

河川洪水流と浅海域砕波の内部機構および波浪による海底地盤の不安定領域に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/2297/30576

河川洪水流と浅海域碎波の内部機構および
波浪による海底地盤の不安定領域に関する研究

平成9年1月

廣 部 英 一

博 士 論 文

河川洪水流と浅海域砕波の内部機構および
波浪による海底地盤の不安定領域に関する研究

金沢大学大学院自然科学研究科
地球環境科学専攻
環境創成講座

学 籍 番 号 95-2304
氏 名 廣部英一
主任指導教官名 石田 啓

目 次

第1章 序 論	1
第I編 外水河川と内水都市河川における洪水流の内部機構に関する研究	
第2章 外水河川における洪水流の内部機構	5
2.1 緒 言	5
2.2 エネルギー方程式および運動量方程式を用いた外水河川の洪水計算法	6
2.2.1 不定流の基礎方程式	6
2.2.2 基礎方程式の離散化法	7
(1) 連続方程式への適用	8
(2) エネルギー方程式への適用	8
(3) 運動量方程式への適用	9
2.2.3 分合流部の計算方法	9
2.2.4 断面諸量の算定方法	11
(1) 水面幅の算定方法	11
(2) 流水断面積および通水能の算定方法	11
(3) 流水断面積の重心の算定方法	12
2.2.5 初期条件と境界条件および計算の安定性	12
2.3 外水河川九頭竜川の洪水特性	13
2.3.1 福井平野における外水河川と内水河川の水害特性	13
(1) 海水面の低下と九頭竜川河道の形成	13
(2) 外水河川に囲まれた福井市街地の洪水特性	13
(3) 九頭竜川の災害類型	14
2.3.2 九頭竜川中下流部の河道状況	15
2.3.3 九頭竜川の水理・水文資料	16
(1) 平面図と横断面図	16
(2) 水位観測記録と流量観測記録	16
2.4 洪水計算法の九頭竜川への適用	18
2.4.1 粗度係数の検討および実測記録との対応	18
(1) 粗度係数検討のための資料	18
(2) 従来の検討結果	18
(3) 粗度係数の試算方法	18
(4) 実測記録との対応	19
2.4.2 洪水時の流況の再現	21
(1) 昭和56年7月洪水時の流況	21
(2) 昭和58年7月洪水時の流況	22
2.4.3 基準地点における洪水時の水位流量曲線	22
(1) 昭和56年7月洪水時の水位流量曲線	22
(2) 昭和58年7月洪水時の水位流量曲線	24
2.4.4 流下能力の検討	24
(1) 現河道の洪水時の流下能力	24
(2) 河道改修後の流下能力	26
2.5 結 語	27

第3章 内水都市河川における洪水流の内部機構	29
3.1 緒言	29
3.2 分布貯留型モデルと不定流モデルを用いた内水都市河川の洪水計算法	29
3.2.1 降雨分布および有効降雨モデル	29
(1) 降雨分布	29
(2) 有効降雨モデル	29
3.2.2 流域の分布貯留型モデル	30
(1) 基礎方程式	30
(2) 数値計算法	31
3.2.3 河道の不定流モデル	31
(1) 基礎方程式	31
(2) 数値計算法	32
(3) 初期条件と境界条件および計算の安定性	32
(4) 水門操作の導入方法	33
(5) 複断面河道としての取り扱い	33
3.3 内水都市河川底喰川の洪水特性	34
3.3.1 底喰川流域	34
(1) 流域の概要	34
(2) 流域の都市化の進展	34
(3) 流域の土地利用状況	35
3.3.2 底喰川の水文資料	35
(1) 河道状況	35
(2) 流域の排水系統	36
(3) 小流域への分割	37
(4) 対象降雨, 有効雨量の分離および流入分担率	37
(5) 内水位, 外水位およびポンプ排水量	37
(6) 不浸透面積率	38
3.4 洪水計算法の底喰川への適用	39
3.4.1 洪水流出機構の現況再現	39
3.4.2 都市化による流出機構の変化の推定	40
3.4.3 洪水流出量の抑制案の検討	41
(1) 現地貯留による流出量抑制案	41
(2) ポンプ増設による内水排除強化案	41
(3) 下水雨水の直接排水案	42
(4) 調整池によるピーク流量の越流導水案	43
3.5 結語	43

第II編 海岸浅海域における砕波の内部機構に関する研究

第4章 浅海域における砕波波形の内部機構	47
4.1 緒言	47
4.2 砕波帯底面近傍における水粒子速度の周波数応答関数の適用	48
4.2.1 造波水槽実験	48
(1) 実験装置	48
(2) 造波条件	49
(3) 測定位置と測定方法	49
4.2.2 解析方法	50
(1) 線形フィルター法	50
(2) 有限フーリエ級数近似	51

4.2.3 解析結果	52
(1) 時間変化の検討	52
(2) 周波数応答関数の検討	58
4.3 砕波帯における線形フィルター法の適用	64
4.3.1 造波水槽実験	64
(1) 実験装置	64
(2) 造波条件	64
(3) 測定位置と測定方法	65
4.3.2 線形フィルター法による解析方法	65
(1) 線形フィルター法	65
(2) 周波数応答関数の理論値の補正	66
4.3.3 解析結果	67
(1) 水面変動と水粒子速度の時間変化	67
(2) 水粒子速度の最大値の分布	70
(3) 平均流速の分布	70
4.4 砕波波形に対する流れ関数法の適用	73
4.4.1 非線形水面波の基礎方程式と境界条件	73
4.4.2 流れ関数法による非線形水面波の数値計算法	74
(1) 流れ関数法	74
(2) 浅水変形の計算に追加される条件	75
(3) 数値計算法	75
4.4.3 造波水槽実験	76
(1) 実験装置	76
(2) 造波条件	76
(3) 測定位置と測定方法	76
4.4.4 解析結果	77
(1) 浅水変形による波形変化	77
(2) 波高, 波峰, 波谷および波速の変化	78
(3) 流れ関数による計算値と微小振幅波による理論値との比較	79
4.5 結語	81

第5章 浅海域における砕波流速の内部機構	84
5.1 緒言	84
5.2 画像処理による砕波時の気泡混入領域の流速場の測定	85
5.2.1 2値化パターン相関法による画像解析法	85
(1) 流速場の画像解析法	85
(2) 2値化パターン相関法の原理	86
5.2.2 実験装置および画像処理システム	87
(1) 実験装置	87
(2) 画像処理システム	88
5.2.3 解析結果	89
5.3 離散渦法による砂漣上の流況の数値シミュレーション	92
5.3.1 解析方法	92
(1) 砂漣表面への渦点分布法	92
(2) 砂漣表面上における境界条件の適用	93
(3) 後流剥離せん断層の渦点の特性	94
5.3.2 解析結果	95
(1) 解析条件	95
(2) 流速ベクトルと放出渦	97
5.4 砕波による底面近傍における流速場の構造および底面砂粒子の移動	98

5. 4. 1	実験方法	98
(1)	実験目的	98
(2)	実験装置	98
(3)	造波条件	98
(4)	測定方法と測定点	99
5. 4. 2	底面近傍における流速場の構造	100
(1)	データの解析方法	100
(2)	水面波形, 底面流速および乱れ成分の周期変化	104
(3)	底面流速のパワースペクトル	106
(4)	底面流速変動の空間分布	107
(5)	水面波形および底面流速の非対称性の空間分布	108
5. 4. 3	底面砂粒子の移動	110
(1)	解析方法	110
(2)	砂粒子移動の周期変化および底面流速の周期変化	110
(3)	砂粒子の移動速度の空間分布	115
(4)	砂粒子の移動速度に対する水面波形と底面流速の空間分布との関係	115
(5)	砂粒子の移動速度と波の特性との相関	116
5. 5	結語	118
第6章	浅海域における不規則波の波高変化の内部機構	121
6. 1	緒言	121
6. 2	不規則波の造波およびデータ処理のシステム	121
6. 2. 1	海の波の理論スペクトル	121
(1)	理論スペクトルの代表例と相互関係	121
(2)	理論スペクトル形の分類	122
6. 2. 2	任意のスペクトル形を持った不規則波の数値シミュレーション	123
(1)	不規則波のシミュレーション法	123
(2)	造波特性関数	123
(3)	数値シミュレーション法	124
6. 2. 3	システム構成	127
(1)	造波装置の系統	127
(2)	不規則波造波システム	128
(3)	データ処理システム	130
6. 2. 4	システムの実用化	131
(1)	不規則波の造波	131
(2)	不規則波の解析	132
6. 3	浅海域における不規則波の波高変化	133
6. 3. 1	実験方法	133
(1)	実験装置	133
(2)	実験方法	133
(3)	データの処理方法	134
6. 3. 2	実験結果	135
(1)	波別解析法による波高変化の取り扱い	135
(2)	スペクトル解析法による波高変化の取り扱い	142
6. 4	結語	146

第Ⅲ編 波浪による海底地盤の不安定領域に関する研究

第7章	波浪による海底地盤の破壊の判定方法および波浪条件と地盤の物性値の影響	149
-----	------------------------------------	-----

7. 1	緒言	149
7. 2	海底地盤の波浪応答に関する従来の研究	150
7. 2. 1	応答解析法に関する従来の研究	150
7. 2. 2	実験および現地観測に関する従来の研究	152
7. 2. 3	2相混合体理論に基づく海底地盤の波浪応答の支配方程式	154
(1)	質量保存則	155
(2)	運動量保存則	156
(3)	静的平衡状態での釣り合い方程式	158
(4)	Meiによる変動成分に対する線形な支配方程式	159
(5)	Biot型の圧密方程式	159
7. 3	一様半無限海底地盤における特性方程式による応答解析法	160
7. 3. 1	基礎方程式および境界条件	160
(1)	基礎方程式	160
(2)	境界条件	161
7. 3. 2	一様半無限海底地盤における一般解の係数の理論解	161
(1)	基礎方程式の特性方程式	161
(2)	一般解の係数	162
7. 4	海底地盤の破壊の判定方法	163
7. 4. 1	有効鉛直応力による1次元の破壊の判定方法	163
7. 4. 2	主応力とせん断応力による2次元および3次元の破壊の判定方法	163
(1)	引張り破壊	164
(2)	せん断破壊	165
(3)	引張り破壊における主軸の方向余弦およびせん断破壊面の方向余弦	167
7. 5	波浪条件と地盤の物性値の設定	170
7. 6	解析結果	172
7. 6. 1	間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化	172
(1)	間隙水が非圧縮性の場合	173
(2)	間隙水が圧縮性の場合	175
7. 6. 2	変動波圧が作用する海底地盤内のMohrの応力円	187
(1)	静的平衡状態および変動波圧が作用する海底地盤内のMohrの応力円	187
(2)	代表的な応力状態におけるMohrの応力円	187
(3)	波の位相によるMohrの応力円の変化	191
7. 6. 3	間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布	192
7. 7	結語	198

第8章	海底地盤の波浪応答における地盤の厚さの影響	202
-----	-----------------------	-----

8. 1	緒言	202
8. 2	一様有限深度海底地盤における特性方程式による応答解析法	202
8. 2. 1	基礎方程式および境界条件	202
(1)	基礎方程式	202
(2)	境界条件	203
8. 2. 2	一様有限深度海底地盤における一般解の係数の理論解	204
(1)	基礎方程式の特性方程式	204
(2)	一般解の係数	204
8. 3	波浪条件と地盤の物性値の設定および海底地盤の構造の設定	206
8. 4	解析結果	208
8. 4. 1	間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化	208
8. 4. 2	海底地盤の厚さの影響	211
8. 4. 3	海底地盤の厚さによる不安定領域の変化	214
8. 5	結語	218

第1章 序 論

第9章 海底地盤の波浪応答における地盤の異方性の影響	219
9.1 緒 言	219
9.2 直交異方性の海底地盤における特性方程式による波浪応答解析法	220
9.2.1 基礎方程式および境界条件	220
(1) 基礎方程式	220
(2) 境界条件	222
9.2.2 一様半無限の直交異方性海底地盤における一般解の解析法	222
(1) 基礎方程式の特性方程式	222
(2) 一般解の係数	223
9.2.3 一様有限深度の直交異方性海底地盤における一般解の解析法	224
(1) 基礎方程式の特性方程式	224
(2) 一般解の係数	225
9.3 波浪条件と地盤の物性値の設定および異方性の程度に対する制約条件	226
9.3.1 波浪条件と地盤の物性値の設定	226
9.3.2 物性値の異方性の程度に対する制約条件	227
(1) 鉛直方向のポアソン比の変化する範囲の制約条件	227
(2) ポアソン比と縦弾性係数で表されたせん断弾性係数の比の関係式	228
9.4 解析結果	229
9.4.1 海底地盤の異方性の影響	229
(1) 縦弾性係数の異方性の影響	230
(2) せん断弾性係数の異方性の影響	232
(3) ポアソン比の異方性の影響	234
(4) 透水係数の異方性の影響	236
9.4.2 海底地盤の異方性による不安定領域の変化	238
(1) 縦弾性係数の異方性の影響	239
(2) せん断弾性係数の異方性の影響	240
(3) ポアソン比の異方性の影響	241
(4) 透水係数の異方性の影響	242
(5) 異方性地盤モデルによる検討	243
9.5 結 語	245
第10章 結 論	247
著者による主な関係論文	251
謝 辞	254

地球環境問題の中で、水工学が貢献できる分野は広く、その役割は次第に大きくなっている。水工学は、水循環過程の中で、人間あるいは動植物など、地球環境に及ぼす生態系の全てに関わる科学であり、しかも、地球の水環境を保全する具体的な方法を提示することまでを、求められている。そのためには、まず、自然現象を良く知り、その法則を解明する必要がある。

例えば、河川洪水流による水害は、自然災害という側面を持っているが、人間が、それぞれの時代に、国土をどのように開発し利用したかによって発生する災害である。我が国の都市が立地する地域の大半を占める沖積平野では、河川の洪水氾濫を前提とした水田稲作が古代より始められたが、このことは、水田稲作が始められた時代から、洪水氾濫を、「自然災害」としてではなく、「自然現象」として許容していたと言える。洪水の発生頻度は高く、繰り返し同じような状況で発生することから、これに対処する経験を積み重ねることが可能な性質の災害であった。幾度の洪水で運ばれた土砂により形成された自然堤防や微高地に集落を形成し、洪水氾濫原の低湿地に水田を作ったが、古い集落は、立地条件の良い場所に位置したため、洪水氾濫による水害は比較的小さく、また、被害の程度を一層小さくするために水防活動という方法で対処してきた。しかし、現代では、高度に土地利用がなされ、洪水氾濫を受容する社会的背景はなく、「洪水という自然現象」は、「水害という自然災害」と同意語で用いられている。洪水という自然現象を許容できた生活は、人間社会において大変に幸せな時代であったと言える。

このように、河川や海岸における流れや波によって発生する自然現象の本質を知ることが、人間と関わってくる地球環境問題に対して、適切な方法で対処し、人間生活に有効に取り込む方法の手掛かりを得ることになる。本論文では、水工学の立場から、人間と水循環過程の関わりの中で、河川の流域における洪水流の内部機構、海岸の浅海域における砕波の内部機構および波浪と海底地盤との相互作用に関して、現在、解明すべき問題として残されている自然現象の幾つかについて、検討を行う。

本論文の第I編で対象とする九頭竜川流域は、沖積世初期に、気候の温暖化により氷河が融けて海進現象が生じたため、海水面は現在より3m～5m高く、現在の下流部の流域は海であった。その後、海水面の低下が生じると共に、九頭竜川の流送土砂によって埋められて沖積平野が形成され、これと同時に水田稲作のために芝原用水などの灌漑用水路が整備され、現在のような九頭竜川流域の河道が固定化された。この幹川は、九頭竜川本川、日野川および足羽川の三大河川であり、これらの河川には、その後、連続堤が築造されたため、市街地から見ると、これらの河川は外水河川となった。一方、用水路末端の落水を集めた排水路は、樋門や水門から幹川に流入する内水河川となった。これらのことから、福井市街地の河川洪水流の特性を検討するには、外水河川による洪水流と内水河川による洪水流を、個別に取り扱うことが、適切である。

第I編の第2章では、外水河川である九頭竜川本川、日野川および足羽川の洪水流を取り扱う。九

頭竜川流域の中下流部に位置する福井市街地は、北方を九頭竜川本川、西方を日野川に囲まれ、市街地中心部を足羽川が流れているため、3方向を外水河川に囲まれた堤内地に発展した都市であり、特殊な地形となっている。流域の勾配は、南東より北西にかけて低下しているため、洪水によって外水河川の堤防が切れた場合、福井市街地は数時間にして浸水する。そこで、外水河川の洪水時の流況を再現し、現河道の洪水時の流下能力の検討を行い、本川と支川の合流現象の解明も行う。また、河道改修後の治水安全度の検討を行う。

第Ⅰ編の第3章では、内水都市河川の典型的な形態を示す底喰川の洪水流を取り扱う。福井市街地は、外水河川の堤防に取り囲まれているため、洪水時にはポンプ排水によらなければ、降雨を排水できない地形であり、いわゆる内水地域に発展した都市である。この地理的条件は戦国時代の北の庄城築城時代には、戦略的視点から評価されたが、現代においては内水都市河川問題を提起する結果となっている。現在、治水安全度を高めるために、内水河川では、河川改修および逆流防止水門や雨水排水ポンプが設置されているが、密集市街地を流下している区間が多く、川幅の拡幅による改修が困難な状況にある。そこで、水門の閉鎖や雨水排水ポンプ稼働を洪水計算法の中に組み込んだ流出モデルによって、洪水流出機構の現況を再現し、都市化による流出機構の変化も推定する。また、この流出モデルを用いて、幾つかの洪水流出量の抑制案の具体的な検討を行う。

本論文の第Ⅱ編で対象とする海岸浅海域は、浅水変形、砕波、漂砂移動、構造物に作用する波力など、海岸工学上の諸問題において重要な現象の生じている場である。現在、浅海域における波の変形や流速場を表現する十分な理論はないが、水面波形より流速場を表現すること、あるいは砕波波形を表現することは、海岸工学上、極めて重要な問題である。

第Ⅱ編の第4章では、まず、水面波形から内部流速を求めるために、線形フィルター法の適用性を検討する。線形フィルター法は、一様水深部の水平床に適用する有効性が認められているが、浅海域の斜面床における適用性を、時間変化および周波数応答関数により検討を行う。また、浅海域で線形フィルター法の適用性を改良する場合に、周波数応答関数の理論値を補正する方法について検討を行い、造波水槽実験による結果との比較を行う。次に、流れ関数 ψ で表現された水面波の基礎方程式を、有限フーリエ級数近似による表現を用いて数値計算を行う方法である流れ関数法を、浅水変形計算に適用する。この方法は、エネルギーフラックスの保存を仮定して、非線形水面波の方程式を流れ関数で表現した非線形方程式系を、数値計算法によって解く方法であり、数値計算によるために、波動理論の適用条件の制約が少ない有限振幅波理論である。流れ関数法を浅水変形計算に適用して、実験結果と比較することにより、この計算法の浅海域での適用性の検討を行う。

第Ⅱ編の第5章では、浅海域砕波帯内の流速の内部機構に関して検討を行う。浅海域における漂砂移動は、流速場により決定されるが、砕波帯内の流速場は砕波による気泡混入があり、測定は一般に困難である。このため、流速場を可視化して光学的に全体を記録し、可視化画像から定量的に流速を求める。この方法によれば、原理的に流速の瞬間的な空間分布を得ることができる。次に、浅海域における砂漣近傍の流況を明らかにするために、高レイノルズ数の乱流領域に対して適用が可能な離散渦法により、砂漣近傍の流速変動を計算する。離散渦法は、物体まわりの乱流境界層を渦点により表

現すると共に、剥離を伴う流れに対して、剥離せん断層を境界層から放出された離散化した渦点の配列によって近似する方法である。物体表面上に、渦点からなる特異点を分布させ、これに渦放出モデルを加えることによって、高レイノルズ数の一様流中に置かれた物体近傍の流れを計算する方法である。次に、岸沖方向の海浜断面の変化の原因となる2次元地形の変化機構について、基礎的な実験を行って検討を行う。漂砂の移動機構を解明するためには、外力としての流速場の構造を明らかにする必要がある。その上で、流速変動により底質がどのような機構で移動するかを明らかにする必要がある。海浜断面の形状を変化させる岸沖方向漂砂の移動機構を解明する手掛かりとして、2次元造波水槽内に固定床の一様勾配斜面を設置して、底面付近の流速を測定すると共に、斜面上の砂粒子の移動の追跡を行う。

第Ⅱ編の第6章では、浅海域において不規則波がどのように浅水変形されるかについて検討を行う。浅海域における現実の波浪は不規則な波の連なりであり、砕波帯内外における波形変化は、規則波とは異なる。波浪の不規則性が及ぼす影響や、統計的代表波の持つ物理的意義が不明確であることから、近年、水槽実験においても現地波浪と同様な特性を持つ不規則波を発生させることが試みられている。本章では、実験室内において造波板を不規則波形信号によって駆動させる方法により不規則波を発生させるシステムを構築する方法とその適用例の検討を行う。次に、砕波帯における不規則波の波高変化に関する統計的性質を明らかにすることを目的に、2次元造波水槽によって不規則波を発生させて、波別解析法およびスペクトル解析法により検討を行う。波別解析法では、水深減少に伴って不規則波の波高や周期の頻度分布がどのように変化するか、あるいは、波高、周期、平均水位、波の総エネルギー量などが、浅水変形によりどのように変化するかを明らかにする。また、スペクトル解析法では、浅水変形により、不規則波の波形のパワースペクトルが、どのように変化するかを明らかにし、規則波との比較を行う。

本論文の第Ⅲ編では、波浪による海底地盤の不安定領域に関して検討を行う。波浪による変動波圧によって海底地盤内の間隙水圧が変動し、過剰間隙水圧の発生によって有効応力が減少して地盤が不安定となるが、地盤の有効応力が減少すると、防波堤や海岸堤防の沈下、異形ブロックの潜り込みなどが生じる。また、海浜で発生する洗掘、漂砂、砂漣、底質の巻き上げなどの現象も、波や流れによる流体力に加えて、変動波圧によって海底地盤内の有効応力が小さくなることから、流体力によるせん断応力に抵抗しきれなくなって移動することが、分かってきている。

第Ⅲ編の第7章では、波浪による海底地盤の応答に関する従来の研究を整理し、波浪応答の支配方程式を、特性方程式を用いて解析的に求める方法について説明する。これまで海底地盤の破壊の判定方法は、有効鉛直応力が負になるという1次元の判定方法が用いられていたが、主応力とせん断応力による2次元および3次元の破壊の判定方法を用いるための検討を行う。また、間隙水圧、体積歪み、垂直応力、主応力および応力角などの断面分布を示すことにより、波が進行した場合の不安定領域を分かり易く表示すると共に、波浪条件および地盤の物性値の違いによる不安定領域の特性について検討を行う。

第Ⅲ編の第8章では、海底地盤の基本的な地質構造として、砂地盤の下部に不透水層の基盤が存在

する場合について、変動波圧によって発生する間隙水圧の伝達減衰や位相差および土粒子骨格に作用する応力や歪みが、海底地盤の厚さによって、どの程度の影響を受けているかについて検討を行う。すなわち、基本的な地質構造として、砂層地盤の下に基盤が存在する場合を設定して、海底地盤の厚さが、波浪による海底地盤の不安定領域に対して、どのような影響を及ぼすかについて検討を行う。

第Ⅲ編の第9章では、変動波圧によって発生する間隙水圧の伝達減衰や位相差および土粒子骨格に作用する応力や歪みに及ぼす地盤の異方性の影響を検討し、また、異方性海底地盤の不安定領域に及ぼす異方性の影響について検討を行う。すなわち、海底地盤が一様な砂地盤であっても、先行圧密による初期異方性や構造物等の荷重圧密による応力異方性により、実際の地盤では土粒子骨格の力学的性質は異方性となっているものと思われ、これに対する検討が必要である。この場合、地盤構造の変化により、地盤内の間隙水の流れも水平方向と鉛直方向で異なることが考えられるため、地盤の透水係数の異方性の影響についての検討も行う。

第10章では、本論文の全体の成果を総括し、結論とする。

本論文の構成は、第Ⅰ編、第Ⅱ編および第Ⅲ編とあるが、便宜上、各章の番号は、第1章から第10章までの通し番号とした。

第Ⅰ編 外水河川と内水都市河川における 洪水流の内部機構に関する研究

第2章 外水河川における洪水流の内部機構

2.1 緒言

不定流の基礎方程式は、連続方程式と運動方程式よりなるが、これまでの適用例をみると、運動方程式としてはエネルギー保存則を用いたものが多く^{1)~5)}、運動量保存則を用いた例は少ない⁶⁾。これは、我が国において解析対象とされる河川が、低平地を流下する場合が多いため、エネルギー保存則による基礎方程式を用いることが適切であったためであろう。しかし、山間部のダム放流による洪水追跡や、扇状地のような急勾配の河道の流れでは、エネルギー保存則が成り立たない場合があり、この場合は、運動量保存則を用いた解析を行わなくてはならない^{7)・8)}。また、本研究で対象とする九頭竜川中下流部のように、中流部は勾配の急な扇状地や河成段丘でありながらも、下流部は緩勾配の三角州的沖積平野からなる低平地であり、しかも、低平地で大きな支流が合流するような河川では、河道の状況に応じた運動方程式を適用する必要がある。そこで、本章では、運動方程式としてエネルギー保存則あるいは運動量保存則を用いた不定流計算を、河道状況に応じて同一水系の河道に同時に適用する離散化法について検討を行う。離散化法には、非線形項の取り扱い方法および分合流部における背水による逆流を表現する方法なども含め、でき得る限り厳密な方法を採用する。また、九頭竜川水系に最近発生した大洪水記録の中から、水文資料の整備されたケースを二つ選び、水位観測所における水位流量曲線の特性について検討を行った。

解析対象とする九頭竜川は、福井県嶺北地方をほぼ占有する大きな流域面積をもつ大河川である。九頭竜川流域は、大別して九頭竜川本川、日野川、足羽川の三つの流域より成っており、これらの三大河川は、山間部より沖積平野に流下して標高5m付近で合流している。流路の幹線長は115.8kmであるのに比べて、流域面積は2,934km²と大きいため、豪雨時には本川と支川の合流部で、水位や流量のピークに時差が生じる。また、洪水計算を行う区間の上流部では河床勾配が大きい、合流部である下流部では小さいことから、三大河川の合流部近傍で背水現象の影響が現れる。合流部近傍には重要な水位観測所があるため、水位流量曲線への影響は大きく、河川管理上の問題となっている^{9)~12)}。

なお、九頭竜川の中下流部に位置する福井市街地は、北方を九頭竜川本川、西方を日野川に囲まれ、市街地中心部を足羽川が流れている。すなわち、福井市街地は、3方向を外水河川に囲まれた堤内地に発展した都市である。流域の勾配は、南東より北西にかけて低下しているため、一旦、洪水によって堤防が切れた場合、福井市街地は数時間にして浸水する。その上、下流にあたる北西部に九頭竜川本川と日野川の堤防があることによって、湛水した水が排水されないという状況にあり、治水施策上、河川管理が困難な独特の地形となっている。また、外水河川に流入する内水河川の河道近辺の市街地は、洪水時にはポンプ排水によらなければ降雨を排除できない、いわゆる内水区域である。これらの地形的条件は、福井市における外水河川の治水問題と内水都市河川問題を提起する原因となっている。

2. 2 エネルギー方程式および運動量方程式を用いた外水河川の洪水計算法

2. 2. 1 不定流の基礎方程式

洪水時における不定流の基礎方程式は、質量保存則から得られる連続方程式、およびエネルギー保存則あるいは運動量保存則から得られる運動方程式である。これらの式は、流れを1次元漸変流で非圧縮性とし、流速分布や圧力分布の補正を無視すると、各々、次式で表わされる⁷⁾。

開水路1次元流れの連続方程式は、流体の質量保存則から、次式(2.2.1)のように誘導される。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial(A \cdot v)}{\partial x} = q \quad (2.2.1)$$

ここに、 t は時間、 x は流れ方向距離、 A は流水断面積、 v は流速、 q は流路単位長さ当たりの横流入量である。運動方程式としては、エネルギー保存則より、式(2.2.2)が誘導され、また、運動量保存則より、式(2.2.3)が誘導される。

$$\frac{\eta}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\alpha}{g} v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{v}{gA} q + \frac{\partial z}{\partial x} + \lambda \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{n^2 |v| v}{R^{4/3}} = 0 \quad (2.2.2)$$

$$\frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\eta}{g} v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (\lambda' A h_G) + \frac{\partial z}{\partial x} + \frac{n^2 |v| v}{R^{4/3}} = 0 \quad (2.2.3)$$

ここに、 $\sin i \cong \tan i$ 、 $\cos i \cong i$ (i は河床勾配)として、等流に近い漸変流のエネルギー損失を仮定しているが、 h は水深、 R は径深、 h_G は水面から流水断面積の重心までの深さ、 g は重力の加速度、 η は運動量補正係数、 α はエネルギー補正係数、 λ はエネルギー解析法における圧力分布係数、 λ' は運動量解析法における圧力分布係数である。

式(2.2.1)と式(2.2.2)を用いる場合はエネルギー解析法、式(2.2.1)と式(2.2.3)を用いる場合は運動量解析法と呼ばれる。式(2.2.1)と式(2.2.2)あるいは式(2.2.1)と式(2.2.3)を基礎方程式として不定流計算を行う場合、独立変数は、流れ方向の座標 x と時間 t であり、従属変数は流速 v と水深 h (あるいは流積 A)の2個である。方程式の数も2個であるから、解析領域 x の両端で、全ての時間 t に対して境界条件が与えられ、かつ、全ての領域に対して初期条件が与えられれば解くことができる。しかし、河川工学的には、流速 v と水深 h (あるいは流積 A)よりも、河道懸案地点における流量 Q と水位 H を知ることが重要である。このため、式(2.2.1)と式(2.2.2)を、 Q と H を未知量とする式に変換すると、各々、次式ようになる。

$$B \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q \quad (2.2.4)$$

$$\frac{\eta}{gA} \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{(\eta + \alpha)QB}{gA^2} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{(\alpha + 1)Qq}{gA^2} - \frac{\alpha Q^2 B}{gA^3} \left(-\frac{\partial z}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{|Q|Q}{K^2} = 0 \quad (2.2.5)$$

ここに、 B は水面幅、 Q は流量、 H は水位、 z は最低河床高、 $K = AR^{2/3}/n$ は通水能、 n はManningの粗度係数である。

次に、式(2.2.3)を比力が跳水の前後で保存されるように、力積の保存形に変換すると、次式(2.2.6)となる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{Q^2}{A} \right) = gA \left(-\frac{\partial z}{\partial x} - \frac{|Q|Q}{K^2} \right) \quad (2.2.6)$$

ここに、 $P (= \rho g A h_G)$ は静水圧、 ρ は水の密度である。また、式(2.2.3)から式(2.2.6)への誘導には、式(2.2.1)を利用し、 $\eta = \lambda' = 1$ 、 $q = 0$ としたが、式(2.2.4)、式(2.2.5)および式(2.2.6)のうち、流積 A 、水面幅 B 、通水能 K 、静水圧 P は、河道の横断面形状が与えられれば、水位 H の関数として求まる量である。

式(2.2.4)と式(2.2.5)を基礎方程式とするエネルギー解析法は、流体の持つエネルギーがスカラー量であることから、1次元解析法としては単純なモデルであり、各種のエネルギー損失も明確である。このため、エネルギー解析法は、洪水の変形や伝播など流れの全般的挙動を解析するために適した解析法であると言える。これに対して、式(2.2.4)と式(2.2.6)を基礎方程式とする運動量解析法は、運動量の変化が力積に等しいという条件で導かれたベクトル式であるから、本来は3次元の場の方程式であり、これが1次元解析法に適用できるのは、単純な直線水路の場合のみである。すなわち、実河川のような蛇行水路では主流以外の流速分布や河道平面形状、横流入量、合流部の平面形状、粗度係数などの情報がなければ解析が進められない。しかし、運動量は常流と射流の区別なく保存されるので、急流河川や堰のある河川にも適用可能である。また、エネルギー保存則に基づく解析を行う場合は、基礎微分方程式系に直接離散化法を適用してもよいが、運動量保存則に基づく解析を行う場合は、基礎方程式を保存形に書き直した上で適用しなくてはならない。換言すれば、常流と射流が混在する流れでは、流れに不連続点を生じるが、このような河道でも、質量と力積、すなわち、運動量を保存させねばならない。このことは、不連続点を含む流れを記述する場合には、流れの場を表す微分方程式は、 Q と A に関する保存形で表さねばならないことを意味する。式(2.2.6)の形であれば、跳水などの不連続点の前後で、比力 $F = P/\rho + Q^2/A$ が保存される。

2. 2. 2 基礎方程式の離散化法

微分方程式の離散化法には、有限差分法、有限要素法、特性曲線法などがあり、時間項の取り扱い方法により、いずれの離散化法に対しても陽形式スキームと陰形式スキームがある。これらは、それぞれ特徴を持っており、実河川の不定流計算に適用するにあたっては、解析目的に適した離散化法が選ばれる。本研究では、有限差分法の陽形式スキームの一つであるLeap-Frog法¹³⁾を用いた。

Leap-Frog法の特徴は、一つの断面で水位か流量のうちのどちらかを未知量とすることにあり、このことは、境界条件の適用が容易になるという利点がある。本研究では、流量には誤差が入り易いが、水位記録の信頼性は高いと考えて解析しているため、この特徴を利用し、水位を未知量に選ぶのが適切である。Leap-Frog法の差分格子を基礎方程式に適用する方法は種々考えられ、解析目的や資料の与え方、あるいは計算の安定性などにより選定される。本研究では、後述するように、A.Balloffet²⁾の用いた差分格子を不等間隔に適用できるように、著者が改良したものをを用いたが、それに加え、基礎方程式の各項を省略せずに離散化を行い、厳密な差分式を誘導して解の精度を高める改良を行った。また、Leap-Frog法では、流下方向の差分間隔は等距離が取られるが、実河川の横断面図の流心間距

離は等間隔ではない。また、境界条件として水位観測所の水位を与える場合や、河道の途中の水位観測所で計算水位と観測水位との比較を行う場合に、その位置が差分格子点と一致せずに誤差が大きくなる。このため、不等間隔に測量された断面資料を利用できるように、離散化法に改良を行った。

式(2.2.4)と式(2.2.5)あるいは式(2.2.4)と式(2.2.6)を連立させて未知量 H および Q を求めるに当たり、非連成問題として差分格子を適用した。具体的には、連続方程式の未知量は H と考え Q を既知量とし、また、運動方程式の未知量は Q と考え H を既知量としている。このように、非連成問題とした理由は、運動方程式の線形化を目的としている。すなわち、不定流の運動方程式は、Navier-Stokesの運動方程式の1次元表現であり、当然非線形項を含む。式(2.2.5)では、第2項、第4項、第6項、式(2.2.6)では、左辺の第3項と右辺の第2項が非線形項である。非線形項は計算の不安定を生じやすく、Newton-Raphson法などの繰り返し計算を必要とするため、計算時間も長くなる。非連成問題とすることにより、運動方程式の非線形項の計算では、時間的に1ステップ先に計算された H あるいは Q を用いて線形近似を行う。つまり、本研究で用いる差分格子によって、非線形項を、非連成問題であることおよび非定常問題であること、という二つの特性によって線形化を行った。

本研究で用いた差分格子を図-2.2.1に示す。前述のように、流下方向の差分間隔は、横断面測量図が得られている水位計算点の距離として不等間隔に取ってある。水位計算地点では、 A 、 B 、 R 、 K 、 h_c などの断面諸量を横断面測量図から計算する。なお、流量計算地点は、水位計算点の中間に取ってある。また、エネルギー解析法と運動量解析法は、同じ連続方程式を用いるので、図-2.2.1に示すように、水位を未知量とする計算点で結合される。なお、下付添字 I は場所格子を表し、値の小さい方が上流側である。上付添字 n は時間格子を表す。

(1) 連続方程式への適用

式(2.2.4)は、非定常および非連成の条件では線形微分方程式となるので、離散化は容易である。時間軸上では解の安定性もよく、上流と下流からの流れの変化が伝播される中心差分を用いた。流下距離方向軸上では、前述の理由から不等間隔に分割した。これは、洪水流のような緩やかな不定流では、流量の場所的变化は小さいことから許容されるであろう。実河川への適用にあたって、水位を計算する位置を任意に取れることは大きな利点となる。以上のことから、式(2.2.4)に、図-2.2.1の差分格子を適用して整理すると、次のようになる。

$$H_{I-1}^{n+2} = H_{I-1}^n + \frac{2 \cdot \Delta t}{B_{I-1}^n} \left[\frac{Q_{I-2}^{n+1} - Q_{I-1}^{n+1}}{\Delta x_I + \Delta x_{I-2}} + q_{I-1}^{n+1} \right] \quad (2.2.7)$$

(2) エネルギー方程式への適用

式(2.2.5)に、図-2.2.1の差分格子を適用して整理すると、次式のようになるが、この式は、逆流や潮汐による遡上などの転流も表現される。

$$Q_I^{n+1} = \frac{\left[H_{I-1}^n - H_{I+1}^n \right] + \left[\left(\frac{1}{gA} \right)_{(I+1)(I-1)}^n \cdot \frac{\Delta x_I}{\Delta t} + T + 2 \cdot \Delta x_I \cdot P - 2 \cdot \Delta x_I \cdot Q_I^{n-1} \cdot S \right] Q_I^{n-1}}{\left(\frac{1}{gA} \right)_{(I+1)(I-1)}^n \cdot \frac{\Delta x_I}{\Delta t} - T - 2 \cdot \Delta x_I \cdot P + \left(\frac{2}{K^2} \right)_{(I+1)(I-1)}^n \cdot \Delta x_I \cdot |Q_I^{n-1}|} \quad (2.2.8)$$

ここに、

$$T = \frac{\Delta x_I}{4 \cdot \Delta t} \left(\frac{2B}{gA^2} \right)_{(I+1)(I-1)}^n \cdot \left[(H_{I-1}^n - H_{I-1}^{n-2}) + (H_{I+1}^n - H_{I+1}^{n-2}) \right] \quad (2.2.9)$$

$$P = - \left(\frac{q}{gA^2} \right)_{(I+1)(I-1)}^n \quad (2.2.10)$$

$$S = - \left(\frac{B}{gA^3} \right)_{(I+1)(I-1)}^n \cdot \left[\frac{-(z_{I+1} - z_{I-1}) + (H_{I+1}^n - H_{I-1}^n)}{2 \cdot \Delta x_I} \right] \quad (2.2.11)$$

なお、式(2.2.5)の第2項を省略する場合は $T=0$ と置き、第4項を省略する場合は $S=0$ と置けばよい。下付き添字が $(I+1)(I-1)$ となっている断面諸量は、水位計算点 $(I+1)$ と $(I-1)$ での値の平均値を用いる。

(3) 運動量方程式への適用

式(2.2.6)は、Lax-Wendroff法あるいはTwo-Step-Lax-Wendroff法によって離散化されることが多いが、エネルギー方程式の離散化に用いたLeap-Frog法とは差分格子の割り付けが異なるため、河道の途中で結合することは困難である。このため、式(2.2.6)にLeap-Frog法を用い、図-2.2.1の差分格子を適用して整理すると次のようになる。

$$Q_I^{n+1} = \frac{\left[\frac{Q_I^{n-1}}{2 \cdot \Delta t} - \frac{1}{2 \cdot \Delta x_I} \left\{ g \cdot (A \cdot h_c)_{I+1}^n - (A \cdot h_c)_{I-1}^n + \frac{(Q_{I+2}^{n-1} + Q_I^{n-1})^2}{4 \cdot A_{I+1}^n} - \frac{(Q_I^{n-1} + Q_{I-2}^{n-1})^2}{4 \cdot A_{I-1}^n} \right\} \right]}{\left\{ \frac{1}{2 \cdot \Delta t} + g \cdot A_{(I+1)(I-1)}^n \cdot \left(\frac{1}{K^2} \right)_{(I+1)(I-1)}^n \cdot |Q_I^{n-1}| \right\}} \cdot \left[-g \cdot A_{(I+1)(I-1)}^n \cdot \frac{(z_{I+1} - z_{I-1})}{2 \cdot \Delta x_I} \right] \quad (2.2.12)$$

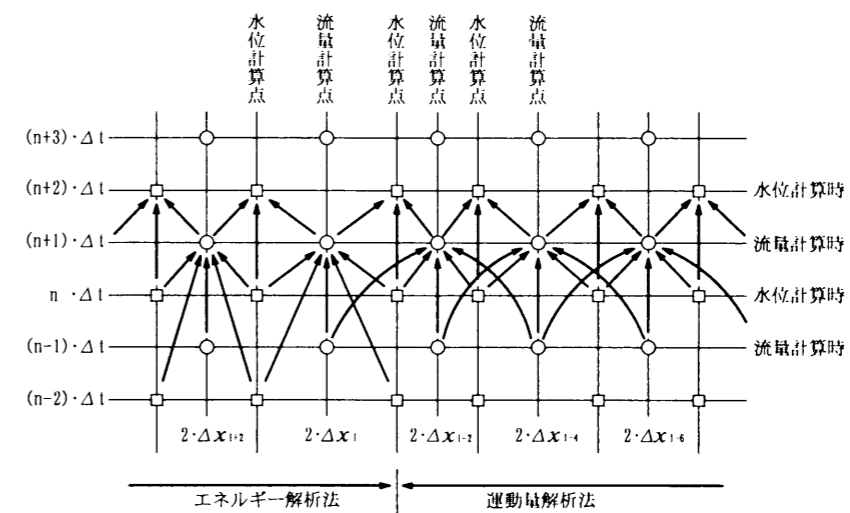


図-2.2.1 差分格子

2.2.3 分合流部の計算方法

分合流部では、エネルギー方程式に基づく計算を行う。基礎方程式は、式(2.2.4)と式(2.2.5)であるが、連続方程式(2.2.4)は、分合流部の上流と下流で流量が等しいことから、次式となる。

$$Q_{IU} + Q_{IB} = Q_{ID} \quad (2.2.13)$$

図-2.2.2は、分合流部における流量と水位の位置関係を示すが、分合流部で連続式(2.2.13)を満足させるために、分合流部で流量が未知量となるように差分格子を割り付けなくてはならない。分合流部の差分格子を図-2.2.3に示す。式(2.2.5)に図-2.2.3の差分格子を適用し、本川上流から本川下流にかけての差分式、本川上流から支川にかけての差分式、支川から本川下流にかけての差分式の3式を誘導して、式(2.2.13)と共に整理すると、次のようになる。なお、これらの式は、本川あるいは支川合流による背水によって生じる逆流も表現されるように差分格子を適用してある。

$$Q_{IU}^{n+1} = \frac{-[HL \cdot GB + HM \cdot FD]}{GB \cdot (EU + FD) + EU \cdot FD} \quad (2.2.14)$$

$$Q_{IB}^{n+1} = \frac{EU \cdot Q_{IU}^{n+1} + HM}{GB} \quad (2.2.15)$$

$$Q_{ID}^{n+1} = Q_{IU}^{n+1} + Q_{IB}^{n+1} \quad (2.2.16)$$

ここに、

$$EU = \left(\frac{1}{2 \cdot g \cdot \Delta t \cdot A} \right)_{IU}^n + \left(\frac{1}{K^2} \right)_{IU}^n \left| Q_{IU}^{n-1} \right| - \frac{1}{2} \left(\frac{2B}{gA^2} \right)_{IU}^n \cdot \frac{H_{IU}^n - H_{IU}^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} \quad (2.2.17)$$

$$FD = \left(\frac{1}{2 \cdot g \cdot \Delta t \cdot A} \right)_{ID}^n + \left(\frac{1}{K^2} \right)_{ID}^n \left| Q_{ID}^{n-1} \right| - \frac{1}{2} \left(\frac{2B}{gA^2} \right)_{ID}^n \cdot \frac{H_{ID}^n - H_{ID}^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} \quad (2.2.18)$$

$$GB = \left(\frac{1}{2 \cdot g \cdot \Delta t \cdot A} \right)_{IB}^n + \left(\frac{1}{K^2} \right)_{IB}^n \left| Q_{IB}^{n-1} \right| - \frac{1}{2} \left(\frac{2B}{gA^2} \right)_{IB}^n \cdot \frac{H_{IB}^n - H_{IB}^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} \quad (2.2.19)$$

$$HL = 2 \cdot \frac{H_{ID}^n - H_{IU}^n}{\Delta x_{ID} + \Delta x_{IU}} - \left[\left(\frac{1}{2 \cdot g \cdot \Delta t \cdot A} \right)_{IU}^n \cdot Q_{IU}^{n-1} + \left(\frac{1}{2 \cdot g \cdot \Delta t \cdot A} \right)_{ID}^n \cdot Q_{ID}^{n-1} \right] - \left[\frac{1}{2} \left(\frac{2B}{gA^2} \right)_{IU}^n \cdot \frac{H_{IU}^n - H_{IU}^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} \cdot Q_{IU}^{n-1} + \frac{1}{2} \left(\frac{2B}{gA^2} \right)_{ID}^n \cdot \frac{H_{ID}^n - H_{ID}^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} \cdot Q_{ID}^{n-1} \right] - \left[\left(\frac{B}{gA^3} \right)_{IU}^n \cdot \frac{-(z_{ID} - z_{IU}) + (H_{ID}^n - H_{IU}^n)}{\Delta x_{ID} - \Delta x_{IU}} \cdot (Q_{IU}^{n-1})^2 \right. \\ \left. + \left(\frac{B}{gA^3} \right)_{ID}^n \cdot \frac{-(z_{ID} - z_{IU}) + (H_{ID}^n - H_{IU}^n)}{\Delta x_{ID} + \Delta x_{IU}} \cdot (Q_{ID}^{n-1})^2 \right] \quad (2.2.20)$$

$$HM = \left[\frac{H_{ID}^n - H_{IU}^n}{\Delta x_{ID} + \Delta x_{IU}} - \frac{H_{ID}^n - H_{IB}^n}{\Delta x_{ID} + \Delta x_{IB}} \right] - \left[\left(\frac{1}{2 \cdot g \cdot \Delta t \cdot A} \right)_{IU}^n \cdot Q_{IU}^{n-1} - \left(\frac{1}{2 \cdot g \cdot \Delta t \cdot A} \right)_{IB}^n \cdot Q_{IB}^{n-1} \right] - \left[\frac{1}{2} \left(\frac{2B}{gA^2} \right)_{IU}^n \cdot \frac{H_{IU}^n - H_{IU}^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} \cdot Q_{IU}^{n-1} - \frac{1}{2} \left(\frac{2B}{gA^2} \right)_{IB}^n \cdot \frac{H_{IB}^n - H_{IB}^{n-2}}{2 \cdot \Delta t} \cdot Q_{IB}^{n-1} \right] - \left[\left(\frac{B}{gA^3} \right)_{IU}^n \cdot \frac{-(z_{ID} - z_{IU}) + (H_{ID}^n - H_{IU}^n)}{\Delta x_{ID} - \Delta x_{IU}} \cdot (Q_{IU}^{n-1})^2 \right. \\ \left. - \left(\frac{B}{gA^3} \right)_{IB}^n \cdot \frac{-(z_{ID} - z_{IB}) + (H_{ID}^n - H_{IB}^n)}{\Delta x_{ID} + \Delta x_{IB}} \cdot (Q_{IB}^{n-1})^2 \right] \quad (2.2.21)$$

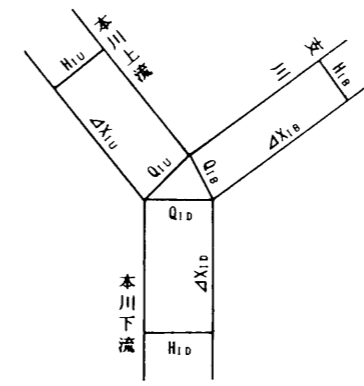


図-2.2.2 分合流部の水理量の位置関係

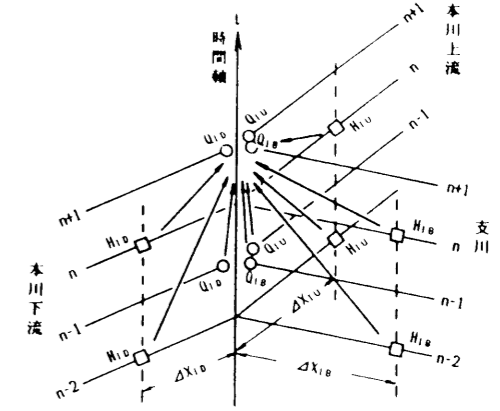


図-2.2.3 分合流部の差分格子

2.2.4 断面諸量の算定方法

不定流計算において必要な断面諸量は、 A 、 B 、 R 、 K 、 h_c である。不定流計算では、時間の経過と共に水位も変化するので、時々刻々と断面諸量も変化する。数値計算の中で、これらの値を求めために費やす時間が大きいため、効率的な算定法が必要となる。本研究では、右岸と左岸の堤防間の河道横断面形状を20点で近似して座標値を読み込み、次の手順で計算を行った。

(1) 水面幅の算定方法

図-2.2.4のように、水位 H における水面と河床との交点の位置を求めると、 y 軸上の距離が水面幅 B となり、次式のようになる。

$$B = B_r - B_l \quad (2.2.22)$$

$$B_l = y_l - \left(\frac{y_l - y_{l-1}}{z_{l-1} - z_l} \right) (H - z_l) \quad (2.2.23)$$

$$B_r = y_{r-1} + \left(\frac{y_r - y_{r-1}}{z_r - z_{r-1}} \right) (H - z_{r-1}) \quad (2.2.24)$$

ここに、 H は水位、 z_i は座標 i の水路床高、 y_i は座標 i の基準点からの水平距離、 l は左岸側河道と水面の交点近傍の座標番号で、 z_l は水位より下になる、 r は河道と水面の右岸側交点近傍の座標番号で、 z_r は水位より上になる。

(2) 流水断面および通水能の算定方法

高水敷と低水敷が明確に分離されている河道では、水位が高水敷高を越える際に潤辺が急増し、河道内の通水断面に対する径深が急減する。このため、通水能が急減し、見かけ上、流量が急減することになるが、水位が上昇すると流量が減少するというのは矛盾している。こうした計算上の矛盾は、次のように河道横断面形状の複合性を考慮することにより防ぐことができる。また一般に、高水敷と低水敷は粗度係数が相当異なるが、これによる影響も、次のような表現により考慮することができる。すなわち、潤辺長が水面幅で近似できるような幅広い実河川の河道に対しては、鉛直線で流水断面を分割し、各分割面積に対して、次式を適用する。単純な表現であるが、この近似方法は、式(2.2.22)で水面幅 B を求める手順と共通であることから、非常に効率的であり、実河川では、誤差も少なく

有効である。なお、鉛直分割は、次のように、断面の近似を行った座標値 y_i で行う。

$$A = \sum_{i=1}^n (H - z_i) \frac{(y_{i+1} - y_{i-1})}{2} \quad (2.2.25)$$

$$K = \sum_{i=1}^n \frac{(H - z_i)^{5/3}}{n_i} \frac{(y_{i+1} - y_{i-1})}{2} \quad (2.2.26)$$

ここに、 n_i は、座標 i における粗度係数であり、高水敷と低水敷で異なる値を与える。

(3) 流水断面積の重心の算定方法

効率よく h_c を求めるには、流水断面積 A を計算する手順を利用し、次のように行うとよい。

- ① n ステップ時の水位 H^n を用いて、 A^n を計算する。
- ② $H^{n-2} < H^n$ の場合は、 $(n-2)$ ステップ時の重心の水位 H_{cg}^{n-2} から、水位を ΔH_{cg} ずつ増して H_{cg}^n とし、 H_{cg}^n 以下の流水面積 A_{cg}^n を求める。
 $A^n \leq 2 A_{cg}^n$ となった水位を、最終の H_{cg}^n とする。
- ③ $H^{n-2} > H^n$ の場合は、 H_{cg}^{n-2} から ΔH_{cg} ずつ水位を下げて、流水面積 A_{cg}^n を求める。
 $A^n \geq 2 A_{cg}^n$ となった水位を、最終の H_{cg}^n とする。
- ④ $h_c^n = H^n - H_{cg}^n$ として求まる。

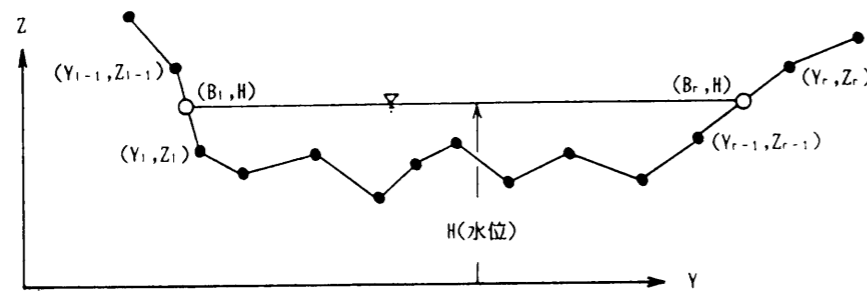


図-2.2.4 河床横断面図の座標

2.2.5 初期条件と境界条件および計算の安定性

初期条件は、水位計算の断面では水位、流量計算の断面では流量を与えるが、陽形式スキームでは時間間隔 Δt が小さいので、不等流計算などによって詳しい値を与えなくてもよい。かなり粗雑な値から出発しても、数回の時間ステップが進行すれば、与えられた河道条件や境界条件によって、解は急速に収束した。

境界条件は、図-2.3.2 に示す三国、五松橋、三尾野および天神橋における水位観測所で観測された水位を与えた。

微分方程式の離散化による計算の安定条件としては、 Δx と Δt の関係を制約する CFL 条件などがあるが、これは概略値を与えるものである。本研究では、試算の結果、実際に使用した横断面間隔が $335\text{m} \leq \Delta x \leq 780\text{m}$ という条件で、 $\Delta t \leq 15\text{sec}$ であれば、安定であった。

2.3 外水河川九頭竜川の洪水特性

2.3.1 福井平野における外水河川と内水河川の水害特性

(1) 海水面の低下と九頭竜川河道の形成

現在、九頭竜川の河道は固定されているが、約2万年前の氷河拡大期には、世界の海水面が120mほど低下していたため陸地が広く、現在の河川地形とは相当隔たりがあった。その後、気候の温暖化により氷河が融け、海進現象が生じたため陸地が狭くなり、約5,000年前の沖積世初期には、現在の

海水面より約3mから5m高かったと言われている。このため、この時代の福井平野は、現在の九頭竜川本川と日野川の合流部付近が海岸線であった。その後、現在に至るまで、海水面が徐々に低下すると同時に、九頭竜川の洪水氾濫で排出された流送土砂によって埋め立てられて沖積平野が形成された。この時代は、我が国の歴史では縄文時代以降に相当するが、海水面低下と同時に、水田稲作のための用水路や排水路を整備すること、あるいは舟運路を整備することにより、自然に現在のような九頭竜川の河道が固定化された。図-2.3.1は、当時、荘園の領主であった大乘院門跡尋尊が、彼の日記である「大乘院寺雑事記」に書き付けた中世時代の河口・坪江庄の略図を示す。この図の中で、左から右に順に描かれている鳴鹿川、崩川、北庄川は、各々、現在の竹田川、九頭竜川本川、足羽川である。この図を見ると、3本の河川ともに現在とは異なって、直接に「図中の下の方に6文字記されている海」、すなわち日本海に注いでいたことは、注目すべきことである。

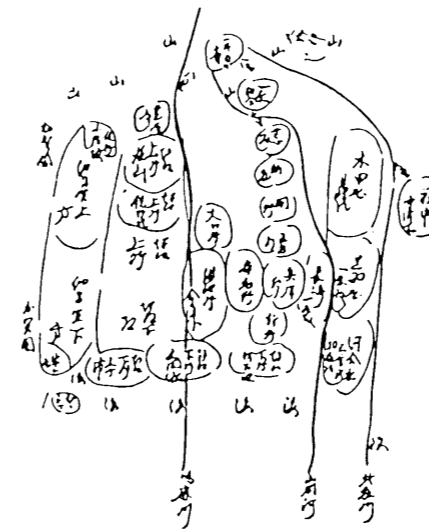


図-2.3.1 中世時代の河口・坪江庄付近図

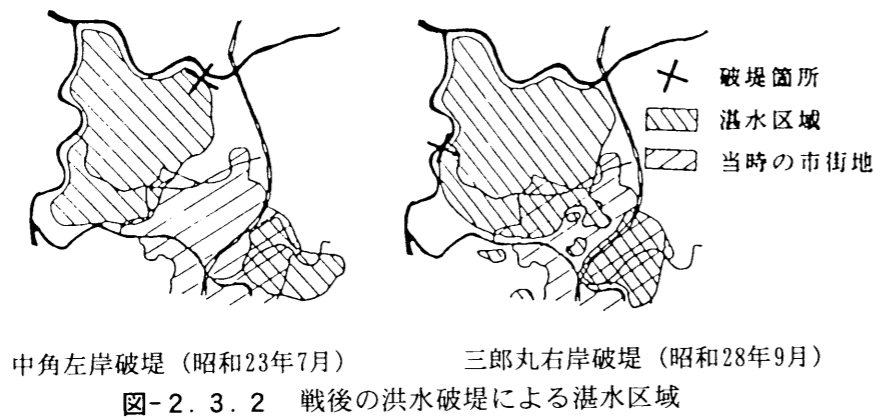
領主であった大乘院門跡尋尊が、彼の日記である「大乘院寺雑事記」に書き付けた中世時代の河口・坪江庄の略図を示す。この図の中で、左から右に順に描かれている鳴鹿川、崩川、北庄川は、各々、現在の竹田川、九頭竜川本川、足羽川である。この図を見ると、3本の河川ともに現在とは異なって、直接に「図中の下の方に6文字記されている海」、すなわち日本海に注いでいたことは、注目すべきことである。

(2) 外水河川に囲まれた福井市街地の洪水特性

福井市街地の河川洪水の特性を整理する際、外水河川による洪水と内水河川による洪水を、個別に取り扱った方が、問題点は明確となる。このことは、外水河川による水害と内水河川による水害は、同じく甚大な降雨量に原因するが、河川工学的立場から検討を行なうと、その水害形態が相当異なることによる。そこで、第2章では外水河川である九頭竜川本川・日野川・足羽川の洪水流を取り扱い、第3章では内水河川のうち、内水都市河川の典型的な形態を示す底喰川の洪水流を取り扱う。

九頭竜川が、今日のように築堤される以前の破堤は別として、戦後においては、図-2.3.2 に示されるように、昭和23年7月の中角左岸破堤と、昭和28年9月の三朗丸右岸破堤の、2度の破堤を経験している。九頭竜川の改修規模が、昭和54年には80年確率から150年確率に改訂されていることを考えると、治水安全度は向上したものの、これによれば、一旦、洪水破堤が生じた場合には、その災

害状況は想像を絶するものと考えられる。被災後40年数年を経過しているとはいえ、今後も、継続的な対応を怠ってはならない。



(3) 九頭竜川の災害類型

福井市は、九頭竜川全流域では下流部に位置するものであるが、福井市の外水河川の洪水特性を検討するには、上流山間部は及ばず、九頭竜川全流域にわたる降雨特性や、支川合流特性を知らなければならぬ。近年においては、昭和20年代より30年代にかけて洪水が多発し、特に昭和23年の福井地震によって堤防が沈下して、同年7月の増水で堤防が決壊して福井市街地が浸水している。その後、13号台風(昭和28年)、伊勢湾台風(同34年)、第2室戸台風(同36年)、奥越豪雨(同40年)などが大洪水記録として残っている。表-2.3.1に戦後の大洪水記録と降雨分布型を示す。いずれも福井県下に大きな災害をもたらした洪水であるが、これらは降雨特性により、表-2.3.2のように3通りの降雨分布型別の災害類型がなされる。また、台風経路による多雨域を、図-2.3.3に示す。これによれば、九頭竜川には、台風による洪水(A型、B型)と梅雨による洪水(C型)があるが、台風による洪水は、その経路により、本川上流部に降雨が多い場合(A型)と、支川の日野川と足羽川に降雨が多い場合(B型)があることが分かる。これにより、合流部における背水現象の問題が発生する。

表-2.3.1 戦後の大洪水記録と降雨分布型

洪水年月日	洪水名	降雨分布型		
		A型	B型	C型
昭和23年 7月23日	梅雨前線			○
昭和28年 9月25日	台風13号		○	
昭和34年 8月13日	台風と前線		○	○
昭和34年 9月26日	伊勢湾台風	○		
昭和36年 9月17日	第2室戸台風	○		
昭和40年 9月15日	奥越豪雨			○
昭和40年 9月18日	台風24号		○	
昭和54年 9月29日	台風16号	○		
昭和56年 7月 2日	梅雨前線			○

表-2.3.2 九頭竜川の降雨分布型別の災害類型

降雨分布型	A型	B型	C型
洪水の原因	流域中を北進する台風による洪水	流域の南方を北東進する台風による洪水	前線の停滞による洪水
降雨特性	本川上流部に多雨を生じる	日野川と足羽川上流に多雨を生じる	局地性集中豪雨を生じる
洪水特性	本川の洪水量が多い	日野川と足羽川の洪水量が多い	局地的な豪雨のため、雨域は支川に限られ、下流の洪水は小さい

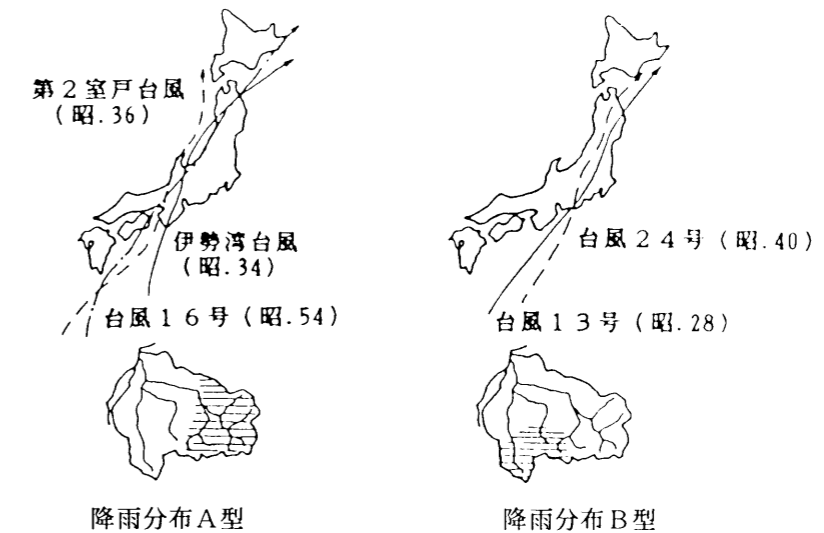


図-2.3.3 台風経路による多雨域

2.3.2 九頭竜川中下流部の河道状況

図-2.3.4に、九頭竜川流域と解析区間を示す。本研究で対象とする九頭竜川中下流部は、いわゆる福井平野を流下する河道をいう。福井平野は、九頭竜川本川、日野川、足羽川などの堆積作用によって形成された沖積平野であるが、地形的には、扇状地、自然堤防、三角州、砂丘よりなる。扇状地は本川と足羽川にみられるが、小規模であり、自然堤防の著しい発達もみられなく、大部分が低平な三角州的沖積平野である。

九頭竜川扇状地の扇頂部は、標高約40mであり、扇端部は10mの等高線付近である。足羽川扇状地も同様であるが規模は小さい。扇状地の規模は小さいが、洪水のピーク時には、扇状地区間の河道では射流状態で流下する。また、足羽川のこの河道区間は、床止めによって河床勾配を段階的に緩くしているが、これは流水の不連続点となる。本川と足羽川は、扇状地区間を過ぎると急に河床勾配は緩やかになり、河道の蛇行も始まり、日野川と共に標高5m以下で合流する。河床勾配が小さいことか

