

島堤被覆捨石の安定性に及ぼす
多方向不規則波の影響に関する研究

1999年1月

大 野 賢 一

目次

第 1 章 序論	1
第 2 章 多方向不規則波浪場における島堤の被災特性	7
第 1 節 概説	7
第 2 節 予備実験	7
2.1 造波条件の設定	7
2.2 方向スペクトルの検証	9
第 3 節 実験方法および実験条件	15
3.1 採用した捨石の所要重量の算定	15
3.2 実験装置および入射波浪条件	17
3.3 堤体断面形状測定装置について	19
第 4 節 島堤の被災特性に関する検討	24
4.1 被災実験の再現性	24
4.2 堤体の被災特性	25
第 5 節 結語	33
第 3 章 堤体周辺の波浪場に関する数値計算モデル	37
第 1 節 概説	37
第 2 節 線形回折波理論を用いた数値計算モデル	37
2.1 THE SNAKE PRINCIPLE の概要	37
2.2 制約式	40
2.3 境界条件	41
2.4 グリーン関数	44
2.5 数値計算モデル	45
2.6 多方向不規則波浪場への拡張	47
第 3 節 数値計算モデルの妥当性の検討	48
3.1 実験装置および実験方法	48
3.2 数値計算モデルにおける複素反射率の設定	51
3.3 計算結果と実験結果の比較	53
第 4 節 波浪場の数値シミュレーション	66
第 5 節 結語	68
第 4 章 堤体上の波浪流体場の空間特性と被覆捨石の初期移動について	71
第 1 節 概説	71
第 2 節 実験方法および実験条件	72
第 3 節 堤体近傍の波浪流体場に関する検討	75
3.1 堤体周辺の波高の空間変化特性	75
3.2 堤頭部上の作用合成流速の空間変化特性	76
第 4 節 堤体上の作用合成流速の方向特性に及ぼす波の方向分散性の影響	80
第 5 節 被覆捨石の移動限界流速の算定式	82
5.1 堤頭部の場合	82
5.2 主幹部の場合	86

第 6 節	被覆捨石の初期移動に関する検討	87
第 7 節	被覆捨石の安定性に関する作用合成流速からの検討	91
第 8 節	結語	96
第 5 章	堤体斜面上の波浪場に関する数値計算モデル	101
第 1 節	概説	101
第 2 節	ブジネスク理論を用いた数値計算モデル	101
2.1	ブジネスク方程式の概要	101
2.2	数値計算モデルと計算領域の設定	105
2.3	境界条件の設定	108
2.4	差分化表示	109
2.5	差分間隔の設定	119
第 3 節	波浪場の数値シミュレーション	121
第 4 節	結語	126
第 6 章	結論	129

第 1 章 序論

欧米諸国では石材が豊富なので、防波堤は石材を主体とした傾斜堤が主流となっている。その長所は、1) 自重が軽く軟弱地盤にも適用できること、2) 施工設備が簡単で施工や維持補修も容易であること、3) 反射波が少なく付近の水面を乱さないことである。短所としては、1) 水深が深いと大断面になり大量の材料を要すること、2) 波力が大きいところでは被覆部材が散乱されやすく大型の材料が必要となること、3) 比較的工期が長くなることなどが挙げられる。

直立堤が波を反射させて防波機能を果たすのに対し、傾斜堤は堤体斜面上で波を砕いてエネルギーを消耗させることで防波機能を果たす。その際、波によって捨石や被覆ブロック等が飛ばされないように、堤体表層の被覆材には重い重量のものを用いて堤体を安定させる必要がある。捨石や被覆ブロック等の所要重量は、長い間、経験により決められていたが、Iribarren¹⁾によって初めて所要重量を算定する公式が提案された。Iribarren は、堤体斜面上での砕波に伴う水塊の被覆捨石面への突っ込みによって発生する揚力が捨石の重量を低減される方向に作用し、被覆捨石が斜面上で活動しやすくなると考えた。Iribarren の被覆材の所要重量に関する算定式は次に示すものである。

$$W = \frac{K f^3 \rho_s g H^3}{(\rho_s / \rho - 1)^3 (f \cos \theta_H - \sin \theta_H)^3} \quad (1.1)$$

ここに、 W は捨石の空中重量、 ρ は海水の密度、 ρ_s は捨石の密度、 H は堤体前面の波高、 f は捨石間の摩擦係数、 θ_H は堤体の斜面勾配、 g は重力加速度、 K は実験によって決められる係数である。

また、Hudson²⁾は Iribarren の係数 K を定めるために、数多くの実験を繰り返した結果、Iribarren の算定公式には適用限界があることを明らかにし、もっと一般的に適用できる次式の Hudson 公式を提案した。

$$W = \frac{\rho_s g H^3}{K_D (\rho_s / \rho - 1)^3 \cot \theta_H} \quad (1.2)$$

もしくは、

$$\frac{H_{1/3}}{\Delta D_n} = (K_D \cot \theta_H)^{1/3} \quad (1.3)$$

ここに、 $\Delta = \rho_s / \rho - 1$ 、 $H_{1/3}$ は有義波高、 D_n は捨石や被覆ブロックの代表径(体積の3乗根)、 K_D は stability number と呼ばれる係数である。 K_D の値は、捨石や被覆ブロックの種類および積み方、波の入射波条件によって変動すると共に、許容する被害の程度によっても異なってくる。

被害率とは堤体上の任意領域における捨石もしくは被覆ブロックの総個数に対する移動あるいは

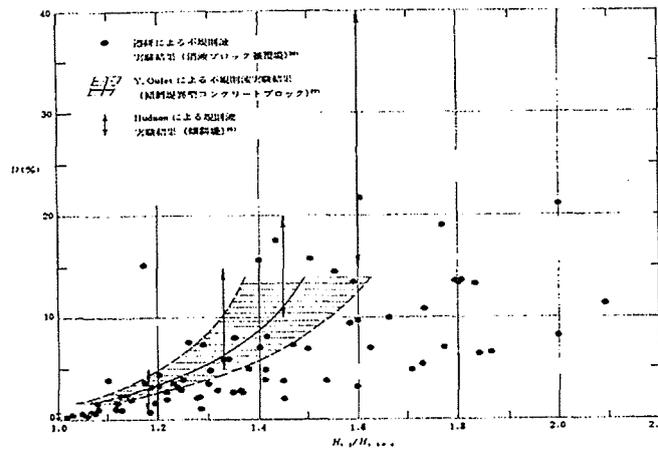


図 1-1 波高と被害率の関係

は転落した個数の百分率で定義される。図 1-1は消波ブロック被覆堤に関する不規則波実験結果から、波高と消波ブロックの被害率の関係を例示したものである³⁾。横軸の $H_{1/3D=0}$ は被害率が 0%に相当する限界有義波高であり、 $H_{1/3}$ は任意の被害率に対する有義波高を表す。図 1-1の結果は非常にばらついていることから、 K_D 値の選定に関して、その変動性を十分に認識し、状況に応じた模型実験結果に基づいて適切に決定することが必要である。Hudson 公式は波高と法面勾配だけで被覆材の所要重量が決定されるため使用しやすいことから現在においても用いられている。

しかし、1978年にポルトガルのシネス港で建設中であった傾斜堤防波堤が完成直前に大きく破損するという事故が起こった。そのため、従来の設計公式に対する見直しが行われ始めた。Bruun⁴⁾は斜面上の遡上波周期と入射波周期が一致した時に生ずる斜面上の共振現象が安定条件に重要な支配要素であることを指摘しており、榎木ら⁵⁾はその共振現象による破壊特性を明らかにした。また、Van der Meer⁶⁾は従来の設計公式には含まれていない碎波の影響や作用波数などを導入し、次式に示す傾斜堤被覆石の所要重量に関する新しい設計公式を提案している。

$$\frac{H_{1/3}}{\Delta D_{n50}} = 6.2P^{0.18} \left(\frac{S}{\sqrt{N}} \right)^{0.2} / \sqrt{\xi} \quad : \text{巻き波型波浪} \quad (1.4)$$

$$\frac{H_{1/3}}{\Delta D_{n50}} = 1.0P^{-0.13} \left(\frac{S}{\sqrt{N}} \right)^{0.2} \sqrt{\cot \theta_H \xi^P} \quad : \text{寄せ波型波浪} \quad (1.5)$$

ここに、 D_{n50} は被覆捨石の中央粒径であり、 ξ は碎波相似性パラメーター (surf similarity parameter)、 P は被覆層の透水性パラメーター、 N は高波時の波数、 S は被害水準指標を示す。

従来、傾斜堤や消波ブロック被覆防波堤の安定性は、造波水槽の性能上の関係から規則波または一方向不規則波を用いた模型実験によって主に評価されてきた。すなわち、実海域では波の方向分散性の影響により作用波力が減少すると考え、構造物に対して直角方向から進行してきた波

だけを対象に検討することで、十分な安定性が得られると考えられた。しかし、防波堤の堤頭部では、波の方向分散性の影響により色々な方向から波の直接的な来襲を受けることから、堤体主幹部よりも被災を受ける危険性が高いと考え、堤頭部に使用する捨石や被覆ブロックの重量には Hudson 公式や Van der Meer 公式によって与えられる所要重量の 1.5 倍以上の重量のものを使うことが推奨されている。堤頭部の被覆材の安定重量に関する上記の割り増しの根拠や具体的な割増率の決定法は明らかにされていない。一方、防波堤の主幹部に関しては、現状の一方向波による被覆材の安定重量に関する評価法では、波の方向分散性の影響を考えると、過剰な安定設計が行われている可能性が十分にあると言えよう。また、「港湾の施設の技術上の基準・同解説(上)」によると、「波向の影響については検討例が少なく、十分に解明されていない。特に条件に適用した実験によって確認する場合のほかは、波向の補正は行わないのを標準とする。」と記述されている。しかし、防波堤の堤頭部において被覆材の安定性を検討する際、多方向不規則波浪場の主波向きの影響は無視できないものと思われる。

外海に面した防波堤堤頭部の安定性は、例えば Jensen⁷⁾や Vidal ら⁸⁾の一方向の直角および斜め入射波の実験結果によると、波の反射、回折、屈折および浅水変形等の影響により、堤頭部の被覆材の所要重量が主幹部の約 1.5 ～4 倍になることが報告されている。さらに多方向不規則波浪場における堤頭部上の波浪流体場の特徴としては、上記の波変形以外に波の方向分散性の影響が加わり、作用波高や作用流速が入射波浪条件によっては局所的に一方向波浪場のものより大きくなる可能性がある。Matsumi ら⁹⁾による多方向不規則波浪場における堤頭部の安定性に関する実験では、多方向不規則波における堤頭部の被災が一方向不規則波の場合より大きくなるケースが確認されている。

多方向不規則波浪場における防波堤（島状防波堤もしくは島堤）堤頭部の被災について上述した波浪流体場の特徴から考えると、堤頭部上の局所的な位置で非常に強い作用流速が発生する可能性が高いことから、被覆捨石の被災としてスポット状の被災パターンが発生するものと推測される。これに対し、一方向不規則波浪場に関しては、Matsumi らが指摘しているように堤頭部上で観察される非常に強い流れの発生位置およびその流れの突っ込む位置がほぼ一定であることから、被災状況が静水面付近で帯状の被災パターンを示す。以上のことから、多方向および一方向不規則波浪場においては被災パターンが異なり、この被災状況と堤体上の波浪流体場とは何らかの関連性があるものと推測できる。従って、堤体被覆材の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響を水理学的に解明するためには、従来の研究のように堤体の被災実験だけによる検討方法ではなくて、被災の発生要因となる堤体上の局所的な水理現象を誘発する波浪流体場の運動学的特性に注目した検討が必要となる。さらに、主波向きが堤体に対して斜めに入射する場合、堤体背面に

において安定性が低下することが予測できる。

以上のことより、本研究は多方向不規則波浪場における防波堤の安定性について、波の方向分散性の影響や主波向きの変化による堤体上の局所的な流速場の運動学的変動性と被覆捨石の移動を関連づけた検討より明らかにし、波の方向分散性および入射波浪条件を考慮した防波堤の安定性の評価方法の確立を最終的な目標とするものである。以下、各章の概要について述べる。

第2章では、多方向および一方向不規則波浪、ならびにそれぞれの主波向きを変化させた入射波浪条件下での被災に関する系統的な比較実験を行う。この実験により、防波堤の安定性を検討する際に多方向不規則波浪および入射波浪条件を考慮する必要性を示す。

まず被災実験における被覆捨石のかみ合わせの違いによる不規則性を出来る限り減らすために、同一の入射波浪条件下での繰り返し被災実験より被災実験の再現性について検討する。そして、波の方向分散性の影響による堤体上の被災パターンの違いを明確にするため、多方向および一方向不規則波における空間的な被災分布パターンについて検討する。次に、波の方向分散性の影響および入射波浪条件による被災量の違いについて考察するため、多方向および一方向不規則波における被災量の場所的な変動を検討する。各入射波浪条件における堤体の被災量は、被覆層の侵食領域の断面積により評価を行う。作用波高の増大に伴う被災のメカニズムと波浪流体場との関連付けを行うため、堤体における初期被災と最終的な破壊における被災位置の対応性を考察する。

第3章では、防波堤の安定性に及ぼす反射波、回折波および波の方向分散性の影響をより定量的に明らかにするため、線形回折波理論を用いて堤体周辺における波浪流体場について数値計算より検討する。

線形回折波理論による数値計算モデルは、直線状に配置されたスネークタイプの造波装置を持つ多方向不規則波造波水槽を想定して、水槽内の波浪場に対して Isaacson¹⁰⁾の線形回折波モデルを拡張した手法、並びに造波板および防波堤等の固定境界表示に対して湧き出し分布法を適用して水槽内の波浪場の数値シミュレーションを行っている。また、多方向不規則波浪場のシミュレーションについては、各波向成分別および周波数成分別の数値計算結果を、任意の方向スペクトルを重み関数として線形に重ね合わせることで再現している。数値計算モデルの妥当性については、規則波を用いた模型実験により堤頭部周辺の水位変動および流速変動の空間分布に関して検証する。一方向波浪場および多方向不規則波浪場の堤頭部周辺の波浪流体場について数値シミュレーションを行い、堤体の被災と波浪流体場の関連性について明らかにする。

第4章では、被覆捨石の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響について水理学的に検討するため、堤体上およびその近傍における波浪場の水位変動および流速変動に関する測定結果から波浪流体場の空間的な運動特性について検討を行う。さらに、多方向および一方向不規則波浪場にお

ける堤頭部上の流速場の空間変動特性と被覆捨石の初期移動との関連性について検討する。

まず多方向および一方向不規則波浪場について堤体上およびその周辺における波浪流体場の計測実験を行い、堤体周辺の空間的な波高変化特性ならびに堤体上の空間的な流速変化特性に及ぼす波の方向分散性の影響について検討を行う。次に、堤体被覆層の初期被災に及ぼす波の方向分散性の影響を明らかにするため、多方向および一方向不規則波浪場における堤体上の捨石の初期移動に関する空間的な分布特性について検討する。さらに、各入射波浪条件における堤体上の被覆捨石の安定性について、多方向および一方向不規則波浪場における堤体上の空間的な作用合成流速から考察を行う。

第5章では、まず多方向不規則波浪場における島堤堤頭部上の波の回折、屈折や浅水変形などの波浪変形を精度良く再現するために、ブジネスク理論を用いて数値計算より島堤堤頭部上の波浪流体場の運動学的な諸量を定量的に明らかにすると共に、堤体上の被災と波浪流体場の関連性について数値計算的な評価を行う。なお、ブジネスク理論による数値計算モデルは、波の基本的な変形および分散性・非線形性が全て表現できる計算法であり、Nwogu¹¹⁾が提案した修正ブジネスク方程式に対し差分法を適用して島堤堤頭部上における波浪場の数値シミュレーションを行っている。

第6章では、この研究において得られた結果を要約することで結論とする。

参考文献

- 1) Iribarren,R. : A formula for the calculation of rock-fill dikes,Translated by D. Heinrich,Technical Report. HE-116-295, Fluid Mech . Lab., Univ. of California,1948.
- 2) Hudson,R.Y. : Laboratory investigation of rubble mound breakwaters, ASCE, Journal of Waterways and Harbor Div., Vol.85, WW3, pp.93-121,1959.
- 3) (社)日本港湾協会 : 港湾施設の技術上の基準・同解説(上), pp.132-135, 1989.
- 4) Bruun, P. and P. Johannesson : Parameters affecting stability of rubble mounds, closure. ASCE, Journal of Waterway, Port and Coastal Ocean Div., WW4, pp.533-566,1977.
- 5) 榎木 亨・柳 青魯・大西 明德 : 捨石防波堤斜面上の共振現象による破壊機構, 海岸工学論文集, 第29巻, pp.428-432, 1982.
- 6) Van der Meer,J.W. : Stability of breakwater armourlayers design formulae, Coastal Eng., Vol.11, pp.219-239,1987.
- 7) Jensen, O.J. : A Monograph on Rubble Mound Breakwaters, Danish Hydraulics Institute, Denmark, 116p,1984.
- 8) Vidal, C., M.A.Losada and R.Medina : Stability of mound breakwater's head and trunk, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol.117, No.6, pp.570-587,1991.
- 9) Matsumi,Y., E.P.D.Mansard and J.Rutledge : Influence of wave directionality on stability of breakwater heads, Proc. 24th ICCE, pp.1397-1411,1994.
- 10) Michael Isaacson : Diffraction model of directional wave generation in a basin with partially reflecting boundaries,NRC of Canada report,1992.
- 11) Nwogu, O. : Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, Vol.119, No.6., pp.618-638,1993.

第 2 章 多方向不規則波浪場における島堤の被災特性

第 1 節 概説

多方向不規則波浪場における島状防波堤堤頭部の作用流速は、その形状特性から波の反射・回折および浅水変形、さらに波の方向分散性に伴う直接的な来襲波により、一方向波浪場と比較して特に堤頭部の中央部から背面部において増大するものと予測される。Matsumi ら¹⁾は、多方向不規則波浪が堤頭部の安定性に及ぼす影響を検討するため、カナダ国立研究協議会 (NRCC) の多方向造波水槽を用いた実験を行った。その結果、多方向不規則波浪場の場合、堤頭部の先端および背面における被災が、一方向不規則波浪場の場合よりも若干大きくなることが確認された。特に、堤頭部中央部から背面部にかけた被災分布パターンが一方向不規則波浪場では静水面付近で帯状となり、多方向不規則波浪場ではスポット状の被災パターンと異なり、その原因が堤頭部上に発生する非常に強い流れと定性的に関連づけられている。また、一方向波浪場における堤頭部背面部の被災事例は、Vidal ら²⁾および Van der Meer ら³⁾による模型実験においても確認されている。

本章は、多方向および一方向不規則波浪場での島堤堤頭部および主幹部の被覆捨石の被災特性に関する比較実験より両者の被災状況の違いを検討し、堤体被覆材の安定重量に関する評価方法において波の方向分散性の影響を考慮する必要性を明らかにするものである。第2節では、被災実験のための造波条件および造波方法について記述する。第3節では、被災実験に用いられる島堤モデルの構成材料の寸法および入射波浪条件について述べる。また、島堤堤頭部および主幹部における被災量の計測に関する詳細な説明を行う。第4節では、同一の入射波浪条件下において5回の被災実験を繰り返し、被災実験結果の再現性について述べる。また、波の方向分散性の影響による被災量の違いを明らかにするとともに、作用波高を増大させたときの初期被災から最終破壊に至るまでの被災状況の経時変化の対応性についても検討する。

第 2 節 予備実験

2.1 造波条件の設定

本実験で目標とする入射波浪条件（特に、有義波高 H_{m0} ）が得られるように、多方向不規則波浪実験システムの造波信号に対する増幅率をあらかじめ決定しておく必要がある。増幅率とは、目標とする波高と造波板の振幅との関係を表すものである。そのため実験を行うに先立って、増幅率設定に関する予備実験を行った。この予備実験では、フレーム構造の島堤モデルのみを設置した条件下で堤頭部および主幹部周辺の8箇所に容量式波高計を設置し、入射波信号の増幅率を種々変化させて堤体周辺の水位変動を計測する。その計測された水位変動の時系列データを用い

表 2-1 入射波浪条件

周波数スペクトル	JONSWAP ($\gamma = 3.3$)
方向分布関数	光易型 ($S_{max} = 5, 10, \infty$)
主波向 (α)	$0^\circ, -15^\circ$
造波信号の計測時間	20分間
有義波高 (H_{m0})	4.0cm, 6.0cm, 8.0cm
ピーク周期 (T_p)	1.0s, 1.4s
水深	30cm
造波信号中の波の数	1440 ($T_p = 1.0s$), 1028 ($T_p = 1.4s$)
D/L	1.49 ($T_p = 1.0s$), 0.95 ($T_p = 1.4s$)
T_L/L	1.82 ($T_p = 1.0s$), 1.16 ($T_p = 1.4s$)

て、ゼロダウンクロス法により有義波高と有義波周期を求める。その結果、本実験条件に定めた目標有義波高と増幅率の関係を決定することができる。この予備実験での入射波浪条件は表 2-1 に示す。表中の D は堤頭部の直径、 T_L は主幹部の長さ、 L はピーク周期に対する波長を示す。周波数スペクトルは次式を用いる。

$$S(f) = \beta_j H_{1/3}^2 T_p^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(T_p f)^{-4}] \times \gamma^{\exp[-(T_p f - 1)^2 / 2\sigma^2]} \quad (2.1)$$

$$\beta_j \doteq \frac{0.0624}{0.23 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}} [1.094 - 0.01915 \ln \gamma] \quad (2.2)$$

$$T_p \doteq T_{1/3} \left[1 - 0.132(\gamma + 0.2)^{-0.559} \right] \quad (2.3)$$

$$\sigma \doteq \begin{cases} 0.07 & : f \leq f_p \\ 0.09 & : f \geq f_p \end{cases} \quad (2.4)$$

ここに、 $H_{1/3}$ は有義波高、 T_p はピーク周期、 f は周波数、 $T_{1/3}$ は有義波周期を示す。これは JONSWAP (Joint North Sea Wave Project) のスペクトル⁴⁾とよばれるもので、スペクトルのピークを表すパラメータ γ を 3.3 で与えている。また方向分布関数には次式で示す光易型⁵⁾を用いた。

$$G(f; \theta) = G_0 \cos^{2S} \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.5)$$

$$G_0 = \left[\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \cos^{2S} \left(\frac{\theta}{2} \right) d\theta \right]^{-1} \quad (2.6)$$

ここに、 S は方向分布関数の集中度を表すパラメータで、 θ は方向角を表す。周波数スペクトルのピーク付近で S が最大となり、そこから離れていくにつれてだんだんと S が減少する形になっている。ここでは、 S の最大値 S_{max} を主パラメータとした次式を用いた⁶⁾。

$$S = \begin{cases} S_{max} \cdot \left(\frac{f}{f_p} \right)^5 & (f \leq f_p) \\ S_{max} \cdot \left(\frac{f}{f_p} \right)^{-2.5} & (f \geq f_p) \end{cases} \quad (2.7)$$

ここに、 f_p はピーク周期の逆数であるピーク周波数である。

造波信号のサイクル時間は25分間で、計測時間は造波開始後20分間とした。この場合の計測時間あたりの波数は、1028($T_p=1.4s$ の場合)および1440($T_p=1.0s$ の場合)である。全ケースの水深は30cmである。

予備実験より最終的に設定された有義波高 $H_{s,no}$ を表2-2に示す。なお、 $H_{s,no}$ の値には、8箇所波高計より得られた有義波高の平均値をとっている。

2.2 方向スペクトルの検証

不規則な波を表現する方法は、有義波高、有義波周期および周波数スペクトルだけでなく、方向スペクトルも重要となってくる。方向スペクトルとは波のエネルギーが周波数だけに依存するのではなく、波向きについてどの様に分布しているかを示すものである。実際に実験で使用する波の方向分散性が十分に再現できているかについての検証は、特に島堤のような波の回折、屈折といった波の変形を生じる実験では重要なことである。そのための方向スペクトルの推定方法は、既に数多く提案されているが、ここでは最尤法⁷⁾を採用して検討する。

最尤法は、方向分解能力が比較的高いといわれている手法である。さらにこの推定法による入射波の共存場における方向スペクトルの推定精度を向上するように、修正・拡張した方法が拡張最尤法(Extended Maximum Likelihood Method)である。この推定手法は、星形に配置した4台の波高計における水位変動計測データについて運動量各2個ずつの組み合わせについて全てのクロススペクトル $\Phi_{ij}(i, j$ は波高計位置を表す)を計算する。得られたクロススペクトルを伝達関数 $H(k, f)$ を使って次のように正規化する。

$$\phi_{ij}(f) = \frac{\Phi_{ij}(f)}{H_i(k, f) H_i^*(k, f)} \quad (2.8)$$

表 2-2 有義波高

	H_{m0}	Hs_{no} ($T_p = 1.0s$)	Hs_{no} ($T_p = 1.4s$)
$S_{max} = \infty, \alpha = 0^\circ$	4.0	4.04	4.20
$S_{max} = \infty, \alpha = -15^\circ$	4.0	4.18	4.01
$S_{max} = 10, \alpha = 0^\circ$	4.0	4.16	4.00
$S_{max} = 10, \alpha = -15^\circ$	4.0	4.22	4.02
$S_{max} = 5, \alpha = 0^\circ$	4.0	4.23	3.96
$S_{max} = 5, \alpha = -15^\circ$	4.0	4.14	4.15
$S_{max} = \infty, \alpha = 0^\circ$	6.0	6.05	6.01
$S_{max} = \infty, \alpha = -15^\circ$	6.0	6.31	6.11
$S_{max} = 10, \alpha = 0^\circ$	6.0	6.00	5.94
$S_{max} = 10, \alpha = -15^\circ$	6.0	6.06	6.07
$S_{max} = 5, \alpha = 0^\circ$	6.0	6.00	6.11
$S_{max} = 5, \alpha = -15^\circ$	6.0	5.99	5.97
$S_{max} = \infty, \alpha = 0^\circ$	8.0	8.02	7.99
$S_{max} = \infty, \alpha = -15^\circ$	8.0	8.01	8.07
$S_{max} = 10, \alpha = 0^\circ$	8.0	8.09	8.11
$S_{max} = 10, \alpha = -15^\circ$	8.0	8.16	8.09
$S_{max} = 5, \alpha = 0^\circ$	8.0	8.12	8.08
$S_{max} = 5, \alpha = -15^\circ$	8.0	8.13	8.03

(unit : cm)

ここに、 k は波数、 f は周波数、 $H_i^*(k, f)$ は伝達関数 $H_i(k, f)$ の共役複素数である。そして $\phi_{ij}(f)$ を要素とする行列の逆行列を計算し、その行列要素 $\phi_{ij}^{-1}(f)$ を用いて方向スペクトルを次式で推定する。

$$\hat{S}(\theta|f) = \alpha' \left\{ \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \phi_{ij}^{-1}(f) \exp[-i(kX_{ij} \cos \theta + kY_{ij} \sin \theta)] \times (\cos \theta)^{p_i+p_j} (\sin \theta)^{q_i+q_j} \right\}^{-1} \quad (2.9)$$

ここに、 (X_{ij}, Y_{ij}) は波高計の対のベクトル距離、 p および q は各測定量の運動方向を表す指数、 N は波高計の本数、 α' は全方向についての積分値が周波数スペクトルの絶対値に一致するための比例係数である。

(a) 実験装置および実験方法 実験は図2-1に示す14枚の造波板（1枚あたりの幅60cm）からなるスネーク型の多方向不規則波造波水槽（9m×16m×0.6m）を用いて行った。水槽側壁には、ステラシートの2層構造からなる遊水部を持つ消波工が設けられており、側壁での反射率を0.2程度に抑えている。また、水槽の岸側には捨石による1/5スロープ（長さ1m）と、さらにその奥にアルミ製の1/10スロープ（長さ6m）が消波工として設置されている。今回の実験では、方向スペクトルの検証が目的であるため、図中に示す島堤モデルは設置していない。

測定に用いる容量式波高計は4台で、1辺が86.6cmの正三角形の頂点と重心の位置に波高計が取り付けられるような星形の波高計アレイを作成し使用した。ここで、より高精度の結果を得るための波高計配置に関して、合田⁸⁾による詳細な検討を参考にしたので併せて記しておく。

- 1) 波高計の対 (*pair*) のベクトル距離が全て異なるようにする。
- 2) ベクトル距離ができるだけ広い範囲で等密度に分布するようにする。
- 3) 波高計間の最小距離を測定対象の最小波長の1/2以下にする。

この条件をもとに図2-1に示す星形の波高計アレイを1頂点と重心を結んだラインと造波板の中心に対して垂直になるように、造波板から2m離れた位置に頂点がくるように設置した。またこの波高計アレイは、第3章で述べる多方向不規則波浪場の計算モデル⁹⁾より得られた有効造波領域（図2-1の右側の無次元等波高分布の図を参照）に納まるよう設置されている。

これら4台の容量式波高計アレイで計測された水位変動の時系列データをビデオカセット式データレコーダ（KYOWA, RTP-772A）に収録し、同時にパソコン（NEC, PC-9801Bp）に直接計測データを取り込んだ。全実験ケースの水深は30cmであり、計測時間は造波開始後20分間で行われた。

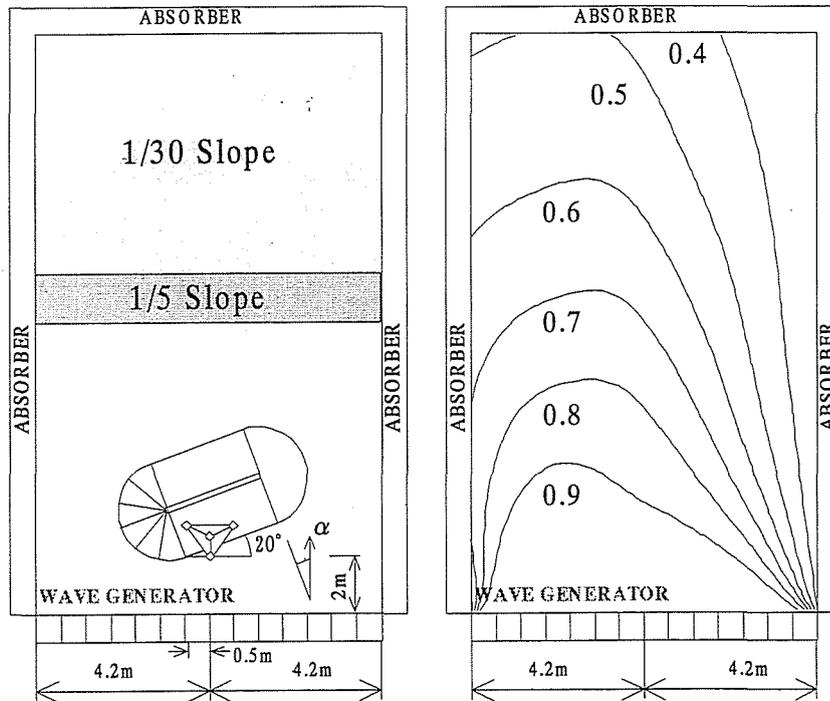


図 2-1 島堤モデルおよび波高計アレイの配置状況

(b) 実験結果 拡張最尤法によって推定された方向スペクトルを図 2-2 および図 2-3 に示す。これらの図において、縦軸は波の進行方向を表し、横軸は波の周波数帯である。この実験では 0.2Hz から 2.0Hz の波を造波した。これらの図は、有義波高 $H_{m0}=6.0\text{cm}$ 、周期 $T_p=1.4\text{s}$ 、主波向き $\alpha=0^\circ$ 、 -15° (これらの図においてそれぞれ $\theta_p=110^\circ$ 、 95° に対応する)、方向集中度パラメータ $S_{max}=5$ 、 10 、 ∞ の結果である。図中の等高線の初期値は 0.01 で、間隔は 0.02 である。また、図中に含まれる θ_p および f_p はそれぞれ推定された主波向きと周波数のピーク値を表している。

これらの図において、設定波浪条件と計測結果を比較する。ピーク周波数に関しては、図 2-2 および図 2-3 において実験結果と入射波浪条件に大きな違いはみられない。これはピーク周波数の推定が造波板に一番近い位置での波形記録から求められたため、比較的精度が高くなったと思われる。また、主波向きのピーク値に関して、一方向不規則波の実験結果については直角入射 ($\alpha=0^\circ$) および斜め入射 ($\alpha=-15^\circ$) とも良い精度である。他方、多方向不規則波については、斜め入射の場合で主波向きのピークが二つ山になっている。このような方向スペクトルの推定精度については、方向分布関数の推定精度が低い事が原因してると考えられる。方向分布関数の推定能力については橋本¹⁰⁾らの研究によって評価されている。それによると、拡張最尤法は他のスペ

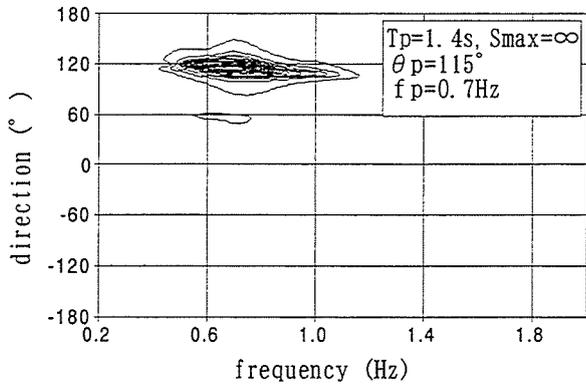
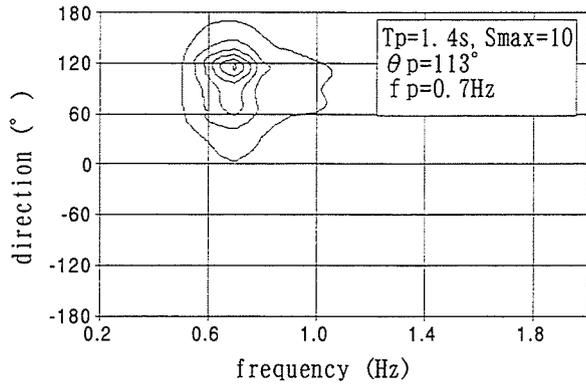
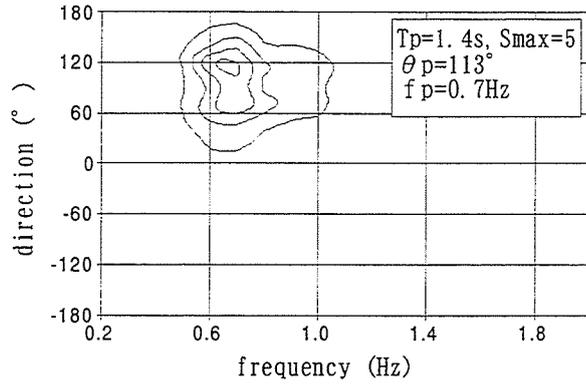


図 2-2 方向スペクトルの推定結果 (直角入射の場合)

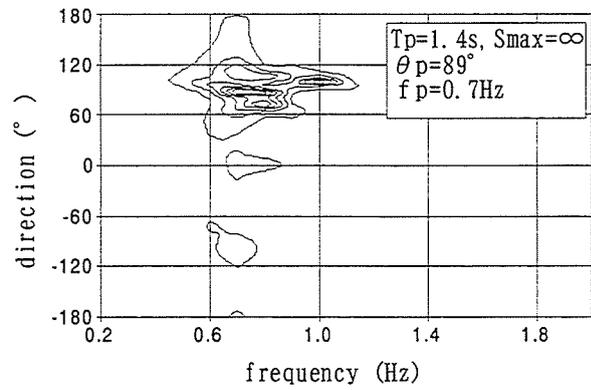
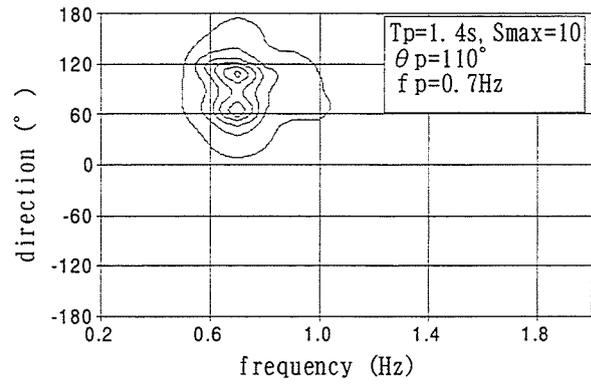
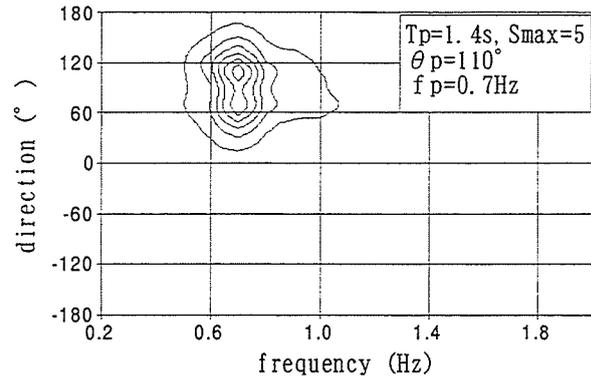


図 2-3 方向スペクトルの推定結果 (斜め入射の場合)

クトル推定方法に比べ、一方向不規則波についてはそのエネルギーピーク値が真値より偏平な推定値を示し、この影響のためエネルギーがゼロの領域においてもエネルギーが広まる傾向にある。多方向不規則波においては、真値よりはるかに低いあたりで二つ山の疑似ピークを持つ事があると報告されている。しかし、目標とする波向きがちょうど二つのピーク値の谷にきている結果は、橋本らが示している研究結果と非常に似ている事から、設定波浪条件を満たす波が造波されていると考えられる。

第 3 節 実験方法および実験条件

3.1 採用した捨石の所要重量の算定

本実験に用いる被覆捨石の所要重量を求めるため、次式に示すハドソンの公式¹¹⁾を用いる。

$$W = \frac{\gamma_d H^3}{K_D (\gamma_r - 1)^3 \cot \theta_H} \quad (2.10)$$

ここに、

- W : 被覆材の所要最小重量 (gf)
- γ_d : 被覆材の空中単位体積重量 (gf/cm³)
- γ_r : 被覆材の海水に対する比重
- θ_H : 傾斜法面が水平面となす角
- H : 防波堤の設定位置における進行波としての波高 (cm)
- K_D : 被覆材の形状および被害率によって定まる係数

K_D の算定に際して、Van der Meer による傾斜堤被覆石の設計公式を用いると、 K_D は次のように表せる¹³⁾。

$$K_D = 238.3 P^{0.54} (S/\sqrt{N})^{0.6} \xi^{-1.5} / \cot \theta_H : \xi < \xi_c \quad (2.11)$$

$$K_D = P^{-0.39} (S/\sqrt{N})^{0.6} (\cot \theta_H)^{1.5} \xi^P : \xi \geq \xi_c \quad (2.12)$$

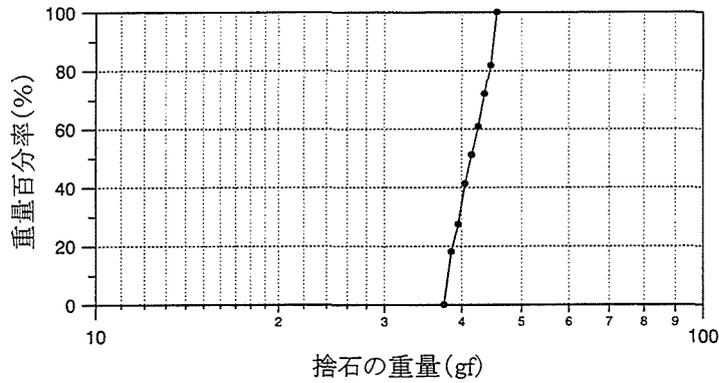


図 2-4 捨石の粒度分布

ここに,

- P : 被覆層の透水性パラメーター (0.1~0.6)
 砕石の堤心部の外側にフィルター層を設けて
 2層の被覆石をおく場合 $P = 0.4$
- S : 被害水準指標 (2~17)
 無被害 $S = 2$
- N : 高波時の波数
 高波が6時間程度続くとして, $N = 2000$ を仮定している.
- ξ : 砕波相似性パラメーター (*surf similarity parameter*)

$$\xi = \frac{\tan \theta_H}{\sqrt{2\pi H_{1/3} / (g\bar{T}^2)}} \quad (2.13)$$

$$\bar{T} = T_{1/3} / 1.2 \quad (2.14)$$

ここに, $H_{1/3}$ は有義波高, $T_{1/3}$ は有義周期, \bar{T} は平均周期である.