ら、合流部付近では背水現象の影響がある。

福井平野における九頭竜川の河道が、現在のルートに固定されたのは藩政時代である。藩政時代の治水工事は霞堤によるものが主であったが、明治33年に着手された第1期改修計画では、連続堤と河道拡幅の2大方針が実行され、その後の洪水流量の改訂を重ねて現在に至っている。現在の九頭竜川の治水上の課題には、足羽川の治水安全性の向上、日野川の引堤を含めた河道拡幅、低平地内水河川の排除能力の向上などがある。これらの問題に対処するためには、九頭竜川の本支川を含めた全体的な洪水時の挙動を明らかにすることが必要であろう。

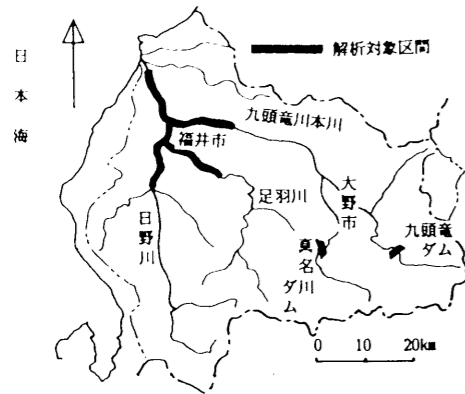


図-2.3.4 九頭竜川流域と解析区間

2.3.3 九頭竜川の水文資料

(1) 平面図と横断面図

平面図は、全区間にわたり縮尺1/2,500のものを利用した。九頭竜川本川と日野川は、昭和57年度に建設省によって作成されたものを用い、足羽川は福井県庁によって作成されたものを用いた。九頭竜川の距離標は、右岸堤防上に200m間隔で決められているが、河道は蛇行しているため、流心部の流下距離は、200m間隔より長い場合も短い場合もある。このため、平面図を用いて流心部の流下距離 Δx および横断面図の流心方向からの偏角 θ を読み取った。横断面図は、縮尺1/200のものを利用した。九頭竜川本川と日野川は、昭和40年頃より毎年200m間隔の距離標地点で横断測量が行われている。足羽川は、これまで全区間にわたる横断測量は行われていなかったが、足羽川ダム計画の基礎調査として、昭和57年に、日野川合流点から美山町蔵作までの横断面図が整備された。本研究では、流下距離 Δx を約500mとしたので、横断面図の利用は、約1,000m間隔となる。また、断面が流心方向と直角にならない場所もあり、これは $\cos\theta$ (θ は偏角) を乗じることによって、前節の図-2.2.4に示した y 座標値を修正した。

(2) 水位観測記録と流量観測記録

水文観測記録は、昭和56年7月出水と昭和58年7月出水の2ケースの水位記録が利用できた。記録の時間間隔は60分である。なお、昭和56年7月出水のピーク時には、浮子による流量観測もなされ、平均流速、水面勾配、流量などの貴重な記録が整備されている。

昭和56年7月出水の概況は以下のようなものである。活発な活動を示す梅雨前線が、7月1日の降り始めから3日の9時まで、九頭竜川筋で230mm、足羽川筋で168mm、日野川筋で109mmの降雨量を示した。この長雨に対して、2日10時頃より本川上流の鷺ダムで200m³/secの放流を開始し、仏原ダムと真名川ダムでも放流を行ったが、3日0時頃より放流量も増大し、仏原ダムで700m³/sec、真名川ダムで

400m³/secの放流量となった。これにより下荒井ダムでは、5時に2,000m³/secの最大放流量に達した。本川の中角地点では、戦後の洪水の中で第5位を記録した。

昭和58年7月出水の概況は次のようである。梅雨前線の北上により、嶺北を中心に一時激しい雨にみまわれた。福井市では、午前10時から11時にかけて、時間雨量42mmという史上3番目にあたる降雨を記録した。この洪水は、主に日野川筋の降雨による出水が大きかった。

図-2.3.5に九頭竜川中下流部における水位観測所を示す。図-2.3.6に、これらの出水時の水位観測所における水位記録を示す。これらのうち、三国、五松橋、三尾野、天神橋の水位は、不定流計算の境界条件として用い、他の観測所の水位は、粗度係数を同定するために利用した。

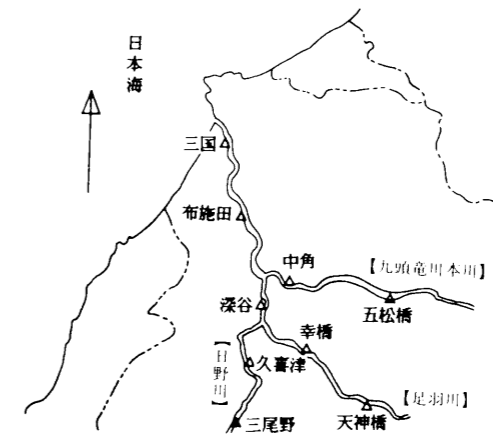
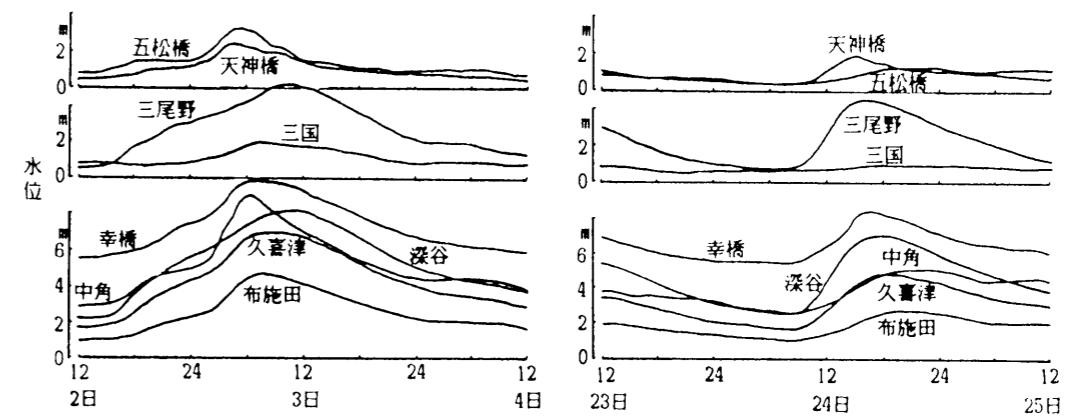


図-2.3.5 九頭竜川中下流部における水位観測所



(a)昭和56年7月出水
(中角のピークが早い出水)

(b)昭和58年7月出水
(深谷のピークが早い出水)

図-2.3.6 水位観測所における水位記録

2. 4 洪水計算法の九頭竜川への適用

2. 4. 1 粗度係数の検討および実測記録との対応

(1) 粗度係数検討のための資料

我が国における沖積平野自然河川の粗度係数の範囲は、「建設省河川砂防技術基準」などによれば、 $0.020 \sim 0.050 \text{m}^{-1/3} \cdot \text{sec}$ の範囲にある。また、我が国の代表河川で不等流計算に使用された粗度係数を河床材料から分類すると、 $0.025 \sim 0.040 \text{m}^{-1/3} \cdot \text{sec}$ の範囲にある。低水路における粗度係数は河床材料によって決まり、河床粒径は河床勾配と密接な関係がある。そこで、「九頭竜川河床変動計算業務」で整理された粒径の縦断分布と河床高を図-2.4.1に示す。資料は、九頭竜川本川の値しか得られなかったが、これをみると、河口より19kmまでの粒径は、平均粒径が $d_m \approx 0.5 \text{mm} \sim 1.0 \text{mm}$ と小さいのに対し、上流の扇状地区間では急激に大きくなり、五松橋付近では $d_m \approx 10 \text{mm}$ となっている。

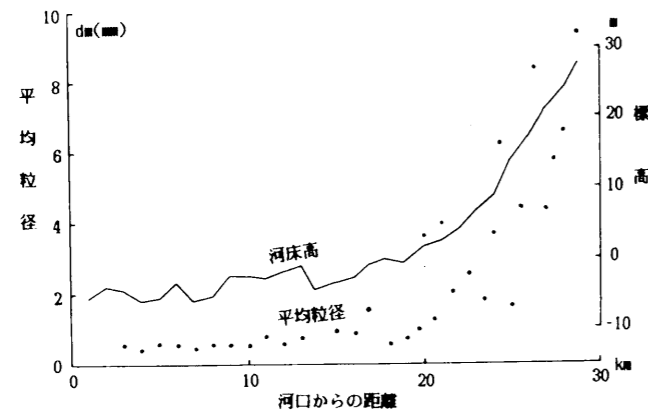


図-2.4.1 九頭竜川本川の河床高と平均粒径の縦断分布

これらは、低水敷での値であるが、高水敷における資料は少ない。一般に低水敷は移動床であるから、河床材料や河床勾配によって抵抗特性が決まるが、高水敷では地被状態によって抵抗が異なる。洪水時の航空写真と流量資料から高水敷きの粗度係数を求めて、地被状態との対応を検討した例によると、粗度係数は $0.020 \sim 0.090$ の範囲にある。九頭竜川では、航空写真および現地での観察により植生を判断することにより、大まかな値を推定した。本川下流部の高水敷は、水田や畑地などに利用されており、中流部では、背の高い灌木などに堅草が密に植している。日野川は、全区間が主に水田に利用されている。足羽川は、福井市街地より下流では低水路護岸の工事がほぼ完了しており、高水敷は、草地、グランド、堅草などが植している。市街地より上流では、低水路護岸工事は未整備であり、一部畑地となっている以外は、灌木を含む堅草が密に植している。

(2) 従来の検討結果

昭和45年に報告された「九頭竜川河床変動計算業務¹⁵⁾」によると、不等流計算による粗度係数として表-2.4.1の値を採用している。また、昭和53年に報告された「九頭竜川水系治水計画検討業務¹⁶⁾」によると、不等流計算による水位と水位観測所での水位との比較から、表-2.4.2の値を最適な粗度係数と決定している。

(3) 粗度係数の試算方法

これまでに行われた検討結果、あるいは、河床材料粒径、河床勾配、高水敷の植生などを参考にし

て粗度係数の試算値を決めた。これを参考にして不定流計算を行い、解析対称河道区間の中間地点にある布施田、中角、深谷、久喜津、幸橋の各水位観測所における計算水位が観測水位に一致するように粗度係数を修正した。何回かの試算の結果、粗度係数を表-2.4.3のように決定した。

表-2.4.1 昭和45年の検討結果

低水敷の粗度係数	本川	0.0km~15.2km	0.030
		15.2km~23.0km	0.035
		23.0km~29.6km	0.040

表-2.4.2 昭和53年の検討結果

高水敷の粗度係数			0.060
低水敷の粗度係数	本川	0.0km~15.2km	0.025
		15.4km~20.0km	0.030
		20.2km~29.6km	0.035
	日野川	0.0km~15.0km	0.035

表-2.4.3 本研究で決定した粗度係数

高水敷の粗度係数			0.080
低水敷の粗度係数	本川	三国~15.0km	0.025
		16.0km~21.0km	0.030
		22.0km~五松橋	0.040
	日野川	合流部~4.0km	0.035
		5.0km~三尾野	0.040
	足羽川	合流部~天神橋	0.035

(4) 実測記録との対応

実際の観測資料は昭和56年7月洪水と昭和58年7月洪水の記録を利用したが、昭和56年洪水のピーク時には、浮子によって流量観測もなされ、平均流速や水面勾配などの記録も整備されている。

不定流計算では、唯一の試算パラメータとして河道のManningの粗度係数が必要であるが、九頭竜川の粗度係数は不等流計算によって検討が行われた例がある。しかし、粗度係数は本来、等流状態における抵抗係数であるから、不等流状態や不定流状態では、各々が異なる値を持つものである。また、不定流の数値計算では、離散化法によっても異なる粗度係数を取ることになる。

九頭竜川中下流部の河道では、高水敷と低水敷が明確に分かれている。低水敷の粗度係数を見積もる資料として、低水敷の河床材料粒径を得ることができたが、高水敷の粗度係数検討のための資料は乏しく、航空写真および現地観察による植生判断により大まかな値を推定した。また、不定流計算による粗度係数の検討は、前節の図-2.3.5に示した水位観測所のうち、三国、五松橋、三尾野、天神の水位観測記録を境界条件として与え、布施田、中角、深谷、久喜津、幸橋の計算水位を水位観測

記録に一致させるように、低水敷と高水敷の粗度係数を修正していく方法で行った。また、昭和56年洪水では流量観測も行われたので、これも参考にすることができた。何度かの試行の結果決定した値を表-2.4.3に示すが、図-2.4.2(a)は、表-2.4.3に示す粗度係数を用いて計算した水位と観測(実測)水位との対応を示している。

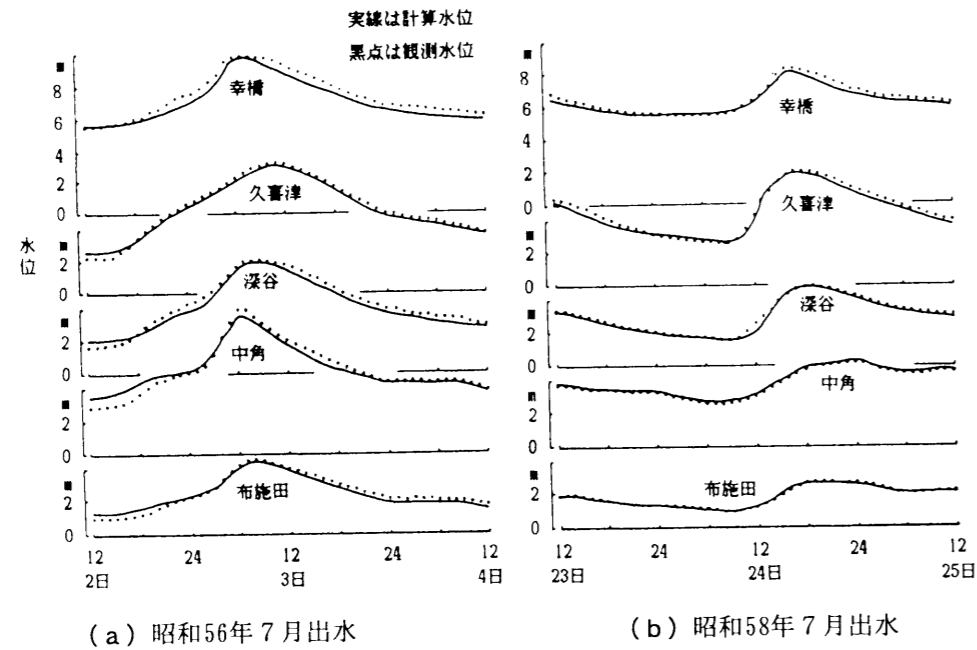


図-2.4.2 計算水位と観測水位の対応

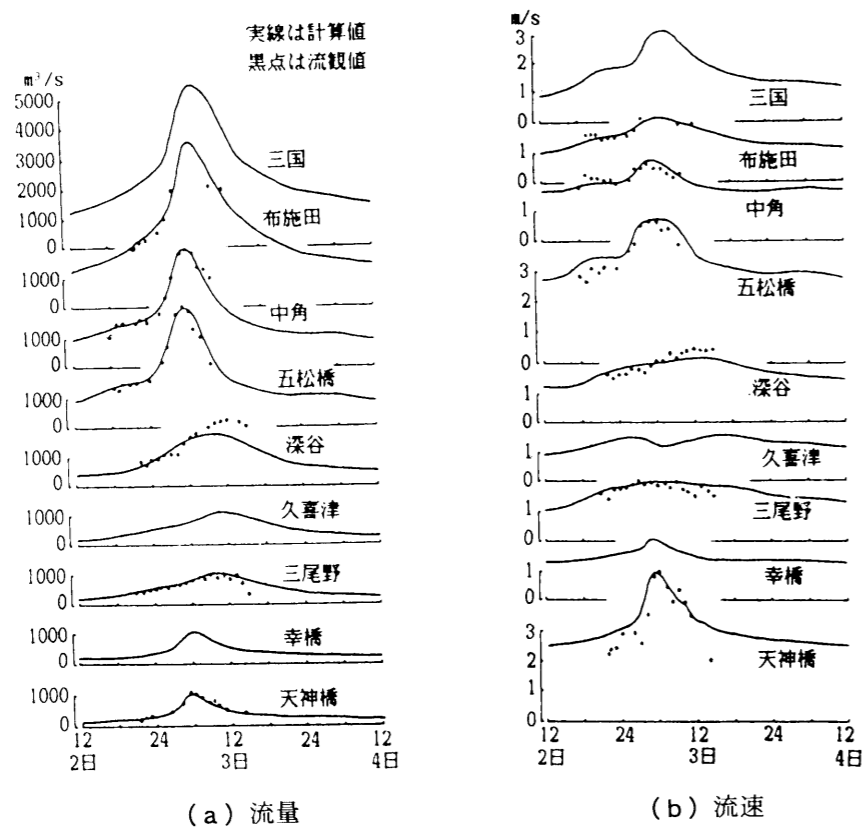


図-2.4.3 流量観測値との対応(昭和56年7月出水)

図-2.4.3(a)は、昭和54年7月出水における計算水位と観測水位の対応を示す。差分格子は、水位観測所の断面では水位を計算するように選んだので、図中の流量は、水位観測所前後の値を平均したものであるが、境界条件にあたる三国、五松橋、三尾野、天神橋の流量は、三国では Δx だけ上流の値で、その他では Δx だけ下流の値で示した。図-2.4.3(b)は、流速の計算値と浮子の流下を観測することにより得られた流速との対応を示す。

また、図-2.4.2(b)は、昭和56年7月出水資料を用いて決定した粗度係数を、そのまま用いて、昭和58年7月出水の不定流計算に適用した結果を示す。

2.4.2 洪水時の流況の再現

(1) 昭和56年7月洪水時の流況

図-2.4.4に、洪水の初期、流量ピーク時および減少時の状況を示すが、水位変化をみると、九頭竜川本川の20kmより下流区間および日野川での上昇が相当激しい。これに比べ、本川の20kmより上流および足羽川の上流では、河床勾配が大きいことから流速が大きくなり、水位上昇は小さいようである。

流量変化をみると、洪水のピークがまだ到達していない2日午後6時では、本川の下流よりも上流の五松橋付近の流量の方が大きく、これ以後の流量増加が予想される。この時刻には日野川筋の洪水は始まっていないが、その後、中角がピークとなった3日午前6時には、河口の三国よりも日野川との合流点付近の方が流量が大きくなってくる。このことは、洪水流が上流から下流に伝播流下する様子を表わしている。この後、洪水流の通過とともに、3日午前8時、午後6時では、上流よりも下流の流量が大きく、洪水流が通過終了後は、上下流の流量は同程度となってくる。

流速変化をみると、本川下流部および日野川は河床勾配が小さいためか、流速は小さい。中角がピークの3日午前6時には、本川下流部の流速は急増しているが、日野川の流速はそれほど上昇してい

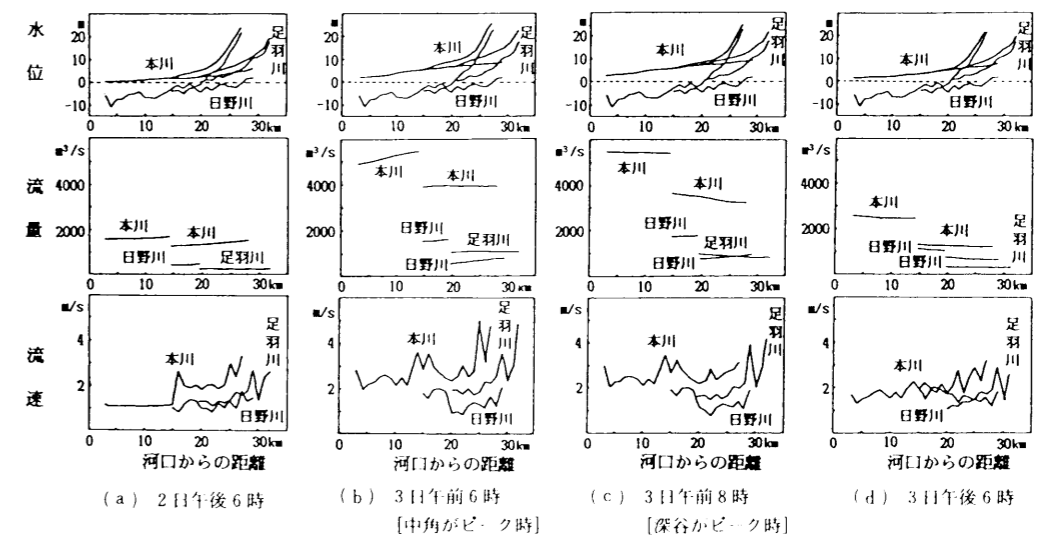


図-2.4.4 昭和56年7月洪水時の流況

ない。これは、この時刻に本川の洪水流量が大きいため、河床勾配の小さい日野川が背水効果を受けているためと思われる。この時刻には、河床勾配の大きい本川上流部五松橋付近および足羽川上流部天神橋付近の流速は約5 m/secにもなり、 $F_r = v / (gA/B)^{1/2}$ で定義したフルード数も、何箇所かの区間で1.0以上となり射流状態となっている。ピークが通過した2時間後の午前8時には、本川下流の流速は大きいままであるが、上流の流速は急減している。

(2) 昭和58年7月洪水時の流況

水位、流量、流速ともに、昭和56年7月洪水と同様な傾向を示している。この洪水は日野川筋にも大雨のあった洪水なので、深谷の流量がピークとなる24日午後5時には、本川の中角よりも日野川の深谷の方が流量が大きく、水位も高くなっている。このため、この時刻には日野川からの背水の影響を受けて、本川では、日野川との合流部の直上流付近に位置する中角で、日野川との合流部の下流よりも流速が小さくなっている。

2.4.3 基準地点における洪水時の水位流量曲線

九頭竜川の中下流部は、三大河川が合流しているために背水の影響を受け易い。特に日野川は河床勾配が小さく、本川のピーク時には転流が観測されることがあり、足羽川も日野川からの背水により転流の観測されることもある。前節の図-2.3.5に示した水位観測所のうち、最も重要な観測基準地点である中角と深谷は合流部直上流にあるため、洪水状況に応じて水位流量曲線は特有な形状を示すものと思われるが、水文流出計算により算出された計画高水流量に対応する河道計画を立案する上で、河川合流部付近の背水効果が、水位流量曲線にどのように影響を与えるかを把握することは、重要なことである。

更に、三国と布施田は、河口に近いこと潮汐の影響が大きく、また、五松橋と天神橋は河床が急勾配であり、洪水のピーク時には射流区間となるので、これらの地点での水位流量曲線の特性についても把握する必要がある。

(1) 昭和56年7月洪水時の水位流量曲線

不定流計算による各水位観測所の水位流量曲線を図-2.4.5に示すが、この洪水は本川の中角の水位のピークが3日午前6時であり、これより2時間後に日野川の深谷で水位のピークが生じている。これによると、三国は河口に近いことから高水時にも潮汐の影響が現われている。布施田も河口に近いことから潮汐の影響を受けるといわれていたが、水位流量曲線は、緩流河川で現われる一般的な反時計回りのループを描いており、洪水時には流量が大きくなるため、潮汐の影響は現われていない。本川の中角、日野川の三尾野および足羽川の幸橋は、反時計回りのループが明瞭に現われ、洪水流の通過の様子を示しているが、これに対し、日野川の合流部直上流にある深谷は、時計回りのループ（図中では逆ループ）となっており、久喜津も洪水ピーク時は時計回りのループとなっている。これは、本川の水面上昇により日野川の流量増加時に背水効果を受けて水位が高くなり、その後、本川の水位下降と共に水面勾配が大きくなり、日野川の流量減少時には、同じ水位でも流下流量が大きくな

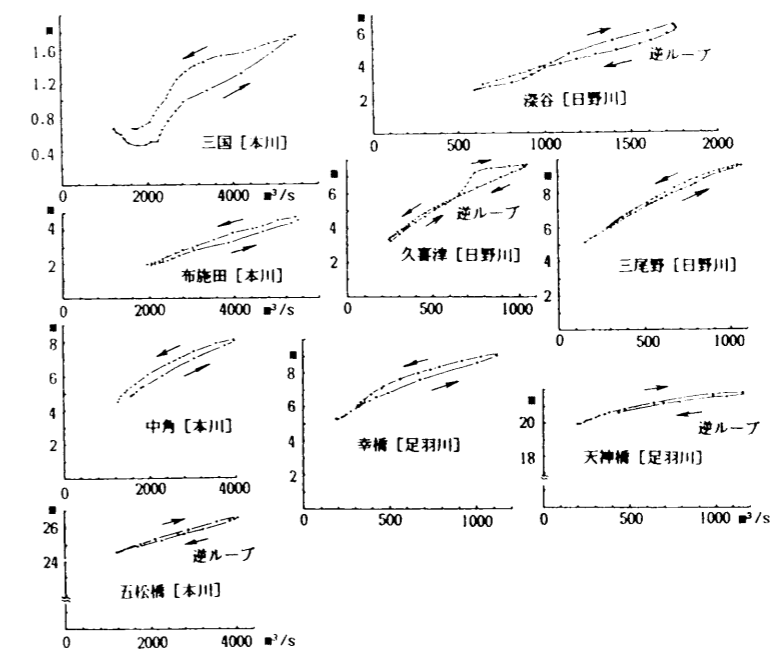


図-2.4.5 昭和56年7月洪水時の水位流量曲線（計算値を1時間毎にplotしたもの）

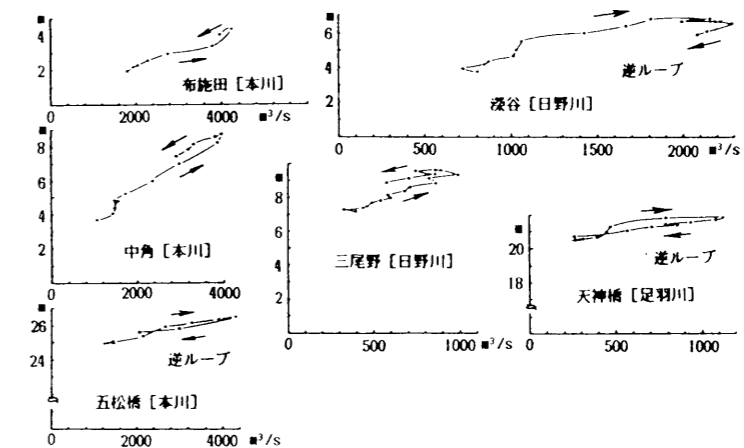


図-2.4.6 昭和56年7月洪水時の水位流量曲線（流量観測値を1時間毎にplotしたもの）

るため時計回りのループとなるためであろう。日野川は河床勾配が小さいことから背水による河道貯留量も多く、これは治水計画を算定する上で重要な要素となるものと思われる。

河床勾配の大きい本川の五松橋と足羽川の天神橋は、水位流量曲線の勾配が小さくなっている。また、ループ形状が扁平であり、水位と流量の関係が、他の観測所に比べ一価的に近いと言える。しかし、最も特徴的なことは、潮汐や背水の影響を受けない場所であるにも拘わらず、ループが時計回りであることである。この現象は、図-2.4.6に示すように、流量観測による実測値でも示されており、洪水のピーク時に射流となるためと思われる。

図-2.4.6は、洪水時に行われた流量観測の実測値を整理したものである。これによると、中角

は反時計回りであり、深谷は時計回りとなっている。河床勾配の急な五松橋と天神橋は時計回りであり、全般的には不定流計算による結果と流量観測による結果は、傾向がほぼ一致しているようである。しかし三尾野にみられるように、流量観測値に測定誤差が含まれると思われるケースもあり、洪水時に行われる流量観測の困難性が伺われるところでもある。

(2) 昭和58年7月洪水時の水位流量曲線

昭和58年7月洪水時の水位流量曲線を図-2.4.7に示す。全般的な傾向は昭和56年の洪水状況と同様であるが、日野川の深谷の水位ピークが24日午後5時であり、本川の中角のピークはこれより約7時間遅れている。なお、日野川の深谷と久喜津の水位流量曲線が反時計回りとなっているが、本川の中角では時計回りとなっている。これまで九頭竜川では、本川からの背水を日野川が受けるといわれていたが、これに対して、流域内の降雨分布の状況によっては、本川の方にも背水の影響が現われることが、これにより分かる。本川は中角より上流では河床勾配が大きくなるため、背水の影響は合流点直上流に限られ、また、洪水時の河道貯留量も小さいが、背水効果の著しい河道に水位観測所が設置してあることは、観測値の利用に対して注意を要することでもある。

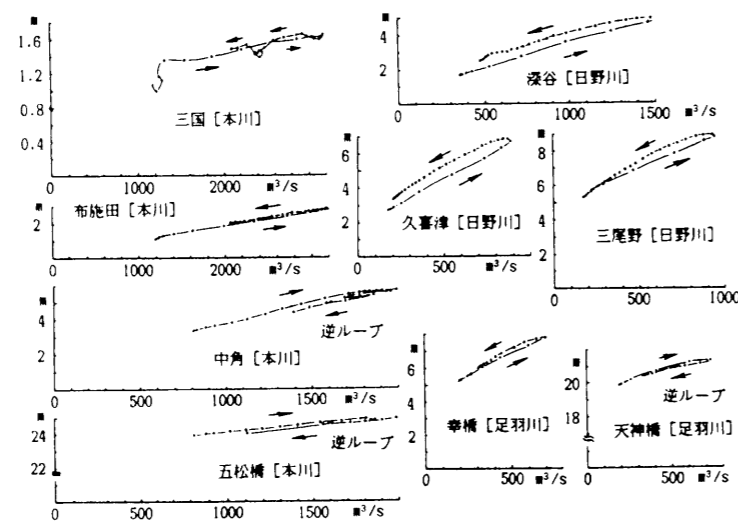


図-2.4.7 昭和58年7月洪水時の水位流量曲線（計算値を1時間毎にplotしたもの）

2.4.4 流下能力の検討

(1) 現河道の洪水時の流下能力

九頭竜川の計画高水流量の変遷を表-2.4.4に示す。第一期改修計画において、連続堤と河道拡幅という大方針が打ち出されたが、その後も流域内の変貌、時代の要請に応じて河道改修工事が実施され、計画高水流量も漸次改訂された。これまで、三国、五松橋、三尾野、天神橋の水位観測記録を境界条件として不定流計算を行い、洪水時の流況を明らかにすることができた。そこで本節では、九頭竜川の流下能力を検討するために、上記の4観測所のハイドログラフを境界条件として、次のような試算を行った。境界条件として与えられるハイドログラフは、昭和56年7月洪水時の流量計算値を、

ピーク値が表-2.4.4に示された計画高水流量のうち、昭和54年計画着工の流量に一致するように引き伸ばしたものを与えた。これにより、九頭竜川に約150年確率の洪水を発生させたことになる。

表-2.4.4 計画高水流量の変遷

計画名	計画着工年	計画高水流量 (m³/sec)				
		九頭竜川本川		日野川		足羽川
		布施田	中角	深谷	三尾野	前波
第1期改修計画	明治33年	4,170	3,058	1,667	—	695
第2期改修計画	明治43年	—	—	1,667	—	—
九頭竜川改修計画	昭和31年	5,400	3,058	2,830	—	890
昭和35年九頭竜川改修変更計画	昭和35年	(6,400) 5,400	(5,300) 3,800	2,830	2,040	890
昭和43年九頭竜川水系工事実施基本計画	昭和43年	(8,000) 9,200	(6,400) 3,800	(3,200) 2,830	2,400	(1,100) 700
昭和54年九頭竜川水系工事実施基本計画	昭和54年	(12,500) 9,200	(8,600) 5,500	(5,400) 4,800	3,300	(2,600) 1,800

上段()は基本洪水流量

図-2.4.8は、昭和56年7月の洪水パターンで計画高水流量を発生させた場合の結果を示すが、図中の「H.W.L.over」という記号は、現在の河道断面においての計画高水位を超過する区間を示し、「越流」という記号は、九頭竜川に計画高水流量に相当する洪水が発生した場合に、現堤防高では越流する区間を示している。

これによると、越流は日野川上流では約2,300m³/sec、足羽川下流では約1,300m³/secで発生している。また計画高水位の超過は、日野川では深谷で約3,500m³/sec、足羽川との合流点より上流区間

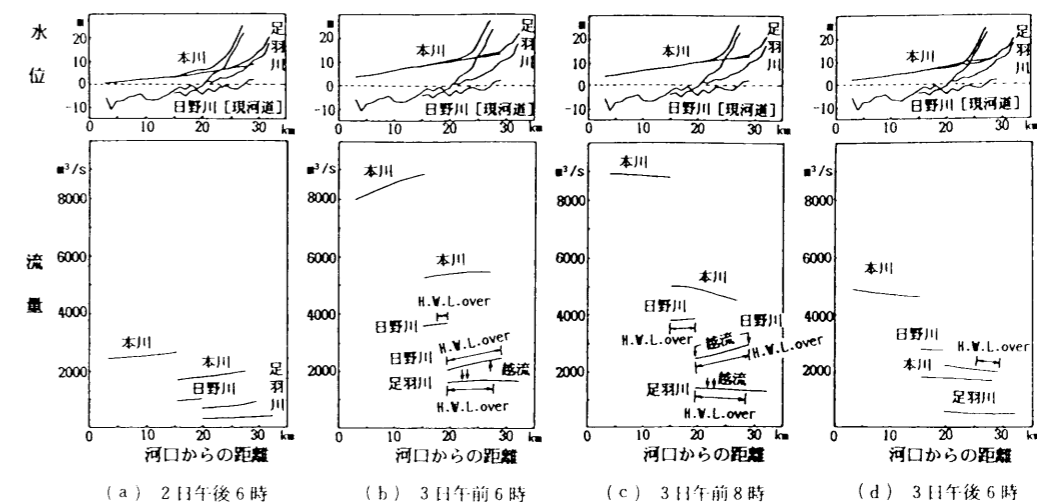


図-2.4.8 計画高水流量のシミュレーション（現河道の流況）

で約1,900m³/secで発生し、足羽川では約900m³/secで発生している。

これらを総合的に考察すると、九頭竜川本川の流下能力は現河道で賄えるようであるが、日野川の全区間および足羽川の中下流部区間では、現河道断面の流下能力では不十分であり、河積の拡大などにより、流下能力の向上が必要であろうと思われる。

(2) 河道改修後の流下能力

現在、九頭竜川本川および日野川の建設省直轄区間では、工事实施基本計画に基づいて河道改修計画が立案され、特に流下能力の大幅に不足する日野川については、既に引堤を含めた河積の拡大工事が順次実施されている。そこで、日野川の河道改修工事が完了した段階での流下能力を検討するために、日野川の計画河道断面に対して、昭和56年7月の洪水パターンのピーク流量を、計画高水流量にまで引き伸ばした前節と同様のハイドログラフを、上流から流入させたものが図-2.4.9に示す流況である。

これによると、日野川河道改修の効果は大きく、不定流計算によって得られた日野川各地点の最高水位は、計画河道の計画高水位と一致するか、やや低めとなった。

足羽川については、日野川の水位が下ることから日野川からの背水の影響が少なくなるため、下流の水位は若干下るものの、「H.W.L. over」, 「越流」共に、かなりの区間で発生したままである。これらのことから、足羽川の治水に関しては、流域上流のダムによるピーク流量の調節と共に、下流区間の河道改修が必要であろう。これらを総合的に考察すると、現在計画されている河道改修が進行すると、特に日野川の治水安全度は大幅に向上するものと思われる。またピーク時の水位は、現河道よりも深谷で約0.7m、久喜津で約1.6m低下することから、底喰川、孤川、江端川、その他の数多くの中小内水河川の水門操作および排水機場における内水排除への効果も大きいものがあるであろう。

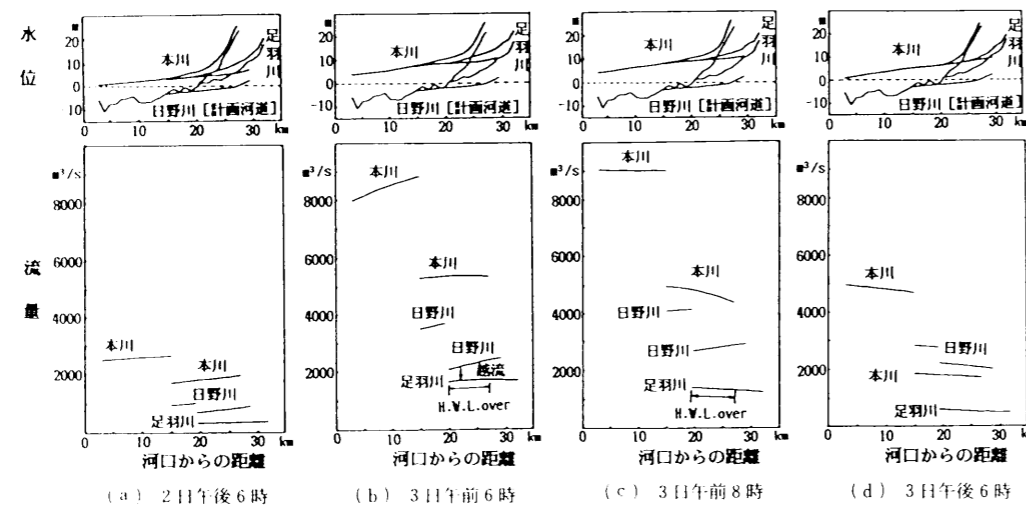


図-2.4.9 計画高水流量のシミュレーション（日野川改修後の流況）

2.5 結語

水文流出解析による洪水計算は、河川における河道懸案地点の洪水流出量を算出するものであるが、詳細な河道計画を立案するためには、洪水流本来の不定流としての取り扱いが必要とされる。また、沖積平野の大河川では、洪水流量の挙動を知るのみならず、本支川の合流現象を解明するためにも、不定流解析が有効となる。そこで、第2章では、福井平野における三大河川である九頭竜川本川、日野川、足羽川を対象として、不定流解析による洪水追跡を行い、中下流部河道の洪水時における水理学的特性の検討を行った。数値解析では、開水路不定流の連続方程式、エネルギー方程式および運動量方程式に対して離散化を行い、実河川に適合した差分近似式を誘導した。特に考慮したことは、河道区間が長く、河道状況に変化のある大河川で、エネルギー保存則を適用することが適切な河道区間と、運動量保存則を適用することが河道区間とを、連続して取り扱ったこと、流下方向の格子間距離を任意に取れるように離散化を行ったこと、非線形項を省略しないこと、などである。構成された差分近似式を、九頭竜川の河道に適用した。

沖積平野における河川中下流部における洪水時の流況を考察するため、昭和56年および昭和58年洪水を例として、九頭竜川中下流部の洪水追跡を行ったが、これまで概念的にしか把握されていなかった洪水時の水位、流量、流速などの挙動から、三大河川の流況の特徴を明らかにすることができ、河道合流部近傍の水水位流量曲線が、本川と支川の流出形態によって影響を受けることを明らかにすることができた。また、三大河川の合流部近傍における背水現象が、降雨分布に伴う出水パターンによって変化することも解明できた。これらの研究成果は、その方法論を他の河川にも適用でき、得られた成果は、我が国における河川計画の合理化のために、大変有意義なものであると思われる。

参考文献

- 1) Dronkers, J.J. : Tidal Computations for Rivers, Coastal Areas and Seas, Proc, ASCE, vol.95, HY1, pp.29~77, 1969.
- 2) Balloffet, A. : One-dimensional Analysis of Floods and Tides in Open Channels, Proc., ASCE, vol.95, HY4, pp.1429~1451, 1969.
- 3) 井上和也・岩佐義朗・宮井 宏 : 不定流の数値計算法の洪水問題への適用, 第22回水理講演会論文集, pp. 233~238, 1978.
- 4) 須賀堯三・葛西敏彦 : 陰形式差分法による不定流計算法, 土木技術資料, 24-4, pp. 27~32, 1982.
- 5) 山本拓治・中村俊六 : 感潮河川における洪水波の伝播, 第28回水理講演会論文集, pp. 201~206, 1984.
- 6) 西村克己・西村賢二・重光世洋 : 真名川ダム試験放流にともなう数値解析, 土木学会第34回年次講演会概要集, II部, pp. 115~116, 1979.
- 7) 石原藤次郎編 : 水工水理学, 丸善, pp. 18~25, 昭和47年.
- 8) 廣部英一・他 : 水理学—水工学序論, 技報堂出版株式会社, pp. 50~63, 平成7年8月.
- 9) 宮越博輔 : 福井平野における水害の研究, 人文地理, 20巻2号, pp. 108~124, 1968.
- 10) 三好逸二 : 九頭竜川の治水史, 河川, pp. 54~67, 昭和58年.
- 11) 科学技術庁資源調査会 : 九頭竜川流域の水害地形と土地利用, pp. 30~33, 昭和43年.

第3章 内水都市河川における洪水流の内部機構

- 12) 近畿地方建設局福井工事事務所：九頭竜川流域の概要，pp. 1～28，昭和56年。
- 13) 伊藤 剛編：数値解析の応用と基礎，アテネ出版，pp. 57～88，1969。
- 14) 建設省河川局監修：建設省河川砂防技術基準（案），pp. 175，昭和51年。
- 15) 建設省福井工事事務所：九頭竜川河床変動計算業務 報告書，p. 7，昭和45年。
- 16) 建設省福井工事事務所：九頭竜川水系治水計画検討業務 報告書，pp. 173～184，昭和53年。
- 17) 石川忠晴：高水敷地被状態と粗度係数について，土木学会第38回年次講演会概要集，第Ⅱ部，pp. 497～498，昭和58年。
- 18) 広部英一・高瀬信忠・宇治橋康行：河川中下流部における洪水時の流況に関する一考察，土木学会論文集，第397号／VI-9，pp. 67～74，1988。
- 19) 宇治橋康行・畑 時男・高瀬信忠・広部英一：酸性雪の化学成分とその堆積・流出過程に関する研究，水工学論文集，第38巻，pp. 101～106，平成6年2月。
- 20) 高瀬信忠・広部英一：九頭竜川の洪水関係資料，金沢大学日本海域研究所報告，第19号，pp. 211～236，昭和62年10月。
- 21) 廣部英一・加藤哲男・高瀬信忠：福井市における河川水害と水害対策に関する住民意識，金沢大学日本海域研究所報告，第21号，pp. 83～98，平成元年10月。
- 22) 廣部英一・高瀬信忠：大野盆地における小字名と旧河道の関係について，金沢大学日本海域研究所報告，第22号，pp. 177～187，平成2年10月。
- 23) 広部英一：内水都市河川底喰川の洪水流出形態，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第16号，pp. 145～160，1982。
- 24) 広部英一・森脇栄一・宮本 亘：エネルギー方程式および運動量方程式を用いた不定流計算法の実河川への適用について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第20号，pp. 185～202，昭和61年12月。
- 25) 廣部英一：九頭竜川中流部における旧河道と小字名について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第24号，pp. 111～129，平成2年12月。
- 26) 広部英一・他：一級河川馬渡川河道解析報告書，福井県土木部，昭和59年。
- 27) 広部英一・他：足羽川の歴史，「川を生かした都市づくり」調査報告書，福井県土木部，昭和60年3月。
- 28) 広部英一・他：福井市における河川と水害に関する住民意識の考察，福井地域環境研究会報告，第3号，pp. 27～43，昭和58年5月。
- 29) 広部英一・他：福井平野における水害と洪水処理の問題について，福井地域環境研究会報告，第4号，pp. 31～41，昭和59年5月。
- 30) 広部英一・他：河川環境整備に関する調査研究，福井地域環境研究会報告，第5号，pp. 39～50，昭和60年7月。

3.1 緒言

市街地を流域に持つ都市河川では，市街地の拡大によって土地利用形態が変化するため，浸透域が減少し，降雨の流出率が増加する。このため，流域から河道への流出量が増大し，流域が都市化される以前の河道断面では流出量増加に対応しきれず，疎通能力が不足して氾濫浸水する。この現象がいわゆる都市河川問題¹⁾であるが，第3章で対象としている底喰川は，もう一つの問題^{2)・3)}を持っている。すなわち，継続時間の長い降雨時に，外水河川である日野川の水位が上昇して内水が吐けなくなり，このため，下流端水門を閉鎖することにより，湛水浸水が生じることである。河道改修によって疎通能力が増加した場合には，河道の氾濫浸水は防げるが，流域からの流出量は，内水河川と外水河川の合流部附近の低地に集中するようになるので，結局は湛水型の浸水被害を生じる。また，流域内の市街地には合流式下水道が整備されているが，合流式下水道の場合には，降雨時に多量の下水雨水が，短時間に集中的に河道内にポンプ流出されるので，底喰川は下水排水河川の役割も担っている。これらのことから，底喰川の洪水流出形態は非常に複雑なものとなっており，単なる降雨-流出の変換系として，一面的な関係を論ずることはできない。そこで第3章では，典型的な内水都市河川の実例として，底喰川の洪水流出現象を明らかにするために，次のような流出モデルを構成した。

まず，流域を幾つかの小流域に分割し，各小流域から本川河道への支川流入量を，分布貯留型モデル⁴⁾で推定する。次に，本川河道の流れを，支川からの横流入がある不定流として取り扱う^{5)・6)}。これにより，河道各地点の水理量の時間変動を予測推定することができる。ここで用いたモデルには，市街地の下水処理場からのポンプ排出量，内水河川と外水河川の合流部にある水門の操作，外水河川へのポンプ排出量，外水位の影響など，現実的な諸問題は全て導入されている。

3.2 分布貯留型モデルと不定流モデルを用いた内水都市河川の洪水計算法

3.2.1 降雨分布および有効降雨モデル

(1) 降雨分布

流出解析に用いる降雨分布は，水文統計計算によって確率年別に作成された中央集中型などの降雨分布，水文統計計算によって確率年別に総降雨量を求めて引き伸ばした既応降雨分布，あるいは甚大災害を生じた既往降雨分布などが選ばれるが，本研究は，ポンプ排出や水門操作など，実際に稼働されたデータを用いるため，既往の降雨分布を用いて解析を行った。

(2) 有効降雨モデル

(a) 下水道未整備流域

流域の都市化の程度に応じて、流域を浸透域と不浸透域に面積比で分割を行い、各々に損失モデルを設定した。不浸透域では降雨損失分として初期損失分のみを考え、浸透域では初期損失分と浸透損失分を考えた。面積比は、後述するように、土地利用状況を参考にして小流域別に決定した。

(b) 下水道整備流域

底喰川流域の市街地は合流式下水道が整備されている。市街地の降雨の一部は道路端の雨水升を通過して下水管に流れ込み、排水区末端の雨水ポンプ場から底喰川に排出される下水道ポンプ排出分がある。また一部は都市下水路に流れ込み、直接に底喰川本川に至る都市下水路流出分がある。このように、下水道が整備されている流域では、降雨は2通りの排水系統を流下して本川に流入する。このため、下水道整備流域の流出解析では、浸透域と不浸透域に対して、別個に有効降雨を算出した後に、下水道ポンプ排出分と都市下水路流出分に再分配をする必要がある。

3. 2. 2 流域の分布貯留型モデル

(1) 基礎方程式

都市化による流出変化を定量的に表現するためのモデルには、次の特性が要求される。

- ・流域の部分的な都市化を表現できるような分布定数型であること。
- ・土地利用状況の差異による流出の差異を表現できること。
- ・総合化の程度が高く物理的意味の明確なパラメータを用いていること。
- ・流域斜面上の流れの非線形性を表現できること。

そこで本研究では、小流域に対して次のような斜面流出モデルと支川排水路モデルから成る分布貯留型モデルを適用した。

(a) 斜面流出モデル

流域を下水道整備状況を考慮し、支川および都市下水路（以下、支川排水路と呼ぶ）に対応して幾つかの小流域に分割する。また、土地利用状況によって、各小流域内に浸透域と不浸透域を設定する。次に、各小流域からの流出量と貯留量の間、一価の貯留-流出関係が成立すると仮定し、浸透域および不浸透域を、各小流域と同面積の矩形の斜面上に置換した。置換した斜面上の流れは、kinematic-wave 近似が可能で、流れは Manning の抵抗則に従うとし、斜面幅は排水幹川長に等しく、斜面長は浸透面積あるいは不浸透面積に等しくなるように取った。

これらの仮定のもとに、矩形斜面上の貯留方程式は、各々、次のようになる。

$$S_p = \frac{k_p \cdot l_p}{1 + p_s} \cdot q_p^{p_s} \quad ; \quad \text{浸透域} \quad (3.2.1)$$

$$S_i = \frac{k_i \cdot l_i}{1 + p_s} \cdot q_i^{p_s} \quad ; \quad \text{不浸透域} \quad (3.2.2)$$

ここに、 S は斜面流単位幅貯留量、 q は斜面下流端単位幅流量、 l は斜面長、 $k = (n_s / \sqrt{i_s})^{p_s}$

p_s は Manning 式より 3/5、 n_s は流域斜面の等価粗度係数、 i_s は流域斜面勾配、下付添字 p は浸透域、下付添字 i は不浸透域を示す。

また、貯留量の連続関係式は、各々、次のようになる。

$$\frac{dS_p}{dt} = r_e \cdot l_p - q_p \quad ; \quad \text{浸透域} \quad (3.2.3)$$

$$\frac{dS_i}{dt} = r_e \cdot l_i - q_i \quad ; \quad \text{不浸透域} \quad (3.2.4)$$

ここに、 r_e は有効雨量、 t は時間である。

(b) 支川排水路モデル

小流域の支川排水路流れについても、kinematic-wave 近似を適用すると、貯留方程式および貯留量の連続関係式は、次のようになる。

$$S_c = \frac{k_c \cdot l_c}{1 + p_c} \cdot q_c^{p_c} \quad (3.2.5)$$

$$\frac{dS_c}{dt} = (q_p + q_i) \cdot l_c - q_c + q_u \quad (3.2.6)$$

ここに、 S_c は排水路長間の河道貯留量、 q_c は排水路下流端流出量、 q_u は排水路上流端からの流入量、 l_c は排水路長、 p_c は排水路の断面定数、 $k_c = A_c / (A_c \cdot R_c^{2/3})^{p_c} \cdot (n_c / \sqrt{i_c})^{p_c}$ 、 n_c は排水路の粗度係数、 i_c は排水路の勾配、 A_c は排水路の流積、 R_c は排水路の径深である。

(2) 数値計算法

式(3.2.1)と式(3.2.3)、式(3.2.2)と式(3.2.4)および式(3.2.5)と式(3.2.6)は、同型の連立方程式であるので、式(3.2.5)と式(3.2.6)の計算法を示すと、次のようになる。式(3.2.5)を式(3.2.6)に代入すると、

$$\frac{dq_c}{dt} = \frac{\{(q_p + q_i) \cdot l_c - q_c + q_u\}(1 + p_c)}{k_c \cdot l_c \cdot q_c^{p_c - 1} \cdot p_c} \quad (3.2.7)$$

となる。 $f_c(q_c) = dq_c/dt$ とおき、式(3.2.7)を離散化すると、

$$q_c^{i+\Delta t} = q_c^i + \Delta t \cdot f_c(q_c^i) \quad (3.2.8)$$

となる。ここに、上付添字 i は、時間ステップを示し、 Δt は時間間隔である。

3. 2. 3 河道の不定流モデル

(1) 基礎方程式⁷⁾

開水路1次元流れの運動方程式は、次のようである。

$$\frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{g} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} - i + \frac{n^2 |u| u}{R^{3/2}} = 0 \quad (3.2.9)$$

ここに、 t は時間座標、 x は空間座標（下流向きを正とする）、 u は平均流速、 h は水深、 i は河床勾配、 R は河道の径深、 n は河道の粗度係数、 g は重力の加速度である。

連続方程式は、横流入量を考慮すると、次のようである。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} - q = 0 \quad (3.2.10)$$

ここに、 A は河道の流積、 Q は流量、 q は河道単位流下距離当たりの横流入量である。

連続方程式(3.2.9)は、河床勾配が大きい場合（ $i > 1/3000$ ）には、慣性項と加速度項の影響は、他の項に比べて小さいので、これを無視すると次のようになる。

$$\frac{\partial h}{\partial x} - i + \frac{n^2 |u| u}{R^{2/3}} = 0 \quad (3.2.11)$$

(2) 数値計算法

式(3.2.10)と式(3.2.11)の離散化は Leap-Frog 法⁵⁾を採用した。この離散化法によると、流量と水位は、各々、 $2 \Delta x$ ごとの断面で計算され、各断面では流量か水位のどちらか一方だけが求められる。また時間的には、流量と水位は、各々、 $2 \Delta t$ 間隔で計算され、ある時刻では流量か水位のどちらか一方だけ計算される。このため、本研究のように、河道上流端では流域からの流入量が得られ、河道下流端では、外水位あるいはポンプ排出量という境界条件が与えられる不定流計算に適した方法と言える。式(3.2.10)を用いて各地点の流量を求め、式(3.2.11)を用いて各地点の水深を求める。これを時間の進行とともに、交互に繰り返すことになる。

図-3.2.1に示した差分スキームで離散化すると、式(3.2.10)は、次のようになる。

$$h_{i,j+1} = h_{i,j-1} - \frac{1}{B_{i,j-1}} \frac{\Delta t}{\Delta x} (Q_{i+1,j} - Q_{i-1,j} - 2 \cdot \Delta x \cdot q_{i,j}) \quad (3.2.12)$$

同様に、式(3.2.11)は、次のようになる。

$$Q_{i,j+1} = \pm \sqrt{\frac{H_{i+1,j} - H_{i-1,j}}{2 \cdot \Delta x}} \cdot \left(\frac{K_{i+1,j} + K_{i-1,j}}{2} \right) \quad (3.2.13)$$

ここに、 i は場所格子、 j は時間格子、 $H = h + z$ 、 H は水位、 z は最低河床高、 B は水面幅、 Δx は流下距離間隔、 Δt は計算時間間隔である。

$K_{i,j} = \left(\frac{1}{n} \cdot R^{2/3} \cdot A \right)_{i,j}$ は通水能であり、複号は $H_{i+1,j} - H_{i-1,j} \geq 0$ のとき符号は負、
 $H_{i+1,j} - H_{i-1,j} \leq 0$ のとき符号は正を取る。

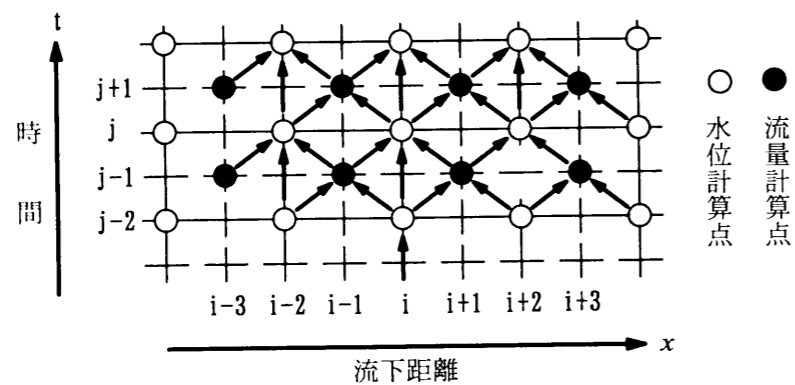


図-3.2.1 Leap-Frog法の差分スキーム

(3) 初期条件と境界条件および計算の安定性

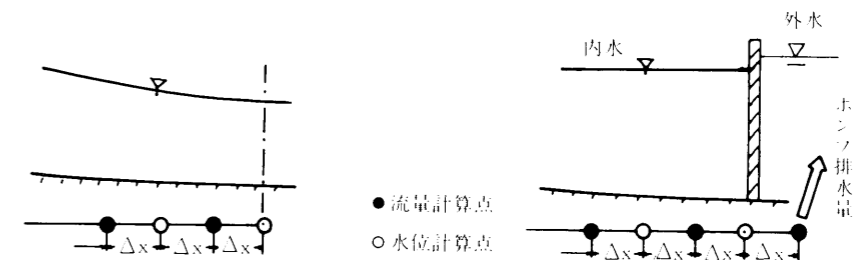
初期条件は、全区間に水位を与えた。境界条件は、河道上流端では分布貯留型モデルで計算した斜面および支川排水路からの流出量を与え、下流端では水門の閉鎖に応じて現地で測定された外水位あるいはポンプ排出量の稼働実績を与えた。なお、時間の経過に従い、流出量、水位および排出量など

の境界条件の数値は変動する。離散化による計算の安定性は、差分格子の解の依存領域が微分方程式の解の依存領域を含むべきである、という C.F.L. 条件などによって概算したが、水門の閉鎖直後の急激な水位上昇時などには解の振動が見られたため、時間間隔 Δt をかなり小さく取る必要があった。

(4) 水門操作の導入方法

内水河川では、外水位の上昇と共に外水河川からの流れが流入して背水現象を生じる。このため、通常は下流端に水門を設けて、外水位が一定水位以上となったときに水門を閉鎖し、その後はポンプ排水を行う。このような水門の操作状況を不定流計算に取り入れると、次のようになる。

- ・自然流下時；降雨の初期あるいは降雨終了後の外水位低下時には、内水河川は自然流下で流れるが、このときの河道下流端の境界条件としては、外水位変動記録を与えた。
- ・水門閉鎖時；この場合には、河道を模擬的に Δx だけ延ばす。境界条件は、この位置でのポンプ排水量の稼働実績を与えた。



(a) 自然流下時 (b) 水門閉鎖時

図-3.2.2 水門操作の導入

(5) 複断面河道としての取り扱い

河道から洪水流量が越水して氾濫した場合には、氾濫域と河道で水深の差が大きいため、複断面河道としての取り扱いを行った。図-3.2.3に示すように、右岸と左岸の氾濫域および河道に対して、個別に、粗度係数、径深および流積を算出し、右岸と左岸の氾濫域および河道の通水能の総和を用いた。

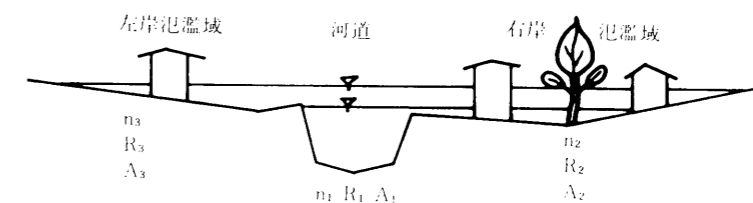


図-3.2.3 複断面河道と通水能

3. 3 内水都市河川底喰川の洪水特性

3. 3. 1 底喰川流域

(1) 流域の概要

底喰川は、福井市東部松岡町との境界に源を発し、北部市街地を西流して市西部の日野川に注いでおり、流域面積は約12.8km²、延長は6.5km、平均河床勾配は上流部で1/1000、下流部で1/2000であり、洪水時には日野川水位との関係からポンプ排水を余儀なくされている典型的な内水河川である。

内水河川の雨水処理問題は、降雨継続時間の長い洪水時に、外水河川の水位上昇が長期となり、外水河川からの逆流により背水現象を生じることにある。このため、現在、福井市内の主な内水河川では、逆流防止水門と雨水排水ポンプを設置し、内水災害に対処している。また、内水河川には、計画洪水流量が策定されているものの、出水時に下流端水門が閉鎖された場合には、計画洪水流量よりも計画高水位が重要な意義を持つ。これは、水位と流量の関係が一価的に決らず、水位はポンプ排水量との関係で決ることによる。底喰川流域の内水処理問題の特徴で最も顕著な点は、市街地を流下する都市河川であることにある。流域中流部の大半は、市街地の合流式下水道の排水区と重なり、道路端の雨水升に流下した雨水は下水管内を流下する。雨水は雨水吐きから分散して排出されることはなく、上里と乾徳の雨水ポンプ場に短時間に集中し、底喰川にポンプ排出される。底喰川の流量は、この地点で急激に増大している。この流域での水害事例は、流域上流部の河積不足と、流域下流部の水門閉鎖による背水に起因するものである。

(2) 流域の都市化の進展⁸⁾

もともと底喰川は、明治中期の福井市制施行当時においては、北部のほぼ行政区境界付近を流れていたが、その両岸には水田や農村地帯が広がっていた。その後の市町村合併などによる市域の拡張や人口の増加に伴って、次第に流域の市街化が進められてきた。戦後の、特に北部地域を中心とした土地区画整理事業の施行も加わり、図-3.3.1や表-3.3.1に見るように市街化が進んでいる。現在では、上流部と下流部の一部が市街化調整区域に属する他は、大部分が市街化区域であり、中流部流域においては、ほぼ市街化が完了している。しかしながら、福井市でも小規模河川の改修が遅れ、上述の土地区画整理事業に際して

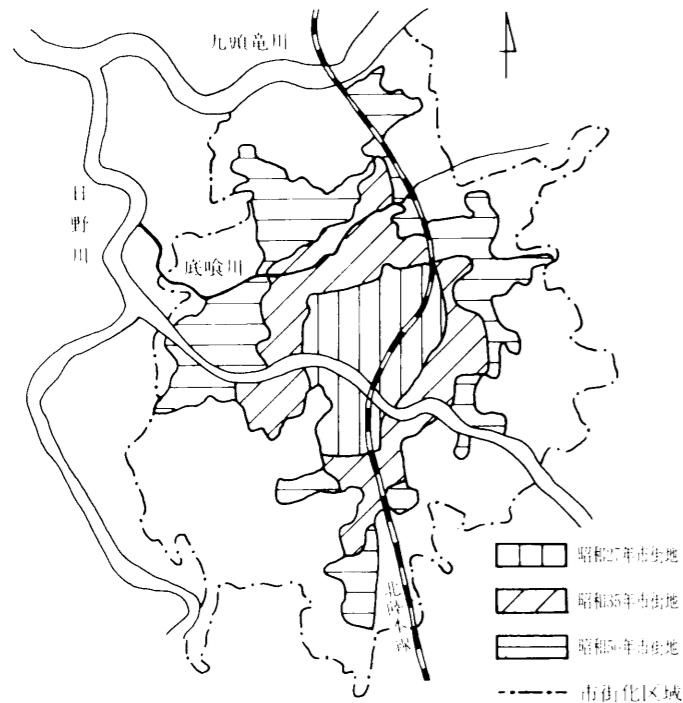


図-3.3.1 福井市市街地の発展

も、排水問題への配慮が必ずしも充分ではなかったため、都市化の進行とも相まって、いわゆる都市河川問題が生ずることとなった。

表-3.3.1 福井市の人口と市街地の推移

	明治27年	昭和35年	昭和45年	昭和45年	昭和50年	昭和55年
行政区域人口	36,863人	193,884人	205,501人	215,137人	231,364人	240,962人
市街地 人口	36,863人	104,473人	114,002人	115,881人	132,534人	— 人
市街地 面積	443ha	1,030ha	1,130ha	1,280ha	1,870ha	— ha

昭和56年現在の市街化区域人口および面積は、185,123人、4,206ha

(3) 流域の土地利用状況

底喰川流域の土地利用状況を数量化したものが表-3.3.2である。測定は13の土地利用区分について1/2500の地形図を用いて、図上で求積したものである。これによると、両岸の合計、右岸および左岸共に宅地が最も多くなっており、構成比はそれぞれ34.9%、39.7%および30.8%であり、左岸に比べ右岸の構成比が高い。次に構成比が高いのは田畑であり、両岸の合計23.6%、右岸24.5%および左岸22.7%となっている。これは、底喰川流域が上流と下流で市街化調整区域を含んでいることによる。3番目に高いのは道路であり、構成比は両岸の合計18.3%、右岸13.9%および左岸22.1%となっている。また流域を都市計画法上の土地利用規制別に見ると、市街化区域と調整区域の面積比は76.6:23.4となっている。前者について用途地域区分別割合を見ると、第1種・第2種住専を含む住宅地域が64%を占め、以下、準工業地域22%、商業・近隣商業地域14%である。後者については、田・畑・水路が83%と大部分を占めており、他は既存集落地となっている。

表-3.3.2 土地利用状況 ()内は、全体に占める構成比 (単位: ha)

	利用地											未利用地		流域面積 合計	
	公園	グラウンド	道路	官公署	病院	工場	駐車場	学校	集合住宅	神社仏閣	宅地	小計	宅地		田畑
右岸	10.78 (1.9)	13.67 (2.4)	77.45 (13.9)	4.49 (0.8)	1.48 (0.3)	8.83 (1.6)	2.81 (0.5)	18.96 (3.4)	0.00 (0.0)	7.64 (1.4)	220.63 (39.7)	366.74 (66.0)	52.98 (9.5)	136.63 (24.5)	556.35 (100.0)
左岸	10.93 (1.6)	15.25 (2.3)	145.70 (22.1)	12.46 (1.9)	0.60 (0.1)	16.14 (2.4)	2.44 (0.4)	14.31 (2.1)	13.02 (2.0)	5.75 (0.9)	203.41 (30.8)	440.01 (66.6)	70.44 (10.7)	149.92 (22.7)	660.37 (100.0)
市街化区域	21.71	26.84	207.05	16.87	2.08	24.97	5.25	31.62	13.02	11.27	401.80	762.48	120.87	48.62	931.97 (76.6)
市街化調整区域	—	2.08	16.10	0.08	—	—	—	1.65	—	2.12	22.24	44.27	2.55	237.93	284.75 (23.4)
合計	21.71 (1.8)	28.92 (2.4)	223.15 (18.3)	16.95 (1.4)	2.08 (0.2)	24.97 (2.0)	5.25 (0.4)	33.27 (2.7)	13.02 (1.1)	13.39 (1.1)	424.04 (34.9)	806.75 (66.3)	123.42 (10.1)	286.55 (23.6)	1,216.72 (100.0)

3. 3. 2 底喰川の水文資料

(1) 河道状況

河道平面図および横断面図を図-3.3.2に示す。現在、下流区間900mのみで河道改修が完了している。河道縦断面図は、3.4の解析例の図中に示した。なお、河道不定流モデルの適用区間は、下流の水門地点から上流は、国鉄線と交差する5,850m地点までであり、この区間で30m間隔の横断面図が得られた。

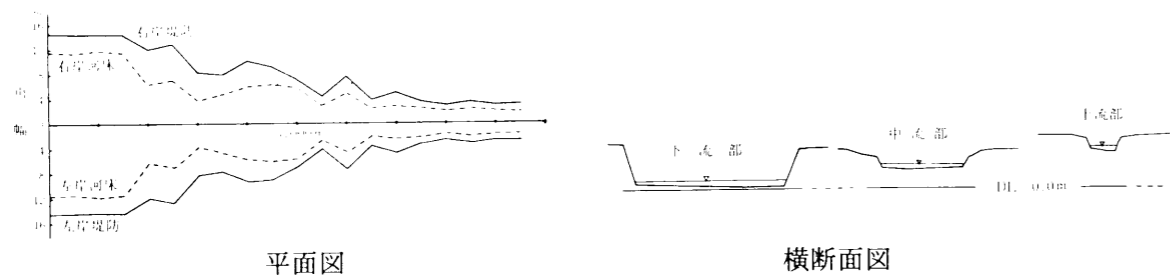


図-3.3.2 河道平面図および横断面図

(2) 流域の排水系統

底喰川本川への流域からの排水系統は、前述のように支川排水路流出分と下水道ポンプ排水分の2つの系統がある。

図-3.3.3に、本川と支川および都市下水路の系統を示す。

図-3.3.4に、降雨時に底喰川へポンプ排水される区域の下水排水区を示す。これによると、流域の半分以上が、下水排水区と重複していることが分かる。また、図中には、上里排水区と乾徳排水区の到達時間区域図が示されているが、これを見ると、下水排水区では雨水の集中時間の非常に短いことが分かる。これは、流出ハイドログラフの鋭敏化となって現れる。なお、図中の到達時間は、著者が下水配管網図を用いて、下水管1本1本の満管時の流下時間を Manning 式より求め、累積して算出したものである。



図-3.3.3 本川と支川の排水路系統

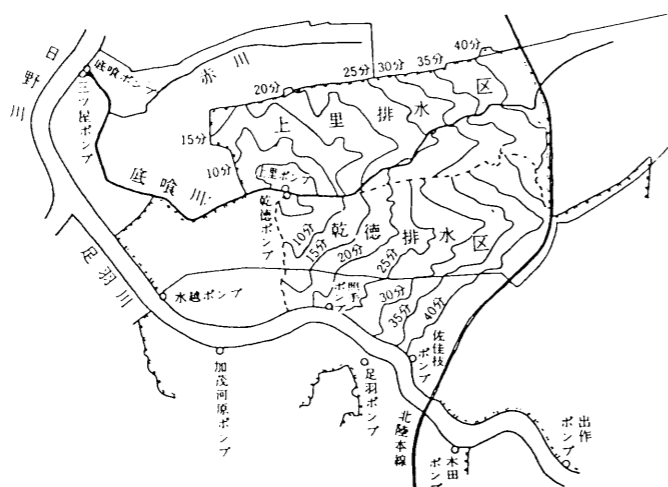


図-3.3.4 底喰川流域の下水排水区と等到達時間

(3) 小流域への分割

支川排水路の配列に注目し、土地利用状況・都市計画案・下水排水区との重複などを参考にして、流域を図-3.3.5のように、24個の小流域に分割した。小流域の1~17は、支川排水路末端から本川に流入し、また小流域A~Gは、斜面流として本川に直接流入するモデルを適用した。

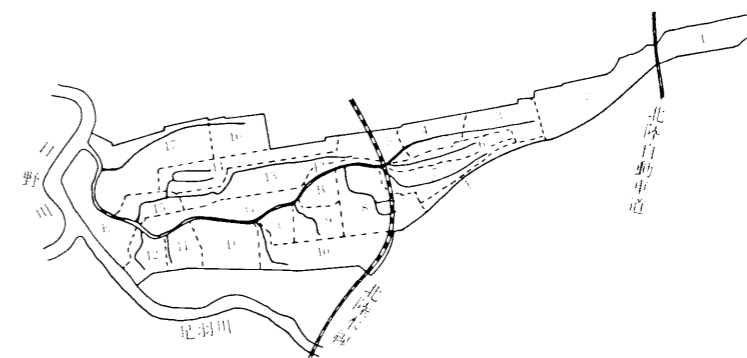


図-3.3.5 流域分割図

(4) 対象降雨、有効雨量の分離および流入分担率

解析には、福井地方気象台で観測された昭和56年7月2日3日の梅雨性強雨を用いた。この記録は、時間雨量で5年確率の46.5mm/時、日雨量で15年確率の145mm/日であった。この雨量から、不浸透域では初期損失分2mm、浸透域では初期損失分8mm、浸透損失分10mm/時として有効雨量を分離した。また降雨強度が10mm/時を下まわれば、それまでの凹地貯留分から差し引いた。

また、下水排水区と重なる小流域では、有効雨量を都市下水路流入分と、下水管流入分に分担させなくてはならないが、別に下水排水区に対して行った修正 RRL 法による下水雨水流出計算によって、都市下水路流入分担率は、約35%と推定された。

なお、計算には、小流域の流域面積が小さいこと、および下水排水区の到達時間が短いことなどから、雨量の観測値は10分間降水量を用いる必要がある。

(5) 内水位、外水位およびポンプ排水量

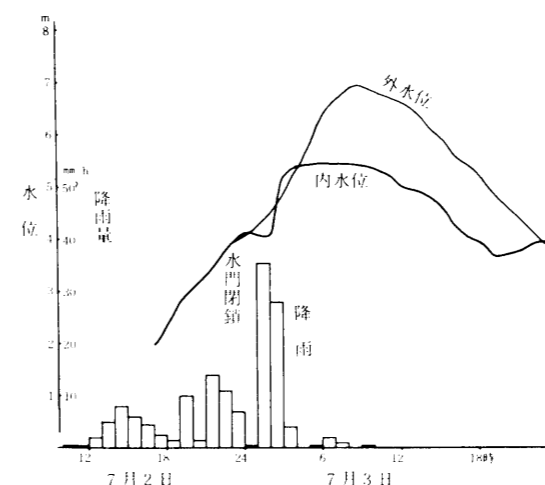
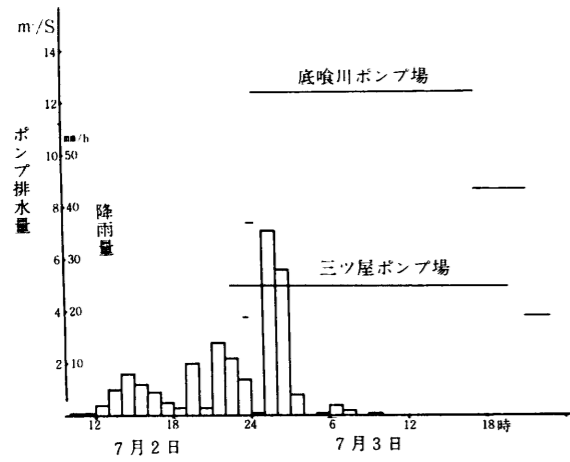
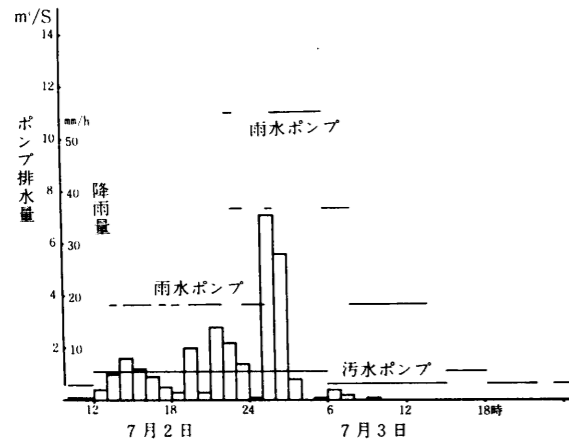


図-3.3.6 内水位と外水位

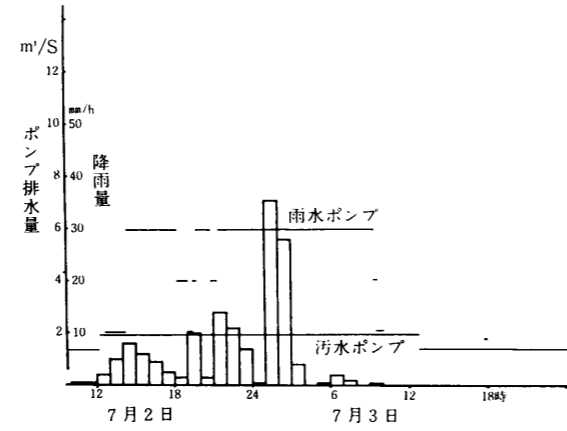
内水位と外水位を図-3.3.6に示す。ポンプ排水量の資料は、内水排水ポンプ場である底喰ポンプと三ツ屋ポンプおよび下水ポンプ場である上里ポンプと乾徳ポンプの値を用いた。稼動実績を、図-3.3.7(a)内水排水ポンプ場、(b)上里下水ポンプ場、(c)乾徳下水ポンプ場、に示す。上里下水ポンプ場と乾徳下水ポンプ場からは、雨水ポンプによって底喰川に排水されるが、汚水ポンプによって境下水処理場へも送水され、ここから排水される。これを見ると、降雨と雨水ポンプの稼動遅れは1時間以内であり、市街地に降



(a) 内水排水ポンプ場稼働実績



(b) 上里下水ポンプ場稼働実績



(c) 乾徳下水ポンプ場稼働実績

図-3.3.7 ポンプ稼働実績

(6) 不浸透面積率

流域の土地利用状況を分布貯留型モデルに組み入れるために、小流域別の不浸透面積率を決める必要がある。本研究では、表-3.3.3に示す土地利用形態に対して、各々、地被状況を想定し、不浸透率を仮定した。次に、1/2500の地形図に、1辺1cm(25m相当)のメッシュをかぶせて交点上の土地利用形態を数え、不浸透率と掛け合わせて総交点数で割り、流域の不浸透面積率を算出した。

表-3.3.3 土地利用別の不浸透率

土地利用形態	地被状況	不浸透率
公園・グラウンド	全域浸透域	0%
道路	全域不浸透域	100%
官公庁・病院・大工場・駐車場	同上	100%
神社・仏閣・学校・集合住宅	棟間の空地70%が浸透域	30%
宅地	建ぺい率60%が不浸透域	60%
未利用宅地	全域浸透域	0%
田畑	全域浸透域・凹地貯留	0%

った雨が、下水管を流下して短時間に底喰川に流入することが分かる。なお、乾徳ポンプの排水量が排水区域面積の割に小さいが、これは、乾徳排水区では照手ポンプと佐佳枝ポンプからも、直接、足羽川に排水されることによる。

3.4 洪水計算法の底喰川への適用

3.4.1 洪水流出機構の現況再現

底喰川の水利・水文資料を基礎に流出解析を行った。解析手法は、分布貯留型モデルと河道不定流モデルを組み合わせたものである。シミュレーション結果と実際の洪水現象の適合性は、水門地点で測定された内水位変化記録によって、検討を行った。得られた結果を、図-3.4.1(a)水位の時間変動、(b)水位の場所的变化、(c)流量の時間変動、(d)流量の場所的变化に示す。これによれば、以下のことが分かる。

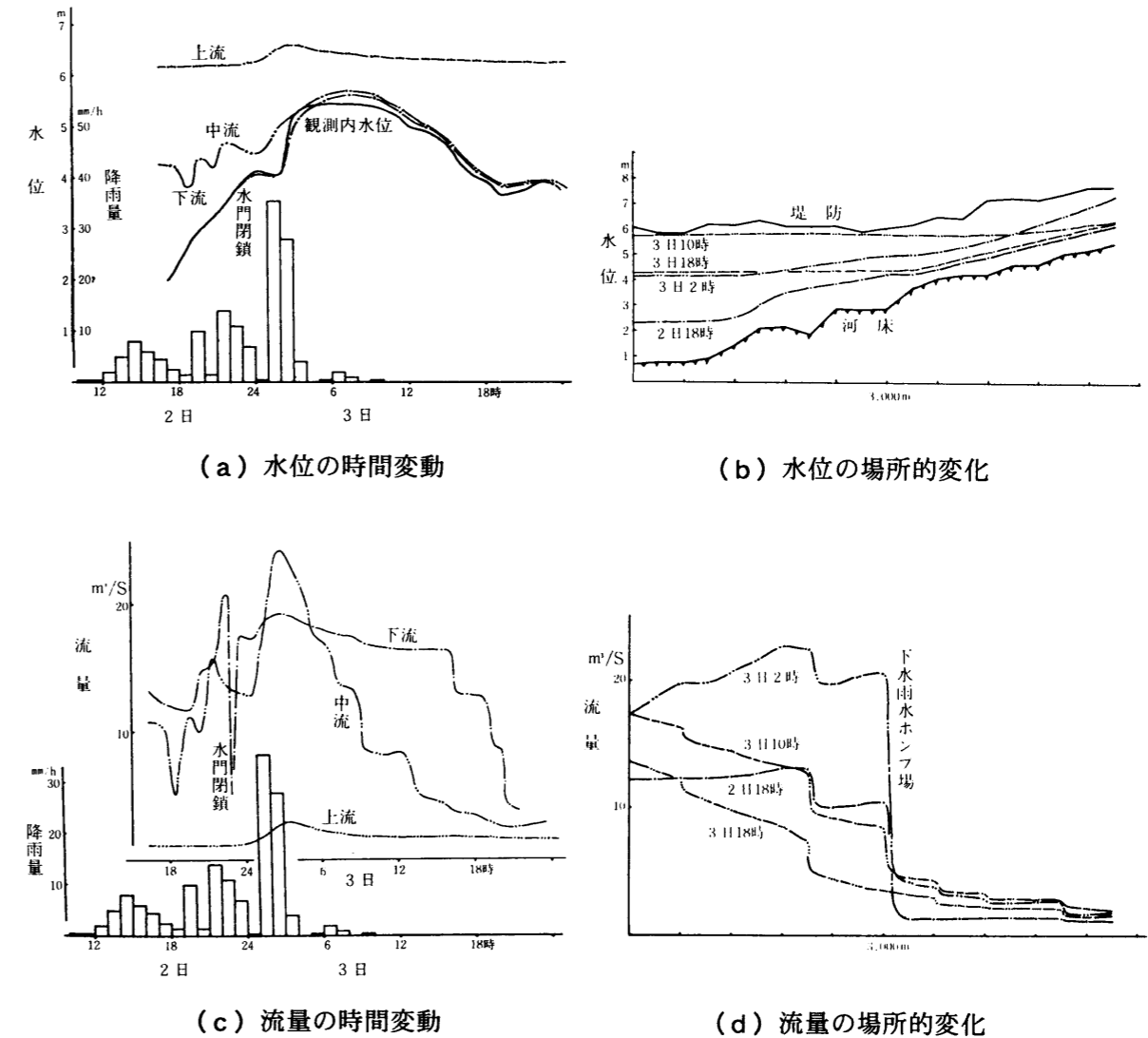


図-3.4.1 洪水流出機構の現況

- ・水位の時間変動をみると、降雨のピーク後、約3時間で河道上流端で水位のピークを生じるが、このピークは下流に伝播され、中流部と水門地点でほぼ同時にピークに達する。
- ・水位の場所的变化をみると、底喰川が典型的な内水河川であることを示している。流量が増加して水門が閉じられると、自然流下の水面勾配は、排水の影響により、約4km上流まで水面が一様に上

昇する。このことから底喰川中下流部の堤防越流は、湛水型であると言える。その後の一様な水面低下は、全て内水ポンプ排水によってなされている。

- ・流量の時間変動をみると、上流端では徐々に流量増加がみられる。中流部では降雨終了後、約1時間でピークとなる鋭敏なハイドログラフの形状をしているが、これは下水排水区からのポンプ排水が原因である。下流部では、水門閉鎖後に水位が上昇しているにもかかわらず、流量は一時的に減少している。その後は、ポンプ操作により、流量の増加を押さえている。
- ・流量の場所的变化をみると、底喰川の特徴がよく現れている。流域上流部から流下した雨水は、徐々に流量を増してくるが、中流部に至って、福井市街地の下水排水区からポンプ排水された雨水が大量に流入し、流量が急激に増大していることが分かる。中流部と下流部の流量変動の様子は、底喰川の洪水流出形態が、下水排水ポンプと内水排水ポンプの稼動状況に、いかに強く流量変化の影響を受けているかを示している。

3.4.2 都市化による流出機構の変化の推定

底喰川流域の上流部と下流部は田園地帯に、中流部は福井市街地になっている。市街地の発展と共に流出機構は、ピーク流量の増大と洪水到達時間の短縮という変化となって現れるが、内水河川では一層複雑な形態となる。そこで、将来、福井市街が拡大し、都市化がより一層進展した場合の流出機構の変化を推定した。都市化の程度としては、福井市の市街化区域がほぼ全都市街化された状態を想定した。都市化の程度の数値的表現は、3.2の流出モデルで説明したように、流域斜面の等価粗度係数の変化と、不透透面積率の変化および支川排水路と本川河道の粗度係数の変化で示される。得られた結果を、図-3.4.2 (a) 水位の時間変動および (b) 水位の場所的变化に示す。

現況の流出機構と比較すると、本川河道上流端の水位は、降雨ピーク後、約1時間でピークとなり、ピーク流量も鋭敏となっている。これは、市街地東部の開発地区および新保地区（小流域5, 6, 7）

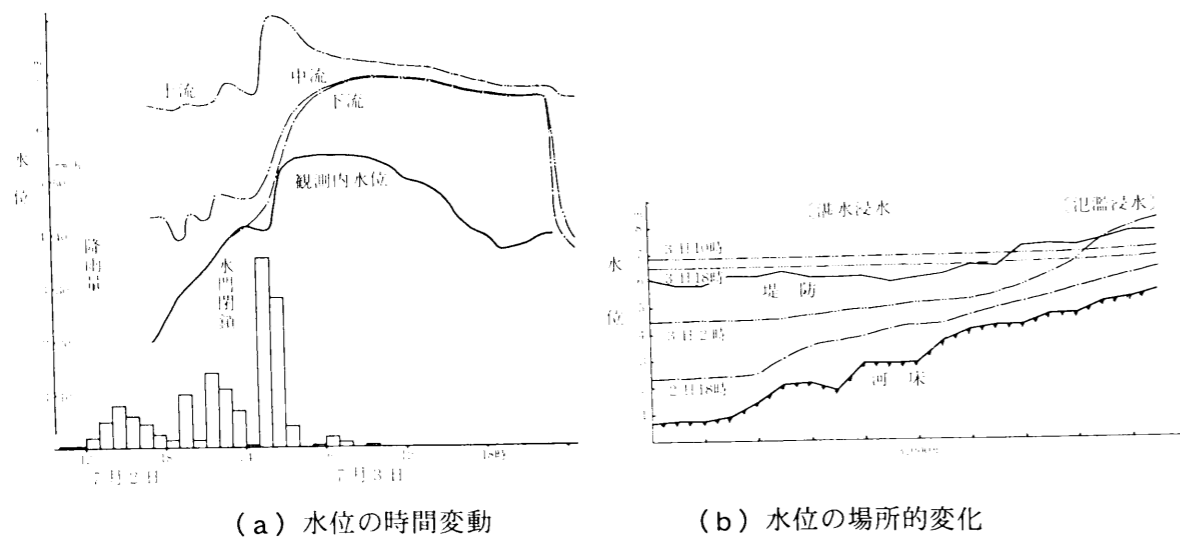


図-3.4.2 都市化による流出機構の変化

の都市化によって流出量が増大することを示す。中流部と下流部は、降雨終了後も長時間にわたり高い水位が継続している。また、水位の場所的变化を見ると、2日18時および3日2時には、自然流下で流れているため水面勾配が急であったものが、3日10時および18時には、4.5kmより下流で、水面勾配がほぼ水平となっており、全域で湛水浸水していることが分かる。これらのことより、福井市街地が拡大すると、底喰川本川水位の上昇は大きくなり、現在の河道ではほとんどの区間で浸水破堤するものと思われる。

3.4.3 洪水流出量の抑制案の検討

図-3.4.2によると、将来の福井市街地の都市化に伴って、洪水流出量が激増することが明らかとなった。この流出増は底喰川本川の河道にとって非常に負担となり、毎年のように洪水破堤により浸水被害を生じることが予想される。そこで、この洪水流出量を処理するために、次のような対策案の検討を行った。

(1) 現地貯留による流出量抑制案

この案は、降雨を現地に貯留し、河道への流入を抑制する方法である。具体的には、流域に散在する校庭とグラウンドを1m掘り下げ、降雨の初期の段階で集水貯留することを想定した。集水貯留量の降雨量への変換は、将来の土地利用状況を予測して、流域面積に対する校庭とグラウンドの面積比を用いて求めた。得られた結果を、図-3.4.3 (a) 水位の時間変動および (b) 水位の場所的变化に示す。現況の流出機構と比較すると、効果は著しく、将来の都市化による流出量増加は、このような現地貯留によって充分抑制可能であり、河道改修の代替案として有効であると言える。しかし、この方法を実施するには、種々の行政規制が必要である。

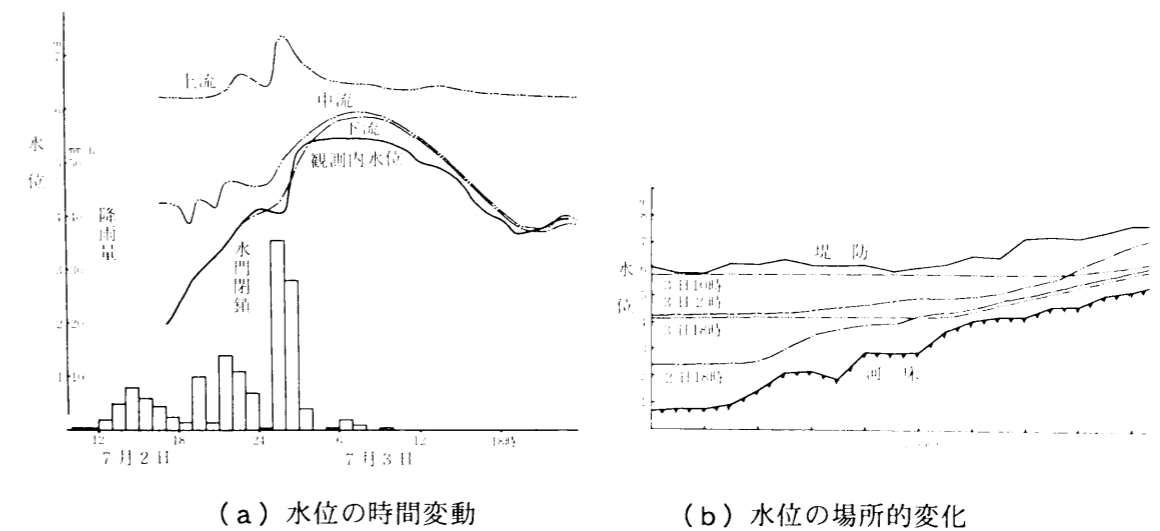
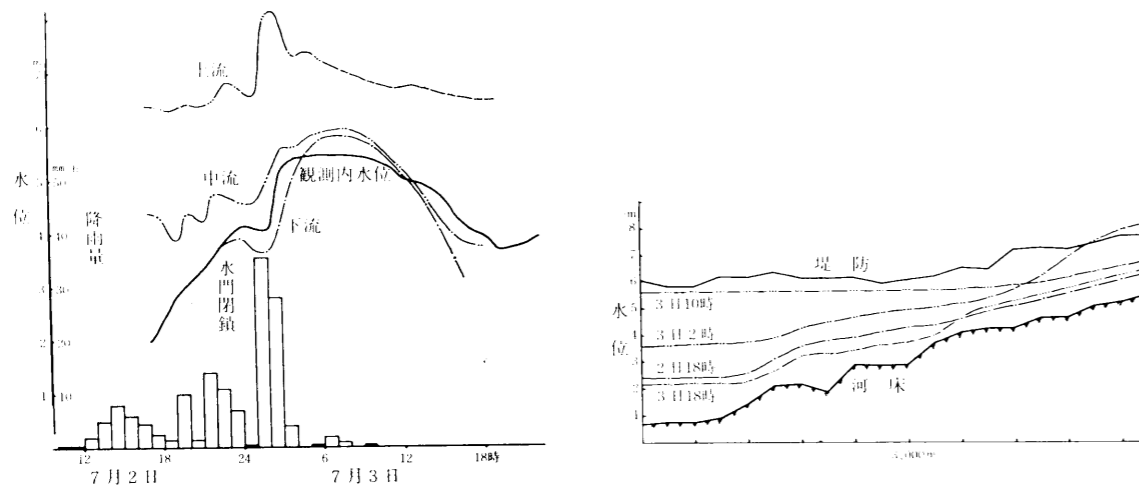


図-3.4.3 現地貯留案

(2) ポンプ増設による内水排除強化案

底喰川は典型的な内水河川であり、洪水時には外水河川の水位が著しく上昇し背水現象を生じる。

これを防ぐため、底喰川下流端に水門が設けられ、外水位が4mを越えた場合にポンプ排水となる。現在、このポンプの能力は17.4m³/secであるが、新たに10m³/secのポンプを増設した場合の効果を検討した。得られた結果を、図-3.4.4 (a) 水位の時間変動および (b) 水位の場所的变化に示す。ポンプ排水は内水排除計画の基本であり、図-3.4.4より、底喰川ではこの程度の規模のポンプ増設は非常に有効であることが分かる。しかし、図 (b) の3日2時の水位で示されるように、上流域の市街地拡大による流量増加は、本川の河道の疎通能力を大幅に越え、この区間での一時的な氾濫浸水は免れないと言える。

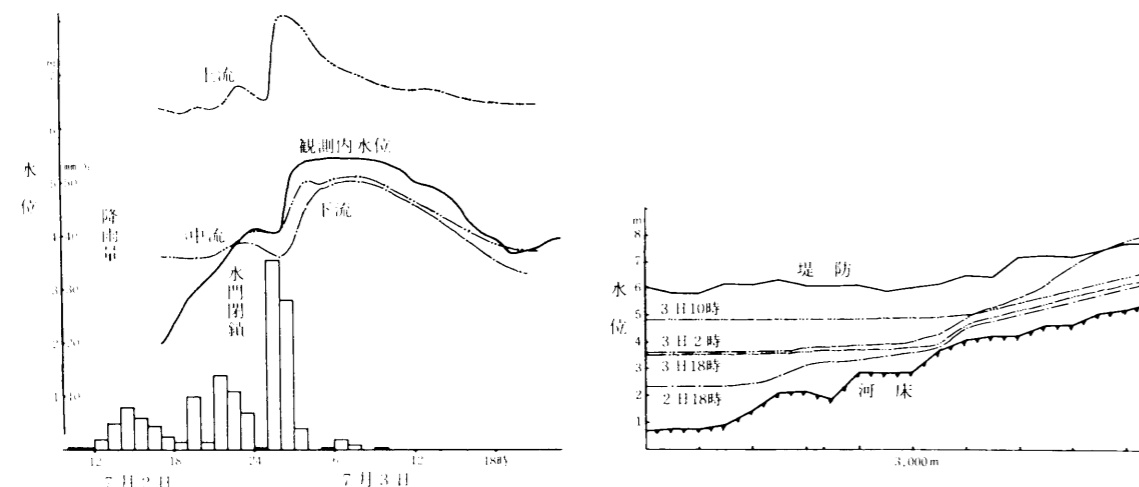


(a) 水位の時間変動 (b) 水位の場所的变化

図-3.4.4 ポンプ増設案

(3) 下水雨水の直接排水案

底喰川中流部は福井市街地であり、合流式下水道が完備されている。下水排水区の雨水の多くは、排水区末端に設置された上里ポンプ場と乾徳ポンプ場から、底喰川に多量に流入している。しかし、



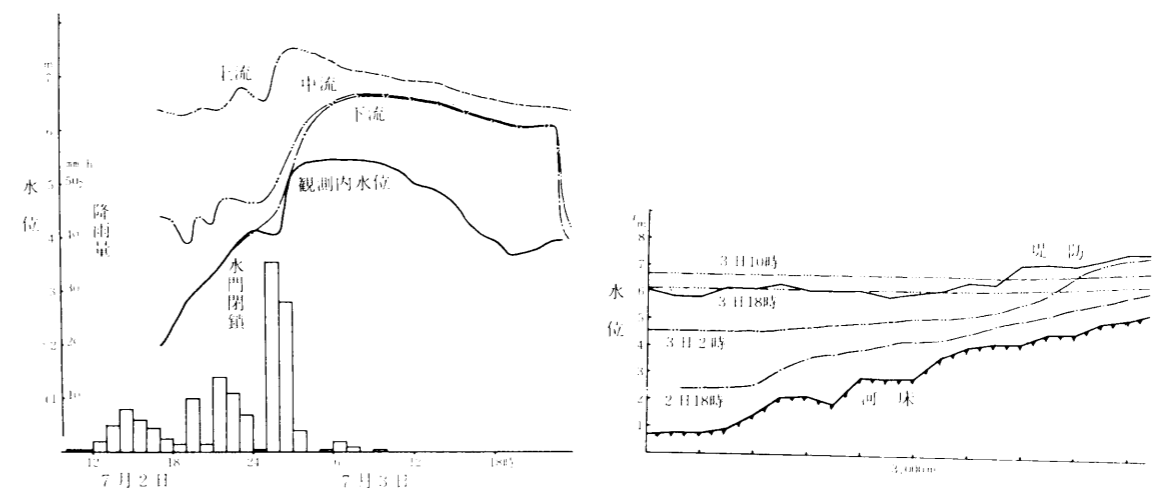
(a) 水位の時間変動 (b) 水位の場所的变化

図-3.4.5 日野川への排出案

下水排水区から末端に集水された雨水を、内水河川である底喰川にそのまま排水することは、河川計画の基本に反する。そこで、下水排水区からの雨水を外水河川日野川へ直接ポンプ排水した場合の効果を検討した。得られた結果を、図-3.4.5 (a) 水位の時間変動および (b) 水位の場所的变化に示す。図-3.4.5によると、この方法の効果は非常に大きい。しかし、この方法もポンプ増設案と同じく、上流部の疎通能力不足には対応できず、この区間の河道改修が必要なが分かる。

(4) 調整池によるピーク流量の越流導水案

流域に降った雨水は河道に流入するが、本川の水位が一定以上になった場合のみ、河道に隣接する調整池に越流導水させる方法である。毎年発生する程度の小出水時には越流せず、大出水時のみピーク流量をカットして下流の氾濫浸水を防ぐ効果がある。調整池は、上流部本川河道に隣接する開発グラウンドと、町屋グラウンドを想定した。数年に一度の強雨に対してのみ越流するように、越流堰の標高は7mとし、越流幅は3mと小規模な水路を想定した。得られた結果を、図-3.4.6 (a) 水位の時間変動および (b) 水位の場所的变化に示す。図-3.4.6に示されるように、このような小規模な施設でも河道上流部の氾濫破堤を防ぐことができ、他の流出量抑制案と複合的に実施することによって効果は高められる。



(a) 水位の時間変動 (b) 水位の場所的变化

図-3.4.6 調整池案

3.5 結語

現在、底喰川のような中小河川の河道改修計画では、その基礎となる計画高水流量はピーク流量のみが与えられている場合が多い。しかし、内水都市河川である底喰川は、河道貯留、内水ポンプ排水、水門操作、下水雨水排水などの複雑な要因を含むため、ピーク流量の値のみでは、適正な内水処理計画を行う要件としては不十分である。現在計画されている計画高水流量は、約100m³/secであるが、

本研究より得られた最大流量の3倍以上という過大な値である。内水河川において、ピーク流量を過大に見積もるという意義は、河道改修幅によってピーク流量の疎通能力を高めるというよりも、水門閉鎖後の湛水量を改修後の河積増加による河道貯留量の増加によって賄うということのようであるが、河川計画としては、一考を要すると思われる。

第3章では、底喰川の洪水流出機構を、流域の分布貯留型モデルと河道の不定流モデルを組み合わせた流出モデルにより、良く再現できた。また、底喰川流域の都市化による流出量の変化を、土地利用状況に注目して小流域別の不浸透面積率と等価粗度係数の値を変化させることにより、良く予測できた。次に、幾つかの洪水流出量の抑制案を検討し、各々の洪水処理の方法による水位の変化を示すことにより、その効果を、定量的に評価することができた。これらのことから、底喰川の洪水処理に対しては、単にピーク流量の増加という現象のみで河道計画を立案することは不十分であり、内水排水ポンプの稼働や流域貯留量の変化による水位あるいは流量の時間的および場所的变化を詳細に予測することが不可欠であることが明らかとなった。

本研究で構成された流域の分布貯留型モデルと河道の不定流モデルを組み合わせた流出モデルは、特に合流式下水排水区を持った内水都市河川の河道計画や、ポンプ排水操作および水門操作などの基本的な問題を解決するにあたり、有効な指針を与えるものと思われる。

参考文献

- 1) 山口高志・吉川勝秀・角田 学：都市化流域における洪水災害の把握と治水対策に関する研究，土木学会論文報告集，第313号，pp. 75～88，1981年9月。
- 2) 広部英一：内水都市河川底喰川の洪水流出形態，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第16号，pp. 145～160，1982。
- 3) 高瀬信忠・広部英一：内水都市河川・日野川支川底喰川の洪水流出形態について，土木学会中部支部研究発表会講演概要集，pp. 184～185，昭和58年2月。
- 4) 畑 武志・吉良八郎：分布貯留型モデルによる流域表現と流出変化の予測，農業土木学会論文集，第68号，1977。
- 5) 伊藤 剛編：「数値計算の応用と基礎」，アテネ出版，pp. 143～175，昭和46年。
- 6) 石崎勝義・岡田 豊：氾濫を伴う洪水の計算，土木技術資料，18巻7号，pp. 24～30，1976。
- 7) 廣部英一・他：水理学－水工学序論，技報堂出版株式会社，pp. 142～151，平成7年8月。
- 8) 加藤哲男・児玉 忠・広部英一：都市河川を考慮した土地利用計画，第4回土木計画学研究発表会講演集，pp. 114～119，1982年1月。
- 9) 廣部英一・大野木常行・田辺正信・高瀬信忠：芝原用水の成立と発展および現在の住民の利用意識，第8回日本土木史研究発表会論文集，pp. 150～159，昭和63年6月。
- 10) 広部英一・高瀬信忠・宇治橋康行：河川中下流部における洪水時の流況に関する一考察，土木学会論文集，第397号／VI-9，pp. 67～74，1988。
- 11) 広部英一・加藤哲男：『国造りの歴史』 7. 城下町に水を引く，名古屋大学出版会，pp. 46～53，昭和63年2月。
- 12) 高瀬信忠・広部英一：芝原用水の土木史的評価，金沢大学日本海域研究所報告，第19号，pp. 85～98，昭和62年10月。
- 13) 高瀬信忠・広部英一：九頭竜川の洪水関係資料，金沢大学日本海域研究所報告，第19号，pp. 211～236，昭和62年10月。

- 14) 高瀬信忠・広部英一：芝原用水の計画設計と施設管理の現況および地域住民の利用意識，金沢大学日本海域研究所報告，第20号，pp. 111～130，昭和63年10月。
- 15) 廣部英一・加藤哲男・高瀬信忠：福井市における河川水害と水害対策に関する住民意識，金沢大学日本海域研究所報告，第21号，pp. 83～98，平成元年10月。
- 16) 廣部英一：芝原用水の土木史，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第22号，pp. 167～184，昭和63年12月。
- 17) 広部英一・他：「一級河川馬渡川河道解析報告書」 県単河川調査業務委託工事 福井県土木部，昭和59年3月。
- 18) 広部英一：芝原用水と近世の水道，「土木学会関西支部共同研究グループワークショップ報告書」，pp. 2-01～2-16，昭和62年5月。
- 19) 広部英一・他：「福井地方における土木計画の土木史的再評価に関する研究」，昭和61年度・昭和62年度 土木学会関西支部共同研究グループ報告，昭和63年3月。
- 20) 広部英一・他：都市河川底喰川の考察，福井地域環境研究会報告，第2号，pp. 33～47，昭和57年5月。
- 21) 広部英一・他：福井市における河川と水害に関する住民意識の考察，福井地域環境研究会報告，第3号，pp. 27～43，昭和58年5月。
- 22) 広部英一・他：福井平野における水害と洪水処理の問題について，福井地域環境研究会報告，第4号，pp. 31～41，昭和59年7月。
- 23) 広部英一・他：河川環境整備に関する調査研究，福井地域環境研究会報告，第5号，pp. 39～50，昭和60年7月。
- 24) 広部英一・他：都市内小水路の水辺環境，福井地域環境研究会報告，第6号，pp. 32～43，昭和61年7月。
- 25) 広部英一・他：福井地方における土木計画の土木史的再評価に関する研究，福井地域環境研究会報告，第7号，pp. 34～53，昭和62年7月。
- 26) 広部英一・他：福井地方における土木計画の土木史的再評価に関する研究 その2，福井地域環境研究会報告，第8号，pp. 30～54，昭和63年7月。

第Ⅱ編 海岸浅海域における碎波
の内部機構に関する研究

第4章 浅海域における碎波波形の内部機構

4.1 緒言

浅海域における碎波帯は、海浜流の発生、漂砂移動、物質拡散および構造物に作用する波力など、海岸工学上の諸問題において、重要な現象の生じている場であるが、現在のところ、碎波現象の複雑さのために、波の変形や流速場に対する十分な理解がなされているとは言い難い。水深の減少に伴う碎波帯では、波の非線形性が增大することや、波動性の減少と流れの存在などにより、波動理論の適用性が低下する。しかし、碎波帯における波の変形や流速場を表現する厳密な理論解は存在しないものの、最近になって、多くの事柄が明らかにされてきている。この中で、水面波形より流速場を表現すること、あるいは碎波波形を表現することは、海岸工学的に重要な問題の一つである。

浅水変形や碎波の生じている海浜に対して、水面波形から流速を計算することは、海底勾配の効果を経験理論に反映することが困難なことから、一様水深部における適用性が認められている線形フィルター法^{1)・2)}や流れ関数法^{3)~5)}を、勾配のある海浜に適用するための検討が始められた。まず、電磁流速計の開発によって、現地観測による流速場の検討が、1970年代の後半より活発に始められた。堀川・堀田・水口・磯部⁶⁾は、碎波帯内で鉛直方向の数点で流速の測定を行ない、同時に測定された水面変動記録を用いて周波数応答関数の検討を行なった。その結果、実測値と計算値は底面において定性的には一致するが、定量的には計算値の方が大きいことが分かった。また、磯部・水口・堀川⁷⁾は、碎波帯付近で測定を行ない、この実測値と長波理論、線形フィルター法および流れ関数法による流速の計算値を比較した。その結果、碎波帯の外側においては、長周期波成分を除去すれば、線形フィルター法や流れ関数法は十分な適用性があることが分かり、碎波帯内では、線形フィルター法は過大評価となることが分かった。また、造波水槽実験による測定もなされたが、磯部・福田・堀川⁸⁾は、1/20勾配の斜面を設置して、熱膜流速計で測定した流速と、線形フィルター法や流れ関数法による計算値とを比較した結果、底面付近では線形フィルター法は良く適用するが、碎波後は大きくなるとしている。同様に、広部・石田⁹⁾は、1/30勾配の斜面を設置して、碎波帯を含む沖から汀線近傍までの広い範囲の底面付近の流速を熱膜流速計で測定して、線形フィルター法の計算値と比較した。計算には、wave-setupとwave-setdownによって変化した水深を用いたが、その結果、場所による適用性の差を明確にすると共に、計算値が大きくなるのは波峰であり、波谷では碎波帯内でも測定値と一致することを明らかにした。また、周期の大きい波ほど波峰の計算値が大きくなるが、周期の小さい波では碎波帯内でも計算値は測定値と良く一致することを見いだしている。

これらのことから、碎波帯では、線形フィルター法で流速を計算すると、周期の大きい波の場合には波峰で過大評価になることが分かる。しかし、線形フィルター法による計算法は、実用的には非常に有効な計算法であるので、磯部・大中¹⁰⁾は、実験的に求めた補正係数を導入することにより周波

数応答関数の補正を行ない、また、長周期波成分に対しては、部分重複波としての周波数応答関数を用いて計算精度を向上させる工夫をしている。

以上のことから、線形フィルター法は、これまで十分に適用性の検討がなされているものの、水深方向の位置によって適用性がどのように変わるかということや、鉛直水粒子速度への適用性の検討が不十分である。また、斜面勾配や砕波形式の違いによる適用性に対する検討も不十分である。これらのことから、4.2では、造波水槽内に1/30勾配の斜面を設置して、崩れ波、巻き波および砕け寄せ波の三形式の砕波を発生させ、砕波帯の底面近傍の流速を円筒型熱膜流速計により測定し、水粒子速度の周波数応答関数を計算して、線形理論の適用性を検討した。4.3では、造波水槽内に1/30勾配と1/10勾配の斜面を設置し、崩れ波、巻き波および砕け寄せ波の三形式の砕波を発生させ、砕波帯全体の内部流速を電磁流速計を用いて詳細に測定した。さらに、線形フィルター法によって、水面変動から水平水粒子速度および鉛直水粒子速度の算定を行い、この方法の砕波帯への適用性の検討を行った。

また、砕波波形を計算する場合、通常は、非粘性・非圧縮性の流体と仮定し、基礎方程式として Euler の運動方程式と連続方程式を用いるが、運動方程式と付加される水面での境界条件に含まれる非線形項に起因して解析が困難である。これに加えて水面の位置そのものが未知であることから、水面波の基礎方程式や境界条件に対して、一般的な解析解を得ることができない。水面波の基礎方程式を解くには、基礎方程式の未知量である水平方向と鉛直方向の水粒子速度 u と w を、速度ポテンシャル ϕ あるいは流れ関数 ψ に置き換えて数値計算法を適用した方が有効な場合もある。これらの一般的な微分方程式の数値計算法とは別な方法として、波が周期的であるという特性を考慮して、 u と w に対して有限フーリエ級数近似法による表現を行い、基礎方程式および底面での境界条件を自動的に満足するように解の関数形を仮定し、その中に含まれる係数値を、水面における2つの境界条件ができるだけ精度良く満足されるように数値計算によって決定する方法がある。また、 ϕ や ψ で表現された水面波の基礎方程式を、 ϕ や ψ に対して有限フーリエ級数近似法による表現を行い、数値計算を行う方法もある。これらの方法には、周期、波高および水深などの取り得る範囲に適用上の制限が無いため、Stokes 波や Cnoidal 波よりも適用範囲が広い。4.4で取り扱う浅水計算法は、エネルギーフラックスの保存を仮定して、非線形水面波の方程式を流れ関数で表現した非線形方程式系を、数値計算法によって解く方法であり、数値計算によるために、波動理論の適用条件の制約が少ない。ここでは、エネルギーフラックスの保存を仮定した流れ関数法を、Shoaling 問題に適用して数値計算を行い、実験結果と比較することにより、この計算法の適合性の検討を行った。

4.2 砕波帯底面近傍における水粒子速度の周波数応答関数の適用

4.2.1 造波水槽実験

(1) 実験装置

実験は、長さ26m、幅0.6m、深さ0.8mの一部両面ガラス張りの2次元造波水槽で行った。水槽の一端には消波装置を、もう一端には1/30勾配の固定床斜面を設置した。斜面には耐水性ベニヤ板を用いた。造波機構はピストン型で、駆動機構は油圧シリンダーである。制御装置内の関数発生器から規則波信号を発生させて実験を行った。

(2) 造波条件

造波条件を表-4.2.1に示す。周期を2.0sec、1.5secおよび1.0secとし、それぞれに対して砕け寄せ波、巻き波および崩れ波の砕波の三形式が発生するように関数発生器の出力を調整して波高を決めた。砕波点の位置は水槽側面からの目視で求めた。砕け寄せ波は前面に気泡が生じ始める位置、巻き波は波峰前面が鉛直となる位置、崩れ波は波峰に気泡が生じ始める位置とした。なお、砕け寄せ波の場合は、巻き込みも若干みられた。

表-4.2.1 造波条件

砕波形式	周期 $T(\text{sec})$	沖波波高 $H_0(\text{cm})$	沖波波形勾配 H_0/L_0	砕波点 $X_b(\text{cm})$	砕波波高 $H_b(\text{cm})$	砕波水深 $h_b(\text{cm})$
砕け寄せ波	2.0	2.7	0.004	184	4.0	6.1
巻き波	1.5	5.6	0.016	255	6.1	8.5
崩れ波	1.0	6.3	0.041	239	5.7	8.0

$$\text{一様水深部 } h=30\text{cm} \quad L_0 = g T^2 / 2\pi$$

(3) 測定位置と測定方法

測定位置は、図-4.2.1に示すように、静水面汀線から0.35mの点を測定点1とし、沖方向に0.5m間隔に設定した計16個所である。測定点1の水深は1.2cmであり、測定点16は汀線から7.85mの位置で水深は26.2cmである。波高はKENEXの容量式波高計で測定を行い、流速はKANOMAXの円筒型熱膜流速計で測定を行った。流速計センサーは、斜面上5mmの位置に設置した。底面近くでは鉛直方向の水粒子速度が無視できるので、測定された値は、水平水粒子速度と見なし得る。また、円筒型熱膜流速計は、流速の絶対値を測定しているため、水面変動と同期させることにより、データ処理の段階で正負を判別した。波高計は、流速計と同じ断面内に設置し、位相差が生じないようにした。波高計と流速計のアンプからの電圧変動出力値は、サンプリング間隔100HzでAD交換しながらパソコンのCPUに記憶し、測定後直ちにディスクに転送して保存した。記録時間は50secである。波高計のキャリブレーションは適時行った。

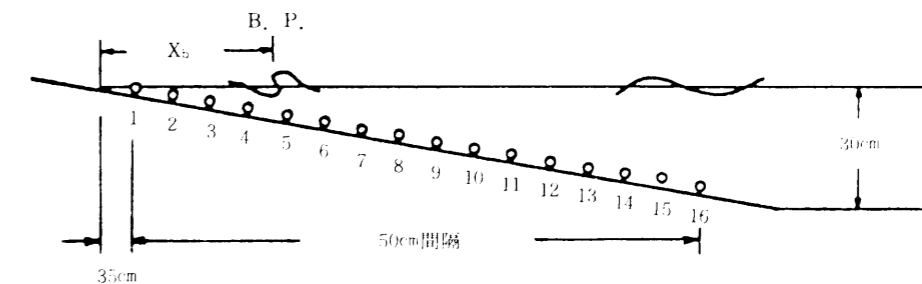


図-4.2.1 測定点の位置関係

4. 2. 2 解析方法

(1) 線形フィルター法

線形フィルター法は、微小振幅波の線形重ね合わせにより、水面変動から水粒子速度を推定するものであるが、以下に簡単に説明する。

水面変動および水粒子速度の時系列データを $\eta(t)$ および $u(t)$ とし、それらのフーリエ変換を $F_\eta(\sigma)$ および $F_u(\sigma)$ とおくと、これらの関係は次式となる。

$$F_\eta(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta(t) \cdot e^{i\sigma t} \cdot dt \quad (4.2.1)$$

$$F_u(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \cdot e^{i\sigma t} \cdot dt \quad (4.2.2)$$

$F_\eta(\sigma)$ と $F_u(\sigma)$ の間には、次式の関係がある。

$$F_u(\sigma) = H(\sigma) \cdot F_\eta(\sigma) \quad (4.2.3)$$

ここに、 $H(\sigma)$ は複素周波数応答関数であり、次式のように実数成分と虚数成分よりなる。

$$H(\sigma) = H_R(\sigma) + i \cdot H_I(\sigma) \quad (4.2.4)$$

ここに、 $H_R(\sigma)$ と $H_I(\sigma)$ は、水面変動と水平水粒子速度、および水面変動と鉛直水粒子速度の周波数応答関数であり、微小振幅波理論では次式となる。

$$H_R(\sigma) = \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \quad (4.2.5)$$

$$H_I(\sigma) = \sigma \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \quad (4.2.6)$$

ここに、 h は静水面での水深、 k は波数、 z は原点を静水面に取った鉛直上向きの座標である。 σ は角周波数であり、次式の分散関係式より算出される。

$$\sigma^2 = gk \cdot \tanh kh \quad (4.2.7)$$

次に、式(4.2.2)より、 $u(t)$ は $F_u(\sigma)$ の逆フーリエ変換として次式のように得られる。

$$u(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_u(\sigma) \cdot e^{-i\sigma t} \cdot d\sigma \quad (4.2.8)$$

式(4.2.8)に式(4.2.3)および式(4.2.1)を代入して整理すると次式となる。

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(\tau) \cdot \eta(t-\tau) \cdot d\tau \quad (4.2.9)$$

式(4.2.9)を用いて、水面変動 $\eta(t)$ から水粒子速度 $u(t)$ を計算できるが、 $h_i(\tau)$ はインパルス応答関数と呼ばれ、式(4.2.4)の周波数応答関数を逆フーリエ交換することにより、次式から求まる。

$$h_i(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\sigma) \cdot e^{-i\sigma\tau} \cdot d\sigma \quad (4.2.10)$$

式(4.2.9)で、 $u(t)$ が水平水粒子速度の場合には、式(4.2.10)は次式となる。

$$h_i(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} H_R(\sigma) \cdot \cos\sigma\tau \cdot d\sigma \quad (4.2.11)$$

同様に、 $u(t)$ が鉛直水粒子速度の場合には、式(4.2.10)は次式となる。

$$h_i(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} H_I(\sigma) \cdot \sin\sigma\tau \cdot d\sigma \quad (4.2.12)$$

以上のことから、式(4.2.5)、式(4.2.6)および式(4.2.7)を用いて、角周波数 σ を適当な範囲で変

化させて周波数応答関数 $H(\sigma)$ を計算し、次に、式(4.2.11)および式(4.2.12)を用い、インパルス応答関数を前もって計算しておけば、式(4.2.9)の畳み込み積分により、任意の水面変動に応じた水粒子速度を計算することができる。

(2) 有限フーリエ級数近似

実測された水面変動および水粒子速度の変動値が、どのような周期成分の微小振幅波の線形和から成るか、すなわち、どのような三角関数の線形和から成るかを調べるためには、次のようなフーリエ級数近似を適用するとよい。

実際に得られるデータは有限な長さであるので、有限時間長 T の記録 $x(t)$ を、時間間隔 Δt で $2N$ 個に分割し、それぞれの時間間隔の始まりの点での値を用いて、 x_m ($m=0, 1, 2, \dots, 2N-1$) とする。これらの $2N$ 個のデータを連ねる曲線を、三角関数を使って、次式のような有限フーリエ級数近似式で表す。

$$x(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{N-1} \{a_n \cdot \cos 2\pi f_n t + b_n \cdot \sin 2\pi f_n t\} + \frac{a_N}{2} \cos 2\pi f_N t \quad (4.2.13)$$

ここで、 $f_n = n / (2N \cdot \Delta t) = n / T$ は、第 n 次モードの振動数と呼ばれるが、この振動数の波、つまり成分波の振幅と位相角は、次式となる。

$$X_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (4.2.14)$$

$$\theta_n = \tan^{-1}(a_n/b_n) \quad (4.2.15)$$

式(4.2.13)の未知数は、 $a_0 \sim a_N$ 、 $b_1 \sim b_{N-1}$ の合計 $2N$ 個であるから、先のデータ $2N$ 個を用いて、一義的に決定できる。例えば、 $t = m \cdot \Delta t$ での値 x_m に対して次式が得られる。

$$x_m = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{N-1} \left\{ a_n \cdot \cos \frac{\pi n m}{N} + b_n \cdot \sin \frac{\pi n m}{N} \right\} + \frac{a_N}{2} \cos \pi m \quad (4.2.16)$$

同様の式が N 個できるので、未知数 a_n 、 b_n について解くと次式となる。

$$a_n = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{2N-1} x_m \cdot \cos \frac{\pi n m}{N} \quad (n = 0, 1, 2, \dots, N) \quad (4.2.17)$$

$$b_n = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{2N-1} x_m \cdot \sin \frac{\pi n m}{N} \quad (n = 0, 1, 2, \dots, N) \quad (4.2.18)$$

次に、水槽実験によって測定された規則波のデータの有限時間長 T を決める方法について考察する。規則波であるので、1周期分の波形が繰り返すわけであるが、実際には全く同じ波形が繰り返されるわけではない。水槽の反射の影響や砕波帯内の長周期波の影響、および砕波によって生じる不規則な波形変形などは非周期的である。あるいは、水面変動および水粒子速度の測定装置の感度が、乱れ成分を測定する精度の場合には、サンプリング間隔が小さければ、同一波形の繰り返しではない。

本研究では乱れは考慮していないので、1波ごとにわずかながら異なる規則波の波形を解析するには、次の方法が考えられる。

①規則波の周期に相当する1波分を用いる方法：この方法は、水面変動と水粒子速度は正確に対応するが、どの1波分を用いるかによって結果が多少異なることになる。

②規則波の周期の整数倍のデータを用いる方法：例えば10波分をアンサンブル平均して求めた1波分を用いる。これは、水面変動と水粒子速度は互いに正確に対応しないが、造波された波

の代表的な特性を表わすことができる。

③有限時間長 T の規則波と見なす方法：ここで T は、規則波の周期の整数倍である必要はない。

この方法では、フーリエ級数の項数は非常に多くなる。また基本振動数 f_1 は、規則波の振動数 f より非常に小さくなり、例えば M 波分を用いれば、 $f_1 = f/M$ となる。

実測されたデータを、上記の3つの方法を用いて計算を行い、比較検討を行った結果、①の方法によって成分波を分離した。

4.2.3 解析結果

(1) 時間変化の検討

線形フィルター法を適用する場合に、水面のゼロ点（基準面）の位置を定義する必要がある。水平床と異なり、斜面を進行して砕波する波は wave-setup と wave-setdown を生じるので、静水面と平均水面は一致しない。ここで静水面とは波が生じない場合の水面の位置を言い、平均水面とは測定され

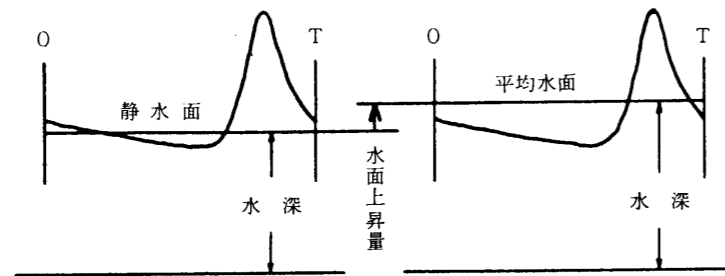


図-4.2.2 wave-setup の場合の水深変化の概念図（1周期分を表示）

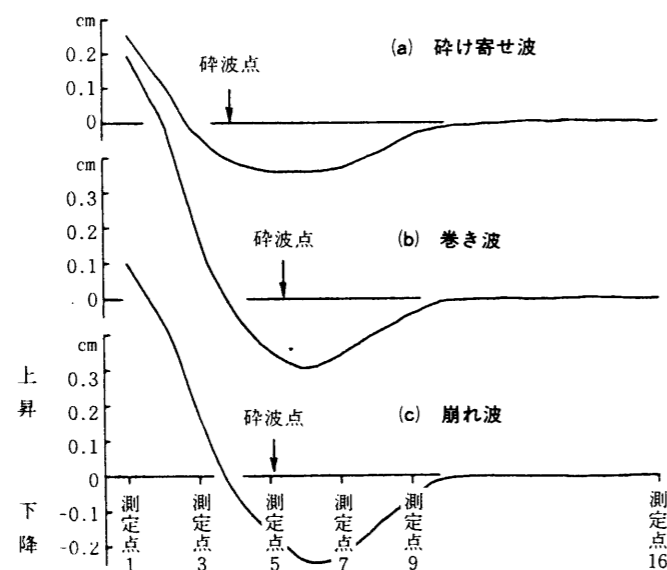


図-4.2.3 wave-setup と wave-setdown により移動した平均水面

た水位を時間軸上で総和平均した水面の位置をいう。例えば、図-4.2.2に示すように静水面を基準面にする場合は、波高の大小によって水深 h は不変であるが、平均水面を基準面とする場合は、波高の大小によって水深 h も変化し、その結果、式(4.2.5)および式(4.2.6)で示される周波数応答関数も変化する。つまり、波高が大きくなるに従って、wave-setup が生じる位置では、水深 h が増加して周波数応答関数は小さくなり、線形フィルター法で計算された流速は小さくなる。逆に wave-setdown が生じる位置では、水深 h が減少して周波数応答関数は大きくなり、計算された流速は大きくなる。

表-4.2.1の造波条件で平均水面の移動量を示したものが図-4.2.3である。原点は静水面を示し、実線は wave-setup と wave-setdown により移動した平均水面である。移動量は、10波分の平均より求めた。

図-4.2.4と図-4.2.5に、水面のゼロ点の定義の違による計算例を示す。図-4.2.4は、静水面をゼロ点として水深を求め、線形フィルター法を適用した計算例を示す。砕け寄せ波、巻き波および崩れ波共に、測定点1を wave-setup の代表点として示し、測定点6を wave-setdown の代表点として示した。実線は水面変動と水粒子速度の測定値を示し、破線は計算値を示す。これによると、測定点1では、平均水面の上昇量は相当大きく、波の峯が静水面の上まで上昇している。水粒子速度は、周期が2.0secと比較的大きい砕け寄せ波では、実測値に比べ計算値は非常に大きな値となっているのに対して、周期が1.0secと比較的小さい崩れ波では、実測値と計算値は同程度の値となっている。砕け寄せ波では周期が大きいため、戻り流れのために実測値が小さな値となったものと思われる。図-4.2.5は、平均水面をゼロ点として、wave-setup と wave-setdown による水深変化を考慮して計算した流速を示すが、測定点1の巻き波と崩れ波では非常に実測値に近づいている。しかし、図-4.2.3に示したように、平均水面の上昇量が小さい砕け寄せ波では、余り改良されていない。なお、測定点6では平均水面が低下しているため、計算値は大きくなるが、図-4.2.4と図-4.2.5を比較した限りでは、差がみられない。これは、wave-setup を生じる突っ込み点から汀線にかけては水深が小さいため、水深の増加率が大きいのに対し、wave-setdown を生じる砕波点近傍の測定点6では、水深が比較的大きいため、wave-setdown により生じる水深の減少率は相対的に小さく、周波数応答関数を余り変化させないものと思われる。

数値フィルター法により計算した結果を、図-4.2.6、図-4.2.7および図-4.2.8に示す。図-4.2.6に示す砕け寄せ波では、沖浜の測定点9と16で、計算値が若干大きめであるが、砕波点近傍の測定点5では、波の峯で計算値が2割程度大きくなっている。突っ込み点より岸側の測定点1と3では計算値が相当大きくなっている。図-4.2.7に示す巻き波も、同様に沖側の測定点9と16では計算値が若干大きめであり、砕波点を過ぎた測定点3では、波の峯で計算値が相当大きな値となるが、波の谷では計算値と実測値は良く一致している。汀線近傍の測定点1では、計算値と実測値は良く合っている。図-4.2.8に示す崩れ波でも、沖浜から砕波帯にかけて計算値が若干大きくなっている。砕波点より岸側でも、波の峯で計算値が若干大きめである。

これらのことから、線形フィルター法による計算結果は、浅水変形を生じて砕波帯に入ると、波の峯で計算値が大きくなり、この傾向は、周期が大きい波ほど著しいようである。

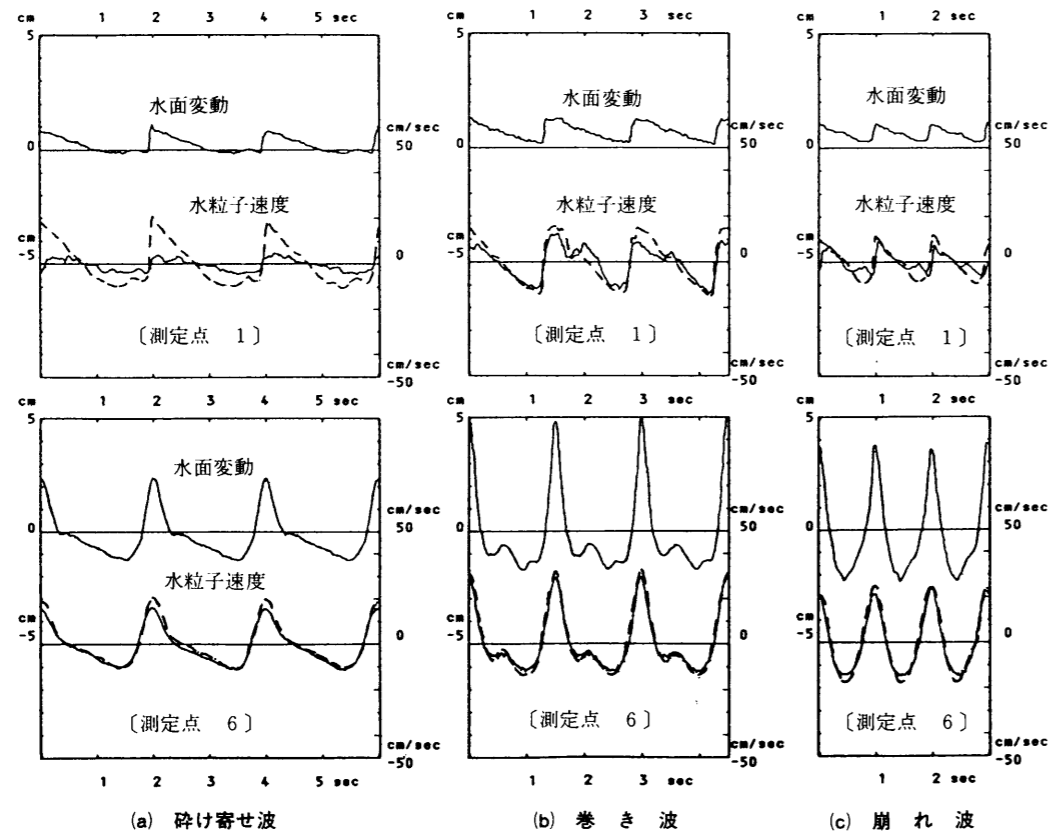


図-4.2.4 静水面をゼロ点とした計算結果 (破線は計算値)