本実験では, 次の条件で被覆捨石の所要重量を算定する.

$$\begin{aligned} \gamma_d &= 2.65(\text{gf}/\text{cm}^3) \\ \cot \theta_H &= 2 \\ \gamma_r &= 2.65 \\ P &= 0.4 \\ S &= 2 \\ N &= 2000 \end{aligned}$$

なお、本実験に用いる被覆層の捨石重量は、有義波高 $H_{1/3}=6\text{cm}$ 、有義周期 $T_{1/3}=1.4\text{s}$ 、ダメージ・パラメータ $S=2$ の条件で算出された安定重量の5割り増しに設定する。そのため、実験に用いる捨石の選別を38～46gfの間で行い、その捨石の粒度分布を図2-4に示す。横軸は片対数表示による捨石の重量で、縦軸は各重量以下の粒径の全体に対する重量百分率を示している。図2-4より、被覆捨石の中央重量としては、平均値の42gfを用いることにする。

3.2 実験装置および入射波浪条件

被災実験の島堤モデルは、8mm径の鉄筋丸棒のフレーム構造で、図2-5に示すようにコア一部と2層被覆捨石層より構成されている。島堤の構成材料はコンクリート用碎石で、島堤のサイズおよび被覆層、コア一部の代表径は表2-3に示す通りである。堤体の高さ50cmは、実験時の水深30cmで越波が起こらないように設定した値である。堤頭部および主幹部の法面勾配は1:2である。

平面水槽内で海の状態を再現出来る領域は、Sandら¹⁴⁾によると、回折や反射といった現象からごく限られている。そのため、模型を設定する場所は注意深く決定されなければならない。そこで、島堤の配置は第3章で述べる多方向不規則波浪場の計算モデルより得られた有効造波領域内に、島堤モデルの堤頭部および主幹部のほとんどの部分が位置するように決定された。また、造波板からの再反射波をできる限り避けるために、島堤モデルは図2-1に示すように造波機の中心から側壁へ0.5mずらし、スロープに向かって2m移動させた位置を中心として、造波機に対して20°傾けて設置された。

被災実験では、島堤モデルの堤頭部と主幹部の一部に注目して行った。そのため、島堤モデルで被災断面を計測しない部分（図2-5中の斜線部）は、透過性防護ネットにより捨石の移動を拘束している。被災計測箇所の捨石は各セクションの被覆層ごとに色分けして、捨石の移動を把握しやすくしている。

被災量の程度は、回転式ポテンシオメータを利用した接触型の変位計を用いて、堤体縦断面方向に対して5cm間隔で堤体の断面形状を測定した。堤頭部においては、堤頭部における20本の測定結果を基に、堤頭部の中心より放射方向に5°間隔の断面に変換する。被覆層の被災量については、Van der Meerによる次式のダメージ・パラメータ S で評価する。

$$S = A_e / D_{n50}^2 \quad (2.15)$$

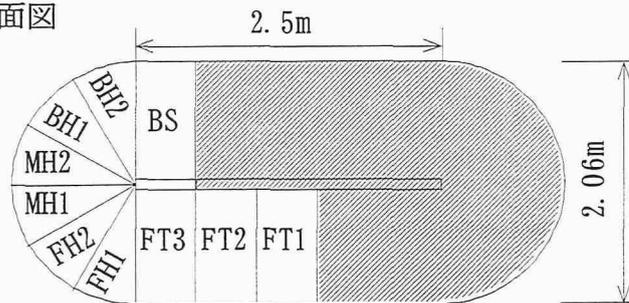
ここに、 A_e は被覆層の侵食面積、 D_{n50} は被覆捨石の中央粒径を示す。侵食面積 A_e は、ポテンシオメータにより初期断面と被災後の断面形状を測定しているので、それらの比較から求められる。

表 2-3 島堤モデルの構成材料の寸法

被覆捨石の中央重量 (W_{a50})	42gf (0.4116N)
被覆捨石の中央粒径 (D_{n50})	2.51cm (0.0251m)
コア一部の中央重量 (W_{c50})	3.75gf (0.03675N)
空隙率	0.45
主幹部の長さ (T_L)	250cm (2.5m)
堤頭部の直径 (D)	206cm (2.06m)

$$D_{n50} = (W_{a50} / \rho_S g)^{1/3} \quad \rho_S : \text{被覆捨石の密度}$$

平面図



断面図

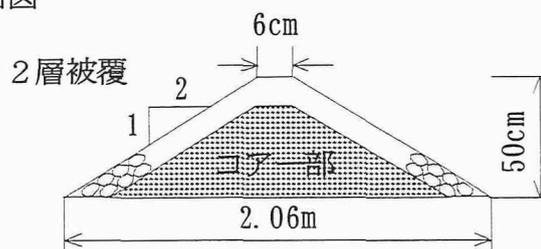


図 2-5 島堤モデルの説明図

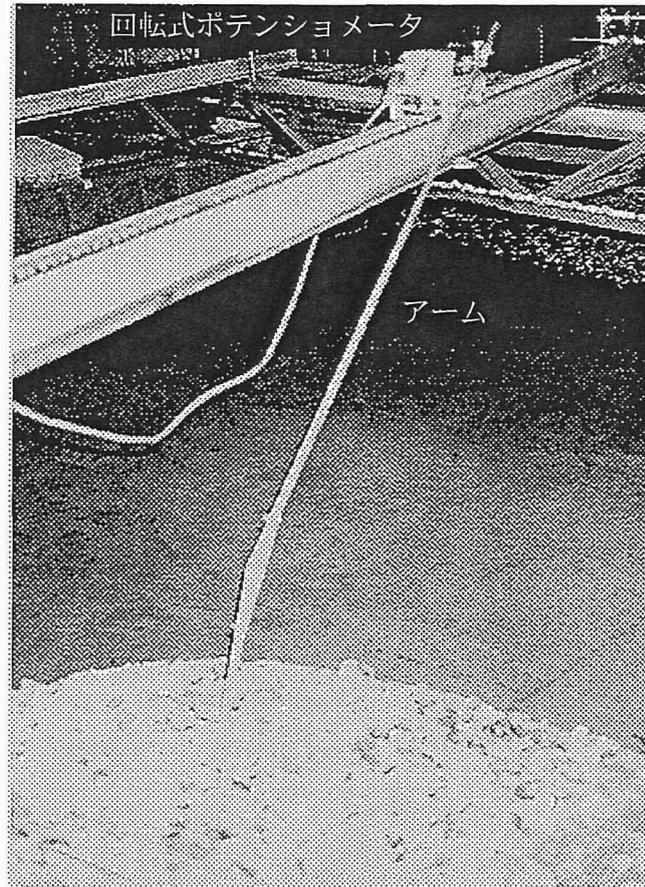


図 2-6 断面形状測定装置

入射波浪条件は表 2-1 で示す通りである。ここでは、堤頭部および主幹部における波の方向分散性と入射波浪条件の影響に注目しているため、主波向 α を 0° と -15° の2種類、 S_{max} を5, 10, ∞ の3種類変化させている。

被災実験における波浪の作用方法は、1サイクルの作用時間が20分間で、堤頭部における被災状況が定常に達するまで同一の入射波浪条件を繰り返し作用させ、定常状態に達した後に有義波高を増大させる方法を採用した。この時の有義波高 H_{m0} の変化は、4cmを初期値として最大8cmまで2cm間隔で、Vidalらが定義している第2層目の捨石が欠落して堤体コア一部が露出する最終破壊に至るまで波高を段階的に増大させた。

3.3 堤体断面形状測定装置について

島堤モデルの被災箇所を測定するために、Daviesら¹⁵⁾によって述べられた回転式ポテンシオメータを利用した接触型の変位計を用いた。その形状を図 2-6 に示す。回転式ポテンシオメータとは、

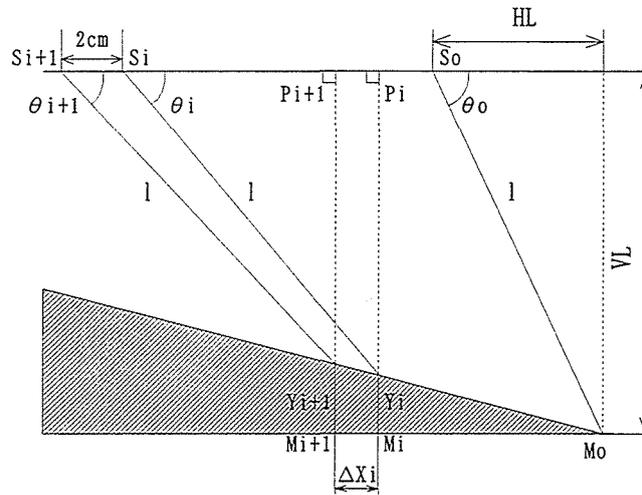


図 2-7 測定水平距離間隔の補正概略図

360° の軸回転を 0 から 24V の電圧変化で出力するものである。この回転軸にアルミパイプ (直径 13mm, 長さ 144cm) のアームを取り付け, アームの先端には車輪を付けている。このポテンシオメータを台車に載せ, 計測を行いたい断面上を水平床と平行に移動させる。このときアームが堤体の断面形状に合わせて変位し, ポテンシオメータの出力電圧もそのアームの変位量に併せて変化する。この出力電圧を台車が 2cm 間隔で移動するたびに入力できる外部トリガーを用いてデジタルレコーダー (TEAC, DR-F1) によって記録し, さらに出力電圧のバイナリーデータをデジタル化する事で最終的にその変位量を求めるものである。このとき堤体斜面上の測定点の水平距離間隔の補正とアームの変位鉛直距離の導出が必要となるので, 以下に詳しく説明する。

(a) Profiler による測定水平距離間隔の補正方法 Profiler による測定水平距離間隔の補正方法に関する概略図を図 2-7 に示す。この図における変数は以下の通りである。

- l : アーム長
- θ_0 : 水平床に計測アームを設置したときの
アームと水平軸との傾き角度
- HL : ポテンシオメータの中心軸と水平床上の
アーム節点との水平距離
- VL : ポテンシオメータの中心軸と水平床との鉛直距離
- θ_i, θ_{i+1} : i 番目, $i+1$ 番目の位置における
アームと水平軸との傾き角度
- $S_{i+1} - S_i$: 2cm

いま、外部トリガー位置 (S_i, S_{i+1}) によって計測された隣接する2点間 (M_i, M_{i+1}) の水平距離 ΔX_i は、Profilier のアーム長 l およびアームと水平軸との傾き角度 θ_i を用いて次のように与えられる。

$$\begin{aligned}\Delta X_i &= M_{i+1} - M_i \\ &= \overline{S_{i+1} - P_i} - \overline{S_{i+1} - P_{i+1}} \\ &= (l \cos \theta_i + 2) - l \cos \theta_{i+1}\end{aligned}\quad (2.16)$$

ここで、

$$\begin{aligned}\theta_i &= \theta_0 - \Delta\theta_i \\ \theta_{i+1} &= \theta_0 - \Delta\theta_{i+1}\end{aligned}\quad (2.17)$$

$\Delta\theta_i$ および $\Delta\theta_{i+1}$ は i 番目および $i+1$ 番目の計測位置におけるアームの傾き角度の初期位置 (水平床の場合) からの偏角である。 $\Delta\theta_i, \Delta\theta_{i+1}$ は、ポテンシオメータの出力特性より次式によって与えられる。

$$\begin{aligned}\Delta\theta_i &= (V_i - V_0) \times \frac{360(^{\circ})}{24(V)} \\ &= 15(V_i - V_0)\end{aligned}\quad (2.18)$$

ここに、 V_i および V_0 は、 i 番目および初期位置 (水平床の場合) におけるポテンシオメータからの出力電圧である。この装置では、ポテンシオメータからの出力は $0^{\circ} \sim 360^{\circ}$ 回転することにより $0 \sim 24V$ の出力電圧が得られる。従って、 1° 当たりの出力電圧は次式で与えられる。

$$24(V)/360(^{\circ}) \cong 0.066667 \quad (2.19)$$

ポテンシオメータの中心軸と水平床との水平距離 HL および鉛直距離 VL は、アーム長 l を用いて次式のように表される。

$$\begin{aligned}HL &= l \cos \theta_0 \\ VL &= l \sin \theta_0\end{aligned}\quad (2.20)$$

以上のことより、 ΔX_i は以下のように展開整理できる。

$$\begin{aligned}
 \Delta X_i &= \{l \cos(\theta_0 - \Delta\theta_i) + 2\} - l \cos(\theta_0 - \Delta\theta_{i+1}) \\
 &= l \cos \theta_0 \cos \Delta\theta_i + l \sin \theta_0 \sin \Delta\theta_i + 2 \\
 &\quad - l \cos \theta_0 \cos \Delta\theta_{i+1} - l \sin \theta_0 \sin \Delta\theta_{i+1} \\
 &= l \cos \theta_0 (\cos \Delta\theta_i - \cos \Delta\theta_{i+1}) \\
 &\quad + l \sin \theta_0 (\sin \Delta\theta_i - \sin \Delta\theta_{i+1}) + 2 \\
 &= HL (\cos \Delta\theta_i - \cos \Delta\theta_{i+1}) + VL (\sin \Delta\theta_i - \sin \Delta\theta_{i+1}) + 2 \quad (2.21)
 \end{aligned}$$

$$M_{i+1} = M_i + \Delta X_i \quad (2.22)$$

式(2.22)より M_i の X 軸座標値が、測定開始位置を $X=0$ として与えられる。

(b) 斜面の高さの導出 アームが水平床に設置してある時、初期偏角 θ_0 から角度 θ_i まで変位したときの鉛直距離 Y_i は次式で表される。

$$\begin{aligned}
 Y_i &= l \sin \theta_0 - l \sin \theta_i \\
 &= l \sin \theta_0 - l \sin(\theta_0 - \Delta\theta_i) \\
 &= l \cos \theta_0 \sin \Delta\theta_i + l \sin \theta_0 (1 - \cos \Delta\theta_i) \\
 &= HL \sin \Delta\theta_i + VL (1 - \cos \Delta\theta_i) \quad (2.23)
 \end{aligned}$$

つぎに、 j が M_i と M_{i+1} の区間に入る条件は、 $M_i - X_j < 0$ かつ $M_{i+1} - X_j > 0$ の時である。すなわち、それは X_j における斜面の高さ H_j を表す。

$$H_j = \frac{Y_i (M_{i+1} - X_j) + Y_{i+1} (X_j - M_i)}{M_{i+1} - M_i} \quad (2.24)$$

ただし $M_i = X_j$ の場合、 $H_j = Y_i$ となる。

(c) Profiler の堤頭部放射断面への変換 堤体断面計測より図 2-8 に示すように堤頭部の縦断面形状が 5cm 間隔 (図中破線) に得られ、それを堤頭部の頂点から放射線状 (図中実線) の断面形状に変換する。そのときの補正の概略を図 2-9 に示す。図中、黒丸が求める放射線上の任意の点 (H_{ij}) を表し、白丸が先に求めた縦断面形状で得られた等間隔の計測点である。A1, A2, A3, A4 はそれぞれの領域の面積である。点 H_{ij} における高さは、図中白丸で示す 4 箇所の位置での高さと同面積

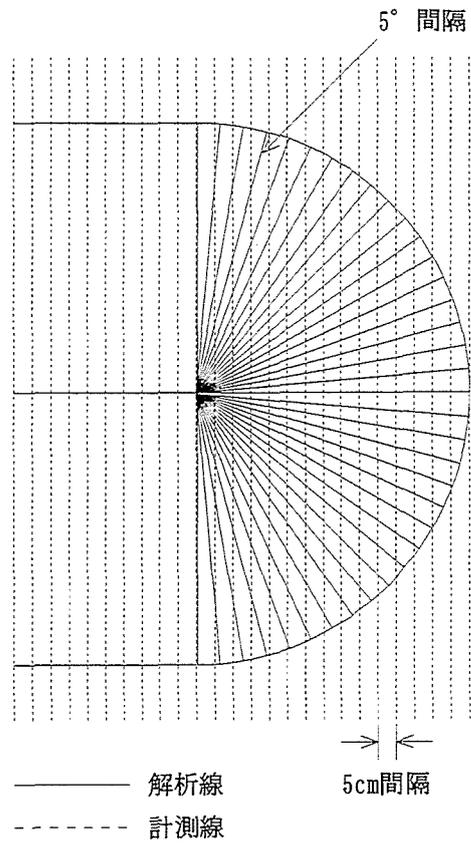


図 2-8 放射状断面への変換概略図

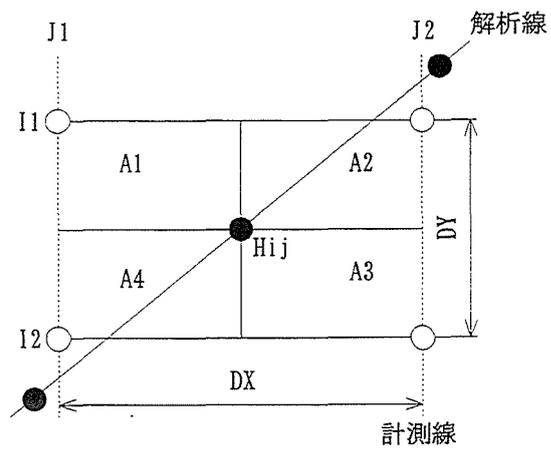


図 2-9 profiler の堤頭部放射断面への補正概略図

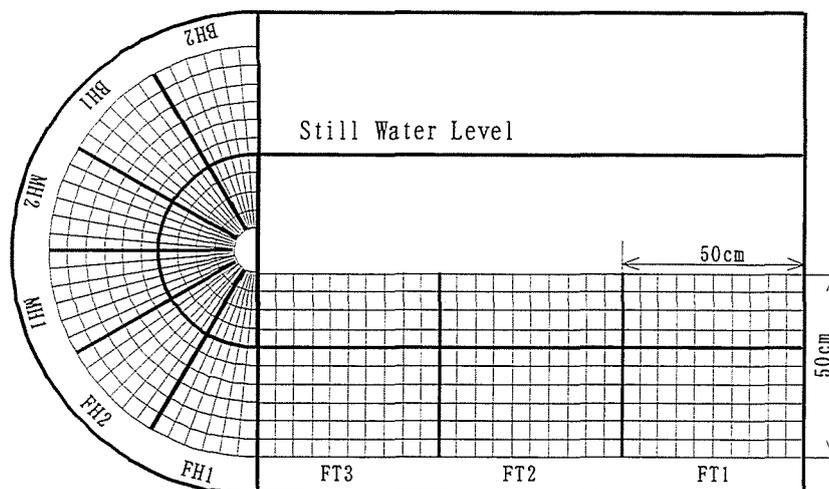


図 2-10 堤体上の区分領域

を重み係数として次式によって与えられる。

$$H_{ij} = \{H(I1, J1) \times A3 + H(I1, J2) \times A4 + H(I2, J2) \times A1 + H(I2, J1) \times A2\} / (DX \times DY) \quad (2.25)$$

ここに、 DX および DY は堤体断面計測時の堤体横方向および縦方向の刻みを表し、それぞれの値は $DX=5\text{cm}$ 、 $DY=2\text{cm}$ である。

第 4 節 島堤の被災特性に関する検討

ここでは、表 2-1 の入射波浪条件で $S_{max}=5$ 、10 を採用したが、これら 2 つのパラメータによる被災状況に差があまり見られなかったので、波の方向分散性の影響をより顕著に見るために $S_{max}=5$ 、 ∞ の被災実験結果について検討を行っていく。

4.1 被災実験の再現性

堤体の被災実験において、例えば被覆捨石の積み方によるかみ合わせ等による実験的な不規則性を出来る限りなくすために、被災実験の定常的な被災状況の再現性について検討する。定常的な被災状況を明らかにするためには数多くの繰り返し実験を行う必要があるが、ここでは同一入射波浪条件下で 5 回の被災実験を繰り返し行い、各実験毎に図 2-10 に示す堤体上の区分領域における被災について被災の有無を調べた。被災の有無を調べるための領域は、堤頭部では堤頭部を

中心に 5° 間隔と半径5cm間隔，主幹部では 5×5 cm間隔で堤体を区分し，肉眼および写真により被覆捨石の移動により判断した．その結果を重ね合わせたものを被災発生日数として図2-11および図2-12に示す．これらの図は $T_p=1.4$ sの場合である．例えば，図中の被災発生日数が2であるならば，同一領域で2回以上被災が認められたことを意味する．

図2-11の直角入射($\alpha=0^\circ$)の場合，初期被災の発生波浪条件の $H_{m0}=6$ cmにおいて，同図(A)に示す多方向不規則波浪場($S_{max}=5$)では被災発生日数の大きい領域が堤頭部前面部から背面部にかけてスポット状になっているのに対し，同図(B)の一方方向不規則波浪場では静水面付近で帯状になっているのが確認できる．このことはMatsumiらの研究においても確認されている．また，図2-12の斜め入射($\alpha=-15^\circ$)の $H_{m0}=6$ cmの場合，主幹部前面および堤頭部前面部では多方向および一方方向不規則波とも直角入射の時よりも全体的に被災発生日数の領域が小さくなっていることがわかる．多方向不規則波浪場では，堤頭部背面部においても若干の減少は見られるが，一方方向不規則波浪場では，斜め入射の条件であるため堤頭部背面部において直角入射の場合よりも被災発生日数の増大が確認できる．

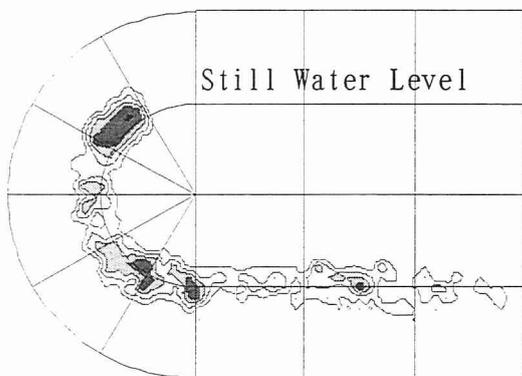
堤体上の被災発生日数が2を示す領域に注目し，初期被災位置と最終破壊に至るまでの被災位置の対応性を検討すると，図2-11および図2-12における図(C)および(D)に示すように作用波高の増大に伴って被災発生日数の領域が広がっていることから，多方向および一方方向不規則波浪場共によく認められる．以上のことより，本研究における被災領域については，同一の入射波浪条件下で2回以上被災が発生する領域と定義することにする．

4.2 堤体の被災特性

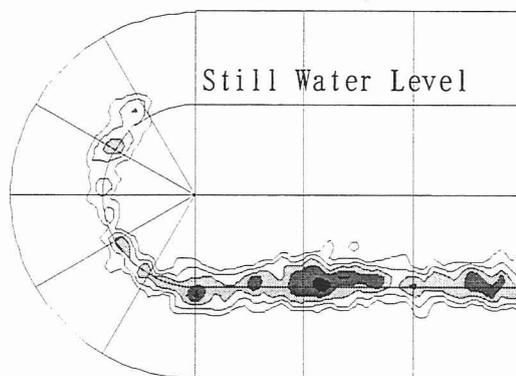
図2-13と図2-14は，堤頭部の中心より放射方向に 5° 間隔に設定された断面のダメージ・パラメータ S を初期被災から最終破壊に至るまで作用波高ごとに示した一例であり，横軸は被災断面の各セクションを表す．まず，これらの図より初期被災から最終破壊に至るまでの被災位置の対応性は，一方方向不規則波浪場の直角入射の場合，堤頭部中央部(MH)において埋め戻しにより $H_{m0}=8$ cmの S 値が若干小さくなっているが，多方向および一方方向不規則波共に認められる．

ついで，堤頭部の被災特性について実験時に観察された波浪流体場の特徴から検討を行う．図2-13における堤頭部前面部(FH)の被災は，多方向および一方方向不規則波浪場共に作用波高の増大に伴って進行していることがわかる．そこで，この被災原因を斜面上の波のup-rushとdown-rushより考察するため，surf similarity parameter ξ (碎波相似性パラメータ)を有義周期1.4s，有義波高6cmと8cmについて求めてみると，それぞれ2.97および2.57の値を示す．とくに $H_{m0}=8$ cmの場合， ξ の値はsawaragiら¹⁶⁾の防波堤斜面上の共振現象の領域に該当し，しかもその領域にお

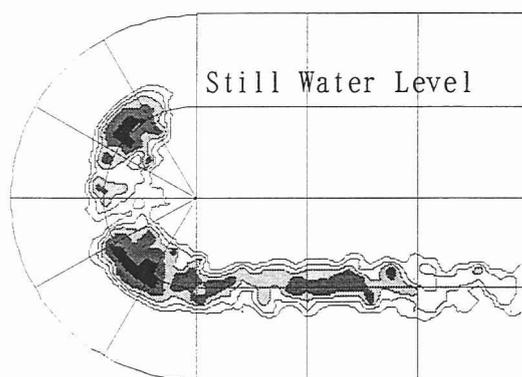
(A) 多方向不規則波
($S_{max}=5$, $\alpha=0^\circ$, $H_{m0}=6\text{cm}$)



(B) 一方向不規則波
($S_{max}=\infty$, $\alpha=0^\circ$, $H_{m0}=6\text{cm}$)



(C) 多方向不規則波
($S_{max}=5$, $\alpha=0^\circ$, $H_{m0}=8\text{cm}$)



(D) 一方向不規則波
($S_{max}=\infty$, $\alpha=0^\circ$, $H_{m0}=8\text{cm}$)

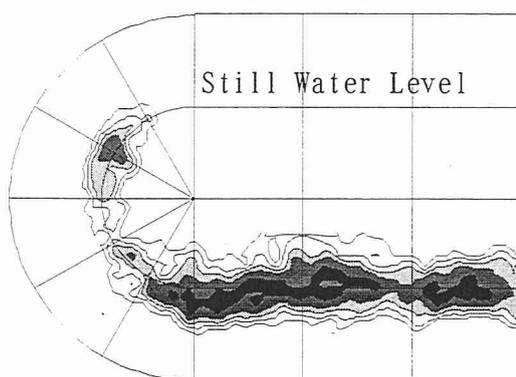
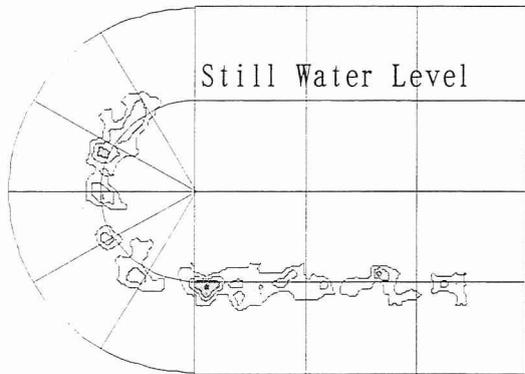
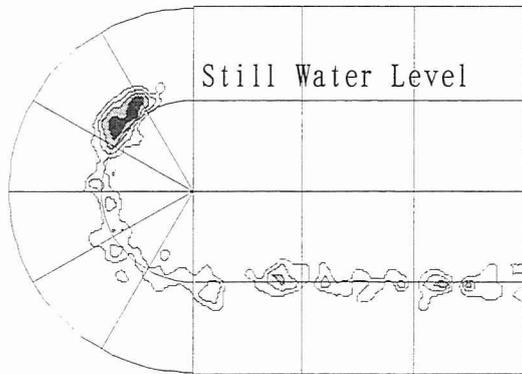


図 2-11 被災実験の再現性(直角入射の場合)

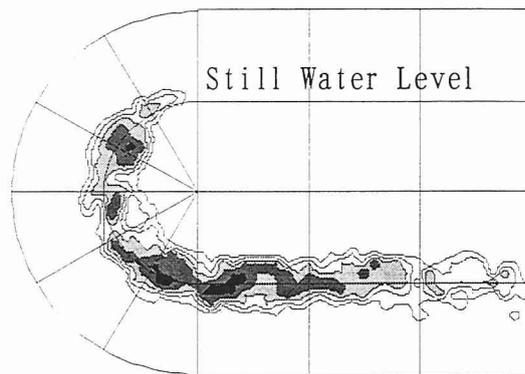
(A) 多方向不規則波
 ($S_{max}=5, \alpha=-15^\circ, H_{m0}=6\text{cm}$)



(B) 一方向不規則波
 ($S_{max}=\infty, \alpha=-15^\circ, H_{m0}=6\text{cm}$)



(C) 多方向不規則波
 ($S_{max}=5, \alpha=-15^\circ, H_{m0}=8\text{cm}$)



(D) 一方向不規則波
 ($S_{max}=\infty, \alpha=-15^\circ, H_{m0}=8\text{cm}$)

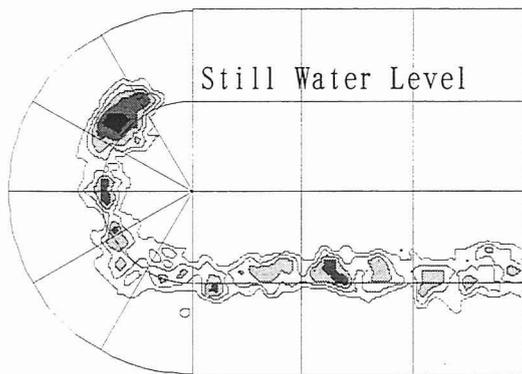


図 2-12 被災実験の再現性 (斜め入射の場合)

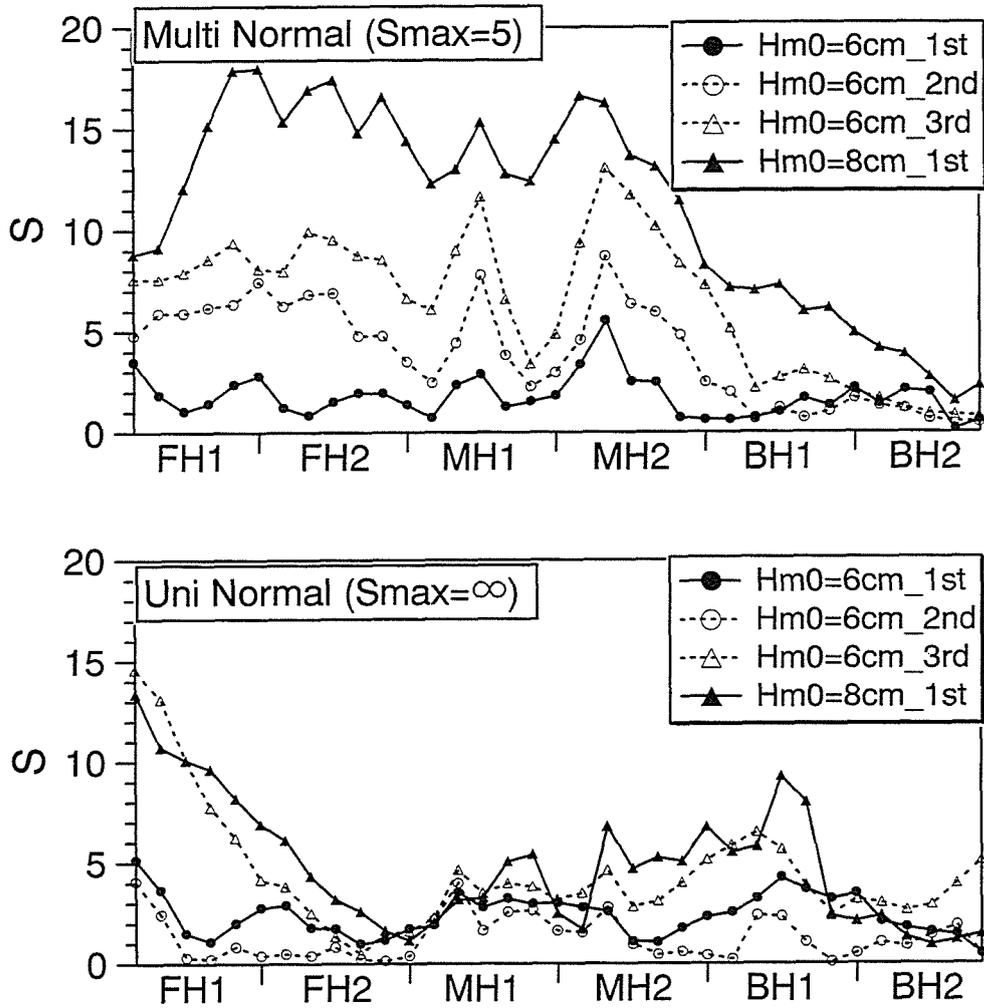


図 2-13 堤頭部におけるS値の経時変化（直角入射の場合）

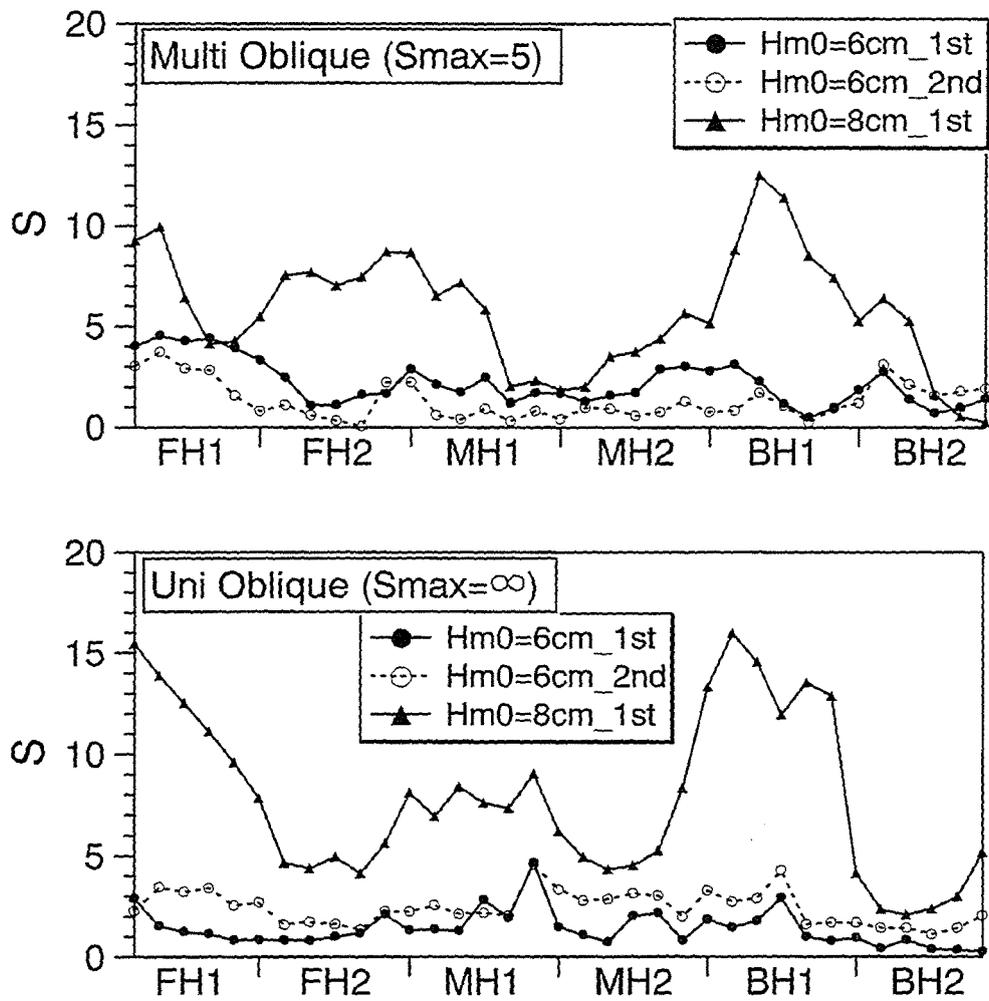


図 2-14 堤頭部における S 値の経時変化 (斜め入射の場合)

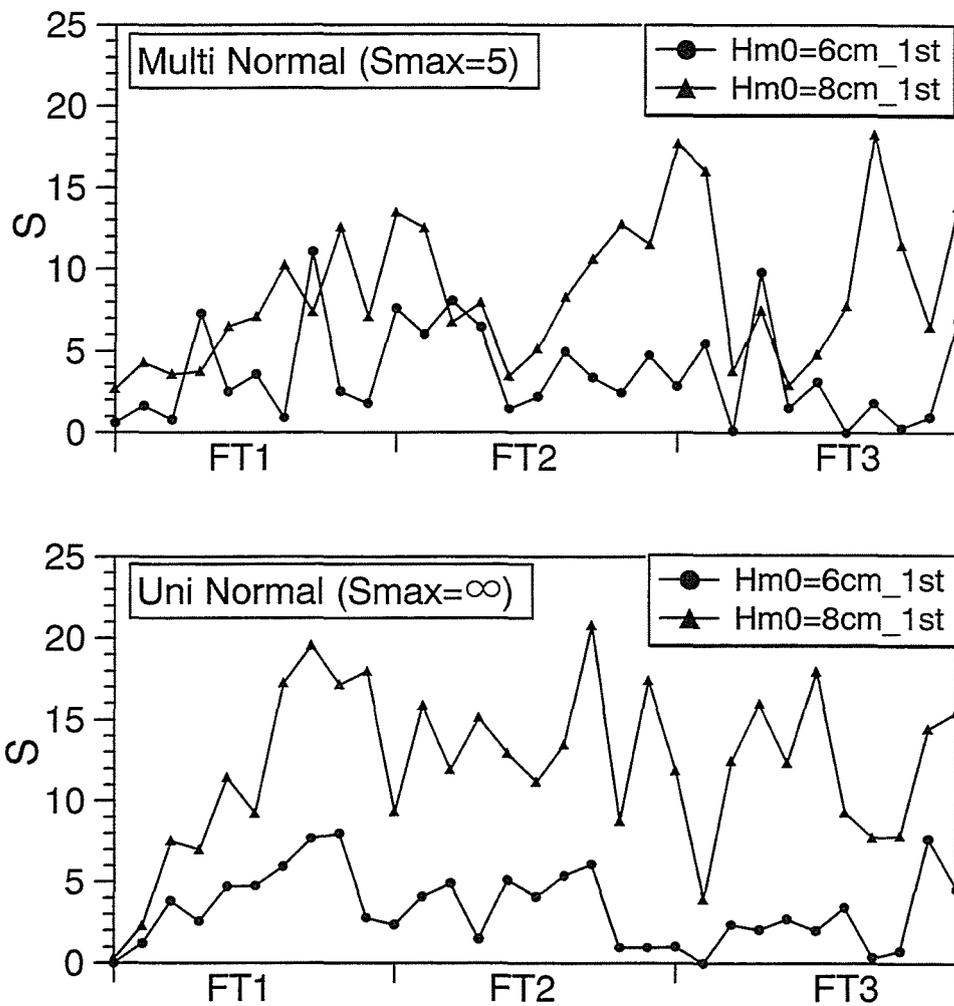


図 2-15 主幹部におけるS値の経時変化 (直角入射の場合)

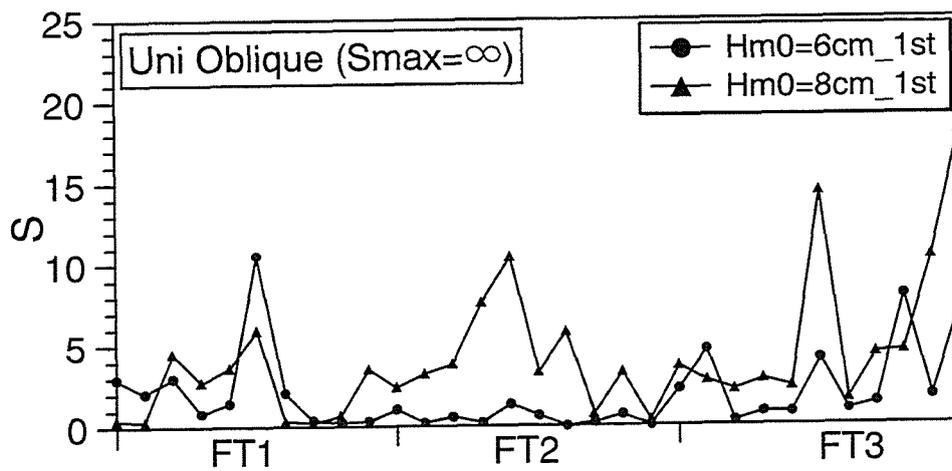
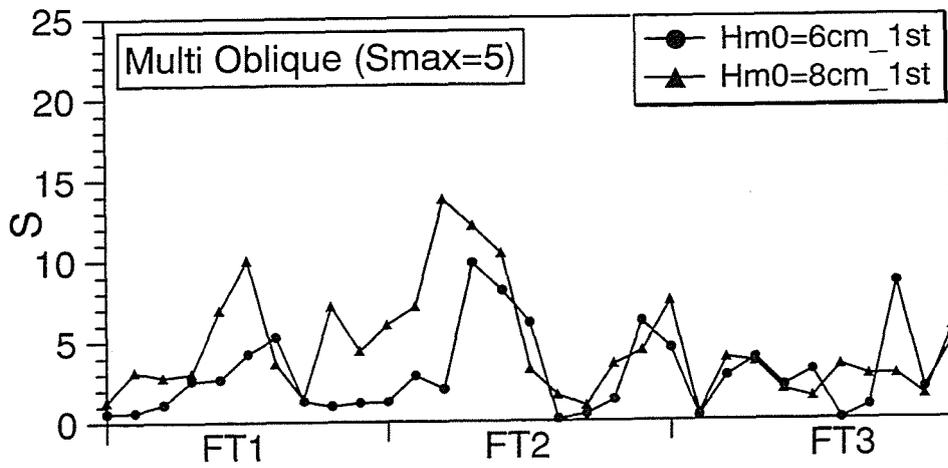


図 2-16 主幹部におけるS値の経時変化（斜め入射の場合）

いては水粒子速度が急激に増大する。この共振現象が生じる領域では短時間でも防波堤の破壊率が急激に増加する事も指摘されており、これにより $H_{m0}=8\text{cm}$ のときに堤頭部前面部の破壊が飛躍的に上がったものと思われる。

多方向不規則波浪場の堤頭部中央部(MH)における被災は、作用波高の増大に伴い被災箇所の経時的な拡大が見られる。この領域での被災は、MH1の斜面上において局所的に観察された水位の上昇によって生じる堤頭部背後へ回り込む強い流れが原因と思われる。また一方向不規則波浪場では、MH1においてはあまり被災していない。この原因としては、このMH1の領域がちょうど前面部を遡上した波が斜面を上りきるような所に位置していたものと考えられる。さらに、一方向不規則波では流れの発生位置およびその流れの突っ込む位置がほぼ一定であることから、FH部からの捨石による埋め戻しにより作用波高の増大に伴って被災があまり増大しなかったものと推察する。

堤頭部背面部(BH)における被災は、一方向不規則波の場合、上述の堤頭部中央部で発生する強い流れが初期被災の箇所を起点にして削り取るように堤頭部後方へ回り込み、さらに作用波高の増加に伴って回り込む流れが強くなることから、この領域での被災が進行したものと推察される。多方向不規則波浪場の場合は、波の方向分散性の影響によって堤頭部後方へ回り込む流れの方向分布が一方向波に比べて広くなるため、被災がBH部の広い領域にわたって進行したと思われる。

次に、堤体の被災位置と主波向きに関して検討を行う。多方向不規則波浪場では、図2-13に示す直角入射の場合のMH2部において被災していた箇所が、図2-14に示す斜め入射の場合には主波向きの変化によってBH部の方向へシフトしている。また、一方向不規則波浪場においても同様の結果が現れている。さらに、BH部における被災量が、多方向および一方向不規則波浪場とも直角入射の場合よりも増大していることがわかる。また、被災量に関しては、図2-13と図2-14の比較より多方向不規則波浪場ではFH2からMH1にかけて一方向不規則波浪場よりも増大することが認められる。堤頭部背面部では多方向および一方向不規則波浪場とも同程度の被災量であるが、被災パターンとしては多方向不規則波の方が局所的に被災する傾向が強いことがわかる。

以上のことより、多方向不規則波浪場における堤頭部の被災は、入射波浪条件によっては場所的に一方向不規則波浪場による被災量より大きくなり、またその被災特性が堤頭部上の流速場の特徴と密接に関連づけられることがわかった。

堤体の主幹部では、作用波高が増大すると被災の変動が激しいため、経時的なダメージ・パラメータで比較することが出来ないことから、初期被災時と最終破壊時のダメージ・パラメータについて検討を行う。図2-15と図2-16は、主幹部前面のダメージ・パラメータ S の初期被災と最終

破壊について示したものである。多方向および一方向不規則波浪場とも被災要因は、堤頭部のFH部において述べた碎波相似性パラメータ ξ の変化に伴う波のup-rushとdown-rushの強さの変化によるものと思われる。初期被災におけるS値の極大値を示す位置から最終破壊に至るまでの被災位置の対応性は、捨石の埋め戻しなどにより正確には把握できないが、多方向および一方向不規則波浪場とも認められる。

図2-15および図2-16より直角入射の条件におけるS値の空間変化について一方向と多方向波を比較すると、一方向不規則波浪場はS値がある程度空間的に一様な変化をしているのに対し、多方向不規則波浪場では堤頭部に近いところで局所的にS値が増大している。このS値の空間変化における違いは、波の方向分散性の影響と考えられる。斜め入射の場合、多方向および一方向不規則波浪場とも作用波高の増大に伴い、S値が直角入射の場合ほど増大していない。従って、主幹部の安定性を検討する際、一方向不規則波浪場の直角入射における被災実験結果から考慮すると過剰設計になる可能性が高いと指摘できる。

第5節 結語

本章では、多方向および一方向不規則波浪、ならびにそれぞれの主波向きを変化させた入射波浪条件下での被災に関する系統的な比較実験より、それぞれの波浪場における堤体被災の特徴と流速場との関連性、並びに防波堤の安定性を検討する際に波の方向分散性の影響を考慮する必要性があるかについて検討した。ここで得られた結果は以下のものである。

1. 波の方向分散性の影響による堤体上の被災パターンの違いを明確にするため、被災実験を繰り返し行い被災実験の再現性より検討した。多方向不規則波浪場での被災パターンが堤頭部中央部および背面部においてスポット状になっているのに対し、一方向不規則波浪場では堤頭部前面部から中央部にかけて静水面付近で帯状の被災パターンとなっているのが確認できた。また、初期被災位置と最終破壊に至るまでの被災位置の対応性は、作用波高の増大に伴って堤体上の被災領域が広がっていることから、多方向および一方向不規則波浪場共によく認められた。
2. 堤頭部上の被災量と波の方向分散性の影響に関して堤体上の波浪流体場の特徴から検討すると、多方向不規則波浪場では、特に堤頭部中央部において局所的に観察された水位の上昇によって生じる堤頭部背後へ回り込む強い流れにより被災量が一方向不規則波浪場よりも大きくなったと推測する。一方向不規則波浪場では、堤頭部上における流れの発生位置およびその流れの突っ込む位置がほぼ一定であることから特に堤頭部背面部において被災量が

増大したものである。堤頭部前面部においては、多方向および一方向不規則波浪場とも斜面上の共振現象により被災量が飛躍的に上がるものと思われる。

3. 堤頭部上の被災状況と主波向きに関する検討を行った。堤頭部での被災位置が主波向きの変化によって多方向および一方向不規則波浪場とも堤頭部背面部にシフトすることが認められた。また、被災量に関して、斜め入射の条件における堤頭部背面部の被災量が多方向および一方向不規則波浪場共に直角入射の場合より増大することがわかった。
4. 主幹部における被災特性について検討した結果、波の方向分散性および主波向きを考慮した場合はダメージ・パラメータが減少することが確認できた。従って、主幹部の安定性を検討する際、一方向不規則波浪場の直角入射における被災結果から考慮すると過剰設計になる可能性が高くなることが明らかになった。
5. 作用波高の増大に伴う堤体の被災状況の経時変化と堤頭部上において観察された非常に強い流れとの関連性が認められた。

参考文献

- 1) Matsumi, Y., E.P.D.Mansard and J.Rutledge : Influence of wave directionality on stability of breakwater heads, Proc. 24th ICCE, pp.1397-1411,1994.
- 2) Vidal, C., M.A.Losada and R.Medina : Stability of mound breakwater's head and trunk, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol.117, No.6, pp.570-587,1991.
- 3) Van der Meer, J.W. and J.J. Veldman : Singular points at berm breakwaters, Coastal Eng., Vol.17, pp.153-171,1992.
- 4) 合田 良実 : 港湾構造物の耐波設計 (増補改訂), 鹿島出版会, pp.17-21.
- 5) Mitsuyasu, H. et al. : Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, Jour. Physical Oceanography, Vol.5, pp.750-760, 1975.
- 6) 合田 良実・鈴木康正 : 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No.230, 45p., 1975.
- 7) 合田 良実 : 港湾構造物の耐波設計 (増補改訂), 鹿島出版会, pp.240-253.
- 8) 合田 良実 : 港湾技研研究所報告, 第19巻, 第3号, 1980.
- 9) 松見 吉晴・E.P.D.Mansard・大野 賢一 : 多方向波浪場における防波堤周辺の波動場の計算モデル, 海岸工学論文集, 第41巻(1), pp.131-135, 1994.
- 10) 橋本 典明・永井 紀彦・浅井 正・菅原 一晃・久高 将信・小野 修平 : 方向スペクトルの推定における最大エントロピー原理法 (MEP) の拡張, 海岸工学論文集, 第40巻(1), pp.136-140, 1993.
- 11) Hudson, R.Y. : Laboratory investigation of rubble mound breakwaters, ASCE, Jour. of Waterways and Harbor Div., Vol.85, WW3, pp.93-121,1959.
- 12) Van der Meer, J.W. : Stability of breakwater armourlayers design formulae, Coastal Eng., Vol.11, pp.219-239,1987.
- 13) 合田 良実 : 港湾構造物の耐波設計 (増補改訂), 鹿島出版会, 114p.