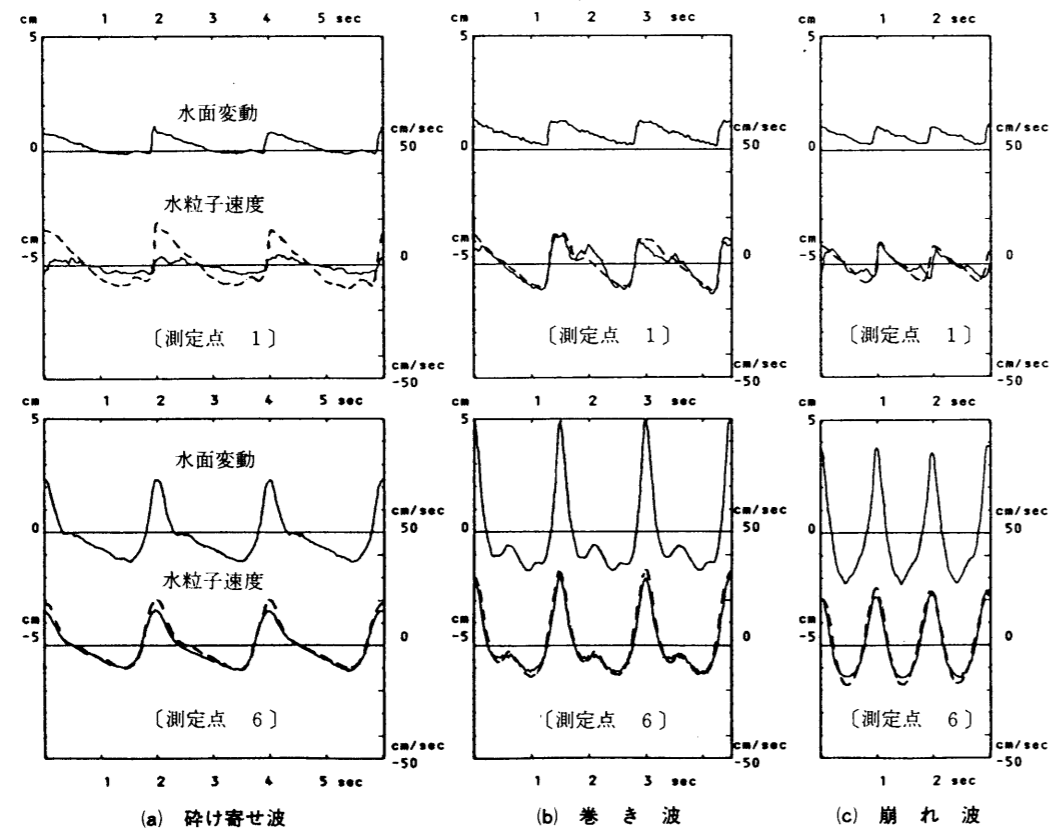


図-4.2.5 平均水面をゼロ点とした計算結果 (破線は計算値)

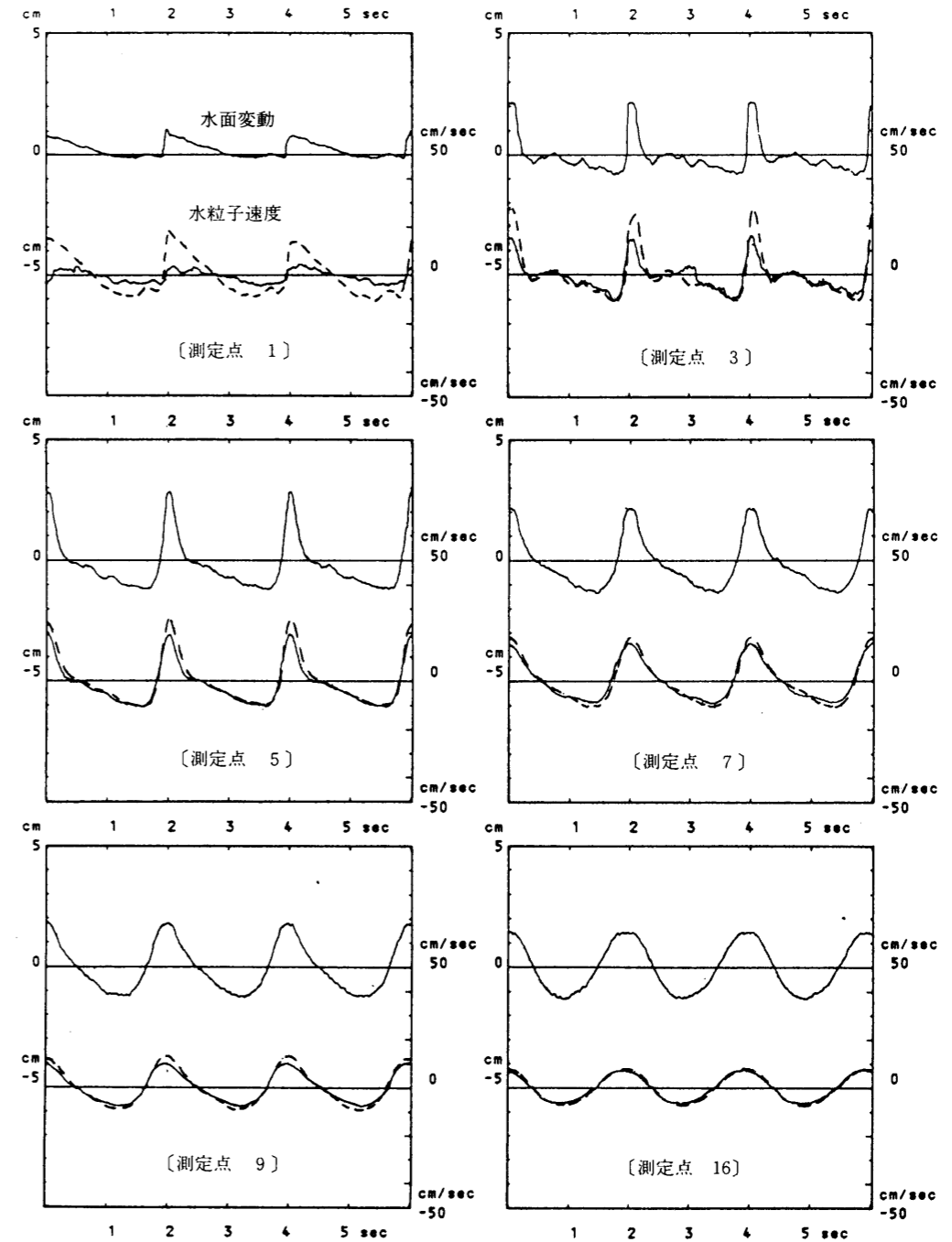


図-4.2.6 線形フィルター法による水平水粒子速度の計算結果 (砕け寄せ波; 破線は計算値)

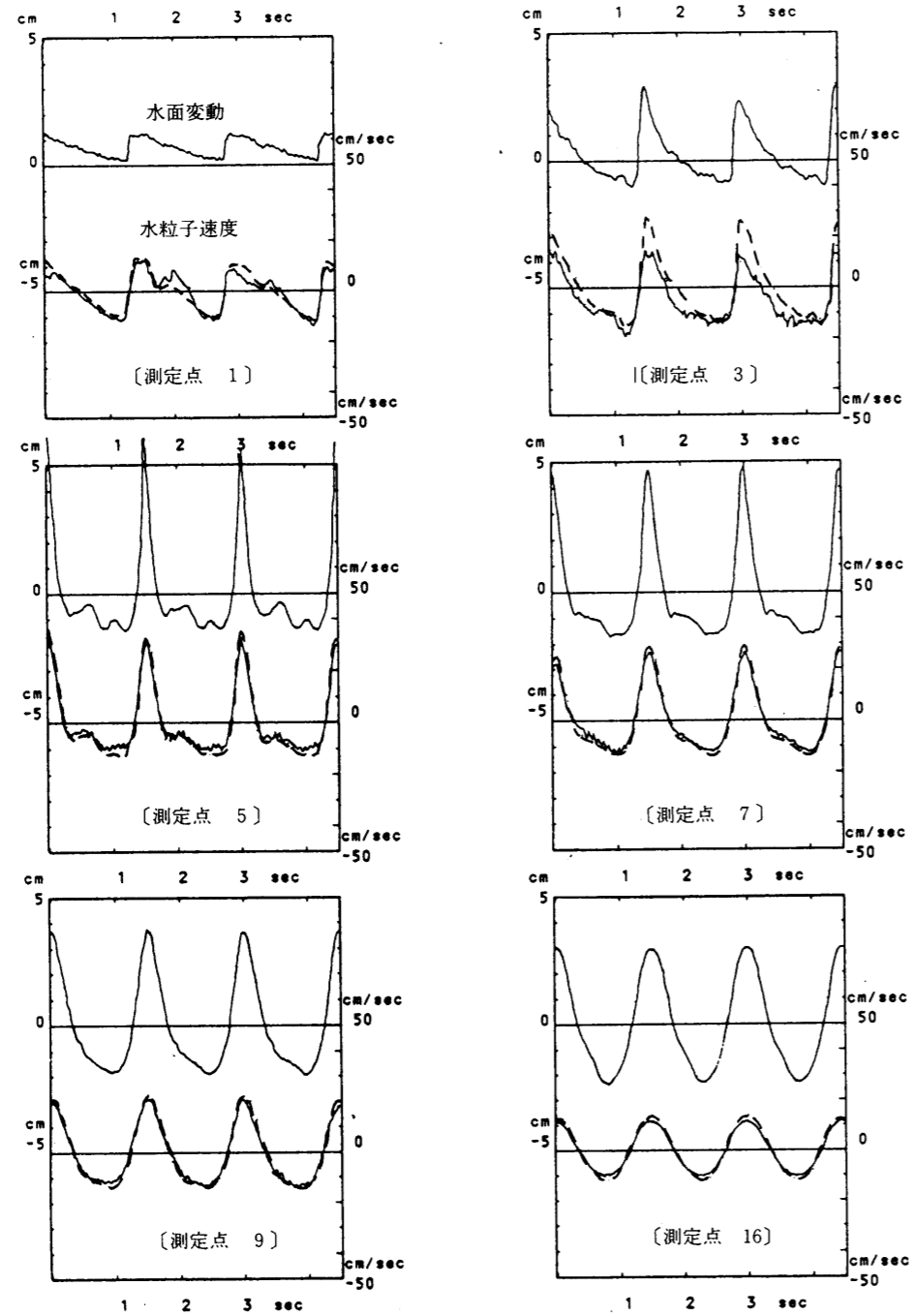


図-4.2.7 線形フィルター法による水平水粒子速度の計算結果（巻き波；破線は計算値）

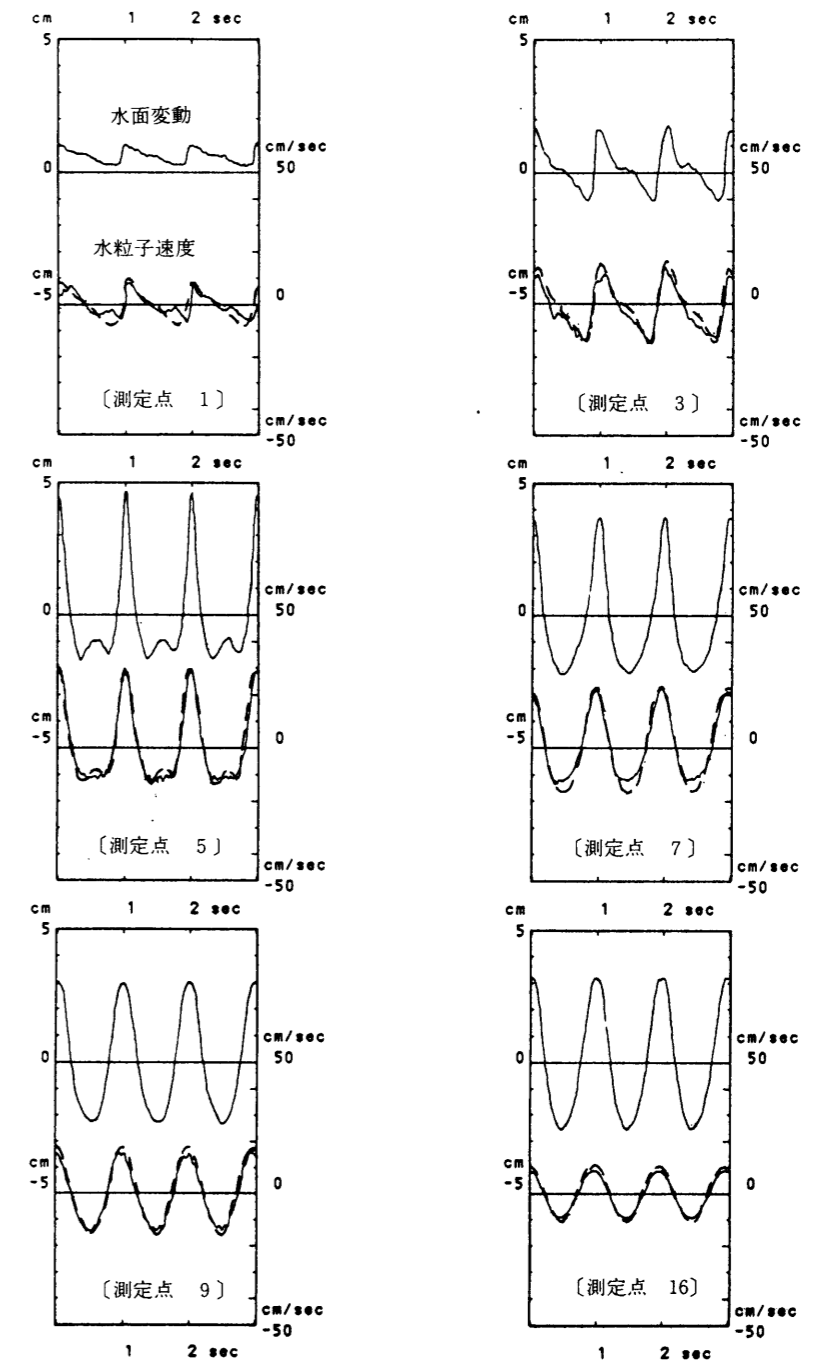


図-4.2.8 線形フィルター法による水平水粒子速度の計算結果（崩れ波；破線は計算値）

(2) 周波数応答関数の検討

(a) 微小振幅波の周波数応答関数と実測値の周波数応答関数

図-4.2.9は、微小振幅波の周波数応答関数に、実測値の周波数応答関数である水面変動の峯と谷の差に対する水粒子速度の岸沖方向の差の比を書き加えたものである。図中の白丸のうち、0.5Hzが砕け寄せ波、0.66Hzが巻き波、1.0Hzが崩れ波である。微小振幅波の理論値は、平均水面の移動量を考慮した水深を用いた方がよいことを4.2.3で示したが、これによると、波高により水深が変化するため、周波数応答関数が一義的に決らない。このため、図-4.2.9では、静水面での水深を用いて計算した。実測値は、10波分にアンサンブル平均を行った波形を用いて計算した。これによると、沖浜では実測値は微小振幅波の値を若干下回っており、砕波点より岸側では相当小さな値となっている。特に周期が2.0secと大きな砕け寄せ波では、砕波後、特に汀線近傍の測定点1で小さな値となる。

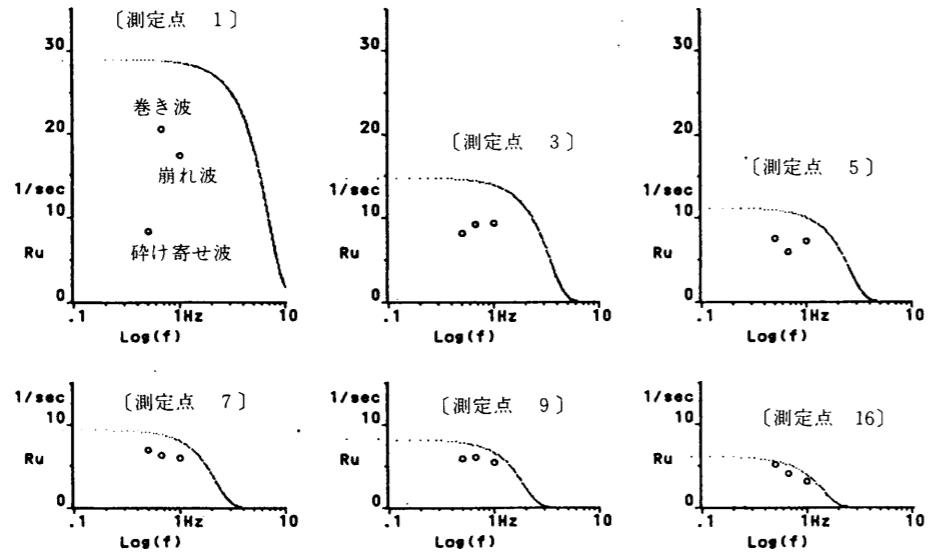
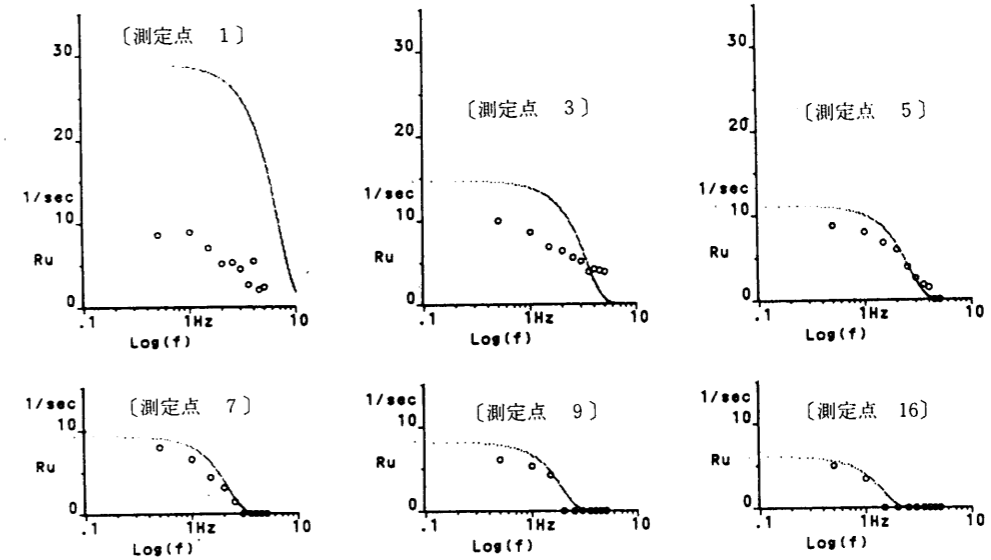


図-4.2.9 実測値の周波数応答関数

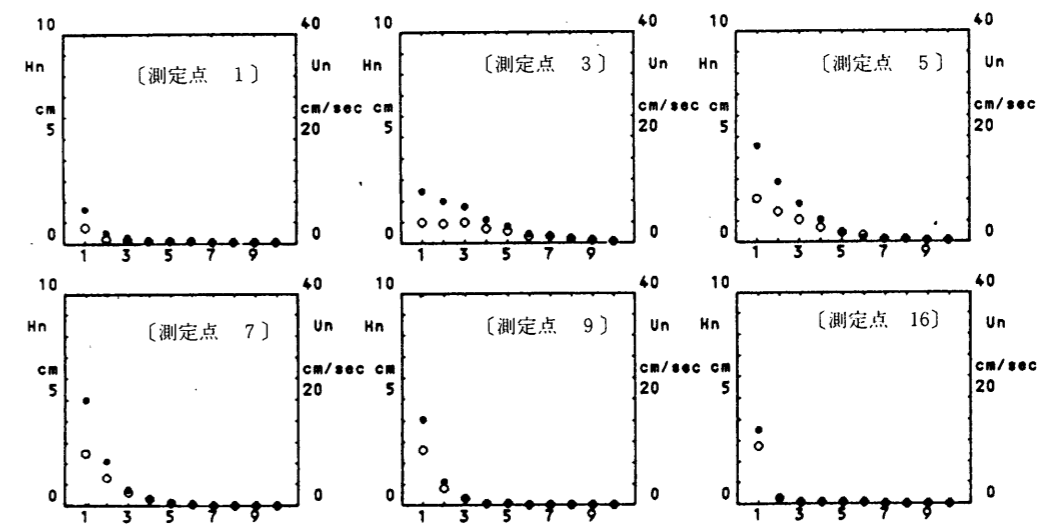
(b) 微小振幅波の周波数応答関数と成分波の周波数応答関数および波高スペクトル

図-4.2.10, 図-4.2.11および図-4.2.12は、有限フーリエ級数近似によって計算された周波数応答関数と波高スペクトルを示す。図(a)には、微小振幅波の周波数応答関数と、 H_n/U_n で定義された実測値が、白丸で示してある。ここに、 H_n は水面変動の波高スペクトルであり、 U_n は水粒子速度の波高スペクトルであって、各々、成分波の振幅の2倍値で定義してある。図(b)は波高スペクトルを示す。白丸は H_n を示し、黒丸は U_n を示す。横軸の数字は成分波の次数である。これによると、沖浜の測定点9, 16では波高スペクトルは1次成分と2次成分が主であるが、砕波点から汀線に近づくにつれて高次成分が次第に大きくなっていき、低次成分は逆に小さくなっていく。周波数応答関数を見ると、実測値は全ての測定点で微小振幅波の値より小さめであるが、ほぼ同じ形

状を示していることは、砕波後も流体は波動性を持っていることが分かる。これは、線形フィルターを用いて砕波後の水粒子速度を計算することの妥当性を裏付けている。

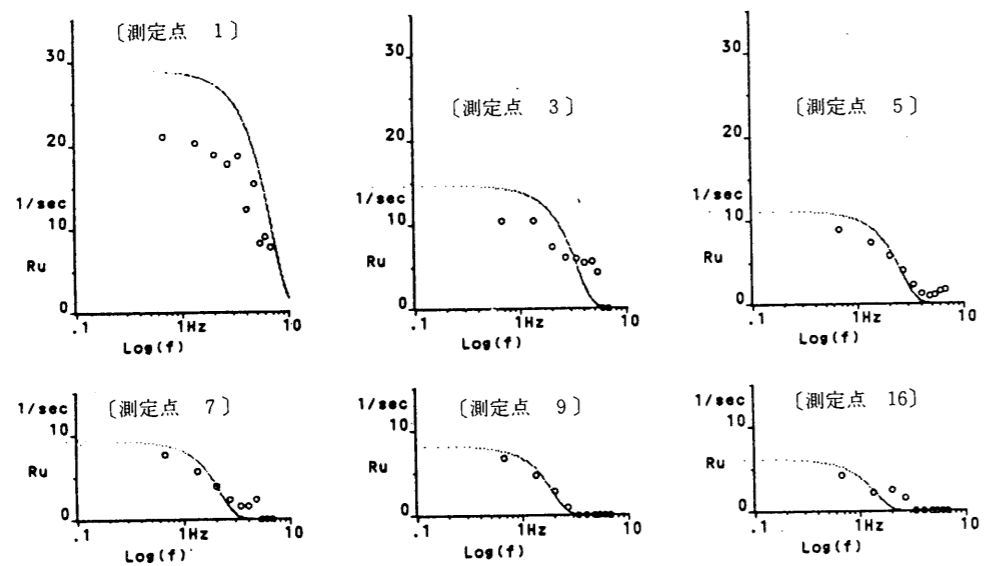


(a) 微小振幅波と成分波の周波数応答関数 (1次成分から10次成分まで)

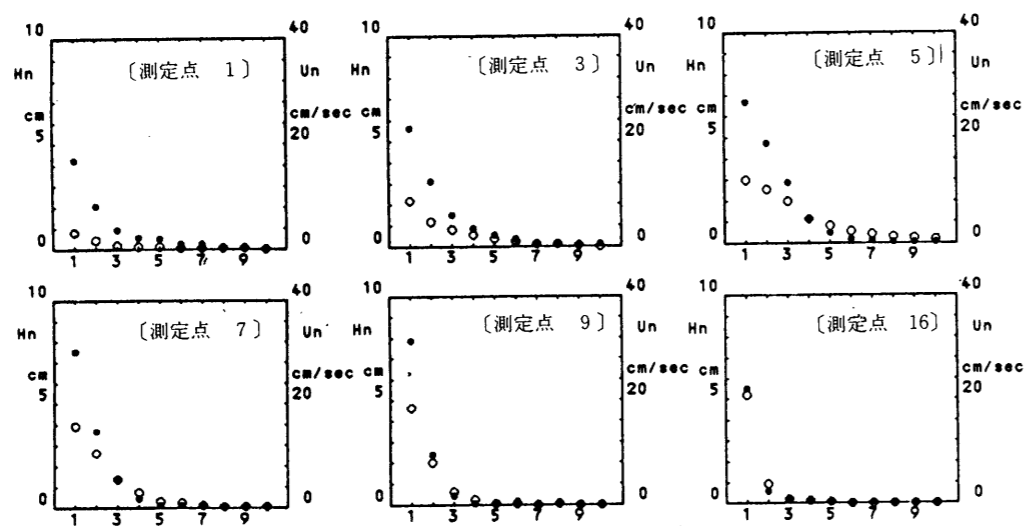


(b) 成分波の波高スペクトル (白丸は H_n , 黒丸は U_n)

図-4.2.10 成分波の周波数応答関数および波高スペクトル (砕け寄せ波)

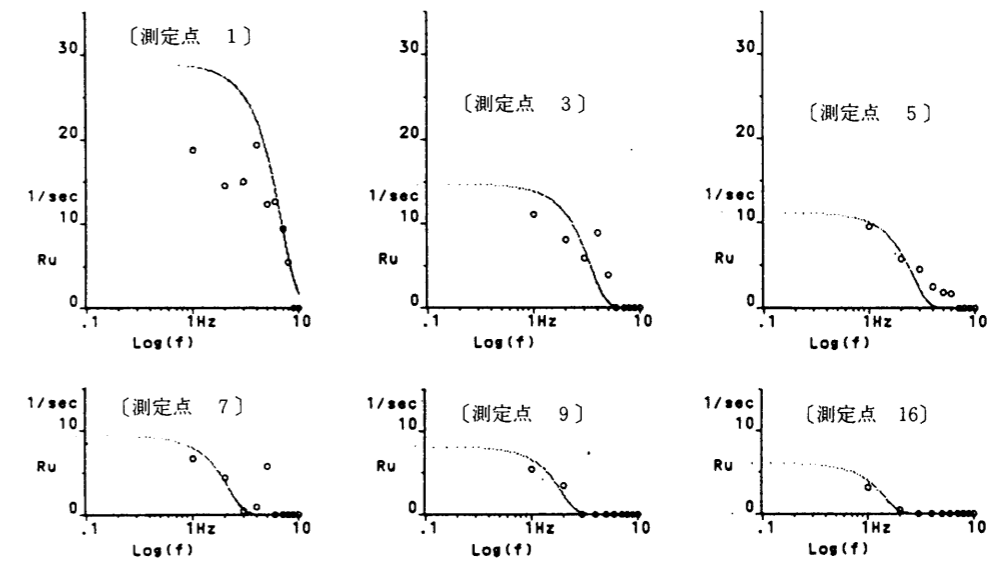


(a) 微小振幅波と成分波の周波数応答関数（1次成分から10次成分まで）

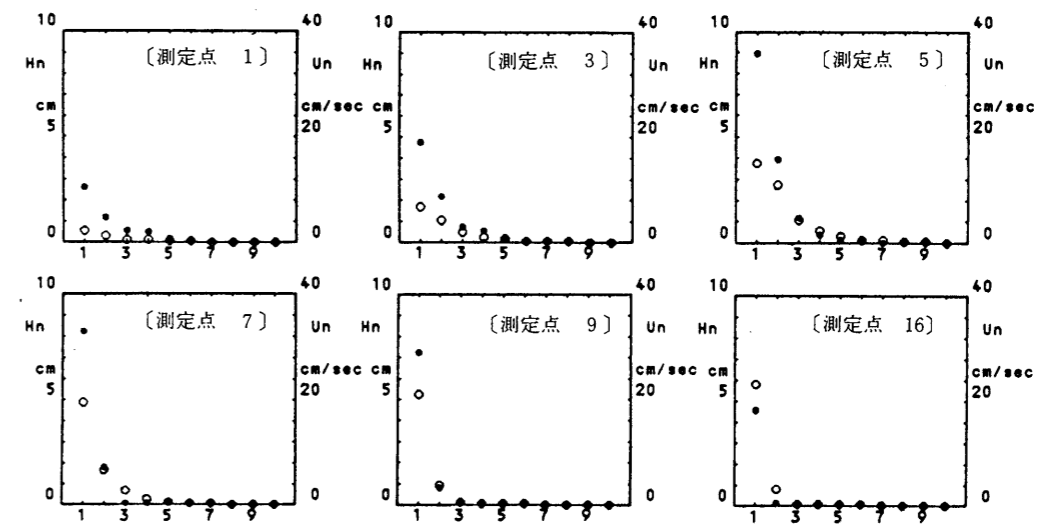


(b) 成分波の波高スペクトル（白丸は H_n 、黒丸は U_n ）

図-4.2.1.1 成分波の周波数応答関数および波高スペクトル（巻き波）



(a) 微小振幅波と成分波の周波数応答関数（1次成分から10次成分まで）



(b) 成分波の波高スペクトル（白丸は H_n 、黒丸は U_n ）

図-4.2.1.2 成分波の周波数応答関数および波高スペクトル（崩れ波）

(c) Stokes 波の周波数応答関数と成分波の周波数応答関数

図-4.2.13, 図-4.2.14 および図-4.2.15 は, Stokes 波の第3次近似解の1次, 2次, 3次周波数応答関数と, 有限フーリエ級数近似によって計算された実測値の1次, 2次, 3次成分を示したものである。図中, 低周波数領域において大きな値の曲線から順に, Stokes 波の1次, 2次, 3次成分に相当するが, 水深が大きな測定点では, その差は小さくなっている。Stokes 波は, 水平床でアーセル数 $U_r = HL^2/h^3$ が25以下, あるいは $T(g/h)^{1/2}$ が9以下の場合に適用されるが, 今回の実験条件では, 測定点9と16がこれに相当している。これらの図をみる限り, 全般的に実測値は計算値を下回り, 微小振幅波の周波数応答関数と比較した図-4.2.9, あるいは, 図-4.2.10, 図-4.2.11 および図-4.2.12 と同様な傾向であった。

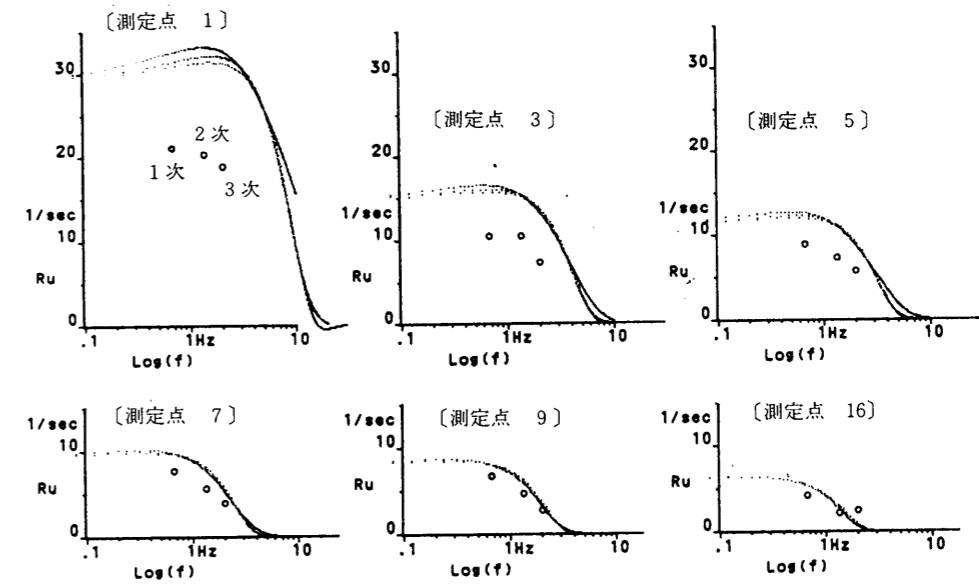


図-4.2.14 Stokes 波と成分波の周波数応答関数 (巻き波)

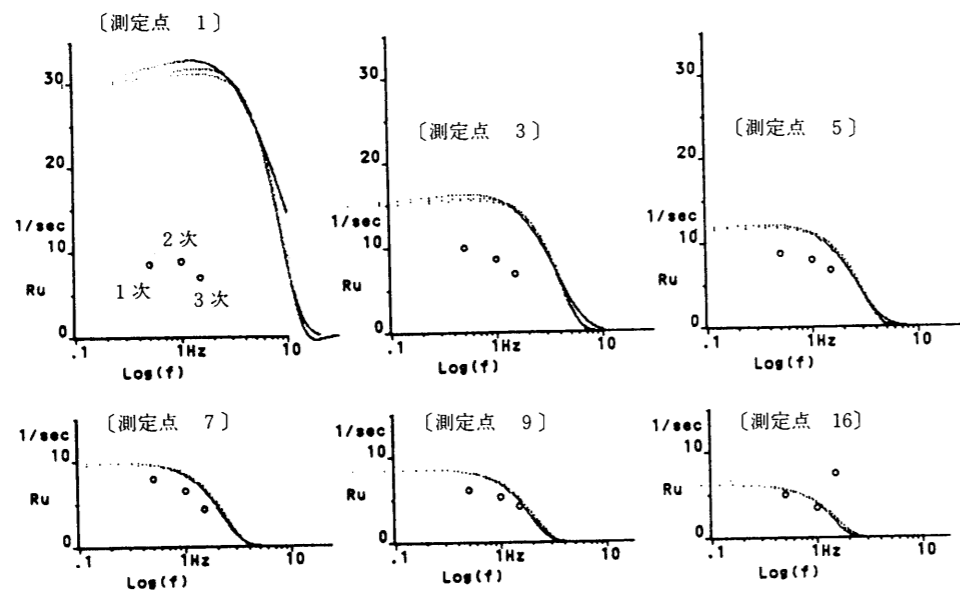


図-4.2.13 Stokes 波と成分波の周波数応答関数 (砕け寄せ波)

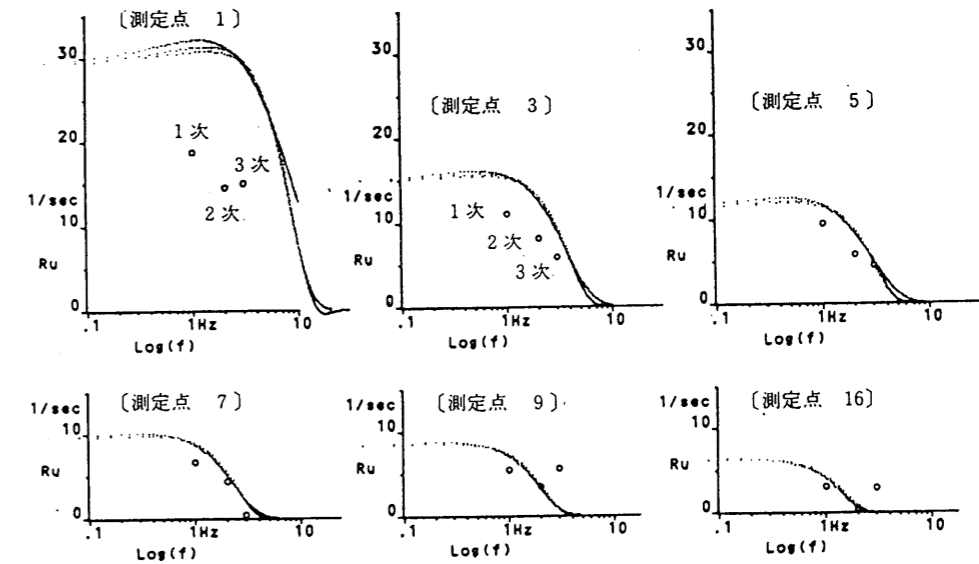


図-4.2.15 Stokes 波と成分波の周波数応答関数 (崩れ波)

4. 3 砕波帯における線形フィルター法の適用

4. 3. 1 造波水槽実験

(1) 実験装置

実験は、長さ26m、幅0.6m、高さ0.8mの一部両面ガラス張りの2次元造波水槽で行った。水槽内の造波板の後端には消波装置が設置してあり、もう一端には、1/30勾配あるいは1/10勾配の固定床斜面を設置できるようになっている。造波機構はピストン型で、駆動機構は油圧シリンダーである。制御装置内の関数発生器から規則波信号を発生させて実験を行なった。実験装置の概要を図-4. 3. 1に示す。

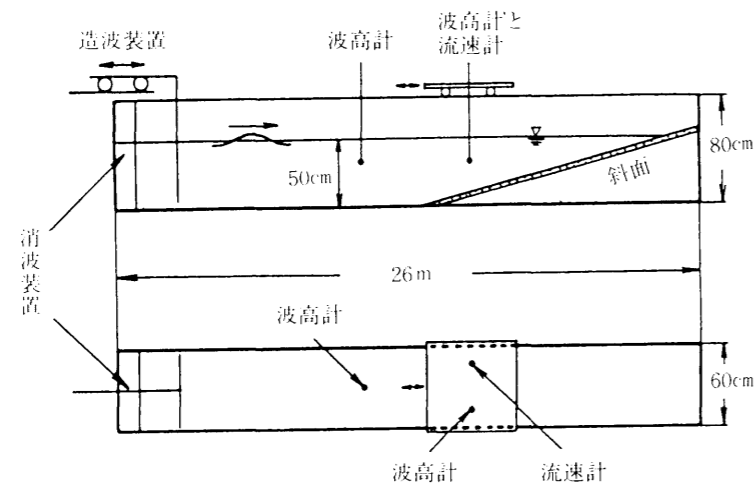


図-4. 3. 1 実験装置の概要

(2) 造波条件

造波条件を表-4. 3. 1に示す。1/30勾配の固定床斜面では、3種類の波を造波したが、Case-1は崩れ波であり、Case-3は巻き波であり、Case-2は両者の中間である。さらに、1/10勾配の固定床斜面で造波したCase-4の波は、砕け寄せ波である。砕波点の位置は水槽側面からの目視で求めたが、崩れ波は波峰に気泡が生じ始める点、巻き波は波峰前面が鉛直となる点、砕け寄せ波は波の前面に気泡が生じ始める点とした。一様水深部の水深は、いずれも50cmである。

表-4. 3. 1 造波条件

	周期 T (sec)	沖波波高 H_0 (cm)	波形勾配 H_0/L_0	斜面勾配	砕波形式	砕波点の位置 X_b (cm)	砕波波高 H_b
Case-1	1.0	14.0	0.0898	1/30	Spilling	600	11.8
Case-2	2.0	11.6	0.0186	1/30	Spilling~Plunging	490	13.7
Case-3	4.0	5.9	0.0023	1/30	Plunging	415	11.8
Case-4	4.0	5.6	0.0022	1/10	Surging	100	6.5

(3) 測定位置と測定方法

水面変動の測定には容量式波高計を用い、水粒子速度の測定には2成分小型電磁流速計を用いた。波高計と流速計の検出部は台車に取り付けられており、岸沖方向と鉛直方向に移動が可能となっている。電磁流速計の検出部は、直径8mm、長さ3cmであり、支持棒の直径は4mmである。波高計と流速計の応答性は、この実験目的に対して十分であることが確かめられている。図-4. 3. 2に示してある○印と●印は、各々の造波条件における流速の測定位置である。なお、特に、●印は、図-4. 3. 4~図-4. 3. 7に示した水粒子速度の時系列の測定位置である。図中に示してある砕波点の位置から分かるように、測定位置は主に砕波帯である。測定点の個数は、Case-1~Case-4で、各々、47, 55, 44, 47個である。データは、データレコーダーに記録し、後に、サンプリング間隔を、各々、0.02sec, 0.04sec, 0.08sec, 0.08secとしてAD変換器により数値化した。これは1周期を50分割したことになる。

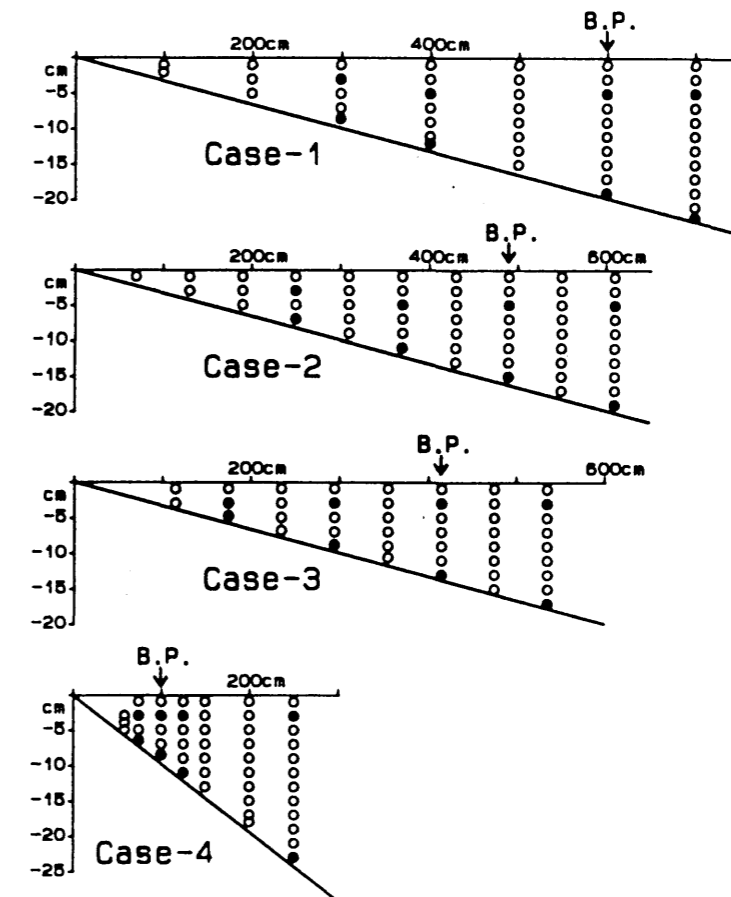


図-4. 3. 2 流速の測定位置

4. 3. 2 線形フィルター法による解析方法

(1) 線形フィルター法

線形フィルター法は、微小振幅波の線形重ね合わせにより、水面変動から水粒子速度を計算するものであるが、その理論式は、4. 2. 2 (1)に示した通りである。

(2) 周波数応答関数の理論値の補正

線形フィルター法を適用する場合に、水面の基準面とするゼロ点の位置を定義する必要がある。一様水深部と異なり、斜面を進行して砕波する波は、wave-setup と wave-setdown を生じるので、静水面と平均水面は一致しない。ここで静水面とは波が生じない場合の水面の位置を言い、平均水面とは測定された水位の時系列を総和平均した水面の位置を言う。これは、静水面を基準面にする場合は波高が増大しても水深は変化しないが、平均水面を基準面とする場合は、波高の大小によって、水深も変化し、その結果、4.2.2(1)に示した式(4.2.5)と式(4.2.6)で示される周波数応答関数も変化するという影響がある。すなわち、wave-setup が生じる位置では、水深が増加して周波数応答関数は小さくなり、その結果、計算値は小さくなるが、逆に、wave-setdown が生じる位置では、水深が減少して周波数応答関数は大きくなり、その結果、計算値は大きくなる。砕波帯外では、水深が大きいので平均水深の増減量は相対的に小さいが、汀線に近くなるほど水深は小さくなるので、平均水深の増減量による修正効果は大きくなる。そこで、本研究では、水面が砕波帯内で wave-setup を生じることに着目し、次のような修正を行った。すなわち、各測定点における平均水深の増減量を η_m とすると、水深 h' および各測定点における水面からの位置 z' は、次式ようになる。

$$h' = h + \eta_m \tag{4.3.1}$$

$$z' = z - \eta_m \tag{4.3.2}$$

これより、砕波帯内において、計算値が測定値に比べて大きくなる現象が改良される。

図-4.3.3に示されている3本の破線は、造波されたCase-1～Case-4の波の波峰と波谷および wave-setup と wave-setdown によって変化した平均水面の位置である。図中の矢印は、砕波点の位置を示す。

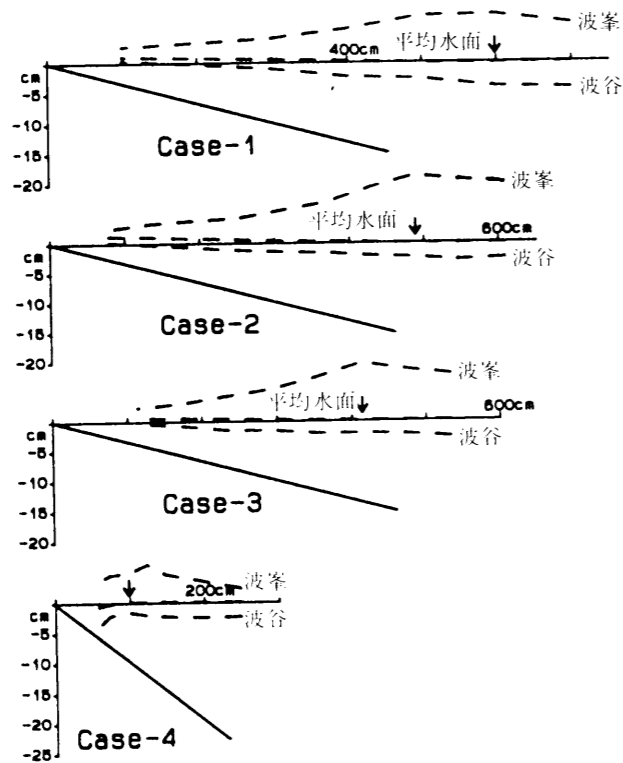


図-4.3.3 波峰と波谷および平均水面の位置

4.3.3 解析結果

(1) 水面変動と水粒子速度の時間変化

図-4.3.4～図-4.3.7は、Case-1～Case-4の水面変動と水粒子速度の時系列を示す。上段が水面変動の1波長分である。2段目と3段目は水平方向の水粒子速度成分であるが、2段目は水面付近、3段目は底面付近である。4段目と5段目は鉛直方向の水粒子速度成分であるが、4段目は水面付近、5段目は底面付近である。また、水粒子速度の図中で、実線は測定値であり、破線は線形フィルターによる計算値である。なお、電磁流速計の特性により、検出部が水中に数cm没した状態でなければ測定値に雑音が入るため、図-4.3.4～図-4.3.7および図-4.3.8～図-4.3.11に示されている測定値は、おおよそ波谷以下で測定されたものである。

(a) Case-1の場合(崩れ波)

図-4.3.4によると、水平水粒子速度は、砕波帯外の底面付近では、計算値は実測値より小さく、水面付近では、計算値と実測値はほぼ同じ値であるが、実測値の方が冲向きに約5cm/sec平行移動した形状である。これは、実測値の波動成分に冲向きの戻り流れ成分が加算されているものと思われる。図-4.3.10には、水平方向の平均流速の分布が示されているが、この図によると、この位置で冲向きに約5cm/secの平均流速が生じていることと一致する。砕波点では砕波帯外と同様な傾向である。砕波帯内では、計算値の変動は滑らかであるのに対して、測定値は平均的な流速変動のまわりで乱れている。測定値の乱れは砕波による水面変動の乱れに対応しているわけであるが、このように、線形フィルターの計算値は、砕波による波動性以外の変化を表現することができない。しかし、計算値と測定値の傾向は一致している。

鉛直水粒子速度は、砕波帯外と砕波点ではよく一致するが、砕波帯内では計算値と実測値には位相差が見られる。これは、斜面勾配の効果を線形フィルター法では表現できないためであろう。

(b) Case-2の場合(崩れ波～巻き波)

図-4.3.5によると、水平水粒子速度は、砕波帯外と砕波点の底面では計算値が小さく、水面付近では、計算値と測定値がほぼ同じ値であることは、Case-1の場合と同様である。砕波帯内では、水面の乱れによる測定値の乱れを、計算値は表現していないが、全般的には測定値と一致している。

鉛直水粒子速度は、砕波帯外と砕波点では計算値が測定値より大きい。また、砕波帯内では計算値と測定値に位相差がみられることも、Case-1の場合と同様である。

(c) Case-3の場合(巻き波)

図-4.3.6によると、水平水粒子速度の計算値は、砕波帯外と砕波点の底面付近では測定値とよく一致しており、水面付近では、戻り流れの影響から、測定値が冲向きに若干移動していることは、Case-1およびCase-2と同様である。砕波帯内では、全般的に計算値は測定値と一致している。

鉛直水粒子速度の計算値は、砕波帯外と砕波点では測定値より大きい。砕波帯内では測定値の乱れが激しく、波動性の低下が著しい。また、砕波帯外と砕波点の底面付近では水粒子速度の上向き成分が顕著に表われている。

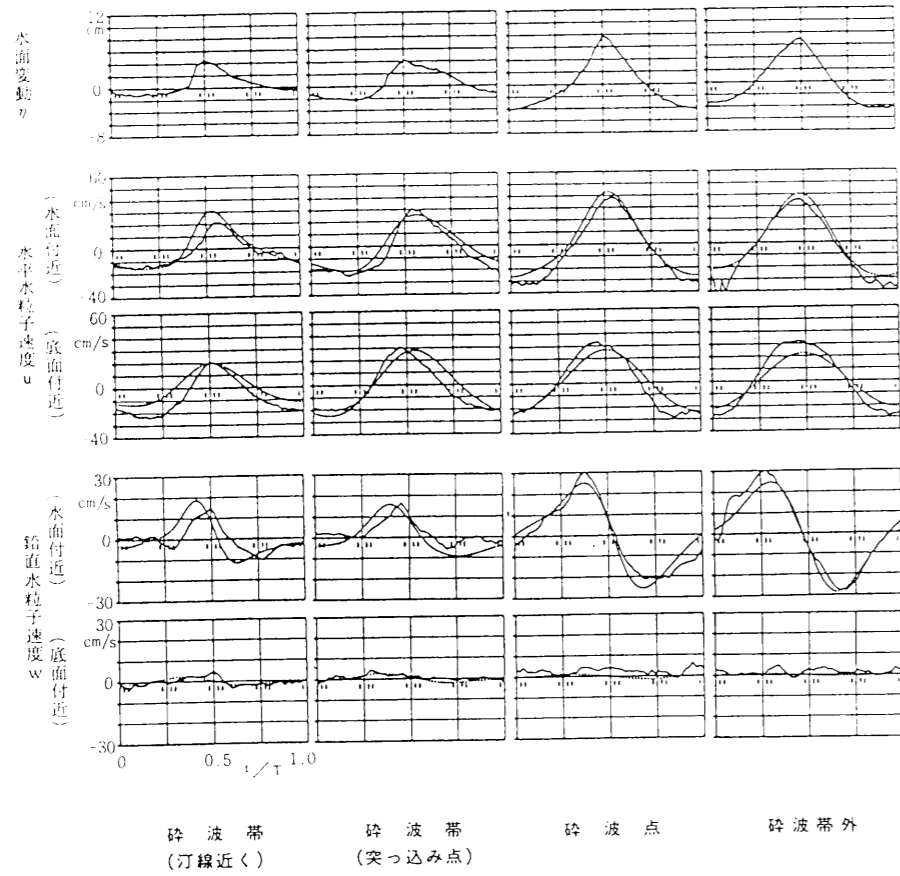


図-4.3.4 水面変動と水粒子速度の時系列 (Case-1の場合)

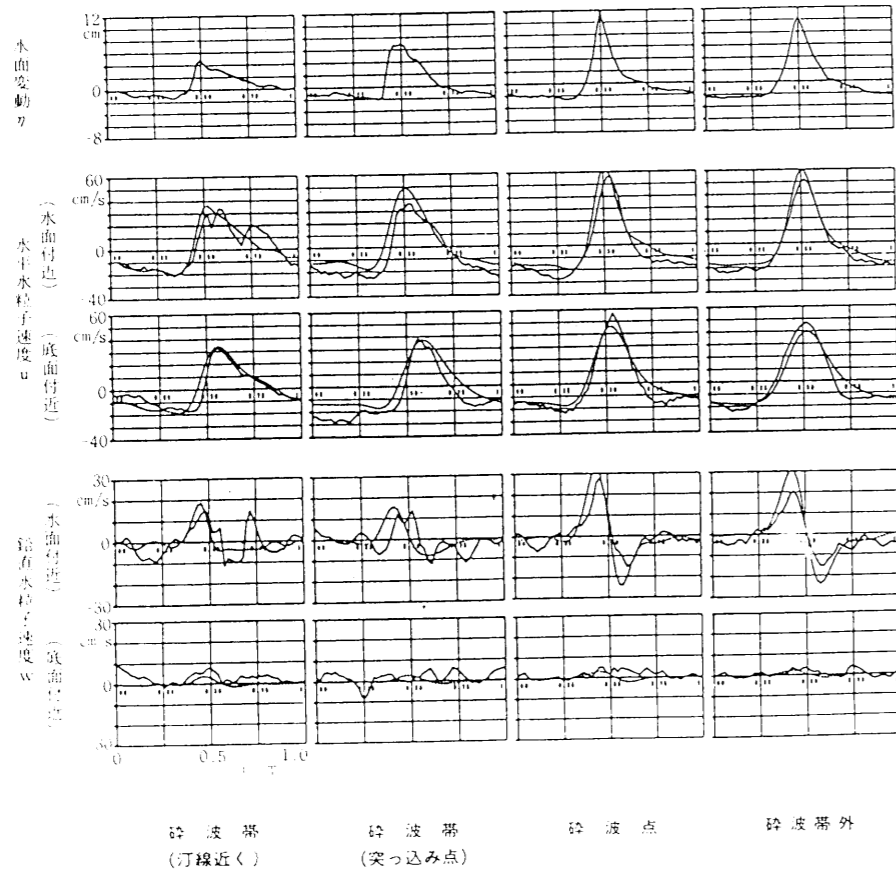


図-4.3.5 水面変動と水粒子速度の時系列 (Case-2の場合)

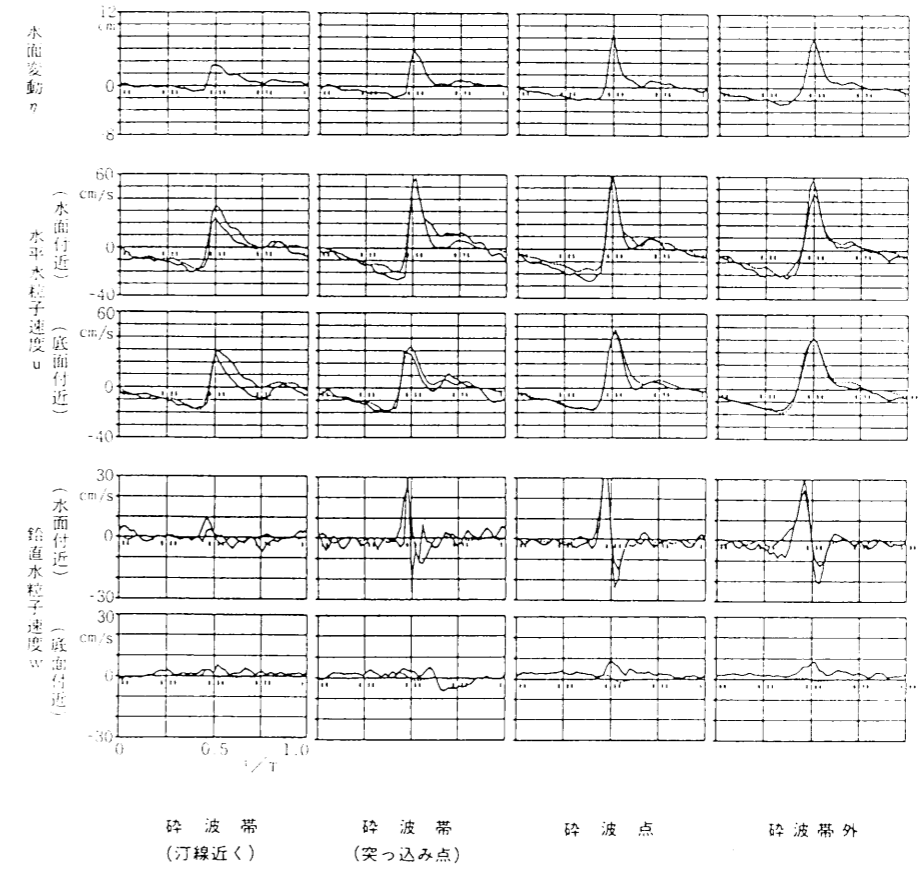


図-4.3.6 水面変動と水粒子速度の時系列 (Case-3の場合)

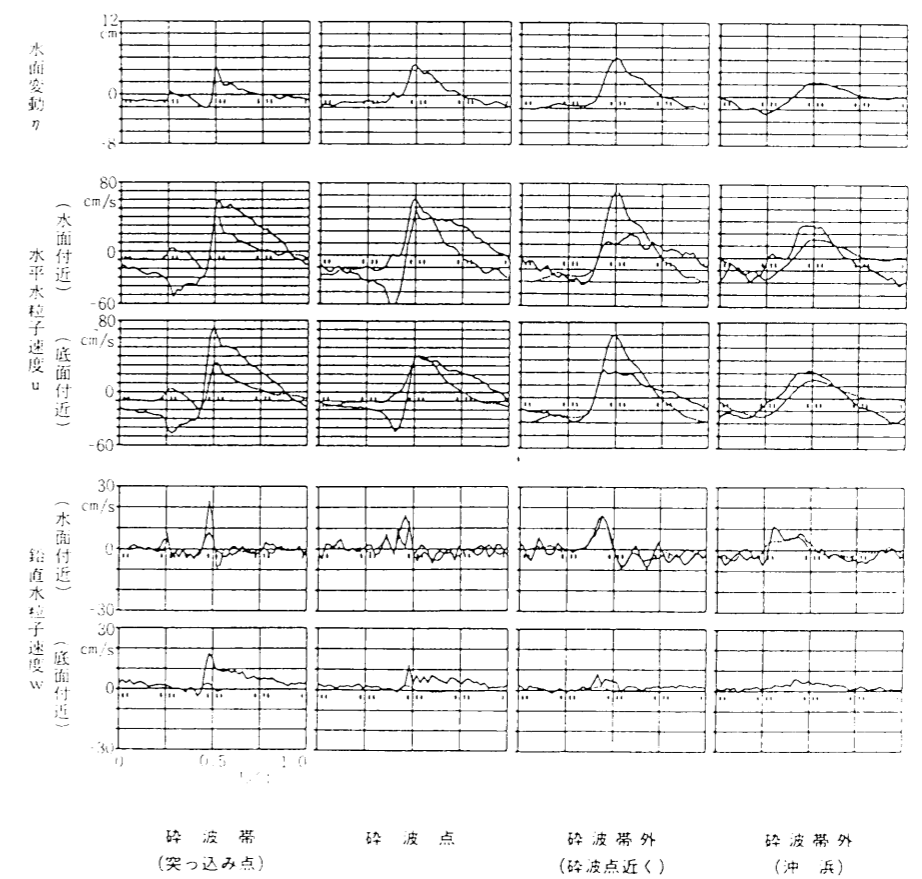


図-4.3.7 水面変動と水粒子速度の時系列 (Case-4の場合)

(d) Case-4の場合(砕け寄せ波)

図-4.3.7によると、水平水粒子速度の計算値は、砕波帯外および砕波帯内のいずれの位置でも、測定値と一致しない。砕波帯外の沖浜では計算値は測定値より小さく、砕波点では測定値より大きくなっている。すなわち、全般的に流速の測定値は複雑な波形を示しており、一般的な傾向は見られないようである。これは、斜面勾配が急で波形勾配が小さく周期も長い為、進行波と反射波による重複波が生じ、また、戻り流れの影響も、図-4.3.10に示されるように、測定位置により方向が異なることから、内部流速場がかなり複雑になっているものと考えられる。砕波点と砕波帯でも、同様に一般的な傾向はみられない。なお、水面変動の時系列を見ると、砕波帯外において、既に乱れがみられ、反射波成分が重なっているようである。

鉛直水粒子速度の測定値は、やはり乱れが大きい、底面付近では強い上向き成分がみられる。この上向き成分は、砕波点と砕波帯の底面で非常に大きな値となっている。

これらのことから、Case-4の砕け寄せ波は、砕波によって波動性が大きく減少し、また反射波の影響も大きいことから、数値フィルターの適用範囲外と言える。

(2) 水粒子速度の最大値の分布

(a) 水平方向の水粒子速度

図-4.3.8は、水平方向の水粒子速度の最大値の分布を示す。図中には計算値と測定値の岸沖方向の最大値が示されており、破線が計算値である。これによると、砕波帯内では、測定値の鉛直方向の分布が不規則であるが、全般的に計算値と測定値は一致していると言える。ただし、図-4.3.10に示した水平方向の平均流速の値に相当する分だけ、岸方向および沖方向の最大値共に移動しているために、岸方向の計算値が測定値より大きくなっている。

(b) 鉛直方向の水粒子速度

図-4.3.9は、鉛直方向の水粒子速度の最大値の分布を示す。図中には、上向き成分を岸側に、下向き成分を沖側に示してある。これによると、計算値は水面近くになるほど、上向きの最大値も下向きの最大値も、測定値より大きくなるようである。

(3) 平均流速の分布

ここで示した平均流速は、Lagrange的に測定された平均流速として定義される質量輸送速度とは異なり、Euler的に測定された流速の1周期の平均値である。

(a) 水平方向の平均流速

図-4.3.10は、水平方向の平均流速の分布を示す。これによると、砕波帯外では底面付近で小さく、水面に近くなるに従い沖方向に大きくなる分布をしている。ただし、これは波谷より下方における測定値の特性であり、波谷より上では平均流速の定義から、測定値そのものが得られなかった。また、底面近傍でも電磁流速計の特性から測定ができなかったが、熱膜流速計を用いて1/30勾配の斜面の底面近傍で測定した広部・石田⁹⁾の結果によると、砕波点より沖側の底面近傍では、ほぼゼロとなっている。これらは、実験条件は異なるが、灘岡・近藤・田中¹⁵⁾や泉宮・堀川¹⁶⁾の結果と同じ傾向であった。最も大きな値を示す位置は、突っ込み点付近であるが、この位置では岸方向の流れも