- 14) Sand, S.E. and A.E. Mynett : Directional Wave Generation and Analysis, Proc. IAHR Seminar on Wave Analysis and Generation in Laboratory Basins, 22nd IAHR Congress, Lausanne, Switzerland,1987.
- 15) Davies, M.H., E.P.D. Mansard and A.M. Cornett : Damage Analysis for Rubble-Mound Breakwaters, Proc. 26th int. conf. on Coastal Engineering, Kobe, Japan,1994.
- 16) Sawaragi, T., K. Iwata and C. Ryu : Consideration of the destruction mechanism of rubble mound breakwaters, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE, Vol.120, No.3, pp.251-268,1983.

第3章 堤体周辺の波浪場に関する数値計算モデル

第1節 概説

第2章では、作用波高の増大に伴い被災領域の拡大が見られたことから、被災状況と堤頭部上において観察された非常に強い流れとに何らかの関連性があることが認められた。しかし、それは被災実験時における観察による水理現象であり、その現象はまだ解析的に明らかにされていない。また、多方向不規則波浪実験における水位変動および流速変動に関する場所的に詳細な多点計測の困難さから、堤頭部周辺の運動学的な諸量(波高分布や合成流速等)と堤体の被災を関連づけた検討がまだ十分に行われていない。そのため、本章では島堤堤頭部周辺の反射、回折といった波浪変化を定量的に把握するために、線形回折波理論を用いた数値計算モデルにより検討を行う。第2節では、線形回折波理論の支配方程式および境界条件の設定について述べる。この数値計算モデルは、直線状に配置されたサーペントタイプの造波装置をもつ多方向不規則波浪水槽を想定して、水槽内の波浪場に対して Isaacson¹⁾の線形回折モデルを拡張した手法、並びに造波板および防波堤等の固定境界表示に対して湧き出し分布法を適用して波浪場の数値シミュレーションを行うものである。固定境界における部分反射面の境界条件については、Berkhoff²⁾の混合境界条件に基づいて与えている。また、本数値計算モデルは、多方向不規則波浪場に対しても方向分布関数および周波数特性に基づいて各波向成分別および周波数成分別の一方向波浪場の計算結果を重ね合わせることにより拡張している。第3節では、数値計算モデルの妥当性について規則波を用いた実験における堤体近傍の水位変動および流速変動の空間分布より比較検討する。第4節では、一方向波浪場および多方向不規則波浪場における島堤堤頭部周辺の波浪流体場に関する計算結果より堤体の被災と流速場の関係について検討を行う。

第2節 線形回折波理論を用いた数値計算モデル

2.1 THE SNAKE PRINCIPLEの概要

最初に、"SNAKE PRINCIPLE"を説明する。これは、任意の方向に波を発生させる時の造波機の動作を制御する場合に用いられる。Biesel³⁾が、最初にこの方法を基本とした斜め波の発生について述べた。この理論では、デカルト座標 (x, y, z) が用いられ、 z 軸は静水面から上向きに設定されている。図3-1に示すように、造波板上での点 $x_g = (x_g, y_g)$ に沿って区分された各造波板(セグメント)がサイン曲線のようにうねることによって、単一方向の斜め波を発生させることができる。そして、各セグメント幅は極めて小さい幅になるように設定されている。このように発生された波の自由水面の高さ η は次式で与えられる。

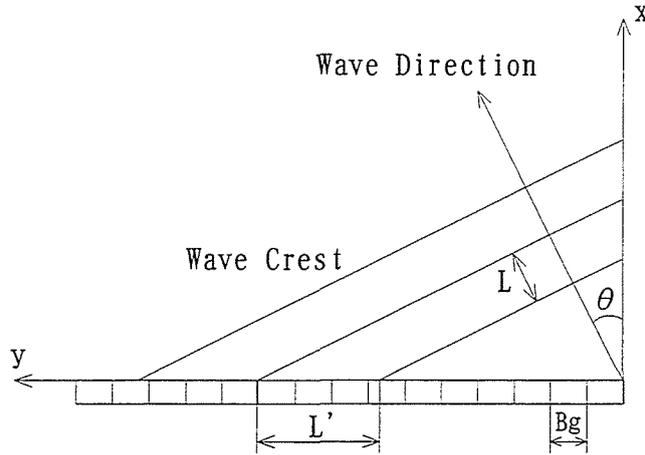


図 3-1 斜め波の発生

$$\eta = a \exp [i (kx \cos \theta + ky \sin \theta - \omega t)] \quad (3.1)$$

ここに, $i = \sqrt{-1}$, a は波の振幅, k は波数 ($= 2\pi/L$, L : 波長), θ は波の進行方向, ω は角周波数, t は時間を示す. 波数 k は, 分散関係式によって, 角周波数 ω と関連している.

造波板の振幅 ζ は, 同じ角周波数 ω によって, 次式で表される.

$$\zeta(x_g, z, t) = ib(x_g) f_g(s) \exp(-i\omega t) \quad (3.2)$$

ここに, $s(= z + h)$ は水底から上向きに設定された鉛直座標であり, h は水深, $f_g(s)$ は造波機の形状関数で, それは高さ s の関数として, 無次元の造波機変位を示すものである. $b(x_g)$ は静水面での造波板の振幅で, 点 x_g によって変化する. 造波板の速度と流体の速度に関する運動学的境界条件は, 造波板の振幅と波の振幅との関係を与えるのに用いられ, 次式で表される.

$$\frac{b(x_g)}{a} = \frac{\cos \theta}{F'(kh)} \exp [ik(x_g \cos \theta + y_g \sin \theta)] \quad (3.3)$$

ここに, $F'(kh)$ は波浪実験水槽で発生させた2次元波に対して, 波の振幅 a' と造波板の振幅 b' に

関係する伝達関数である。一般に、 $F'(kh)$ は次式で与えられる。

$$F'(kh) = \frac{a'}{b'} = \frac{4k \sinh(kh)}{2kh + \sinh(2kh)} \int_0^h f_g(s) \cosh(ks) ds \quad (3.4)$$

また、造波板が直線的かつ無限に長いような場合においては、式(3.3)は次式のように簡単になる。

$$b(x_g) = b_0 \exp(ik'y') \quad (3.5)$$

ここに、 y' は造波板に沿って測られた水平距離である。また、波数 k' と造波板の振幅 b_0 は、それぞれ次に示す関係式で与えられる。

$$\frac{k'}{k} = \sin \theta \quad (3.6)$$

$$\frac{b_0}{a} = \frac{\cos \theta}{F'(kh)} \quad (3.7)$$

いま、有限のセグメントの幅 B_g を考えると、造波板の振幅 b_0 と波の振幅 a の比が式(3.7)から次式に修正される。

$$\frac{b_0}{a} = \frac{\cos \theta}{F'(kh)} \frac{\tau}{\sin \tau} \quad (3.8)$$

ここに、 $\tau = kB_g \sin \theta / 2 = k'B_g / 2$ である。そして、もしセグメントの幅 B_g が十分に小さくないならば、2次の進行波が存在することになる。この状況を避けるために、Biesel は次のようなセグメントの幅 B_g の実用的な範囲を提案した。

$$\frac{B_g}{L} \leq \frac{1}{\sqrt{2 + |\sin \theta|}} \quad (3.9)$$

式(3.9)は造波板のセグメントにおいて発生された波の進行方向に対する限界範囲を示す。すなわち、波の進行方向 θ については次式で与えられる。

$$|\sin \theta| \leq \frac{1}{\frac{B_g}{L}} - \sqrt{2} \quad (3.10)$$

式(3.10)より Biesel の範囲は、 $B_g/L < 0.414$ の場合は、 θ のすべての値に対して満足しているが、 $B_g/L > 0.707$ の時は決して満足されないことがわかる。

2.2 制約式

Isaacson は、線形波の回折を基礎としたセグメントにより区分された造波機から発生される波浪場の予測手法として、湧き出し分布法を適用する方法を提案している。そして、その手法は水槽における部分反射境界の導入にまで拡張されている。まず、流体は非圧縮性、非粘性、非回転の完全流体と仮定する。その結果、流体場を記述する速度ポテンシャル Φ は、次のラプラスの方程式を満足する。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (3.11)$$

また、その波高は線形波理論が適用できる程度に十分に小さいと仮定する。そのため、 Φ は自由水面で通常の線形化された境界条件に従う。よって、水底と自由水面の境界条件は、次式で表される。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = 0) \quad (3.13)$$

$$\eta = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{z=0} \quad (3.14)$$

ここに、 η は自由水面の高さ、 g は重力加速度、 t は時間、 h は水深である。また、 Φ は造波板や反射壁に沿った境界条件と造波板が動くことにより発生する放射条件から求められる。

仮にすべての境界が鉛直で水底から水面まで存在するとすると、速度ポテンシャルは水底と水面での境界条件を満足する固有値関数の展開式で次式のように書かれる。

$$\Phi(\mathbf{x}, z, t) = \left\{ \phi_0(\mathbf{x}) \cosh(ks) + \sum_{m=1}^{\infty} \phi_m(\mathbf{x}) \cos(k_m s) \right\} \exp(-i\omega t) \quad (3.15)$$

前に述べたように、 $s(=z+h)$ は水底から上向きに設定された鉛直座標であり、 $i = \sqrt{-1}$ 、 ω は角周波数である。 $\phi_m(\mathbf{x})$ 、 $m = 0, 1, 2, \dots$ は2次元のポテンシャルを示し、 \mathbf{x} は水平面上の任意の点 (x, y) を表す。また、 k と k_m は実数で正值の固有値であり、それらは角周波数 ω を含む次式を満足する。

$$kh \tanh(kh) = \frac{\omega^2 h}{g} \quad (3.16)$$

$$k_m h \tan(k_m h) = -\frac{\omega^2 h}{g} \quad (m \geq 1) \quad (3.17)$$

これらは、式(3.13)が式(3.15)で与えられた速度ポテンシャル Φ の式におけるそれぞれの項によって満たされていることで成立している。式(3.15)の最初の項は、波数 k をもつ進行波を示している。そして、 ϕ_m を含む残りの項は、回折散乱波を示している。

式(3.15)を式(3.14)に代入すると、自由水面の高さ η が次式で与えられる。

$$\eta(x, t) = \frac{i\omega}{g} \left\{ \phi_0(x) \cosh(kh) + \sum_{m=1}^{\infty} \phi_m(x) \cos(k_m h) \right\} \exp(-i\omega t) \quad (3.18)$$

速度ポテンシャル Φ がラプラスの方程式を満足するので、式(3.15)はポテンシャル ϕ_m が流体場で次の Helmholtz の方程式を満足しなければならない。

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial y^2} + k^2 \phi_0 = 0 \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_m}{\partial y^2} - k_m^2 \phi_m = 0 \quad (m \geq 1) \quad (3.20)$$

さらに、これらの関数は造波板と反射壁に沿った境界条件に従う。また、数値計算モデルにおける完全消波する側面に沿った放射条件にも従う。進行波のポテンシャル ϕ_0 に適用された放射条件は次式で表される。

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial r} - ik \phi_0 \right) = 0 \quad (3.21)$$

ここに、 r は造波板からの水平距離である。

2.3 境界条件

(a) 造波板の境界条件 造波板に沿って線形化された境界条件とは、造波板自体の速度と造波板に対して法線方向の水粒子速度が等しいことである。そして、この条件は造波板の境界 S_g で適用される。その境界条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (3.22)$$

ここに、 n は境界 S_g に対する単位法線ベクトルであり、 ζ は造波板の振幅である。 ζ は式(3.2)で与えられるものと仮定する。式(3.15)と式(3.2)を式(3.22)に代入すると、造波板での境界条件は次

式で表される.

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n}(\mathbf{x}) \cosh(ks) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\partial \phi_m}{\partial n}(\mathbf{x}) \cos(k_m s) = \omega b(\mathbf{x}) f_g(s) \quad (3.23)$$

式(3.23)の左辺において、深さに依存する項の直交関数の性質は、それぞれの ϕ_m に対する一連の境界条件として式(3.23)を表すのに利用される. 式(3.23)の両辺に $\cosh(ks)$ と $\cos(k_m s)$, $m = 1, 2, 3, \dots$ を順番に掛けて、 s に関して $(0, h)$ の範囲で積分する. すなわち,

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n}(\mathbf{x}) = \omega b(\mathbf{x}) F_0(kh) \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial n}(\mathbf{x}) = \omega b(\mathbf{x}) F_m(k_m h) \quad (3.25)$$

ここに,

$$F_0(kh) = \frac{4k}{2kh + \sinh(2kh)} \int_0^h f_g(s) \cosh(ks) ds \quad (3.26)$$

$$F_m(k_m h) = \frac{4k_m}{2k_m h + \sin(2k_m h)} \int_0^h f_g(s) \cos(k_m s) ds \quad (3.27)$$

その関数 $F_0(kh)$ は $F'(kh)/\sinh(kh)$ に等しい. $F'(kh)$ は水槽での波の発生において、波の振幅と造波板の振幅に関連する2次元の伝達関数として式(3.4)で示した. 造波機の形状関数は、本研究ではピストンタイプを想定していることから $f_g(s) = 1$ とする.

(b) 反射壁の境界条件 進行波の速度ポテンシャル ϕ_0 に対する部分反射境界面における境界条件は、Berkhoffによって提案された方法により導入される. 完全反射壁での境界条件は次式で与えられる.

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} = 0 \quad (3.28)$$

しかし、一般的な場合、反射壁が必ずしも鉛直でなく、また、完全反射もしていない. そのため本数値計算モデルでは、これらの境界を扱うために反射壁を鉛直面とし、完全反射条件の代わりに次式を用いることで部分反射を表現した.

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} + \alpha_s k \phi_0 = 0 \quad (3.29)$$

ここに、 k は波数、 $\alpha_s (= \alpha_1 + i\alpha_2)$ は複素反射率である. Berkhoffによると、この係数は様々な方

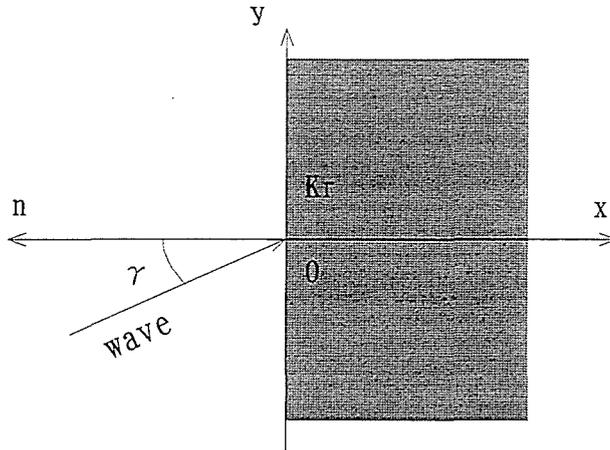


図 3-2 入射角 γ の説明図

法で説明されている。すなわち，エネルギー伝達の比率や反射壁における波浪場の波高と位相の関係や海岸工学において一般的な反射率による方法などである。本モデルでは，最後の方法を用いて検討を行う。その反射率 K_r は，一般に，反射波の波高と入射波の波高の比によって定義される。この定義は，無限長の壁に対して長い峰線をもつ平面波が反射するという特別な場合にだけ適用される。そのような場合，複素反射率 α_s は，一般的な反射率 K_r や反射波の位相のずれ ε と関連づけることができる。

入射波が図3-2に示す波の進行方向と壁の法線方向とのなす角 γ で鉛直な壁に近づく場合，反射の結果として波浪場は3次元的なものになる。その時， $x = 0$ に位置する壁に対して，重ね合わされた波浪場全体のポテンシャルは，次式で表される。

$$\phi_0 = \exp [i (kx \cos \gamma + ky \sin \gamma)] + K_r \exp [i (-kx \cos \gamma + ky \sin \gamma + \varepsilon)] \quad (3.30)$$

そして，複素反射率 α_s の実部 α_1 および虚部 α_2 はそれぞれ次式で与えられる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = \frac{2K_r \sin \varepsilon \cos \gamma}{1 + K_r^2 + 2K_r \cos \varepsilon} \\ \alpha_2 = \frac{(1 - K_r^2) \cos \gamma}{1 + K_r^2 + 2K_r \cos \varepsilon} \end{array} \right. \quad (3.31)$$

式(3.31)は、複素反射率 α_s がどのように反射率 K_r や反射波の位相のずれ ε 、さらには入射角 γ に依存するかを示している。図中 n は反射壁の法線方向を示す。

2.4 グリーン関数

(a) 進行波浪場 進行波のポテンシャル ϕ_0 は、式(3.19)の Helmholtz の方程式、式(3.24)の造波板の境界条件、式(3.29)の部分反射の境界条件、式(3.21)の放射条件を満たすように求められる。以下では、 $\phi'_0 = \phi_0 \cosh(kh)$ と置き換えて式の展開を行っていく。 ϕ'_0 に関する境界値問題は、造波板や反射壁に沿って配置された湧き出し点や特異点の分布によって表された ϕ'_0 によって解かれる。すなわち、

$$\phi'_0(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} f_S(\boldsymbol{\xi}) G(\boldsymbol{x}; \boldsymbol{\xi}) dS_B \quad (3.32)$$

ここに、 S_B は造波板や反射壁の境界を示す。 $f_S(\boldsymbol{\xi})$ は湧き出しの強さの分布関数を表す。 $G(\boldsymbol{x}; \boldsymbol{\xi})$ は、 S_B 上の点 $\boldsymbol{\xi} = (\xi, \eta)$ に位置する湧き出し点から任意の点 $\boldsymbol{x} = (x, y)$ に関するグリーン関数である。 dS_B は S_B に沿った微小の長さを示す。グリーン関数とは、点 $\boldsymbol{\xi}$ における湧き出しの単位強さによる任意の点 \boldsymbol{x} でのポテンシャルを表す。そして、放射条件を満足する Helmholtz の方程式に対する基本的な解と一致する。その Helmholtz の方程式の一般的な解は、第1種および第2種の0次のハンケル関数⁴⁾を含む。そして、その前者だけが、放射条件を満足する。このようにして、グリーン関数は次式で表される。

$$G(\boldsymbol{x}; \boldsymbol{\xi}) = i\pi H_0^{(1)}(kr) \quad (3.33)$$

ここに、 $i = \sqrt{-1}$ 、 k は波数、 $H_0^{(1)}$ は第1種0次のハンケル関数で、 r は \boldsymbol{x} と $\boldsymbol{\xi}$ との距離であり、次式で与えられる。

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \quad (3.34)$$

(b) 回折散乱波浪場 回折散乱波のポテンシャル ϕ_m に対し、進行波のポテンシャル ϕ_0 と同様に湧き出し分布法を適用すると、 ϕ_m は第2種0次の変形ベッセル関数 $K_0(k_m r)$ に比例する表示式で与えられる。この関数値は r の増加に伴い急激に減少することから、回折散乱波は湧き出し位置から十分に離れれば無視できることになる。ここで、 $k_m r = (k_m h)(r/h)$ と変形する。 $k_m h$ は $\pi/2$ より大きい値であり、いま、 $k_m h = \pi/2$ とおくと $r/h = 2, 3$ における K_0 の値は、 $r/h = 0.1$ での K_0 の値の約0.014および0.0025倍になる。すなわち、物体境界面より水深の2,3倍離れた位置では、

回折散乱波の影響はほとんど無視できる。従って、本数値計算モデルでは回折散乱波の成分モードを無視することにした。

(c) 斜波モデルの解法 造波板に関する境界条件と反射壁に関する境界条件は、まとめて次式のようになる。

$$-\frac{1}{2}f_S(\mathbf{x}) + \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} f_S(\boldsymbol{\xi}) \left[\frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{x}; \boldsymbol{\xi}) + k\alpha_S(\mathbf{x}) G(\mathbf{x}; \boldsymbol{\xi}) \right] dS_B = V_S(\mathbf{x}) \cosh(kh) \quad (3.35)$$

ここに、造波板や完全反射壁上の点 \mathbf{x} に関しては、 $\alpha_S(\mathbf{x}) = 0$ で、

$$V_S(\mathbf{x}) = \begin{cases} \omega b(\mathbf{x}) F_0(kh) & (\text{造波板の場合}) \\ 0 & (\text{反射壁の場合}) \end{cases} \quad (3.36)$$

となる。式(3.35)の積分の計算において、グリーン関数の導関数 $\partial G/\partial n$ が必要とされる。これは、次式で表される。

$$\frac{\partial G}{\partial n} = -i\pi k H_1^{(1)}(kr) \cos \theta_n \quad (3.37)$$

ここに、 $H_1^{(1)}$ は第1種1次のハンケル関数で、 θ_n は \mathbf{n} と $\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}$ とがなす角である。すなわち、

$$\cos \theta_n = \frac{n_x(x - \xi) + n_y(y - \eta)}{r} \quad (3.38)$$

である。 n_x および n_y はそれぞれ単位法線ベクトル \mathbf{n} の x および y 方向の成分ベクトルである。

2.5 数値計算モデル

(a) 数値計算法 前述した式(3.35)について数値計算を行う場合、まず境界 S_B は有限数の微小な直線状セグメントに置き換える必要がある。そして、湧き出しの強さは、それぞれのセグメントに対して一定であると仮定される。式(3.35)は各セグメントの中心位置で満たされており、その位置での湧き出しの強さ f_{S_j} に関して次式に示す線形の連立方程式で表される。

$$\sum_{j=1}^{N_S} C_{ij} f_{S_j} = c_i \quad (i = 1, \dots, N_S) \quad (3.39)$$

ここに、 N_S は造波板と反射壁に沿ったセグメントの総数である。また、

$$C_{ij} = -\delta_{ij} + \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta S_{B_j}} \left[\frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{x}_i; \boldsymbol{\xi}_j) + k\alpha_s(\mathbf{x}_i) G(\mathbf{x}_i; \boldsymbol{\xi}_j) \right] dS_B \quad (3.40)$$

$$c_i = 2V_s(\mathbf{x}_i) \cosh(kh) = 2\omega b(\mathbf{x}_i) \frac{F'(kh)}{\tanh(kh)} \quad (3.41)$$

ここに、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタで、

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & (i \neq j) \\ 1 & (i = j) \end{cases} \quad (3.42)$$

ΔS_{B_j} は j 番目のセグメントの幅である。 $i \neq j$ のとき、 C_{ij} はセグメントの幅が一定であるような $\partial G/\partial n$ を仮定することで計算される。 $i = j$ のとき、特異点が生じ、これは $-\delta_{ij}$ の項で説明される。以上のことより C_{ij} の離散化表示式が次式で与えられる。

$$C_{ij} = \begin{cases} \frac{\Delta S_{B_j}}{2\pi} \left[\frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{x}_i; \boldsymbol{\xi}_j) + k\alpha_s(\mathbf{x}_i) G(\mathbf{x}_i; \boldsymbol{\xi}_j) \right] & (i \neq j) \\ -1 + \frac{k\Delta S_{B_i}\alpha_s(\mathbf{x}_i)}{\pi} \left[1 - \ln\left(\frac{k\Delta S_{B_i}}{2}\right) \right] & (i = j) \end{cases} \quad (3.43)$$

式(3.43)より係数 C_{ij} が求まるので、湧き出しの強さ f_{S_j} が式(3.39)の連立方程式を解くことにより得られる。そして、波浪場における任意の点 \mathbf{x} でのポテンシャルが式(3.32)の線形式によって次式のように与えられる。

$$\phi'_0(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^{N_S} f_{S_j} G(\mathbf{x}; \boldsymbol{\xi}_j) \Delta S_{B_j} \quad (3.44)$$

また、 \mathbf{x} がセグメントの中心 $\boldsymbol{\xi}_j$ にある特別な場合は、グリーン関数において特異点問題が生じることから中点近似を適用し、グリーン関数は次式によって置き換えられる。

$$G(\mathbf{x}; \boldsymbol{\xi}_j) = 2 \left[1 - \ln\left(\frac{k\Delta S_{B_j}}{2}\right) \right] \quad (3.45)$$

(b) 波浪場の記述 ポテンシャル ϕ'_0 が求まれば、波浪場の諸特性量が次のように得られる。特に、 $t = 0$ における水位変動 η は次式で与えられる。

$$\eta(t = 0) = -\frac{\omega}{g} \text{Im}(\phi'_0) \quad (3.46)$$

ここに、 $Im()$ は虚部を示す。 $\eta(t=0)$ の2次元表示は、ある瞬間における波浪場の空間波形を与えることができる。

波高 H は、次式によって定義することができる。

$$H = \frac{2\omega}{g} |\phi'_0| \quad (3.47)$$

また、式(3.44)をそれぞれ x , y で微分することによって、 x 方向、 y 方向の水粒子速度が次式で表される。

$$\frac{\partial \phi'_0}{\partial x} = -\frac{ik}{4} \sum_{j=1}^{N_s} f_{S_j} H_1^{(1)}(kr_j) \frac{(x - \xi_j)}{r_j} \Delta S_{B_j} \quad (3.48)$$

$$\frac{\partial \phi'_0}{\partial y} = -\frac{ik}{4} \sum_{j=1}^{N_s} f_{S_j} H_1^{(1)}(kr_j) \frac{(y - \eta_j)}{r_j} \Delta S_{B_j} \quad (3.49)$$

静水面位置 ($z = 0$) での合成流速 V_T と卓越流向 θ_T は複素流速 $\partial \phi'_0 / \partial x$ および $\partial \phi'_0 / \partial y$ を用いて、次のように表される。

$$V_T = \left| \frac{\partial \phi'_0}{\partial x} + \frac{\partial \phi'_0}{\partial y} \right| \quad (3.50)$$

$$\theta_T = \tan^{-1} \left\{ Re \left(\frac{\frac{\partial \phi'_0}{\partial y}}{\frac{\partial \phi'_0}{\partial x}} \right) \right\} \quad (3.51)$$

ここに、 $Re()$ は実部を示す。

2.6 多方向不規則波浪場への拡張

前節では、ポテンシャル ϕ'_0 により水位変動 η 、波高 H 、合成流速 V_T 、卓越流向 θ_T の算定法を記述したが、それは一方向波浪場の水理量でしかない。それぞれの一方向波浪場の水理量を重ね合わせることで、多方向不規則波浪場へ拡張できる。

多方向不規則波を表現するために、任意の周波数と波向きからなる成分波の重み関数として方向スペクトルを用いる。方向スペクトルは、エネルギー密度の絶対値は周波数スペクトルがうけもち、方向分布関数は方向別の相対的な分布を表すもので、一般に次のように書き表される。

$$S(f, \theta) = S(f) G(f; \theta) \quad (3.52)$$

ここに、 $S(f)$ は周波数スペクトル、 $G(f; \theta)$ は方向分布関数を示す。方向分布関数は周波数ごとに形が異なるため、周波数 f をパラメーターに含む。また、方向分布関数は次元を持たず、次式に示すように正規化されている。

$$\int_{-\pi}^{\pi} G(f; \theta) d\theta = 1 \quad (3.53)$$

また、周波数スペクトルについても、次式に示すように正規化する。

$$\frac{S_f(f)}{\int_0^{\infty} S_f(f) df} \quad (3.54)$$

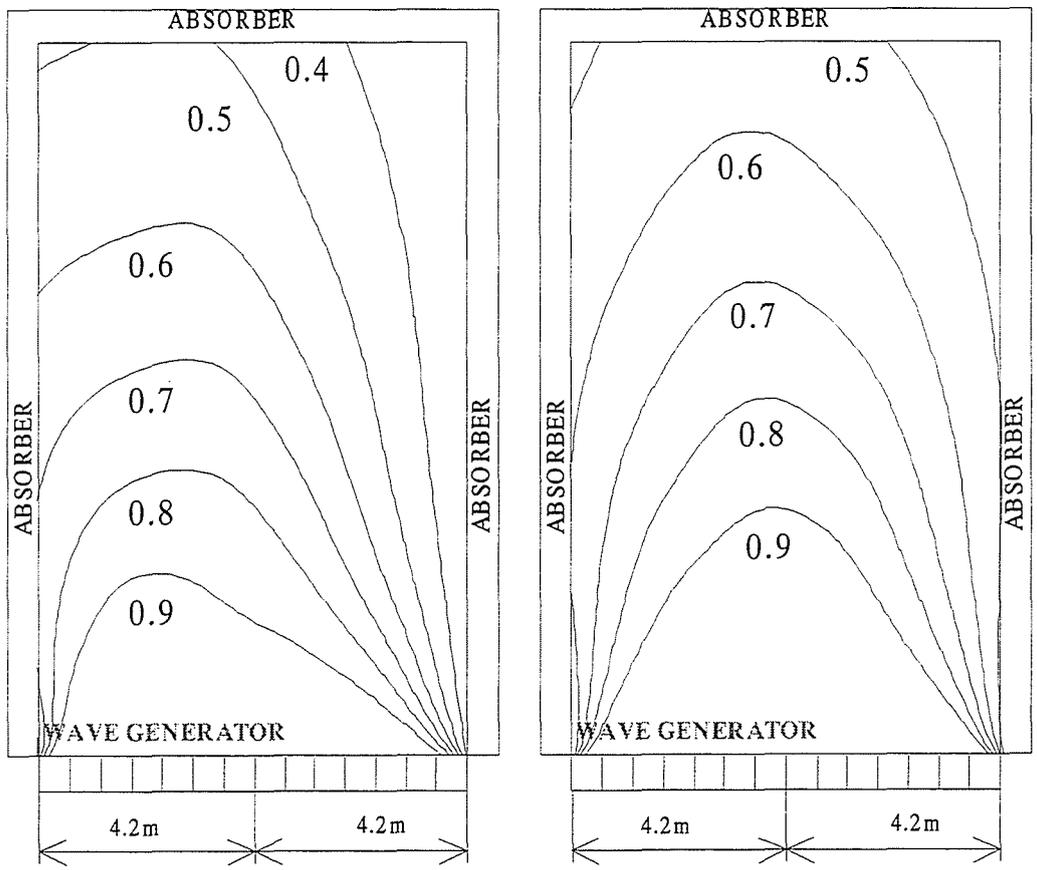
本章では、14枚の造波板からなるスネーク型の多方向不規則波造波水槽（9m × 16m × 0.6m）を対象に計算を行う。その際に用いる周波数スペクトルおよび方向分布関数は、それぞれ第2章で述べた JONSWAP 型スペクトル（有義波高 $H_{m0}=6\text{cm}$ 、ピーク周期 $T_p=1.4\text{s}$ ）および光易型方向分布関数（ $S_{max}=10$ ）である。数値計算における方向分布関数の角度は、主波向を中心それぞれ $\pm 45^\circ$ の範囲において 5° 刻みで19種類、周波数は0.1Hzから1.5Hzの間を0.1Hz刻みで15種類変化させている。ここで、主波向き α は前章の図2-1で示したものであり、進行波の波向きと島堤主幹部の法線方向とのなす角度である。図3-3は、主波向き $\alpha=0^\circ$ および -15° のピーク周期 $T_p=1.4\text{s}$ を対象とした水槽モデル内の等波高分布の計算結果を示したものである。図中の数字は、入射波高で割った無次元波高の値を示している。図より造波板から3角形状に広がる一様な無次元波高領域が目標とする波浪場が再現できる領域、すなわち、有効造波領域である。今後、多方向不規則波浪場で実験を行う場合には、この領域内に構造物を配置するよう設定する必要がある。

第3節 数値計算モデルの妥当性の検討

本節では、直立構造物（鉛直型島堤モデル）に対して規則波を作用させ、堤頭部周辺の波高分布、合成流速および卓越流向に関する実験結果と計算結果の比較により、それぞれの数値計算モデルの妥当性を検討する。

3.1 実験装置および実験方法

実験は、図3-4に示すスネーク型の多方向不規則造波水槽（9m × 16m × 0.6m）を用いて行った。水槽側壁には、ステラシートの2層構造からなる遊水部を持つ消波工が設けられており、側壁での反射率を0.2程度に抑えている。また、水槽の岸側には捨石による1/5スロープ（長さ1m）と、さらにその奥にアルミ製の1/10スロープ（長さ6m）が消波工として設置されている。水深は30cm一



(a) 直角入射の場合 ($\alpha=0^\circ$) (b) 斜め入射の場合 ($\alpha=-15^\circ$)

図 3-3 有効造波領域

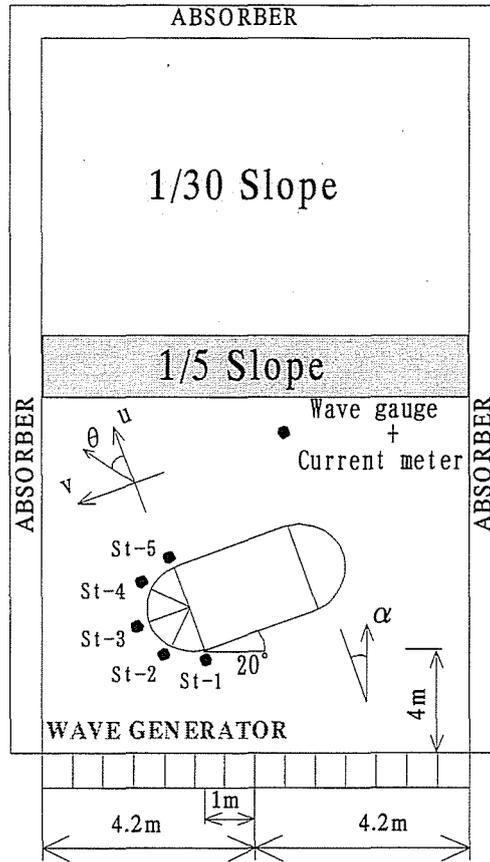


図 3-4 鉛直型島堤モデルの配置状況

定で行った。

鉛直型島堤モデルのサイズは、主幹部長2.5m、堤体幅0.82mおよび堤体の高さ50cmである。これは傾斜型島堤モデルの静水面位置における大きさと同サイズにしてある。また、造波板からの再反射を避けるため、図3-4に示したように、鉛直型島堤モデルを造波機の中心から側壁へ1mずらし、スロープに向かって4m移動させた位置を中心として造波機に対して20°傾けて設置された。

入射波浪条件は、周期 T を0.8sから2.0sまで0.2s刻みで7種類変化させ、主波向き α を0°から-40°まで20°刻みで3種類変化させた規則波を用いた。

水位変動および流速変動の計測には、それぞれ容量式波高計および平面2成分(u, v)電磁流速計を用いて行った。計測位置は、図中に示すように堤頭部前面から背面方向へ45°間隔で計5本設置し、堤体から水平方向に10cm離してある。また、主幹部前面には鉛直型島堤モデルの反射率を測定する目的で、2本の容量式波高計を設置した。

入射波の波浪特性を検討するため、あらかじめフレーム構造の鉛直型島堤モデルを用いて予備

実験を行い、水位変動の時系列データより構造物が設置されていない場合の有義波高を求めている。また、流速計の水槽座標に対する設置誤差角も同時に求めている。すなわち、水槽の座標系に対する設置の誤差角をあらかじめ明らかにしておく必要がある。その方法としては、造波板に関して法線方向の波向きを持つ規則波を造波して、本実験と同様の設置位置で流速変動を計測する。計測された u 、 v の速度成分を用いて、次式により設置誤差角 θ_ε を算出する。

$$\theta_\varepsilon = \tan^{-1}\left(\frac{v}{u}\right) \quad (3.55)$$

なお、この流速計の設置誤差角の解析に用いた流速変動の時系列データはスロープからの反射波の影響が入るまでのものである。

線形回折波理論による数値計算を行う前に、対象とする鉛直型島堤モデルの反射率 K_r を求めておく必要がある。反射率 K_r は、模型実験で測定された2点の水位変動の時系列データを用いて、合田⁵⁾の入・反射波の分離推定法により求めた。その結果の反射率 K_r を図3-5に示す。横軸は各周期における水深波長比で、縦軸は反射率を表している。この図から、水深波長比が増加するにつれて、次第に反射率が減少しているのがみられる。

3.2 数値計算モデルにおける複素反射率の設定

数値計算において複素反射率 α_s を算定する際、構造物の反射率 K_r 、反射波の位相のずれ ε および入射角 γ が必要になる。 K_r は図3-5に示した実験結果より適切な値が与えられる。しかし、 ε については入射波の波高、周期および波向に関係付けられているものの、その特性は明らかにされておらず適切な値を設定することが困難である。そこで、本研究では ε を変化させたときの計算結果より ε の波浪場に及ぼす影響について検討を行った。一方、入射角 γ については、構造物に対して斜め入射の場合、反射壁前面での波浪場は造波板からの波と他の反射壁からの反射波が重なることから、適切な γ を選定することが非常に困難である。そこで、本数値計算モデルでは入射角 γ を便宜的に造波波向と反射壁の法線方向となす角度に設定した。ただし、造波波向に対して陰になる反射壁では $\gamma=0^\circ$ とおいている。

図3-6に示す14枚の造波板からなるスネーク型の多方向不規則波造波水槽 (8.4m × 14m) を対象に、数値シミュレーションを行う。水槽側壁および岸側境界は、反射率 $K_r=0$ とする完全透過境界とし、数値計算時の水深は30cmとする。島堤モデルのサイズは、主幹部長2.5m、堤体の幅0.82mであり、島堤モデルの反射率は $K_r=0.3$ とする。

図3-7は、図3-6に示す配置された島堤モデルを対象に、反射波の位相のずれ ε を 0 、 $\pi/4$ および

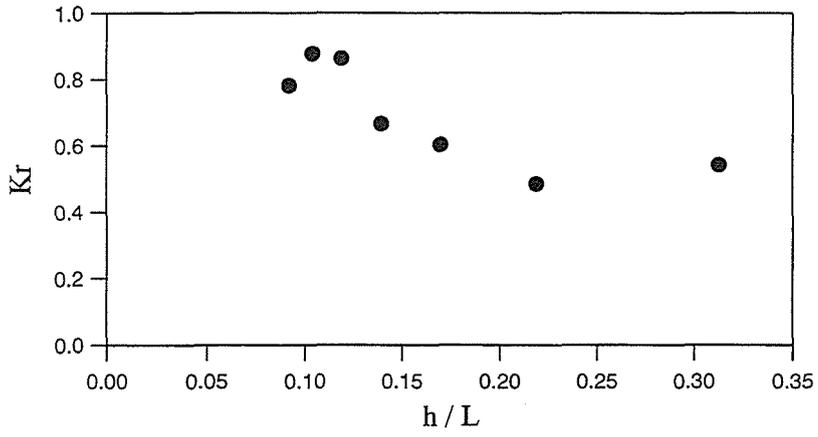


図 3-5 鉛直型島堤モデルの反射率

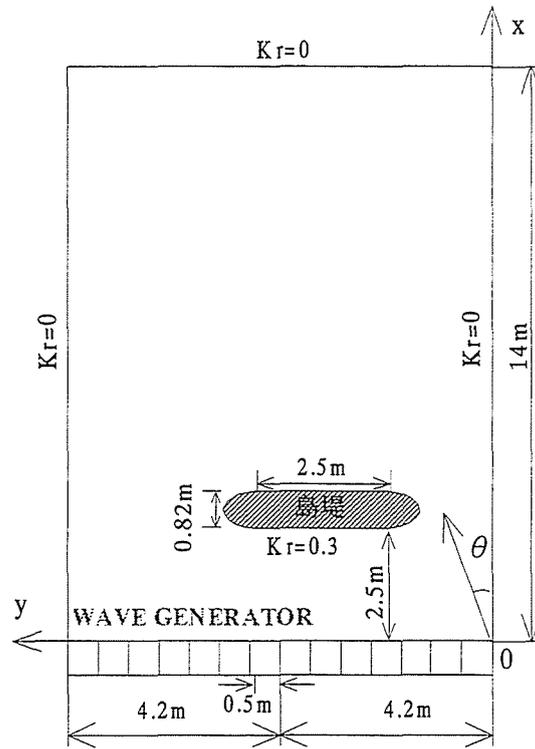


図 3-6 造波水槽モデルの説明図

$\pi/2$ と変化させた時の $t=0$ における水面形を示したものである。なお、入射波浪条件は周期 $T=1.4\text{s}$ 、波向 $\theta=-15^\circ$ 、入射波高 $H_0=6\text{cm}$ の規則波である。これらの結果より、造波板と堤体との間の波浪場は斜め入射波と反射波の重合場となることから、その水域での水面形には ε の値が大きくなるに伴い当然の結果としてわずかに乱れが生じだしてくる。一方、堤体の両端からの回折波形および堤体後方の水面形に対する ε の影響は、 ε の違いによる顕著な変化が見られないことから、ほとんどないと言えよう。

図 3-8 は、反射波の位相のずれ ε の波浪場に及ぼす影響をより定量的に見るため、堤体前方 ($x = 1.5\text{m}$)、堤体側方 ($x = 3.0\text{m}$) および堤体後方 ($x = 4.5\text{m}$) の各位置における波高分布を示したものである。入射波浪条件は周期 $T=1.4\text{s}$ 、波向 $\theta=-15^\circ$ 、入射波高 $H_0=6\text{cm}$ の規則波である。 $x = 3.0\text{m}$ および 4.5m での波高分布には ε による顕著な差はないが、 $x = 1.5\text{m}$ では堤体の反射域で目立った変化が現れている。

以上の計算結果より、反射波の位相のずれ ε は反射域の波浪場に顕著な影響を及ぼすが、現在の所、 ε としてどの様な値をとればよいのか明らかではないこと、さらに多方向不規則波浪場の反射域では ε の影響が種々の波向および周期の波の重合により相殺される可能性も考えられることから、本数値計算モデルでは $\varepsilon=0$ と仮定して計算を進めることにした。

3.3 計算結果と実験結果の比較

(a) 波高分布について 波高計の設置位置 (St-1~St-5) における波高分布に関する計算結果と実験結果を比較したものを図 3-9~図 3-11 に示す。図中の exp. は実験結果、linear. は線形回折波理論の計算結果を示している。横軸は島堤堤頭部の前面からの計測箇所を示しており、縦軸は exp. については鉛直型島堤モデルを設置したときに求められた有義波高 H_s を予備実験時の有義波高 H_{s_no} で割った無次元波高を表し、linear. については入射波高で割った無次元波高を示す。

これらの図において計算結果および実験結果とも堤頭部背面部、すなわち、St-4 から St-5 に回り込むにつれて無次元波高が減少していることがわかる。線形回折波理論による数値計算では、予め計測しておいた反射率を取り入れることで、実験結果をよく反映している。堤頭部に対して斜めに入射するように主波向き α を変化させた場合、堤頭部背面部の無次元波高が増大していることから、線形回折波理論における数値計算モデルは比較的よく再現しているものと思われる。

以上のことから線形回折波理論による本数値計算モデルは、波高分布に関してよく再現されていることが確認できた。

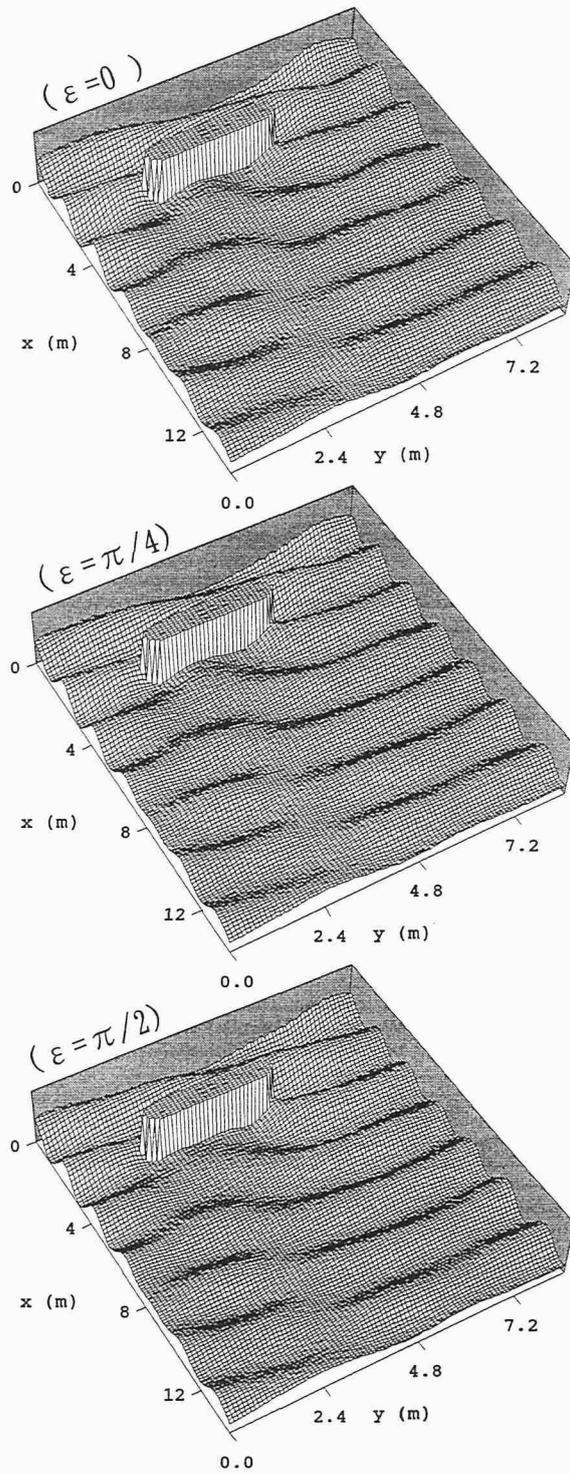


図 3-7 水面形に及ぼす反射波の位相のずれの影響

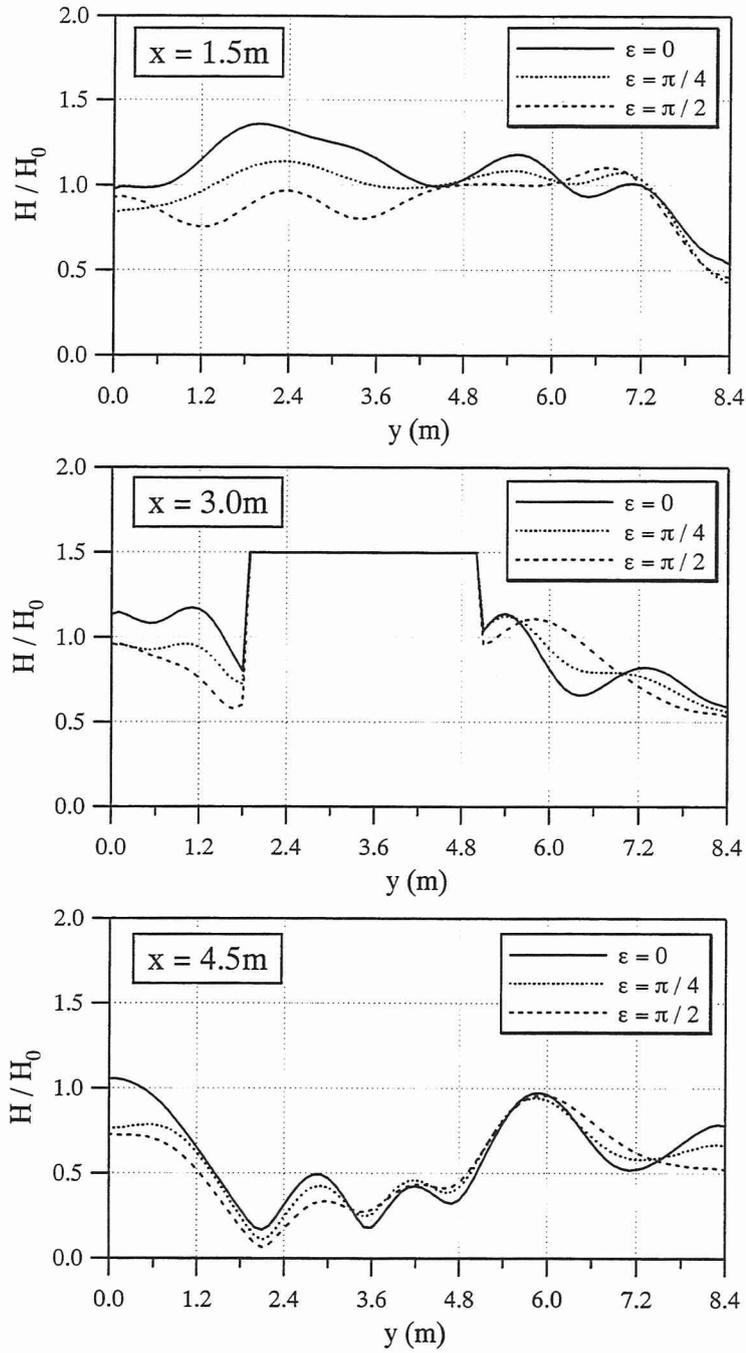


図 3-8 波高分布に及ぼす反射波の位相のずれの影響

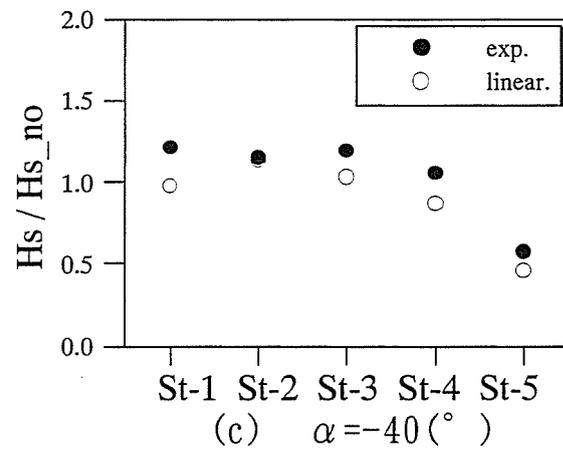
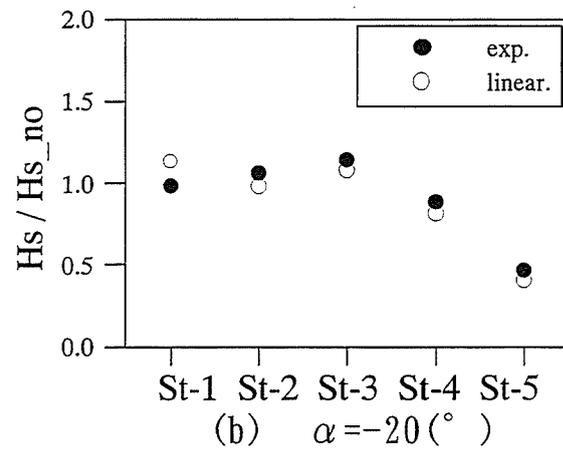
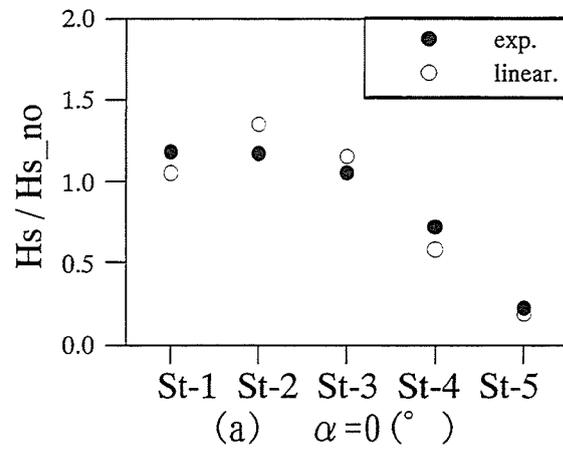
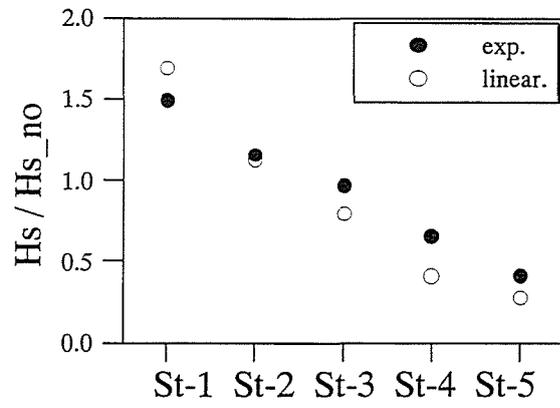
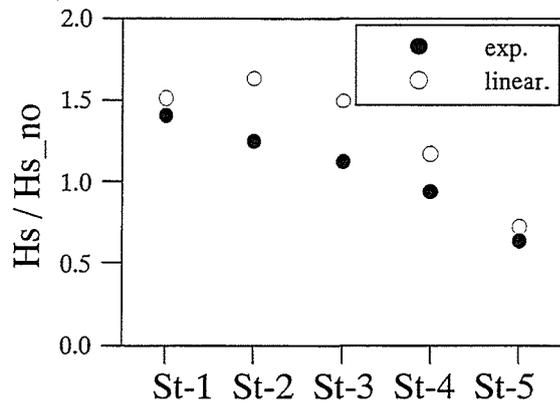


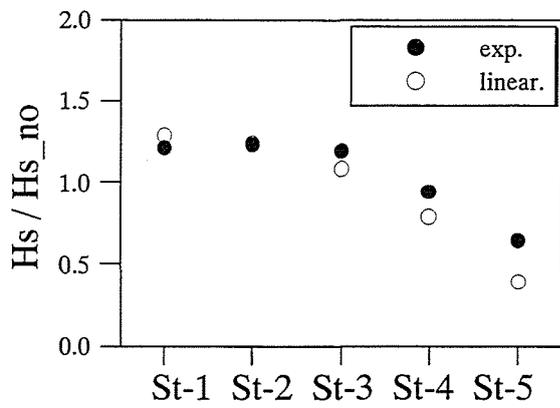
図 3-9 波高分布の比較 ($T=0.8s$)



(a) $\alpha = 0^\circ$



(b) $\alpha = -20^\circ$



(c) $\alpha = -40^\circ$

図 3-10 波高分布の比較 (T=1.4s)

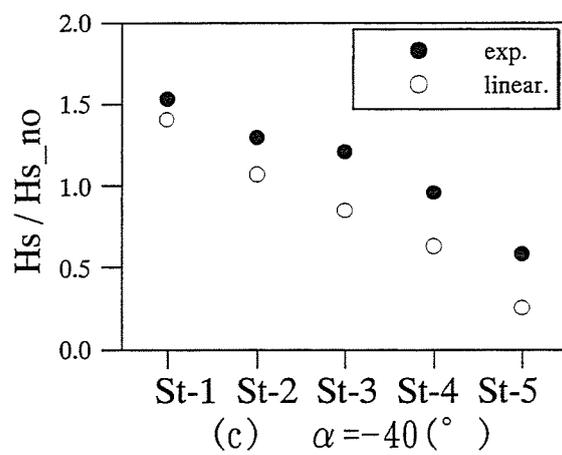
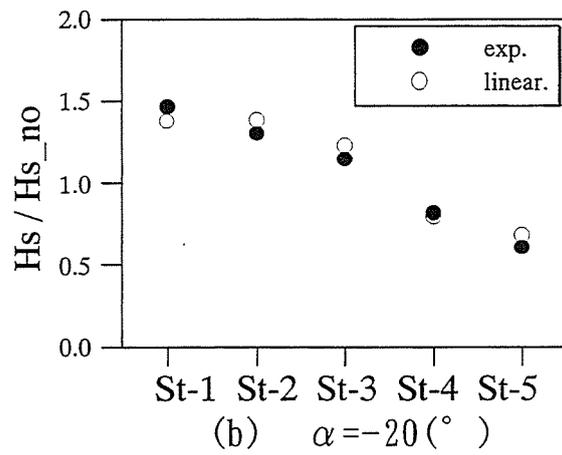
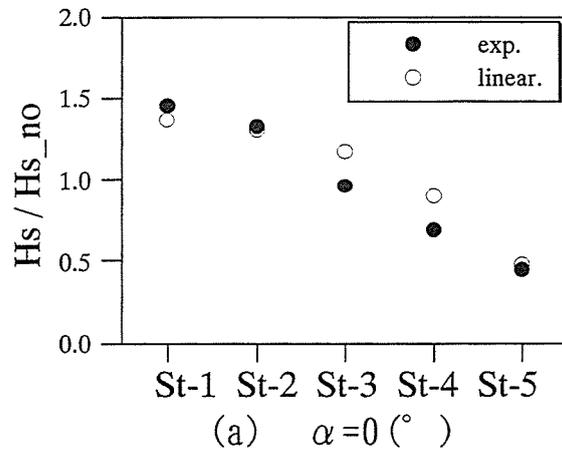


図 3-11 波高分布の比較 (T=2.0s)

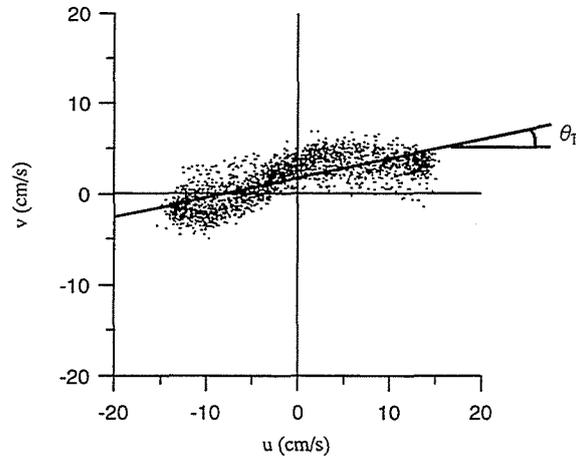


図 3-12 卓越流向 θ_T について

(b) 合成流速の大きさと卓越流向について 流速変動については、図3-4に示した (u,v) 座標系で考える。まず、合成流速値としては、サンプリング間隔毎に求めた流速ベクトルの大きさを最大値から50個分の平均値(1/50最大流速)で与えることにする。また、卓越流向については、 u と v の時系列データより平面水粒子運動の1例を示した図3-12における楕円軌道の長軸方向と定義し、 u と v の時系列データに関して最小自乗法を適用して卓越流向 θ_T を求めた。図3-13～図3-15は図3-4のSt-1～St-5における合成流速の大きさ V_T と卓越流向 θ_T について入射波周期毎に比較して示したものである。図中のexp.は実験結果、linear.は線形回折波理論による計算結果を示す。左図は合成流速の大きさを示しており、右図は卓越流向を示している。

まず、左図において、横軸は島堤堤頭部の前面からの計測位置を示しており、縦軸は合成流速の大きさを表している。これらの図において、線形回折波理論における数値計算では堤頭部中央部のSt-3の場合を除いて、全体的に計算結果の方が小さく実験結果を過小評価し、再現性に問題を残している。

次に、右図において、横軸は島堤堤頭部の前面からの計測位置を示しており、縦軸は卓越流向を表している。堤頭部中央部から背面部にかけて、卓越流向の値がマイナス方向に変化していることから、堤頭部背面部への波の回折現象を再現していることがわかる。数値計算モデルは、堤頭部背面部のSt-5において実験結果の再現性に問題があるものの、それ以外の位置での卓越流向の実験結果と一致していることがわかる。

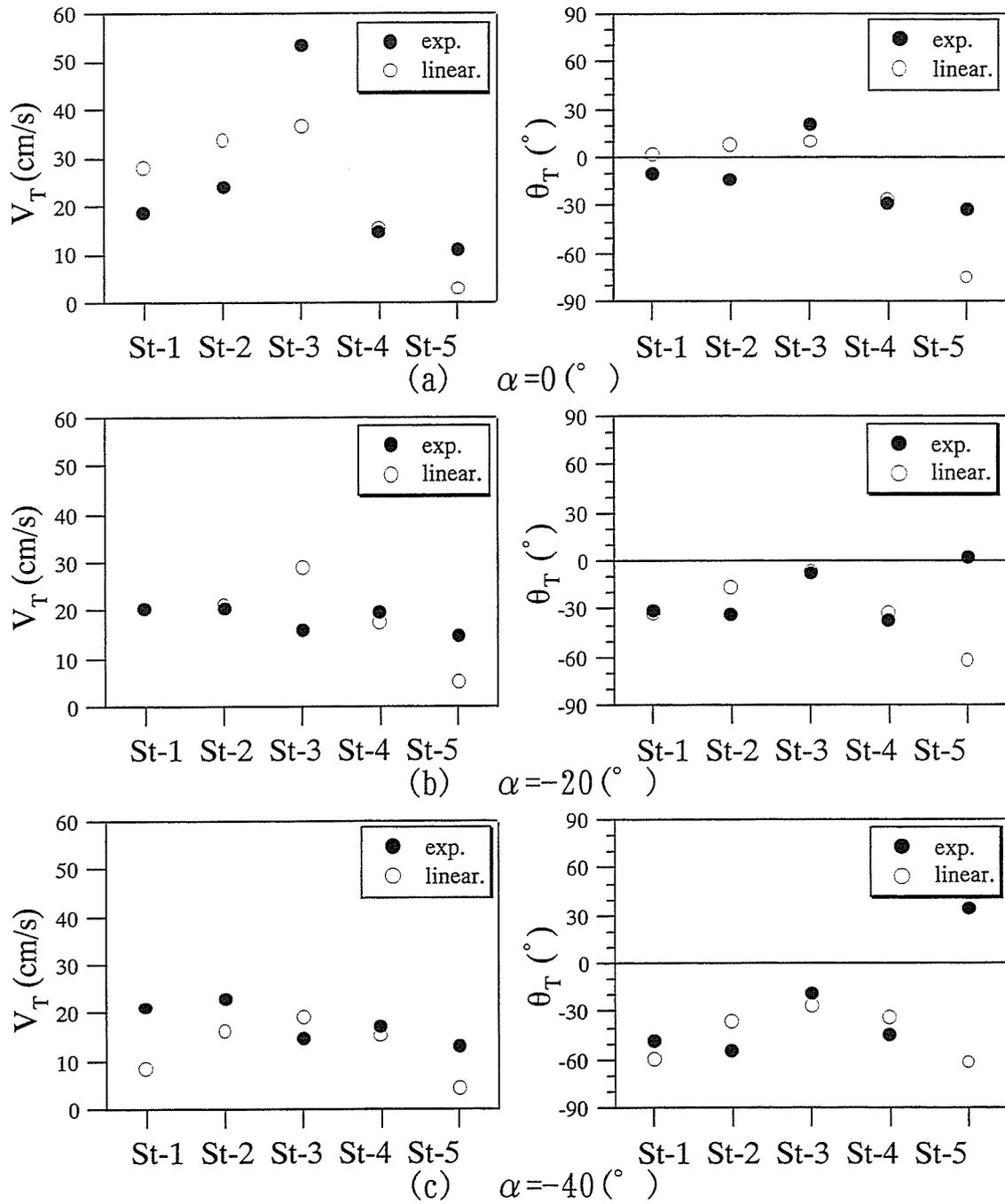


図 3-13 合成流速の大きさと卓越流向の比較 (T=0.8s)

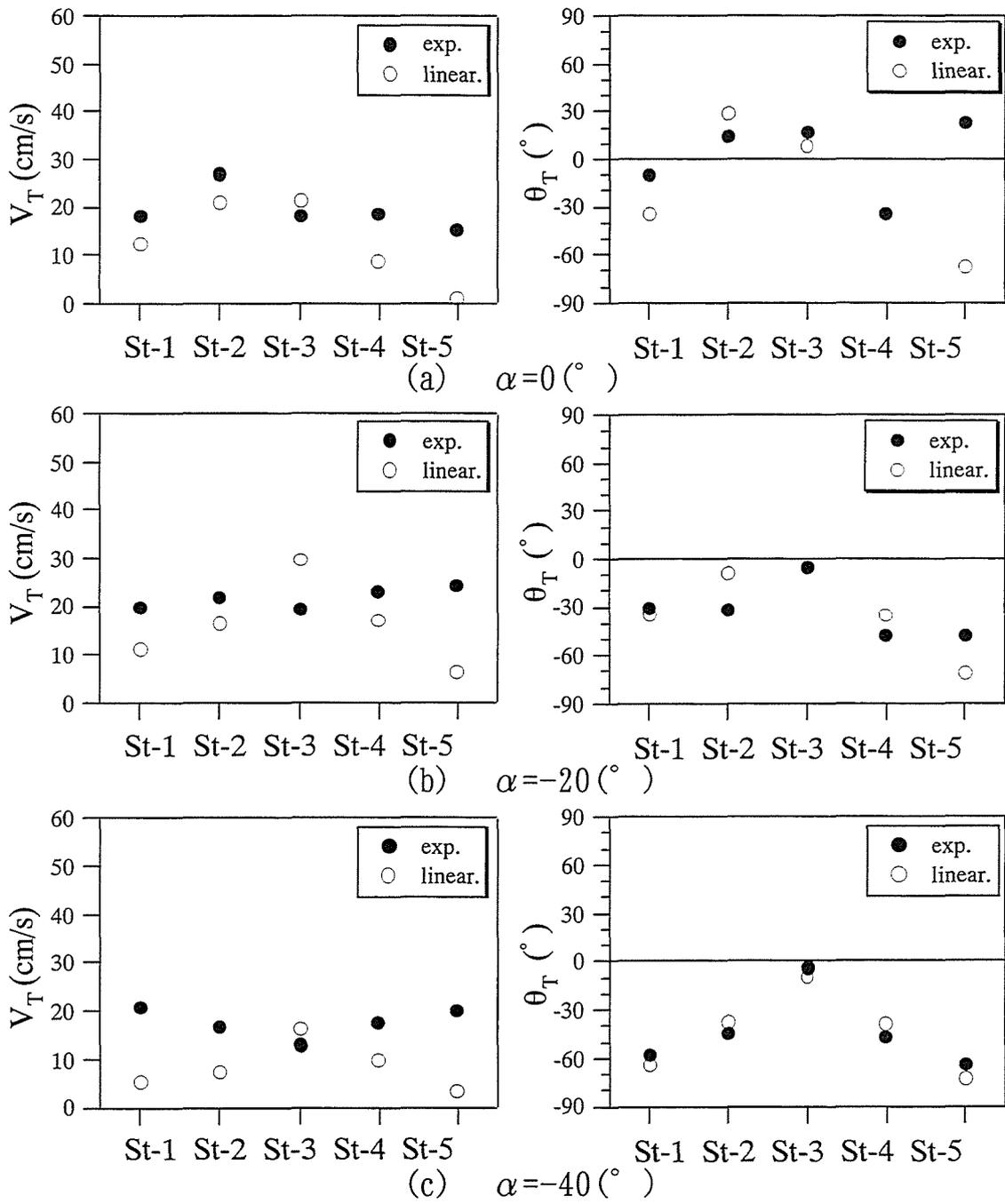


図 3-14 合成流速の大きさと卓越流向の比較 ($T=1.4s$)

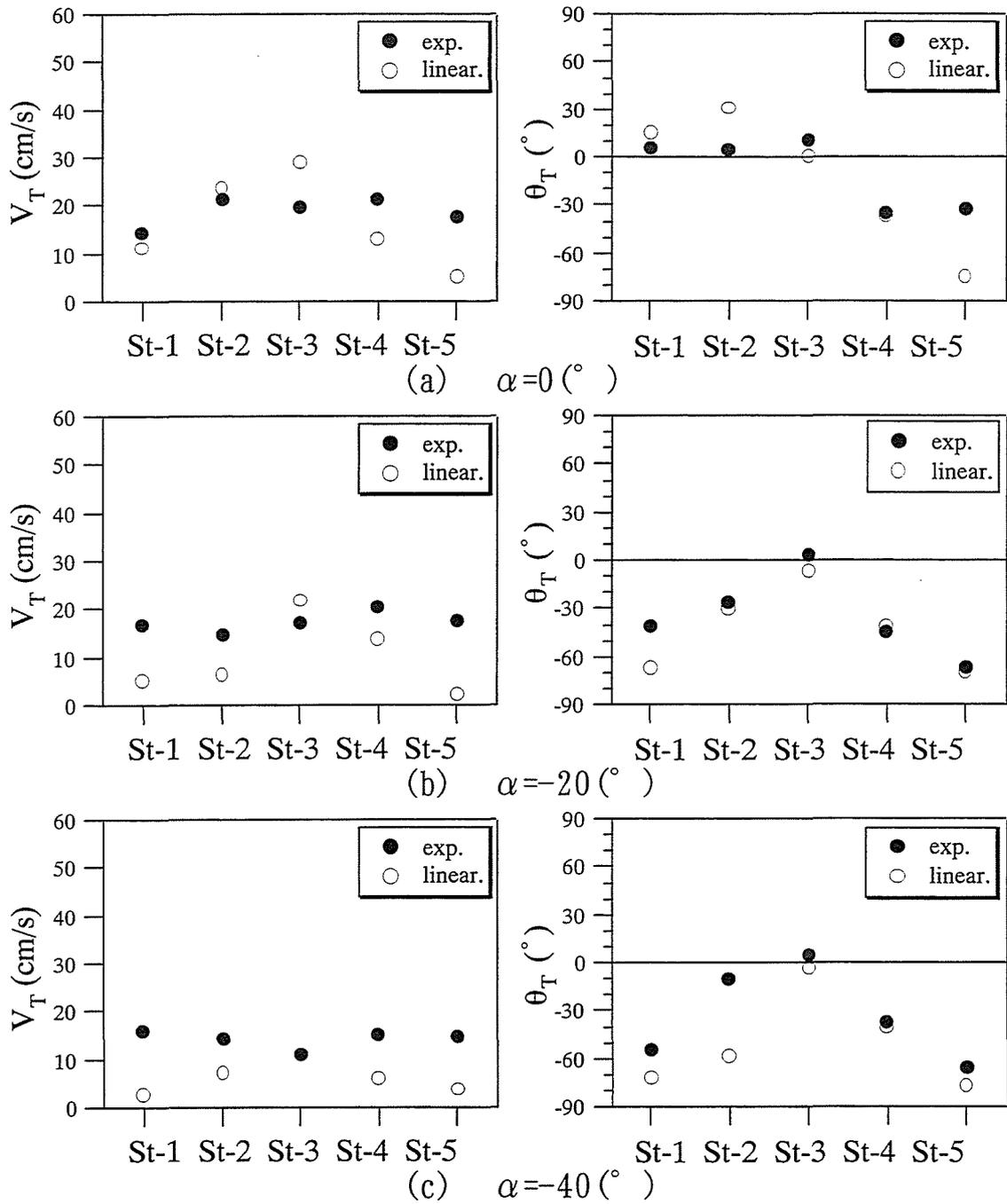


図 3-15 合成流速の大きさと卓越流向の比較 (T=2.0s)

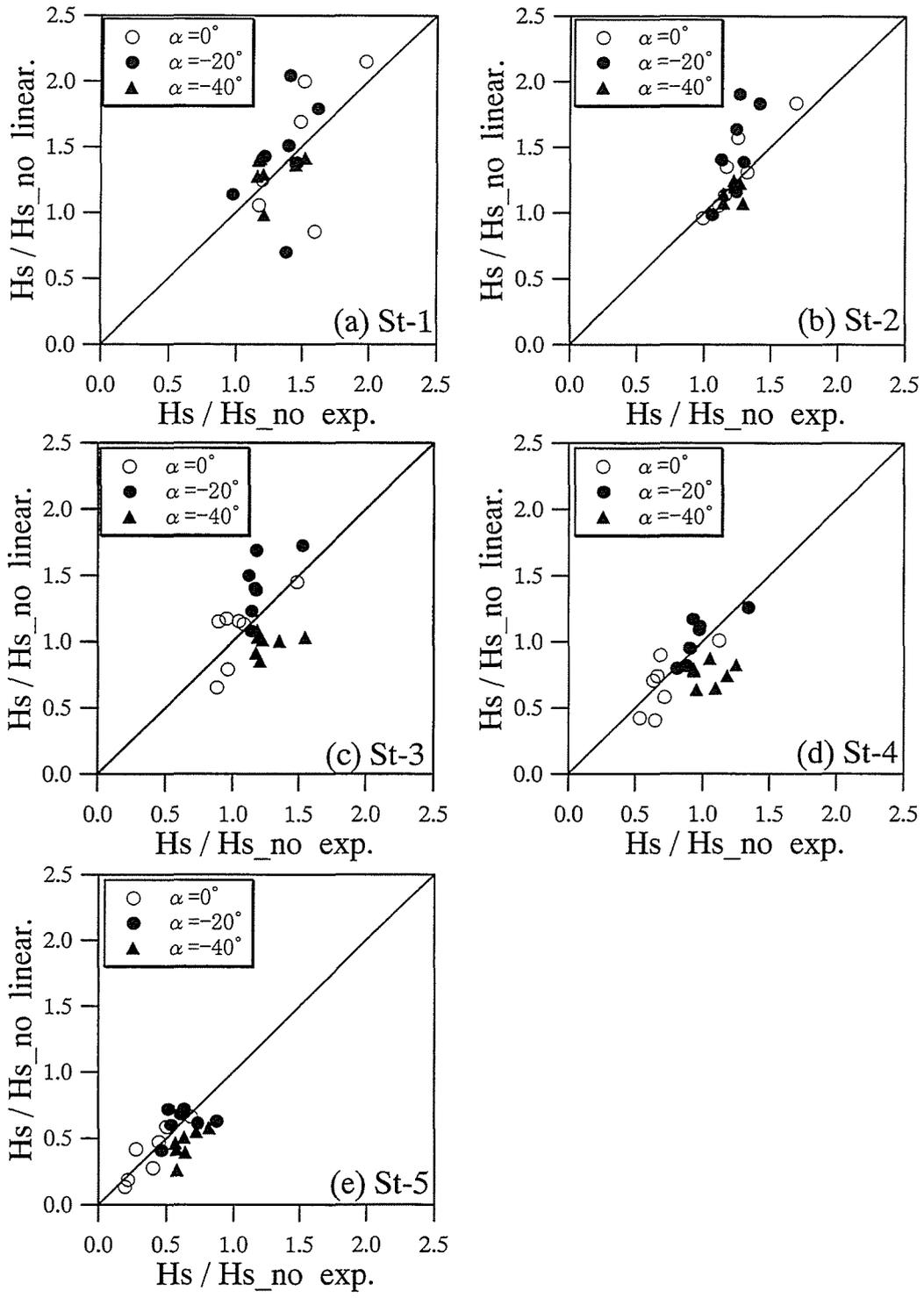


図 3-16 数値計算モデルの妥当性 (波高分布について)

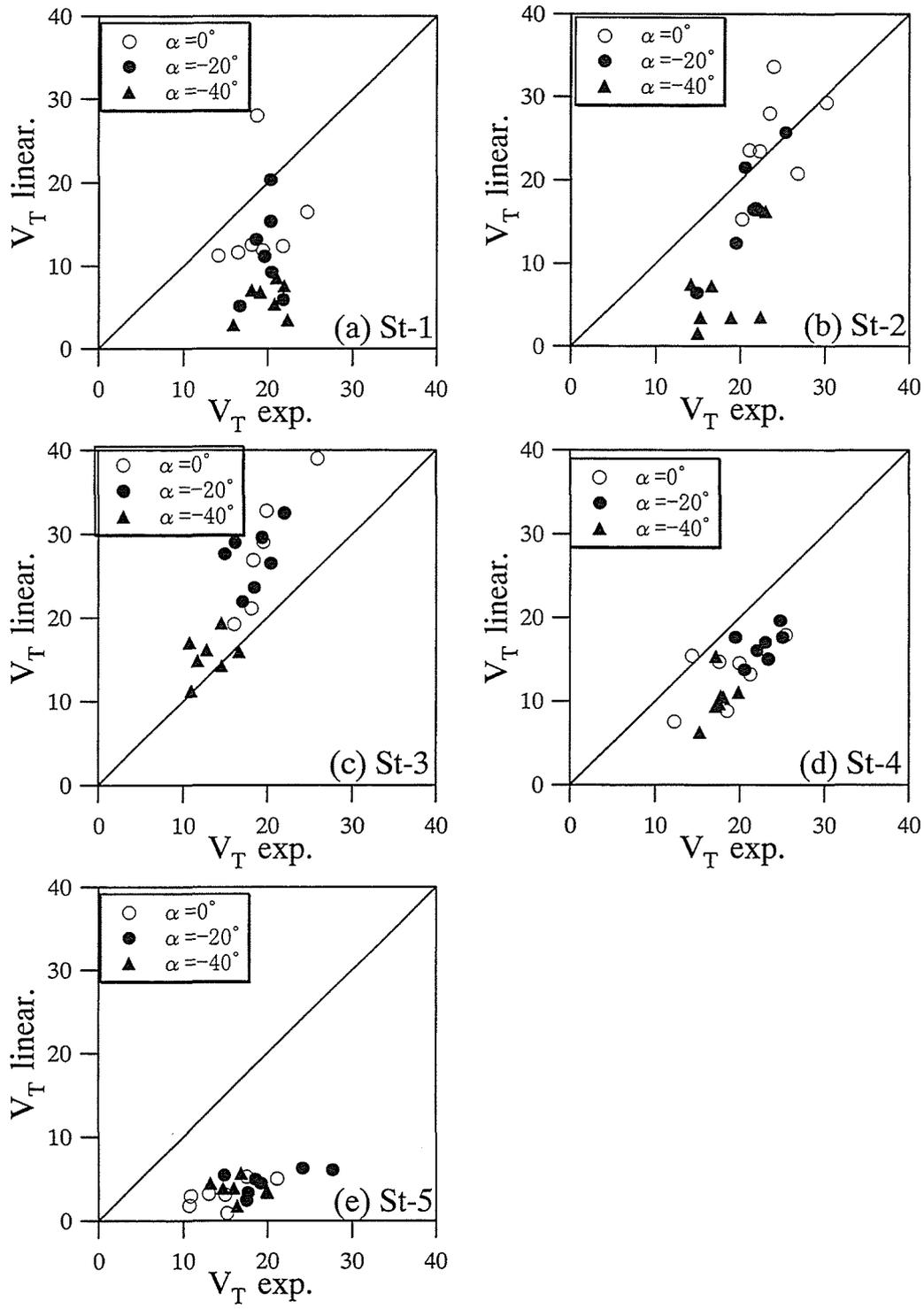


図 3-17 数値計算モデルの妥当性 (合成流速の大きさについて)

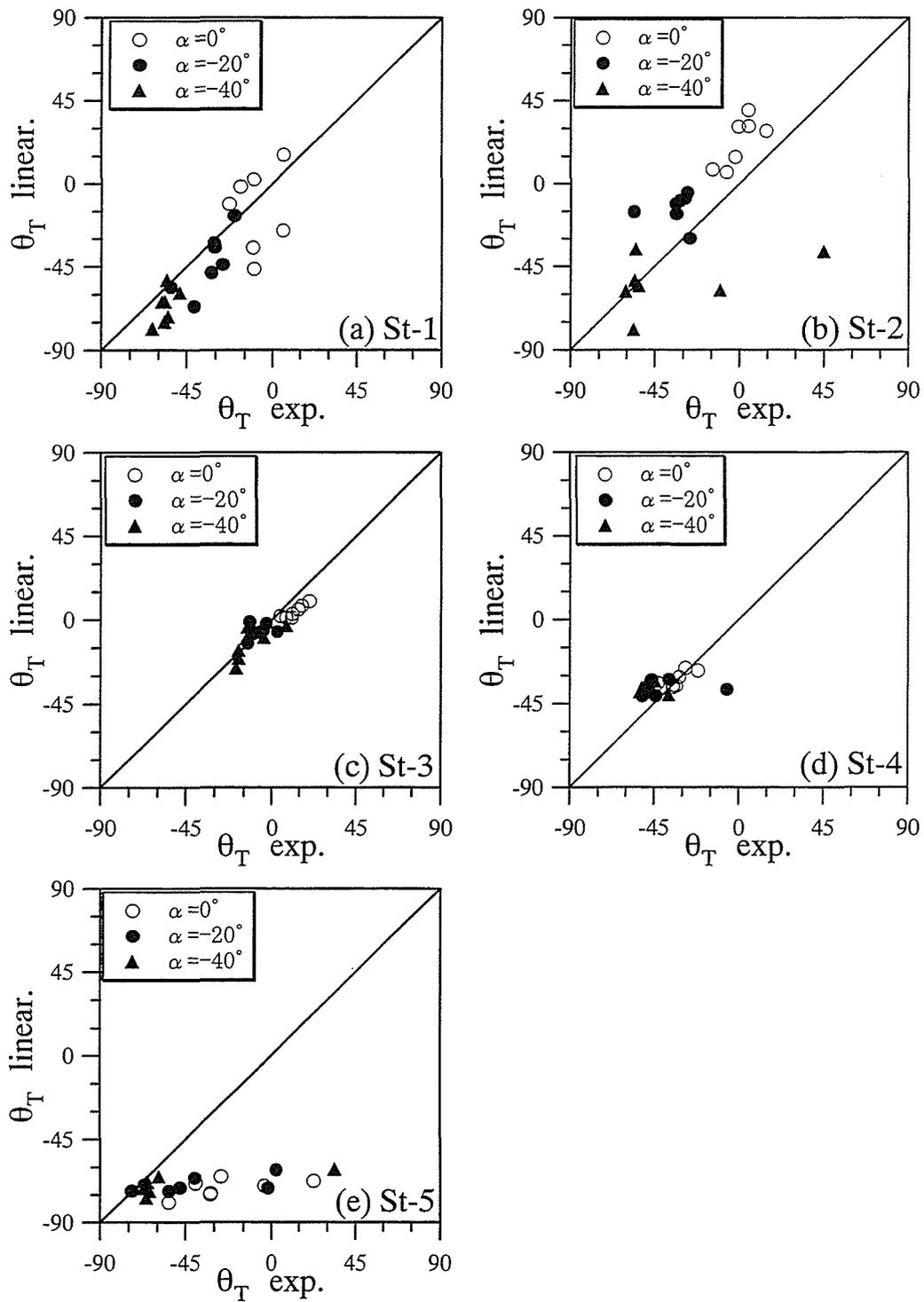


図 3-18 数値計算モデルの妥当性 (卓越流向について)

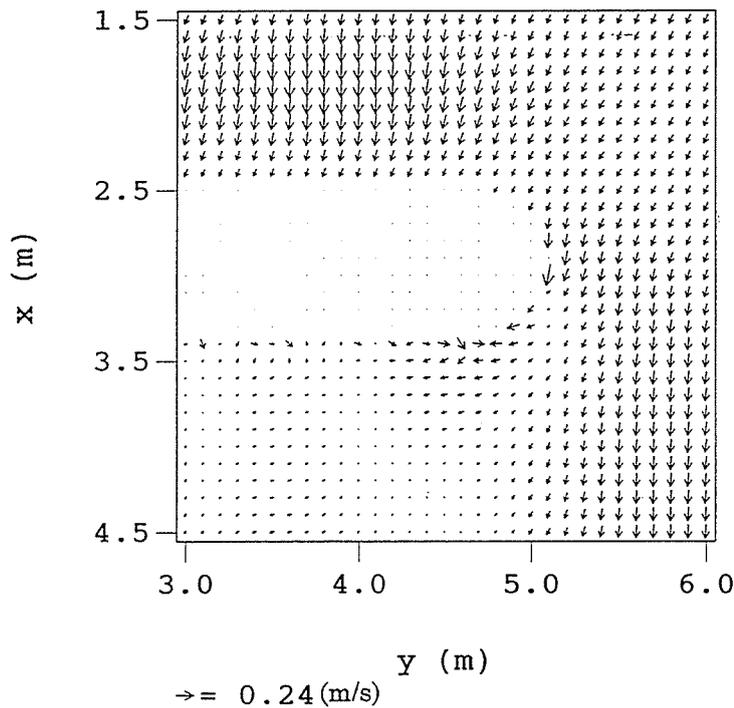


図 3-19 一方向波浪場における堤頭部周辺の卓越流速ベクトル分布

(c) 数値計算モデルの妥当性 波高分布，合成流速の大きさおよび卓越流向の計算結果と実験結果に対して，線形回折波理論による数値計算モデルの妥当性について堤頭部周辺の場所毎に検討を行う。図 3-16～図 3-18 は，各計測位置ごとに全ての周期および主波向きに対してプロットしたものである。これらの図において，横軸は実験結果，縦軸は計算結果を示し，図中の印は主波向き α の違いを表している。図 3-16 の波高分布に関して，全ての計測箇所において 45° 線付近に集まっているためかなり高い再現性が見られる。図 3-17 に示す合成流速の大きさに関して，同図 (c) の St-3 の場合を除いて計算結果が実験結果を下回っていた。そのため，合成流速の大きさに関しては十分な再現性はみられなかった。図 3-18 の卓越流向に関して，堤頭部背面部の St-5 の位置では計算結果が実験結果とあまり一致していないが，他の計測位置では比較的高い再現性が見られた。また，堤頭部に対して斜めに入射するように主波向きを変化させた場合，堤頭部前面部から背面部へかけて卓越流向の違いがあまり見られなくなっているのが確認できる。この原因として，堤頭部中央部から背面部にかけては回折波の影響による堤頭部に沿った流れが卓越するためと推測できる。

第 4 節 波浪場の数値シミュレーション

線形回折波理論による数値計算モデルの妥当性が認められたことから，図 3-6 に示す 14 枚の造波板からなるスネーク型の多方向不規則波造波水槽を対象に，数値シミュレーションを行う。水槽側

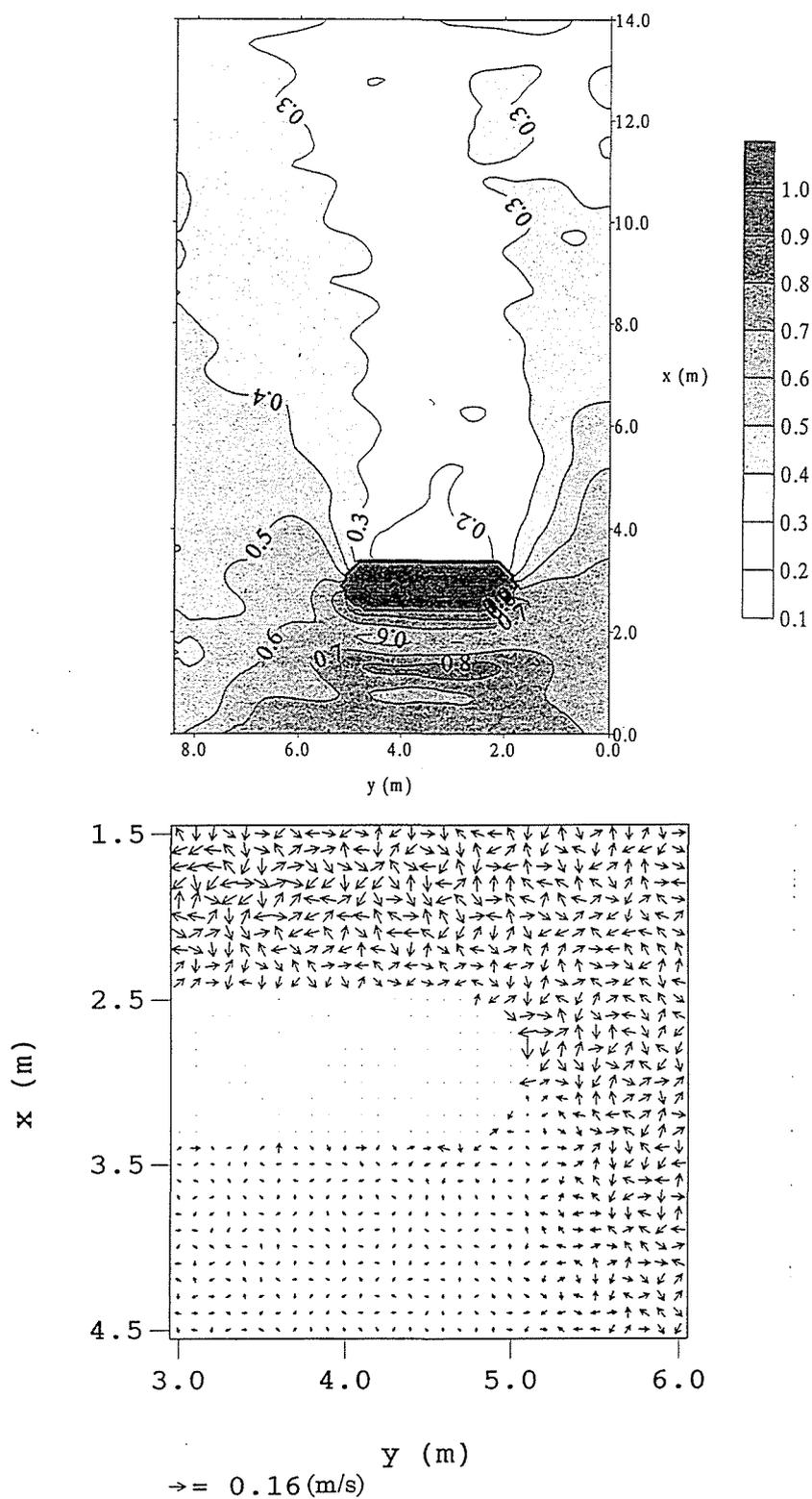


図 3-20 多方向不規則波浪場における無次元波高分布および堤頭部周辺の卓越流速ベクトル分布

壁および岸側境界は、反射率 $K_r=0$ とする完全透過境界とし、数値計算時の水深は30cmとする。島堤モデルのサイズは、主幹部長2.5m、堤体の幅0.82mであり、島堤モデルの反射率は $K_r=0.3$ とする。

図3-19は、式(3.50)および式(3.51)より算定した一方向波浪場における堤頭部周辺の卓越流速ベクトル分布を示したもので、入射波浪条件は $T=1.4s$ 、 $\theta=-15^\circ$ 、 $H_0=6cm$ の規則波である。

本数値計算モデルは、回折散乱波モードを無視していることから、堤体近傍の厳密な議論は出来ないが、この図より堤頭部中央部および背面部で大きな流速が認められる。この大きな流速が、Vidalら⁶⁾およびVan der Meerら⁷⁾の一方向波浪下での堤体模型実験における堤頭部中央部および背面部の被災事例と関連づけられるものと推察できよう。

図3-20は、主波向き -15° の多方向不規則波浪場における無次元波高分布および堤頭部周辺の卓越流速ベクトル分布を示したものである。入射波浪条件は、周波数スペクトルがJONSWAP型(ピーク周期:1.4s)、方向分布関数が光易型で $S_{max}=5$ の条件で行われている。なお数値計算における波向変化は、 $-60^\circ \sim 30^\circ$ までそれぞれ 5° 刻みで19種類、周波数は0.2Hz~1.5Hzの間を0.1Hz刻みで14種類変化させている。

無次元波高分布図より、本数値計算モデルが両堤頭部における波の回折現象および堤体と造波板間の反射域を定性的によく予測していることが認められる。また、堤体背後の無次元波高が0.2以下の値であり、堤体による遮蔽効果が再現されていることも確認できる。一方、卓越流速ベクトル分布図より、堤頭部中央部での流速は、主幹部前面の流速と同程度の大きさである。このことは、多方向不規則波浪場の場合、堤頭部中央部に対して主幹部前面と同程度の作用外力の発生がありうることを示すものであろう。なお、流速の大きさが図3-19に示す一方向波浪場の場合と比較してかなり小さくなっている原因は、本数値計算モデルにおいて各成分波の位相が考慮されていないことにも関係するが、明らかになっていない。

第5節 結語

本章では、島堤堤頭部の安定性に及ぼす反射波、回折波および波の方向分散性の影響をより定量的に明らかにするため、線形回折波理論を用いた堤頭部周辺における波浪流体場に関する数値計算より堤体の被災と流速場の関係について検討した。ここで得られた結果は以下のものである。

1. 島堤堤頭部周辺の波浪変形を把握するため、線形回折波理論を用いた数値計算モデルを完成させた。多方向不規則波浪場に対して、方向分布関数および周波数特性に基づいて各波向成分別および周波数成分別の一方方向波浪場の計算結果を重ね合わせることにより拡張できるよう改良した。その結果、多方向不規則波浪場の模型実験において重要となる有効造波領域

を決定することができた。

2. 線形回折波理論による数値計算モデルの妥当性について、規則波を用いた実験から得られた堤頭部周辺の運動学的諸量より検討した。波高分布に関して、無次元波高が堤頭部背後に回り込むにつれて減少する傾向をよく再現していた。合成流速の大きさに関して、全体的に計算結果の方が小さく実験結果を過小評価していた。卓越流向に関して、堤頭部中央部から背面部にかけて、卓越流向の値が堤頭部背後に回り込むように変化していることから波の回折現象を比較的良く再現していることがわかった。以上のことから、線形回折波理論による数値計算モデルの妥当性が認められた。
3. 一方向波浪場および多方向不規則波浪場における島堤堤頭部周辺の波浪流体場の数値シミュレーションを行った。一方向波浪場の卓越流速ベクトル分布図において堤頭部中央部および背面部で大きな流速が認められた。多方向不規則波浪場の無次元波高分布図において、本数値計算モデルが島堤の両堤頭部における波の回折現象および堤体と造波板間の反射域を定性的に予測していることが認められた。堤体による遮蔽効果が再現されていることも確認できた。また、多方向不規則波浪場の卓越流速ベクトル分布図より、堤頭部中央部での流速は、主幹部前面の流速と同程度の大きさであることが確認できた。以上のことから、島堤堤頭部周辺の流速が堤体の被災と関連しているものと推測できる。

参考文献

- 1) Michael Isaacson : Diffraction model of directional wave generation in a basin with partially reflecting boundaries, NRC of Canada report, 1992.
- 2) Berkhoff, J.C.W. : Mathematical Models for Simple Harmonic Water Wave Diffraction and Reflection, Delft Hydraulics Laboratory, Rpt.No.168, 1976.
- 3) Biesel, F. : Wave Machines, Proceedings of 1st Conference on Ships and Waves, Hoboken, N.J., pp.288-304, 1954.
- 4) ジョージ・アルフケン : 特殊関数と積分方程式, 講談社, pp.9-45.
- 5) 合田良美 : 港湾構造物の耐波設計 (増補改訂), 鹿島出版会, pp.253-255.
- 6) Vidal, C., M.A.Losada and R.Medina : Stability of mound breakwater's head and trunk, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol.117, No.6, pp.570-587, 1991.
- 7) Van der Meer, J.W. and J.J. Veldman : Singular points at berm breakwaters, Coastal Eng., Vol.17, pp.153-171, 1992.