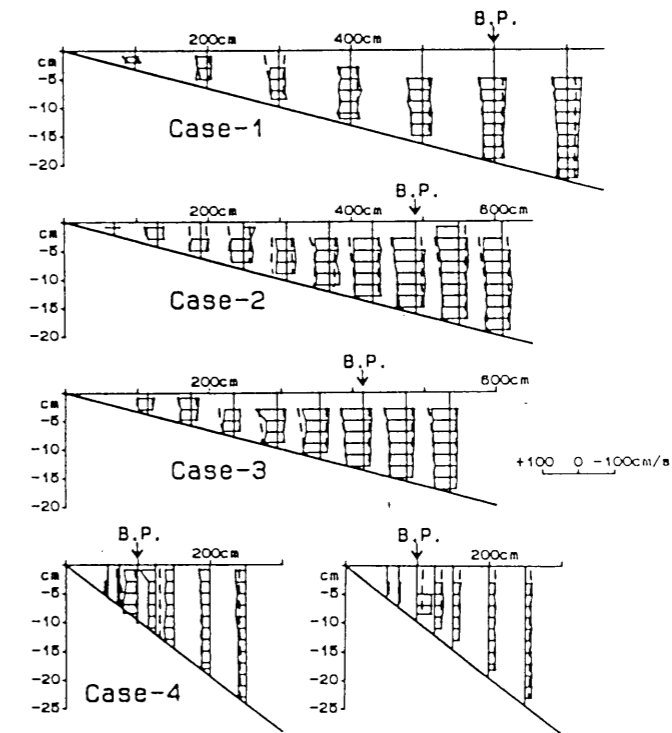


図-4.3.8 水平方向の水粒子速度の最大値の分布

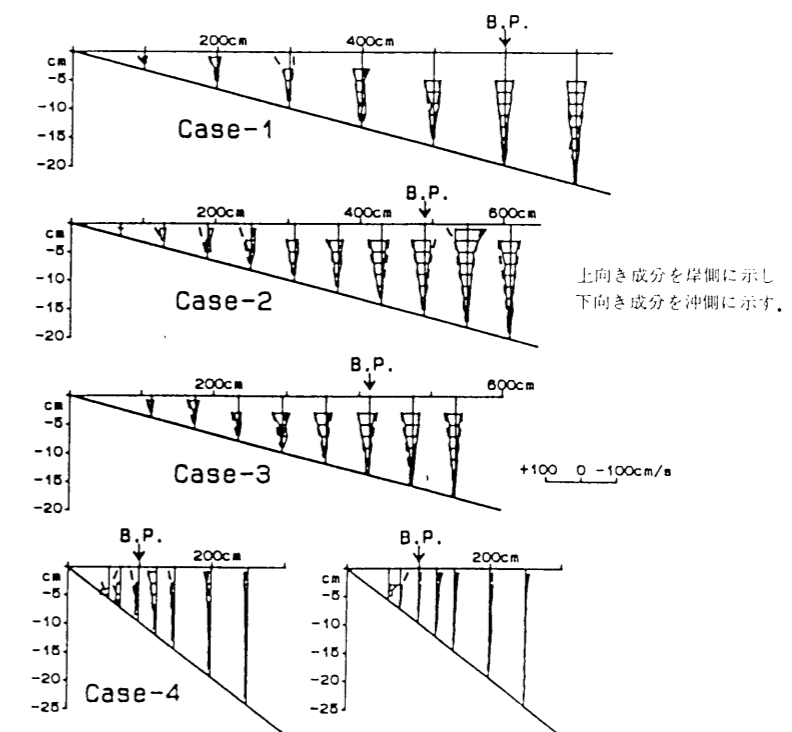


図-4.3.9 鉛直方向の水粒子速度の最大値の分布

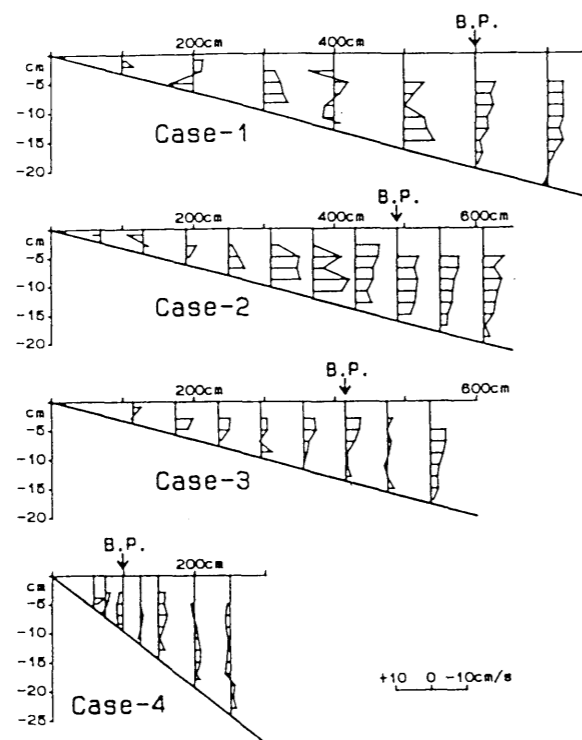


図-4.3.10 水平方向の平均流速の分布

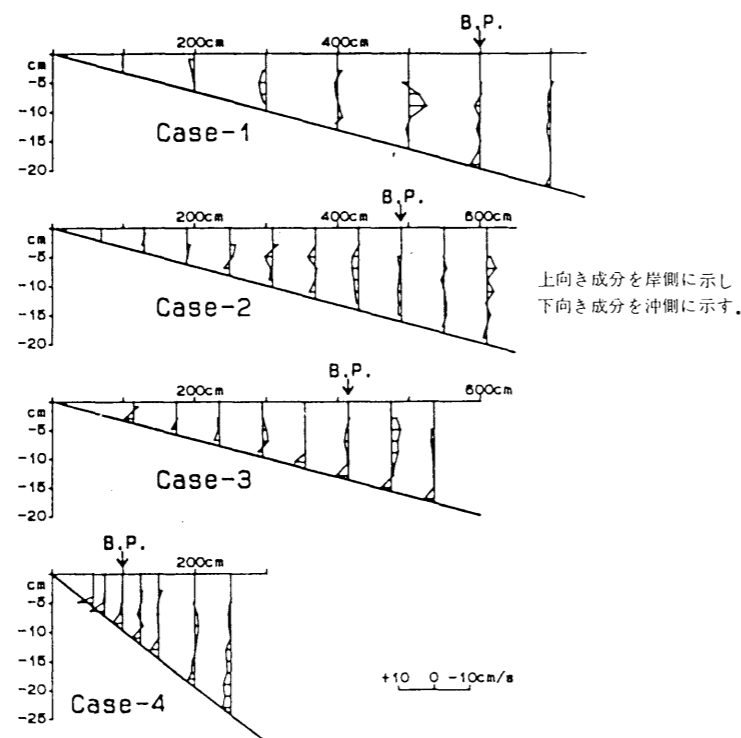


図-4.3.11 鉛直方向の平均流速の分布

見られる場合もあり、不規則な分布である。また、Case-4の砕け寄せ波では、砕波帯外でも岸方向の流れがみられる位置もあり、内部流速場の複雑さを示している。

(b) 鉛直方向の平均流速

図-4.3.11は、鉛直方向の平均流速の断面分布を示す。これによると一般的な傾向は見られないが、底面付近では強い上向きの流れが生じていることが分かる。特に、Case-4の砕け寄せ波では、著しく大きい。

4.4 砕波波形に対する流れ関数法の適用

4.4.1 非線形水面波の基礎方程式と境界条件

水面波の基礎方程式は、2次元、非粘性、非圧縮性で表面張力も無視できるとすると、良く知られるように、次式に示す Euler の運動方程式と連続方程式で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.4.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4.4.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (4.4.3)$$

境界条件は次のようである。

- ・水底における運動学的境界条件

$$z = 0 \quad \text{において} \quad w = 0 \quad (4.4.4)$$

- ・水面における運動学的境界条件

$$z = \eta(x, t) \quad \text{において} \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} = w \quad (4.4.5)$$

- ・水面における力学的境界条件

$$z = \eta(x, t) \quad \text{において} \quad p = p_{atm} = 0 \quad (4.4.6)$$

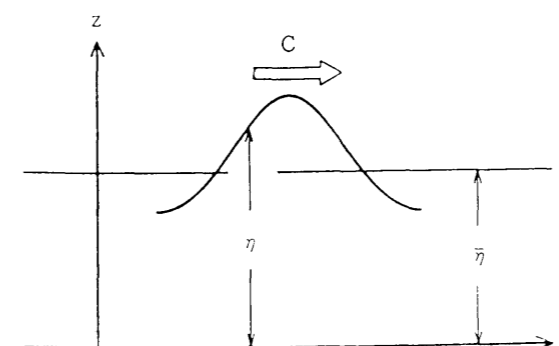


図-4.4.1 座標軸

図-4.4.1に示すように、水平座標 x 軸を底面に取り、垂直座標 z 軸は底面を原点に上向きとし、波の運動が定常となるように波速 C と同じ速度で移動する座標で定義する。ここに、 u は x 軸方向の水粒子速度、 w は z 軸方向の水粒子速度、 ρ は水の密度、 p は水圧、 p_{atm} は大気圧、 g は重力の加速度である。

2次元の流体の場合、速度成分 u と w は、流れ関数 $\psi(x, z)$ を用いて次式で定義される。

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (4.4.7)$$

$$w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4.4.8)$$

この流れ関数は、連続方程式(4.4.1)を自ら満たしている。流れを非回転運動(渦なし)と仮定すると、流れ関数の満たすべき微分方程式は、次式の Laplace の式である。

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (4.4.9)$$

図-4.4.1に示した移動座標系によって波動は定常な流体となることから、水面波の境界面である水底と水面が流線となるため、運動学的境界条件は次式で与えられる。

・水底における運動学的境界条件

$$\psi(x, 0) = 0 \quad (4.4.10)$$

・水面における運動学的境界条件

$$\psi(x, \eta(x)) = -Q \quad (4.4.11)$$

ここに、 Q は、 (x, z) 面に垂直な方向の単位長さ当たりの定常波の流れの速度である。

・水面における力学的境界条件

非回転運動という条件で、式(4.4.2)、式(4.4.3)および式(4.4.6)より、次式で与えられる。

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] + \eta = R \quad (4.4.12)$$

ここに、 R は積分定数で、ベルヌーイ定数と呼ばれる。

4.4.2 流れ関数法による非線形水面波の数値計算法

(1) 流れ関数法

流れ関数を次式のように級数展開する。

$$\psi(x, z) = B_0 \cdot z + \sum_{j=1}^N B_j \cdot \frac{\sinh jkz}{\cosh jkD} \cdot \cos jkx \quad (4.4.13)$$

式(4.4.13)は、係数 B_j ($j=1 \sim N$) がどのような値であっても、Laplaceの式(4.4.9)および境界条件式(4.4.10)を満足している。問題を数値的に解くために、式(4.4.11)と式(4.4.12)は、1波の中で $2N$ 個所で満足されなくてはならない。しかし、波形が対称であれば波峰から波谷までを取り扱えばよく、 $(N+1)$ 個所となる。式(4.4.13)を式(4.4.11)に代入すると次式となる。ただし、以下、 $\eta_m = \eta(x_m)$, $x_m = mL/2N$ ($m=0 \sim N$), $k \cdot x_m = \pi m/N$ とする。

$$B_0 \eta_m + \sum_{j=1}^N B_j \cdot \frac{\sinh jk\eta_m}{\cosh jkD} \cdot \cos \frac{jm\pi}{N} + Q = 0 \quad (m=0 \sim N) \quad (4.4.14)$$

式(4.4.13)を式(4.4.12)に代入すると、次式となる。

$$\frac{1}{2} u_m^2 + \frac{1}{2} w_m^2 + \eta_m - R = 0 \quad (m=0 \sim N) \quad (4.4.15)$$

ここに、 u_m および w_m は、次式で与えられる。

$$u_m = B_0 + k \sum_{j=1}^N j \cdot B_j \cdot \frac{\cosh jk\eta_m}{\cosh jkD} \cdot \cos \left(\frac{jm\pi}{N} \right) \quad (4.4.16)$$

$$w_m = k \sum_{j=1}^N j \cdot B_j \cdot \frac{\sinh jk\eta_m}{\cosh jkD} \cdot \sin \left(\frac{jm\pi}{N} \right) \quad (4.4.17)$$

水位間の拘束条件式として、次式が与えられる。

$$\frac{1}{2N} (\eta_0 + 2 \sum_{j=1}^{N-1} \eta_j + \eta_N) - 1 = 0 \quad (4.4.18)$$

波高 H_1 が与えられれば、次式の関係がある。 H_1 は浅水変形計算の出発地点のみで与えられる。

$$\eta_0 - \eta_N - H_1 = 0 \quad (4.4.19)$$

ここに、 η_0 は波峰の高さ、 η_N は波谷の水面高さである。 D は深水域での計算の収束性を改良するための定数であり、平均水深程度の値を用いる。

周期 T が与えられると、次式の関係がある。

$$kCT - 2\pi = 0 \quad (4.4.20)$$

波速 C は、次式の関係がある。

$$C + B_0 = 0 \quad \text{あるいは} \quad C - Q = 0 \quad (4.4.21)$$

なお、式(4.4.13)～式(4.4.21)の変数は、平均水深 $\bar{\eta}$ と重力加速度 g を用いて無次元表示を行う。すなわち、 x は $x/\bar{\eta}$, z は $z/\bar{\eta}$, η は $\eta/\bar{\eta}$, ϕ は $\phi/(g\bar{\eta}^3)^{1/2}$, Q は $Q/(g\bar{\eta}^3)^{1/2}$, R は $R/g\bar{\eta}$ とする。また、次のような無次元定数も導入される。波速 C は $C/(g\bar{\eta})^{1/2}$, 波数 k は $k\bar{\eta} = 2\pi\bar{\eta}/L$, 周期 T は $T(g\bar{\eta})^{1/2}$, 基準水深 D は $D/\bar{\eta}$ とする。 L は波長である。

(2) 浅水変形の計算に追加される条件

単位幅当たりのエネルギーフラックス F は、浅水変形計算の出発地点で計算された値が、浅水変形計算中も保存されると仮定すると、次式で与えられる。

$$F = \frac{1}{2} C^3 - \frac{3}{2} C^2 Q + C(2R - 1 - \frac{1}{2} Q B_0 - \bar{\eta}^2) - Q(R - 1) \quad (4.4.22)$$

ここに、

$$\bar{\eta}^2 = \frac{1}{2N} (\eta_0^2 + 2 \sum_{m=1}^{N-1} \eta_m^2 + \eta_N^2) \quad (4.4.23)$$

である。

(3) 数値計算法

式(4.4.14)～式(4.4.23)を解くにあたり、条件として与えられる水理量は、重力加速度 g , 基準水深 D , 平均水深 $\bar{\eta}$, 初期波高 H_1 , 周期 T である。 D と $\bar{\eta}$ は、波の進行に従って小さくなる。

未知量は、整理すると、水位 η_m ($m=0 \sim N$), 係数 B_j ($j=0 \sim N$), 波速 C , 波数 k , 定常波の流れの速度 Q , ベルヌーイ定数 R , エネルギーフラックス F となる。

式(4.4.14)～式(4.4.23)は、非線形方程式であるが、ここでは、Newton-Raphson法により解く方法を用いた。

4. 4. 3 造波水槽実験

(1) 実験装置

実験は、長さ26m、幅0.6m、深さ0.8m、一部両面ガラス張りの2次元造波水槽を用いて行った。水槽の一端には消波装置を、もう一端には、斜面勾配1/10.3および1/30の固定斜面を設置した。斜面は、鋼材フレームの上面に、厚さ12mmのコンクリートパネル（ベニヤ板）が取り付けられている。造波機構はピストン形式であり、駆動機構は油圧シリンダーである。制御装置内の関数発生器により規則波信号を発生させて実験を行った。

(2) 造波条件

表-4.4.1に造波条件を示す。一様水深部の水深は50cmであり、斜面勾配は1/10.3と1/30である。 H_1 は斜面端の位置での波高であり、 H_0 は深水波の波高であるが、水深が50cmで周期が所定の場合の浅水係数を微小振幅波理論より計算し、 H_1 から逆算して求めた。 L_0 は深水波の波長を示す。沖波波高勾配は、斜面勾配1/10.3と1/30で同じ波を発生させるように、造波装置を調整した。

表-4.4.1 造波条件

	T(sec)	H_1 (cm)	H_0/L_0	1/10.3勾配	1/30勾配
Run-1	3.33	2.95	0.0015	surging	surging
Run-2	3.33	6.70	0.0034	surging	plunging
Run-3	2.0	4.40	0.0074	plunging	plunging
Run-4	2.0	8.95	0.0150	plunging	plunging
Run-5	1.0	4.10	0.0275	plunging	spilling
Run-6	1.0	10.15	0.0681	plunging	spilling

(3) 測定位置と測定方法

(a) 波形変化と波速

斜面勾配1/10.3では、静水位汀線から25cmの位置より300cmまでは25cm間隔で、300cmから500cmまでは50cm間隔で、斜面端と一様水深部で2個所の計19個所で測定した。測定は、針金を心棒にしてビニールテープで肉厚の薄い物差しを作製し、10cm間隔に5本を平行に並べて固定したものを鉛直に水面に沈めた。これを測定位置に設置して造波の様子をラップタイム表示のビデオカメラで側面から撮影した。波の進行によって、水面は5本の物差しを上下するが、水面がピークとなる時刻、すなわち、物差しの心棒の位置を横切る波峰の時刻を0.01secの精度で読み取って、物差しの心棒の間隔との関係から波速を求めた。1個所で波速を4回求めて値を平均した。

(b) 波高・波峰高・波谷高

斜面勾配1/10.3では、斜面端の515cmの位置より沖側で数個所測定し、斜面側では50.0~12.5cm間隔で静水位汀線に至るまで、砕波点近くでは密となるように26~30個所で測定した。斜面勾配1/30では、斜面端から、100cm間隔に斜面区間を15個所で測定した。静水面の高さおよび波峰と波谷通過時の水面高さの測定は、水槽中央部でポイントゲージを用いて0.1mm単位で読み取った。

4. 4. 4 解析結果

(1) 浅水変形による波形変化

図-4.4.2は、浅水変形による波形変化を示す。波形は、造波水槽の側面から撮影したビデオ画像から読みとった。

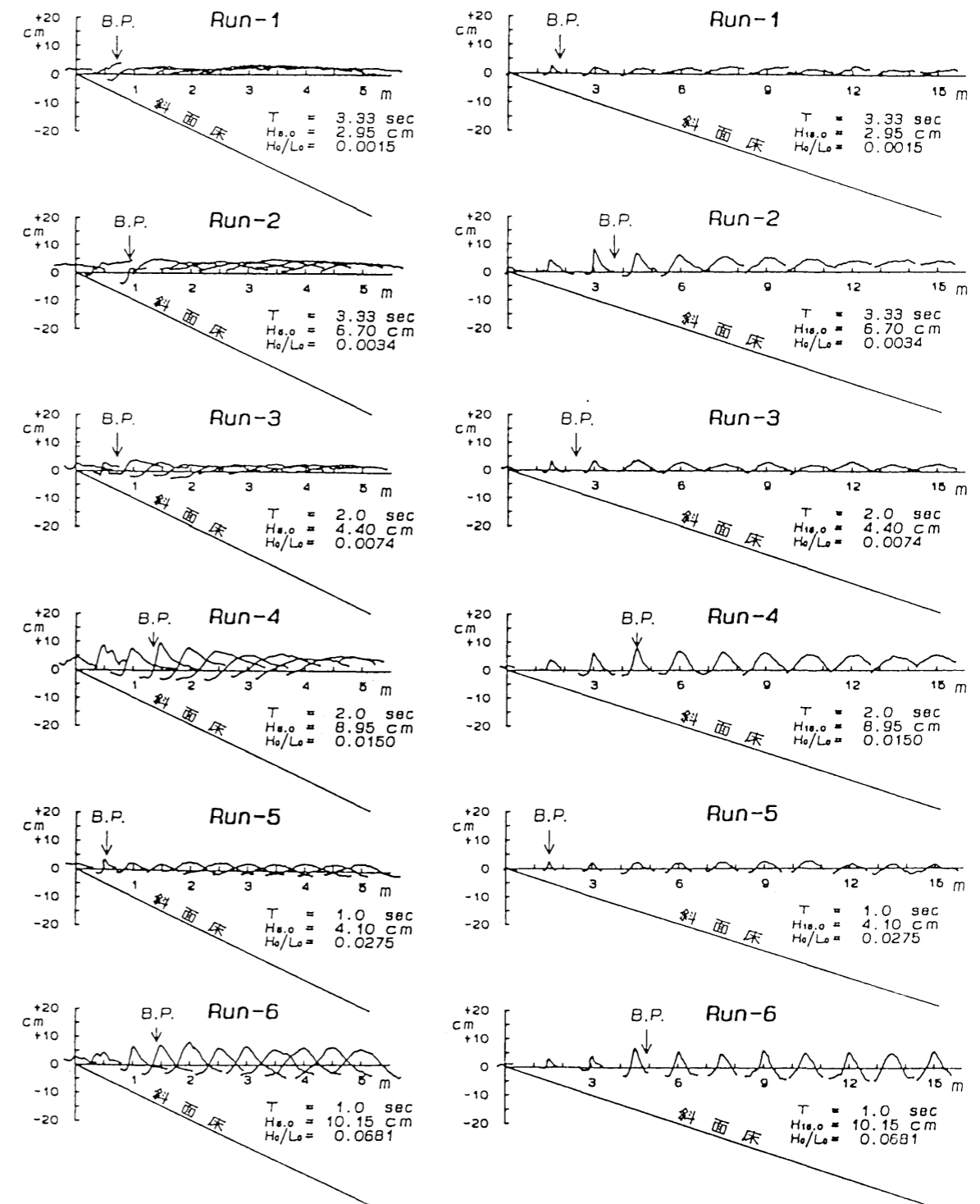
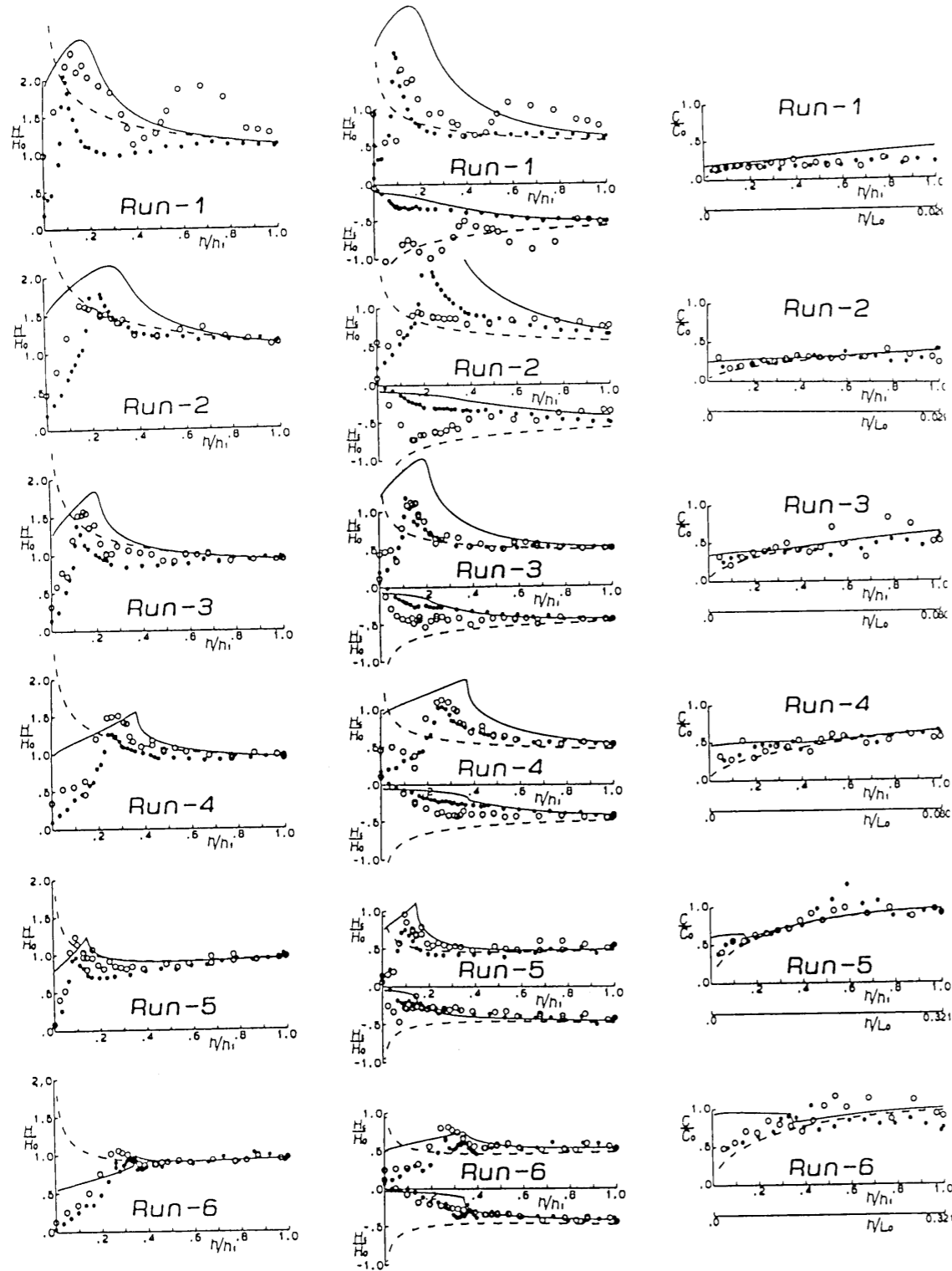


図-4.4.2 浅水変形による波形変化

(2) 波高, 波峰, 波谷および波速の変化

図-4.4.3は, 図(a)は浅水係数 (H/H_0) であり, 図(b)は波峯波高比 (H_p/H_0) と波谷波高比 (H_v/H_0) であり, 図(c)は波速比 (C/C_0) である. 実験値および計算値共に波峯高



(a) 浅水係数 (波高比) (b) 波峯波高比と波谷波高比 (c) 波速比

図-4.4.3 浅水変形による変化

(H_p) と波谷高 (H_v) は, 静水位を基準に定義してある. 横軸は水深波長比 (浅水度) (h/L_0) である. 下付き添字0は, 微小振幅波としての深水波での値を示す. 白丸は斜面勾配1/10.3, 黒丸は斜面勾配1/30の実験値, 破線は微小振幅波による理論値, 実線は流れ関数法による数値計算値を示す.

(a) 斜面勾配 1/10.3 の場合

浅水係数の実験値は, 波形勾配の大きい Run-6 ($H_0/L_0=0.0681$) では, 流れ関数法による計算値と微小振幅波による理論値の差が小さいため, 双方の値に近いが, 砕波点に近くなるに従って流れ関数法による計算値に近づいてくる. しかし, 波峯波高比と波谷波高比を見ると, 実験値は流れ関数法による計算値と非常に良く一致しているのに比べて, 微小振幅波による理論値よりも波峯波高比は大きく, 波谷波高比は小さい. これらのことにより, 微小振幅波による理論値が浅水係数の実験値に近い値となったのは, 波峯高を過小に計算した誤差と, 波谷高を過大に計算した誤差が差し引かれて, 見かけの上で近い値となったのに過ぎないことが分かる. 波形勾配の小さい Run-2 ($H_0/L_0=0.0034$) では, 浅水係数の実験値は, 微小振幅波による理論値に一致しており, 流れ関数法による計算値とは, 相当な差がある. 波峯波高比と波谷波高比の実験値も微小振幅波による理論値に近いが, 実験値は波峯波高比で若干大きく, 波谷波高比で若干小さくなっており, これは波形勾配の大きい場合と同様な傾向を示している. 以上の比較結果は, 波形勾配の大きい場合から波形勾配の小さい場合 (Run-6, Run-5, Run-4, Run-3, Run-2, Run-1) にかけて, 共通な特性を示している. すなわち, 浅水係数の実験値は, 波形勾配の大きい場合は, 流れ関数法による計算値に一致するが, 波形勾配の小さい場合には, 微小振幅波による理論値に一致している. 水深波長比が大きい沖側では, 流れ関数法による計算値と微小振幅波による理論値は余り差がない. 波峯波高比と波谷波高比は, 波形勾配の大きい場合は流れ関数法による計算値に極めて良く一致しており, 微小振幅波の理論値とは相当異なる. 波形勾配の小さい場合には, 微小振幅波の理論値と流れ関数法の間値となっている. また Run-3 と Run-4 および Run-5 と Run-6 は, 周期が各々 1.0sec および 2.0sec と等しく, 波高が異なる波であるが, 実験値は, 波高の大きい Run-4 と Run-6 のほうが, 流れ関数法の計算値に一致している. これは波形勾配による比較結果と同様な傾向である.

(b) 斜面勾配 1/30 の場合

浅水係数の実験値は, 波形勾配の大きい Run-6 ($H_0/L_0=0.0681$) の場合, 流れ関数法による計算値と微小振幅波による理論値の双方より小さい. 波形勾配が小さくなるに従って実験値との差は大きくなる. 波峯波高比の実験値は, 波形勾配が大きい場合は流れ関数法による計算値に近く, 波形勾配が小さい場合は微小振幅波による理論値に近くなっていく. これは斜面勾配 1/10.3 の場合と同様な傾向である. 波谷波高比の実験値は, 波形勾配の大小に関わらず, 流れ関数法による計算値にほぼ一致している.

(3) 流れ関数法による計算値と微小振幅波による理論値との比較

図-4.4.4 および図-4.4.5 は, 流れ関数法による計算値と微小振幅波による理論値を示しているが, 流れ関数法による計算値は, 波形勾配の大小によって浅水係数が変化することが分かる. また, 4.4.1 に述べたように, 本研究では, 流れ関数法および微小振幅波による浅水変形計算には, 斜

面勾配の効果は導入されていないが、斜面勾配 1/10.3 と斜面勾配 1/30 の計算値を重ねたものが図-4.4.6 である。図中の破線は、流れ関数法による計算で最大となった波高を示すが、これ以後、波高は小さくなる。図-4.4.6 には、流れ関数法による浅水変形計算による有限振幅性の特徴が良く表れている。しかし、実験値と流れ関数法による計算値を比較すると、斜面勾配 1/10.3 と斜面勾配 1/30 では適合性が相当異なった。このため、これまでの浅水係数の図表には、斜面勾配がパラメータとして示されていないが、斜面勾配をパラメータに加えることにより、一層浅水係数が正確に評価されることが分かる。また、浅水係数には有限振幅性の効果が表現されていないので、これを評価するためには、波峯波高比や波谷波高比の変化も表現する必要があることが分かる。

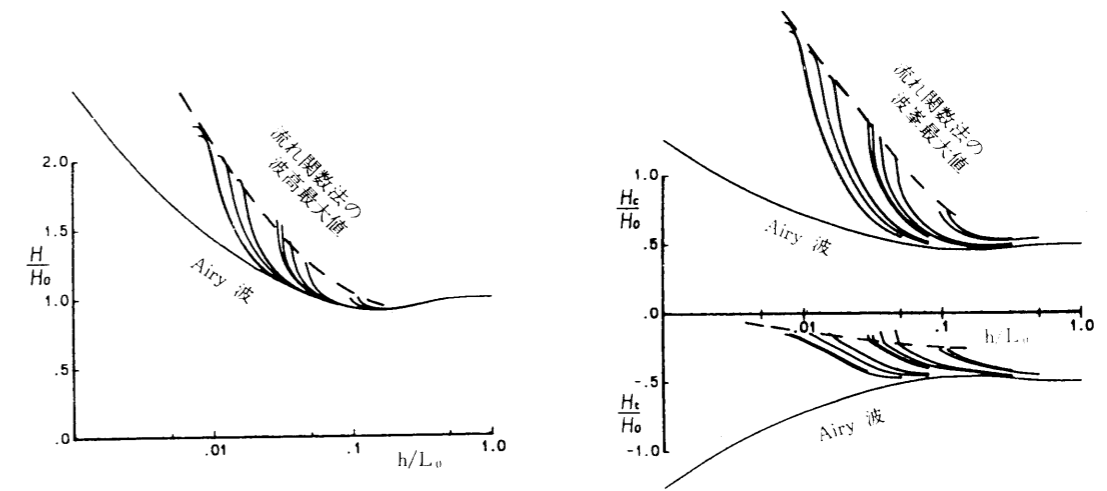


図-4.4.6 浅水変形の比較 (1/10.3勾配と1/30勾配)

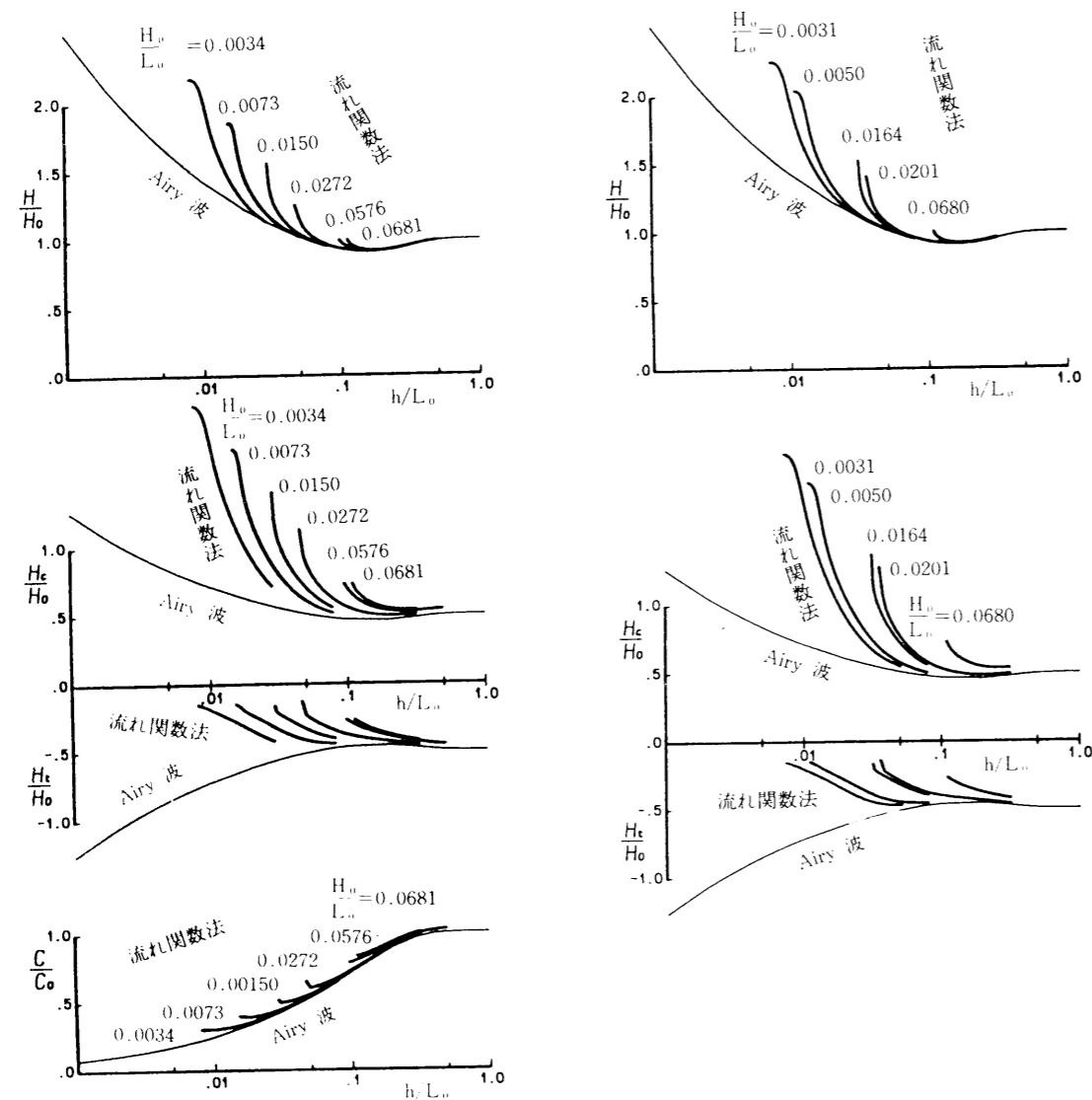


図-4.4.4 浅水変形の比較 (1/10.3勾配) 図-4.4.5 浅水変形の比較 (1/30勾配)

4.5 結語

本研究は、水槽実験から得られた一様勾配斜面上の規則波の水面変動および底面付近の水粒子速度を用いて、周波数応答関数と線形フィルター法の適合性の検討を行った。その結果、計算値は沖浜では若干大きめとなり、砕波点付近では波の峯で3~4割大きく、砕波帯内では5割程度大きな値となった。一般的に、波の谷では計算値と測定値は一致するが、波の峯で計算値が大きな値となるようである。また、周期の大きな波ほど計算値は大きくなるようであり、この傾向は汀線近くで著しい。有限フーリエ級数近似により成分波を分離してみると、低次成分波の周波数応答関数は、沖浜では若干小さめであるのに対し、砕波後は微小振幅波に比べてかなり小さくなった。また、高次成分波の周波数応答関数の値は、砕波点より岸側で急増している。一般的に、砕波帯内では、波高スペクトルの5次、6次の成分波までもかなり大きな振幅を持つが、沖浜では、1次成分が非常に大きな振幅を持ち、2次、3次成分までで、ほぼ表せることが分かった。次に、有限振幅波として Stokes 波の第3次近似解を適用して、成分波の周波数応答関数と比較すると、微小振幅波の場合と同程度の一致度であった。

斜面勾配が比較的緩い場合は、線形フィルター法による水平方向の水粒子速度の計算値は、波峯と波谷の部分で測定値と比べ、若干の相違を見せるものの、砕波帯外、砕波点付近および砕波帯内にわたり比較的良く一致した。これは、崩れ波および巻き波が進行波であり、斜面勾配も緩やかなことから、砕波後も十分に波動性を保持しているためと思われる。一般的な傾向として、波峰で岸方向の計算値が測定値より大きくなる傾向があるが、これは、水平方向の平均流速が存在するために、測定値の方が全体的に沖向きとなるため、見かけの上で計算値が大きくなることが分かった。また、鉛直方向の水粒子速度は、周期の大きい波では、水面近くの計算値は測定値よりも、かなり大きくなるようである。

斜面勾配が比較的急な場合は、線形フィルター法による計算値は実測値とかなりの相異がみられ、汀線からの位置によって傾向が異なった。この原因としては、反射波の影響により部分重複的な性格を持ったことから、水面波形が浅水変形の段階で、既に進行波以外の波動成分を持ったことなどが考えられる。したがって、勾配の急な斜面における適用性の検討を進め、さらに、斜面上の不規則波に対する適用性についても検討を行なう必要がある。

次に、流れ関数法による浅水変形計算の適用性の検討を行ったが、特に、これまで明確な議論のされなかった波峯波高比と波谷波高比の浅水変形による変化を明らかにすることができた。総じて、流れ関数法による浅水変形計算によると、浅水係数は、波形勾配の大きい場合および斜面勾配の大きい場合には実測値と良く適合したが、波形勾配の小さい場合および斜面勾配の小さい場合には、過大な値となった。

参考文献

- 1) Reid,R.O. : Correlation of water level variations with wave forces on a vertical pile for nonperiodic waves, Proc.6th.Conf.Coastal Eng.,pp.794 ~ 789, 1957.
- 2) 岩垣雄一・酒井哲郎・石田 啓：不規則波の水粒子速度と水面変動との相互関係に関する研究，第19回海岸工学講演会論文集，pp. 149～154，1972.
- 3) Dean,R.G. : Stream function representation of nonlinear ocean waves, Jour.Geophysical Res.,Vol.70, No.18,pp.4561 ~ 4572,1965.
- 4) 岩垣雄一・酒井哲郎・川島 毅：斜面上の波の水粒子速度の鉛直分布について，第18回海岸工学講演会論文集，pp. 93～96，1971.
- 5) 岩垣雄一・酒井哲郎：Stream Function Theory による斜面上の碎波の水粒子速度の表現について，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 27～32，1974.
- 6) 堀川清司・堀田新太郎・水口 優・磯部雅彦：碎波後の波にともなう流速場に関する現地観測，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 46～50，1980.
- 7) 磯部雅彦・水口 優・堀川清司：碎波帯付近の波にともなう流速場に関する現地観測，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 148～152，1980.
- 8) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司：碎波帯における流速場に関する二次元実験，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 41～45，1979.
- 9) 広部英一・石田 啓：一様勾配斜面上の規則波における水粒子速度の周波数応答関数について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第20号，pp. 203～221，昭和61年12月.
- 10) 磯部雅彦・大中 晋：碎波帯付近における不規則波の水粒子速度の計算法，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 39～43，1984.
- 11) 岩垣雄一・酒井哲郎：有限振幅波の水粒子速度に関する実験，第16回海岸工学講演会講演集，pp. 15～21，1969.
- 12) 小山裕文・岩田好一郎・布藤省三：修正伝達関数法による水粒子速度の一算定法，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 59～63，1984.
- 13) 本間仁監修・堀川清司編：海岸環境工学，東京大学出版会，pp. 61～62，1985.
- 14) 土屋義人・山口正隆：超音波流速計による波の水粒子速度に関する実験的研究，第18回海岸工学講演会論文集，pp. 97～104，1971.
- 15) 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男：LDA を用いた碎波帯内の流速場に関する実験的研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 24～28，1981.
- 16) 泉宮尊司・堀川清司：碎波帯における定常流に関する実験的研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 34～38，1981.
- 17) 岩垣雄一・酒井哲郎：有限振幅波の shoaling について，第14回海岸工学講演会講演集，pp. 1～7，1967.
- 18) 岩垣雄一・酒井哲郎：有限振幅波の shoaling について(2)，第15回海岸工学講演会講演集，pp. 10～15，1968.
- 19) 岩垣雄一・酒井哲郎：クロイド波に関する研究(第7報) - shoaling に関する実験 -，京大防災研究所年報，第12号B，pp. 569～583，1969.
- 20) 本間仁監修・堀川清司編：海岸環境工学，東京大学出版会，pp. 22～31，1985.
- 21) J.E.Chappelear : Direct Numerical Calculation of Wave Properties, Jour.of Geophysical Res.,Vol.66, No.2,pp.501 ~ 508,1961.
- 22) M.M.Rienecker and J.D.Fenton : A Fourier approximation method for steady water waves, J.Fluid Mech., vol.104,pp.119 ~ 137,1981.
- 23) 本間仁監修・堀川清司編：海岸環境工学，東京大学出版会，pp. 42～50，1985.
- 24) 岩垣雄一・酒井哲郎：一様勾配斜面上の有限振幅長波について，土木学会論文報告集，第196号，pp. 65～74，1971.
- 25) 石田 啓・中島光浩：特性曲線法による非線形長波の変型特性について，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 59～63，1981.
- 26) 喜岡 渉・佐藤宏志・菊地直智：修正流れ関数法による波の Shoaling 計算，土木学会中部支部研究発表会講演概要集，pp. 186～187，1987.
- 27) 合田良実：造波水路における波浪実験の二，三の問題点について，第15回海岸工学講演会講演集，pp. 50～57，1968.
- 28) 齊藤栄一・磯部雅彦：碎波点付近の波峰流速の評価における流れ関数法の適用法の改良，土木学会第42回年次学術講演会講演概要集，第2部，pp. 484～485，1987.
- 29) 広部英一・石田 啓・高瀬信忠：一様勾配斜面上の浅水変形における流れ関数法の適用について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第21号，pp. 131～147，昭和62年12月.
- 30) 広部英一・高瀬信忠・石田 啓・上嶋張靖：流れ関数法による浅水変形計算の適用性に関する一考察，土木学会中部支部研究発表会講演概要集，pp. 124～125，昭和63年3月.
- 31) 廣部英一・石田 啓・町村俊彰：一様勾配斜面上の碎波帯における線形フィルター法の適用性について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第22号，pp. 185～200，昭和63年12月.
- 32) 石田 啓・広部英一・藤井昌彦・町村俊彰：リニアフィルターによる碎波の水粒子速度の算定，土木学会中部支部研究発表会講演概要集，pp. 224～225，平成2年3月.
- 33) 町村俊彰・石田 啓・広部英一：リニアフィルターによる碎波帯の水粒子速度の算定，土木学会第45回年次学術講演会講演概要集，pp. 742～743，平成2年10月.

第5章 浅海域における碎波流速の内部機構

5.1 緒言

碎波帯の流速場の測定は、トレーサの移動を写真撮影したり小型プロペラ流速計を用いて最大値を求める方法に始まった。近年は、乱流の測定に威力を発揮する熱膜流速計^{1)・2)}やレーザー・ドップラ一流速計³⁾が用いられるようになり、碎波帯の流速場で生じる多くの力学的特性が明らかにされている。しかし、熱膜流速計の使用は、濁りの少ない清水に限られ、また、レーザー・ドップラ一流速計の使用は、水中に多くの微細な粒子を必要とする。碎波による底質の巻き上げ機構など、砂が混入された流速場の測定には、センサーが堅牢な電磁流速計が用いられている。なお、これらの流速計では、オイラー的な一点の測定が行われるため、流速場全体の把握にはトラバースを組んだ多点の測定を必要とする。したがって、規則波などの再現性のある現象の測定に限られ、不規則波や碎波現象などの再現性のない非定常な流速場には適用が難しい。また、いずれの流速計についても流体特性が一様均質な状態の測定に限られ、特に、水中に気泡が混入する状態での測定は困難である。近年、流れを可視化して光学的に全体を記録し、デジタル画像処理技術を用いて流れの可視化画像から定量的な情報を取り出そうという研究が盛んに行われている^{4)~8)}。この方法によれば、原理的に流速の瞬間的な空間分布を得ることができる。現在のところ、測定対象は可視化技術やデジタル画像の精度の制約から、流速の小さい現象や表面流など比較的条件のよい現象に限られ、碎波現象に適用された研究は少ない。碎波現象は、測定対象の画面の大きさに比べて流速が非常に大きいため、相関性の保持やトレーサの追跡が困難であり、また、大規模な渦領域では、連行される気泡のためにトレーサが隠れてしまう。相関性を高くするためには、高速度ビデオカメラの使用や、高速カメラのフィルムをドラムスキャナーで読み取るなど、特殊な装置を必要とし、トレーサの追跡による測定では、碎波前のトレーサが認識できる現象に適用に限られる。そこで、5.2では、一般のビデオカメラを使用して碎波時の流速場を測定するため、2つの画像の時間間隔が1/30secと大きいために相関性が低くなる実験条件に対して、2値化した画像にパターン相関法を適用することにより、流速場の検討を行った。

浅海域における砂漣近傍の流速を測定するために、固定床の拡大された砂漣模型を風洞中に作成し、この近傍の流速を測定することも行なわれているが、測定技術の困難さから測定例は少ない。理論的な研究としては、沢本²⁾³⁾、池田ら²⁾⁴⁾によって、砂漣近傍の渦のモデル化が発表されているが、理論的取扱い方法は、砂漣背後に形成される渦の存在と乱流境界層の発達により、適用が困難である。流体の基礎方程式を数値計算により解くことによって砂漣上の流速場を求めることは、佐藤・三村・渡辺⁹⁾、田中・首藤¹⁾⁰⁾、イスマイル・首藤¹⁾¹⁾によって行なわれているが、数値計算上の問題から層流の流速場に限定され、境界層が乱流に遷移した場合の流速場を数値計算により求めることは困難である。これらのことから、5.3では、高レイノルズ数の乱流領域に対して適用が可能な離散渦法によ

り、砂漣近傍の流況の計算を行なう。離散渦法は、物体まわりの乱流境界層を渦点により表現すると共に、高レイノルズ数領域における剥離を伴う流れに対して、剥離せん断層を境界層から放出された離散化した渦点の配列によって近似する方法である。この方法は、差分法や有限要素法に比べて、計算手順が比較的簡単なことや高レイノルズ数領域の流れの計算に適していることから、非定常流体力の解析にしばしば利用されている。従来、この計算法は、物体まわりの流れを円柱まわりの流れに写像して解かれており、任意形状の物体まわりの流れの解析に対しては、物体形状を円柱に写像する関数を見いださねばならず、実用性に乏しいものであった。これに対して、坂田ら¹⁾²⁾、稲室ら¹⁾³⁾、林ら¹⁾⁴⁾は、任意形状の物体表面上に、渦点からなる特異点を分布させ、これに渦放出モデルを加えることによって、高レイノルズ数の一様流中に置かれた物体近傍の流れを計算する方法を提案した。しかし、物体表面上の境界層を渦点で表現するというモデル化がなされているため、実際の現象に応じた適切な物理モデル化と数値計算上の工夫が必要となる。5.3では、離散渦法を、砂漣のように、境界条件を与える閉じた形状でない場合に適用した。

海浜における地形変化は、沿岸方向に移動する漂砂と岸沖方向に移動する漂砂によって生じる。5.4では、このうち、後者の岸沖方向の海浜断面の変化の原因となる2次元地形の変化機構について、基礎的な実験を行い、考察を行った。海浜断面形状の平衡断面は、波形勾配、底質粒子径、初期の地形勾配などの因子により決まることは知られているが、漂砂の移動機構を解明するためには、流体場の水理特性、すなわち外力としての流速場の構造を明らかにする必要がある。その上で、流速変動により、底質がどのような機構で移動するかを明らかにする必要がある。このような立場から、海浜断面の形状を変化させる岸沖方向漂砂の移動機構を解明する手掛かりとして、2次元造波水槽内に固定床の一様勾配斜面を設置して、室内実験を行った。これにより、底面付近の流速を測定すると共に、斜面上の砂粒子の移動を追跡し、幾つかの特性を明らかにすることができた。

5.2 画像処理による碎波時の気泡混入領域の流速場の測定

5.2.1 2値化パターン相関法による画像解析法

(1) 流速場の画像解析法

流れの可視化画像から流速ベクトルを求める解析法は、基本的に、トレーサ粒子追跡法、相関法および時空間微分法の3つが挙げられる。トレーサ粒子追跡法は、ストロボ撮影によりトレーサ粒子の軌跡を1枚の可視化画像の中に写して追跡する方法であり、相関法は時間差のある2枚の可視化画像の空間的濃度パターンの対応付けから求める方法であり、時空間微分法は画像の時間微分と空間微分を同時に利用する方法である。現実の流速場を測定する場合には、これらの画像解析法の特徴の差異よりも、流速場の条件によって得られる可視化画像が制限されるので、これにより適用される解析法が制限されてしまうことがある。本研究は、碎波時の気泡混入領域の流速測定を目的にしているが、この領域ではトレーサ粒子の判別が困難なため、トレーサ粒子追跡法は適用できない。碎波時の気泡

混入領域の可視化画像を見ると、気泡混入領域全体の移動は明瞭に表れており、空間的濃度パターンがあるので、原理的に相関法や時空間微分法により流速ベクトルを求めることができる。しかし、可視化画像を観察すると、砕波時の気泡混入領域の運動は3次元性が強いので、濃度パターンは、気泡の本来の移動によって得られる部分と、3次元性によって得られる部分が重なっている。このため、画像の濃度パターンの情報を利用するには注意を要する。すなわち、相関法や時空間微分法は、本来、空間的濃度パターンが流速変動によって得られていることを前提にした解析法であるが、2次元測定においては、現象の3次元性によって得られる情報と、2次元の流速変動によって得られる情報を区別して評価する必要がある。そこで、本研究では、むしろ、濃度パターンの情報を利用せずに流速ベクトルを求めた方が、2次元の流速変動を正確に表現できると考えた。すなわち、本研究では、2値化を気泡と水塊に対して行い、気泡混入領域が変形するパターンを利用した解析法を提案している。この方法は、画像を2値化することにより、可視化画像から得られる情報量は少なくなるが、2値化した画像では、相関係数の計算量が著しく軽減されるという特徴を有した画像解析法である。

(2) 2値化パターン相関法の原理

本研究で提案する2値化パターン相関法は、次の原理に基づいている。画像の小領域が、次の瞬間に撮影された画像のどの小領域に対応するかを認識するには、相互相関係数を用いる。相互相関係数は、画像の明暗の空間的な分布の類似度を定量的に表現するものであるが、2次元のデジタル画像の相互相関係数は、次式で定義される。

$$R_{ij} = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \{ (a_{ij} - \bar{a}_{ij})(b_{ij} - \bar{b}_{ij}) \}}{\sqrt{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N (a_{ij} - \bar{a}_{ij})^2 \cdot \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N (b_{ij} - \bar{b}_{ij})^2}} \quad (5.2.1)$$

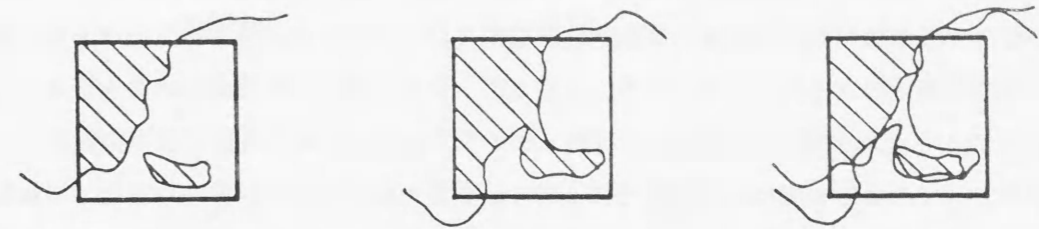
ここに、 a_{ij} 、 b_{ij} ($i=1 \sim M$ 、 $j=1 \sim N$) は、各々の相関小領域の濃淡分布であり、上付きバーは平均値である。 M と N は、相関小領域の一辺の画素数である。

式(5.2.1)の計算は、相関小領域の画素構成に対して1画素8ビット(256階調)程度でも、相関係数の値を計算するには、大量の浮動小数点演算量となる。ところが、2値化画像の場合は画素の値は1または0であるから、式(5.2.1)の分母の平方根内の2乗和の項は、単に画素値の和になり、分子の積は論理積に置き換えられる。分子の論理積は、2つの相関小領域のトレーサ部分の重なっている面積(画素数)を表している。これを考慮すれば、2値化画像に対しては、式(5.2.1)は次式となる。

$$R_{ij} = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N p_{ij} \cap q_{ij}}{\sqrt{m \cdot n}} \quad (5.2.2)$$

ここに、 p_{ij} 、 q_{ij} は2つの画面の相関小領域を重ね合わせたときに、互いに重なる第1画面と第2画面の画素であり、 m と n は、各々の相関小領域の明画素の面積(明画素の数)である。なお、式(5.2.2)の計算には、浮動小数点演算は少ない。

式(5.2.2)の意味を図示すると、図-5.2.1となる。図(a)は第1画面の相関小領域、図(b)は第2画面の相関小領域であり、図(c)は2値化した2つの相関小領域を重ねた状態である。図(a)、図(b)および図(c)の斜線部は、各々、式(5.2.2)の分母の m 、 n および分子の値となる。



(a) 第1画面の相関小領域 (b) 第2画面の相関小領域 (c) 相関小領域の重ね合わせ
図-5.2.1 2つの画像間の相関小領域と相互相関係数

5.2.2 実験装置および画像処理システム

(1) 実験装置

実験は、図-5.2.2に示すように、長さ26m、幅60cm、深さ80cmの造波水槽を用いた。水槽の約2/3の区間は両面ガラス張りであり、この区間に勾配1/10の斜面を設置した。造波装置はピストン型である。造波された波の周期は3.0secであり、斜面法先部の水深は16.7cm、波の斜面法先部の波高は7.8cm、砕波波高は9.0cmの巻き波である。砕波点の位置は静水汀線より沖側に75cmであった。2次元性を確保するために、砕波帯では60cmの水槽幅を、10cmおよび5cmに仕切った場合について検討を行った。気泡を白色、水塊を黒色に写るようにして、両者を2値化するために、背景となる仕切板は黒色とした。水槽側面からの観察では、水槽幅が60cmの場合は、10cmの場合と5cmの場合に比べて、明らかに砕波後の気泡混入の形状が異なり、3次元運動に対して、2次元測定を行うことの不都合を示していた。これは、撮影したVTR画像を静止画像にして観察すると、一層明瞭に分かる。水槽幅

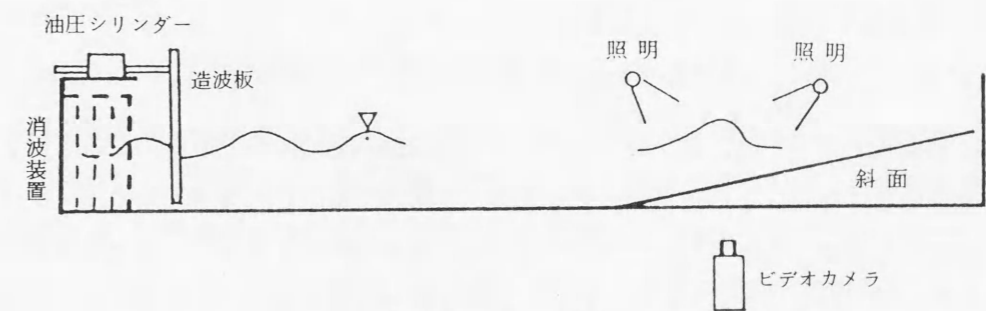


図-5.2.2 実験装置



写真-5.2.1 砕波時の気泡混入の例

が10cmの場合と5cmの場合で静止画像を比較すると、気泡混入の形状に大きな差は見られなかった。水槽幅が5cmでは水槽幅が10cmに比べて気泡混入量が少ないため、相関小領域全面が気泡となる割合が少なくなり、変化のある画像が得られた。このため、画像処理には水槽幅5cmの画像を用いた。

VTR画像の大きさは、画面横幅が20cm、30cmおよび40cmとなるように設定して撮影を行った。一般のビデオカメラの撮影間隔は1/30secであるので、動きの速い現象を相関法で解析するには、第2画面の相関小領域の捜査のために、解像度を犠牲にすることを承知で、できるだけ広い面積を撮影しなければ、流速が求まる範囲が狭くなる。このため、解析には画面横幅が40cmの画像を用いた。

シャッタースピードは、1/60sec、1/500secおよび1/1000secで撮影したが、砕波が流速の大きい現象であるので、シャッタースピードが遅い場合には、気泡の移動軌跡も撮影されてしまい、2値化パターン相関法による解析には使用できなかった。このため、解析には、1/1000secの画像を用いた。ビデオ画像には、ビデオタイマー（株朋栄社製、VTG-33）により、0.01secのタイマーを重ね合わせた。写真-5.2.1に、砕波時の気泡混入の例を示す。

(2) 画像処理システム

図-5.2.3に、画像処理システムを示す。CCDカメラによって撮影された流れ場の画像をVTRに録画し、ポーズ再生した画面を、画像入力ボードによってパソコンに取り込み、画像処理を行った。

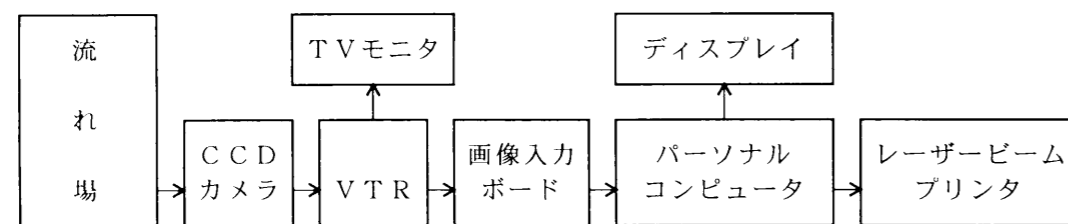


図-5.2.3 画像処理システムのフローチャート

使用した画像入力ボードは、(株)デジタルアーツのHyPER-ViSiON[®]である。このボードは、入力信号が動画の場合には1フィールド分のデータのみを転送する。この場合、元のデータは640×200ドットの解像度となるが、もう半分はソフトウェア的に補間されて1フレーム分となるため、見かけ上は640×400ドットの解像度として転送される。動画の取り込み転送の表示用フレームは、専用のフレームバッファと、パソコンのグラフィック画面が使用できるが、本研究ではグラフィック画面を表示用フレームとした。CCDカメラで撮影した画像を、画像入力ボードでパソコン画面に取り込むが、撮影した画像は、R(赤)、G(緑)およびB(青)の3色のデータとして保存される。

カラーのRGB信号で取り込む場合、転送時の色レベル調整、転送データの濃度値の入出力歪みを補正するγ補正の程度、あるいは疑似階調のRGB別の階調数の選択などを、撮影された画面に適するように決める必要がある。試行錯誤の結果、8色2階調のカラーで取り込んだ。

NTSC信号では、テレビ画面の縦横比は4:3であるので、アスペック比は1.33となるが、パソコン画面の縦横比は640:400であるので、アスペック比は1.6となり、パソコンの画面の方が横長であ

る。このため、パソコンの画面を横方向に圧縮し、NTSC信号と同じ4:3の画面にした。このとき、色を反転させてから圧縮を行なった。これは、画像処理の過程で、弱い色が圧縮の過程で強い色に潰されて、消えてしまうのを避けるためである。

次に、8色2階調処理されて取り込まれた画像を、白黒に2値化処理を行った。パソコンのグラフィック画面は、黒(0)・青(1)・赤(2)・紫(3)・緑(4)・水色(5)・黄(6)・白(7)で表示されているので、グラフィック画面のパレット番号を、BASICのpoint文で読み込み、青(1)～白(7)までを明画素(1)、黒(0)を暗画素(0)とし、このように1と0に数値化した値を、TEXTデータとして保存して、相互相関係数の計算に用いた。

相互相関係数の計算は、MS-windowsでMS-FORTRAN ver.5.1を使用して行った。パソコンであっても、MS-windowsのOSは、大きなメモリーを使用できる利点がある。

計算結果の図形処理は、GKSシステムを使用し、CALCOMP系のコマンドも使用した。言語はFORTRANであり、出力装置はレーザービームプリンタである。これらのプログラムは、汎用計算機やワークステーションなど、他機種でも使用可能である。

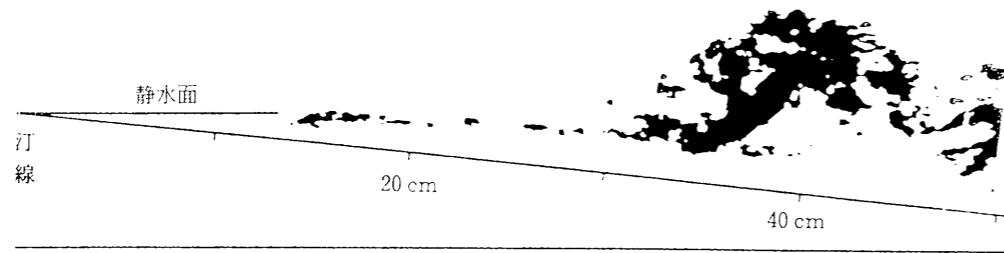
5.2.3 解析結果

図-5.2.4と図-5.2.5に、2値化された画像と、画像処理によって得られた流速ベクトルを示す。図-5.2.4は、砕けた波頭が突っ込む時刻の画像であり、図-5.2.5は、波頭が突っ込んだ後、斜面をせり上げて行く時刻の画像である。

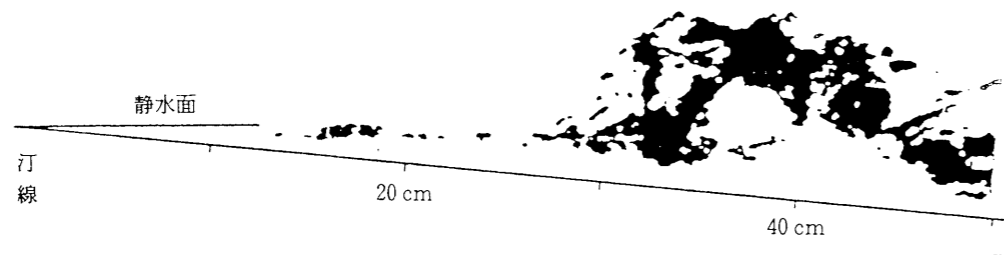
各々、図(a)は第1画面($t = t$)、図(b)は第2画面($t = t + dt$)であり、図(a)と図(b)は $dt = 1/30\text{sec}$ の時間差がある。黒い部分が気泡であり、気泡の上縁を結んだ線が、その時刻の水面線と概ね一致する。図(a)と図(b)を比較すると、相関性はかなり低いようであるが、式(5.2.2)で定義された相互相関係数の値を指標として流速ベクトルを求めたものが、図(c)と図(d)である。図(c)は、相関小領域を1cm四方(16画素×16画素)とした場合で、図(d)は、相関小領域を2cm四方(32画素×32画素)とした場合である。相関性がかなり低い画像であるので、相関小領域を16画素×16画素で流速ベクトルを求めるのは激しい条件であったが、図(c)を見ると、流況は、かなり良く表現されていることが分かる。相関小領域を32画素×32画素と大きく設定して計算した図(d)では、異常と思われるベクトルは、かなり少なくなっている。しかし、相関小領域を大きく取りすぎると、砕波によって生じる大きな渦が表現できなくなる。また、ビデオ画像をコマ送りして観察すると、流速の最大値は150cm/sec程度と大きいので、第2画面の対応する相関小領域を捜査する範囲を広く設定する必要がある。このため、多数の領域で、相互相関係数の最大値を比較する必要があり、計算時間が長くなるという困難があった。なお、本研究の実験条件では、画像解析による測定精度は、1画素あたり1.875cm/secであった。

図-5.2.4の流速ベクトルを見ると、突っ込み時刻には、砕波前面の上方向への飛び跳ねが見られ、底面部では岸方向に130cm/sec程度の強い流れが生じているが、同時に、汗線から沖方向へ20cm

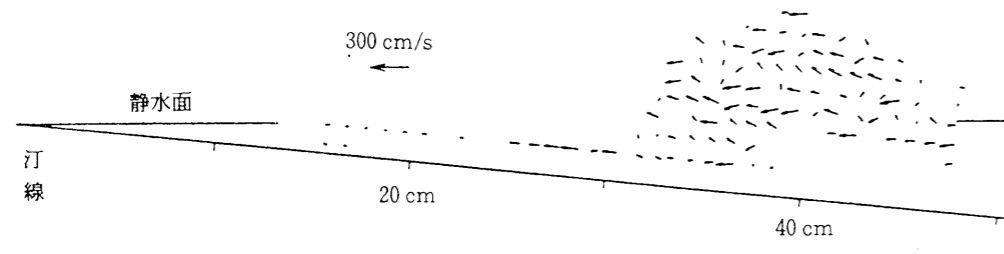
前後の位置で、岸方向から突っ込み点に向かって、斜面を下る30cm/sec程度の戻り流れも見られる。
 また、図-5.2.5の流速ベクトルを見ると、せり上がり時刻には、砕波によるエネルギーが供給されている気泡塊の先端が、かなりの流速で汀線方向に向かって進行しているが、この時、後方の気泡



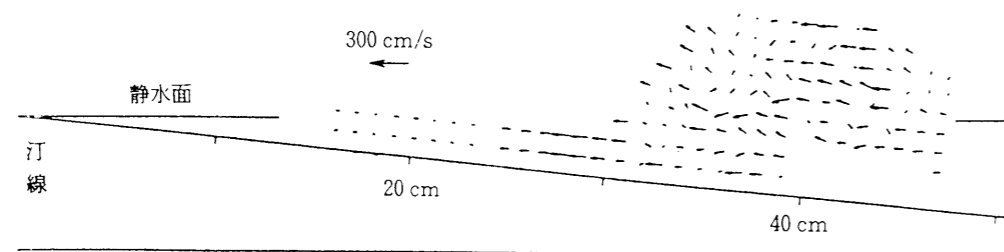
(a) VTR から取り込んだ時刻 (t) の2値化画像



(b) VTR から取り込んだ時刻 (t + dt) の2値化画像



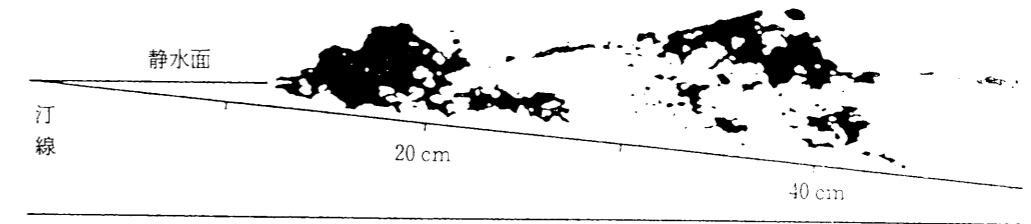
(c) 相関小領域を1 cm四方 (16画素×16画素) とした場合



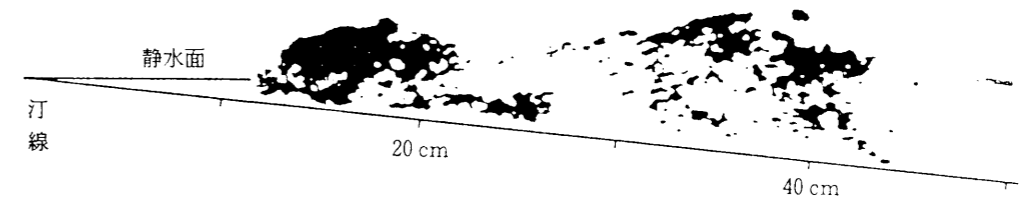
(d) 相関小領域を2 cm四方 (32画素×32画素) とした場合

図-5.2.4 2値化画像と流速ベクトル (突っ込み時刻)

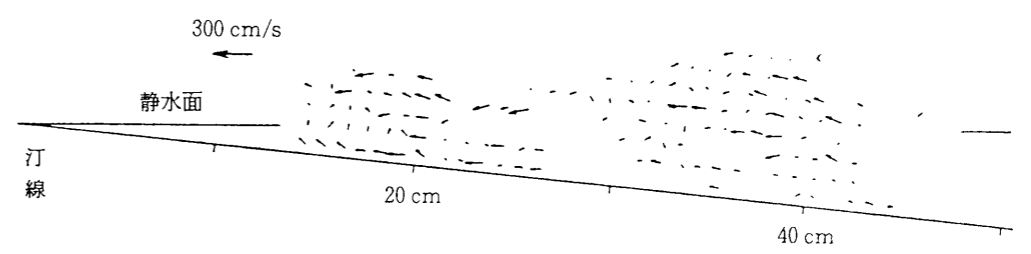
の少ない水塊は既に鎮静化しており、この時刻には、せり上がり先端の気泡塊に向かって、エネルギーが供給されていない様子が表れている。



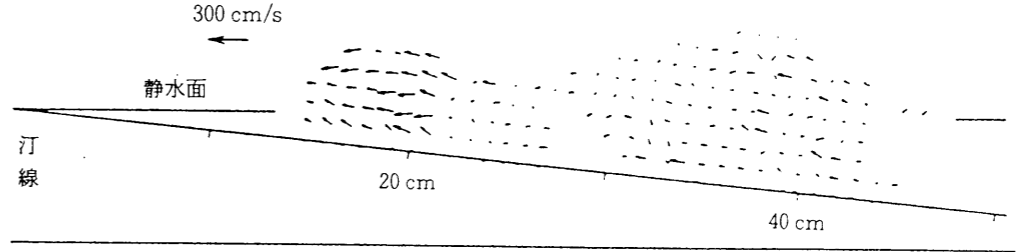
(a) VTR から取り込んだ時刻 (t) の2値化画像



(b) VTR から取り込んだ時刻 (t + dt) の2値化画像



(c) 相関小領域を1 cm四方 (16画素×16画素) とした場合



(d) 相関小領域を2 cm四方 (32画素×32画素) とした場合

図-5.2.5 2値化画像と流速ベクトル (せり上がり時刻)

5. 3 離散渦法による砂漣上の流況の数値シミュレーション

5. 3. 1 解析方法

(1) 砂漣表面への渦点分布法

2次元非圧縮性非粘性流体の基礎方程式は、次式の Laplace の式で与えられる。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (5.3.1)$$

また、拡張されたベルヌーイの式は、次のようである。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + \frac{p_a}{\rho} + gz = 0 \quad (5.3.2)$$

ここに、 Φ は速度ポテンシャル、 p_a は大気圧、 ρ は流体密度、 u と w は流速の x 方向と z 方向成分、 g は重力加速度である。また、 u と w は、速度ポテンシャル Φ あるいは流れ関数 Ψ を用いて、次式で求められる。

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (5.3.3)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (5.3.4)$$

式(5.3.1)の境界条件は砂漣表面上で次式で与えられる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (5.3.5)$$

ここに、 n は砂漣表面の外向き法線方向を示す。式(5.3.5)は、砂漣を通り抜ける速度がゼロであることを表している。

式(5.3.1)～(5.3.5)を解く方法としては、差分法や有限要素法などがあるが、本研究では、境界要素法の一つである、いわゆる渦点法と呼ばれる方法を用いた。すなわち、Laplaceの式(5.3.1)を自動的に満足する複素関数として渦系を選び、これを砂漣表面上に分布させて、砂漣回りのポテンシャル流れを表わす。このことは、式(5.3.1)の解である速度ポテンシャル Φ を、式(5.3.6)に示すように、波動場の速度ポテンシャル Φ_u 、砂漣表面上の特異点に配置する渦点の速度ポテンシャル Φ_v および剥離せん断層を近似する速度ポテンシャル Φ_w の線形和で表わすことである。

$$\Phi = \Phi_u + \sum_{j=1}^M \Phi_{v_j} + \sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^N \Phi_{w_{lK}} \quad (5.3.6)$$

ここに、 M は物体表面に分布させた渦点の個数、 N は砂漣の頂部である I 点から放出される剥離せん断層を近似する渦列を形成する渦点の個数であり、 L は砂漣から渦列が放出される位置の個数である。実際には、砂漣上のどの位置で剥離が生ずるかを決定することが問題になってくるが、本研究では剥離点の位置を求めるまでには至らず、砂漣の頂部より剥離するものと仮定した。波を微小振幅波とすると、波動場で形成される速度ポテンシャル Φ_u と循環 Γ (時計回りを正とする)の渦点で形成される速度ポテンシャル Φ_v は、各々、次式で表される。

$$\Phi_u = Ux + \frac{a\sigma}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx - \sigma t) \quad (5.3.7)$$

$$\Phi_v = -\frac{\Gamma}{2\pi} \tan^{-1} \frac{z}{x} \quad (5.3.8)$$

ここに、 U は水平方向定常流速、 a は波の振幅、 σ は角周波数、 k は波数、 h は水深である。式(5.3.7)と式(5.3.8)を式(5.3.6)に代入すると、次式となる。

$$\Phi = Ux + \frac{a\sigma}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx - \sigma t) - \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_j}{2\pi} \tan^{-1} \frac{z-z_j}{x-x_j} - \sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^N \frac{\Gamma_{w_{lK}}}{2\pi} \tan^{-1} \frac{z-z_{w_{lK}}}{x-x_{w_{lK}}} \quad (5.3.9)$$

ここに、 Γ_j ($j=1\sim M$)は、砂漣表面上の位置(x_j, z_j)にある渦点の循環値を表し、 $\Gamma_{w_{lK}}$ ($l=1\sim L$)は、砂漣の頂部 I 点から放出された位置($x_{w_{lK}}, z_{w_{lK}}$)にある K 番目の渦点の循環値を表わす。なお、速度ポテンシャル Φ に式(5.3.9)を用いると、流れ関数 Ψ は次式となる。

$$\Psi = Uz - \frac{a\sigma}{k} \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(kh - \sigma t) + \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_j}{2\pi} \log \sqrt{(x-x_j)^2 + (z-z_j)^2} + \sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^N \frac{\Gamma_{w_{lK}}}{2\pi} \log \sqrt{(x-x_{w_{lK}})^2 + (z-z_{w_{lK}})^2} \quad (5.3.10)$$

ここで、式(5.3.9)と式(5.3.10)は、式(5.3.3)と式(5.3.4)の Cauchy-Riemann の関係を満足しているが、これにより、水平水粒子速度 u と鉛直水粒子速度 w は次式となる。

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = U - a\sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx - \sigma t) + \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^M \Gamma_j \frac{z-z_j}{(x-x_j)^2 + (z-z_j)^2} + \frac{1}{2\pi} \sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^N \Gamma_{w_{lK}} \frac{z-z_{w_{lK}}}{(x-x_{w_{lK}})^2 + (z-z_{w_{lK}})^2} \quad (5.3.11)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = a\sigma \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx - \sigma t) - \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^M \Gamma_j \frac{x-x_j}{(x-x_j)^2 + (z-z_j)^2} - \frac{1}{2\pi} \sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^N \Gamma_{w_{lK}} \frac{x-x_{w_{lK}}}{(x-x_{w_{lK}})^2 + (z-z_{w_{lK}})^2} \quad (5.3.12)$$

(2) 砂漣表面上における境界条件の適用

式(5.3.10)で、 $\Gamma_{w_{lK}}$ は、砂漣頂部の流れの状態で決まる既知量であるから、この式の中の未知量は、砂漣表面上の渦点の循環の強さ Γ_j ($j=1\sim M$)の M 個だけとなる。この未知量 Γ_j は、砂漣表面上の渦点間の中間点で、境界条件式(5.3.5)を適用して求められる。

砂漣表面上に配置した渦点 Γ_j の番号を左から右に順番に付けると、中間点での鉛直方向速度 v_{ci} は、 u_{ci} と w_{ci} により、次式となる。ここに、添字 c は中間点であることを示す。

$$v_{ci} = u_{ci} \cos \phi_i + w_{ci} \sin \phi_i = 0 \quad (5.3.13)$$

ここに、 $\cos \phi_i$ と $\sin \phi_i$ は方向成分であり、次式となる。

$$\cos \phi_i = \frac{z_i - z_{i+1}}{\sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (z_i - z_{i+1})^2}} \quad (5.3.14)$$

$$\sin \phi_i = \frac{x_i - x_{i+1}}{\sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (z_i - z_{i+1})^2}} \quad (5.3.15)$$

式(5.3.14)と式(5.3.15)を、式(5.3.13)に代入すると、次式となる。

$$u_{ci}(z_i - z_{i+1}) + w_{ci}(x_{i+1} - x_i) = 0 \quad (5.3.16)$$

式(5.3.16)に、式(5.3.11)と式(5.3.12)を代入すると、 Γ_j ($j=1\sim M$)に関する線形1次方程式が得られる。砂漣のように物体表面が閉じていない場合には、中間点は $(M-1)$ 個となる。

以上の式に加えて、速度ポテンシャル式(5.3.6)の存在によって、計算領域内で渦無しであるとい

う条件が追加されなくてはならない。この条件は次式で示される Kelvin の循環定理である。

$$\sum_{j=1}^M \Gamma_j + \sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^N \Gamma_{w_{lk}} = 0 \quad (5.3.17)$$

式(5.3.16)と式(5.3.17)によって、 M 個の方程式が得られ、未知量 Γ も M 個であるので、解くことができる。

(3) 後流剥離せん断層の渦点の特性

剥離点での渦点の導入については、剥離点近傍に渦導入位置を仮定して、Kutta の条件から渦の強さを求める方法と、境界層理論より渦の強さを与えて、Kutta の条件から渦導入位置を求める方法の2種類が、従来の渦点法では用いられている。本研究では、砂漣の剥離点から生じる循環量は、次の方法で求めた。

渦点の循環量の時間的変化率 $d\Gamma_w/dt$ は、物体の剥離断面から単位時間当たりに後流部に流下する渦糸フラックス量に一致するが、この量は次のようになる。

$$\frac{d\Gamma_w}{dt} = \int_0^\delta \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) u dy \doteq \int_0^\delta u du = \frac{1}{2} V_B |V_B| \quad (5.3.18)$$

ここに、 δ は境界層厚さ、 V_B は剥離点における境界層外縁の水粒子速度である。したがって単位時間 Δt に発生する後流渦点1個当たりの循環量は、次式により求められる。

$$\Delta \Gamma_{w_{lk}} = \frac{1}{2} V_B |V_B| \Delta t \quad (5.3.19)$$

また、非粘性渦は、回転速度の大きさが中心からの距離に反比例する自由渦であり、放出渦相互の接近や、個々の放出渦の砂漣表面への接近があると、非現実的な速度が誘起されることになる。そこで、物体の粘性による渦の拡散の効果を考慮して、図-5.3.1に示すような回転速度 V_θ を誘起する粘性渦モデルを用いた。

$$V_\theta = \begin{cases} \frac{1}{2\pi r} \Gamma & (r \geq \sigma) \\ \frac{r}{2\pi \sigma^2} \Gamma = \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2 \frac{1}{2\pi r} \Gamma & (r < \sigma) \end{cases} \quad (5.3.20)$$

ここに、 Γ は渦の循環の強さ、 r は渦中心からの半径、 σ は時刻 t における粘性渦のコア半径を示している。コア半径 σ は、動粘性係数 ν および渦が放出されてからの経過時間 t^* の関数として、次式より与えられると仮定した。

$$\sigma(t) = 2.24 \sqrt{\nu t^*} \quad (5.3.21)$$

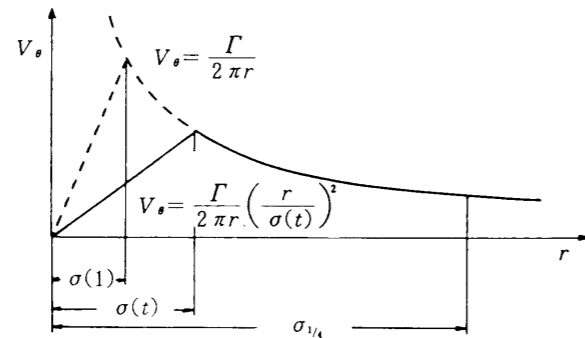


図-5.3.1 粘性渦モデル

また、渦点の循環量は、渦度の旋回速度の面積を考慮して減衰させ、渦による速度誘起は、1/4周期後のコア半径 $\sigma_{1/4}$ まで有効とした。これより、時刻 t における旋回速度をコアからの距離 r で積分した値 A は、次式となる。

$$A = \int_0^{\sigma(t)} \frac{\Gamma r}{2\pi \sigma^2(t)} dr + \int_{\sigma(t)}^{\sigma_{1/4}} \frac{\Gamma}{2\pi r} dr = \frac{\Gamma}{2\pi} [0.5 + \log(\sigma_{1/4}) - \log\{\sigma(t)\}] \quad (5.3.22)$$

これより、時刻 $t = \Delta t$ におけるコア半径 $\sigma(1)$ を基準としたときの、時刻 t における循環値の減衰率は、次のようになる。

$$\alpha(t) = \frac{A(t)}{A(1)} = \frac{0.5 + \log(\sigma_{1/4}) - \log\{\sigma(t)\}}{0.5 + \log(\sigma_{1/4}) - \log\{\sigma(1)\}} \quad (5.3.23)$$

次に、剥離せん断層の第 K 番目の渦点の時間的移動は、移動位置追跡の精度を上げるために、 Δt を NNT 等分して、次のように求めた。

$$\left. \begin{aligned} x_{wK}(t + \frac{\Delta t}{NNT}) &= x_{wK}(t) + u_{wK} \frac{\Delta t}{NNT} \\ z_{wK}(t + \frac{\Delta t}{NNT}) &= z_{wK}(t) + w_{wK} \frac{\Delta t}{NNT} \end{aligned} \right\} \quad (5.3.24)$$

これより、 Δt 内の平均移動速度は、次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} u_{wK}(t) &= \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} \\ w_{wK}(t) &= \frac{z(t + \Delta t) - z(t)}{\Delta t} \end{aligned} \right\} \quad (5.3.25)$$

また、誘起速度 (u_{wK} , w_{wK}) は、式(5.3.9)で表わされる全体の速度ポテンシャルから、現在の時刻で対象としている K 番目の放出渦による速度ポテンシャルを差し引いたものを、式(5.3.3)と式(5.3.4)に代入することにより、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} u_{wK} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\Phi + \frac{\Gamma_{wK}}{2\pi} \tan^{-1} \frac{z - z_{wK}}{x - x_{wK}} \right) \Big|_{(x_{wK}, z_{wK})} \\ v_{wK} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\Phi + \frac{\Gamma_{wK}}{2\pi} \tan^{-1} \frac{z - z_{wK}}{x - x_{wK}} \right) \Big|_{(x_{wK}, z_{wK})} \end{aligned} \right\} \quad (5.3.26)$$

また、後流渦が物体から剥離する場合のみ、 $NNT=1$ として、次式で求めた。

$$\left. \begin{aligned} x_{wK}(t + \Delta t) &= x(ISP) + u_B \cdot \Delta t \\ z_{wK}(t + \Delta t) &= z(ISP) + w_B \cdot \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (5.3.27)$$

ここに、 $x(ISP)$, $z(ISP)$ は、剥離点の座標である。

5.3.2 解析結果

(1) 解析条件

砂漣近傍の渦の発生は、主流と砂漣の形状との関係によって影響を受ける。沢本らによれば、振動流の場合は、水粒子速度の全振幅 L_v と砂漣の波長 L_s との比 S が、約2.0前後で最も平衡状態であるとされる。このため、次のような砂漣形状と造波条件を設定した。砂漣形状は、図-5.3.2および図-5.3.3に示されるように、砂漣波長を5cm、砂漣波高を1cmとし、波の進行方向に4対1の位置を頂部とした。造波条件は、水深30cm、周期2.0secの微小振幅波としたが、この場合、

$$S = \frac{L_b}{L_s} = \frac{H \cosh k(h+z)}{L_s \sinh kh} \quad (5.3.28)$$

より、 $S=2.0$ とすると、波高 H は6.12cmとなる。また、局所慣性項と移流項の比であるストローハル数は、 $S_r=0.159$ となる。動粘性係数は、水温15℃の値 $0.0114\text{cm}^2/\text{sec}$ とした。

計算は、前述の形状の砂漣が連続して底面に設置されている場合を想定し、砂漣2個分の表面上の特異点に、渦度を等間隔に101個配置して計算を行なった。波は、1波分の先頭を静水面の位置とし、静水面→峯→静水面→谷→静水面の1周期分を計算した。図中を左から右に進行している。

砂漣の頂部からの渦の放出は $\Delta t=0.0125\text{sec}$ 間隔で行ない、渦の移動は $\Delta t/NVT=0.00125\text{sec}$ 間

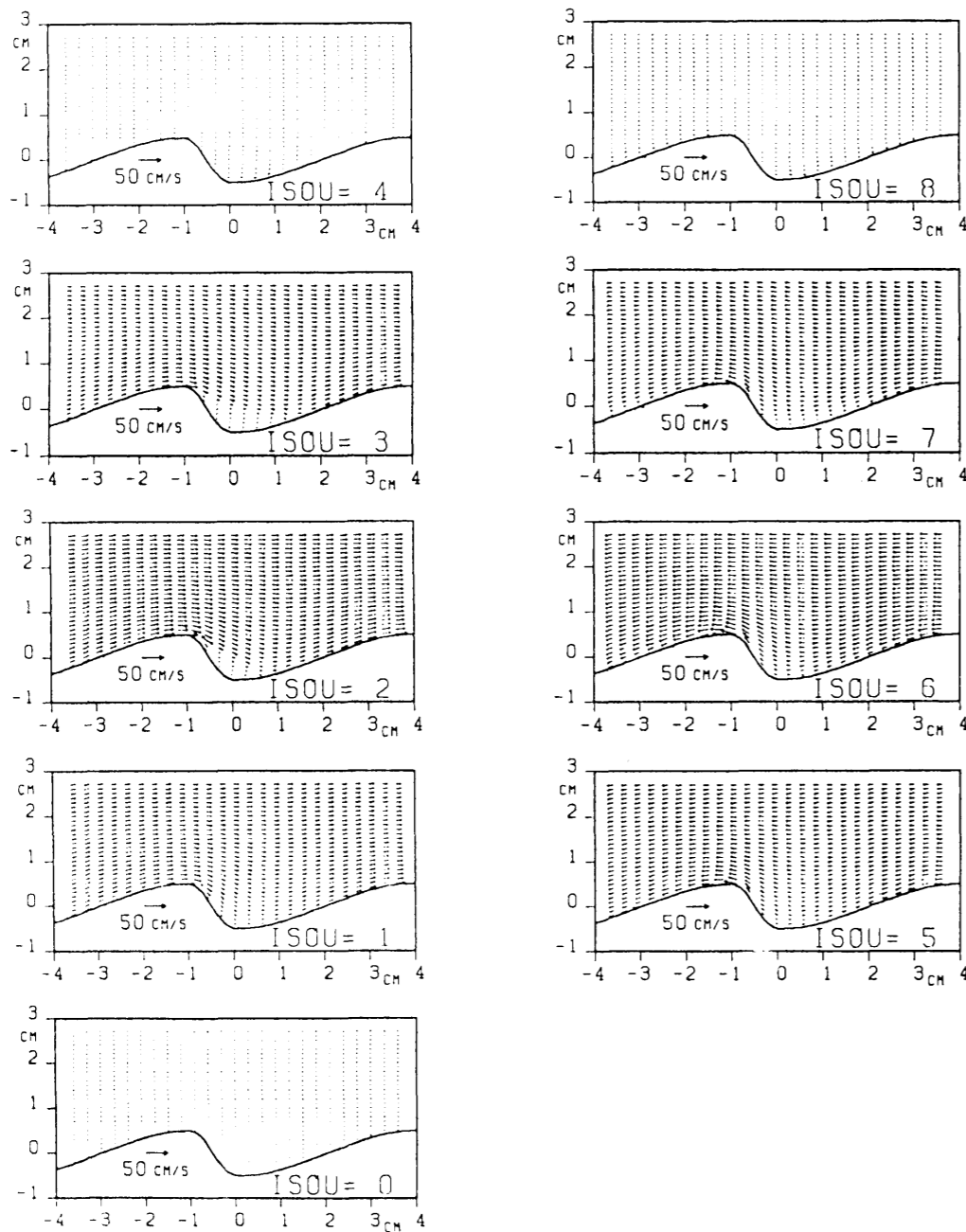


図-5.3.2 流速ベクトル

隔で追跡した。放出された渦は、渦放出位置より砂漣の波長以上の前後に移動した場合は、この循環値をゼロとした。また、放出された渦が水面から突出する場合は、水面下に再配置し、砂漣内に入入る場合は、砂漣表面上に再配置した。渦の減衰は、前述したように回転速度の面積を考慮して行ない、渦による速度誘起は、1/4周期のコア半径までを有効とした。

(2) 流速ベクトルと放出渦

図-5.3.2に、1周期分の流速ベクトルを示す。図の表示は、1波分の先頭である波の静水面を切る位相が2つの砂漣の中間点に進行してきたときを $ISOU=0$ とし、渦放出の時間間隔 $\Delta t=0.0125\text{sec}$ の10倍である 0.125sec 間隔で示してある。 $ISOU=2$ は波の峯、 $ISOU=4$ は波の静水面を切る位相、 $ISOU=6$ は波の谷、 $ISOU=8$ は波の静水面を切る位相である。

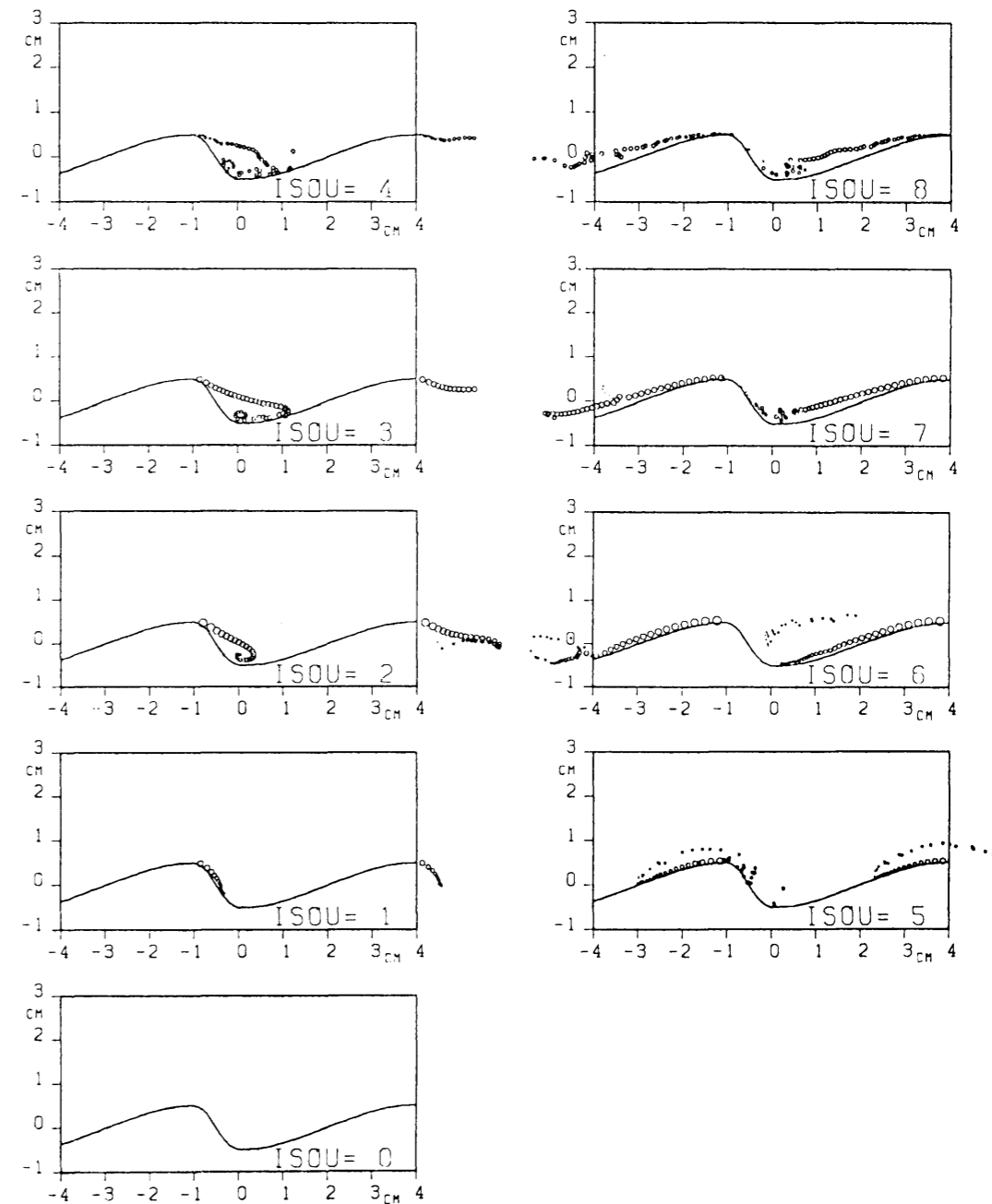


図-5.3.3 放出渦の位置と循環値

これによると、波の峯である $ISOU=2$ では、砂漣頂部の流速が大きく砂漣背後で流線の剥離が認められる。砂漣の谷部では、剥離せん断層のために流速が急減していることが良く表われている。流速方向が反転する $ISOU=4$ の波の静水面を切る位相では、時計方向の渦がみられる。 $ISOU=6$ の波の谷では、砂漣頂部の流速は大きい、砂漣形状が非対称であるため、砂漣の谷部では剥離せん断層が余り発達していない。 $ISOU=8$ の波の静水面を切る位相では、反時計方向の渦がみられる。

図-5.3.3は、砂漣頂部から放出された渦の循環値とその位置を示す。渦は $\Delta t=0.0125\text{sec}$ 間隔で放出し、また、円の面積と循環値は比例するように表示した。これによると、 $ISOU=2$ の波の峯では、時計方向の強い剥離渦が表われているが、図-5.3.2の $ISOU=2$ でみたように、流速ベクトルの表示では、剥離渦として表われるには至っていない。また、境界条件を与えた計算領域が波の1波長の中の1部分である砂漣2個分であるために、砂漣2個分の範囲から左右に離れると、渦の移動軌跡は砂漣形状に対応しなくなるようであるが、この影響は計算領域の中央部には及んでいない。

5.4 砕波による底面近傍における流速場の構造および底面砂粒子の移動

5.4.1 実験方法

(1) 実験目的

底質砂粒子の移動機構を解明するには、斜面上を進行して砕波する波の水粒子速度、特に底面近傍の流速の挙動を知ることが必要である。このため、水槽実験を行い、斜面における底面流速を熱膜流速計により測定して、周期変動特性を考察した。また、底質砂粒子の移動には、流速の乱れ成分も影響を与えると思われるので、乱れ成分を抽出することも目的とした。さらに、熱膜流速計による Euler 的な測定に加え、Lagrange 的な流速である質量輸送速度についても測定を行った。これらに合わせ、実際に斜面上に砂粒子を置き、その移動軌道を追跡することにより移動形態を明らかにする。最後に、流速場の変動特性と砂粒子の移動特性との関連性を明らかにすることを目的としている。

(2) 実験装置

実験は、長さ26m、幅0.6m、高さ0.8mの1部両面ガラス張りの2次元造波水槽を用いた。水槽の一端には消波装置が、もう一端には1/30勾配の固定床斜面が設置されている。固定床斜面は、鋼製フレームの上面に耐水性ベニア板を張り付けたものを用いた。造波機構はピストン型で、駆動機構は油圧による。制御装置内の関数発生器により規則波を発生させて実験を行った。

(3) 造波条件

表-5.4.1に造波条件を示す。砕波の三形式である崩れ波、巻き波および砕け寄せ波が発生するように、関数発生器の出力信号を調整して、周期と波高を決めた。砕波点の位置は、水槽側面からの目視により決定した。崩れ波の場合は波峰に気泡が生じ始める位置とし、巻き波の場合は波峰前面が鉛直となる位置とし、砕け寄せ波の場合は、波の前面に気泡が生じ始める位置とした。なお、砕け寄せ波は、若干巻き込みも見られた。また、水槽の中央部と両側面部を比べると、中央部の方が数cm沖

側で砕波し、両側面部が多少盛り上がるように観察された。流速測定位置や砂粒子設置が水槽中央部であるので、これに合わせて中央部の波を砕波点の基準とした。

表-5.4.1 造波条件

砕波形式	周期 $T(\text{sec})$	沖波波高 $H_0(\text{cm})$	沖波波形勾配 H_0/L_0	砕波点 $X_b(\text{cm})$	砕波波高 $H_b(\text{cm})$	砕波水深 $h_b(\text{cm})$
崩れ波	1.0	6.3	0.041	239	5.7	8.0
巻き波	1.5	5.6	0.016	255	6.1	8.5
砕け寄せ波	2.0	2.7	0.004	184	4.0	6.1

一様水深部の水深 $h=30.0\text{cm}$ $L_0 = gT^2/2\pi$

(4) 測定方法と測定点

(a) Euler 流速の測定

図-5.4.1に示すように、汀線から0.35mの点を測定点1として、それ以降、0.5mごとに計16個所で流速を測定した。底面流速として、どの高さでの流速を対象とするかが問題であるが、流速と底面での粒子の移動とを関連づける上で、底面上0.5cmの高さで測定を行った。この高さは境界層外の領域である。流速測定には、KANOMAXの円筒型熱膜流速計を用いた。各測定点に流速計を設置し、波の進行方向と直角方向に10cm離して波高計を設置した。流速計と波高計のアンブからの電圧変動出力値をサンプリング間隔100HzでAD変換しながらパソコンのCPUに記録し、測定後、直ちにパソコンのディスクに転送して保存した。記録時間は50sec間である。測定記録の流れを、図-5.4.2に示す。図中の電圧調整回路は、流速計アンブからの出力電圧範囲が(0~20volt)であるため、これをAD変換器の入力電圧範囲である(-5volt~5volt)に変換するためのものである。なお、AD変換器の分解能は、この電圧範囲で12bitである。

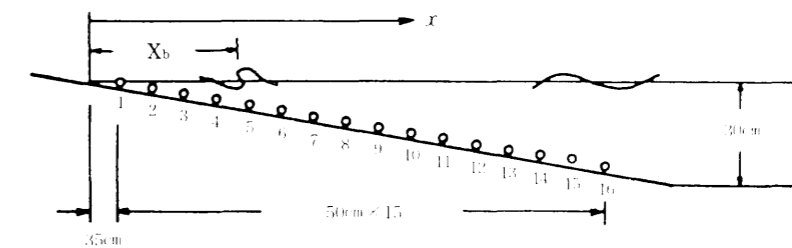


図-5.4.1 海浜断面形状と測定点の番号

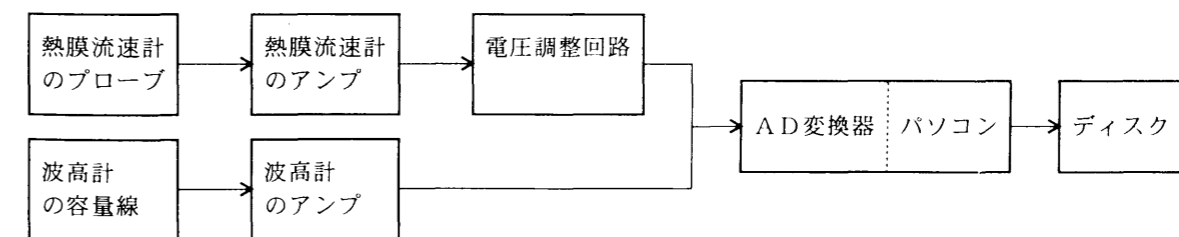


図-5.4.2 測定記録の流れ

(b) Lagrange 流速の測定

水粒子の Lagrange 流速は、次のような方法で、ポリスチレン粒子の動きを追跡することにより測定を行った。静水の状態で、径 3 mm、比重 1.03 のポリスチレン粒子を 5 個、図-5.4.1 に示す測定点に置いたのち、造波装置の関数発生器の出力を上げて測定を開始した。前もって、表-5.4.1 に示す波を造波させる目盛りを調節してあるので、波の再現性は保証され、造波ごとに碎波点を確認するなどのチェックも行った。ポリスチレン粒子の移動の様子は、0.01sec ごとの経過時間を表示するビデオカメラで水槽側面から撮影し、後にテレビ画面にコマ送りで再成し、1 周期間の軌道をテレビ画面に張り付けたビニールシートにトレースして整理した。斜面の耐水性ベニア板には、黒マジックで 5 cm 間隔の格子を書き込んであり、ポリスチレン粒子が、波向と直角方向に 5 cm 幅から外れた場合、および 5 個の粒子のうち、特別な動きをする粒子のある場合は造波を中止し、改めて造波を行い撮影を行った。また、造波開始直後は波高が小さいので、曲尺によって粒子の沖側の底面付近を覆い、約 10 波後に覆いを取って粒子の移動開始とした。撮影は、造波開始より画面の外にまで粒子がはみ出るまで行ったが、コマ送りによるトレースは、粒子が測定点近傍で滑らかに動いている画面で行った。

(c) 砂粒子の移動速度の測定

使用した砂粒子の特徴を表-5.4.2 に示す。自然の海砂の中から、粒径の大小による移動の相異をみるために、できるだけ形の整った球状の粒子を 3 種類、また、形状による移動の相異をみるために、厚みの薄い扁平な粒子を 2 種類、計 5 種類の形状の砂を 5 個ずつ選んだ。なお、径が小さい海砂は、球状の砂は少なく、使用した砂粒子も角張った形状であった。移動の様子は、ポリスチレン粒子の移動の測定と全く同様な方法で、各々、5 個の砂粒子を斜面上に置いて軌道を追跡した。

表-5.4.2 使用した砂粒子

名称	砂粒子の形状の特徴
4 mm 球状粒子	径が約 4 mm のほぼ球形の海砂
3 mm 球状粒子	径が 3 mm 弱のほぼ球形の海砂
2 mm 角状粒子	径が約 2 mm の角ばった海砂
7 mm 扁平粒子	長径が約 7 mm・短径が約 4 mm・厚みが約 1.5 mm の扁平な海砂
5 mm 扁平粒子	長径が約 5 mm・短径が約 3 mm・厚みが約 1 mm の扁平な海砂

各々、5 個ずつ使用した

5.4.2 底面近傍における流速場の構造

(1) データの解析方法

(a) キャリブレーションの方法

熱膜流速計のアンブからの出力単位は電圧変動であるため、これを流速変動に変換しなくてはならない。電圧と流速の相互の関係は水温やその他の環境によって敏感に変化するので、キャリブレーションを行う必要がある。キャリブレーション装置の概要を図-5.4.3 に示す。

手順 1 : 造波水槽の両上縁のレールの上に、軽量の台車を置く。

手順 2 : 流速計を測定記録できる状態に調整して台車に固定する。

手順 3 : 停止状態での流速計アンブからの電圧出力値 V_0 を AD 変換機を通してパソコンのプリンタに出

力する。 V_0 値および次の V 値は、電圧調整回路からの電圧出力値を用いて換算した値である。
 手順 4 : モーターの回転数を設定してスイッチを入れ、台車を引っ張り移動する。このときの電圧出力値 V をパソコンのプリンタ出力する。同時に基準地点 2 箇所を台車が通過する時間を目視してストップウォッチで計り、台車の移動速度 u を算出する。

手順 5 : モーターの回転数を何段階か変化させて、種々の速度で台車を移動させる。

手順 6 : 以上の V と u を用いて、次式の係数 n と K を算出する。 $u = ((V^2 - V_0^2) / K)^n$

なお、熱膜流速計は、水温の変化などにより V_0 、 n 、 K が変化するので、各々の碎波形式の実験の前後でキャリブレーションを行って係数を算出した。実験前後で求めた 2 つの変換式により、各測定点の流速を別々に計算して測定時刻の順に重みを線形配分し、流速を内挿補間して、その測定点の流速とした。実験中の水温差は、約 0.6℃ であり、実験前後で求めた変換式による流速は、約 2 割程度の差があった。

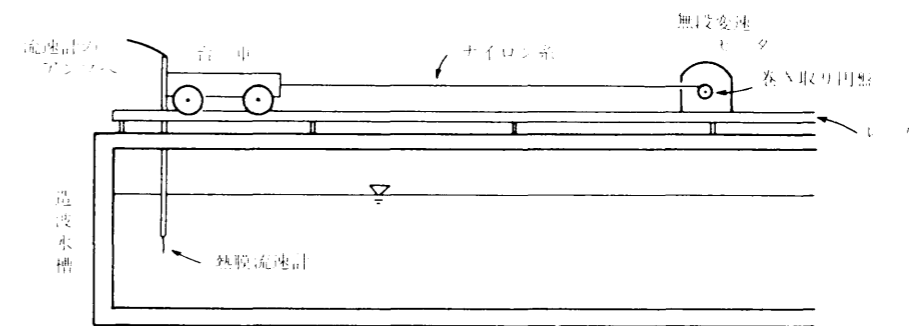


図-5.4.3 熱膜流速計のキャリブレーション方法の概要図

(b) 流速方向の反転方法

円筒型の熱膜流速計は、流速の絶対値のみが測定され、方向は判別できない。そこで、先のビデオカメラで測定点側面から撮影し、微細なゴミの移動方向が、波高が最高の時刻を基準として波の 1 周期内のどの時刻で反転するかを観測して目安をつけ、その時刻近傍で流速が最小値となる時刻を流速方向反転の時刻とした。先の変換式の精度が良く、内挿補間が適切であれば、反転時の流速はほぼゼロになるはずである。流速が最小値となる時刻の搜索や反転作業は、流速と同時に測定した波高が最大となる時刻を基準として、パソコンで行った。反転後に、流速変動と水位変動を、パソコンのディスプレイ画面に時系列グラフとして出力し、不自然さのないことを確認した。図-5.4.4 に時系列グラフのハードコピーの例を示す。

(c) 乱れ成分の抽出方法

乱れ成分の抽出方法には、時定数法、アンサンブル平均法、数値フィルター法、波動成分分離法などがあるが、各々、特徴を持った抽出法である。これらの方法を実測データに適用して、乱れ成分の抽出を行い比較検討を加えたが、ここでは、その結果については省略する。比較検討の結果、本研究では数値フィルター法を適用したが、適用するにあたり検討した事項と結果を、次に説明する。

この方法は、一種のローパスフィルターを数値計算で求めるものであり、乱れ成分を一定の周波数より高い周波数の変動であると定義しているが、この方法で波のような周期変動をする流れに対して

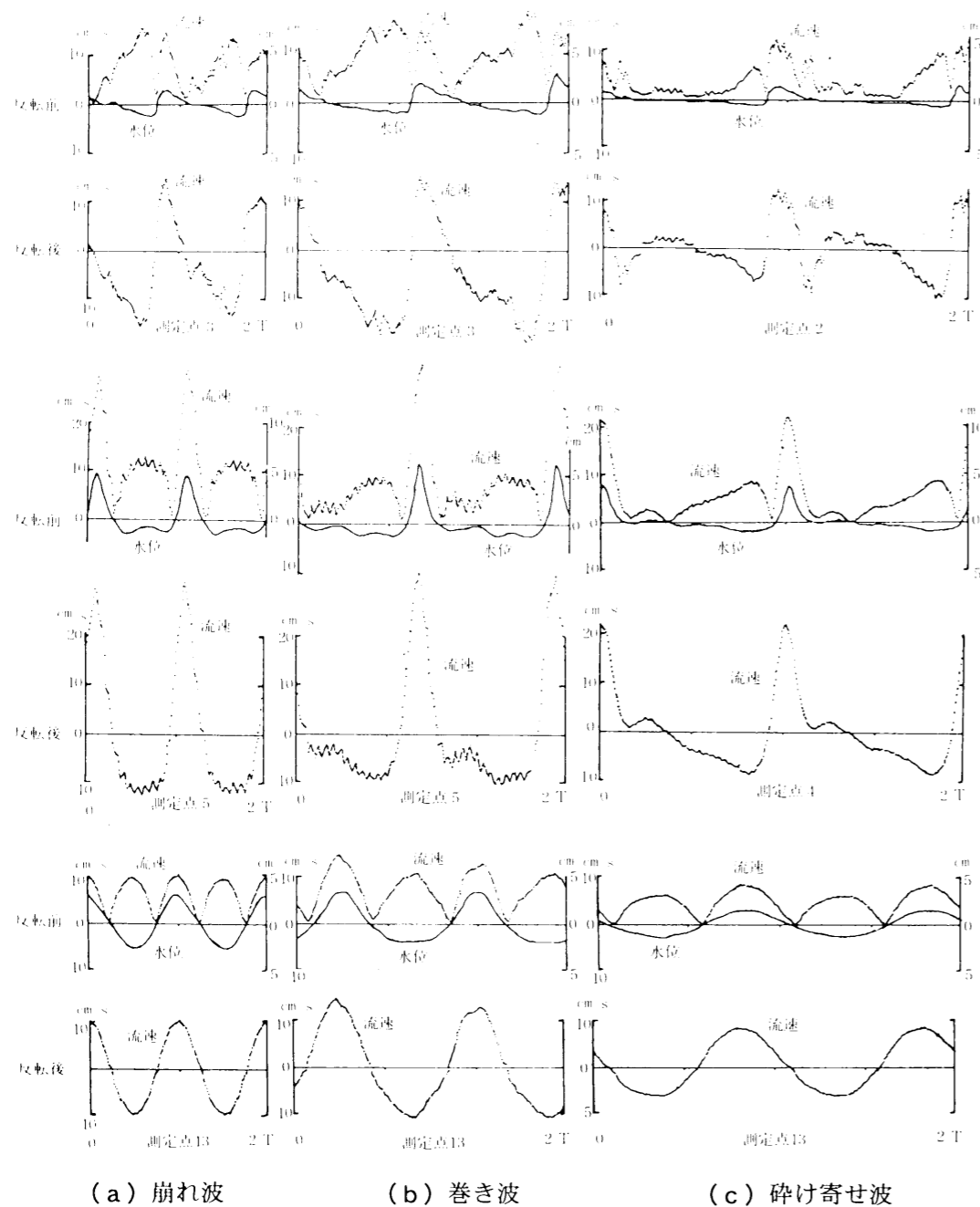


図-5.4.4 流速方向反転の例（2周期分を表示）

乱れ成分を抽出する場合には、幾つかの問題がある。1つは遮断周波数 f_b 、すなわち、乱れ成分と周期波成分との限界になる周波数の決定である。これは、 f_b の設定値によって、抽出された乱れ特性が変化してしまうことによる。例えば、乱れ変動と思われるような規模の大きい不規則変動も、 f_b より低周波数の変動であれば周期変動とみなしてしまうことになる。波動における f_b の設定法については明確なものはなく、沖浜帯では、砕波帯に近いほど、また底面に近づくほど大きなスケールの乱れが発生し、砕波内の乱れスケールも相当大きいことから、測定点に応じて f_b の値を変化させる必要がある。そこで、 f_b の設定を客観的に行うために、本研究では、流速の測定値を用いてスペクトル計算を行い、次の手順で f_b を決定することを試みた。

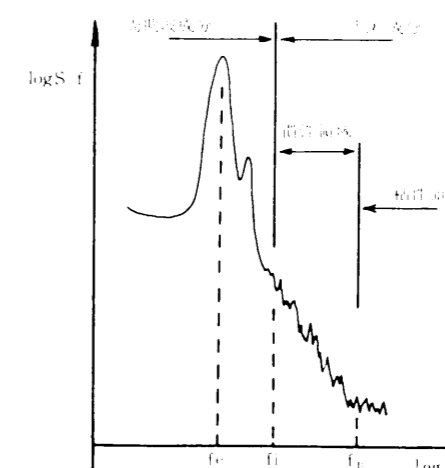


図-5.4.5 底面流速のパワースペクトルの模式図

図-5.4.5は、実際に測定された底面流速変動のパワースペクトルの特徴をとらえた模式図である。このスペクトル形は、波の周期に相当する周波数 f_0 でエネルギーを得て、 f_0 より幾分大きい周波数 f_i から高周波数側では、径の大きい渦（周波数の小さい渦）から径の小さい渦（周波数の大きい渦）に順次エネルギーが補給され、最後に熱エネルギーとして逸散される。この周波数空間におけるエネルギー移動の cascade-down を示すように、 f_i より高周波数側では一定の勾配を持つ。この勾配は、いわゆる Kolmogorov の局所等方性の慣性領域として知られる $-5/3$ 乗則に従っている。

これらのことを考え、本研究のような周期的波動現象に乱れ成分の分離法を適用すると、次のようになる。すなわち、波の流速変動は、波のエネルギー源である周期的変動と乱れ成分の合成であり、 f_i より低周波数側を周期波によるもの、 f_i より高周波数側を乱れによるものとし、スペクトルの傾きが変化する f_i の値を先に示した遮断周波数 f_b と決定した。本研究の実験条件では f_b の値は、砕波帯で 5 Hz、沖浜帯では 3 Hz程度であった。実際に計算に用いた f_b の値を表-5.4.3に示す。

表-5.4.3 設計遮断周波数 f_b の値 単位：Hz

測定点	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
砕波形式																
崩れ波	5	5	5	5	5	4	4	4	4	4	4	4	3	3	3	3
巻き波	5	5	5	5	5	4	4	4	4	4	3	3	3	3	3	3
砕け寄せ波	5	5	5	5	4	4	4	4	3	3	3	3	3	3	3	3

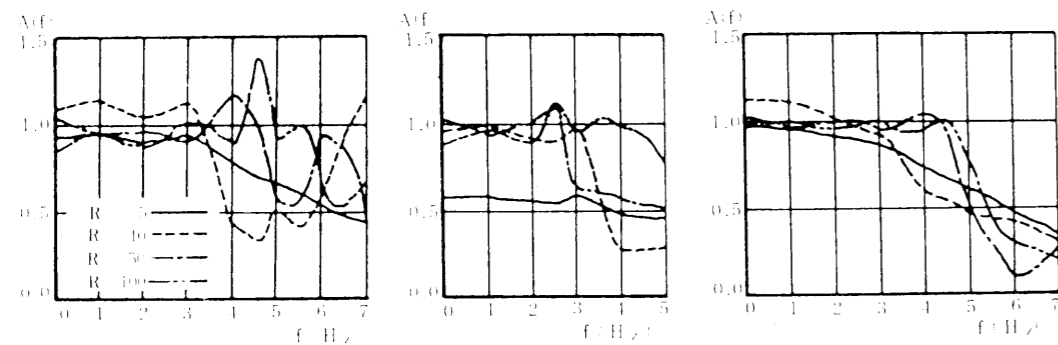
数値フィルター法で、乱れを抽出する場合のもう1つの問題は、線形回帰式の項数を何項までとれば十分に近似できるかという問題である。線形回帰式の項数、つまりラグ (lag) 数 R の効果をみるために、式(5.4.1)で定義される遮断特性をみたものが、図-5.4.6である。

$$A(f) = \sqrt{\frac{\bar{P}(f)}{P(f)}} \quad (5.4.1)$$

$\bar{P}(f)$: f_h 以上の高周波数成分を遮断した周期波の流速のスペクトル値

$P(f)$: 実測値の生データのスペクトル値

図-5.4.6には、波の沖浜帯の例として、測定点8で遮断周波数 f_h が5 Hzの場合と3 Hzの場合、および砕波帯内の突っ込み点の測定点4での遮断特性を示す。これによると、ラグ数が5または10と小さい場合は、期待したような遮断効果を示さないようであり、50以上であれば一応十分な遮断効果がみられるが、Gibbs現象も生じている。数値計算上はラグ数が大きくなれば、それに比例して計算時間も長くなるので、本研究では、最初50で計算を行ったが、周期波成分が多少残り、その周期成分により乱れ強度が見かけ上、大きくなるという不適切な結果などがみられたので、後に200で再計算を行った。なお、実際に多数の解析を行ってみると、 f_h と R との相互の影響関係も存在するようであるが、これらの点に関しては、本研究では厳密な検討を加えていない。



(a) 測定点8で $f_h = 5$ Hz (b) 測定点8で $f_h = 3$ Hz (c) 測定点4で $f_h = 5$ Hz

図-5.4.6 数値フィルターの遮断特性に及ぼすラグ数の効果の例

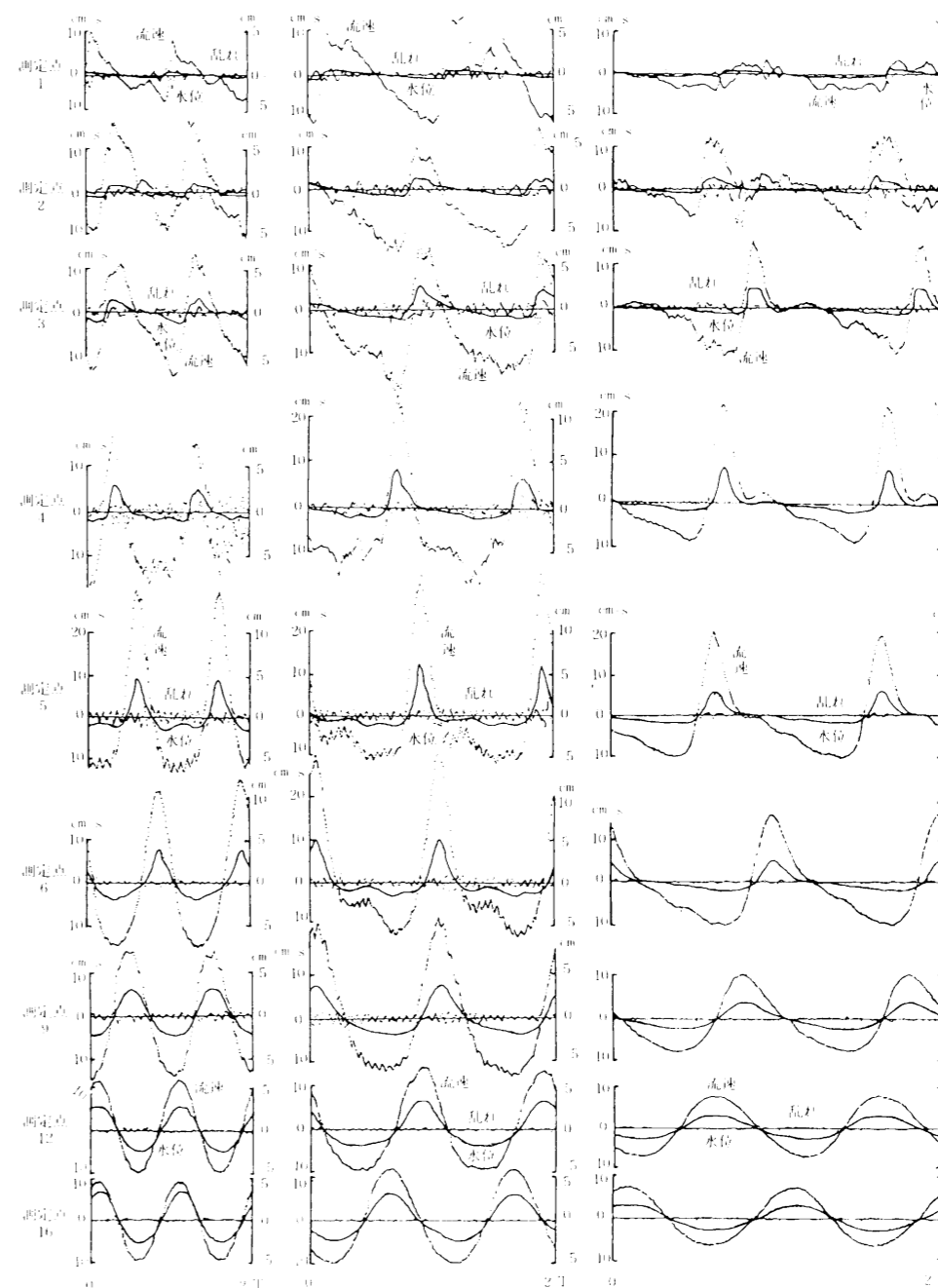
(2) 水面波形、底面流速および乱れ成分の周期変化

図-5.4.7に、砕波帯（測定点1～5）および沖浜帯（測定点6と9と12と16）における水面波形、底面流速および抽出された乱れ成分の周期変化を示す。砕波点の位置は、崩れ波は測定点5より沖側4 cm、巻き波は測定点5より沖側20 cm、砕け寄せ波は測定点4より岸側1 cmである。

これによると、水面波形は、沖浜帯の測定点16では微小振幅波の形状であり、測定点12と9も同様である。砕波帯に向かう測定点6（崩れ波、巻き波）および測定点6と5（砕け寄せ波）では、波形の非対称性が顕著となっており、砕波点近傍の測定点5（崩れ波、巻き波）および測定点4（砕け寄せ波）では、波峰通過時のピークが非常に大きい。これより岸側の砕波帯では、波高のピークは再び小さくなるが、波形の前後の非対称性、すなわち波形の前傾度は大きくなっていく。

底面流速は、沖浜帯の測定点16と12と9では、水面波形と同様な形状を示すが、砕波帯に向かうにつれ、岸沖両方向の流速は共に大きくなり、特に岸方向の流速が急激に大きくなっていく。しかし、砕波帯内の測定点4と3では、もどり流れの影響からか、冲向きの流速の方が大きくなっていく。測定点1と2では、規則波であるにもかかわらず、底面流速は不規則な変動を示している。これらのこ

とから、沖浜帯では岸沖方向の流速変動の振幅がしだいに大きくなると共に岸方向に偏り、砕波点で岸方向の底面流速が最大となると共に沖方向の底面流速は一時小さくなるのが分かる。また、砕波帯内の突っ込み点、あるいは段波の発生地帯では、岸方向の底面流速が急激に小さくなると共に、沖方向の底面流速が最大値を示すようになる。また、波打ち帯では、水深が小さいためか、水表面の乱れが底面にまで及んでいるようである。なお、砕け寄せ波の測定点2と3の流速変動をみると、1周期のうちに岸方向の流れと沖方向の流れが2回ずつあり、特に測定点2では、顕著に表れている。このことは、ビデオカメラで微粒子のゴミの動きを観察することによっても認められた。



(a) 崩れ波 (b) 巻き波 (c) 砕け寄せ波

図-5.4.7 水面波形・底面流速・乱れ成分（2周期分を表示）

乱れ成分は、沖浜帯の測定点16と12ではかなり小さい。砕波点に近い測定点9と6では、急に大きくなっていく。砕波点近傍の測定点5と4では、乱れ変動が、あたかも10~15Hzで振動するかのようになっているが、この原因は不明である。段波の発生地帯の測定点3と2と1では、乱れ変動はやはり大きい。砕波点近傍のように10~15Hzの周期変動はみられず、大小不規則な乱れがみられる。なお、この3つの実験ケースに限れば、周期が2 secと大きい砕け寄せ波は、底面流速の岸沖方向変動は、崩れ波や巻き波と同程度であるにもかかわらず、測定点3と2と1以外の地点の乱れ変動成分は、非常に小さかった。

(3) 底面流速のパワースペクトル

図-5.4.8に、各測定点における底面流速のパワースペクトルを示す。スペクトル形は、どの砕波形式の場合も、周期波成分（崩れ波1.0Hz、巻き波0.66Hz、砕け寄せ波0.5Hz）に相当するエネルギー生成領域と、乱れ成分に相当する慣性領域が明確に表れている。

エネルギー生成領域では、周波数が1.0Hzと大きい崩れ波の場合、倍周波数（2.0Hz、3.0Hz、4.0Hz）のエネルギーピークも明瞭に表れているが、周波数が0.5Hzと小さい砕け寄せ波の場合、倍周波数（1.0Hz、1.5Hz、2.0Hz、……）のエネルギーピークは不明瞭である。また、水深の深い沖浜帯の測定点16と12と9では、エネルギーピークは周期波成分のみであるが、砕波帯や波打ち帯で水深が浅くなるほど、倍周波数のピークが明瞭となってくる。これらのことは、底面流速の生の記録を示す図-5.4.7では明らかでなかった。このエネルギー生成領域のエネルギーレベルは、沖浜帯から砕波点にかけて徐々に大きくなり、砕波点で一番大きい。その後、砕波帯内で徐々に減少し、寄せ波帯の汀線近くでは、慣性領域との区切りが不明な程度にまでエネルギーレベルは落ちている。

慣性領域では、三種類の砕波形式とも全ての測定点で $-5/3$ 乗則が成立している。乱れ成分である $3 \sim 5 \text{ Hz} < f$ のエネルギーレベルは、沖浜帯から砕波帯にかけては若干大きくなるものの、ほとんど変化はない。 $3 \text{ Hz} < f < 5 \text{ Hz}$ 程度の比較的周波数の小さいエネルギーレベルは、砕波帯で増加しているが、これは、先に述べたように、砕波帯に入って周期波成分のエネルギーレベルが下がるが、この周期波成分のエネルギーが、比較的渦径の小さい、すなわち周波数の大きい乱れに移行したものであると思われる。なお、崩れ波と巻き波では、測定点9から測定点3にかけての区間内、特に、沖浜帯から砕波点にかかろうとする測定点6と5において、15Hz付近に強いエネルギーピークが表れている。これが、水理学的な特性によるものか、あるいは測定装置の特性によるものか不明である。また、 $30 \text{ Hz} < f$ において、若干勾配が穏やかとなっている。これも、熱エネルギーとして散逸される領域である粘性領域に相当するものか、あるいは熱膜プローブの雑音や電圧アンプの雑音によるものか不明である。

これらのことから、斜面の底面から発生する乱れは、沖浜帯から砕波帯や波打ち帯にかけて若干増加するものの、底面流速変動の急激な増加ほどは増加せず、砕波帯では砕波による段波によって生じる大規模渦により、 $3 \text{ Hz} < f < 5 \text{ Hz}$ 程度の低周波数の渦径の大きい乱れが底面にまで到達するものと思われる。このことから推定すると、沖浜帯の砂粒子の移動に乱れが影響するとすれば、底面の

粒度あるいは砂漣によって、どの程度の乱れが生じるかを把握することが必要である。また、砕波帯の砂粒子の移動に乱れが影響するとすれば、砕波による波面崩壊により、どのような機構で高エネルギーの乱れが底面にまで持ち込まれるかを把握することが必要である。

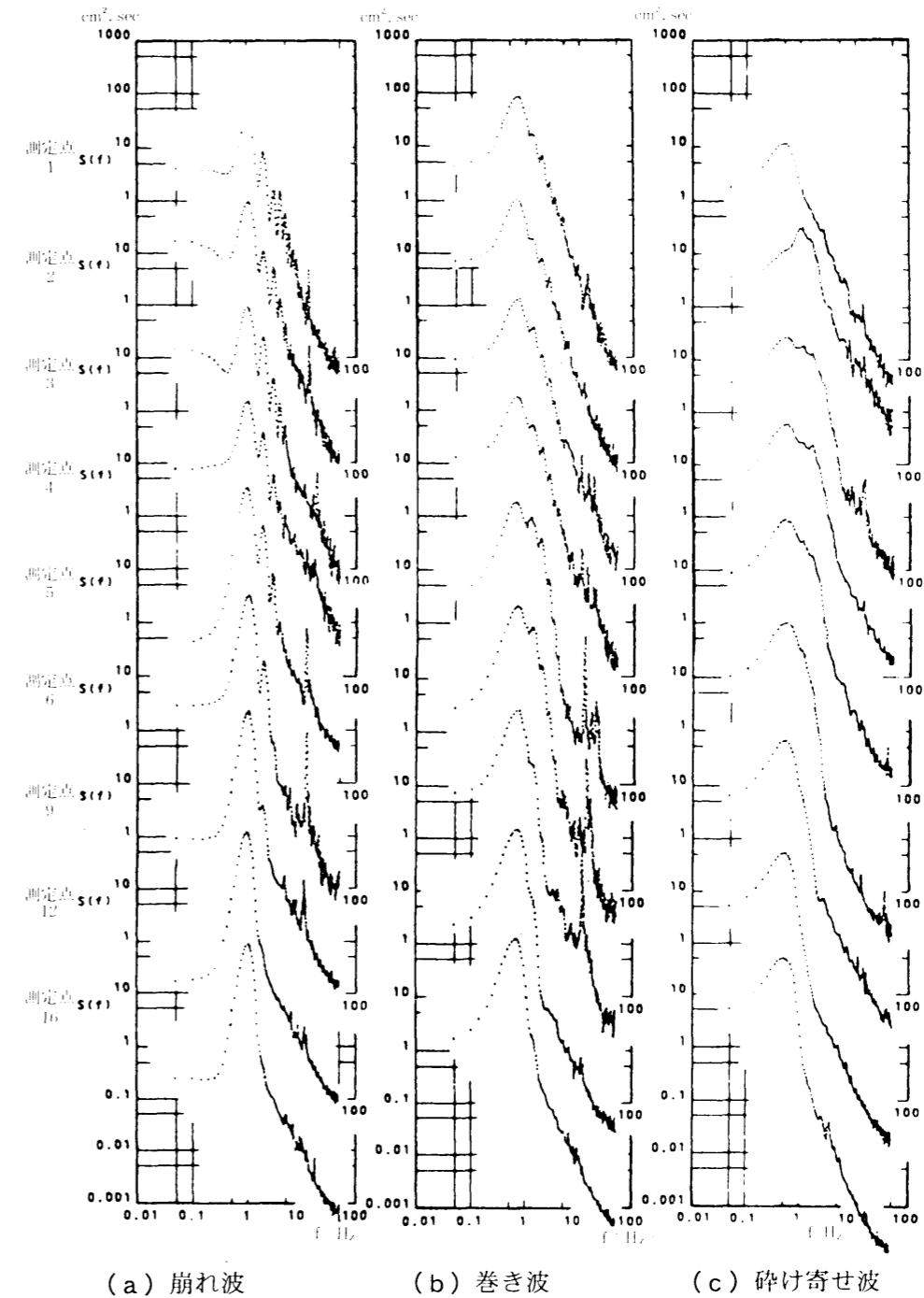


図-5.4.8 底面流速のパワースペクトル

(4) 底面流速変動の空間分布

沖浜帯では、底面砂粒子は、岸側へ掃流され、沖側へは渦によって浮流されて移動する。岸側へ移動する要因としては、流速変動の岸方向への偏寄りや、岸方向への質量輸送が影響することが知られ