第4章 堤体上の波浪流体場の空間特性と被覆捨石の初期移動について

第1節 概説

第2章において、特に堤頭部における被災パターンが多方向不規則波浪場と一方向不規則波浪場では異なり、その原因が堤頭部に発生する非常に強い流れと定性的に関係づけられると考察した。すなわち、多方向不規則波浪場における堤体上の波浪流体場を考えると、堤頭部での波の反射、回折、屈折および浅水変形と波の方向分散性の影響が相互干渉して、入射波浪条件によっては一方向不規則波を用いた場合より場所的に作用流速が大きくなる可能性が高いことが予測できよう。この結果、堤頭部上に局所的な被覆捨石の初期移動が生じて、スポット状の被災パターンに発展したものと推察してきた。他方、一方向不規則波浪場の被災は、堤頭部上で観察される非常に強い流れの発生位置およびその流れが突っ込む位置がほぼ固定されていることから、最終的な被災パターンがその流れに沿った帯状のものとして現れたものと推察した。また、堤体の最終的な破壊は、被覆捨石の初期移動がトリガーとなって発展するものと考えられる。従って、被覆捨石の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響については、従来の研究のような堤体全体の包括的な被災を検討する方法ではその特徴を把握することが難しく、堤体上で局所的に発生する強い流れによる被災に着目して検討を進めることが必要である。そこで本章では、まず多方向および一方向不規則波浪場における島堤堤体上およびその周辺波浪場の流速変動および水位変動に関する計測実験より、多方向および一方向不規則波浪場に対する堤体上の波浪流体場の空間的な運動特性について検討を行う。ついで、堤体上における流速場の空間特性と被覆捨石の移動を関連づけるため、多方向および一方向不規則波浪場における被覆捨石の空間的な被災発生の可能性について検討し、島堤被覆捨石の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響を明らかにしていく。

第2節では、堤体上およびその周辺の波浪流体場の計測実験における実験装置や入射波浪条件などについて述べる。第3節では、島堤堤頭部周辺の有義波高の空間的変化について波の方向分散性の影響から検討を行う。また、堤頭部上における作用合成流速の相関係数を求め、多方向および一方向不規則波浪場では作用合成流速が空間的にどの様に変化するのかを考察する。第4節では、多方向および一方向不規則波浪場における島堤堤頭部および主幹部上の流速場に関する詳細な計測時系列データを用いて、堤体上における作用合成流速の方向分布特性について検討する。第5節では、堤体上における流速場の空間特性と被覆捨石の移動を関連づけるために、作用合成流速とその方向に伴う堤体の斜面勾配の変化を考慮した捨石の移動限界流速に関する算定式を導出する。第6節では、第4節で行った流速場の詳細な計測実験の結果を用いて、多方向および一方向不規則波浪場における被覆捨石の空間的な被災発生位置の違いを明らかにし、島堤被覆捨石の

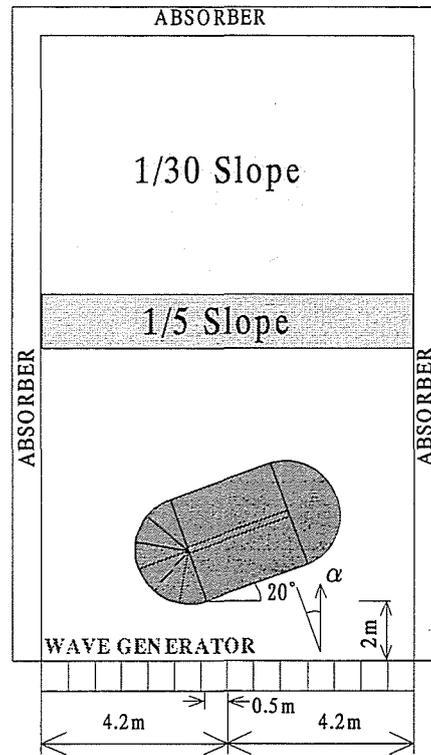


図 4-1 島堤モデルの配置状況

安定性に及ぼす波の方向分散性の影響を検討すると共に、本研究で提案する捨石の移動限界流速に関する算定式の妥当性についても第2章における初期被災の実験結果より比較検討する。

第2節 実験方法および実験条件

実験は、図4-1に示す多方向不規則造波水槽(9m×16m×0.6m)を用いて行った。水槽側壁には、ステラシートの2層構造からなる遊水部を持つ消波工が設けられており、側壁での反射率を0.2程度に抑えている。また、水槽の岸側には捨石による1/5スロープ(長さ1m)と、さらにその奥にアルミ製の1/10スロープ(長さ6m)が消波工として設置されている。

島堤モデルは、図2-5に示したようにコア一部と2層被覆捨石層より構成されている。島堤モデルの構成材料はコンクリート用碎石で、島堤モデルのサイズおよび被覆層、コア一部の代表径は表2-3に示した通りである。本実験では、多方向および一方向不規則波浪場における堤頭部上の流速変動の相違を明確に測定するため、堤体の被災から生じる断面形状の変化に伴う波浪場の変動要因を削除する目的で、堤体全体を強化ナイロン製透過性防護ネットで覆って捨石の移動を拘束

表 4-1 入射波浪条件

周波数スペクトル	JONSWAP ($\gamma = 3.3$)
方向分布関数	光易型 ($S_{max} = 5, 10, 20, \infty$)
主波向 (α)	$0^\circ, -15^\circ$
造波信号の計測時間	20分間
有義波高 (H_{m0})	6.0cm
ピーク周期 (T_p)	1.0s, 1.4s
水深	30cm
造波信号中の波の数	1440 ($T_p = 1.0s$), 1028 ($T_p = 1.4s$)
D/L	1.49 ($T_p = 1.0s$), 0.95 ($T_p = 1.4s$)
T_L/L	1.82 ($T_p = 1.0s$), 1.16 ($T_p = 1.4s$)

表 4-2 有義波高

	H_{m0}	$H_{s.no}$ ($T_p = 1.0s$)	$H_{s.no}$ ($T_p = 1.4s$)
$S_{max} = \infty, \alpha = 0^\circ$	6.0	6.01	6.17
$S_{max} = \infty, \alpha = -15^\circ$	6.0	6.12	6.15
$S_{max} = 20, \alpha = 0^\circ$	6.0	5.99	5.99
$S_{max} = 20, \alpha = -15^\circ$	6.0	6.16	6.16
$S_{max} = 10, \alpha = 0^\circ$	6.0	6.01	6.05
$S_{max} = 10, \alpha = -15^\circ$	6.0	6.13	5.94
$S_{max} = 5, \alpha = 0^\circ$	6.0	6.00	6.11
$S_{max} = 5, \alpha = -15^\circ$	6.0	5.99	5.97

(unit : cm)

している。島堤モデルの設置に際しては、造波水槽の有効造波領域内に堤頭部および主幹部前面部の大部分が位置するように決定した。また、造波板からの再反射の影響を出来る限り避けるため、島堤モデルは造波板に対して 20° 傾けて設置された。

本実験では、堤頭部上の流体運動に及ぼす直角および斜め入射波の影響にも注目しているため、主波向 α は 0° と -15° の2種類を設定した。本実験で造波対象とした入射波浪条件を表4-1に示す。有義波高 H_{m0} は、堤体の初期被災に着目しているため6cmのみを採用した。表4-1に示す入射波条件を設定するための予備実験は、フレーム構造の島堤モデルを設置した条件（見かけ上、島堤モデルなしの条件）のもとで行われた。この予備実験により最終的に設定された有義波高 $H_{s.no}$ を表4-2に示す。なお、 $H_{s.no}$ の値は、図4-2に示す8箇所位置に設置された容量式波高計より得られた各有義波高の平均値である。有義周期 T_p は1sと1.4sの2種類変化させた。各入射波長 L に対する主幹部長 T_L および堤頭部の直径 D の比は、それぞれ表4-1に示すとおりである。

堤体上の流速変動を計測するに当たっては、捨石面近傍に発生する境界層の外側の主流流速場を対象に計測する必要がある。そこで本実験では、堤体捨石面上の境界層厚さをTorum¹⁾によって提案されている堤体上の境界層厚さの評価式に基づいて算定することにした。すなわち、Torumは膨大な実験解析により境界層厚みに関する近似式を次式のように導いている。

$$\delta = \frac{k_f}{30} 10^{(0.0605/f_w)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.1)$$

ここに、 δ が境界層厚み(単位はcm)で、 k_f が捨石の粗度係数、 f_w が捨石の摩擦係数である。さらにこれら2つの係数については以下のような範囲が設定されている。

$$2.5 \cdot D_{n50} \leq k_f \leq 4 \cdot D_{n50} \quad (4.2)$$

$$0.15 \leq f_w \leq 0.3 \quad (4.3)$$

ここに、 D_{n50} は被覆捨石の中央粒径である。本研究では $D_{n50} = 2.51\text{cm}$ となることから、境界層の影響を受けない主流流速場の流速値を得るためには被覆捨石面と流速計センサーの間に1.5cm以上の距離を離す必要があることがわかった。そこで本実験では、流速計センサー部を捨石面から1.5cm以上離れた位置になるように設置した。

島堤モデル周辺の水位変動は、図4-2において白丸の印で示す8箇所(WG1~WG8)で測定された。その内、2本の容量式波高計は主幹部外縁に50cm間隔で設置され、残りの6本は堤頭部外縁に 30° 間隔で設置された。堤体上の流速変動は、同図に示すように静水面以下4箇所を、堤頭部

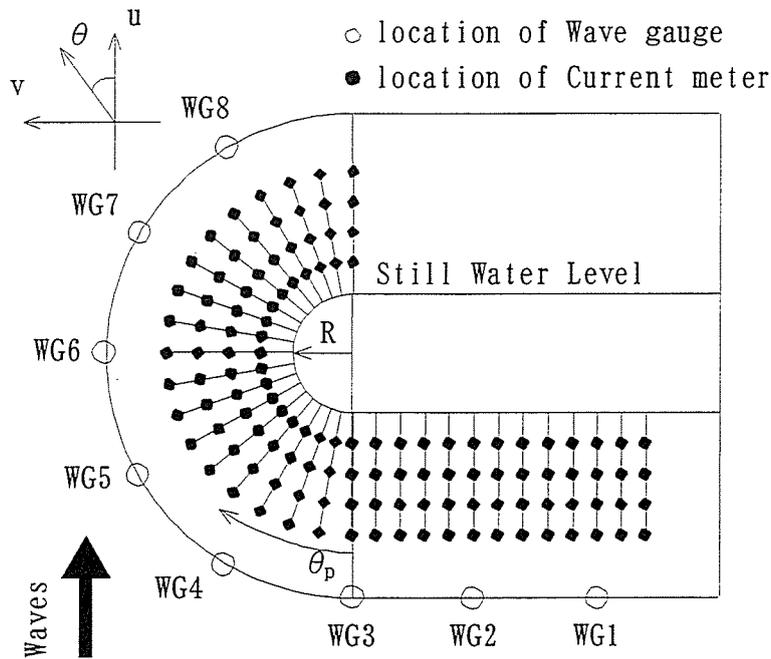


図 4-2 水位変動および流速変動の測定位置

では背面方向に 10° 刻みで変化させた計 76 箇所的位置と主幹部前面では 10cm 間隔の計 48 箇所的位置で 6 台の水平 2 成分電磁流速計を用いて計測された。堤頭部中心から流速計の設置位置までの水平距離 R は、それぞれ 58cm, 66cm, 74cm および 82cm で、 $R=58\text{cm}$ の位置は堤体の静水面位置から水平方向に 13.8cm 離れた位置にあたる。

第 3 節 堤体近傍の波浪流体場に関する検討

3.1 堤体周辺の波高の空間変化特性

堤体周辺における波高の空間的な変化を図 4-3 に示す。図中の横軸は図 4-2 に示す水位変動の測定位置を表し、縦軸は予備実験により求められた有義波高で割った無次元波高を示す。全ての図に共通して WG1 から WG6 の位置 (堤頭部の中央) までの有義波高の空間変化は、島堤モデルの長さが有義波長の約 3 倍以下であるため、有義周期および波向によって堤体前面に沿って波高分布が変動すること²⁾から、大きな変動が見られる。堤頭部背面の WG7 と WG8 の位置では、 $T_p = 1\text{s}$ の場合、主波向に関係なく一方向および多方向不規則波共に、ほぼ同程度の有義波高になっている。しかし、 $T_p = 1.4\text{s}$ の場合は、斜め入射の条件下で有義波高が $T_p = 1\text{s}$ に比べてわずかに増大している。この $T_p = 1\text{s}$ と $T_p = 1.4\text{s}$ における WG7 と WG8 の有義波高の変化は、入射波の有義周期と回折波の関係、すなわち周期が短いほど回折し易いことと、多方向不規則波の場合はそれぞれ

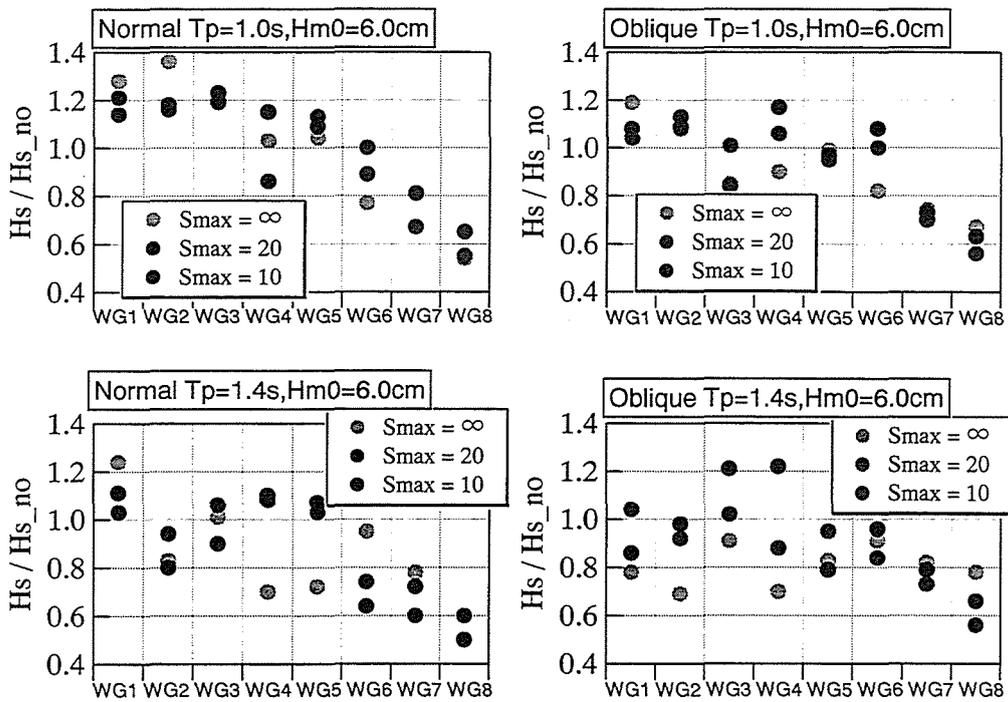


図 4-3 堤体周辺における波高の空間変化

の成分波が回折によりその方向が収斂されることによるものと考えられる。主幹部前面から堤頭部に沿う波高分布に及ぼす波の方向分散性の影響としては、本実験条件では堤頭部中央部より前方において多方向および一方向不規則波浪場で有義波高に違いがあるものの、顕著な影響は認められない。従って、被覆捨石の安定性に及ぼす影響を論じるための波浪流体場のパラメータとして、堤体周辺の波高は適切なものでないと言えよう。そこで本研究では、次に堤体上の流速場に注目して波の方向分散性の影響を検討する。

3.2 堤頭部上の作用合成流速の空間変化特性

図 4-4は、多方向不規則波浪場における堤頭部上の $R=58\text{cm}$ の位置における $1/3$ 有義流速成分 (u, v) と一方向不規則波浪場の場合のそれらの値の比を堤頭部前面部からの角度について示したもので、入射波浪条件は直角入射 ($\alpha=0^\circ$)、ピーク周期 $Tp=1.4\text{s}$ である。なお、 $1/3$ 有義流速とは、各流速計測位置における時系列データより求めた最大値から $1/3$ 最大値までの平均値として定義している。図中の三角印で示す $v(-)$ 成分は、堤頭部の被災要因と考えられる堤頭部方向へ向かう流速成分である。この図より、多方向不規則波浪場の場合の $v(-)$ 成分は一方向不規則波浪場

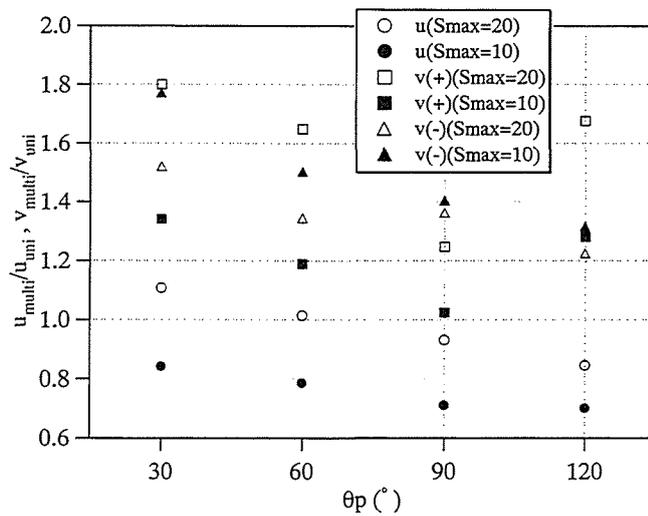


図 4-4 多方向波浪と一方向波浪における堤頭部上の流速の関係

の場合と比較して1.2~1.8倍程度大きくなり、また波の方向分散性が大きい方がその増加も大きくなることからわかる。この結果より、まず堤頭部被覆捨石の安定性の評価においては、多方向不規則波浪場を考慮する必要があると指摘できる。

次に、作用合成流速の大きさおよび作用方向分布より、堤頭部上の流速場に及ぼす波の方向分散性の影響をさらに詳細に検討する。図4-5は、計測された流速成分(u , v)の時系列データより、堤頭部上の作用合成流速の大きさ V_r とその作用方向 θ_r の結合頻度分布について、多方向と一方向不規則波 ($S_{max} = 10, \infty$) の結果を示したものである。この図は、直角入射 ($\alpha = 0^\circ$), $T_p = 1s$, $H_{m0} = 6cm$ の場合の $\theta_p = 0^\circ, 30^\circ, 90^\circ$ および 150° の各位置における流速変動の時系列データより求めた作用合成流速の最大値から $1/3$ 最大値までのものについて、流速は $5cm/s$ 間隔で、作用方向は 5° 間隔で求められた結合度数分布を $1/3$ 最大流速以上の総データ個数で無次元化した相対頻度分布を示したものである。図中の等相対頻度線の初期値は 0.0025 で、その増分は 0.0025 である。なお、 $\theta_p = 150^\circ$ については 0.0001 の等相対頻度線も併記している。各図の紙面向かって左側の等相対頻度線群が順流の作用合成流速を示し、右側が戻り流れを表している。これらの図より、作用合成流速の卓越方向は、堤頭部上での波の屈折、回折によって、堤頭部背面部に進むに従って θ_r のマイナス方向へシフトし、多方向不規則波浪場と一方向不規則波浪場における卓越方向の差は各位置でほとんど認められない。また、一方向不規則波浪場の場合、成分波の周期毎に回折が異なることから、等相対頻度線群の裾野が堤頭部背面部でかなり広がっていることがわかる。一方、多方向不規則波浪場の場合、等相対頻度線群の裾野の広がりに対して堤頭部上の空間

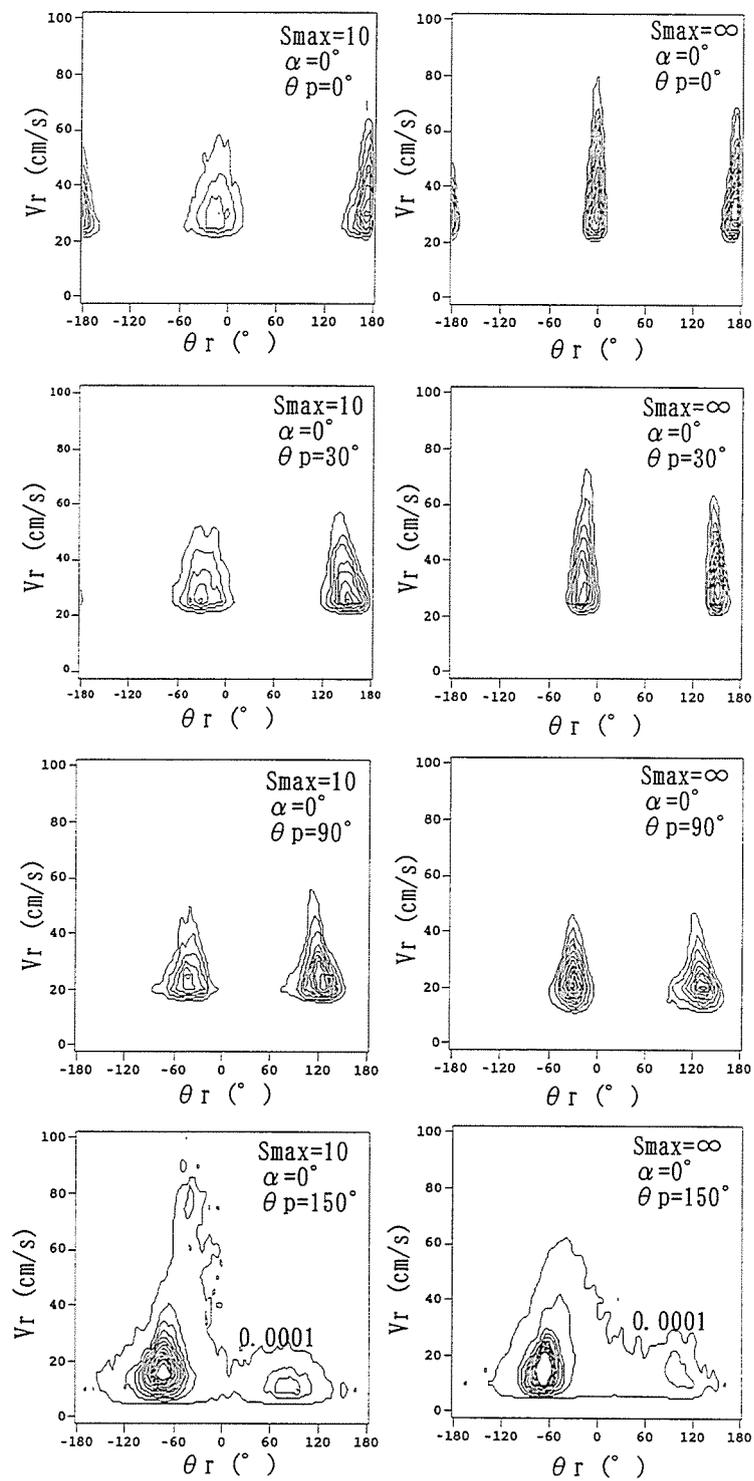


図 4-5 堤頭部上の作用合成流速の大きさとその作用方向の結合頻度分布

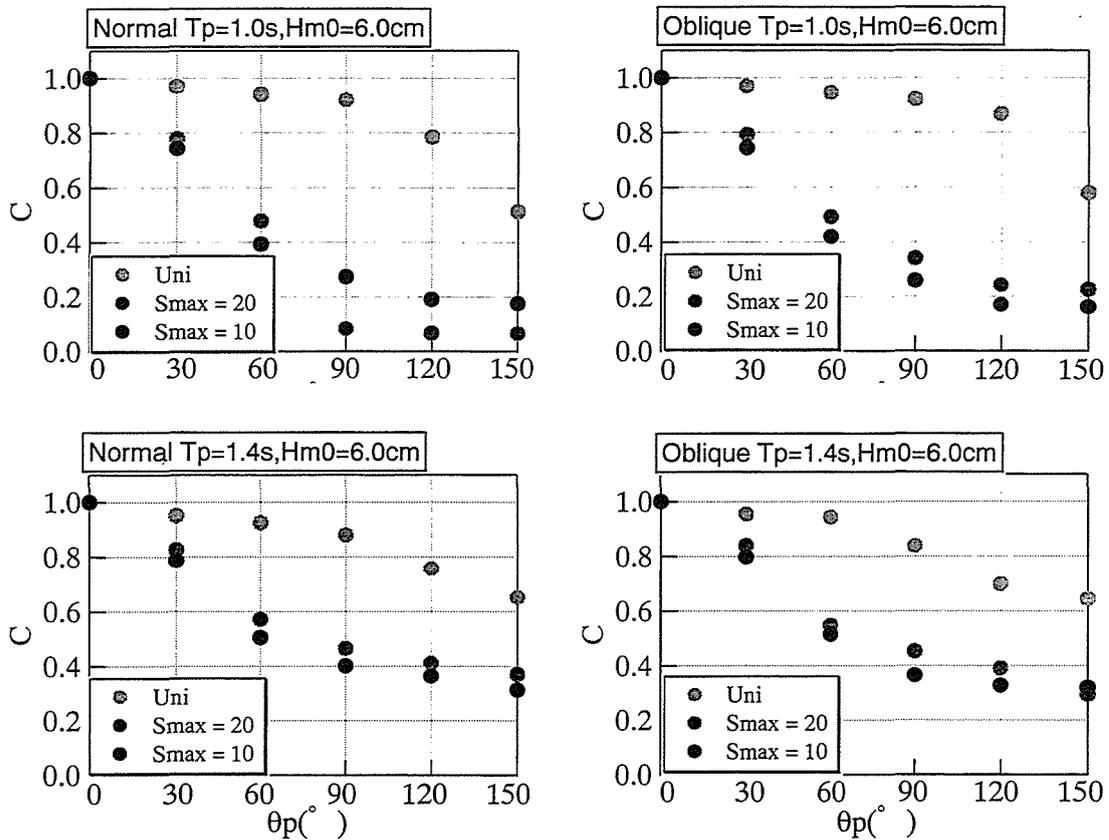


図 4-6 堤頭部上の作用合成流速の空間的な相関関係

的な変化は認められない。

さらに作用合成流速の大きさに及ぼす波の方向分散性の影響について、相対頻度 0.0025 における順流と戻り流れのそれぞれの最大流速の空間変化を多方向と一方向不規則波浪場で比較すると、順流では明らかに一方向不規則波浪場の場合が堤頭部前面部で大きな値をとるが、戻り流れには両者の違いは認められない。また、他の実験ケースについても、同様の比較を行った結果、まず順流方向の作用合成流速については、直角入射 ($\alpha=0^\circ$), $T_p=1.4s$ の場合は堤頭部背面部で急激な増大がみられ、斜め入射 ($\alpha=-15^\circ$), $T_p=1.4s$ の場合は堤頭部全域で一方向不規則波浪場の作用合成流速が大きいことがわかった。ついで、戻り流れ方向の作用合成流速については、 $T_p=1s$ の結果と同じ変化を示し、多方向と一方向不規則波浪場の間に顕著な差は認められなかった。

次に、堤頭部上の作用合成流速の空間的な相関係数 C について $\theta_p=0^\circ$ を基点として調べたものを図 4-6 に示す。多方向不規則波浪場の場合、主波向に関係なく $\theta_p=60^\circ$ の位置から相関係数が急激に減少する。この結果と、先の作用合成流速の空間変化において多方向不規則波浪場の場合、

堤頭部前面部から中央部で作用合成流速の大きさおよびその作用方向分布に顕著な変動が認められなかったことを考慮すると、多方向不規則波浪場では波の方向分散性に伴って堤頭部全域に対して波が直撃していることが推察できる。その結果、図4-4に示したように多方向不規則波浪場の $v(-)$ 成分流速が一方向波浪に比較して大きく生じたものと考えられる。一方、一方向不規則波浪場の場合は相関係数が堤頭部中央部まで高い値を示すことから、堤頭部前面部で形成された流れが背面部へ回り込む流速場であると指摘できる。

第4節 堤体上の作用合成流速の方向特性に及ぼす波の方向分散性の影響

本節では、波の方向分散性の影響がより顕著に現れる $S_{max}=5$ の計測結果より、多方向不規則波浪場における堤体上の作用合成流速の方向特性について考察する。

ここで対象とした作用合成流速ベクトルは、被覆捨石層の移動と密接に関係する堤体の静水面付近 $R=58\text{cm}$ の位置での計測流速である。図4-7は、各計測点で得られた平面2成分流速の時系列データより求めた作用合成流速の最大値から1/10最大値までの方向別の頻度分布を比較したものである。図中の方向別頻度の値は、 10° 間隔で求められた方向別度数を1/10最大流速以上のデータ個数で無次元化した相対頻度である。図中の実線が多方向不規則波($S_{max}=5$)を示し、破線が一方向不規則波($S_{max}=\infty$)を示している。なお、図中の太い実線(例えば、図(a)の90-270の線)が堤体各位置における水平面上での接線方向(同図の下図参照)を表す。これらの図は、入射波浪条件として直角入射($\alpha=0^\circ$)、 $T_p=1.4\text{s}$ 、 $H_{m0}=6\text{cm}$ の結果である。

図4-7(a)と(b)に示す主幹部前面および堤頭部前面部では、多方向不規則波浪場の場合には波の方向分散性の影響により方向分布が若干広がっているが、その卓越方向は一方向不規則波浪場の場合とほぼ同じである。また、主要な作用合成流速としては斜面に沿ったdown-rushとup-rushだけであることがわかる。すなわち、これらの堤体上での領域ではdown-rushとup-rushが被覆捨石層の被災の主要な要因であると推察できる。この結果は第2章の被災実験の時にも述べたが、主幹部前面および堤頭部前面部での被災がsurf similarity parameter ξ (碎波相似性パラメータ)を用いたsawaragiら³⁾による共振現象で説明できることを表すものである。

図4-7(c)に示す $\theta_p=70^\circ$ の堤頭部中央部(MH1)では、堤頭部に沿って背面へ回り込む流れの発生頻度については一方向不規則波浪場の方が大きいものの、堤体下り方向の流れの発生頻度については多方向不規則波浪場と一方向不規則波浪場ともほぼ同じ大きさであり、多方向不規則波浪場の方が波の方向分散性の影響により方向分布が広がっていることが確認できる。図4-7(d)の $\theta_p=100^\circ$ の位置(MH2)では、一方向不規則波浪場の場合と同図(c)と同様な卓越方向であるが、多方向不規則波浪場の場合は波の方向分散性の影響に伴って直接的に堤頭部へ来襲する波の反射波の影響

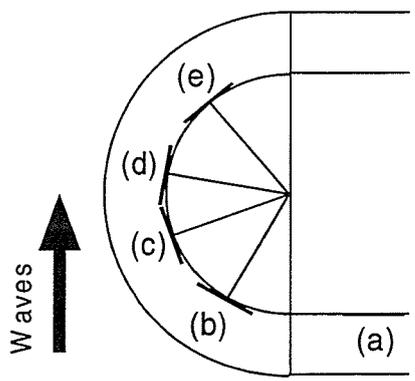
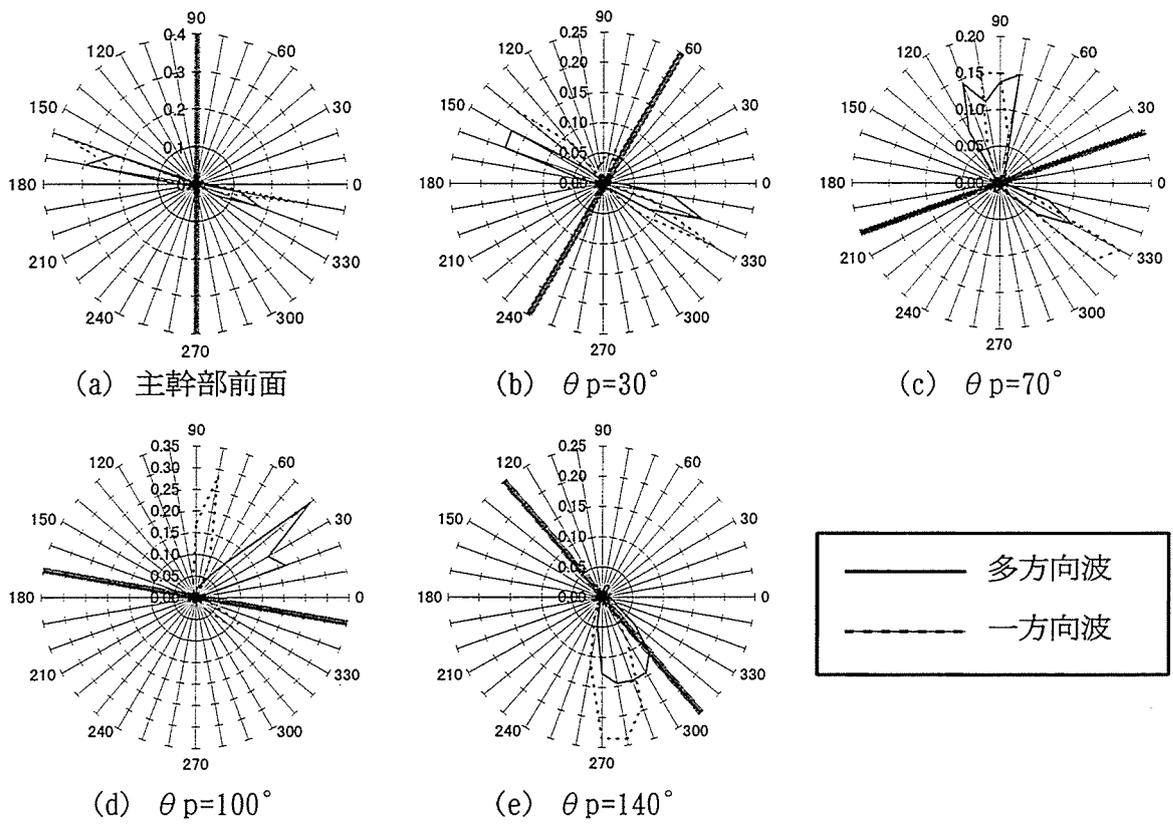


図 4-7 堤体上における作用合成流速の方向別頻度分布

と思われる堤体から離れていく方向の流れがより顕著に現れている。また、図4-7(e)の $\theta_p = 140^\circ$ の堤頭部背面部(BH1)では、多方向および一方向不規則波浪場とも堤頭部に沿って背面部へ回り込む流れが大部分である。

以上のことより、堤体の主幹部前面から堤頭部前面部までの被災と堤頭部中央部から背面部までの被災要因が、多方向および一方向不規則波浪場ともに異なることがわかる。すなわち、主幹部前面および堤頭部前面部での被災は、多方向および一方向不規則波浪場共に直接的な来襲波による波のdown-rushとup-rushである。一方、堤頭部中央部から背面部における被災については、一方向不規則波浪場の場合には堤頭部前面部に直接来襲した波浪の回折と屈折によって形成される堤頭部背面部へ回り込み流れによるものであり、多方向不規則波浪場の場合は堤頭部前面部の波浪の回折、屈折および波の方向分散性に伴う直接的な来襲波の相互干渉の結果として生じる堤頭部中央部でのdown-rushと堤頭部背面部へ回り込む流れに起因するものと推察できる。

第5節 被覆捨石の移動限界流速の算定式

5.1 堤頭部の場合

ここでは、堤体被覆捨石層の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響について、先の堤体上の作用合成流速の結果と捨石の移動を関係づけた検討を行うため被覆捨石の移動限界流速に関する算定式を誘導する。堤頭部上の被覆捨石の安定性と作用合成流速の関係は、堤頭部の同じ位置であっても作用合成流速の方向によっては斜面が下り勾配に、または上り勾配になる。その結果、同じ作用流速の大きさであっても捨石の安定性は、斜面の下り勾配と上り勾配で大きく異なる。従って、斜面上の捨石の移動限界流速の算定式の導出にあたっては、作用合成流速の方向変化に伴う堤頭部の斜面勾配の変化を考慮する必要がある。

いま、図4-8に示すように堤頭部上の捨石Aに対して作用合成流速ベクトルがx軸に関して角度 θ_r で、大きさ V_r で作用しているとする。捨石に作用する水平および鉛直方向の流体力として F_D と F_L 、並びに抵抗力として N を考える。作用合成流速ベクトルの作用方向に対する堤頭部の鉛直断面形状は、堤頭部面を円錐面と仮定すると双曲線になる。ここで、同図に示すような双曲線に沿って配列された半径 r の捨石の安定条件について、点Oに関する捨石に作用する流体力と抵抗力の回転モーメントを考えると、次式の平衡関係式が得られる。

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) W r \cos a_t + f N \{r + r \cos(a_t - a_u)\} \\ & = F_D (b + r \sin a_t) + F_L r \cos a_t \end{aligned} \quad (4.4)$$

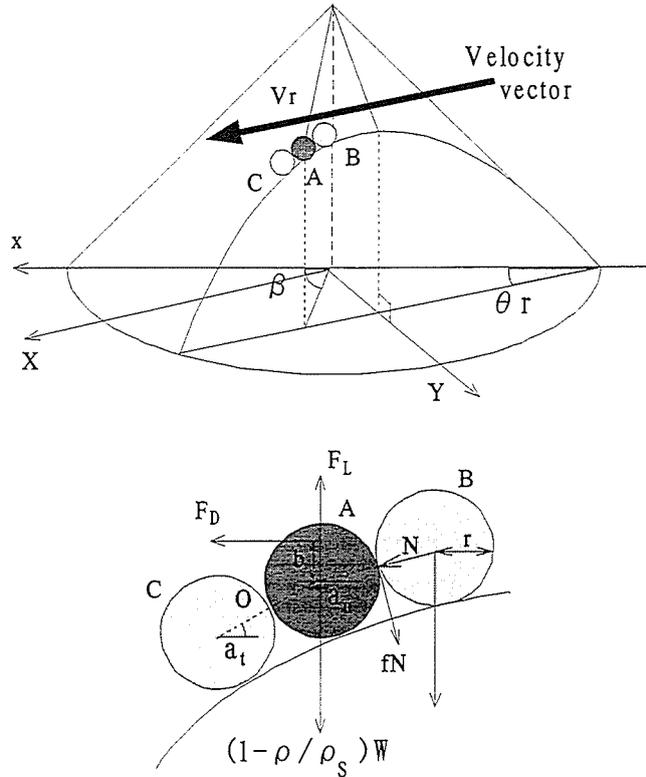


図 4-8 堤頭部上の捨石に作用する作用合成流速と作用力

ここに、 W は捨石の空中重量、 ρ および ρ_s は流体および捨石の密度、 f は捨石間の摩擦係数、 b は水平方向流体力 F_D の作用位置、 a_u および a_t はそれぞれ捨石Aと捨石B、捨石Aと捨石Cの中心を結んだ直線と水平軸とのなす角である。また、注目している捨石Aに対して上側の捨石Bの抵抗力 N は次のように表される。

$$N = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) W \sin a_u \quad (4.5)$$

さらに、捨石を球と仮定しているので、その空中重量は次式で表される。

$$W = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_s g \quad (4.6)$$

ここに、 g は重力加速度を示す。式(4.5)を式(4.4)に代入すると、次式のようになる。

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) W [\cos a_t + f \sin a_u \{1 + \cos(a_t - a_u)\}] \\ & = F_D \left(\sin a_t + \frac{b}{r}\right) + F_L \cos a_t \end{aligned} \quad (4.7)$$

本研究では、捨石に作用する水平および鉛直方向の流体力として、捨石の断面積に比例する抗力 F_D と揚力 F_L を考え、 F_D および F_L をそれぞれ次式で表されるものと仮定する。

$$F_D = m' \rho \pi r^2 V_r^2 \quad (4.8)$$

$$F_L = \frac{1}{2} \rho C_L \varepsilon \pi r^2 V_r^2 \quad (4.9)$$

ここに、 m' は抗力係数、 C_L は揚力係数⁴⁾、 ε は捨石が前方の捨石で遮蔽される効果を表す遮蔽係数⁵⁾である。式(4.6)、式(4.8)および式(4.9)を式(4.7)に代入して整理すると、次式のように表される。

$$\frac{V_r^2}{gr} = \frac{\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) [\cos a_t + f \sin a_u \{1 + \cos(a_t - a_u)\}]}{\frac{3}{4} \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right) \left\{m' \left(\sin a_t + \frac{b}{r}\right) + \frac{C_L}{2} \varepsilon \cos a_t\right\}} \quad (4.10)$$

式(4.10)において未知数は、 f 、 m' 、 r 、 b 、 C_L および ε で、各捨石間の接地角 a_u および a_t は堤頭部の斜面勾配より以下のように与えられる。

堤頭部を円錐面と仮定していることから、図4-8に示す XY 座標系に対して次式が成立する。

$$Z = a - \frac{1}{2} \sqrt{X^2 + Y^2} \quad (4.11)$$

ここに、 a は堤頭部中心の高さ、 Z は底面からの距離である。堤頭部面の点 A の座標は、図4-8より XY 座標系で $(R \cos(\beta - \theta_r), R \sin(\beta - \theta_r))$ となる。 R は堤頭部中心からの水平距離である。そして、式(4.11)を X について偏微分して点 A の座標を代入すると、点 A での作用合成流速ベクトルの作用方向に対する傾きが次式のように求められる。

$$\text{傾き} = -\frac{1}{2} \cos(\beta - \theta_r) \quad (4.12)$$

各捨石間の接地角 a_t と a_u は、便宜的に等しいと仮定すると、以下のように与えられる。

$$a_t = a_u = \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \cos(\beta - \theta_r) \right\} \quad (4.13)$$

式(4.13)を式(4.10)に代入して整理すると、下り勾配における捨石の移動限界流速 V_{rc} は最終的

に次式で与えられる.

$$\frac{V_{rc}^2}{gr} = \frac{\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) \{1 + f \cos(\beta - \theta_r)\}}{\frac{3}{4} \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right) \left[m' \left\{ \frac{\cos(\beta - \theta_r)}{2} + \frac{b}{r} \sqrt{1 + \left\{ \frac{\cos(\beta - \theta_r)}{2} \right\}^2} \right\} + \frac{C_L}{2} \varepsilon \right]} \quad (4.14)$$

また, 斜面が上り勾配の場合の平衡関係式は次のように表される.

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) Wr \cos a_u + fN \{r + r \cos(a_t - a_u)\} \\ & = F_D (b - r \sin a_u) + F_L r \cos a_u \end{aligned} \quad (4.15)$$

この場合, 捨石間の接地角 a_t と a_u も下り勾配と異なり, 次式で与えられる.

$$a_t = a_u = \tan^{-1} \left\{ -\frac{1}{2} \cos(\beta - \theta_r) \right\} \quad (4.16)$$

最終的に, 上り勾配における捨石の移動限界流速 V_{rc} は次式で与えられる.

$$\frac{V_{rc}^2}{gr} = \frac{\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) \{1 - f \cos(\beta - \theta_r)\}}{\frac{3}{4} \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right) \left[m' \left\{ \frac{\cos(\beta - \theta_r)}{2} + \frac{b}{r} \sqrt{1 + \left\{ \frac{\cos(\beta - \theta_r)}{2} \right\}^2} \right\} + \frac{C_L}{2} \varepsilon \right]} \quad (4.17)$$

なお, 上り勾配と下り勾配における堤頭部上の捨石の移動限界流速算定式の違いは, 式中の分子に現れる摩擦係数 f の前の符号が異なるだけである.

式(4.14)および式(4.17)に含まれる未知数の内, 捨石の半径 r については, 本実験で対象とした有義波高および有義周期に対応した安定重量から与えられる. 本研究では, 捨石の安定重量を Van der Meer⁶⁾ の設計公式を用いて計算した. その際, damage level の S 値は, 本研究が捨石の移動限界を目的とすることから, $S=2$ を採用した. ここで用いている S 値 ($= A_e/D_{n50}^2$, A_e : 侵食面積, D_{n50} : 被覆捨石の中央粒径) は被覆層の被災量を表すものである. また, 作用流体力の評価式に含まれる抗力係数 m' , 抗力の作用位置 b , 捨石間の摩擦係数 f , 揚力係数 C_L および遮蔽係数 ε の値は, ここでは便宜的にそれぞれ $m'=1$, $b=0.5r$, $f=0.4$, $C_L=0.5$, $\varepsilon=0.4$ と仮定した.

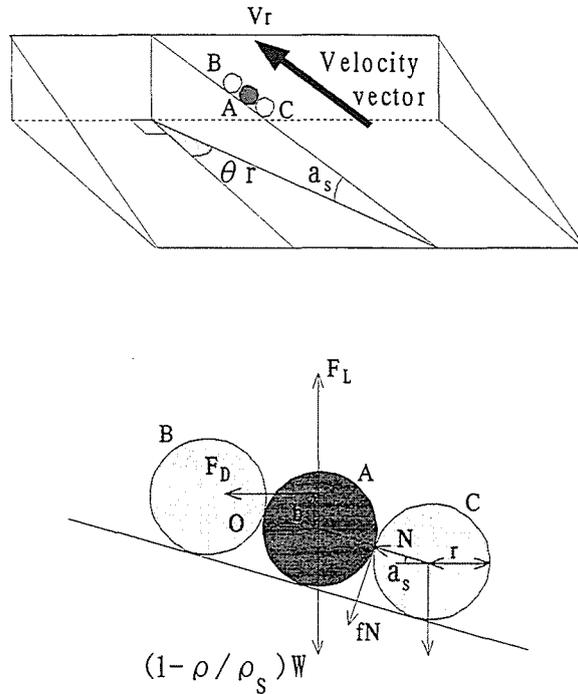


図 4-9 主幹部上の捨石に作用する作用合成流速と作用力

5.2 主幹部の場合

主幹部における任意の場所での捨石 A に注目し、その捨石に対する作用合成流速ベクトルによる抗力 F_D 、揚力 F_L および抵抗力 N の平衡関係を示したのが図 4-9 である。図 4-8 で示した堤頭部の場合と異なる点は、斜面上の位置変化による作用流速の傾きが変化しないことである。すなわち、斜面勾配 a_s は作用合成流速ベクトルの作用方向 θ_r を変数とする式によって表すことができる。ここで図 4-9 の捨石 A について、点 O に関する回転モーメントを考えると平衡関係式は次のように表される。

$$\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) W r \cos a_s + 2fN r = F_D (b - r \sin a_s) + F_L r \cos a_s \quad (4.18)$$

ここに、抵抗力 N 、捨石の空中重量 W 、作用抗力 F_D および揚力 F_L は、先の堤頭部の場合と同様に表すことができることから式 (4.18) は次のように展開できる。

$$\frac{V_r^2}{gr} = \frac{\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) \{\cos a_s + 2f \sin a_s\}}{\frac{3}{4} \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right) \left\{m' \left(-\sin a_s + \frac{b}{r}\right) + \frac{C_L}{2} \varepsilon\right\}} \quad (4.19)$$

図 4-9 に示す作用合成流速ベクトルの作用方向 θ_r に対する堤体斜面の傾きについては、次式のように求められる。

$$\text{傾き} = \frac{1}{2} \cos \theta_r \quad (4.20)$$

さらに、各捨石間の接地角 a_s は、斜面勾配と同じであるため次式で与えられる。

$$a_s = \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \cos \theta_r \right\} \quad (4.21)$$

式 (4.21) の斜面勾配を式 (4.19) の平衡関係式に代入し整理すると、主幹部斜面における捨石の移動限界流速 V_{rc} として次式が得られる。

$$\frac{V_{rc}^2}{gr} = \frac{\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) \{1 + f \cos \theta_r\}}{\frac{3}{4} \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right) \left[m' \left\{ \frac{b}{r} \sqrt{1 + \left(\frac{\cos \theta_r}{2}\right)^2} - \frac{\cos \theta_r}{2} \right\} + \frac{C_L}{2} \varepsilon \right]} \quad (4.22)$$

また、作用合成流速ベクトルの作用方向が下り勾配の時の主幹部斜面における捨石の移動限界流速 V_{rc} は、作用抗力 F_D の回転モーメントの作用距離が変化するだけで次式のように与えられる。

$$\frac{V_{rc}^2}{gr} = \frac{\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right) \{1 - f \cos \theta_r\}}{\frac{3}{4} \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right) \left[m' \left\{ \frac{b}{r} \sqrt{1 + \left(\frac{\cos \theta_r}{2}\right)^2} - \frac{\cos \theta_r}{2} \right\} + \frac{C_L}{2} \varepsilon \right]} \quad (4.23)$$

主幹部斜面上における捨石の移動限界流速の算定式における上りと下り勾配の違いは、式中の分子に現れる摩擦係数 f の前の符号が異なるだけである。また、式 (4.22) および式 (4.23) に含まれる未知数は、堤頭部と同様に $m'=1$, $b=0.5r$, $f=0.4$, $C_L=0.5$, $\varepsilon=0.4$ と仮定した。

第 6 節 被覆捨石の初期移動に関する検討

堤体の破壊過程は、まず被覆層の初期被災が発生し、来襲波浪の波高増大に伴って初期被災がトリガーとなって被覆層のはく離、そしてコア一部の崩壊へと経時的に進行する。このことより、堤体被覆層の初期被災が堤体破壊に対して重要なパラメータになると指摘できる。そこで、本節では堤体被覆捨石層の初期被災に及ぼす波の方向分散性の影響を明らかにするため、先に示した堤体斜面上の捨石の移動限界流速に関する算定式と、堤体上の流速計測結果を結びつけることにより、堤体上の捨石の初期移動に関する空間的な発生頻度分布を算定する。

図4-10および図4-11は、それぞれ多方向および一方向不規則波浪場における堤体上の流速場の計測結果と、堤体上における捨石の移動限界流速の算定式に基づいて本実験の被覆捨石のサイズを対象として得られた静水面下における捨石の初期移動に関する空間的な発生頻度分布を示したものである。ここでの頻度分布の値は、各測定点における20分間の流速の時系列データに対して捨石の移動限界流速を越える発生頻度を全データ数で無次元化したものである。これらの図は、入射波浪条件として $T_p=1.4s$, $H_{m0}=6cm$ の結果である。

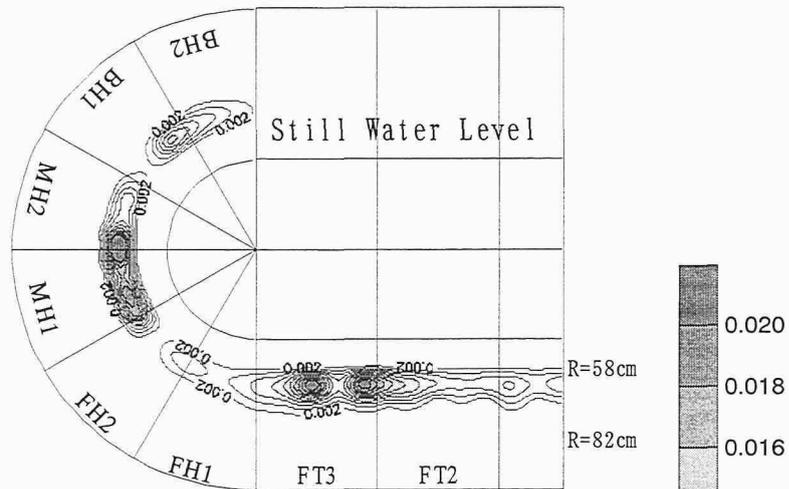
まず、被覆捨石の初期移動発生位置に関して多方向と一方向不規則波浪場における違いを検討する。堤頭部に関して、図4-10において被覆捨石の初期移動発生位置は、(A)の多方向不規則波($S_{max}=5$)の場合、堤頭部中央部および背面部に分散した位置に現れる可能性が高いことがわかる。同図(B)の一方向不規則波($S_{max} = \infty$)の場合、被覆捨石の初期移動発生位置は堤頭部前面部から中央部にかけて帯状に現れることがわかる。また、図4-11に示す斜め入射の場合、(A)の多方向不規則波では直角入射の場合とほぼ同じ箇所では被覆捨石の初期移動が発生する可能性のあるのに対して、同図(B)の一方向不規則波では特に堤頭部背面部に認められる捨石の初期移動の発生領域が主波向きに偏角分だけ直角入射の場合よりも堤頭部の後方にシフトしていることが確認できる。

次に、被覆捨石の初期移動の発生頻度の値について多方向と一方向不規則波浪場の比較検討を行う。図4-10の(A)の多方向不規則波の場合、図4-7(d)において確認された波の直接作用により堤頭部中央部において値が大きくなっており、捨石の局所的移動の可能性が一方向不規則波に比較して高くなっている。一方、同図(B)の一方向不規則波の場合、堤頭部背面部での初期移動の可能性が高いことがわかる。また、図4-11に示す斜め入射の場合、(A)の多方向不規則波は直角入射の場合とほぼ同じような結果を示しているのに対し、同図(B)の一方向不規則波では、発生頻度の値が直角入射の場合よりもかなり小さくなっている。

以上のことから、堤頭部における被覆捨石の初期移動に及ぼす波の方向分散性の影響としては、局所的な捨石の移動発生を高める傾向があると推察できる。高波浪時における波の経時変化を考慮して堤頭部の被災を考察すると、波の方向分散性が大きい波浪条件下では、被覆捨石の安定限界波高程度の波浪により局所的な初期被災が発生し、それ以上の高波の来襲に伴ってその初期被災がトリガーとなって堤体全体の破壊に至る可能性が高いことが推測できよう。

主幹部における被覆捨石の初期移動に関しては、図4-10より(A), (B)両図とも主幹部に沿って発生する可能性が高いが、全体的に多方向不規則波の場合は堤体に直角入射の条件であっても、波の方向分散性の影響により発生頻度の値が一方向不規則波の場合に比べて低減し、また捨石の移動発生領域がスポット状に現れることがわかる。図4-11に示す斜め入射波条件の被覆捨石の初期

(A) 多方向不規則波
 ($S_{max}=5, \alpha=0^\circ, H_{m0}=6\text{cm}$)



(B) 一方向不規則波
 ($S_{max}=\infty, \alpha=0^\circ, H_{m0}=6\text{cm}$)

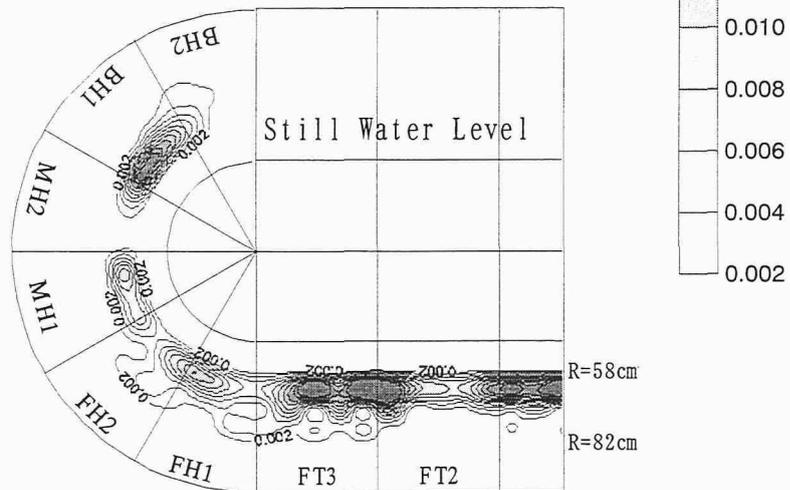
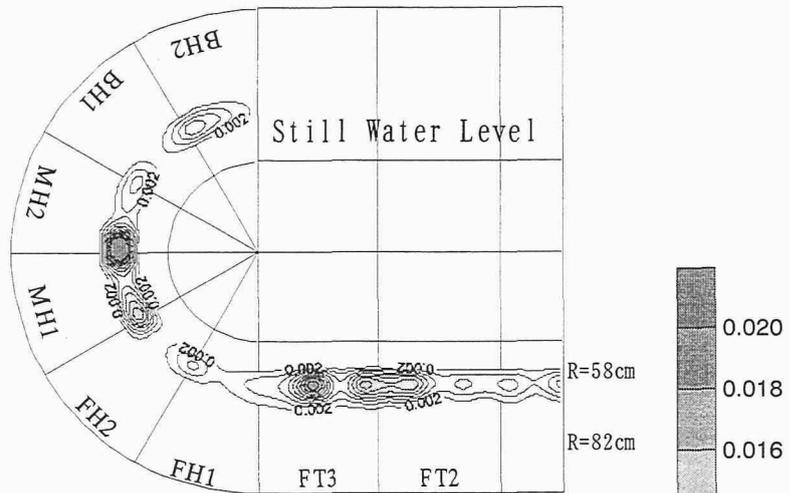


図 4-10 堤体上における捨石の初期移動発生頻度分布 (直角入射の場合)

(A) 多方向不規則波
 ($S_{max}=5$, $\alpha=-15^\circ$, $H_{m0}=6\text{cm}$)



(B) 一方向不規則波
 ($S_{max}=\infty$, $\alpha=-15^\circ$, $H_{m0}=6\text{cm}$)

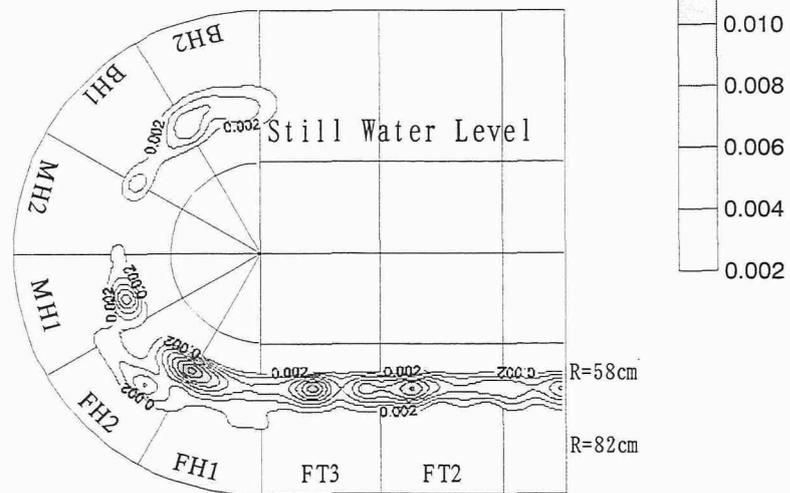


図 4-11 堤体上における捨石の初期移動発生頻度分布 (斜め入射の場合)

移動は、発生位置的には多方向および一方向不規則波ともに直角入射の場合と同様の結果が得られているが、一方向不規則波における発生頻度の値がかなり低減しているのが確認できる。この一方向不規則波における発生頻度の値がかなり低減したことについては、主波向きの違いに伴って堤体両端部からの回折波パターンが変化し、主幹部前面に沿った波高分布が変動したためと考えられる。また、(A)、(B)両図ともFT3において発生頻度の値が大きく現れた原因についても、堤頭部からの回折波の影響による主幹部に沿った波高分布の変動のためと考えられる。

以上のことから、主幹部における被覆捨石の安定性を一方向不規則波浪場における直角入射の被災結果から考慮したのでは、過剰設計となる可能性が高いと推察できる。

次に、上述した捨石の空間的な移動発生頻度分布の算定結果について検証するため、図4-10および図4-11と第2章で示した初期被災領域の図2-11および図2-12における有義波高 $H_{m0}=6\text{cm}$ の結果を比較検討する。これらの図において、若干の位置的なズレが認められるものの、図4-10および図4-11の堤体上の捨石の初期移動に関する算定結果は図2-11および図2-12に示す堤体上の被災パターンと大部分で一致しており、前節で提案した捨石の移動限界流速の算定式に基づく捨石の移動発生頻度分布は実験結果を比較的よく再現していることが確認できる。

第7節 被覆捨石の安定性に関する作用合成流速からの検討

先に示した捨石の初期移動の発生頻度に関する空間分布は、多方向および一方向不規則波浪場において堤体上の被覆捨石層が被災されやすい箇所を明らかにするものであるが、被災の程度まで明らかにするまでに至っていない。すなわち、堤体上の作用合成流速は当然空間的に異なるものであり、例えばある瞬間の作用合成流速が捨石の移動限界流速を僅かに超える場合と極端に大きく超える場合では、被災の程度に大きな違いが生じるであろう。そこで本節では、堤体上の被覆捨石層の空間的な安定性を作用合成流速の大きさから考察するために、計測された20分間の流速の時系列データに対して捨石の移動限界流速 V_{rc} を超える作用合成流速 V_r の発生頻度を検討する。なお、ここでは被覆捨石層の被災が発生しやすい堤体静水面近傍 ($R=58\text{cm}$) における計測流速データを検討の対象とする。

図4-12～図4-15は、捨石の移動限界流速 V_{rc} を超える作用合成流速 V_r について V_r/V_{rc} 値毎の発生頻度の空間分布を示したものである。なお、これらの図の入射波浪条件は、 $T_p=1.4\text{s}$ 、 $H_{m0}=6\text{cm}$ である。

直角入射の結果を示した図4-12より、まず堤頭部前面部においては多方向および一方向不規則波ともに発生頻度0.0001の V_r/V_{rc} 値に大きな違いが認められない。この原因としては、堤頭部前面部での波浪流体場の主要な流れが本章第4節の堤体上の作用合成流速の方向特性で明らかにし

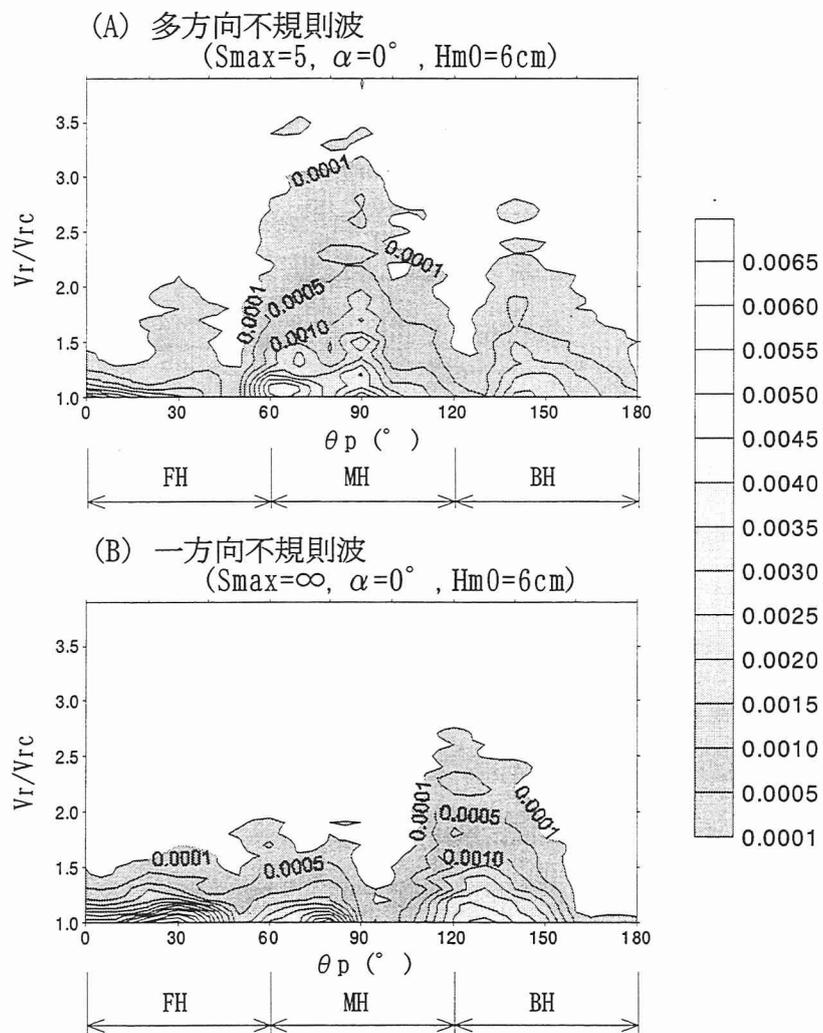


図 4-12 堤頭部における作用合成流速の頻度分布 (直角入射の場合)

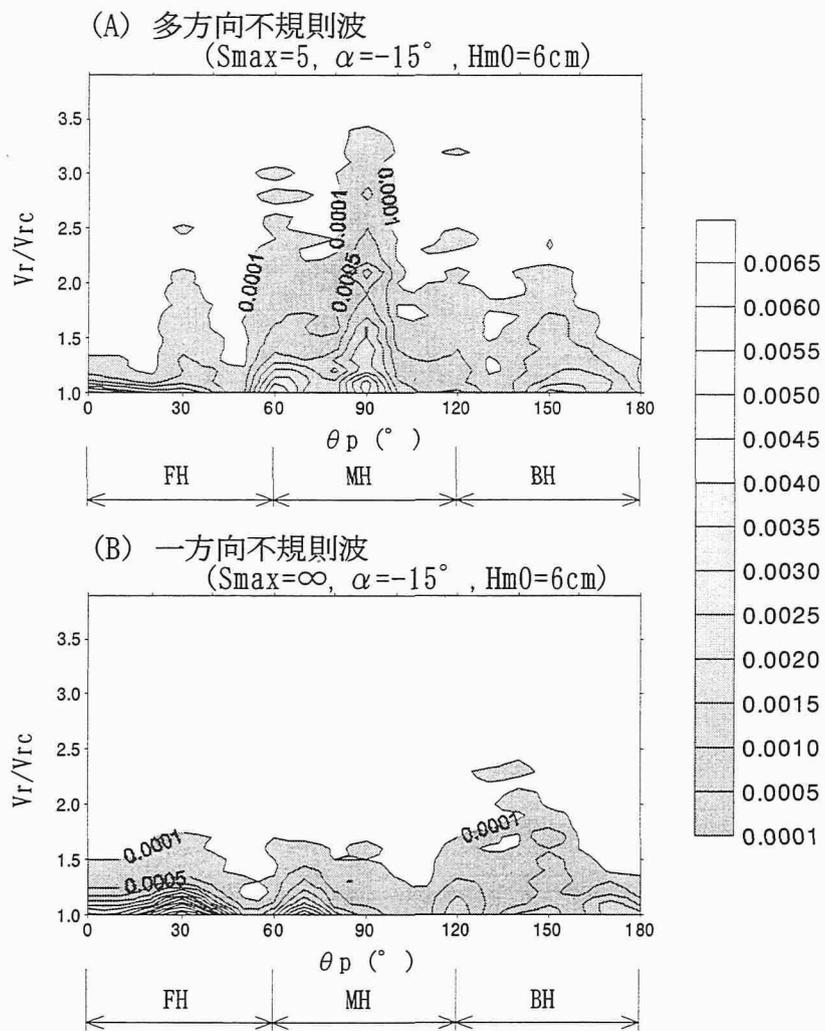


図 4-13 堤頭部における作用合成流速の頻度分布 (斜め入射の場合)

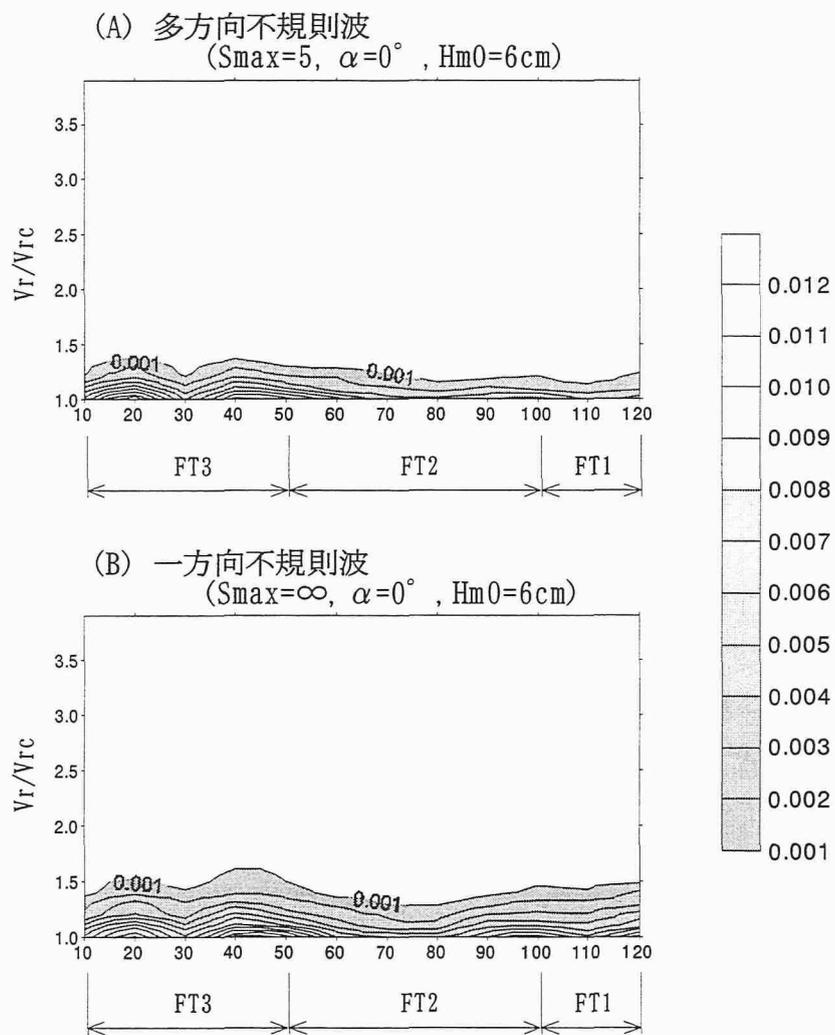


図 4-14 主幹部における作用合成流速の頻度分布 (直角入射の場合)

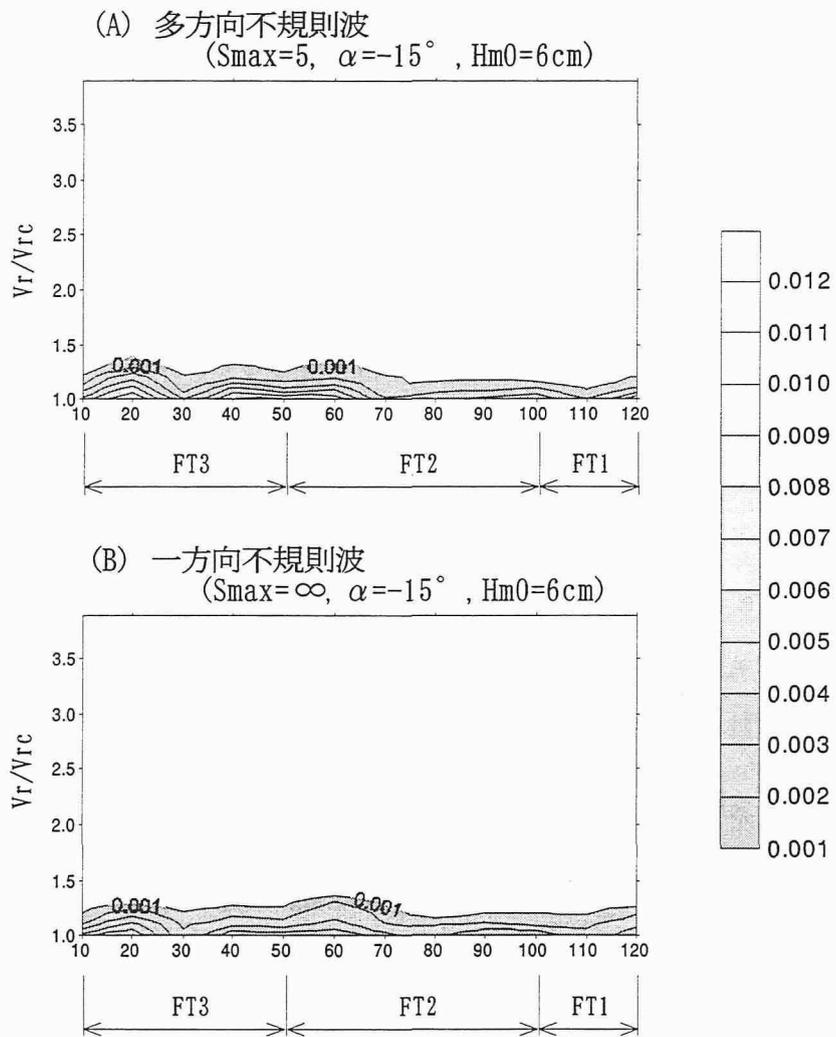


図 4-15 主幹部における作用合成流速の頻度分布 (斜め入射の場合)

たように down-rush および up-rush であるため、波の方向分散性の影響が現れなかったものと考えられる。また、斜め入射波条件の結果を示した図 4-13 においても堤頭部前面部で多方向および一方向不規則波における発生頻度 0.0001 の V_r/V_{rc} 値に顕著な差異は認められない。次に堤頭部中央部においては、同図 (A) に示す多方向不規則波の場合、先の堤体上の作用合成流速の方向特性に関する検討より既に明らかにした波の方向分散性に伴う直接的な来襲波の影響から、直角入射波の場合に捨石の移動限界流速の 3 倍程度の作用合成流速が発生頻度の値が 0.0001 と小さいものの作用していることがわかる。また、斜め入射波の場合には、発生頻度 0.0001 において捨石の移動限界流速の 3.5 倍程度の作用合成流速が作用する。しかし図 4-12 および図 4-13 の (B) に示す一方向不規則波の場合は、発生頻度が 0.0001 の作用合成流速の大きさが堤頭部中央部まで捨石の移動限界流速の 1.5 倍程度の値で空間的に大きな変動を示さず、堤頭部背面部においては V_r/V_{rc} 値が 2.5 程度まで増大している。この一方向不規則波における捨石の移動限界流速を超える作用合成流速値の空間的な変動傾向については、既に論じているように堤頭部前面部から中央部で形成される水位の上昇に伴う強い流れの突っ込む位置が堤頭部背面位置にあたるため、堤頭部背面部で作用合成流速が急激に増加したものと推測できる。

主幹部では、図 4-14 および図 4-15 の多方向および一方向不規則波とも、図 4-7(a) で示した斜面に沿った down-rush および up-rush が主要な作用合成流速と考えられるため、 V_r/V_{rc} 値およびその発生頻度の値が同程度になったと考えられる。

以上のことから、多方向不規則波浪場における堤頭部中央部の被覆捨石の安定重量に関しては、波の方向分散性の影響を特に考慮する必要があると結論付けられる。一方、波の方向分散性が小さい一方向不規則波浪場を対象とする堤頭部の被覆捨石の安定性に関しては、堤頭部背面部における被覆捨石の安定重量を特に割増す必要があることが明らかになった。

第 8 節 結語

本章では、被覆捨石の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響について、堤体上およびその近傍における波浪場の流速変動および水位変動に関する測定結果から波浪流体場の空間的な運動特性について検討を行った。さらに、多方向および一方向不規則波浪場における堤頭部上の流速場の空間特性と被覆捨石の空間的な初期移動との関連性について検討した。ここで得られた結果は以下のものである。

1. 島堤主幹部前面から堤頭部に沿う有義波高の空間分布に及ぼす波の方向分散性の影響について検討したところ、本実験条件では堤頭部中央部より前方において多方向および一方向不規則波浪場で違いが現れるものの、両者とも被覆捨石の安定性に及ぼす顕著な影響は認めら

れなかった。

2. 堤頭部上の流速場の計測結果より、多方向不規則波浪場では堤頭部へ向かう流速成分が一方方向不規則波浪場の数倍になることが明らかになった。また、多方向不規則波浪場では堤頭部前面部から中央部にかけて作用合成流速の空間変化に顕著な変動が見られなかったにもかかわらず、堤頭部上の作用合成流速の空間的な相関係数が堤頭部前面部付近から急激に減少していた。その結果、多方向不規則波浪場では波の方向分散性の影響に伴って堤頭部全域に対して波が直撃していると指摘できる。一方、一方方向不規則波浪場の場合は、相関係数が堤頭部中央部まで余り変化していないことから堤頭部前面部で形成された流れが背面へ回り込む流速場であると指摘できる。
3. 波の方向分散性の影響による堤体上の作用合成流速の方向特性と堤体の被災要因の関連性について検討した。その結果、主幹部前面および堤頭部前面部での被災は、多方向および一方方向不規則波浪場共に堤体上の共振現象による直接的な来襲波によるものであり、堤頭部中央部から背面部における被災については、一方方向不規則波浪場の場合には堤頭部前面部に直接来襲した波浪の回折と屈折によって形成される流れの堤頭部後方への回り込み現象によるものであり、多方向不規則波浪場の場合は堤頭部前面部の波浪の回折、屈折および波の方向分散性に伴う直接的な来襲波の相互干渉の結果として生じる堤頭部中央部での down-rush と堤頭部後方へ回り込む流れに起因するものと推察できる。
4. 被覆捨石の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響について、堤体上の作用合成流速の結果と被覆捨石の移動を関係づけた検討を行うため捨石の移動限界流速に関する算定式を誘導した。その算定式の導出にあたっては、作用合成流速の方向変化に伴う堤体の斜面勾配の変化を考慮している。また、その算定式を堤体の初期被災結果と比較検討したところ、その算定式の妥当性が確認できた。
5. 堤頭部上の捨石の移動限界流速に関する算定式と堤体上の流速計測結果より、堤頭部における被覆捨石の初期移動発生位置について検討した。多方向不規則波浪場では波の直接作用により堤頭部中央部および背面部において初期移動の発生領域が分散しており、一方方向不規則波浪場では堤頭部前面部から中央部にかけて帯状に現れることが確認できた。また、堤頭部における被覆捨石の初期移動に及ぼす波の方向分散性の影響としては、堤頭部中央部において局所的に捨石の移動発生頻度を高める傾向があると推測できる。高波浪時における波の経時変化を考慮して堤頭部の被災を考察すると、被覆捨石の安定限界波高程度の波浪により

局所的な初期被災が発生し、それ以上の高波の来襲に伴ってその初期被災がトリガーとなって堤体全体の破壊に至る可能性が高いことが推測できる。

6. 主幹部における被覆捨石の初期移動に関して検討したところ、多方向不規則波浪場の発生頻度の値が直角入射の条件であっても一方向不規則波浪場の場合よりも減少し、初期移動発生領域がスポット状に現れることがわかった。また、一方向不規則波浪場において堤頭部からの回折波の影響により発生頻度の値が直角入射の場合よりも低減することが確認できた。以上のことから、主幹部における被覆捨石の安定性を一方向不規則波浪場における直角入射の被災結果から考慮したのでは、過剰設計となる可能性が高いと推測できる。
7. 被覆捨石の安定性について作用合成流速の大きさより検討した。多方向不規則波浪場では、波の方向分散性の影響が現れる堤頭部中央部において波の直接作用により被覆捨石の移動限界流速の3倍程度の作用合成流速が発生する可能性がある。一方向不規則波浪場では、堤頭部上での流れの発生位置およびその流れの突っ込む位置がほぼ一定であることから堤頭部背面部において移動限界流速の2.5倍程度の作用合成流速が発生するものと推測できる。以上のことから、多方向不規則波浪場における堤頭部中央部の被覆捨石の安定重量に関しては、波の方向分散性の影響を特に考慮する必要があると結論付けられる。一方、波の方向分散性が小さい一方向不規則波浪場を対象とする堤頭部の被覆捨石の安定性に関しては、堤頭部背面部における被覆捨石の安定重量を特に割増す必要があることが明らかになった。

参考文献

- 1) Torum, A. : Wave-induced forces on armor unit on berm breakwaters, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE, Vol.120, No.3, pp.251-268,1994.
- 2) 合田 良実 : 港湾構造物の耐波設計 (増補改訂), 鹿島出版会, pp.77-78.
- 3) Sawaragi, T., K. Iwata and C. Ryu : Consideration of the destruction mechanism of rubble mound breakwaters, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE, Vol.120, No.3, pp.251-268,1983.
- 4) 土木学会編 : 水理公式集, 523p.
- 5) 岩垣雄一, 榎木 亨 : 海岸工学, 共立出版株式会社, 311p.
- 6) Van der Meer, J.W. : Stability of breakwater armourlayers design formulae, Coastal Eng., Vol.11, pp.219-239,1987.

第5章 堤体斜面上の波浪場に関する数値計算モデル

第1節 概説

第3章で述べた線形回折波理論による数値計算モデルは、一様水深における波浪変形のみが計算可能なため、屈折や浅水変形といった波浪変形に対して拡張できない。そのため、ここでは島堤堤頭部の斜面上における波浪変形を精度よく再現するために、弱非線形・弱分散性を含むブジネスク理論による数値計算モデルの開発を行う。この理論は長波近似方程式を基にしているため、波の周波数帯が長波領域近傍に限定されるが、分散性が表現できる特徴をもっている。また、非線形性も表現できるので、波の基本的な変形および分散性・非線形性が全て表現できる計算法である。

Peregrine¹⁾は速度変数として水深について平均化された平均流速を用いていたブジネスク方程式を誘導したが、適用範囲が浅海域に限られるという問題が残されている。そのため、Madsenら²⁾は、ブジネスク方程式に補正係数を導入して、波の分散特性を改良することにより、適用範囲の拡大を行った。また、Nwogu³⁾の提案した新しい修正ブジネスク方程式は任意水深における流速を使用しており、この方程式の特徴は連続式において付加的な周波数分散を含んでいることである。

本章では、島堤堤頭部の斜面上における波浪流体場の運動学的な諸量を定量的に把握するため、ブジネスク理論を基に開発した数値計算モデルより検討を行う。第2節では、Nwoguが提案した修正ブジネスク方程式を用いて開発した数値計算モデルについて述べる。また、数値計算を行う時の支配方程式の差分手法、ならびに入射境界、開境界および反射境界についても記述する。第3節では、島堤堤頭部周辺の波浪場の数値シミュレーションを行い、一方向波浪場および多方向不規則波浪場における堤体斜面上の波浪流体場について検討を行う。

第2節 ブジネスク理論を用いた数値計算モデル

2.1 ブジネスク方程式の概要

波浪場としては、時刻 t における任意水深 $h(x, y)$ を伝播する水位変動 $\eta(x, y, t)$ が存在する3次元モデルを考える。座標系には、デカルト座標系を採用し、 z 軸を静水面より上向きにとる。流体は、非粘性および非圧縮であると仮定し、流れは非回転とする。

まず長さ (x, y, z) および時間 (t) については、水深 h_0 と波長 l を用いて、以下に示すように無次元変数で定義する。

$$x = \frac{x'}{l}, \quad y = \frac{y'}{l}, \quad z = \frac{z'}{h_0}, \quad t = \frac{\sqrt{gh_0}}{l}t' \quad (5.1)$$

ここに、 g は重力加速度を示し、プライムは次元変数を表している。次に、水粒子速度 (u, v, w) 、水位変動 η 、水深 h および圧力 p については、以下のような無次元変数で定義する。

$$u = \frac{h_0}{a_0\sqrt{gh_0}}u', \quad v = \frac{h_0}{a_0\sqrt{gh_0}}v', \quad w = \frac{h_0^2}{a_0l\sqrt{gh_0}}w' \quad (5.2)$$

$$\eta = \frac{\eta'}{a_0}, \quad h = \frac{h'}{h_0}, \quad p = \frac{p'}{\rho ga_0} \quad (5.3)$$

ここに、 (u, v, w) はそれぞれ (x, y, z) 方向の水粒子速度、 ρ は流体の密度、 a_0 は代表的な波の振幅を示す。流体運動に関する支配方程式は、連続式と Euler の運動量方程式であり、それぞれ無次元化形式で次のように表示される。

$$\mu^2(u_x + v_y) + w_z = 0 \quad (5.4)$$

$$\mu^2 u_t + \varepsilon \mu^2 u u_x + \varepsilon \mu^2 v u_y + \varepsilon w u_z + \mu^2 p_x = 0 \quad (5.5)$$

$$\mu^2 v_t + \varepsilon \mu^2 u v_x + \varepsilon \mu^2 v v_y + \varepsilon w v_z + \mu^2 p_y = 0 \quad (5.6)$$

$$\varepsilon w_t + \varepsilon^2 u w_x + \varepsilon^2 v w_y + \frac{\varepsilon^2}{\mu^2} w w_z + \varepsilon p_z + 1 = 0 \quad (5.7)$$

ここに、添字は偏微分を表し、パラメータ $\varepsilon = a_0/h_0$ および $\mu = h_0/l$ はそれぞれ非線形性および周波数の分散性を表しており、それぞれの値は小さいものと仮定される。非回転の条件は次式で与えられる。

$$u_y - v_x = 0, \quad v_z - w_y = 0, \quad w_x - u_z = 0 \quad (5.8)$$

流体は、自由表面における力学的境界条件と自由表面および水底における運動学的境界条件を満足しなければならない。これらの境界条件は、次のように表される。

$$p = 0, \quad z = \varepsilon\eta \text{ において} \quad (5.9)$$

$$w = \mu^2 \eta_t + \varepsilon \mu^2 u \eta_x + \varepsilon \mu^2 v \eta_y, \quad z = \varepsilon\eta \text{ において} \quad (5.10)$$

$$w = -\mu^2 u h_x - \mu^2 v h_y, \quad z = -h \text{ において} \quad (5.11)$$

3次元問題は、波の水平方向の進行に対して水深にわたって方程式を積分することにより2次元問題へ変換される。式(5.4)の連続式を水底から水面まで積分し、式(5.10)および式(5.11)の運動

学的境界条件を適用すると、次式のようなになる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} v dz + \eta_t = 0 \quad (5.12)$$

同様に、水平方向の運動量方程式 (5.5) および (5.6) は水深にわたって積分でき、次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} u dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} u^2 dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} uv dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} p dz - p|_{z=-h} h_x = 0 \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} v dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} uv dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} v^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} p dz - p|_{z=-h} h_y = 0 \quad (5.14)$$

ただし、式 (5.4) と式 (5.9)～式 (5.11) が用いられている。圧力場は、鉛直方向の運動量方程式 (5.7) を z に関して積分するとともに、自由表面における境界条件 (式 (5.9) と式 (5.10)) を適用することによって次式のように得られる。

$$p = \eta - \frac{z}{\varepsilon} + \frac{\partial}{\partial t} \int_z^{\varepsilon\eta} w dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_z^{\varepsilon\eta} uw dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \int_z^{\varepsilon\eta} vw dz - \frac{\varepsilon}{\mu^2} w^2 \quad (5.15)$$

一方、鉛直方向の流速 w は、連続式 (5.4) を z に関して積分するとともに、水底の境界条件式 (5.11) を適用することにより次式のように得られる。

$$w = -\mu^2 \left(\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^z u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^z v dz \right) \quad (5.16)$$

これらの方程式を積分するためには、それぞれの変数の鉛直分布が明らかにされなければならない。その解決方法の1つとして、水深にわたって Airy 波のハイパブリックコサイン変化を仮定することができる。しかし、その結果はハイパブリック関数が波の周波数に依存することから規則波に対してのみ適用可能である。

そこで、ブジネス理論に適合した方法として、長波理論から周波数の分散性を含む摂動法を適用する方法がある。水平方向の速度 (u, v) は、テーラー級数として最初に水底において次のように展開される。

$$\mathbf{u}(x, y, z, t) = \mathbf{u}(x, y, -h, t) + (z+h)\mathbf{u}_z(x, y, -h, t) + \frac{(z+h)^2}{2}\mathbf{u}_{zz}(x, y, -h, t) + \dots \quad (5.17)$$

ここに、 $\mathbf{u} = (u, v)$ である。鉛直速度に関する式 (5.16) を非回転の条件式 (5.8) に代入し、水底で

評価すると,

$$\mathbf{u}_z(x, y, -h, t) = -\mu^2 \left[\nabla(\mathbf{u}_b \cdot \nabla h) + (\nabla \cdot \mathbf{u})|_{z=-h} \nabla h \right] \quad (5.18)$$

ここに, $\mathbf{u}_b = \mathbf{u}(x, y, -h, t)$ は水底での速度, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ である. 式 (5.17) と式 (5.18) を式 (5.16) へ代入し, 積分すると次式のようになる.

$$w = -\mu^2 \nabla \cdot [(z+h)\mathbf{u}_b] + \mu^4 \nabla \cdot \left[\frac{(z+h)^2}{2} \left[\nabla(\mathbf{u}_b \cdot \nabla h) + (\nabla \cdot \mathbf{u})|_{z=-h} \nabla h \right] \right] + O(\mu^6) \quad (5.19)$$

∇h が 1 次のオーダーであると仮定すると, 鉛直方向の流速 w は周波数の分散性 μ の 2 次オーダーに対して水深にわたって線形に変化する. 水平速度 \mathbf{u} は, 非回転の条件式 (5.8) を水深にわたって積分することにより, 水底速度に関して次式のように表示される.

$$\mathbf{u} - \mathbf{u}_b = \int_{-h}^z \nabla w dz \quad (5.20)$$

さらに, w に関する式 (5.19) を式 (5.20) に代入し, 積分することにより次式が得られる.