ているが、浮流の影響についての評価には、沖浜帯に生じる砂漣の成因を明らかにする必要がある。砕波帯では、砂粒子は沖側へ掃流される区間と岸側へ掃流される区間があるが、砕波による砂粒子の巻き上げが大きく、沈降時の流速の岸方向成分との関連が強い。波打ち帯では sheet-flow の層状に砂粒子が移動すると言われている。これらのことから、底面付近の流速変動の空間分布について考察すると、次のようである。

図-5.4.9に、底面流速変動として、Euler 流速（定常流速）、Lagrange 流速（質量輸送速度）および乱れ強度の空間分布を示す。横軸は、静水汀線から砕波点までの距離 X_b で無次元表示されている。Euler 流速および乱れ強度は20波分の平均値であり、Lagrange 流速はポリスチレン粒子5個分の1周期間の平均値である。これによると、崩れ波と巻き波の Euler 流速は、沖浜帯から砕波点にかけては、ほとんど無視できるほど小さいが、砕波帯内では沖方向に強い流れがある。砕け寄せ波では、砕波帯内での沖向き流れは非常に小さい。Lagrange 流速は、Euler 流速とは異なり、沖浜帯でも流速が存在し、沖浜帯では岸に向かうほど岸方向の流速が増大するが、砕波帯内では大きな沖方向流速となっている。砕け寄せ波では、砕波帯内の沖向き流れは、崩れ波や巻き波と比較して小さい。乱れ強度をみると、沖浜帯の $x/X_b > 2$ ではかなり小さく、砕波点に向かい大きくなっている。乱れ強度が一番大きいのは、三種類の砕波形式共に、砕波帯内の段波の形成地帯となっている。

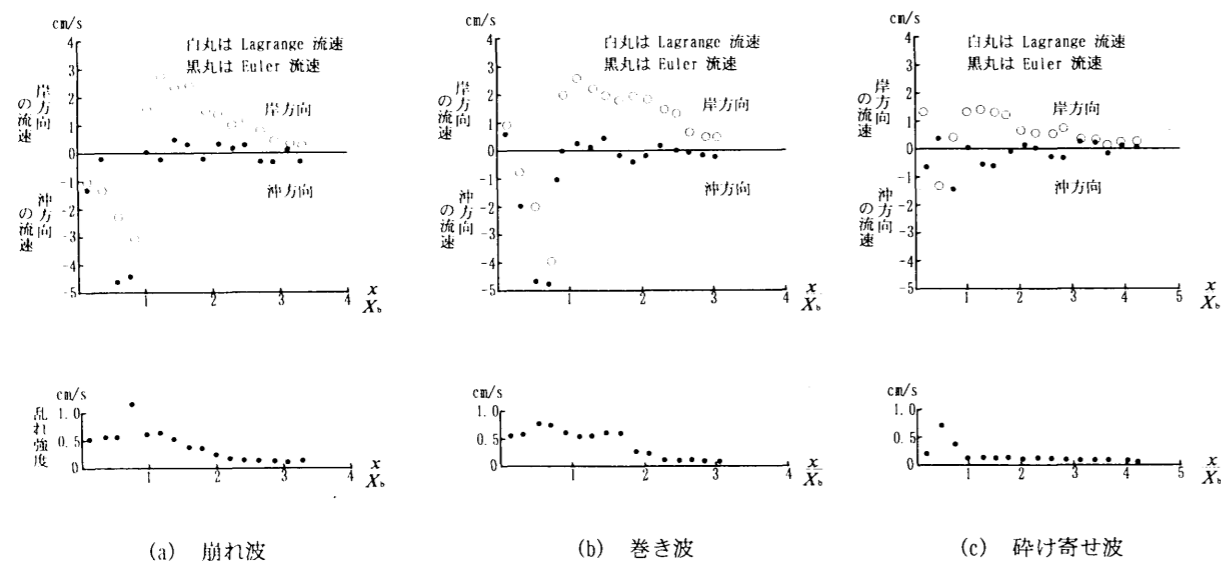


図-5.4.9 底面流速変動の空間分布

(5) 水面波形および底面流速の非対称性の空間分布

水面波形の非対称性の指標として、波峰高と波谷高を示したものが図-5.4.10(a)である。これによると、崩れ波の沖浜帯では波峰高と波谷高は同程度であるが、砕波点近傍の測定点5と4で波峰高が急に大きくなり、それより岸側では再び同程度となる。周期の長い砕け寄せ波では、波峰高と波谷高の非対称性は沖浜帯から既に表れ、砕波帯内ではより非対称となっている。巻き波は、その中間である。図(c)には波形の前傾度が示されているが、図(a)と同様な傾向である。

底面流速の岸沖方向の最大値を示したものが図(b)である。これによると沖浜帯の沖側と波打ち帯では岸沖方向が同程度であるが、沖浜帯の岸よりから砕波点にかけては、岸方向の流速の最大値は非常に大きくなる。特に巻き波は、この区間の岸方向流速の増加が著しい。このピークは砕波点で生じるが、砕波点ではどの砕波形式とも、一旦は沖方向最大流速が小さくなる。この理由は不明であるが、移動床では、この区間に Bar や Step が発生するのであるが、このことが何らかの影響を与えることも推定される。図(c)には、前傾度で定義した波形と流速の岸沖方向の向きの割合を示す。図中に示した波形の前傾度と同様な性質を示すが、波峰の場合の流速は岸向き、波谷の場合の流速は沖向きという微小振幅波とは多少異なり、波谷の場合でも岸向きの流速が残るようである。このことは、流速

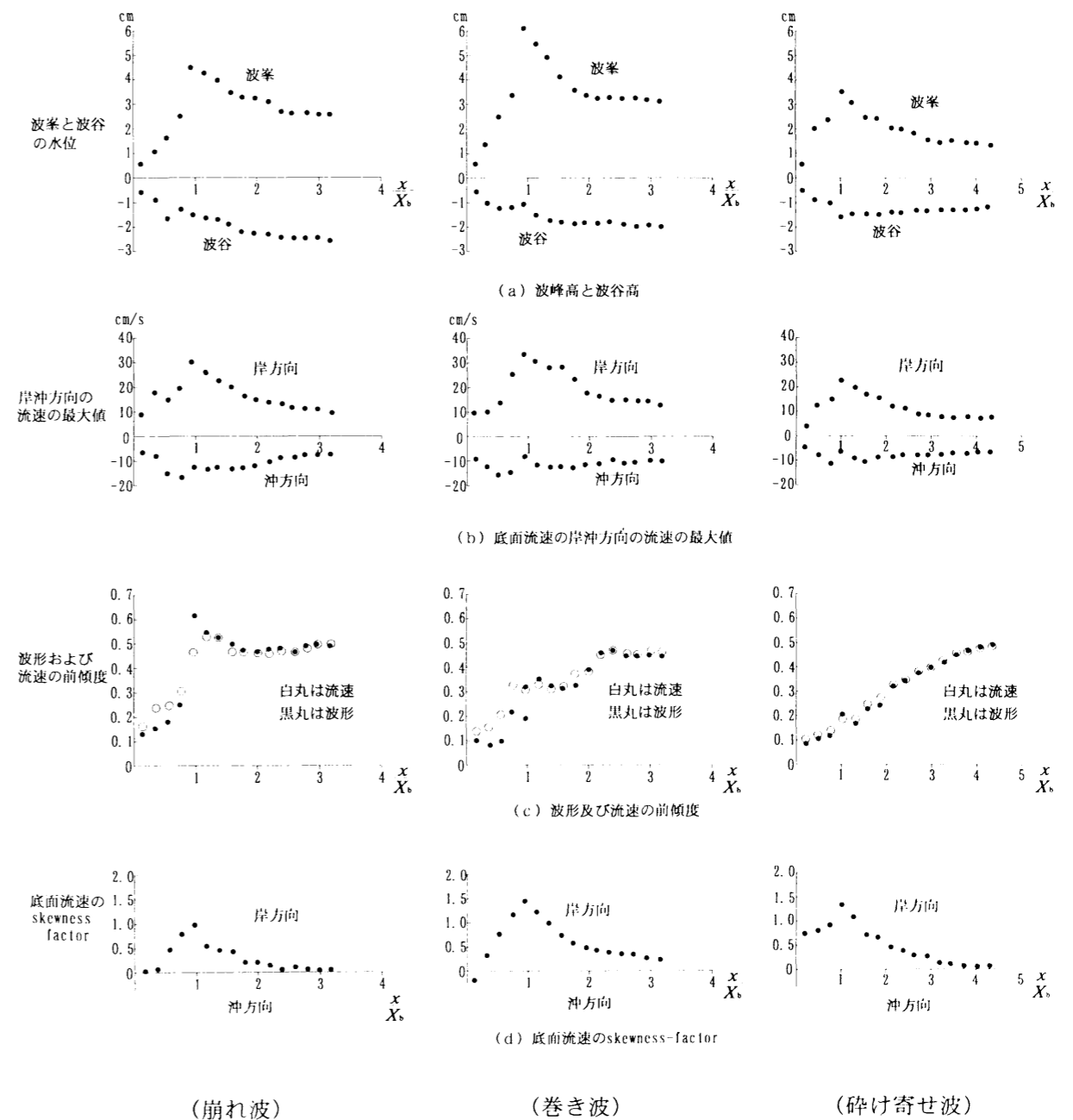


図-5.4.10 水面波形および底面流速の非対称性

は波形ほど非対称ではないということである。底面流速の skewness-factor を示したものが図(d)である。ただし、ここで定義した値は、定常流速成分を差し引いた底面流速変動を用いて計算してある。これによると、やはり砕波点をピークに岸側に非対称となっている。波打ち帯では、崩れ波と巻き波の skewness-factor はゼロに近いが、砕け寄せ波ではかなり大きい。砕け寄せ波では波高の非対称性が大きかった図(d)と一致する。

5. 4. 3 底面砂粒子の移動

先に、表-5. 4. 1 に示した三種類の砕波形式に対して、図-5. 4. 1 に示した海浜断面における16個所の測定点で、底面近傍の流速を測定した結果について考察した。ここでは、先に得られた結果が、底面砂粒子の移動に対してどのような関連があるかを比較検討するために、表-5. 4. 1 と全く同じ造波条件で実験を行い、同じ16個所の測定点で、砂粒子の移動を追跡して、総合的な考察を行う。

(1) 解析方法

砂粒子の移動の様子は、ビデオカメラで撮影したテープを、テレビ画面にコマ送りで再生して調べた。なお、ビデオ画像には、ビデオタイマー（株朋栄社製、VTG-33）により、1/100secのタイマーを重ね合わせた。このため、0.01secごとの経過時間が表示されているので、画面をコマ送りにすることにより、波の1周期内のどの時刻であるかが分かる。1周期の開始時刻は、底面流速の測定時に、波高変化も同時に記録してあるので、これにより波峰通過時刻を底面流速変動の開始時刻とした。波峰通過時刻の搜索は、自動的にパソコン内で処理した。砂粒子移動の整理もこれに合わせ、画面で波峰通過時間をチェックして、これを1周期の開始時刻とした。

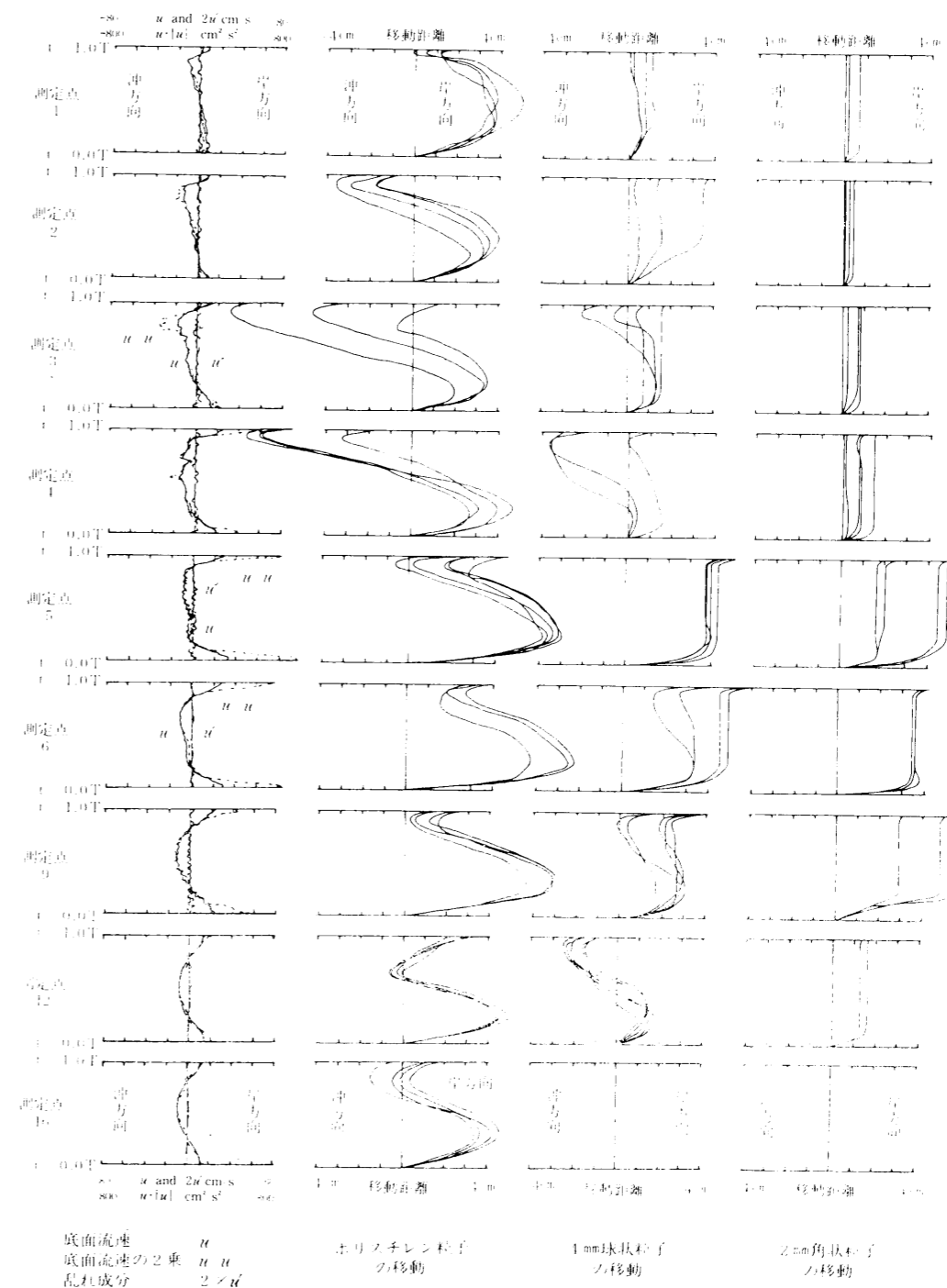
また、今回使用したビデオデッキのコマ送り速度は、20回/secであり、1コマずつ停止することもできる。実際には、波峰通過時を開始時刻として、4コマ目ごとに画面を一時停止にして、注目している砂粒子の移動軌跡を、テレビ画面に張り付けた透明ビニールシートに写したので、0.2secごとの移動位置をプロットしたことになる。砂粒子の位置は、斜面上に5cm間隔の格子を書き入れ、これにより測定した。また砂粒子は、岸沖方向に往復しながら移動するので、図-5. 4. 1 に示した測定点近傍で5個の砂粒子が往復している画面を選び、砂粒子を5個共に追跡して軌跡をトレースした。なお、撮影画面の大きさは、画面横幅が水路長35cmとなるように、ビデオカメラ撮影時に、遠近調整を行っている。

(2) 砂粒子移動の周期変化および底面流速の周期変化

図-5. 4. 1 1～図-5. 4. 1 3 は、底面での Euler 流速、Euler 流速の2乗値、乱れ成分および Lagrange 流速など、砂粒子移動の要因となると思われる変動値が、砂粒子の移動量とどのような関連があるかをみるために、各々、崩れ波、巻き波、砕け寄せ波における1周期間の変動値と移動量を示したものである。ここで、Euler 流速は、岸方向が正と定義してある。乱れ成分は、このように定義した Euler 流速から周期波成分を差し引いた値と定義してあるので、岸方向への突出分が正、沖方向への突出分が負となる。また、物体に作用する流体力、あるいは底面に作用する摩擦応力、Shields

数などは、Euler 流速の2乗値に比例しているため、方向を考慮して $u|u|$ と定義した値が示してある。ここに、 u は Euler 流速である。

Lagrange 流速は、水粒子より若干重い比重1.03で径3mmのポリスチレン粒子の運動軌跡を追跡することにより求めた。



(崩れ波の波峰から波峰への1周期間)

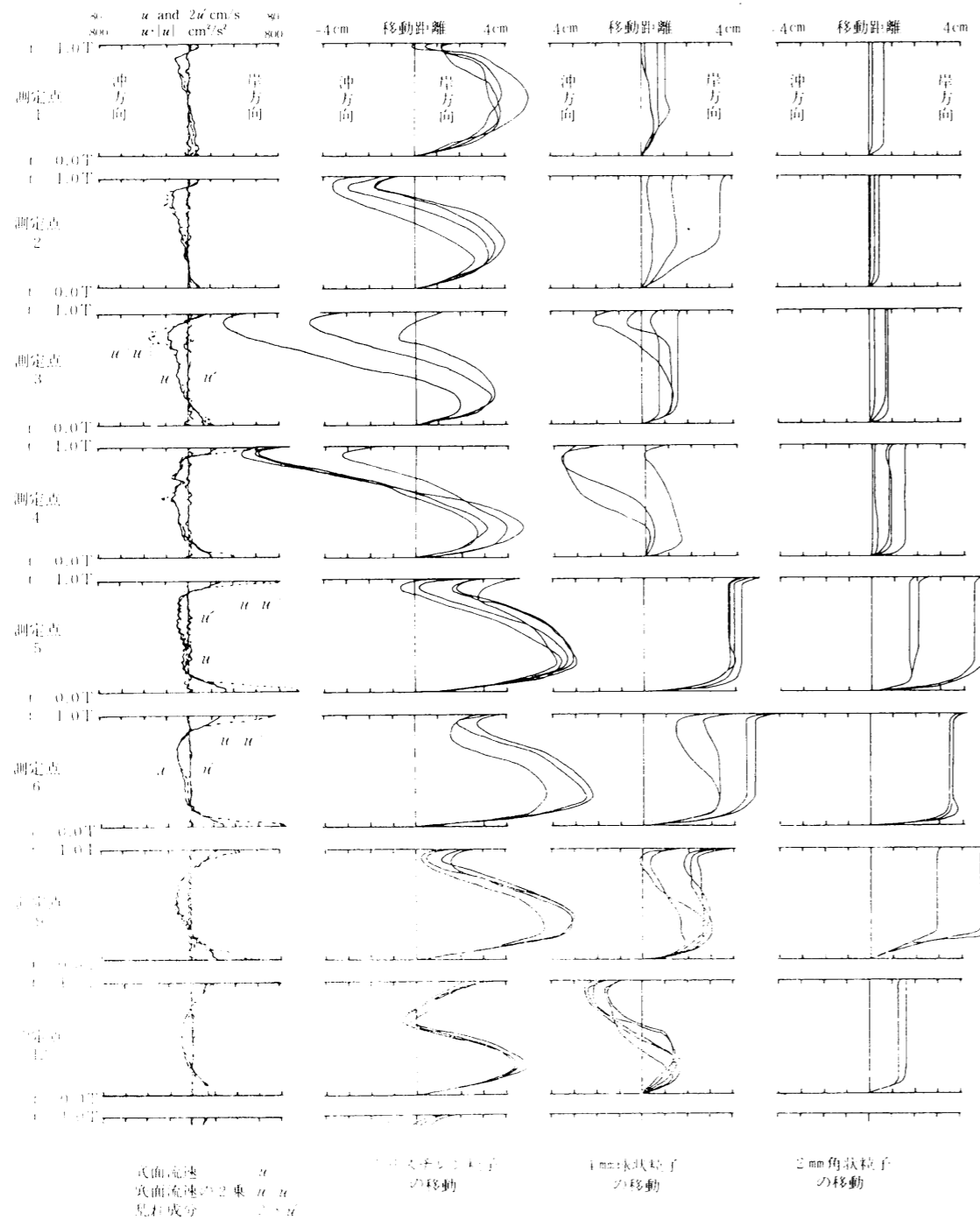
図-5. 4. 1 1 底面流速変動とポリスチレン粒子および砂粒子移動の周期変化

砂粒子の移動の追跡は、表-5.4.2に示した5種類の砂粒子について行った。図-5.4.11~図-5.4.13には、4mm球状粒子と2mm角状粒子の移動のみが示されているが、他の砂粒子の移動の様子はテレビ画面で目視観察してある。

(a) ポリスチレン粒子の移動の周期変化

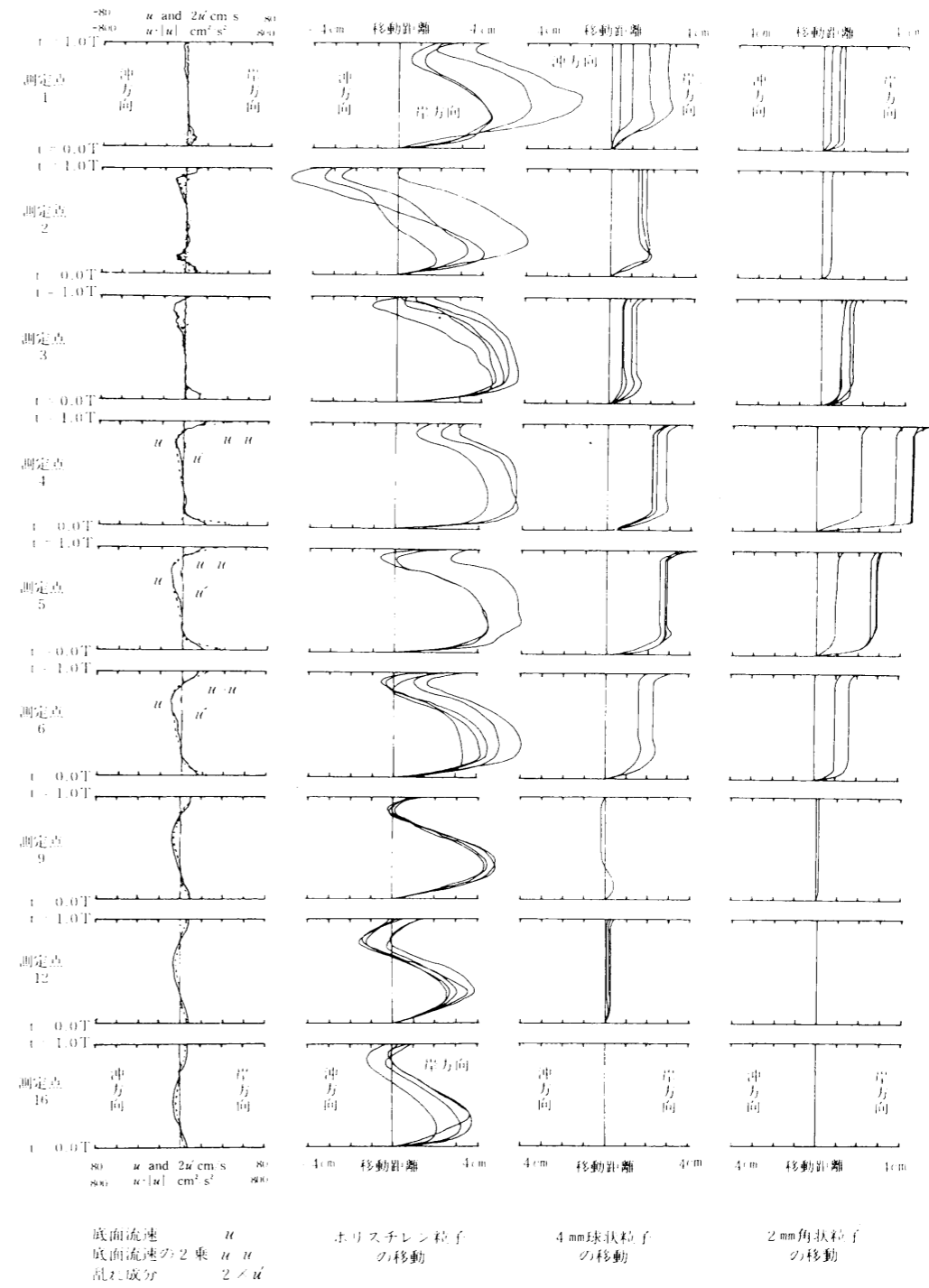
図-5.4.11~図-5.4.13によると、ポリスチレン粒子の移動は、沖浜帯では先に定義した波

の1周期の開始である波峰通過と共に岸方向に移動し、 $t=0.3T$ 程度で沖方向に転換し、 $t=0.8T$ 程度で、再び岸方向に転換するという繰り返りである。ただし、沖浜帯の測定点16では、岸方向への移動時間が $-0.2T < t < 0.3T$ と、1周期の半分であったが、砕波点に近づくにつれて $-0.2T < t < 0.2T$ と短くなり、波峰通過時の岸方向移動量も大きくなる。これは、Euler流速の岸沖方向の



(巻き波の波峰から波峰への1周期間)

図-5.4.12 底面流速変動とポリスチレン粒子および砂粒子移動の周期変化



(砕け寄せ波の波峰から波峰への1周期間)

図-5.4.13 底面流速変動とポリスチレン粒子および砂粒子移動の周期変化

向きの逆転時刻とほぼ一致している。砕波帯内では、崩れ波と巻き波の場合、測定点4と3で、砕け寄せ波の場合は、測定点2で、岸向き移動の時間が $-0.1T < t < 0.2T$ と短いため、その分、沖方向への移動量が大きい。

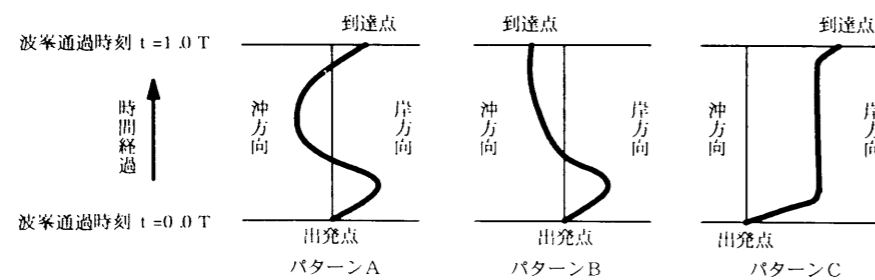
(b) 4mm球状粒子の移動の周期変化

4mm球状粒子の動きは、砕波形式により異なる。崩れ波では $t=0.1T$ 程度の時間差があるが、ポリスチレン粒子の動きと良く似てる。ただし、斜面による重力効果のためか、若干、沖方向へ寄りきみである。例えば、沖浜帯でのポリスチレン粒子は、岸方向への周期運動をしながら、全体的に岸方向に移動しているのに対し、4mm球状砂粒子は、岸沖方向への周期運動をしながら、全体的に重力効果により沖方向へ移動している。以上のような移動パターンのうち、図-5.4.14に示すように、1周期終了後に岸方向に移動したものを移動パターンA、沖方向に移動したものを移動パターンBと称することにする。

巻き波では、測定点11より沖側と突っ込み点の測定点4では、崩れ波の移動パターンBのように、ポリスチレン粒子の動きに追随するような岸沖方向の移動をしているが、測定点10より岸側では、突っ込み点の測定点4を除き、2mm角状粒子の動きと同様に、波峯通過時に一旦岸方向に動いた後は、そのまま停止する移動パターンCを示している。また、波峯通過時の移動距離は、2mm角状粒子と同程度であった。

(c) 2mm角状粒子の移動の周期変化

砂粒子の動きをみると、2mm角状粒子は、沖浜帯の測定点14(崩れ波)、測定点13(巻き波)、測定点9(砕け寄せ波)より沖側では、全く移動しなかった。それより岸側では動き始めるが、Euler流速の岸方向や、ポリスチレン粒子の運動方向との関連性は全くみられない。波峯通過時に、一旦は岸方向に移動した後は、そのまま停止したままである。波谷通過時には、Euler流速やポリスチレン粒子の運動が沖向きになるにもかかわらず移動しない。このことは、砕波帯についてもみられ、特に測定点4(崩れ波、巻き波)、測定点3(砕け寄せ波)では、波谷通過時には、Euler流速やポリスチレン粒子の移動速度が、波峯通過時の沖向きの速度よりも大きいにもかかわらず移動していないが、これらのことは、興味深い現象と思われる。また、岸方向の移動量は、Euler流速の岸方向最大値の2乗値に比例しているようである。なお、以上のような移動パターンを、図-5.4.14に示すように、移動パターンCと称することにする。



(波峯通過時から次の波峯通過時まで)
図-5.4.14 1周期間の砂粒子の移動パターン

(3) 砂粒子の移動速度の空間分布

図-5.4.15は、表-5.4.2に示した砂粒子が、波の1周期で移動した岸沖方向の距離を周期で除した値の空間分布を示す。

崩れ波では、2mm角状粒子は岸向きに移動しており、砕波点の移動距離が一番大きい。ビデオ画面で観察したところでは、全て移動パターンCであった。4mm球状粒子は、沖浜帯の砕波点寄りと波打ち帯は、移動パターンAであったが、段波の発生地帯と沖浜帯の沖寄りには、移動パターンBであった。偏平粒子は、7mmと5mm共に移動パターンCであり、移動量は砕波点が一番大きい。

巻き波では、2mm角状粒子は崩れ波と同様に移動パターンCであった。4mm球状粒子は、この図でみる限り、崩れ波の4mm球状粒子と同じ移動量であるが、沖浜帯の砕波点寄りの岸方向移動パターンは、崩れ波では移動パターンAであったのに対し、巻き波では移動パターンCであった。7mmと5mmの偏平粒子は、移動量も移動パターンも、崩れ波と同様であった。

砕け寄せ波では、砂粒子の粒径や形状が相当異なるにもかかわらず、全て移動パターンCで移動し、しかも、移動速度の空間分布とその量も近い値であった。

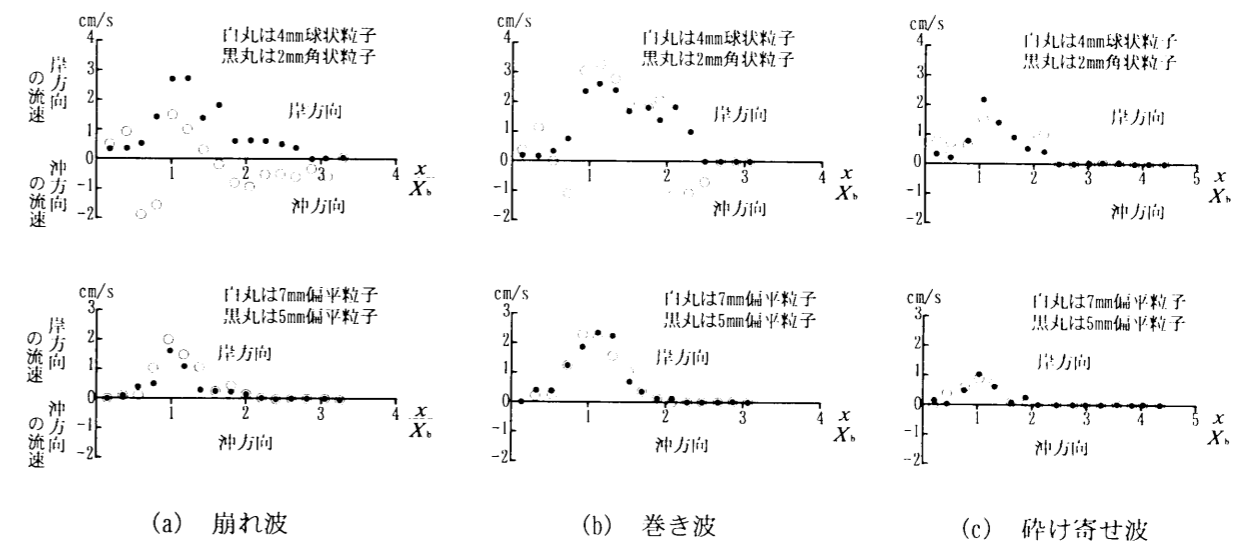


図-5.4.15 砂粒子の移動速度の空間分布

(4) 砂粒子の移動速度に対する水面波形と底面流速の空間分布との関係

先に、底面流速移動の空間分布、および水面波形と底面流速の非対称性の空間分布を示したが、このような波の諸条件と底質砂粒子の移動が、どのように関連しているかを、図-5.4.9と図-5.4.10および図-5.4.15を比較して検討する。これら三種の図を比較して、一見して分かることは、沖浜帯と砕波帯とでは移動要因が相当異なるということである。

沖浜帯では、質量輸送速度、乱れ強度、水面波形の非対称性および底面流速の非対称性は、どれも沖から岸に向かうにつれて値が大きくなっており、これに対応するように、砂粒子は岸向きに移動量が増加している。しかし、定常流速はほぼゼロのままである。なお、移動パターンBで移動する崩れ

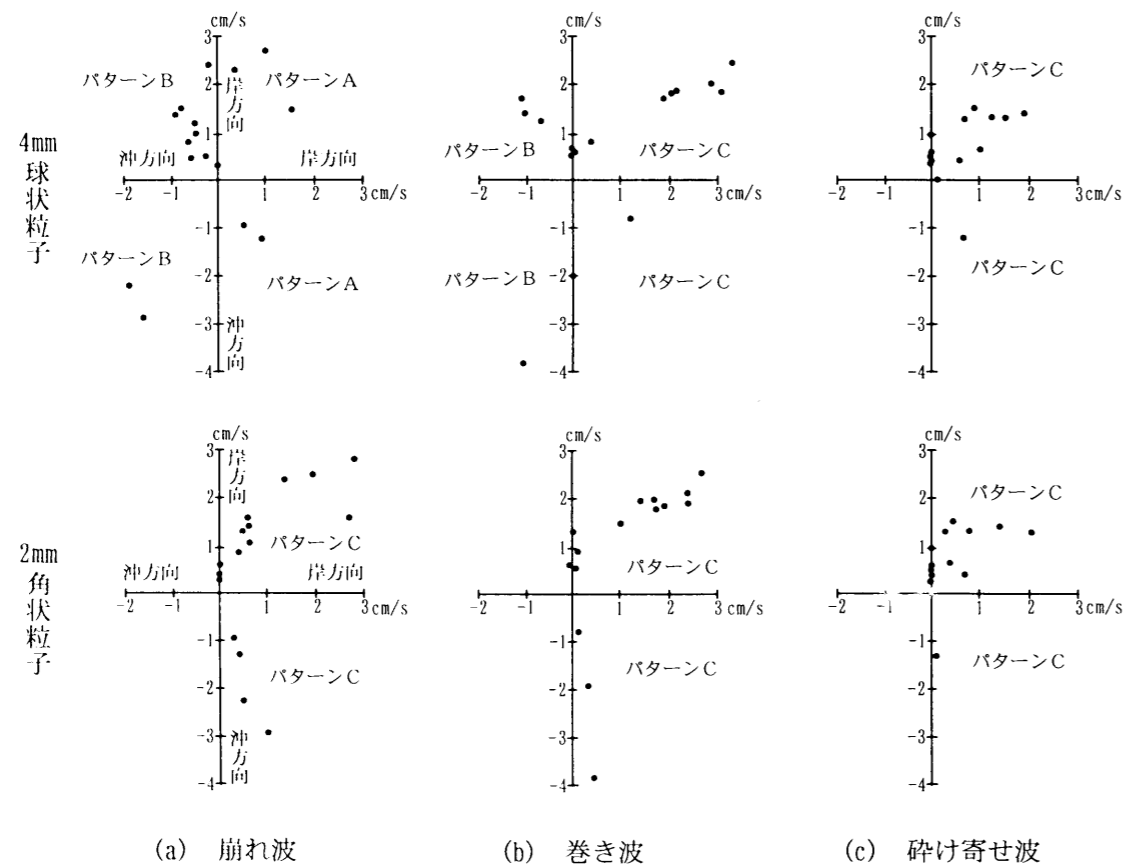
波と巻き波の4mm球状粒子には、別の要因、おそらくは重力の効果が大いものと思われるが、どうい条件の場合に効果が大きくなるかは不明である。また、乱れ強度の影響が考えられる。

砕波帯では、質量輸送速度と定常流速は、沖向きの大い値を持つ。水面波形の非対称性と底面流速の非対称性は次第に減少しているが、沖向きにはなっていない。乱れ強度は、砕波帯で強い値を持ち、質量輸送速度と定常流速が沖向きの最大値を持つ位置と同じ位置で、最大値をとる。砂粒子の移動は、崩れ波と巻き波の4mm球状粒子は質量輸送速度と定常流速のように沖向きであるが、それ以外では、水面波形の非対称性や底面流速の非対称性と比例して移動している。

波打ち帯では、実験した区間が短く、測定点が少ないので、明確には分らないが、沖浜帯の沖よりの区間と同様な傾向を示した。

(5) 砂粒子の移動速度と波の特性との相関

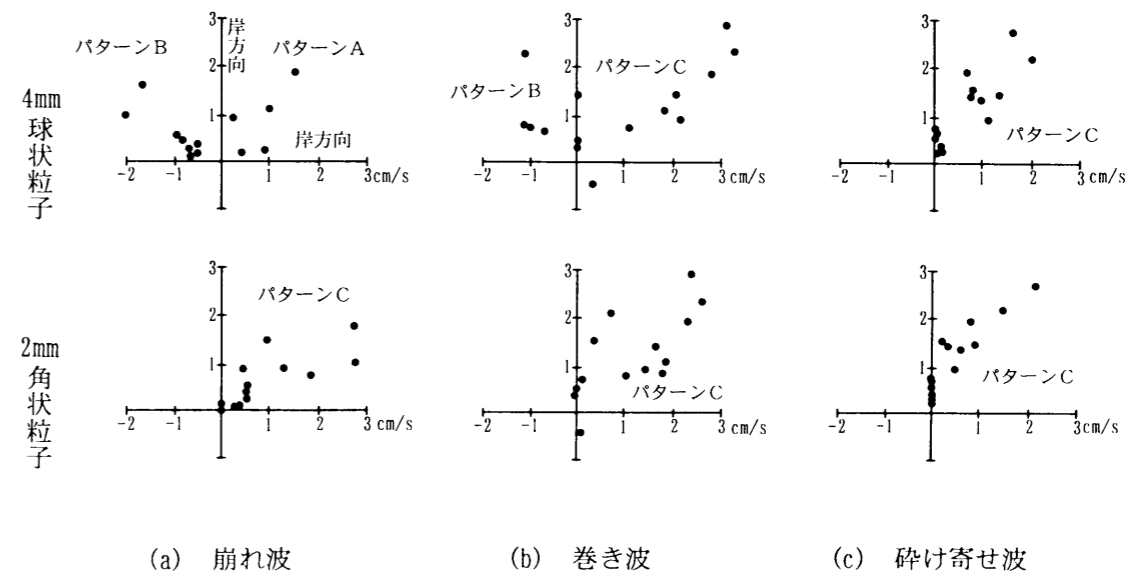
図-5.4.16と図-5.4.17は、砂粒子の移動速度が波の特性のうち、どの因子によって決められるかをみるために、相関関係を整理したものである。これまでに考察して得られた結果を参考に、底面流速の変動値の代表として、Lagrange流速を選び、底面流速の非対称性を示す因子の代表として、Euler流速のskewness-factorを選んだ。図中には、2mm角状粒子と4mm球状粒子の実験ケースが示されている。



(縦軸は Lagrange 流速, 横軸は砂粒子の移動速度)
図-5.4.16 砂粒子の移動速度と Lagrange 流速との相関関係

図-5.4.16は、横座標が砂粒子の移動速度、縦座標が Lagrange 流速であり、各々の座標の正方向が岸向きの速度、負方向が沖向きの速度であり、1周期間の平均値である。これによると、2mm角状粒子では、いずれの砕波形式の場合も、第1象限と第4象限にあり、観察によると、移動パターンCであった。なお、第4象限の分は砕波帯の砂粒子であった。4mm球状粒子の場合は、崩れ波では4つの象限に散らばり、第1象限と第4象限は移動パターンAであり、第2象限と第3象限は移動パターンBであった。巻き波の場合も4つの象限に散らばったが、第1象限と第4象限は移動パターンCであり、第2象限と第3象限は移動パターンBであった。砕け寄せ波の移動は、2mm角状粒子の場合と同じく第1象限と第4象限のみであり、移動パターンCであった。以上のことを整理すると、2mm角状粒子の移動には、沖浜帯と波打ち帯では Lagrange 流速は大きな支配因子となるようであるが、砕波帯では、別の因子を想定する必要がある。また4mm球状粒子の移動因子は、より複雑であり、Lagrange 流速が移動因子となるのは、砕け寄せ波の沖浜帯と巻き波の沖浜帯の岸寄りのみであった。

図-5.4.17は、縦座標が Euler 流速の skewness factor をとってある。横座標の次元は速度であり縦横の次元が異なるが、ここでは定性的な関係を議論する。これによると、2mm角状粒子では、いずれの砕波形式も第1象限に存在し、かつ、移動パターンCであり、流速の非対称性が移動因子として適切なことが分かる。4mm球状粒子では、崩れ波と巻き波は、第1象限が移動パターンAとC、第2象限が移動パターンBとなっている。砕け寄せ波では、全て第1象限に存在し、移動パターンCとなっている。以上のことを整理すると、流速の非対称性は、2mm角状粒子のように粒径の小さい場合、あるいは砕け寄せ波のように波形勾配の小さい波の場合には、適切な移動因子と言えるようである。4mm球状粒子のように粒径が大きくなると重力の影響が大きくなるようであり、このほかにも、底面の粗度、あるいはもっと大きなスケールの砂漣、Bar および Step などの地形的要因が大きくなるように思われる。



(縦軸は skewness factor, 横軸は砂粒子の移動速度)
図-5.4.17 砂粒子の移動速度と底面流速の skewness factor の相関関係

5. 5 結 語

浅海域における砕波帯の流速場は、砕波に至るまでの区間については、流速分布や乱流構造などが、現在、かなり詳細に解明されている。しかし、底質移動の大きい砕波点より汀線側の内部機構については、流速測定の高難性から定性的な説明が主なものとなっているようである。5. 2では、画像処理による測定法を用いて、これまで余り測定されていなかった砕波時の気泡混入領域の流速場を、定量的に明らかにすることができた。これにより、巻き波の突っ込み時刻では、水塊は前方と上方向に飛び跳ねると同時に、斜面を下る戻り流れもあることが分かった。また、突っ込み後のせり上がり時刻では、せり上がり先端の流速が非常に大きいことや、せり上がり先端の気泡塊へのエネルギー供給がないことが分かった。

5. 3では、浅海域における砂漣上の波動境界層の流況計算を、離散渦法を用いて行なった。解析例は、波高の大きな微小振幅波に対して行なったが、乱流域での離散渦法の適用性が認められた。計算された流況は、渦の放出モデルが追加されたことによって、剥離せん断層が明瞭に表われている。しかし、流速方向の反転時に生じる渦は再現されたものの、砂漣背後に形成される組織的な剥離渦の形成を再現するには至らなかった。これは、境界層内の渦度を非定常に放出させることにより剥離渦を表現するモデルでは、現在のところ放出渦の取扱い方法が明確でないことによることが考えられる。渦を砂漣頂部のどの位置から放出させるかについては、一様流とは異なって、波動場では主流の流速が大きな振幅で正負に変動することにより、剥離点が常に変動しているために、渦を放出する時刻ごとに、剥離点の位置を、逐次、境界層方程式を解くことによって決定する方法を導入する必要があるようである。

5. 4では、浅海域における底質移動の重要な要素である底面流速を、固定床の一様勾配斜面による砕波の実験を行い測定することができた。これによると、沖浜帯、砕波帯および波打ち帯における底面流速変動の特性は、各々、相当異なることが分かった。沖浜帯内では、波の浅水変形による非線形性が増し、その結果、水粒子の質量輸送が強く行われ、また岸沖方向の非対称性も大きい。砕波点付近でこれが最大となり、砕波帯内では質量輸送の方向が沖向きに転向するのに対し、非対称性は、やはり岸方向に大きいことが分かった。

砂粒子移動に関しては、これらのことが大きく影響を与え、沖浜帯と砕波帯では移動機構が異なるようである。底面流速の変動特性に加え、砂粒子の粒径の大小、あるいは形状によっても、移動軌跡が異なるが、これらは三種類の移動パターンに分類されることが分かった。

参考文献

- 1) 日野幹雄・灘岡和夫・小俣 篤：砕波帯内の乱れの組織的渦構造と水粒子運動について，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 1～5，1984.
- 2) 青野利夫・服部昌太郎：砕波下での大規模乱れ構造に関する実験的研究，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 6～10，1984.

- 3) 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男：レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明，港湾技術研究所報告，第21巻，第2号，pp. 46～106，1982.
- 4) 西村仁嗣・武若 聡：VTR画像の相関解析による砕波時内部流速分布の推定，第35回海岸工学講演会論文集，pp. 45～48，1988.
- 5) 真野 明・神尾成也：相関法による砕波気泡混入領域の流動解析，土木学会論文集，第423号／II-14，1990.
- 6) 長尾昌朋・片岡暁彦・沢本正樹：VTR画像処理とトレーサ追跡法を組み合わせた砕波内部流速場の測定，第38回海岸工学講演会論文集，pp. 56～60，1991.
- 7) 木村一郎：流れの画像計測最近の動向，計測技術，pp. 35～41，1990.
- 8) 植村知正・山本富士夫・幸川光雄：2値化相関法，可視化情報，Vol. 10，No. 38，pp. 58～64，1990.
- 9) 佐藤慎司・三村信男・渡辺 晃：砂漣上の振動流境界層に関する研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp. 189～193，1983.
- 10) 田中 仁・首藤伸夫：波状曲面上の一方向流を伴う振動流に関する実験，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 301～305，1984.
- 11) イスマイル・アイディン・首藤伸夫：波と流れによる砂漣上の流況，第32回海岸工学講演会論文集，pp. 278～282，1985.
- 12) 坂田 弘・足立武司・稲室隆二：うず放出モデルを用いたはく離を伴う非定常流れの一解法（第1報 単独正方形柱まわりの流れ），日本機械学会論文集（B編），49巻440号，pp. 801～808，昭和58年4月.
- 13) 稲室隆二・足立武司：うず放出モデルを用いたはく離を伴う非定常流れの一解法（第2報 単独円柱まわりの流れ），日本機械学会論文集（B編），52巻476号，pp. 1600～1607，昭和61年4月.
- 14) 林 正徳・麻生 茂：パネル法と離散渦法を用いた剥離流の数値シミュレーション，日本航空宇宙学会誌，第34巻，第390号，pp. 2～7，1986年7月.
- 15) 廣部英一：画像処理による砕波時の気泡混入領域の流速場の計測，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第26号，pp. 155～164，平成4年11月.
- 16) 廣部英一・石田 啓・高瀬信忠：一様勾配斜面上の砕波における底面流速変動特性および砂粒子移動との関連について，土木学会第40回年次学術講演会講演概要集，pp. 599～600，昭和60年9月.
- 17) 廣部英一・石田 啓・藤井昌彦：離散渦法による砂漣上の流況の数値シミュレーション，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第23号，pp. 137～147，平成元年12月.
- 18) 廣部英一・石田 啓：砕波による底面近傍における流速場の構造および底面砂粒子の移動について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第19号，pp. 351～375，昭和60年12月.
- 19) 森 正武：FORTRAN77 図形処理プログラミング，岩波書店，1991.
- 20) 沢本正樹・山下俊彦：砂漣上の振動流境界層流れ，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 51～55，1979.
- 21) 榊山 勉・三村信男・渡辺 晃：砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 237～241，1981.
- 22) 浜本健一・三村信男・渡辺 晃：砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究(2)，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 254～258，1982.
- 23) 沢本正樹：砂漣上の粘性振動流のOseen近似，土木学会論文報告集，第331号，pp. 95～101，1983年3月.
- 24) 池田駿介・木崎 茂・石井修一・栗林俊一：波動下の砂漣近傍の流れとエネルギー逸散，土木学会論文集 第405号／II-11 pp. 155～166，1989年5月.
- 25) 沢本正樹・山下俊彦・栗田敏寿：砂漣上の振動流境界層流れ-渦と砂漣との整合性について，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 226～229，1980.

- 26) 佐藤幸雄：砕波点における砕波の底面流速に関する研究，第24回海岸工学講演会論文集，pp. 40～44，1977.
- 27) 渡辺 晃・磯部雅彦・野沢政幸・堀川清司：斜面上で砕波する波の底面流速に関する実験的研究，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 40～44，1980.
- 28) 平山秀夫：斜面底面上における波による質量輸送速度に関する実験的研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 29～33，1981.
- 29) 土屋義人・岡村 隆・安田孝志・山下隆男：定形進行波の質量輸送，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 36～40，1979.
- 30) 土屋義人・筒井茂明・安田孝志・山下隆男・平口博丸：砕波の質量輸送について，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 45～49，1980.
- 31) 岩垣雄一・襄 義光・森口 治：波による固定斜面上の固体粒子の運動機構に関する研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 242～246，1981.
- 32) 酒井哲郎・三反畑 勇：二次元砕波帯における砕波による乱れの構造，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 15～18，1982.
- 33) 酒井哲郎・稲田義和：砕波による乱れの時空間構造とそのモデル，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 164～168，1982.
- 34) 稲垣雄一・浅野敏之・小谷敏樹：周期波と流れの共存場における乱れの定義とその特性について，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 10～14，1981.
- 35) 日野幹雄：スペクトル解析，朝倉書店，pp. 138～141，1977.
- 36) 水口 優：不規則波浪における乱れ成分の分離について，土木学会第37回年次学術講演会講演概要集Ⅱ-432，1982.
- 37) 青野利夫・服部昌太郎：砕波による乱れの空間特性に関する実験的研究：第30回海岸工学講演会論文集，pp. 25～29，1983.
- 38) 日野幹雄：流体力学，朝倉書店，pp. 195～251，1974.
- 39) 谷 一郎編：流体力学の進歩 乱流，pp. 85～128，1980.
- 40) 服部昌太郎：砕波による乱れの構造，1983年度水工学に関する夏期研修会講義録Bコース，B-5，1983.
- 41) 泉宮尊司・堀川清司：砕波帯における定常流に関する実験的研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 34～38，1981.
- 42) 日野幹雄・山下俊彦・米山 晋：着色砂による岸沖方向の海浜過程に関する実験，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 183～187，1981.

第6章 浅海域における不規則波の波高変化の内部機構

6.1 緒言

浅海域砕波帯における海岸構造物に作用する波力や砕波帯の乱流現象の解明，あるいは砂浜海岸における海浜変形過程の予測や底質移動など，海岸工学上の諸問題を解決するために，造波水槽による波の変形特性に関する実験が行われるが，支配因子の単純化や実験の簡略化のために，現在のところ規則波による実験が行われることが多い。しかし，現実の波浪は不規則な波の連なりであり，砕波帯内外における波形変化は，規則波のものとは異なる。例えば，移動床斜面の水槽実験結果から海浜形状の分類法が提案されているが，現実の海浜地形とは異なる区分も指摘されている。この原因としては，規則波は砕波点固定されるのに対して，不規則波は砕波帯の中で徐々に波高減少，つまりエネルギーが損失されるためと思われる。水槽実験では，造波装置によって水槽内に波を発生させるが，現地波浪は本来不規則なものであり，これを有義波や最大波などの代表波によって表わされる規則波として取り扱い，外力を決定してきた。しかし，波浪の不規則性が及ぼす影響や，統計的代表波の持つ物理的意義が不明確であることから，近年，水槽実験においても現地波浪と同様な特性を持つ不規則波を発生させることが試みられている。

実験室内において不規則波を発生させる方法は，大別して，風洞水槽による方法と，造波板を不規則波形状信号によって駆動させる方法の2つがあるが，6.2では，後者の方法で，不規則波を発生させるシステムを構築する方法と，その適用例を検討した。システムの構成は，全てマイクロコンピュータを利用している。6.3では，砕波帯における不規則波の波高変化に関する統計的性質を明らかにすることを目的に，2次元造波水槽によって不規則波を発生させて，波別解析法およびスペクトル解析法により検討を行う。波別解析法では，水深減少に伴って不規則波の波高や周期の頻度分布がどのように変化するか，あるいは，波高，周期，平均水位および波の総エネルギー量などが，浅水変形によりどのように変化するかを明らかにする。スペクトル解析法では，浅水変形により，不規則波の波高のパワースペクトルが，どのように変化するかを明らかにし，規則波との比較を行う。

6.2 不規則波の造波およびデータ処理のシステム

6.2.1 海の波の理論スペクトル

(1) 理論スペクトルの代表例と相互関係

不規則波の大きさは，有義波などの代表波を用いて表わされるが，その性質をさらに詳しく表わすためには，パワースペクトルの概念が使われる。これは不規則波を，周期が異なる無数の正弦波の和

として考え、各正弦波のエネルギーが周波数に対してどのように分布しているかを表わしたものである。これまでに提案された理論スペクトルのうち、主なものを、年代順に表-6.2.1に示した^{3)~11)}。初期に提案された①②③④⑥は、外洋の発達した海洋波の観測結果をもとに波の実測値を整理し、海洋波の予報など実際の利用を目的に提案されている。その後提案された⑤⑦⑧⑨⑩⑪⑫は、実験室、湖、湾内および海洋などにおける発達中の風波の測定を行って、スペクトル特性を精密に調べてパラメーターを決定している。また、⑫は、うねりの成分も含んだ双峰形を表わしている。

表-6.2.1 これまでに提案された代表的な理論スペクトル

① Neumann(1953)	修正	→	② Roll and Fischer(1956)
③ Darbyshire(1963)			
④ Bretshneider(1963)(1968)	修正	→	⑤ Bretshneider-光易(1970)
⑥ Pierson-Moskowitz(1964)	修正	→	⑦ 光易(Ⅱ型)(1970)
⑨ 光易(Ⅰ型)(1968)		→	⑧ JONSWAP(1973)
⑩ 光易(風洞)(1973)			
⑪ 鳥羽(1973)			
⑫ 越智とHubble(1976)			

(2) 理論スペクトル形の分類

これまで、風波のスペクトルの具体的な表現式として、表-6.2.1に示したように、非常に多くのスペクトル形が発表されているが、それらの多くは次のような形式に整理することができる。

$$E(f) = k_1 \cdot f^{-m} \cdot \exp(-k_2 \cdot f^{-n}) \quad (6.2.1)$$

ここに、 E はスペクトル値、 f は周波数、 m と n は固有な係数値、 k_1 と k_2 は波高・周期・風速・重力加速度などの関数である。式(6.2.1)における m と n の値および k_1 と k_2 の内容は、提案者により少しずつ異なっている。

造波水槽内に所要の統計的特性を持った不規則波を造るためには、式(6.2.1)のうち、 m と n の値およびピーク周波数 f_p が必要となるが、 f_p は次のように決まる。まず、式(6.2.1)を周波数 f で偏微分すると、

$$\frac{\partial E(f)}{\partial f} = k_1 \cdot f^{-m-1} \cdot \{-m + n \cdot k_2 \cdot f^{-n}\} \cdot \exp(-k_2 \cdot f^{-n}) \quad (6.2.2)$$

となる。スペクトルのピークでは $\partial E / \partial f = 0$ であるから、式(6.2.2)より、

$$f_p = \left(\frac{n}{m} k_2 \right)^{1/n} \quad (6.2.3)$$

となる。また、式(6.2.1)は、ピーク周波数 f_p およびスペクトルのピーク値 $E(f_p)$ を用いて正規化すると、次のようになる。

$$E(f) = E(f_p) \cdot \left(\frac{f}{f_p} \right)^{-m} \cdot \exp\left(\frac{m}{n} \left(1 - \left(\frac{f}{f_p} \right)^{-n} \right) \right) \quad (6.2.4)$$

実際に式(6.2.4)を利用して不規則波形を作るには、 $E(f_p) = 1.0$ として数値計算を行い、不規則波形をDA変換して電圧変動として出力するときに、一定の値を乗じて増幅あるいは減衰させて制御

装置へ入力させる。入力の最大値は、フルスケールの電圧値(例えば±5 volt以内)に調整する。

以上のことから、これまで数多く提案されている理論スペクトルの形状も、造波装置に入力する不規則波形を数値計算により作成する観点からは、係数 m と n の値のみによって分類される。表-6.2.2は、 m と n の値に注目して、理論スペクトルを整理したものである。

表-6.2.2 理論スペクトル形の係数

理論スペクトル	m	n
① Neumann	6	2
② Roll と Fischer	5	2
③ Darbyshire	7	2
④ Bretshneider	5	4
⑤ Bretshneider-光易	5	4
⑥ Pierson-Moskowitz		4
⑦ 光易(Ⅱ型)	5	4
⑧ JONSWAP	5	4 : ピークが大きい
⑨ 光易(Ⅰ型)	5	f_p の前後で変化
⑩ 光易(風洞)	5	f_p の前後で変化
⑪ 鳥羽	4	
⑫ 越智と Hubble		4

6.2.2 任意のスペクトル形を持った不規則波の数値シミュレーション

(1) 不規則波のシミュレーション法

不規則波のシミュレーション法は、大別するとアナログ的発生方法とデジタル的発生方法があるが、後者は次の2つの方法に大別される。

(a) フーリエ成分の重ね合せによる直接計算法

(b) 応答関数による方法

上記のうち、(a)の方法は、不規則波を各々の角周波数 ω あるいは周波数 f を持ったフーリエ成分の重ね合せと考え、重ね合せの割合を一様乱数により決める方法である。(b)の方法は、一様乱数に応答関数を掛け合わせて不規則波を得る方法であるが、この応答関数を求める方法として、(b.1)スペクトル因子分解による方法、(b.2)数値フィルターによる方法、(b.3)自己相関関数による方法などが提案されている。

(2) 造波特性関数

造波板を動かし、水槽内に波を発生させる場合、波の周期によって造波板の振幅 e と発生波高 H の比が異なる。このため、発生波の期待スペクトル $E(f)$ を周波数によって修正した駆動波形スペクトル $E_a(f)$ を造波信号として入力しなくてはならない。

線形システム理論によれば、これらには次式の関係が誘導される^{1,2)}。

$$E_G(f) = \frac{E(f)}{F^2(f,h)} \quad (6.2.5)$$

ここに、 $F(f, h)$ は造波特性関数と呼ばれ、速度ポテンシャル理論により、ピストン型の造波機構では、次式のように誘導される。

$$F(f,h) = \frac{H}{2e} = \frac{4\sinh^2(2\pi h/L)}{4\pi h/L + \sinh(4\pi h/L)} \quad (6.2.6)$$

ここに、 h は水深、 L は波長である。式(6.2.6)は、短周期(高周波数)で波長の長い波は造波効率が悪いことを示している。なお、右辺を見ると、造波特性関数は水深 h と波長 L の関数となっており、周波数 f が陽に表れていない。しかし、次の微小振幅波の分散関係式より、周波数 f と波長 L の関係は決定される。ここに、 T は周期である。

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L}, \quad f = \frac{1}{T} \quad (6.2.7)$$

(3) 数値シミュレーション法

(a) フーリエ成分の重ね合せによる直接計算法^{1,3), 1,4)}

発生させようとする不規則波 $x(t)$ を、位相の不規則な非常に多くの周波数の重ね合せとみれば、 $x(t)$ は、その複素フーリエ成分 $X(\omega)$ を用いて、次式のように表わされる。

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} |X(\omega)| \cdot e^{i(\omega t + \theta(\omega))} \cdot d\omega \quad (6.2.8)$$

ここに、 ω は角周波数、 $\theta(\omega)$ は $0 \leq \theta(\omega) \leq 2\pi$ の一様乱数である。

スペクトル $S(\omega)$ と $x(t)$ の複素フーリエ成分とは、次式の関係がある。

$$S(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{2\pi X(\omega) \cdot X^*(\omega)}{T} \right\rangle \quad (6.2.9)$$

ここに、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均である。式(6.2.9)より次式が得られる。

$$|X(\omega)| = \sqrt{T \cdot S(\omega) / 2\pi} \quad (6.2.10)$$

式(6.2.10)を式(6.2.8)に代入すると、次式となる。

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{T \cdot S(\omega) / 2\pi} \cdot e^{i(\omega t + \theta(\omega))} d\omega \quad (6.2.11)$$

式(6.2.11)の積分を離散化するにあたり、 $\cos \omega t$ が 2π の周期関数であること、また、偶関数であることを考慮すると、次のようになる。

$$x(t) = 2 \sum_{k=1}^N \sqrt{S(\bar{\omega}_k) \cdot \Delta\omega_k} \cdot \cos(\bar{\omega}_k \cdot t + \theta_k) \quad (6.2.12)$$

ここに、 $\bar{\omega}_k = (\omega_k + \omega_{k-1})/2$ 、 $\Delta\omega_k = \omega_k - \omega_{k-1}$ 、 $\theta_k = \theta(\omega)$ 、

ω_k は ω の正の有義区間 $(0, 2\pi / (2 \cdot \Delta t))$ 内の任意の内点である。

角周波数 ω のかわりに周波数 f と one-sided スペクトル $E(f)$ を用いれば、式(6.2.12)は次のようになる。

$$x(t) = \sum_{k=1}^N \sqrt{2 \cdot E(\bar{f}_k) \cdot \Delta f_k} \cdot \cos(2\pi \cdot \bar{f}_k \cdot t + \theta_k) \quad (6.2.13)$$

ここに、 $\omega_k = 2\pi f_k$ である。

(b) 応答関数による方法^{1,3)}

応答関数により不規則波形をシミュレートする方法は、線形システムの入出力関係式に基づいている。図-6.2.1の線形システムにおいて、正向きおよび逆向きのインパルス応答関数を $h(\tau)$ および $g(\tau)$ とすれば、入力 $x(t)$ と出力 $y(t)$ の間には、次式で示す関係がある。