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_b + \mu^2 \left(\frac{h^2}{2} - \frac{z^2}{2} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_b) - \mu^2 (h+z) \nabla [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_b)] + O(\mu^4) \quad (5.21)$$

μ の 2 次のオーダーについて, 水平速度 \mathbf{u} は水深にわたって 2 次関数的に変化する.

もし $O(\varepsilon) = O(\mu^2) \ll 1$ と仮定すると, 圧力場は \mathbf{u} に関する式 (5.21) と w に関する式 (5.19) を式 (5.15) に代入して積分し, $O(\varepsilon)$ と $O(\mu^2)$ までの項を残すことによって次のようになる.

$$p = \eta - \frac{z}{\varepsilon} + \mu^2 z \nabla \cdot (h\mathbf{u}_{bt}) + \mu^2 \frac{z^2}{2} \nabla \cdot \mathbf{u}_{bt} + O(\varepsilon^2, \varepsilon\mu^2, \mu^4) \quad (5.22)$$

すなわち, 圧力 p の鉛直分布も 2 次関数となる. 速度および圧力は, 速度変数として水底速度または水深平均速度を用いる代わりに, 任意の高さ $z = z_\alpha(x, y)$ での速度 \mathbf{u}_α を用いることにより次のように表示される.

$$w = -\mu^2 \nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha) - \mu^2 z \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha + O(\mu^4) \quad (5.23)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_\alpha + \mu^2 \left(\frac{z_\alpha^2}{2} - \frac{z^2}{2} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) + \mu^2 (z_\alpha - z) \nabla [\nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)] + O(\mu^4) \quad (5.24)$$

$$p = \eta - \frac{z}{\varepsilon} + \mu^2 z \nabla \cdot (h \mathbf{u}_{\alpha t}) + \mu^2 \frac{z^2}{2} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t} + O(\varepsilon^2, \varepsilon \mu^2, \mu^4) \quad (5.25)$$

以上の式 (5.23)～式 (5.25) を水深について積分された連続式および水平の運動量方程式に代入して整理するとともに、 $O(\varepsilon)$ と $O(\mu^2)$ までの項を残すと、Nwogu が提案した次式に示す修正ブジネスク方程式が得られる。

$$\eta_t + \nabla \cdot [(h + \varepsilon \eta) \mathbf{u}_\alpha] + \mu^2 \nabla \cdot \left\{ \left(\frac{z_\alpha^2}{2} - \frac{h^2}{2} \right) h \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) + \left(z_\alpha + \frac{h}{2} \right) h \nabla [\nabla \cdot (h \mathbf{u}_\alpha)] \right\} = 0 \quad (5.26)$$

$$\mathbf{u}_{\alpha t} + \nabla \eta + \varepsilon (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha + \mu^2 \left\{ \frac{z_\alpha^2}{2} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t}) + z_\alpha \nabla [\nabla \cdot (h \mathbf{u}_{\alpha t})] \right\} = 0 \quad (5.27)$$

この修正ブジネスク方程式は、任意水深における不規則波、多方向不規則波の水平方向の伝播をモデル化できる。ただし、 $O(\varepsilon) = O(\mu^2) \ll 1$ と $O(\nabla h) = O(1)$ と仮定する。

また、速度変数として水深について平均化された速度 $\bar{\mathbf{u}}$ を用いている Peregrine のブジネスク方程式は次のように書くことが出来る。

$$\eta_t + \nabla \cdot [(h + \varepsilon \eta) \bar{\mathbf{u}}] = 0 \quad (5.28)$$

$$\bar{\mathbf{u}}_t + \nabla \eta + \varepsilon (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} + \mu^2 \left\{ \frac{h^2}{6} \nabla (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_t) - \frac{h}{2} \nabla [\nabla \cdot (h \bar{\mathbf{u}}_t)] \right\} = 0 \quad (5.29)$$

上述のブジネスク方程式と比較すると、新しい修正ブジネスク方程式は連続式において付加的な周波数分散を含んでいる。

2.2 数値計算モデルと計算領域の設定

堤体斜面上の波浪場に関して数値シミュレーションを行うためには、式 (5.26) および式 (5.27) を2次元展開しなければならない。ここで、 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ および $h = h(x, y)$ とすると、式 (5.26) および式 (5.27) における各項は、それぞれ次のように展開できる。

$$\nabla \cdot [(h + \varepsilon \eta) \mathbf{u}_\alpha] = [(h + \varepsilon \eta) u]_x + [(h + \varepsilon \eta) v]_y \quad (5.30)$$

$$\nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) = (u_{xx} + v_{xy}, u_{xy} + v_{yy}) \quad (5.31)$$

$$\nabla [\nabla \cdot (h \mathbf{u}_\alpha)] = (\{hu\}_{xx} + \{hv\}_{xy}, \{hu\}_{xy} + \{hv\}_{yy}) \quad (5.32)$$

$$(\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha = (uu_x + vv_y, uv_x + vv_y) \quad (5.33)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t}) = (u_{xxt} + v_{xyt}, u_{xyt} + v_{yyt}) \quad (5.34)$$

$$\nabla[\nabla \cdot (h\mathbf{u}_{\alpha t})] = (\{hu_t\}_{xx} + \{hv_t\}_{xy}, \{hu_t\}_{xy} + \{hv_t\}_{yy}) \quad (5.35)$$

式(5.30)～式(5.35)を式(5.26)および式(5.27)に代入し展開すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \eta_t &+ [(h + \varepsilon\eta)u]_x + [(h + \varepsilon\eta)v]_y \\ &+ \mu^2 \left[\frac{1}{2} (\alpha_z^2 - 1) h^2 \{h_x(u_{xx} + v_{xy}) + h_y(u_{xy} + v_{yy})\} \right. \\ &+ \left(\frac{1}{2} \alpha_z^2 - \frac{1}{6} \right) h^3 (u_{xxx} + v_{xxy} + u_{xyy} + v_{yyy}) \\ &+ (\alpha_z + 1) h [h_x \{(hu)_{xx} + (hv)_{xy}\} + h_y \{(hu)_{xy} + (hv)_{yy}\}] \\ &\left. + \left(\alpha_z + \frac{1}{2} \right) h^2 \{(hu)_{xxx} + (hv)_{xxy} + (hu)_{xyy} + (hv)_{yyy}\} \right] = 0 \end{aligned} \quad (5.36)$$

$$u_t + \eta_x + \varepsilon(uu_x + vv_y) + \mu^2 \left[\frac{\alpha_z^2}{2} h^2 (u_{xxt} + v_{xyt}) + \alpha_z h \{(hu_t)_{xx} + (hv_t)_{xy}\} \right] = 0 \quad (5.37)$$

$$v_t + \eta_y + \varepsilon(uv_x + vv_y) + \mu^2 \left[\frac{\alpha_z^2}{2} h^2 (u_{xyt} + v_{yyt}) + \alpha_z h \{(hu_t)_{xy} + (hv_t)_{yy}\} \right] = 0 \quad (5.38)$$

ここに、 $\alpha_z (= z_\alpha/h)$ は水深 h に対する任意水深 z_α の比を表しており、 $-1 \leq \alpha_z \leq 0$ の範囲で変化する。本研究ではNwoguの推奨する $\alpha_z = -0.531$ を採用している。従って、式(5.36)～式(5.38)を次元変数になおした任意水深における平面2次元の修正ブジネスク方程式が次式のように得られる。以下の式においては、次元変数のプライムを省略して示している。

$$\begin{aligned} \eta_t &+ [(h + \eta)u]_x + [(h + \eta)v]_y \\ &+ \frac{1}{2} (\alpha_z^2 - 1) h^2 \{h_x(u_{xx} + v_{xy}) + h_y(u_{xy} + v_{yy})\} \\ &+ \left(\frac{1}{2} \alpha_z^2 - \frac{1}{6} \right) h^3 (u_{xxx} + v_{xxy} + u_{xyy} + v_{yyy}) \\ &+ (\alpha_z + 1) h [h_x \{(hu)_{xx} + (hv)_{xy}\} + h_y \{(hu)_{xy} + (hv)_{yy}\}] \\ &+ \left(\alpha_z + \frac{1}{2} \right) h^2 \{(hu)_{xxx} + (hv)_{xxy} + (hu)_{xyy} + (hv)_{yyy}\} = 0 \end{aligned} \quad (5.39)$$

$$u_t + g\eta_x + uu_x + vv_y + \frac{\alpha_z^2}{2} h^2 (u_{xxt} + v_{xyt}) + \alpha_z h \{(hu_t)_{xx} + (hv_t)_{xy}\} = 0 \quad (5.40)$$

$$v_t + g\eta_y + uv_x + vv_y + \frac{\alpha_z^2}{2} h^2 (u_{xyt} + v_{yyt}) + \alpha_z h \{(hu_t)_{xy} + (hv_t)_{yy}\} = 0 \quad (5.41)$$

本数値計算モデルは、計算領域内の入射境界以外の境界に関して波が完全に透過する無反射境界条件(開境界)を適用することとした。この開境界は、数値計算において図5-1に示すエネルギー

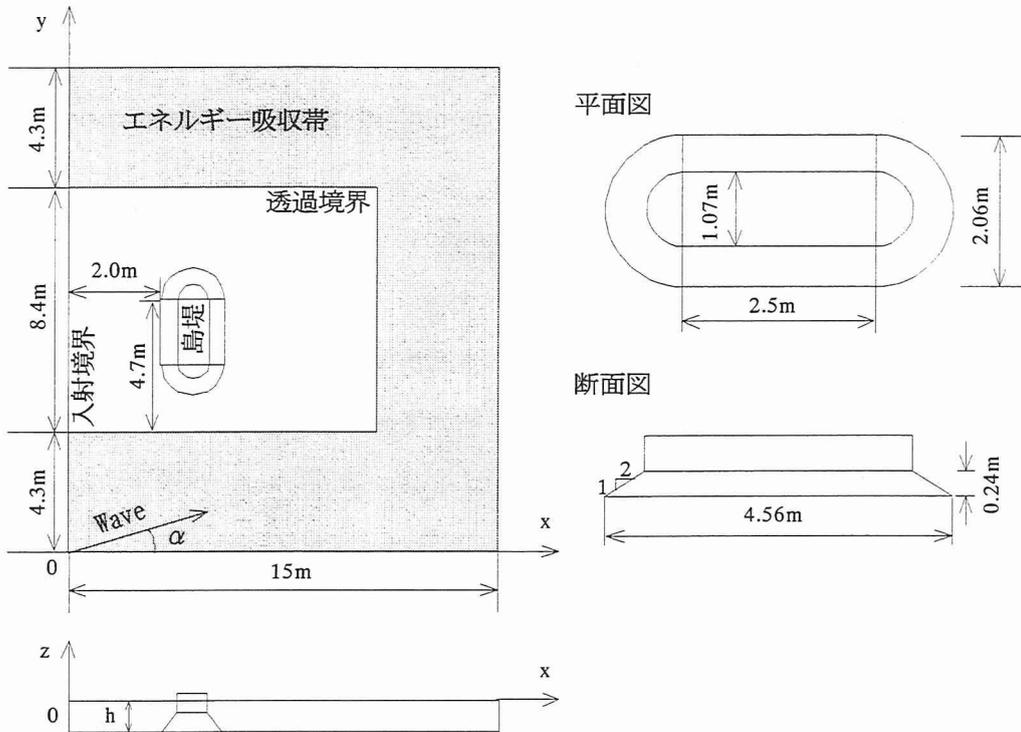


図 5-1 造波水槽および島堤モデルの説明図

吸収帯を設けることにより満足させることができる⁴⁾。このエネルギー吸収帯は、「吸収帯の幅」，「吸収帯背後に定義された吸収係数の代表値 ϵ_m 」と「吸収係数の分布形状」の3つの量によって特徴付けられ，波の放射条件を満足するものである。吸収帯におけるエネルギー減衰は，運動量方程式中に減衰表現項 ϵu および ϵv を取り込むことにより評価できる。また，本数値計算モデルでは，底面における摩擦によるエネルギー減衰についても考慮することとした。以上のことより，連続式および水平方向の運動量方程式は次のように与えられる。

$$\begin{aligned}
 \eta_t &+ [(h + \eta) u]_x + [(h + \eta) v]_y \\
 &+ \frac{1}{2} (\alpha_z^2 - 1) h^2 \{ h_x (u_{xx} + v_{xy}) + h_y (u_{xy} + v_{yy}) \} \\
 &+ \left(\frac{1}{2} \alpha_z^2 - \frac{1}{6} \right) h^3 (u_{xxx} + v_{xxy} + u_{xyy} + v_{yyy}) \\
 &+ (\alpha_z + 1) h [h_x \{ (hu)_{xx} + (hv)_{xy} \} + h_y \{ (hu)_{xy} + (hv)_{yy} \}] \\
 &+ \left(\alpha_z + \frac{1}{2} \right) h^2 \{ (hu)_{xxx} + (hv)_{xxy} + (hu)_{xyy} + (hv)_{yyy} \} = 0
 \end{aligned} \tag{5.42}$$

$$\begin{aligned}
u_t + g\eta_x + uu_x + vv_y + \frac{\alpha_z^2}{2}h^2(u_{xxt} + v_{xyt}) + \alpha_z h \{(hu_t)_{xx} + (hv_t)_{xy}\} \\
+ \varepsilon u + \frac{f_b}{(h+\eta)}u\sqrt{u^2+v^2} = 0
\end{aligned} \tag{5.43}$$

$$\begin{aligned}
v_t + g\eta_y + uv_x + vv_y + \frac{\alpha_z^2}{2}h^2(u_{xyt} + v_{yyt}) + \alpha_z h \{(hu_t)_{xy} + (hv_t)_{yy}\} \\
+ \varepsilon v + \frac{f_b}{(h+\eta)}v\sqrt{u^2+v^2} = 0
\end{aligned} \tag{5.44}$$

ここに、 f_b は底面摩擦係数を表し、平石ら⁵⁾と同じように $f_b=0.02$ を与えている。

本研究では図5-1に示す造波水槽(17m×15m)を対象としており、この領域の3辺に吸収帯の幅4.3mのエネルギー吸収帯を設定している。数値計算時の水深は30cmである。島堤モデルのサイズは、主幹部長2.5m、堤頭部の直径2.06m、直立部の堤体幅1.07m、マウンドの高さ0.24m、マウンドの法面勾配は1:2である。

2.3 境界条件の設定

ここでは、入射境界、開境界および構造物などの反射境界に関する物理的な設定方法について述べる。

まず、入射境界において規則波を発生させる場合を考える。入射境界における水位変動 $\eta(0, y, t)$ は正弦関数となり、そこでの流速 $u(0, y, t)$ は次式で与えられる³⁾。

$$u(0, y, t) = \frac{\omega}{kh_0 \left[1 - \left(\frac{1}{2}\alpha_z^2 + \alpha_z + \frac{1}{3} \right) (kh_0)^2 \right]} \eta(0, y, t) \tag{5.45}$$

ここに、 ω は角周波数、 k は波数、 h_0 は入射境界での水深を示す。なお、入射境界における水位変動に対しては、造波開始から2周期後に目標振幅になるように、以下に示す数値造波フィルターを用いて計算を行っている。

$$FILTER1 = \begin{cases} \frac{1}{2} \left\{ \cos \left(\frac{2\pi}{4T}t + \pi \right) + 1 \right\} & (0 \leq t \leq 2T) \\ 1 & (t > 2T) \end{cases} \tag{5.46}$$

$$FILTER2 = \begin{cases} \frac{1}{2T}t & (0 \leq t \leq 2T) \\ 1 & (t > 2T) \end{cases} \tag{5.47}$$

この2つのフィルターを掛け合わせたものが、入射境界における水位変動になる。なお、多方向不規則波を発生させる場合の入射境界での水位変動および流速変動は、シングルサンメーション法により与える。

次に、入射境界以外の開境界におけるエネルギー吸収帯の吸収係数の分布形については、Eric

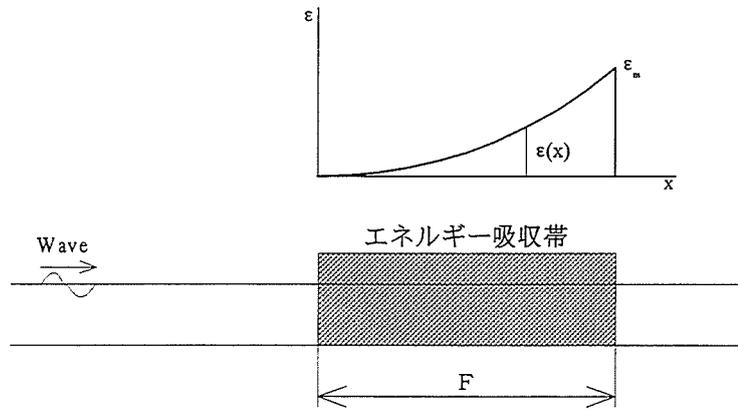


図 5-2 エネルギー吸収帯について

らによって線形型， N 乗型および双曲線型の3種類について検討されており，双曲線型が良好な吸収特性と広い範囲でほぼ一定の最適減衰係数を示すことが明らかにされている．そこで，本数値計算モデルでは，図5-2に示すエネルギー吸収帯の吸収係数の分布形 $\varepsilon(x)$ に対して次式で示す双曲線型を適用することとした．

$$\varepsilon(x) = \frac{r\varepsilon_m}{2(\sinh r - r)} \left\{ \cosh\left(\frac{rx}{F}\right) - 1 \right\} \quad (5.48)$$

ここに，吸収係数の代表値 $\varepsilon_m = \sqrt{g/h}$ ，吸収帯の幅 $F = 2L$ (L : 入射波長)，定数 $r = 3$ とする．なお，エネルギー吸収帯の一番外縁の境界には完全反射の条件を設定している．

また，任意反射境界の処理方法については，ブジネスク理論による数値計算モデルのような非線形項を含む計算モデルにおいて確立されていない．そこで本数値計算モデルでは，構造物における境界を完全反射の条件で設定することとした．すなわち，境界の法線方向の流速値はゼロとする．

2.4 差分化表示

ここでは，ブジネスク方程式を差分法⁶⁾を用いて離散化する．その時の計算格子には，図5-3に示すように水位変動と速度成分が異なる点で定義されるスタッガードメッシュ⁷⁾を採用した．この方法は，中心差分法を用いたときによく見られる解の空間的振動を抑制することができる．差分近似としては，時間変数に対して前進差分法，空間変数に対して中心差分を用いる．式(5.42)中の x および y に関する空間微分項に関する差分近似は以下のように表示される．

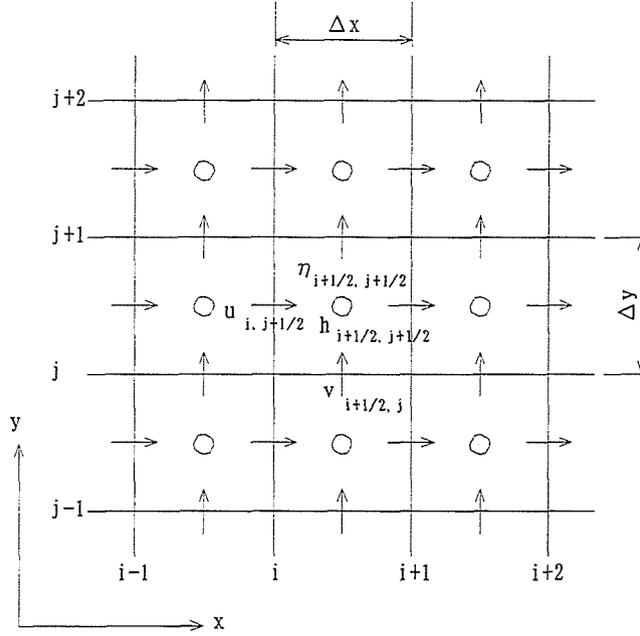


図 5-3 計算格子の説明図

$$u_x|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{u_{i+1,j+1/2} - u_{i,j+1/2}}{\Delta x} \quad (5.49)$$

$$v_y|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{v_{i+1/2,j+1} - v_{i+1/2,j}}{\Delta y} \quad (5.50)$$

$$u_{xx}|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{u_{i+3/2,j+1/2} - 2u_{i+1/2,j+1/2} + u_{i-1/2,j+1/2}}{\Delta x^2} \quad (5.51)$$

$$v_{yy}|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{v_{i+1/2,j+3/2} - 2v_{i+1/2,j+1/2} + v_{i+1/2,j-1/2}}{\Delta y^2} \quad (5.52)$$

$$u_{xy}|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{u_{i+1,j+1} - u_{i+1,j} - u_{i,j+1} + u_{i,j}}{\Delta x \Delta y} \quad (5.53)$$

$$v_{xy}|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{v_{i+1,j+1} - v_{i+1,j} - v_{i,j+1} + v_{i,j}}{\Delta x \Delta y} \quad (5.54)$$

$$u_{xxx}|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{u_{i+2,j+1/2} - 3u_{i+1,j+1/2} + 3u_{i,j+1/2} - u_{i-1,j+1/2}}{\Delta x^3} \quad (5.55)$$

$$v_{yyy}|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{v_{i+1/2,j+2} - 3v_{i+1/2,j+1} + 3v_{i+1/2,j} - v_{i+1/2,j-1}}{\Delta y^3} \quad (5.56)$$

$$v_{xxy}|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{1}{\Delta x^2 \Delta y} \left\{ (v_{i+3/2,j+1} - 2v_{i+1/2,j+1} + v_{i-1/2,j+1}) - (v_{i+3/2,j} - 2v_{i+1/2,j} + v_{i-1/2,j}) \right\} \quad (5.57)$$

$$u_{xyy}|_{i+1/2,j+1/2} = \frac{1}{\Delta x \Delta y^2} \left\{ (u_{i+1,j+3/2} - 2u_{i+1,j+1/2} + u_{i+1,j-1/2}) \right\}$$

$$- \left(u_{i,j+3/2} - 2u_{i,j+1/2} + u_{i,j-1/2} \right) \} \quad (5.58)$$

ここに、 $u_{i,j}$ および $v_{i,j}$ はそれぞれ $x = i\Delta x$ 、 $y = j\Delta y$ における流速 u および v の値であり、 Δx および Δy はそれぞれ x 方向および y 方向の空間格子間隔である。

堤体斜面上における波浪流体場を計算する場合、水深変化に伴う波の浅水変形の影響により波の非線形性が強くなる。そのため、非線形項の計算に中央差分法を用いたのでは、数値計算が不安定になってしまう可能性がある。従って、式(5.43)および式(5.44)における非線形項の計算には、1次精度風上差分⁸⁾を適用して次のように表現した。

$$uu_x = \frac{1}{2\Delta x} \left\{ u_{i,j+1/2} \left(u_{i+1,j+1/2} - u_{i-1,j+1/2} \right) - A |u_{i,j+1/2}| \left(u_{i+1,j+1/2} - 2u_{i,j+1/2} + u_{i-1,j+1/2} \right) \right\} \quad (5.59)$$

$$vv_y = \frac{1}{2\Delta y} \left\{ v_m \left(u_{i,j+3/2} - u_{i,j-1/2} \right) - A |v_m| \left(u_{i,j+3/2} - 2u_{i,j+1/2} + u_{i,j-1/2} \right) \right\} \quad (5.60)$$

$$uv_x = \frac{1}{2\Delta x} \left\{ u_m \left(v_{i+3/2,j} - v_{i-1/2,j} \right) - A |u_m| \left(v_{i+3/2,j} - 2v_{i+1/2,j} + v_{i-1/2,j} \right) \right\} \quad (5.61)$$

$$vv_y = \frac{1}{2\Delta y} \left\{ v_{i+1/2,j} \left(v_{i+1/2,j+1} - v_{i+1/2,j-1} \right) - A |v_{i+1/2,j}| \left(v_{i+1/2,j+1} - 2v_{i+1/2,j} + v_{i+1/2,j-1} \right) \right\} \quad (5.62)$$

ここに、 A はドナセルパラメータで、本数値計算においては1次風上時の $A=1$ とする。また、添え字の m は、周囲4点の平均値を表す。なお、式(5.59)~式(5.62)の右辺第2項は、数値粘性を表現している⁸⁾。

時間積分には、ADI法⁵⁾を用いた。前半のタイムステップ $n\Delta t$ から $(n+1)\Delta t$ において、式(5.42)を用いて時刻 $t = (n+1/2)\Delta t$ の水位変動 η を求め、式(5.43)を用いて時刻 $t = (n+1)\Delta t$ の流速 u の計算を行う。その際、 u については陰形式、 v については陽形式の表示を行う。後半のタイムステップ $(n+1/2)\Delta t$ から $(n+3/2)\Delta t$ では、式(5.42)を用いて時刻 $t = (n+1)\Delta t$ の水位変動 η を求め、逆に u については陽形式、 v については陰形式とし、式(5.44)を用いて時刻 $t = (n+3/2)\Delta t$ の流速 v を計算する。この前半および後半のタイムステップにおける水位変動 η と速度 (u, v) の具体的な計算手順を以下に示す。

$$\begin{aligned}
& \left. + h_{i+1,j+1} v_{i+1,j+1}^{n-1/2} - h_{i+1,j} v_{i+1,j}^{n-1/2} - h_{i,j+1} v_{i,j+1}^{n-1/2} + h_{i,j} v_{i,j}^{n-1/2} \right\} \\
& + \frac{1}{2\Delta y} \left(h_{i+1/2,j+3/2} - h_{i+1/2,j-1/2} \right) \left\{ \right. \\
& \frac{1}{\Delta x \Delta y} \left(h_{i+1,j+1} u_{i+1,j+1}^n - h_{i+1,j} u_{i+1,j}^n - h_{i,j+1} u_{i,j+1}^n + h_{i,j} u_{i,j}^n \right) \\
& + \frac{1}{2\Delta y^2} \left(h_{i+1/2,j+3/2} v_{i+1/2,j+3/2}^{n+1/2} - 2h_{i+1/2,j+1/2} v_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} + h_{i+1/2,j-1/2} v_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} \right. \\
& \left. + h_{i+1/2,j+3/2} v_{i+1/2,j+3/2}^{n-1/2} - 2h_{i+1/2,j+1/2} v_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} + h_{i+1/2,j-1/2} v_{i+1/2,j-1/2}^{n-1/2} \right) \left. \right\} \\
- & \frac{\Delta t}{2} \left(\alpha_z + \frac{1}{2} \right) h_{i+1/2,j+1/2}^2 \left[\right. \\
& \frac{1}{\Delta x^3} \left(h_{i+2,j+1/2} u_{i+2,j+1/2}^n - 3h_{i+1,j+1/2} u_{i+1,j+1/2}^n \right. \\
& \left. + 3h_{i,j+1/2} u_{i,j+1/2}^n - h_{i-1,j+1/2} u_{i-1,j+1/2}^n \right) \\
& + \frac{1}{2\Delta x^2 \Delta y} \left\{ \left(h_{i+3/2,j+1} v_{i+3/2,j+1}^{n+1/2} - 2h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} + h_{i-1/2,j+1} v_{i-1/2,j+1}^{n+1/2} \right) \right. \\
& \quad - \left(h_{i+3/2,j} v_{i+3/2,j}^{n+1/2} - 2h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n+1/2} + h_{i-1/2,j} v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \\
& + \left(h_{i+3/2,j+1} v_{i+3/2,j+1}^{n-1/2} - 2h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} + h_{i-1/2,j+1} v_{i-1/2,j+1}^{n-1/2} \right) \\
& \quad \left. - \left(h_{i+3/2,j} v_{i+3/2,j}^{n-1/2} - 2h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n-1/2} + h_{i-1/2,j} v_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right) \right\} \\
& + \frac{1}{\Delta x \Delta y^2} \left\{ \left(h_{i+1,j+3/2} u_{i+1,j+3/2}^n - 2h_{i+1,j+1/2} u_{i+1,j+1/2}^n + h_{i+1,j-1/2} u_{i+1,j-1/2}^n \right) \right. \\
& \quad \left. - \left(h_{i,j+3/2} u_{i,j+3/2}^n - 2h_{i,j+1/2} u_{i,j+1/2}^n + h_{i,j-1/2} u_{i,j-1/2}^n \right) \right\} \\
& + \frac{1}{2\Delta y^3} \left(h_{i+1/2,j+2} v_{i+1/2,j+2}^{n+1/2} - 3h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} \right. \\
& \quad + 3h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n+1/2} - h_{i+1/2,j-1} v_{i+1/2,j-1}^{n+1/2} \\
& + h_{i+1/2,j+2} v_{i+1/2,j+2}^{n-1/2} - 3h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} \\
& \quad \left. + 3h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n-1/2} - h_{i+1/2,j-1} v_{i+1/2,j-1}^{n-1/2} \right) \left. \right] \tag{5.63}
\end{aligned}$$

次に、時刻 $t = (n+1)\Delta t$ の流速 u^{n+1} を次式に示す式 (5.43) の差分式より計算する。

$$C_1 u_{i-1,j+1/2}^{n+1} + C_2 u_{i,j+1/2}^{n+1} + C_3 u_{i+1,j+1/2}^{n+1} = C_4 \tag{5.64}$$

$$C_1 = \left\{ \frac{\alpha_z^2 h_{i,j+1/2}^2}{2 \Delta x^2} + \alpha_z \frac{h_{i,j+1/2} h_{i-1,j+1/2}}{\Delta x^2} \right\} \quad (5.65)$$

$$C_2 = \left\{ 1 - 2 \left(\frac{\alpha_z^2}{2} + \alpha_z \right) \frac{h_{i,j+1/2}^2}{\Delta x^2} + \frac{\varepsilon_{i,j+1/2} \Delta t}{2} \right. \\ \left. + \frac{\Delta t}{2} \frac{f_w}{(h_{i,j+1/2} + \eta_{i,j+1/2}^{n+1/2})} \sqrt{u_{i,j+1/2}^n{}^2 + v_m^{n+1/2}{}^2} \right\} \quad (5.66)$$

$$C_3 = \left\{ \frac{\alpha_z^2 h_{i,j+1/2}^2}{2 \Delta x^2} + \alpha_z \frac{h_{i,j+1/2} h_{i+1,j+1/2}}{\Delta x^2} \right\} \quad (5.67)$$

$$C_4 = \left\{ \frac{\alpha_z^2 h_{i,j+1/2}^2}{2 \Delta x^2} + \alpha_z \frac{h_{i,j+1/2} h_{i-1,j+1/2}}{\Delta x^2} \right\} u_{i-1,j+1/2}^n \\ + \left\{ 1 - 2 \left(\frac{\alpha_z^2}{2} + \alpha_z \right) \frac{h_{i,j+1/2}^2}{\Delta x^2} - \frac{\varepsilon_{i,j+1/2} \Delta t}{2} \right. \\ \left. - \frac{\Delta t}{2} \frac{f_w}{(h_{i,j+1/2} + \eta_{i,j+1/2}^{n+1/2})} \sqrt{u_{i,j+1/2}^n{}^2 + v_m^{n+1/2}{}^2} \right\} u_{i,j+1/2}^n \\ + \left\{ \frac{\alpha_z^2 h_{i,j+1/2}^2}{2 \Delta x^2} + \alpha_z \frac{h_{i,j+1/2} h_{i+1,j+1/2}}{\Delta x^2} \right\} u_{i+1,j+1/2}^n \\ - \frac{g \Delta t}{2 \Delta x} \left(\eta_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - \eta_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} + \eta_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} - \eta_{i-1/2,j+1/2}^{n-1/2} \right) \\ - \frac{\Delta t}{2 \Delta x} \left\{ u_{i,j+1/2}^n \left(u_{i+1,j+1/2}^n - u_{i-1,j+1/2}^n \right) \right. \\ \left. - A \left| u_{i,j+1/2}^n \right| \left(u_{i+1,j+1/2}^n - 2u_{i,j+1/2}^n + u_{i-1,j+1/2}^n \right) \right\} \\ - \frac{\Delta t}{4 \Delta y} \left\{ v_m^{n+1/2} \left(u_{i,j+3/2}^n - u_{i,j-1/2}^n \right) \right. \\ \left. - A \left| v_m^{n+1/2} \right| \left(u_{i,j+3/2}^n - 2u_{i,j+1/2}^n + u_{i,j-1/2}^n \right) \right. \\ \left. + v_m^{n-1/2} \left(u_{i,j+3/2}^n - u_{i,j-1/2}^n \right) \right. \\ \left. - A \left| v_m^{n-1/2} \right| \left(u_{i,j+3/2}^n - 2u_{i,j+1/2}^n + u_{i,j-1/2}^n \right) \right\} \\ - \frac{\alpha_z^2 h_{i,j+1/2}^2}{2 \Delta x \Delta y} \left\{ \left(v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} - v_{i+1/2,j}^{n+1/2} - v_{i-1/2,j+1}^{n+1/2} + v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \right. \\ \left. - \left(v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} - v_{i+1/2,j}^{n-1/2} - v_{i-1/2,j+1}^{n-1/2} + v_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right) \right\} \\ - \alpha_z \frac{h_{i,j+1/2}}{\Delta x \Delta y} \left\{ \left(h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} - h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n+1/2} \right. \right. \\ \left. \left. - h_{i-1/2,j+1} v_{i-1/2,j+1}^{n+1/2} + h_{i-1/2,j} v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \right. \\ \left. - \left(h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} - h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right. \right. \\ \left. \left. - h_{i-1/2,j+1} v_{i-1/2,j+1}^{n-1/2} + h_{i-1/2,j} v_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right) \right\}$$

$$\left. -h_{i-1/2,j+1}v_{i-1/2,j+1}^{n-1/2} + h_{i-1/2,j}v_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right\} \quad (5.68)$$

なお、各タイムステップ毎の未知数 $u_{i-1,j+1/2}^{n+1}$, $u_{i,j+1/2}^{n+1}$, $u_{i+1,j+1/2}^{n+1}$ は、式(5.64)から明らかなように3重対角行列となり、反復計算を行わずに解くことが出来る。

後半のタイムステップ 時刻 $t = (n+1)\Delta t$ の水位変動 $\eta_{i+1/2,j+1/2}^{n+1}$ は、前半で求めた $\eta^{n+1/2}$, u^n および u^{n+1} , 並びに $v^{n-1/2}$ と $v^{n+1/2}$ を用いて次式によって計算する。ただし、 $v^{n+1/2}$ は $t=0$ における初期値はゼロとし、それ以外は前のタイムステップで与えられている。

$$\begin{aligned} & \eta_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} = \eta_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left\{ \left(h_{i+1,j+1/2} + \eta_{i+1,j+1/2}^n \right) u_{i+1,j+1/2}^n - \left(h_{i,j+1/2} + \eta_{i,j+1/2}^n \right) u_{i,j+1/2}^n \right\} \\ & - \frac{\Delta t}{4\Delta y} \left\{ \left(h_{i+1/2,j+1} + \eta_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} \right) v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} - \left(h_{i+1/2,j} + \eta_{i+1/2,j}^{n+1/2} \right) v_{i+1/2,j}^{n+1/2} \right. \\ & \quad \left. + \left(h_{i+1/2,j+1} + \eta_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} \right) v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} - \left(h_{i+1/2,j} + \eta_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right) v_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right\} \\ & - \frac{\Delta t}{4} \left(\alpha_z^2 - 1 \right) h_{i+1/2,j+1/2}^2 \left[\right. \\ & \quad \frac{1}{2\Delta x} \left(h_{i+3/2,j+1/2} - h_{i-1/2,j+1/2} \right) \left\{ \frac{1}{2\Delta x^2} \left(u_{i+3/2,j+1/2}^{n+1} - 2u_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} + u_{i-1/2,j+1/2}^{n+1} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + u_{i+3/2,j+1/2}^n - 2u_{i+1/2,j+1/2}^n + u_{i-1/2,j+1/2}^n \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{2\Delta x \Delta y} \left(v_{i+1,j+1}^{n+1/2} - v_{i+1,j}^{n+1/2} - v_{i,j+1}^{n+1/2} + v_{i,j}^{n+1/2} + v_{i+1,j+1}^{n-1/2} - v_{i+1,j}^{n-1/2} - v_{i,j+1}^{n-1/2} + v_{i,j}^{n-1/2} \right) \right\} \\ & \quad + \frac{1}{2\Delta y} \left(h_{i+1/2,j+3/2} - h_{i+1/2,j-1/2} \right) \left\{ \frac{1}{2\Delta x \Delta y} \left(u_{i+1,j+1}^{n+1} - u_{i+1,j}^{n+1} - u_{i,j+1}^{n+1} + u_{i,j}^{n+1} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + u_{i+1,j+1}^n - u_{i+1,j}^n - u_{i,j+1}^n + u_{i,j}^n \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{2\Delta y^2} \left(v_{i+1/2,j+3/2}^{n+1/2} - 2v_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} + v_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + v_{i+1/2,j+3/2}^{n-1/2} - 2v_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} + v_{i+1/2,j-1/2}^{n-1/2} \right) \right\} \left. \right] \\ & - \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{1}{2}\alpha_z^2 - \frac{1}{6} \right) h_{i+1/2,j+1/2}^3 \left[\right. \\ & \quad \frac{1}{2\Delta x^3} \left(u_{i+2,j+1/2}^{n+1} - 3u_{i+1,j+1/2}^{n+1} + 3u_{i,j+1/2}^{n+1} - u_{i-1,j+1/2}^{n+1} \right. \\ & \quad \left. + u_{i+2,j+1/2}^n - 3u_{i+1,j+1/2}^n + 3u_{i,j+1/2}^n - u_{i-1,j+1/2}^n \right) \left. \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2\Delta x^2 \Delta y} \left\{ \left(v_{i+3/2,j+1}^{n+1/2} - 2v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} + v_{i-1/2,j+1}^{n+1/2} \right) - \left(v_{i+3/2,j}^{n+1/2} - 2v_{i+1/2,j}^{n+1/2} + v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \right. \\
& \quad \left. + \left(v_{i+3/2,j+1}^{n-1/2} - 2v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} + v_{i-1/2,j+1}^{n-1/2} \right) - \left(v_{i+3/2,j}^{n-1/2} - 2v_{i+1/2,j}^{n-1/2} + v_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right) \right\} \\
& + \frac{1}{2\Delta x \Delta y^2} \left\{ \left(u_{i+1,j+3/2}^{n+1} - 2u_{i+1,j+1/2}^{n+1} + u_{i+1,j-1/2}^{n+1} \right) - \left(u_{i,j+3/2}^{n+1} - 2u_{i,j+1/2}^{n+1} + u_{i,j-1/2}^{n+1} \right) \right. \\
& \quad \left. + \left(u_{i+1,j+3/2}^n - 2u_{i+1,j+1/2}^n + u_{i+1,j-1/2}^n \right) - \left(u_{i,j+3/2}^n - 2u_{i,j+1/2}^n + u_{i,j-1/2}^n \right) \right\} \\
& + \frac{1}{2\Delta y^3} \left(v_{i+1/2,j+2}^{n+1/2} - 3v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} + 3v_{i+1/2,j}^{n+1/2} - v_{i+1/2,j-1}^{n+1/2} \right. \\
& \quad \left. + v_{i+1/2,j+2}^{n-1/2} - 3v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} + 3v_{i+1/2,j}^{n-1/2} - v_{i+1/2,j-1}^{n-1/2} \right) \\
& - \frac{\Delta t}{2} (\alpha_z + 1) h_{i+1/2,j+1/2} \left[\frac{1}{2\Delta x} \left(h_{i+3/2,j+1/2} - h_{i-1/2,j+1/2} \right) \right. \\
& \quad \left. \left\{ \frac{1}{2\Delta x^2} \left(h_{i+3/2,j+1/2} u_{i+3/2,j+1/2}^{n+1} - 2h_{i+1/2,j+1/2} u_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} + h_{i-1/2,j+1/2} u_{i-1/2,j+1/2}^{n+1} \right) \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + h_{i+3/2,j+1/2} u_{i+3/2,j+1/2}^n - 2h_{i+1/2,j+1/2} u_{i+1/2,j+1/2}^n + h_{i-1/2,j+1/2} u_{i-1/2,j+1/2}^n \right) \right. \\
& \quad \left. + \frac{1}{2\Delta x \Delta y} \left(h_{i+1,j+1} v_{i+1,j+1}^{n+1/2} - h_{i+1,j} v_{i+1,j}^{n+1/2} - h_{i,j+1} v_{i,j+1}^{n+1/2} + h_{i,j} v_{i,j}^{n+1/2} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + h_{i+1,j+1} v_{i+1,j+1}^{n-1/2} - h_{i+1,j} v_{i+1,j}^{n-1/2} - h_{i,j+1} v_{i,j+1}^{n-1/2} + h_{i,j} v_{i,j}^{n-1/2} \right) \right\} \\
& + \frac{1}{2\Delta y} \left(h_{i+1/2,j+3/2} - h_{i+1/2,j-1/2} \right) \left\{ \right. \\
& \quad \left. \frac{1}{2\Delta x \Delta y} \left(h_{i+1,j+1} u_{i+1,j+1}^{n+1} - h_{i+1,j} u_{i+1,j}^{n+1} - h_{i,j+1} u_{i,j+1}^{n+1} + h_{i,j} u_{i,j}^{n+1} \right) \right. \\
& \quad \left. + h_{i+1,j+1} u_{i+1,j+1}^n - h_{i+1,j} u_{i+1,j}^n - h_{i,j+1} u_{i,j+1}^n + h_{i,j} u_{i,j}^n \right) \\
& + \frac{1}{2\Delta y^2} \left(h_{i+1/2,j+3/2} v_{i+1/2,j+3/2}^{n+1/2} - 2h_{i+1/2,j+1/2} v_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} + h_{i+1/2,j-1/2} v_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} \right. \\
& \quad \left. + h_{i+1/2,j+3/2} v_{i+1/2,j+3/2}^{n-1/2} - 2h_{i+1/2,j+1/2} v_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2} + h_{i+1/2,j-1/2} v_{i+1/2,j-1/2}^{n-1/2} \right) \left. \right\} \\
& - \frac{\Delta t}{2} \left(\alpha_z + \frac{1}{2} \right) h_{i+1/2,j+1/2}^2 \left[\right. \\
& \quad \frac{1}{2\Delta x^3} \left(h_{i+2,j+1/2} u_{i+2,j+1/2}^{n+1} - 3h_{i+1,j+1/2} u_{i+1,j+1/2}^{n+1} \right. \\
& \quad \left. + 3h_{i,j+1/2} u_{i,j+1/2}^{n+1} - h_{i-1,j+1/2} u_{i-1,j+1/2}^{n+1} \right. \\
& \quad \left. + h_{i+2,j+1/2} u_{i+2,j+1/2}^n - 3h_{i+1,j+1/2} u_{i+1,j+1/2}^n \right. \\
& \quad \left. + 3h_{i,j+1/2} u_{i,j+1/2}^n - h_{i-1,j+1/2} u_{i-1,j+1/2}^n \right) \left. \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2\Delta x^2 \Delta y} \left\{ \left(h_{i+3/2,j+1} v_{i+3/2,j+1}^{n+1/2} - 2h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} + h_{i-1/2,j+1} v_{i-1/2,j+1}^{n+1/2} \right) \right. \\
& \quad - \left(h_{i+3/2,j} v_{i+3/2,j}^{n+1/2} - 2h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n+1/2} + h_{i-1/2,j} v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \\
& \quad + \left(h_{i+3/2,j+1} v_{i+3/2,j+1}^{n-1/2} - 2h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} + h_{i-1/2,j+1} v_{i-1/2,j+1}^{n-1/2} \right) \\
& \quad \left. - \left(h_{i+3/2,j} v_{i+3/2,j}^{n-1/2} - 2h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n-1/2} + h_{i-1/2,j} v_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right) \right\} \\
& + \frac{1}{2\Delta x \Delta y^2} \left\{ \left(h_{i+1,j+3/2} u_{i+1,j+3/2}^{n+1} - 2h_{i+1,j+1/2} u_{i+1,j+1/2}^{n+1} + h_{i+1,j-1/2} u_{i+1,j-1/2}^{n+1} \right) \right. \\
& \quad - \left(h_{i,j+3/2} u_{i,j+3/2}^{n+1} - 2h_{i,j+1/2} u_{i,j+1/2}^{n+1} + h_{i,j-1/2} u_{i,j-1/2}^{n+1} \right) \\
& \quad + \left(h_{i+1,j+3/2} u_{i+1,j+3/2}^n - 2h_{i+1,j+1/2} u_{i+1,j+1/2}^n + h_{i+1,j-1/2} u_{i+1,j-1/2}^n \right) \\
& \quad \left. - \left(h_{i,j+3/2} u_{i,j+3/2}^n - 2h_{i,j+1/2} u_{i,j+1/2}^n + h_{i,j-1/2} u_{i,j-1/2}^n \right) \right\} \\
& + \frac{1}{2\Delta y^3} \left(h_{i+1/2,j+2} v_{i+1/2,j+2}^{n+1/2} - 3h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} \right. \\
& \quad + 3h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n+1/2} - h_{i+1/2,j-1} v_{i+1/2,j-1}^{n+1/2} \\
& \quad + h_{i+1/2,j+2} v_{i+1/2,j+2}^{n-1/2} - 3h_{i+1/2,j+1} v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} \\
& \quad \left. + 3h_{i+1/2,j} v_{i+1/2,j}^{n-1/2} - h_{i+1/2,j-1} v_{i+1/2,j-1}^{n-1/2} \right) \quad (5.69)
\end{aligned}$$

次に、時刻 $t = (n + 3/2)\Delta t$ の流速 $v^{n+3/2}$ は、次式に示す $v_{i+1/2,j-1}^{n+3/2}$ 、 $v_{i+1/2,j}^{n+3/2}$ および $v_{i+1/2,j+1}^{n+3/2}$ を未知数とする連立方程式の解として与える。ただし、この連立方程式の係数行列が3重対角行列であるため簡単に解くことが出来る。

$$D_1 v_{i+1/2,j-1}^{n+3/2} + D_2 v_{i+1/2,j}^{n+3/2} + D_3 v_{i+1/2,j+1}^{n+3/2} = D_4 \quad (5.70)$$

$$D_1 = \left\{ \frac{\alpha_z^2 h_{i+1/2,j}^2}{2 \Delta y^2} + \alpha_z \frac{h_{i+1/2,j} h_{i+1/2,j-1}}{\Delta y^2} \right\} \quad (5.71)$$

$$\begin{aligned}
D_2 = & \left\{ 1 - 2 \left(\frac{\alpha_z^2}{2} + \alpha_z \right) \frac{h_{i+1/2,j}^2}{\Delta y^2} + \frac{\varepsilon_{i+1/2,j} \Delta t}{2} \right. \\
& \left. + \frac{\Delta t}{2} \frac{f_w}{(h_{i+1/2,j} + \eta_{i+1/2,j}^{n+1})} \sqrt{u_m^{n+1/2} + v_{i+1/2,j}^{n+1/2}} \right\} \quad (5.72)
\end{aligned}$$

$$D_3 = \left\{ \frac{\alpha_z^2 h_{i+1/2,j}^2}{2 \Delta y^2} + \alpha_z \frac{h_{i+1/2,j} h_{i+1/2,j+1}}{\Delta y^2} \right\} \quad (5.73)$$

$$D_4 = \left\{ \frac{\alpha_z^2 h_{i+1/2,j}^2}{2 \Delta y^2} + \alpha_z \frac{h_{i+1/2,j} h_{i+1/2,j-1}}{\Delta y^2} \right\} v_{i+1/2,j-1}^{n+1/2}$$

$$\begin{aligned}
& + \left\{ 1 - 2 \left(\frac{\alpha_z^2}{2} + \alpha_z \right) \frac{h_{i+1/2,j}^2}{\Delta y^2} - \frac{\varepsilon_{i+1/2,j} \Delta t}{2} \right. \\
& - \frac{\Delta t}{2} \frac{f_w}{(h_{i+1/2,j} + \eta_{i+1/2,j}^{n+1})} \sqrt{u_m^{n+1/2} + v_{i+1/2,j}^{n+1/2}} \left. \right\} v_{i+1/2,j}^{n+1/2} \\
& + \left\{ \frac{\alpha_z^2}{2} \frac{h_{i+1/2,j}^2}{\Delta y^2} + \alpha_z \frac{h_{i+1/2,j} h_{i+1/2,j+1}}{\Delta y^2} \right\} v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} \\
& - \frac{g \Delta t}{2 \Delta y} \left(\eta_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} - \eta_{i+1/2,j-1/2}^{n+1} + \eta_{i+1/2,j+1/2}^n - \eta_{i+1/2,j-1/2}^n \right) \\
& - \frac{\Delta t}{4 \Delta x} \left\{ u_m^{n+1} \left(v_{i+3/2,j}^{n+1/2} - v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \right. \\
& \quad - A \left| u_m^{n+1} \right| \left(v_{i+3/2,j}^{n+1/2} - 2v_{i+1/2,j}^{n+1/2} + v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \\
& \quad + u_m^n \left(v_{i+3/2,j}^{n+1/2} - v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \\
& \quad \left. - A \left| u_m^n \right| \left(v_{i+3/2,j}^{n+1/2} - 2v_{i+1/2,j}^{n+1/2} + v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \right\} \\
& - \frac{\Delta t}{4 \Delta y} \left\{ v_{i+1/2,j}^{n+1/2} \left(v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} - v_{i+1/2,j-1}^{n+1/2} \right) \right. \\
& \quad - A \left| v_{i+1/2,j}^{n+1/2} \right| \left(v_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} - 2v_{i+1/2,j}^{n+1/2} + v_{i+1/2,j-1}^{n+1/2} \right) \\
& \quad + v_{i+1/2,j}^{n-1/2} \left(v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} - v_{i+1/2,j-1}^{n-1/2} \right) \\
& \quad \left. - A \left| v_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right| \left(v_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} - 2v_{i+1/2,j}^{n-1/2} + v_{i+1/2,j-1}^{n-1/2} \right) \right\} \\
& - \frac{\alpha_z^2}{2} \frac{h_{i+1/2,j}^2}{\Delta x \Delta y} \left\{ \left(u_{i+1,j+1/2}^{n+1} - u_{i+1,j-1/2}^{n+1} - u_{i,j+1/2}^{n+1} + u_{i,j-1/2}^{n+1} \right) \right. \\
& \quad \left. - \left(u_{i+1,j+1/2}^n - u_{i+1,j-1/2}^n - u_{i,j+1/2}^n + u_{i,j-1/2}^n \right) \right\} \\
& - \alpha_z \frac{h_{i+1/2,j}}{\Delta x \Delta y} \left\{ \left(h_{i+1,j+1/2} u_{i+1,j+1/2}^{n+1} - h_{i+1,j-1/2} u_{i+1,j-1/2}^{n+1} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - h_{i,j+1/2} u_{i,j+1/2}^{n+1} + h_{i,j-1/2} u_{i,j-1/2}^{n+1} \right) \right. \\
& \quad - \left(h_{i+1,j+1/2} u_{i+1,j+1/2}^n - h_{i+1,j-1/2} u_{i+1,j-1/2}^n \right. \\
& \quad \left. \left. - h_{i,j+1/2} u_{i,j+1/2}^n + h_{i,j-1/2} u_{i,j-1/2}^n \right) \right\} \tag{5.74}
\end{aligned}$$

$u_{xxx}|_{1/2,j+1/2}$ の差分式 入射境界 ($i=0$) の直前における水位変動 $\eta_{1/2,j+1/2}$ を計算する場合, x に関する3階の空間微分項は式 (5.55) からわかるように計算が行えない. そこで, 本数値計算モデ

ルでは, $u_{xxx}|_{1/2,j+1/2}$ を以下に示す式で置き換えて与えている.

$$u_{xxx}|_{1/2,j+1/2} = \frac{u_{2,j+1/2} - 2u_{1,j+1/2} + u_{0,j+1/2} - \Delta x^2 u_{xx}|_{0,j+1/2}}{\Delta x^3} \quad (5.75)$$

2.5 差分間隔の設定

数値計算を行うにあたっては, 格子間隔 Δx , Δy を波長に対して十分に小さく取らないと計算精度を維持することが難しい. しかし浅海域での波の計算では, 特に汀線付近で波長が小さくなり, そこでの波長に対応できるように計算領域全体の格子間隔を定めると, 全体の格子点数は膨大なものとなる. また平面的な波浪場を解析の対象とする場合, 場所ごとの波長に応じて格子間隔を変化させることは非常に複雑な計算モデルになる. そこで, 本数値計算モデルに含まれる変数の変化特性が空間的および時間的に緩やかであることから, 空間的・時間的に一定であると仮定し, 平面格子点間および時間ステップに対して変化を一定と仮定した次式を便宜的に適用した.

$$x_j = x_0 + j\Delta x \quad j = 0, 1, \dots, J \quad (5.76)$$

$$y_l = y_0 + l\Delta y \quad l = 0, 1, \dots, L \quad (5.77)$$

$$t_n = t_0 + n\Delta t \quad n = 0, 1, \dots, N \quad (5.78)$$

ここに, Δx , Δy および Δt は, それぞれ x 方向および y 方向の空間格子間隔, 時間格子間隔を示す. 次に, Δx , Δy および Δt の設定に関しては, 次式で示す一様水深における線形のブジネスク方程式に対して von Neumann の安定性解析を導入して検討することとした.

$$\eta_t + hu_x + hv_y + \left(\frac{1}{2}\alpha_z^2 + \alpha_z + \frac{1}{3}\right)h^3(u_{xxx} + v_{xxy} + u_{xyy} + v_{yyy}) = 0 \quad (5.79)$$

$$u_t + g\eta_x + \left(\frac{1}{2}\alpha_z^2 + \alpha_z\right)h^2(u_{xxt} + v_{xyt}) = 0 \quad (5.80)$$

$$v_t + g\eta_y + \left(\frac{1}{2}\alpha_z^2 + \alpha_z\right)h^2(u_{xyt} + v_{yyt}) = 0 \quad (5.81)$$

ここに, g は重力加速度, h は水深である.

また, η^n , u^n および v^n に関する 2次元空間の固有モードは, 以下のように表される.

$$\begin{bmatrix} \eta^n \\ u^n \\ v^n \end{bmatrix} = \xi^n e^{ik_x j \Delta x} e^{ik_y l \Delta y} \begin{bmatrix} \eta^0 \\ u^0 \\ v^0 \end{bmatrix} \quad (5.82)$$

ここに、 $i = \sqrt{-1}$ 、 k_x および k_y はそれぞれ x および y 方向の波数成分であり、 ξ は増幅率と呼ばれ上式中の変数値が時間を1ステップ進めたときにどれだけ拡大されるかを示すものである。

なお、式(5.79)～式(5.81)の差分表示にあたっては、空間項に対して中央差分を適用し、時間項に対して1次前進差分を用いているがLax法により若干の変更を行っている。Lax法とは、時間微分項の既知量に対し、その平均値で置き換えるものである。例えば、式(5.79)の η_t に対し1次前進差分を用いると次式のようなになる。

$$\eta_t = \frac{\eta_{j,l}^{n+1} - \eta_{j,l}^n}{\Delta t} \quad (5.83)$$

この式における既知量 $\eta_{j,l}^n$ に対して、次に示すように平均値で置き換える。

$$\eta_{j,l}^n \rightarrow \frac{1}{4} (\eta_{j+1,l}^n + \eta_{j-1,l}^n + \eta_{j,l+1}^n + \eta_{j,l-1}^n) \quad (5.84)$$

また、 u_t および v_t についても同様にLax法を用いる。以上のことから、式(5.82)を式(5.79)～式(5.81)の差分表示式に代入し、 $\Delta x = \Delta y$ として展開すると以下のようなになる。

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta^0 \\ u^0 \\ v^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.85)$$

ここに、行列の各成分は以下のように表される。

$$\begin{aligned} A_{11} &= \xi - \cos k\Delta x \\ A_{12} = A_{13} &= i \frac{h\Delta t}{\Delta x} \sin k\Delta x \left\{ 1 - 4 \left(\frac{1}{2} \alpha_z^2 + \alpha_z + \frac{1}{3} \right) \frac{h^2}{\Delta x^2} (1 - \cos k\Delta x) \right\} \\ A_{21} = A_{31} &= i \frac{g\Delta t}{\Delta x} \sin k\Delta x \\ A_{22} = A_{33} &= (\xi - \cos k\Delta x) \left\{ 1 - 2 \left(\frac{1}{2} \alpha_z^2 + \alpha_z \right) \frac{h^2}{\Delta x^2} (1 - \cos k\Delta x) \right\} \\ A_{23} = A_{32} &= -(\xi - \cos k\Delta x) \left(\frac{1}{2} \alpha_z^2 + \alpha_z \right) \frac{h^2}{\Delta x^2} \sin^2 k\Delta x \end{aligned}$$

上式が解を持つのは、左辺の係数行列式がゼロとなるときだけである。そこで、係数行列式を

ゼロとして ξ について整理すると、次式が得られる。

$$\xi = \cos k\Delta x \pm i \sqrt{\frac{2\frac{gh\Delta t^2}{\Delta x^2} \sin^2 k\Delta x \left[1 - 4 \left(\frac{1}{2}\alpha_z^2 + \alpha_z + \frac{1}{3} \right) \frac{h^2}{\Delta x^2} (1 - \cos k\Delta x) \right]}{1 - \frac{2\alpha_z h^2}{\Delta x^2} (1 - \cos k\Delta x) - \frac{\alpha_z h^2}{\Delta x^2} (1 - \cos k\Delta x) (1 + \cos k\Delta x)}} \quad (5.86)$$

従って、数値計算に対する安定性の条件は、von Neumannの安定性解析より $|\xi|^2 \leq 1$ によって与えられ、次式に示す関係式が得られる。

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{2}\sqrt{gh}} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{1}{2}\alpha_z^2 + \alpha_z \right) \frac{h^2}{\Delta x^2} (1 - \cos k\Delta x) (3 + \cos k\Delta x)}{1 - 4 \left(\frac{1}{2}\alpha_z^2 + \alpha_z + \frac{1}{3} \right) \frac{h^2}{\Delta x^2} (1 - \cos k\Delta x)}} \quad (5.87)$$

なお参考として、式(5.79)～式(5.81)において分散項を無視したときの安定条件は2次元のCourant条件となり、その条件式は次式で与えられる。

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{2}C_{max}} \quad (5.88)$$

ここに、 C_{max} は計算領域内の最大水深における波速を表す。

本数値計算モデルでは、式(5.87)を適用して空間格子間隔および時間格子間隔を設定しているが、時間格子間隔 Δt については設定条件内において入射波の周期 T の整数分の1となるように選択している。

第3節 波浪場の数値シミュレーション

ここでは、図5-1に示した造波水槽を対象に、島堤堤頭部周辺の波浪場の数値シミュレーションを行う。数値計算時の水深は30cmである。ここで対象とした島堤モデルは、図5-1に示したように傾斜マウンド上に小判型の直立部を設置したものである。その大きさは、主幹部長2.5m、堤頭部の直径2.06m、直立部の堤体幅1.07m、マウンドの高さ0.24m、マウンドの法面勾配は1:2である。数値計算における空間格子間隔 Δx と時間格子間隔 Δt は、それぞれ0.054mと0.022sとした。

図5-4および図5-5は、一方向波浪場における堤頭部周辺の水位変動の空間波形と流速ベクトル分布を示したものである。入射波浪条件は周期 $T=1.4s$ 、入射波高 $H_{m0}=6cm$ 、主波向き $\alpha=0^\circ, -15^\circ$ の規則波である。

直角入射($\alpha=0^\circ$)の条件である図5-4の水位変動の空間波形図において、本数値計算モデルが両堤頭部からの波の回折現象および堤体と造波板間の反射域を再現していることが認められる。ま

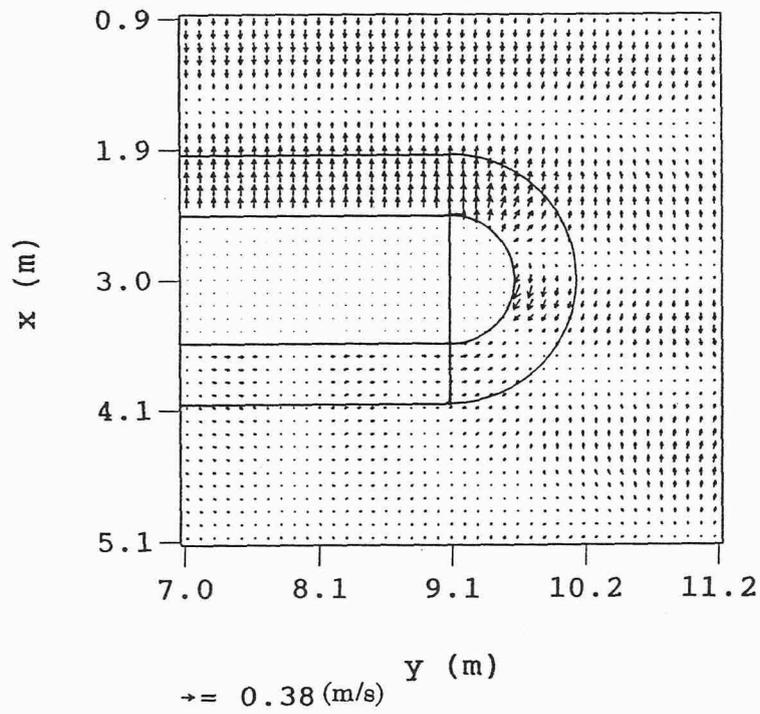
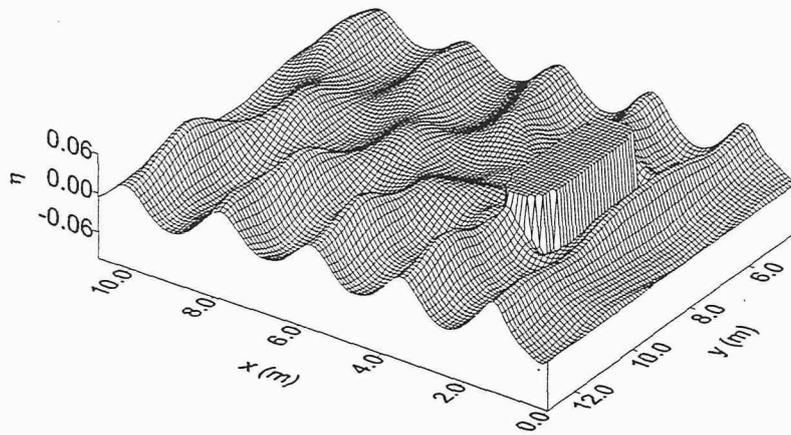


図 5-4 一方向波浪場における水位変動の空間波形および流速ベクトル分布 (直角入射の場合)

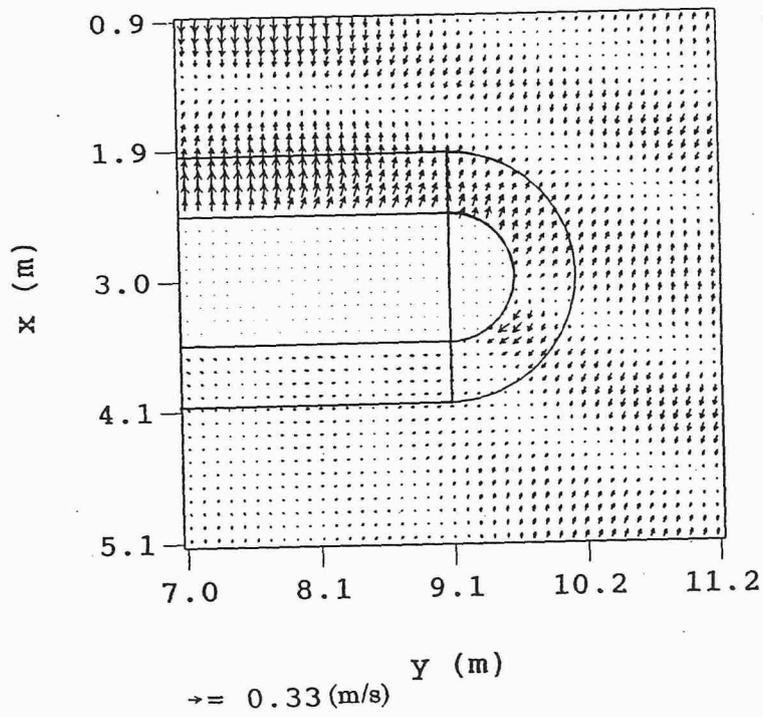
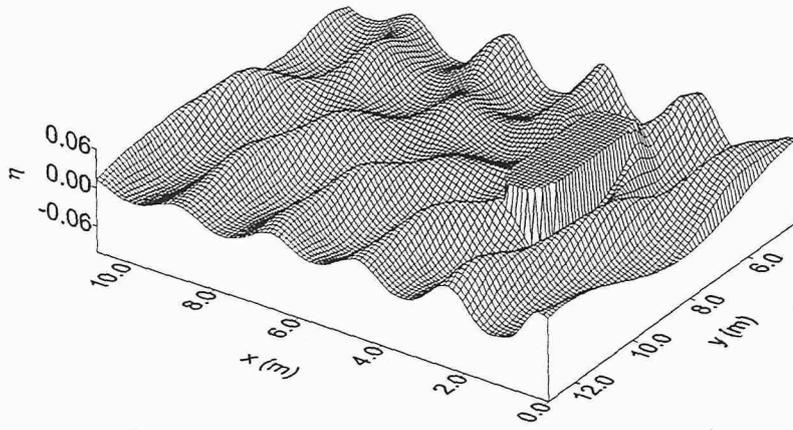


図 5-5 一方向波浪場における水位変動の空間波形および流速ベクトル分布 (斜め入射の場合)

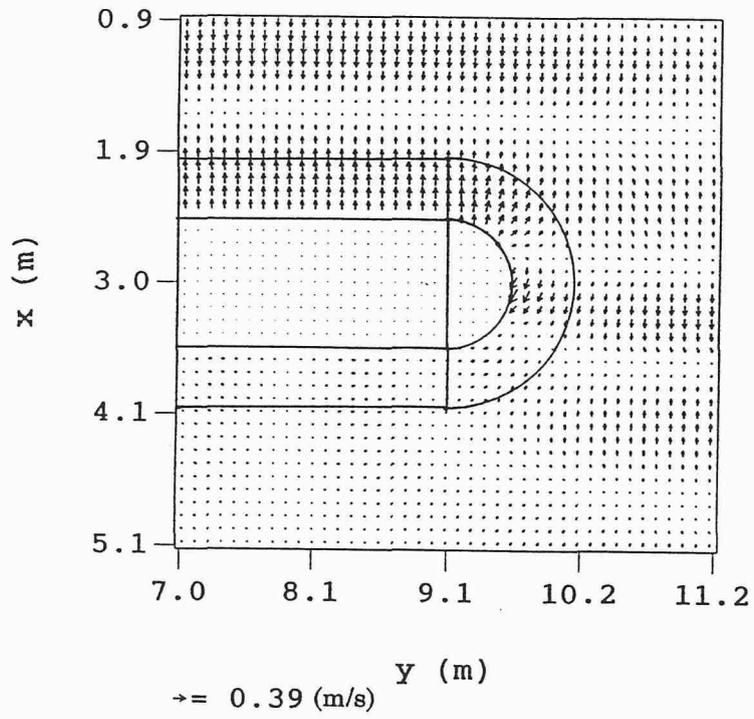
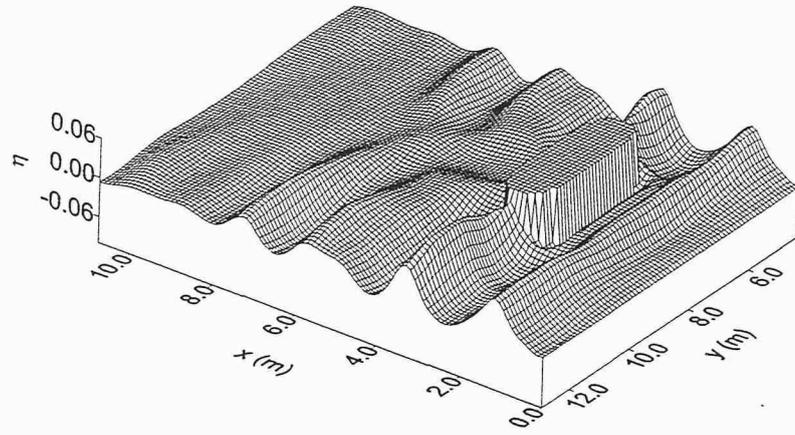


図 5-6 一方向不規則波浪場における水位変動の空間波形および流速ベクトル分布

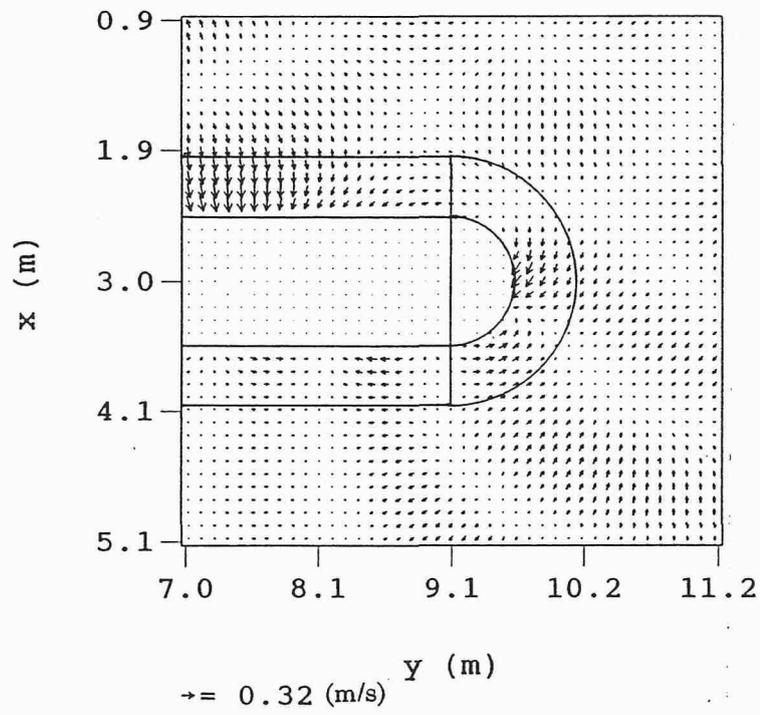
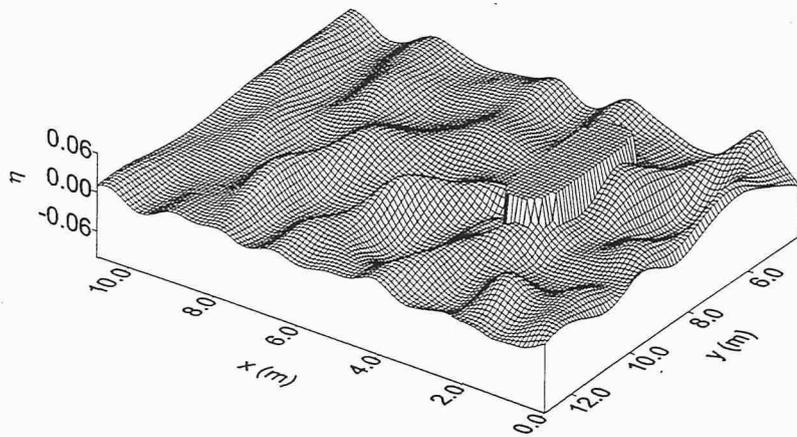


図 5-7 多方向不規則波浪場における水位変動の空間波形および流速ベクトル分布

た、堤体背後における遮蔽効果が再現されていることも確認できる。斜め入射の条件 ($\alpha = -15^\circ$) である図 5-5において、堤体前面の反射域の変動および堤頭部背面部での水位の上昇が確認できる。

図 5-4および図 5-5の流速ベクトル分布図において、堤体前面で反射域が再現できており、堤頭部前面部では堤体斜面に沿って波が屈折していることが確認できる。堤頭部中央部付近の斜面上で大きな流速が認められる。

次に、図 5-6および図 5-7は、直角入射 ($\alpha = 0^\circ$) の条件である一方向および多方向不規則波浪場における堤頭部周辺の水位変動の空間波形および流速ベクトル分布を示したものである。入射波浪条件は、周波数スペクトルが JONSWAP 型 (有義波高 $H_{m0} = 6\text{cm}$, ピーク周期 $T_p = 1.4\text{s}$, $\gamma = 3.3$), 方向分布関数が光易型 ($S_{max} = 5$) の条件である。

図 5-6に示す一方向不規則波浪場において、流速ベクトル分布図は一方向波浪場の場合と同程度の流速が堤頭部中央部の斜面上で発生していることが確認できる。この大きな流速は、被災実験で観察された堤頭部中央部から背面部へ回り込む強い流れを表現しており、一方向不規則波浪場における堤頭部中央部から背面部の被災と関連していることが数値計算上からも指摘できる。

図 5-7に示す多方向不規則波浪場では、堤頭部中央部において水位変動が一方向不規則波浪場の場合よりも小さいにもかかわらず、流速ベクトル分布図において一方向不規則波浪場の場合とほぼ同程度の流速が発生していることが確認できる。この流速は波の方向分散性の影響により堤頭部の方へ向かっているものと推測される。従って、この堤頭部へ向かう流速が多方向不規則波浪場における堤頭部での局所的な被災と関連していることが指摘できる。

第 4 節 結語

本章では、多方向不規則波浪場における被覆捨石の安定性に及ぼす堤体斜面上の波浪変形および波の方向分散性の影響について定量的に明らかにするために、ブジネスク理論を用いて島堤堤頭部上の被災と波浪流体場の関連性について数値計算より検討した。ここで得られた結果は以下のものである。

1. 島堤堤頭部の斜面上における波浪変形を数値計算により再現するため、Nwogu が提案した新しい修正ブジネスク方程式の誘導を行った。堤体斜面上の波浪場に関して数値計算モデルを開発するにあたり、境界条件の設定および差分手法について述べた。
2. 多方向不規則波浪場を対象とした平面 2 次元の数値計算モデルを完成させた。堤頭部周辺の波浪場の数値シミュレーションを行った結果、水位変動の空間波形図より堤体前面での反射域、両堤頭部からの回折現象、堤頭部前面部の斜面における屈折現象および堤体による遮蔽効果が再現されていることが確認できた。また、一方向不規則波浪場における流速ベクトル

ル分布図において、堤頭部中央部付近で堤頭部背後へ回り込む強い流れが表現できており、この流速が一方向不規則波浪場における静水面付近での帯状の被災パターンと関連しているものと思われる。多方向不規則波浪場では、波の方向分散性の影響と思われる堤頭部へ向かう流速が発生しており、この流速が多方向不規則波浪場における堤頭部でのスポット状の被災パターンと関連しているものと推測できる。

参考文献

- 1) Peregrine, D.H. : Long waves on a beach, J. Fluid Mech., 27(4), pp.815-827,1967.
- 2) Madsen, P.E., O.R.Sorensen : A new form of Boussinesq equations with improved linear
- 3) Nwogu, O. : Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, Vol.119, No.6., pp.618-638,1993.
- 4) Eric Cruz, 横木裕宗, 磯部雅彦, 渡辺 晃 : 非線形波動方程式に対する無反射境界条件について, 海岸工学論文集, 第40巻, pp.46-50, 1993.
- 5) 平石哲也, 上原 功, 鈴木康正 : ブジネスク方程式を用いた波浪変形計算法の適用性, 港湾技研資料, No.814, pp.1-22, 1995.
- 6) 土木学会 : 波・構造物・地盤の調査・設計手法 調査・研究 報告書, 土木学会海岸工学委員会研究状況レビュー小委員会, pp.221-229, 1993.
- 7) 保原 充, 大宮司久明 : 数値流体力学－基礎と応用, 東京大学出版会, pp.15-40.
- 8) 土木学会 : 風工学における流れの数値計算シミュレーション法入門, pp.16-64.

第 6 章 結論

本研究は、多方向不規則波浪場における被覆捨石の安定性について、まず多方向および一方向不規則波浪場における堤体上の被災状況の違いを明確にし、被災の発生要因となる堤体上で発生する局所的な水理現象に関して数値計算的および実験的考察を行い、堤体上の波浪流体場の運動学的特性と被覆捨石の初期移動との関連性について検討する。以上のことから、波の方向分散性の影響および入射波浪条件を考慮した防波堤の安定性に関する評価方法の確立を最終的な目標とした。本研究によって得られた主要な結果を要約すると以下のものである。

第 1 章では、本研究を行うにあたっての社会的背景について述べ、従来の防波堤の設計に関する研究について述べた。さらに、それらの研究における問題点を指摘し、本研究の目的を明確にすると共にその目的を達成するための概略を紹介した。

第 2 章では、多方向および一方向不規則波浪場、ならびにそれぞれの主波向きを変化させた入射波浪条件下での堤体の被災に関する系統的な比較実験を行い、防波堤の安定性を検討する際に多方向不規則波浪場および入射波浪条件を考慮する必要性について述べた。

波の方向分散性の影響による堤体上の被災パターンの違いを明確にするため、同一入射波浪条件下で被災実験を繰り返し行った結果、多方向不規則波浪場での被災パターンが堤頭部中央部および背面部においてスポット状になっているのに対し、一方向不規則波浪場では堤頭部前面部から中央部にかけて静水面付近で帯状の被災パターンとなっているのが確認できた。

次に、堤頭部上の被災量に対する波の方向分散性の影響に関して、実験時において観察された波浪流体場の特徴から検討を行った。堤頭部前面部では多方向および一方向不規則波浪場とも斜面上の共振現象により被災量が飛躍的に上がることが確認された。多方向不規則波浪場での被災量は堤頭部中央部において局所的に観察された水位の上昇に伴う強い流れにより一方向不規則波浪場よりも大きくなることかが認められた。一方向不規則波浪場では流れの発生位置およびその流れの突っ込む位置がほぼ一定であることから堤頭部背後に回り込む流れにより堤頭部背面部において増大することが認められた。また、堤頭部上の被災状況と主波向きに関して検討したところ、主波向きの変化によって被災位置が多方向および一方向不規則波浪場とも堤頭部背面部にシフトすることが確認された。斜め入射の条件における被災量は、堤頭部背面部において多方向および一方向不規則波浪場とも直角入射の場合よりも増大することがわかった。

堤頭部における初期被災位置と最終破壊に至るまでの被災位置の対応性は、作用波高の増大に伴って堤体上の被災領域が広がっていることもしくは被災量が増大していることから、多方向および一方向不規則波浪場共によく認められた。

以上のことから、堤頭部における被覆捨石の安定性について検討する際、波の方向分散性の影響および入射波浪条件を考慮する必要性が明らかになった。また、作用波高の増大に伴う被災のメカニズムと堤頭部上の波浪流体場との関連性が認められた。

主幹部における被災特性について検討した結果、直角入射条件における一方向不規則波浪場の被災量は多方向不規則波浪場の場合よりも増大するが、斜め入射の場合は全体的に被災量が減少したためあまり違いが見られなかった。波の方向分散性の影響としては、多方向不規則波浪場では堤頭部に近いところでは被災量が増大しているもののそれ以外の所では一方向不規則波浪場より減少していた。以上のことから、波の方向分散性および主波向きを考慮した場合は被災量が低減することが確認できた。従って、主幹部における被覆捨石の安定性を検討する際、直角入射における一方向不規則波浪場の被災結果から考慮すると過剰設計になる可能性が高くなることが明らかになった。

第3章では、島堤堤頭部周辺における被覆捨石の安定性に及ぼす反射、回折波および波の方向分散性の影響を明らかにするため、線形回折波理論を用いた堤頭部周辺の波浪流体場に関する数値計算より堤体の被災と流速場の関係について検討した。

まず、線形回折波理論を用いた数値計算モデルを完成させ、さらに多方向不規則波浪場における波浪流体場の数値シミュレーションが行えるよう改良した。次に、数値計算モデルの妥当性について、規則波を用いた実験より得られた堤頭部周辺の運動学的諸量と計算結果を比較検討した。その結果、堤頭部背面部へ回り込む波の回折現象を良く再現していることから、堤頭部周辺の波浪流体場に対する数値計算モデルの妥当性が認められた。

従って、一方向波浪場および多方向不規則波浪場における島堤堤頭部周辺の波浪流体場の数値シミュレーションを行った。一方向波浪場において、堤頭部中央部および背面部での被災事例と関連づけられる大きな流速が認められた。多方向不規則波浪場における堤頭部周辺での波の回折現象および堤体前面での反射域を再現していることが確認できた。さらに、多方向不規則波浪場における卓越流速ベクトル分布図では、堤頭部中央部での流速が主幹部前面の流速と同程度の大きさになることが確認できた。以上のことから、一方向波浪場では堤頭部中央部および背面部で、多方向不規則波浪場では堤頭部中央部で発生する流速が堤体の被災と関連しているものと推測できる。

第4章では、被覆捨石の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響を明らかにするため、堤体上およびその近傍における波浪場の計測実験結果から波浪流体場の空間的な運動特性について検討を行った。さらに、多方向および一方向不規則波浪場における堤体上の流速場の空間特性と被覆捨石の空間的な初期移動との関連性について検討した。

堤体周辺における有義波高の空間的な変化に及ぼす波の方向分散性の影響について検討したところ、被覆捨石の安定性に及ぼす波高の影響はほとんど認められなかった。そのため、波の方向分散性の影響について堤体上の流速場より検討を行った。堤体上の流速場の計測結果より、多方向不規則波浪場では堤頭部へ向かう流速が一方向不規則波浪場の数倍になることが明らかになった。さらに、多方向不規則波浪場では堤頭部前面部から中央部にかけて作用合成流速の空間変化に顕著な変動が見られなかったにもかかわらず、堤頭部上の作用合成流速の空間的な相関係数が堤頭部前面部付近から減少していた。以上のことから、多方向不規則波浪場では波の方向分散性の影響に伴って堤頭部全域に対して波が直撃していると指摘できる。一方向不規則波浪場では、その相関係数が堤頭部中央部まで余り変化していないことから堤頭部前面部で形成された流れが背面部へ回り込む流速場であると指摘できる。

次に、堤体上の作用合成流速の方向特性に及ぼす波の方向分散性の影響について堤体の被災要因と関連づけて検討したところ、主幹部前面および堤頭部前面部での被災は、多方向および一方向不規則波共に堤体斜面上の共振現象による直接的な来襲波によるものであり、堤頭部中央部から背面部における被災については、多方向不規則波の場合は堤頭部前面部で波浪の回折、屈折および波の方向分散性の影響に伴う直接的な来襲波の相互干渉の結果として生じる堤頭部中央部での down-rush と堤頭部後方へ回り込む流れに起因するものであり、一方向不規則波の場合には堤頭部前面部に直接来襲した波浪の回折と屈折によって形成される流れの堤頭部後方への回り込み現象によるものと推察できる。

被覆捨石の安定性に及ぼす波の方向分散性の影響について、堤体上の作用合成流速の実験結果と被覆捨石の移動を関連づけた検討を行うため、作用合成流速の方向変化に伴う堤体の斜面勾配の変化を考慮した被覆捨石の移動限界流速に関する算定式を誘導した。その算定式と堤体上の詳細な流速計測結果を用いて、空間的な被覆捨石の初期移動の発生に関する検討を行った。その結果、堤頭部上における被覆捨石の初期移動に及ぼす波の方向分散性の影響としては、堤頭部中央部において局所的に捨石の初期移動が発生する可能性が高いことが明らかになった。高波浪時における波の経時変化を考慮して堤頭部上の被災を考察すると、被覆捨石の安定限界波高程度の波浪により局所的な初期被災が発生し、それ以上の高波の来襲に伴ってその初期被災がトリガーとなって堤体全体の破壊に至る可能性が高いことが推測できる。また、主幹部における被覆捨石の初期移動の発生に関する検討を行ったところ、全体的に多方向不規則波の場合は波の方向分散性の影響により被覆捨石の移動の可能性が一方向不規則波の場合に比べて低減することがわかった。主波向きの変化を考慮した場合においても、被覆捨石の初期移動の可能性が直角入射の場合に比べてかなり低減することが確認できた。以上のことから、主幹部における被覆捨石の安定性を直

角入射の条件における一方向不規則波浪場より考慮したのでは、過剰設計となる可能性が高くなることが明らかになった。

堤体上の初期移動の発生領域と被災実験における初期被災分布パターンを比較することで、被覆捨石の移動限界流速の算定式は定性的に実験結果を評価していることが確認できた。

被覆捨石の安定性について堤体上の作用合成流速の大きさより検討を行った。多方向不規則波浪場では、堤頭部中央部において波の直接作用により局所的に被覆捨石の移動限界流速の3倍程度の流速が発生する可能性がある。一方向不規則波浪場では、堤頭部中央部まで空間的に大きな変動を示さないが、堤頭部上の流れの発生位置およびその流れの突っ込む位置がほぼ一定であることから堤頭部背面部において移動限界流速の2.5倍程度の流速が発生するものと思われる。以上のことから、多方向不規則波浪場における堤頭部中央部の被覆捨石の安定重量に関しては、波の方向分散性の影響を特に考慮する必要があると結論付けられる。一方、波の方向分散性が小さい一方向不規則波浪場を対象とする堤頭部の被覆捨石の安定性に関しては、堤頭部背面部における被覆捨石の安定重量を特に割増す必要があることが明らかになった。

第5章では、多方向不規則波浪場における島堤堤頭部の斜面上の波浪変形および波の方向分散性の影響について定量的に明らかにするためブジネスク理論を用いた数値計算を行い、島堤堤頭部上の被災と波浪流体場の関連性について検討した。

ブジネスク理論を適用した平面2次元の数値計算モデルを完成させた。一方向および多方向不規則波浪場を対象とした数値シミュレーションを行った結果、堤体前面での反射域、両堤頭部からの回折現象、堤頭部前面部の斜面における屈折現象および堤体による遮蔽効果が再現されていることが確認できた。一方向不規則波浪場における流速ベクトル分布図において、堤頭部中央部付近で堤頭部背後へ回り込む強い流れが表現できており、この流速が一方向不規則波浪場における静水面付近での帯状の被災パターンと関連しているものと指摘できる。また、多方向不規則波浪場では堤頭部中央部において水位変動が一方向不規則波浪場の場合よりも小さいにもかかわらず、一方向不規則波浪場の場合とほぼ同程度の流速が堤頭部へ向かって発生していることが確認できた。この流速が多方向不規則波浪場における堤頭部でのスポット状の被災パターンと関連しているものと推測できる。

以上、本研究より得られた結果を述べた。なお残された問題としては、ブジネスク理論を用いた数値計算モデルにおける構造物等の任意反射境界の導入、島堤モデルの汀線付近における碎波変形を再現できるように改良すること、数値計算モデルと被覆捨石の移動に関する算定式を組み合わせることにより多方向不規則波浪場における被覆捨石の安定重量に関して明らかにすることである。

謝 辞

本研究を行うにあたり，学生時代より終始熱心にかつ適切な御指導を賜り，本研究を行う貴重な機会を与えてくださった鳥取大学工学部 木村 晃教授に甚大なる謝意を表します。

鳥取大学工学部 松見吉晴助教授には，海岸工学の研究を通して適切な御指導と温かい激励を賜り，終始本研究を支えて頂きましたことに深く感謝の意を表します。

鳥取大学工学部 太田隆夫助手には，公私にわたり温かい励ましのお言葉を賜り，途中何度も相談に乗って頂きましたことに深く感謝致します。

本研究における数値計算，水理実験等に御協力を頂きました当時の鳥取大学大学院生の家村健吾氏に深くお礼申し上げます。

最後に本論文作成に際し，御協力を得た鳥取大学工学部社会開発システム工学科海洋開発工学研究室の諸氏にお礼申し上げます。