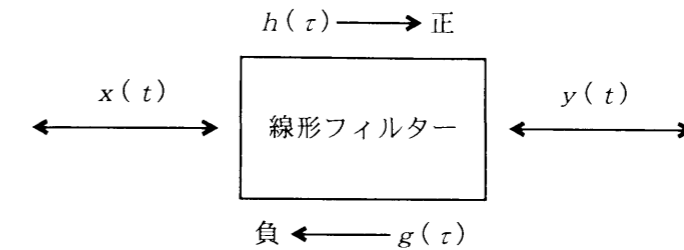


図-6.2.1 線形システムへの入出力

$$y(t) = \int_0^{\infty} h(\tau) \cdot x(t-\tau) \cdot d\tau \quad (6.2.14)$$

$$x(t) = \int_0^{\infty} g(\tau) \cdot y(t-\tau) \cdot d\tau \quad (6.2.15)$$

ここに、 τ は時間遅れである。図-6.2.1と式(6.2.14)および式(6.2.15)は、不規則波の発生という立場からは、次のように対応している。

$x(t)$: 白色雑音(一様乱数)

$y(t)$: 不規則波の波形

式(6.2.14)を、角周波数領域で示せば、次式となる。

$$S(\omega) = |H(\omega)|^2 \cdot S_{nn}(\omega) \quad (6.2.16)$$

ここに、 $S(\omega)$ は $y(t)$ のスペクトル(具体的には海の波の期待スペクトル)、 $S_{nn}(\omega)$ は $x(t)$ のスペクトル(= const.)、 $H(\omega)$ はシステム関数である。また、システム関数 $H(\omega)$ は、次式のようにインパルス応答関数のフーリエ変換である。

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega \quad (6.2.17)$$

以上のように、応答関数により不規則波をシミュレートするためには、式(6.2.16)を用いて期待スペクトルからシステム関数を求め、次に、式(6.2.17)からインパルス応答関数を求め、これを用いて式(6.2.14)により乱数値を乗じて、時間軸上で総和すればよい。具体的に、この応答関数を誘導する手順としては、次のような方法がある。

(b.1) スペクトル因子分解による方法^{1,5)}

この方法は、Neumann スペクトルを持つ不規則波のシミュレートを行う方法であり、スペクトル形を近似式で表わし、因子分解を行って周波数応答関数を求めている。このため、風速などの現実の海上における諸条件に対応する不規則波を発生させることができるが、小規模な実験施設に用いる波形としては、周期が大きくなる。この方法によって求めた周波数応答関数を式(6.2.17)に代入すると、インパルス応答関数は次式のようになる。

$$h(t) = \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{c_0}{c} \left(\frac{nU^2}{2g^2}\right)^3} \cdot \left\{ \left(-\frac{1}{\sqrt{n}}\right)^{n-3} \cdot \frac{1}{(n-1)!} \cdot t^{n-1} + \sum_{v=2}^{n-2} \frac{(n-3)(n-4)\cdots(n-v-1)}{(n-v)!(v-1)!} \cdot \left(-\frac{1}{\sqrt{n}}\right)^{n-v-2} \cdot t^{n-v} \right\} \cdot e^{-\frac{t}{\sqrt{n}}} & (t \geq 0) \\ 0 & (t \leq 0) \end{cases} \quad (6.2.18)$$

白色雑音（一様乱数）を $n(t)$ とすれば、式(6.2.18)を用いて Neumann スペクトルを持つ不規則波形は、次のようになる。

$$y(t) = \int_0^\infty h(\tau) \cdot n(t-\tau) \cdot d\tau \quad (6.2.19)$$

式(6.2.19)を離散化すれば、次のようになる。 m はずらし幅である。

$$y(i \cdot \Delta t) = \sum_{m=0}^\infty h(m \cdot \Delta t) \cdot n(i-m) \cdot \Delta t \quad (6.2.20)$$

(b. 2) 数値フィルターによる方法^{1,3)}

式(6.2.14)の応答関数 $h(\tau)$ について、フィルターの設計を容易にするために、物理的に実現可能な系の条件である $h(\tau) = 0$ ($\tau < 0$) を取りはずし、離散化近似系に直すと、次式の数値フィルター $(a_N, a_{N-1}, \dots, a_0, \dots, a_N)$ と乱数列 $(x_{j+N}, x_{j+N-1}, \dots, x_0, \dots, x_{j-N})$ によって、不規則時系列 y_j が得られる。

$$y_j = \sum_{n=-N}^N a_n \cdot x_{j-n} = \int_{-\infty}^\infty \left[\sum_{n=-N}^N a_n \cdot \delta(\tau - n \cdot \Delta t) \right] \cdot x(t-\tau) \cdot d\tau \quad (t=0, \Delta t, 2\Delta t, \dots, j\Delta t) \quad (6.2.21)$$

式(6.2.14)と式(6.2.21)を比較すれば、数値フィルター a_n と応答関数 $h(\tau)$ の関係は、次のようである。

$$h(\tau) = \sum_{n=-N}^N a_n \cdot \delta(\tau - n \cdot \Delta t) \quad (6.2.22)$$

式(6.2.17)に式(6.2.22)を代入すると、 $H(f)$ と a_n の関係が決まる。また、式(6.2.16)より $H(f)$ と $S(f)$ の関係が決まるから、最終的に数値フィルターは、次のように求まる。

$$a_n = \int_0^{\frac{1}{2\Delta t}} \sqrt{S(f)} \cdot \cos(2\pi f \cdot n \cdot \Delta t) \cdot df \quad (6.2.23)$$

これらを整理して離散化すると、次式が得られる。

$$y(i \cdot \Delta t) = h(0 \cdot \Delta t) \cdot x(i-0) \cdot \Delta t + 2 \sum_{n=1}^\infty h(n \cdot \Delta t) \cdot x(i-n) \cdot \Delta t \quad (6.2.24)$$

ここに、

$$h(n \cdot \Delta t) = 2 \sum_{l=0}^\infty \sqrt{S(f_l)} \cdot \cos(2\pi \cdot l \cdot \Delta f \cdot n \cdot \Delta t) \cdot \Delta f \quad (6.2.25)$$

(b. 3) 自己相関関数による方法^{1,6), 17)}

この方法は、線形システム論に基づき応答関数を求め、式(6.2.14)により不規則波を出力する方法であり、正の方向の応答関数 $h(\tau)$ を求めるために、負の方向の応答関数 $g(\tau)$ との関係から求めている。この $g(\tau)$ は、不規則波の自己相関関数 $r(\tau)$ から求めることができる。また、 $r(\tau)$ は、不規則波の期待スペクトル $S(f)$ から、Wiener-Khinchine の法則より求めることができる。

6.2.3 システム構成

(1) 造波装置の系統

本研究で造波の対象としている実験施設は、福井工業高等専門学校環境都市工学科に設置された長さ26m、幅0.6m、高さ0.8mの一部両面ガラス張りの2次元造波水槽である。造波機構はピストン型であり駆動機構は油圧シリンダーによる。制御装置内の関数発生器により規則波を発生させることも、また、端子から波形信号を入力し、不規則波を発生させることもできる。造波装置の系統を図-6.2.2に示す。また、システムの操作フローを図-6.2.3に示す。

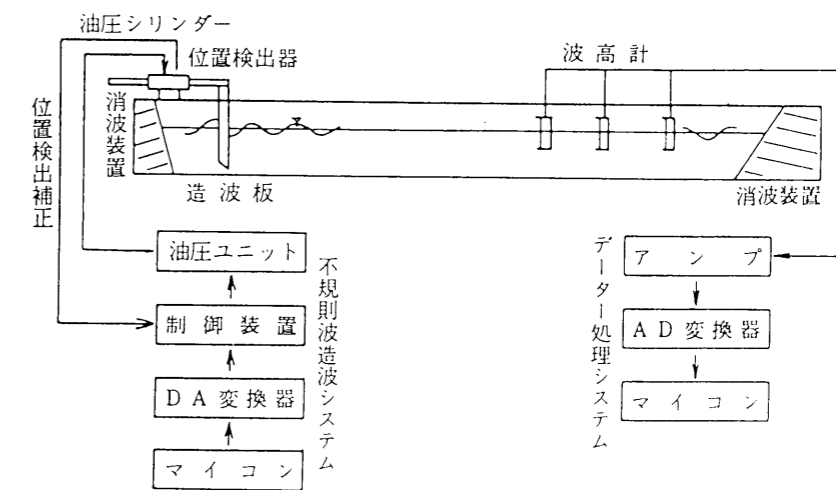


図-6.2.2 造波装置の系統

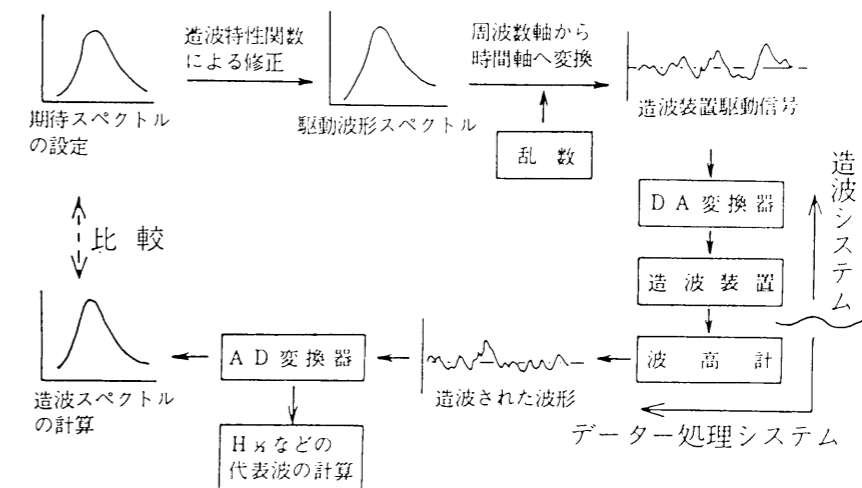


図-6.2.3 システムの操作フロー

(2) 不規則波造波システム

(a) ハードウェア構成

不規則波造波システムのハードウェア構成は、8bit マイクロコンピューターと周辺装置を利用して、拡張ユニットに分解能 12bit の DA 変換器を増設した。

(b) ソフトウェア構成^{16)~20)}

(b. 1) 不規則波発生プログラムおよび不規則波時系列データ出力プログラム

不規則波発生プログラムのフローチャートを、図-6.2.4に示す。作成した Z80 の CPU 版不規則波発生プログラムは、幾枚かの 5inch 版倍密度ディスクに分割されている。使用言語は、CP/M-80 の OS 上で FORTRAN を用いている。この中には、ユーティリティソフトウェア (EDIT80 など) が登録されていないため、修正や追加の際には、マスターディスクとプログラムディスクの 2 枚を同時に使用する。

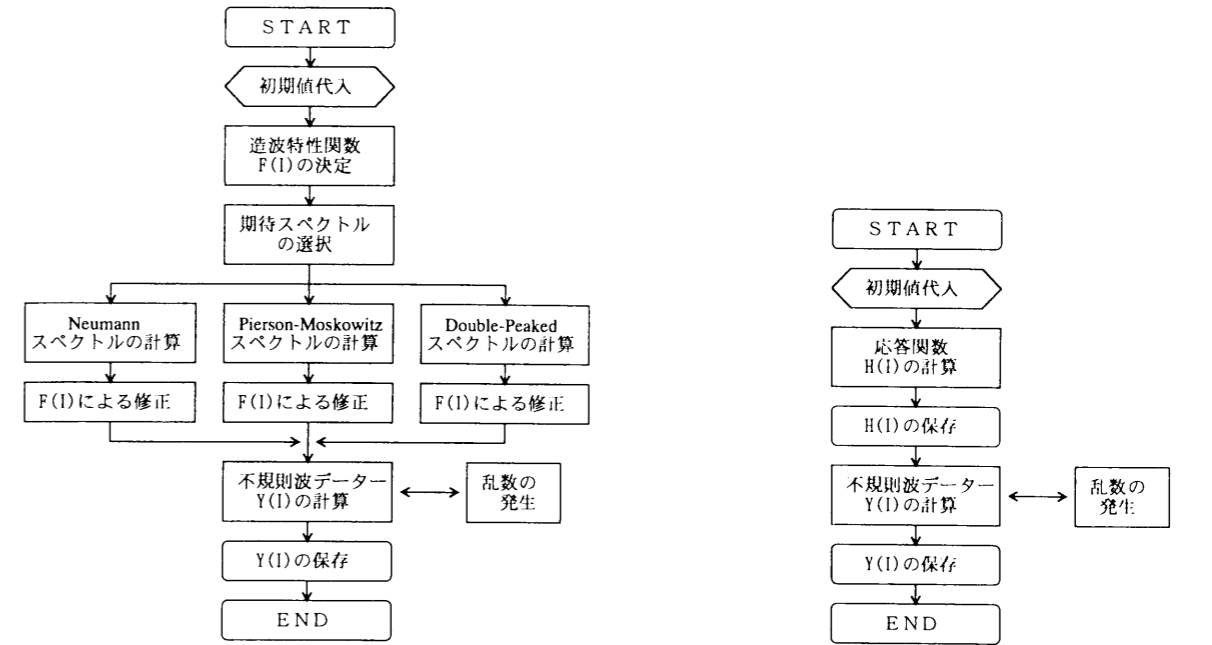
作成した不規則波プログラムは、先に説明した 4 つの方法 (フーリエ成分の重ね合わせによる直接計算法、および応答関数による方法のうちスペクトル因子分解による方法、数値フィルターによる方法、自己相関関数による方法) に対してであるが、各々の発生方法に対して、各々、No. 1 のディスクと No. 2 以下のディスクに分割してあり、次に示すプログラムあるいはデータが入っている。

発生すべきピーク周波数に応じて No. 2 以下のディスクから所要のものを選ぶ。プログラムを実行すると、時系列データが main-cpu に読み込まれた後、DA 変換器を通して電圧変動となって出力する。このルーチンは無限ループとなっているので、先に述べたように、約 350sec の時系列波形が、繰り返して出力される。終了したい場合は、リセットボタンを押す。

- ・ No. 1 のディスク
各々の発生方法によるプログラムが入っている。
- ・ No. 2, No. 3, No. 4, ……のディスク
各々の発生方法で計算した不規則波の時系列データ、および時系列データ出力のプログラムが入っている。時系列データの時間間隔は 0.05sec で、データ長は約 7,000 個である。これは、約 350sec 間に相当する。作成したスペクトルのピーク周波数は、0.5Hz から 0.1Hz 間隔に 1.5Hz までであるが、この範囲の周波数帯では、時間間隔 0.05sec で変化しても、造波板は充分滑らかに動く。

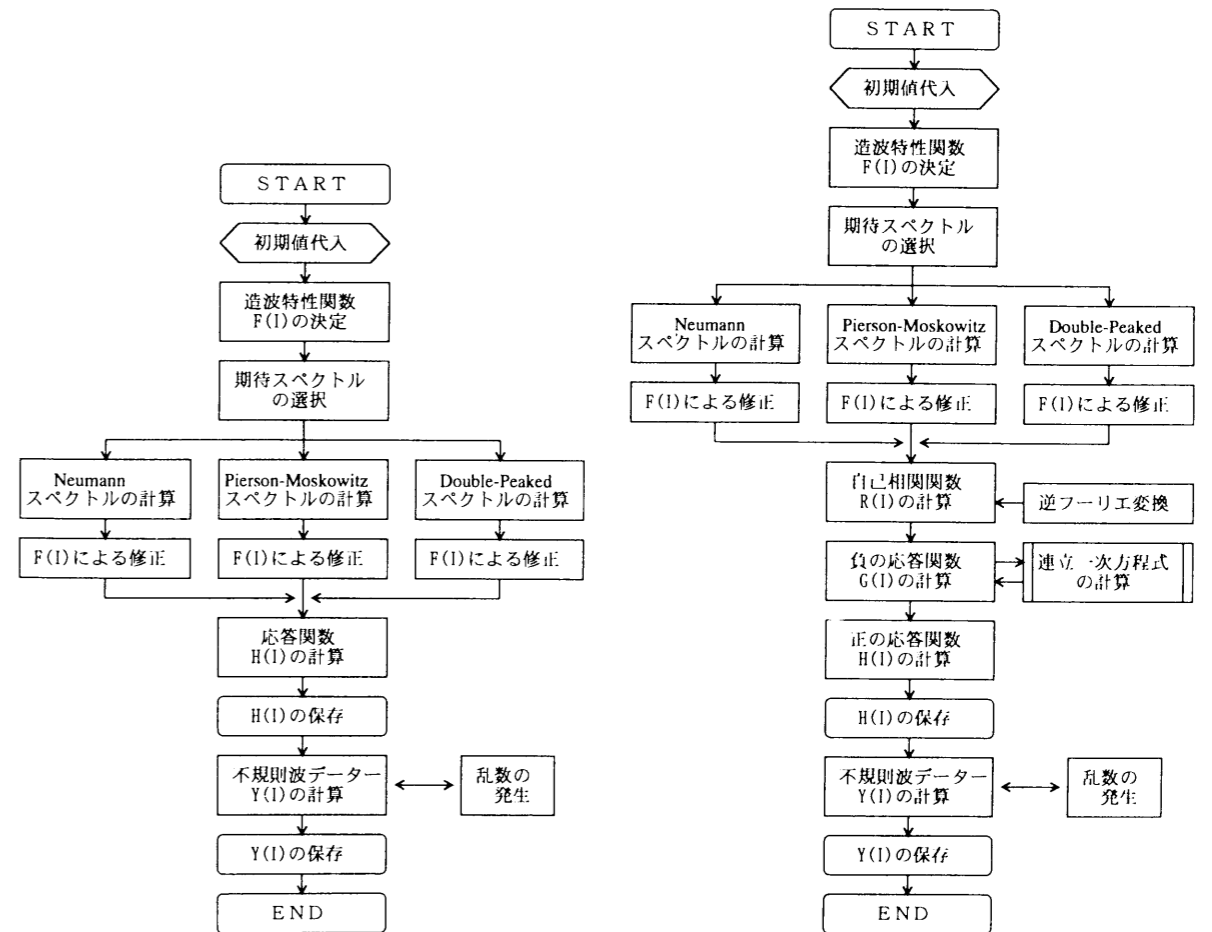
(b. 2) 応答関数および不規則波形のグラフ表示用プログラム

CP/M-80 の FORTRAN 用グラフィックサブルーチンを利用して、応答関数および波形の時系列を CRT 画面に出力し、画面のハードコピーを行うプログラムである。



(a) フーリエ成分の重ね合わせによる直接計算法

(b) スペクトル因子分解による方法



(c) 数値フィルターによる方法

(d) 自己相関関数による方法

図-6.2.4 不規則波発生プログラムのフローチャート

(3) データ処理システム

(a) ハードウェア構成

データ処理システムのハードウェア構成は、16bitのマイクロコンピュータと周辺装置である。拡張スロットに、8チャンネルで分解能12bitのAD変換器を増設してあるが、通常は一般の研究業務に用いており、一般的なシステム構成である。使用言語はBASICを主体にプログラムが作成されているが、高速演算が必要とされるループやAD変換器からの入力には、8086アセンブラとマシン語を使用している。スペクトル計算などの数値計算は、演算時間が長くなるので、FORTRANなどのコンパイラ言語が適しているが、システム開発時に市販されていた普及型の16bitマイクロコンピュータのOSソフトには、グラフィック機能が無いため、BASICを用いた。

(b) ソフトウェア構成^{16)~20)}

(b. 1) 波浪データのサンプリングプログラム

8086のCPU版波浪データ処理プログラムは、BASICを主体としているので、不規則波発生プログラムのような煩わしい操作は必要としない。全てのプログラムは一枚のディスクに収録されており、実験記録や計算結果などのデータファイルは、各々、別々のディスクに収録される。

波浪のデータ処理は、演算時間が相当必要なため、実験終了後に行った方がよい。また、実験記録の時系列を保存するためにも、生データを一旦ディスクにデータファイルとして取り込んだ方がよい。使用にあたっては、水位変化量とAD変換器への入力電圧の変化量を検定し、係数を決めた後、実験を開始する。データの時系列は、最大15,000個まで使用できる。サンプリング間隔は任意に設定できる。波形の取り出しは、ゼロアップクロス法で行っている。

(b. 2) 波浪統計処理プログラム

波浪データは、実験室内で実験時にディスクの中に記憶されているので、このデータファイルを読み出すことにより、処理が始まる。フローチャートを図6.2.5に示す。

(b. 3) スペクトル解析プログラム

このプログラムも、先の統計処理プログラムと同時に、ディスクからデータファイルを読み出すことにより処理が始まる。スペクトル解析のプログラムは、既に

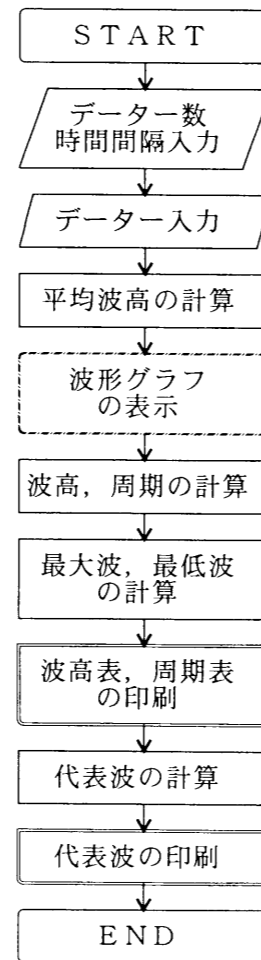


図-6.2.5 波浪統計処理プログラムのフローチャート

FORTRAN言語によるものがあるので、これを参考にBASIC言語に書き直した。また、マイクロコンピュータの記憶容量の制約があるので、1次元のプログラム(パワースペクトルと自己相関関数を計算)と2次元のプログラム(クロススペクトル, 相互相関関数, 位相角およびコヒーレンシーを計算)を別々に作成し、1次元のプログラムでは、データ総数を大きく取った。作成したプログラムのスペクトル推定法は、Blackman-Tukey法とFFT法である。

(b. 4) グラフ表示プログラム

このプログラムは、スペクトル解析を行った結果を、CRT画面にグラフ表示、あるいは、プリンタ用紙にハードコピーする。プログラムを実行すると、ディスクのファイルからデータが読み込まれ、画面上に、図-6.2.6の表示が出るので、必要な番号を入力するとグラフが表示される。また、ハードコピーを行うかの選択も行う。

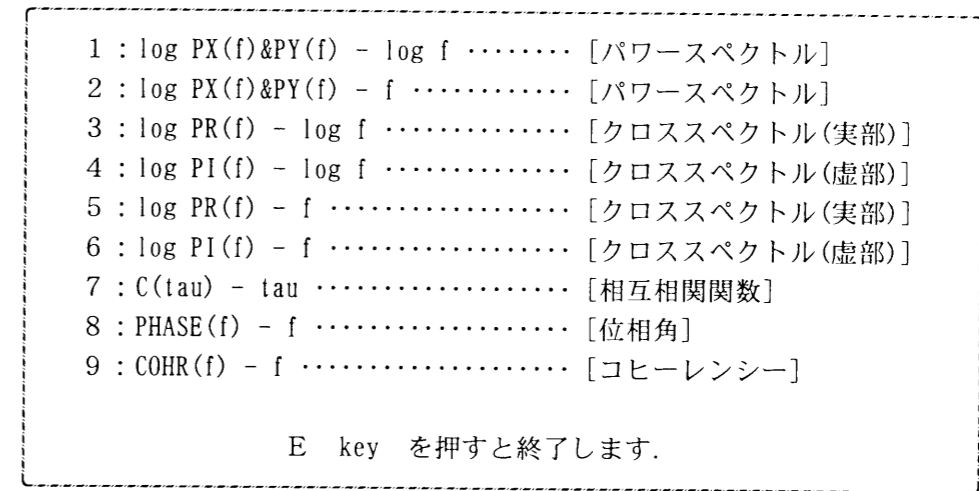
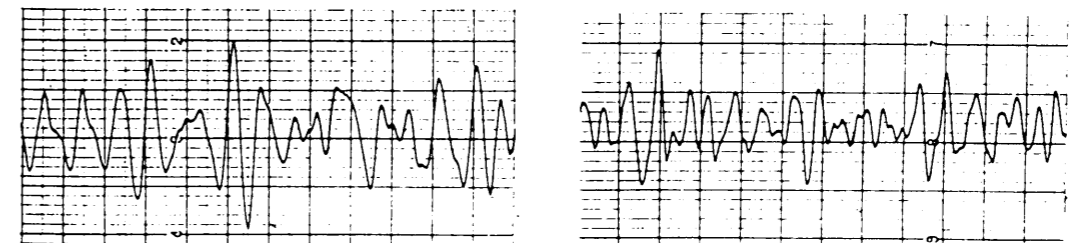


図-6.2.6 グラフ表示の選択 (CRT画面のハードコピー)

6.2.5 システムの実用化

(1) 不規則波の造波

期待スペクトルに、ピーク周波数0.5HzのPierson-Moskowitzスペクトルを使用し、フーリエ成分の重ね合せによる方法で不規則波を発生させた例を、図-6.2.7に示す。図(a)は油圧装置への入力電圧波形であり、図(b)は、造波された波を測定した波高計アンブからの出力波形を示す。



(a) 油圧装置への入力波形 (b) 波高計からの出力波形

図-6.2.7 不規則波の造波例 (ペン書きレコーダーより)

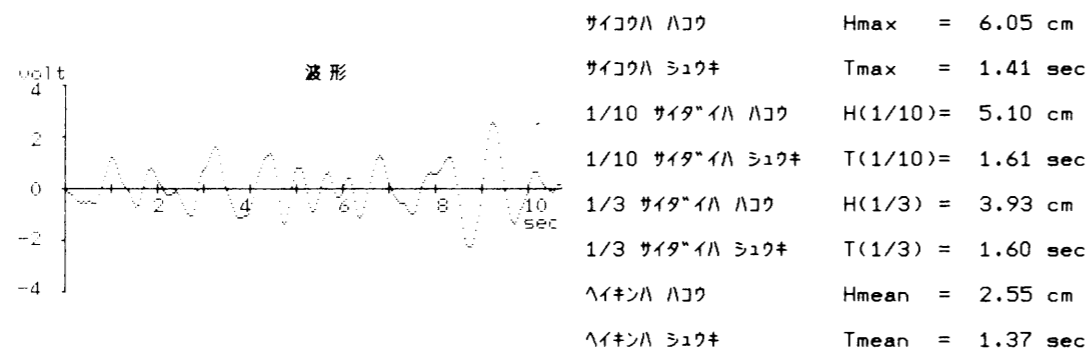
(2) 不規則波の解析

(a) 波浪統計の計算

データ数5,000個, サンプル間隔0.05secで計算された結果を, 図-6.2.8に示す.

(b) スペクトルの計算

Blackman-Tukey 法で, データ数4,096個, 最大ラグ410, サンプル間隔0.05secで計算した例を, 図-6.2.9に示す. これによると, 造波された不規則波のスペクトルは, 期待スペクトルである Pierson-Moskowitz スペクトルの形状を満足することが分かる.



(a) 波高計の出力波形 (b) 代表波の統計量

図-6.2.8 波浪統計の計算例 (CRT画面のハードコピー)

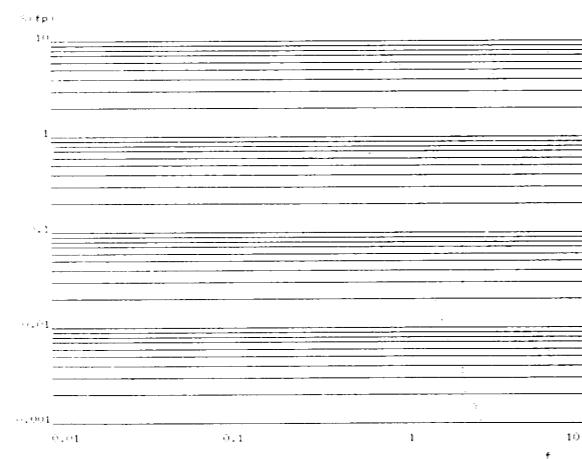


図-6.2.9 期待スペクトルと造波された波のスペクトル (CRT画面のハードコピー)

6.3 浅海域における不規則波の波高変化

6.3.1 実験方法

(1) 実験装置

実験は, 福井工業高等専門学校環境都市工学科に設置された長さ26m, 幅60m, 深さ80m, 一部両面ガラス張りの2次元造波水槽を用いて行った. 実験装置の概要を図-6.3.1に示す. 水槽の一端には, 消波装置として厚み6cmのスチロールを12枚重ねて設置してあり, もう一端には一様勾配の斜面が設置してある. 傾斜の勾配は1/30であり, 鉄製の枠組みの上面に耐水性ベニヤ板が張り付けである. 造波機構はピストン型であり, 駆動機構は油圧シリンダーによる. 制御装置内の関数発生器により規則波を発生させることも, また, 端子から電圧変動を入力して不規則波を発生させることもできる. 不規則波の造波システムおよびデータ処理システムは, 6.2で開発した方法によって作成した. 造波システムは, 8chのAD変換器を内蔵したマイクロコンピュータ一式からなっている. 実験では, 直接にマイクロコンピュータを制御装置に接続せず, 前もってマイクロコンピュータで作成してディスク内に保存されている不規則波の時間変化を, データレコーダーのテープに記録し, 実験時にテープを再生する方法で不規則波を発生させた. 作成した不規則波の期待スペクトルは, 外洋の発達した海洋波の観測結果をもとに, 実測記録を整理して提案された Pierson-Moskowitz 形のスペクトルである.

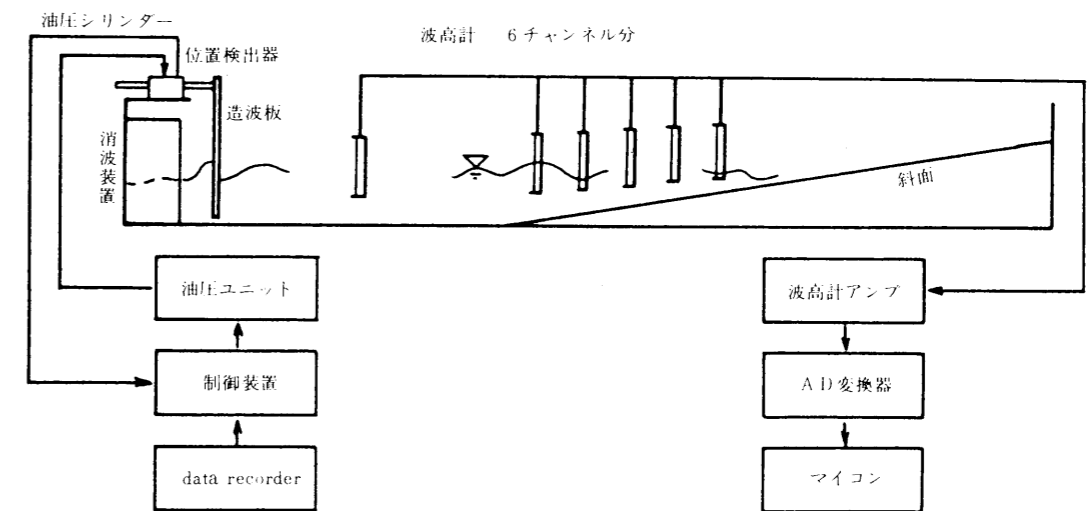


図-6.3.1 実験装置の概要

(2) 実験方法

造波された不規則波の特性を表-6.3.1に示す. また, 同時に行った規則波の実験の諸元を表-6.3.2に示す. 実験に用いた不規則波のピーク周波数 f_p は, 0.5Hz, 0.75Hz, 1.0Hz, 1.5Hzの4種類であり, また, 制御装置の出力を調整することにより, 同じピーク周波数を持った波高の大きい波と小さい波の2種類, 合計8種類の不規則波を造波した. 表-6.3.1および表-6.3.2には, 造

波された不規則波および規則波を水槽側面から観察した碎波形式も示されている。この条件で造波された不規則波の碎波帯の区域は、図-6.3.5および図-6.3.6に示されている。

水槽に水深30cmで水を張り、図-6.3.2に示すように、静水面と斜面の交線、つまり静水面汀線から沖側へ30cmの位置より50cm間隔で15個所、および造波板から岸側へ3mの位置に1個所、合計16個所で波高を測定した。

実験の前後には、波高計のキャリブレーションを行うために波高計を上下して、波高計アンプからの出力電圧値を読み取り、水位変化と電圧変化とを対応させた。また、静水面の位置を決めるために、波高計を測定位置に固定した後、波高計アンプの出力と zero-point とを固定して、静水面の出力電圧値を読んだ。キャリブレーションによる電圧変動値は、入力範囲±5 volt、分解能12bitのAD変換器を内蔵したマイクロコンピュータを介して、プリンタ用紙に出力して整理した。

実際の測定には、所有している波高計が6チャンネル分なので、次の手順で測定を3回に分けて、16個所の測定を行った。

- ①静水面の状態では波高計を図-6.3.2に示す測定点1、4、7、10、13、16の6個所に固定して、静水面の位置を示す出力電圧値をプリンターに出力する。また、波高計の zero-point を固定する。
- ②所要のスペクトル形を持つ不規則波形が録音されたテープを、データレコーダーで再生して、造波を開始する。
- ③造波開始後、180sec後に、マイクロコンピュータのプログラムを実行して、波高測定を開始する。測定された値は、マイクロコンピュータのCPUに記憶されるが、測定終了後、直ちにディスクケットに転送して保存する。測定時間は180sec間であり、サンプリング間隔は0.04sec、データ数は4,500個である。
- ④データレコーダーを停止し、造波を終了する。テープを巻き戻す。
- ⑤波高計を測定点2、5、8、11、14、16に移動し、手順①から手順④を繰り返す。
- ⑥同様に、測定点3、6、9、12、15、16に移動し、手順①から手順④を繰り返す。

以上の実験中、制御装置の出力は固定してあるので、3回の測定とも、全く同じ条件で不規則波の時間変化を測定をしたことになる。

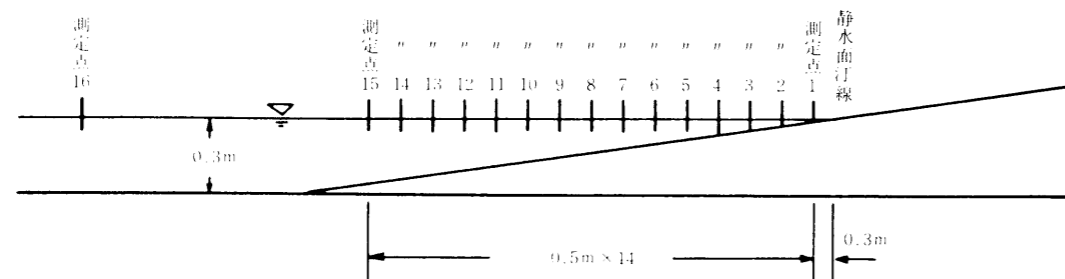


図-6.3.2 海浜形状と波高測定的位置

表-6.3.1 実験波の諸元（不規則波）

	f_p Hz	H_{max} cm	$H_{1/3}$ cm	H_{mean} cm	T_{max} sec	$T_{1/3}$ sec	T_{mean} sec	碎波形式の割合%			碎波帯内の測定点
								崩れ波	巻き波	砕け寄せ波	
Run-11	0.50	7.91	4.62	2.72	1.71	1.71	1.27	30	70	0	1~5
Run-12	0.50	4.08	2.57	1.54	1.64	1.72	1.30	70	30	0	1~3
Run-21	0.75	11.05	6.33	4.03	1.30	1.09	0.95	30	70	0	1~8
Run-22	0.75	4.92	3.32	2.11	0.88	1.11	0.93	90	10	0	1~3
Run-31	1.00	10.23	7.09	4.82	0.92	0.93	0.86	10	90	0	1~10
Run-32	1.00	8.06	4.24	2.90	0.83	0.91	0.83	70	30	0	1~5
Run-41	1.50	9.05	5.44	3.75	0.65	0.68	0.66	90	10	0	1~8
Run-42	1.50	6.14	3.76	2.39	0.63	0.63	0.62	100	0	0	1~4

表-6.3.2 実験波の諸元（規則波）

	周波数 Hz	一様水深部の波高 cm	沖波 換算波高 cm	沖波 波形勾配	碎波水深 cm	遡上点の位置	碎波形式
Run-2	0.75	7.84	8.48	0.0306	9.67	汀線より33cm	崩れ波(巻き波を含む)
Run-3	1.00	8.86	9.69	0.0621	10.83	汀線より27cm	崩れ波

(3) データの処理方法

波別解析法によるデータの解析は、ゼロアップクロス法で行った。スペクトル解析は、データ数2,048個でFFT法で行った。計算された1次スペクトルは激しく振動しているため平滑化を行う必要があるが、三角形 filter および hanning-filter を適用して比較検討した結果、hanning-filter を用いて30回の平滑化を行った。計算は全てマイクロコンピュータで行い、計算結果をCRT画面に出力後、プリンター用紙にハードコピーで出力した。

6.3.2 実験結果

(1) 波別解析法による波高変化の取り扱い

(a) 水深減少に伴う波高の頻度分布の変化

図-6.3.3は、水深減少に伴って、波高の頻度分布がどのように変化するかを示す。実験では、表-6.3.1に示すように、各々のピーク周波数に対して、波高の大きいケースと小さいケースについて測定を行ったが、整理した結果によると、特に有意な差は見られなかったため、波高の大きい実験ケースのみを示した。図の横軸は、波高をその測定位置における平均波高で除して無次元表示したものであり、縦軸は度数を示す。どの測定位置で碎波が生じているかは、図-6.3.5と図-6.3.6

の図中に示されているが、概ね、 $f_p=0.5\text{Hz}$ で測定点1と4、 $f_p=0.75\text{Hz}$ 、 $f_p=1.0\text{Hz}$ および $f_p=1.5\text{Hz}$ で測定点1と4と7が碎波帯にある。これによると、一様水深部における波高の頻度分布は、ピーク周波数の小さいRun-11では、 H/H_{mean} が0.6前後でピークを生じており、Run-21で0.8前後、Run-31で0.9前後、ピーク周波数の一番大きいRun-41で1.0前後でピークを生じている。

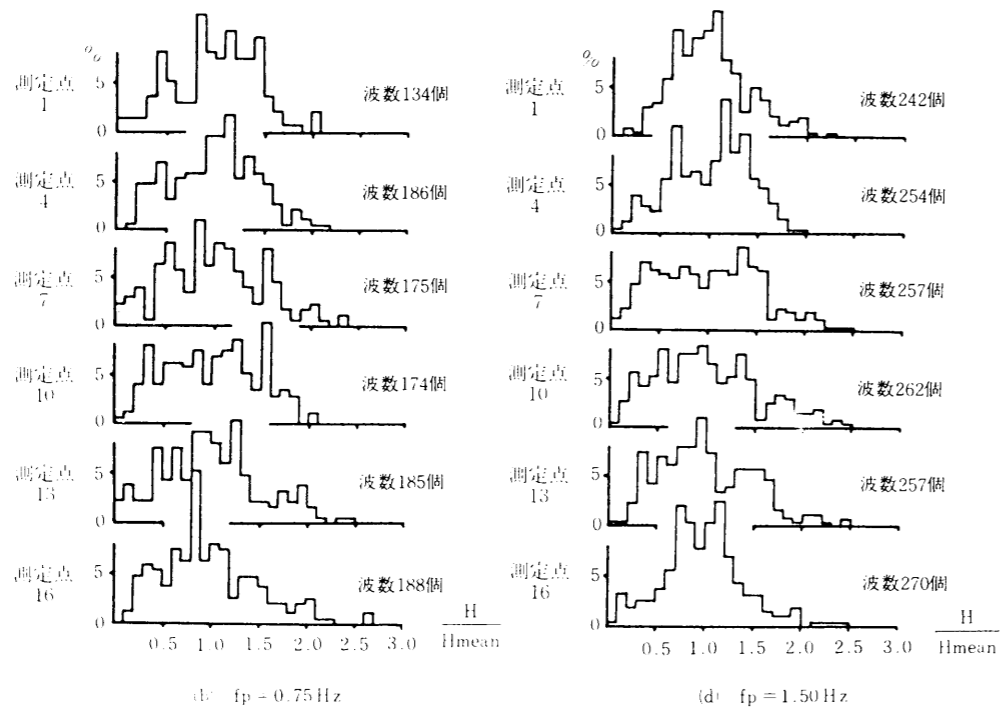
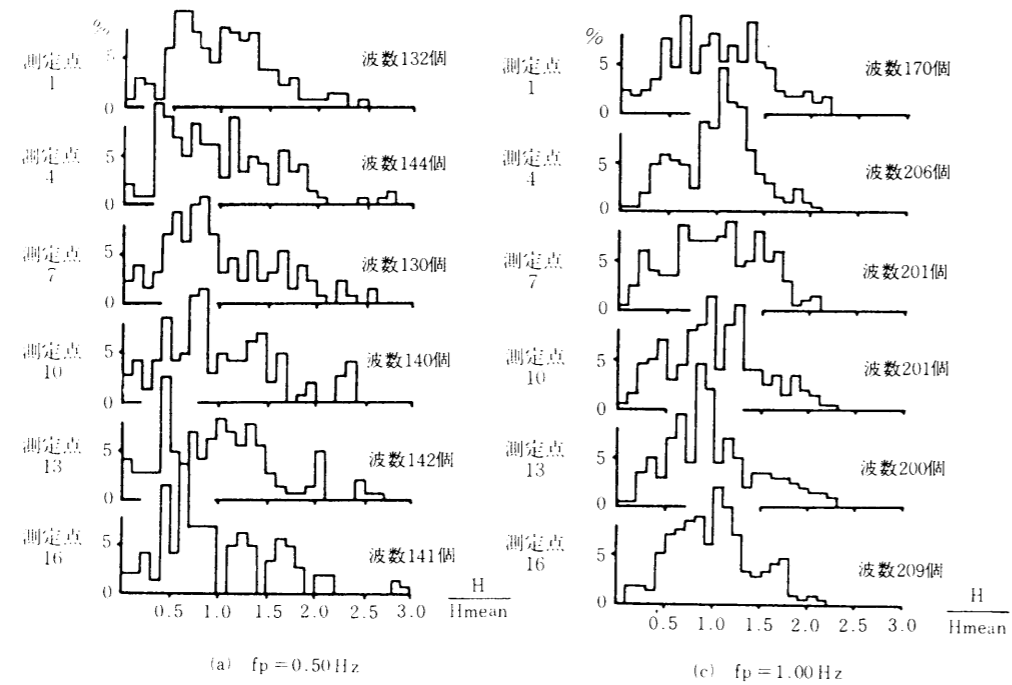


図-6.3.3 水深減少に伴う波高の頻度分布の変化 (波高の大きい不規則波の場合)

(b) 水深減少に伴う周期の頻度分布の変化

図-6.3.4は、水深減少に伴って周期の頻度分布がどのように変化するかを示す。図-6.3.4の横軸は、波の周期をその測定点における平均周期で除して無次元表示したものであり、縦軸は度数を示す。これによると、一様水深部における周期の頻度分布は、ピーク周波数によらず T/T_{mean} が1.0

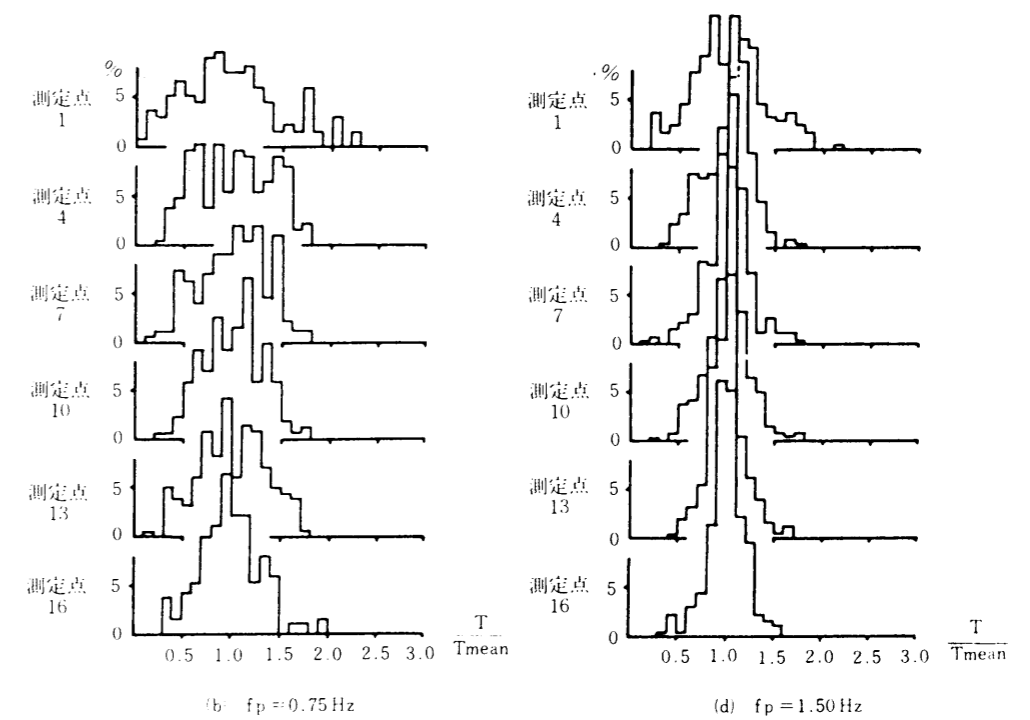
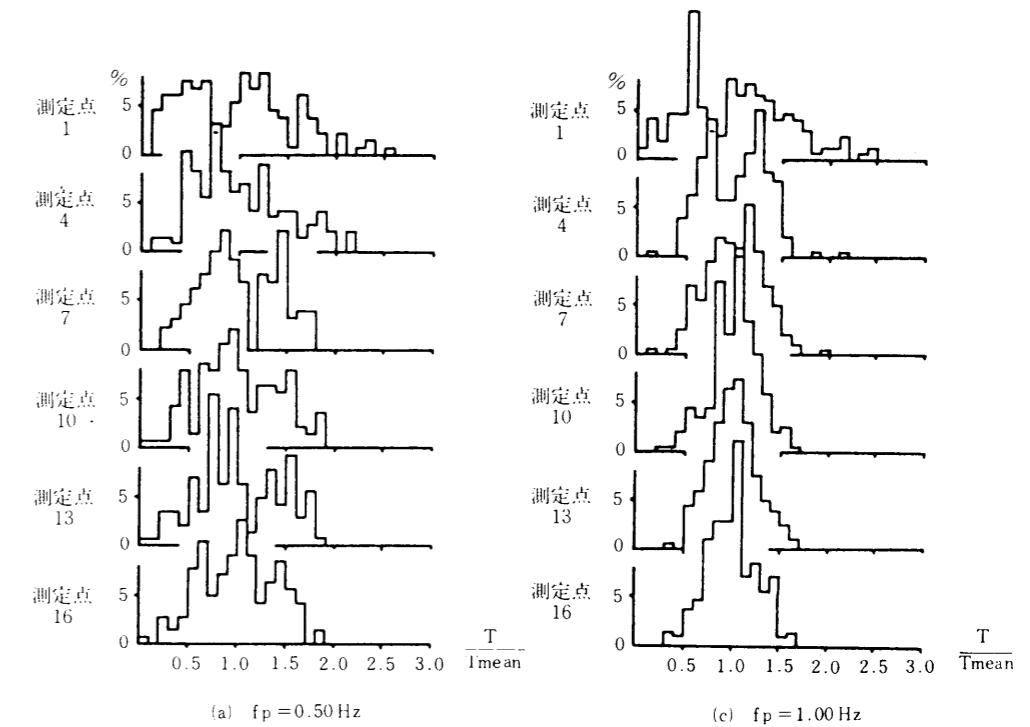


図-6.3.4 水深減少に伴う周期の頻度分布の変化 (波高の大きい不規則波の場合)

前後で出現度数の大きなピークを生じている。ピーク周波数の違いによる頻度分布の集中度の特徴をみると、ピーク周波数の小さいRun-11では、一様水深部、沖浜帯、砕波帯および波打ち帯と、どの測定点でも集中度が小さいのに対し、ピーク周波数の大きいRun-41では、どの測定点でも集中度が大きい。測定位置による頻度分布の集中度の差を見ると、一様水深部である測定点16から斜面上を進行し、砕波帯に入ると同時に、周期の小さい波と周期の大きい波の出現度数が増し、特に波打ち帯である測定点1では、 T/T_{mean} が2.0以上の波が多数存在し、逆に T/T_{mean} が小さい波の出現度数も増し、全体的な分布は偏平となっている。

(c) 水深減少に伴う波の場所的变化

図-6.3.5と図-6.3.6は、水深減少に伴って、波の主な特性値である波高、周期、平均水位および総エネルギー量が、どのように変化するかをみたものである。横軸は静水面汀線からの距離である。また、有義波高 $H_{1/3}$ と平均波高 H_{mean} は、沖波換算有義波高 $H_{0.1/3}$ と沖波換算平均波高 $H_{0.05}$ を算出して基準化してある。平均水位は、180sec間に0.04secごとに測定した4,500個の波高記録を単純平均し、静水面状態での水位を差し引いて求めた。このように、波高記録を単純平均した場合には、測定時間の長短による誤差が問題となるが、測定時間が180secでデータ数が4,500個程度であれば、測定時間の長短による水位差は微小であった。総エネルギー量は、波のエネルギースペクトル密度の積分値として求められるが、2次元造波水槽実験の場合には、6.3.2(2)で考察する1次元パワースペクトル密度 $S(f)$ を、周波数の全範囲にわたって積分したものであり、次式で定義される。

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (6.3.1)$$

(c. 1) 波高の場所的变化

図-6.3.5をみると、ピーク周波数が0.50Hzと小さい図(a)では、沖浜帯の波高は一様水深部よりも少し大きくなったのち、砕波帯に入り徐々に小さくなっている。これに対し、 $f_p=0.75$ Hzの場合は、浅水変形による波高の増加は見られず、ピーク周波数の大きい図(d)の $f_p=1.5$ Hzの場合にも、波高の増加は全く見られない。規則波では、沖浜帯では浅水変形によって顕著に波高が増大するが、これとは異なる傾向にある。また、規則波では、砕波点において波高が最大となり、その後、砕波して急激に波高が小さくなるが、不規則波の場合には徐々に小さくなっている。なお、図-6.3.6は、波高の小さい不規則波の場合である。

(c. 2) 周期の場所的变化

規則波の場合は、浅水変化や砕波によって周期は変化しないが、不規則波の場合には、図-6.3.5に示されるように周期は変化する。ピーク周波数が小さい場合には、砕波帯で一旦周期が小さくなった後、再び急激に大きくなっている。周期が小さくなることは、砕波によってソリトン分裂が生じたことが推定され、その後、波打ち帯では、周期の小さい波が先に進行した波の戻り流れと合成されて、全体的に波数が少なくなり、周期が大きくなるようである。ピーク周波数の大きい不規則波の場合には、浅水変形により徐々に周期が大きくなり、砕波帯の岸寄りでは急激に大きくなっている。

また、有義周期と平均周期を比べると、岸に向かうにつれて有義周期の変化が大きいことから、全

体的に周期の大きい波の数が増加し、周期の小さい波の数が減少していることが分かる。ピーク周波数が同じで波高の大きい波と小さい波を比べると、波高の大きい不規則波の方が、周期の変化は大きいようである。

(c. 3) 平均水位の場所的变化

海底に勾配のある海岸に押し寄せる波浪の特性の1つとして、砕波帯直前の wave-setdown および砕波後の wave-setup の存在が知られているが、これによって生じる砕波帯内の流れは、波の遡上や漂砂移動などに大きな影響を与える。図-6.3.5と図-6.3.6によれば、不規則波の wave-setdown は、余り明確でなく、wave-setup は砕波帯の岸寄りで生じている。図-6.3.7に示すように、規則波の場合には、wave-setdown は砕波点のかなり沖寄りで生じているが、不規則波の場合には、砕波帯の沖寄りで砕波した波の wave-setup が発生する区間と、砕波帯の岸寄りで砕波した波の wave-setdown が発生する区間が重なるため、wave-setdown が明確に見られないものと思われる。また、wave-setup も、同程度の波高を持つ規則波に比べて小さいようである。

(c. 4) 波の総エネルギー量の場所的变化

式(6.3.1)で定義した波の総エネルギー量は、岸方向に徐々に減少し、砕波帯に入り波高が減少する地点より岸側では、減少の割合が大きくなっている。

(d) 規則波の場合の水深減少による波の特性の場所的变化

不規則波と比較するために、規則波についても同様な実験を行ったが、これを図-6.3.7に示す。実験方法や測定位置は、不規則波と同様であり、波の諸元は表-6.3.2に示した通りである。

(d. 1) 波高の場所的变化

図-6.3.7をみると、沖浜帯より砕波点に至るまで波高は徐々に増加し、砕波点より急激に減少している。波高の増加は、波形勾配の小さい波の方が大きいようであり、これは不規則波の結果と同じ傾向を示すが、規則波では砕波点固定しているため、砕波点より岸側で急激な波高の減少が表れている。急激な波高の減少はエネルギーが瞬時に散逸されることになり、これにより大規模な渦の形成と共に、底質を大きく移動させる。このことは、同程度の波高に対しては、不規則波では規則波よりも海浜変形を生じにくいということになる。

(d. 2) 波峰(wave-crest)と波谷(wave-trough)の場所的变化

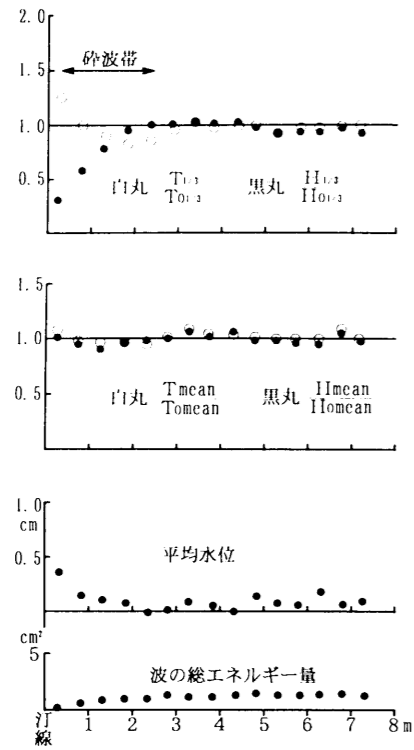
波峰は、砕波点までは上昇して砕波後減少するが、波谷は、沖浜帯より岸に向って徐々に上昇して、砕波点の沖側からは上昇量が大きくなるようである。

(d. 3) 平均水位の場所的变化

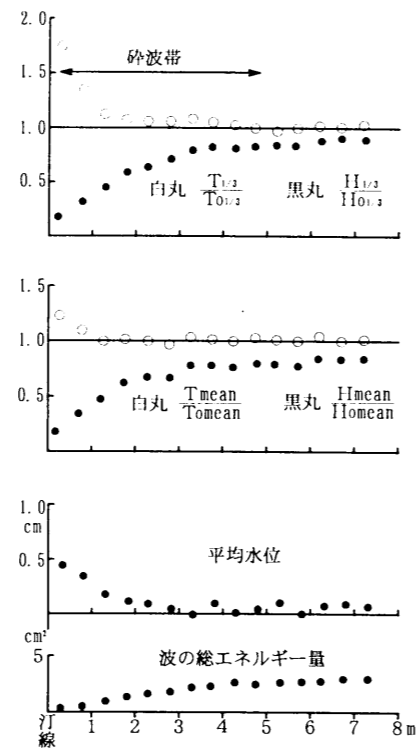
砕波点の沖側では、wave-setdown が明確に表れており、砕波後は急激な wave-setup が見られる。上昇量は、同程度の波高に対しては、規則波の方が不規則波よりも大きいようである。このことは、規則波の方が戻り流れが大きいことになる。

(d. 4) 波の総エネルギー量の場所的变化

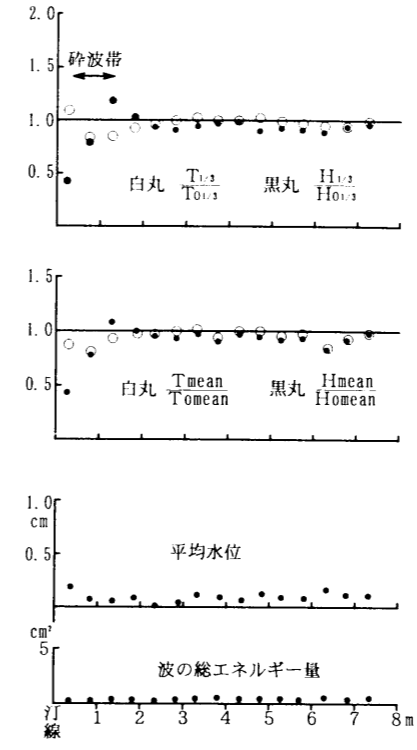
砕波点より急激に減少しており、特に段波の発生地点、あるいは突っ込み点でのエネルギー減少が大きいようである。これは、この地点での底質移動、海浜変形が特に激しいことを示すものであろう。



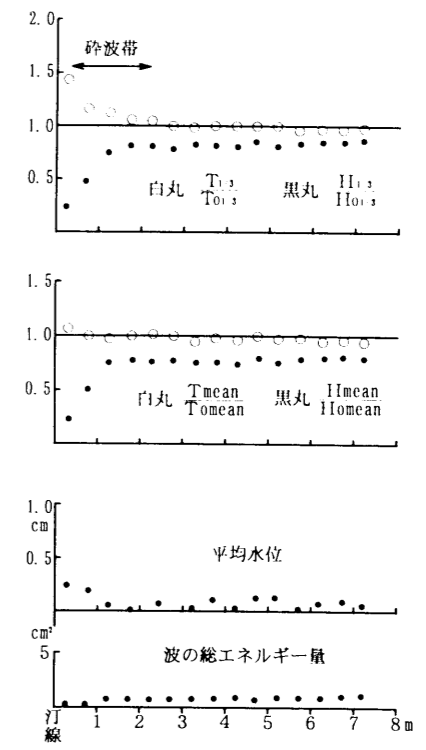
(a) $f_p=0.50\text{Hz}$



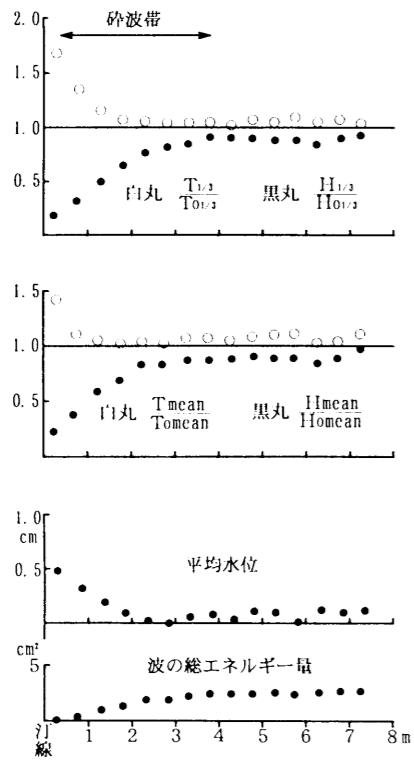
(c) $f_p=1.00\text{Hz}$



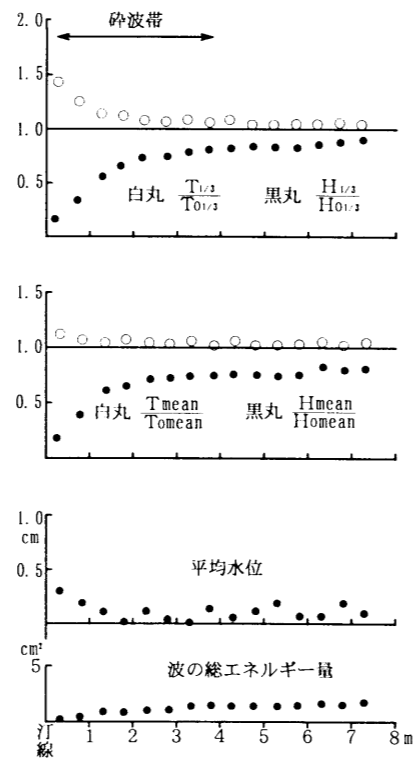
(a) $f_p=0.50\text{Hz}$



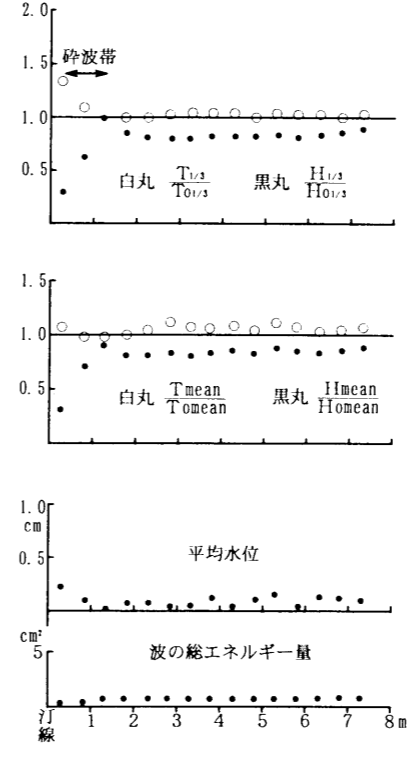
(c) $f_p=1.00\text{Hz}$



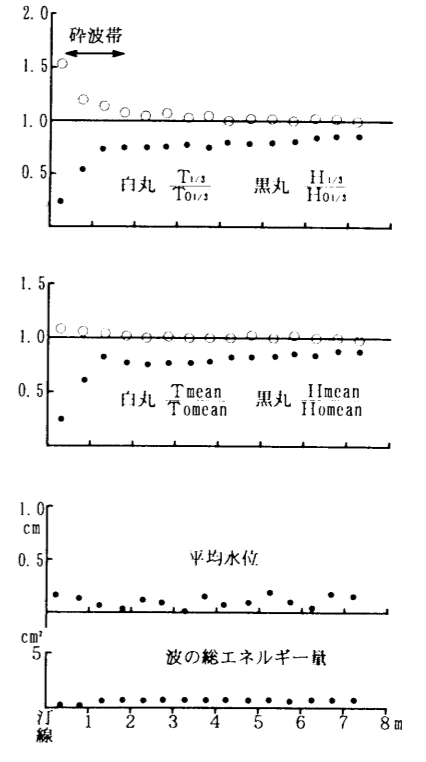
(b) $f_p=0.75\text{Hz}$



(d) $f_p=1.50\text{Hz}$



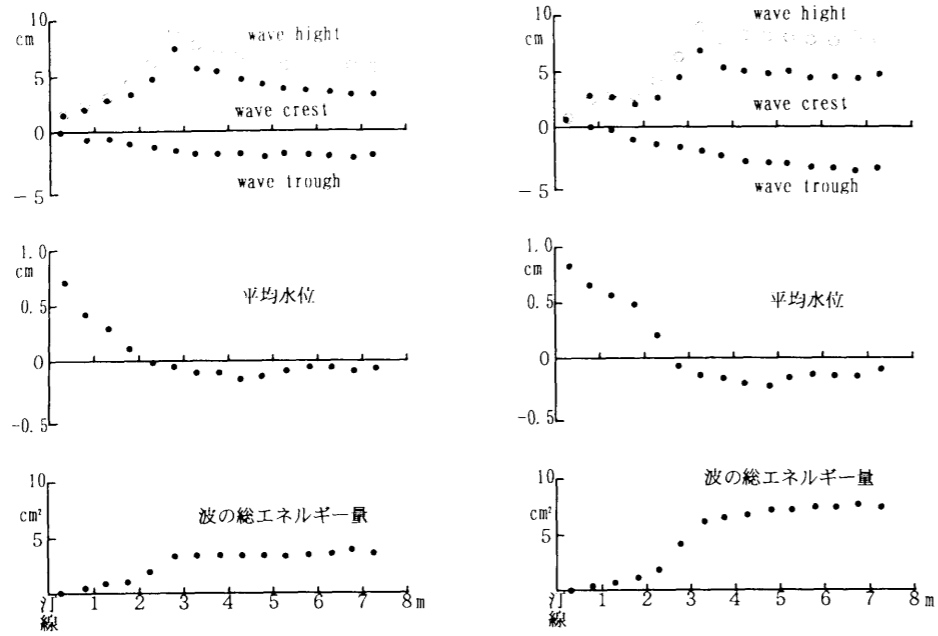
(b) $f_p=0.75\text{Hz}$



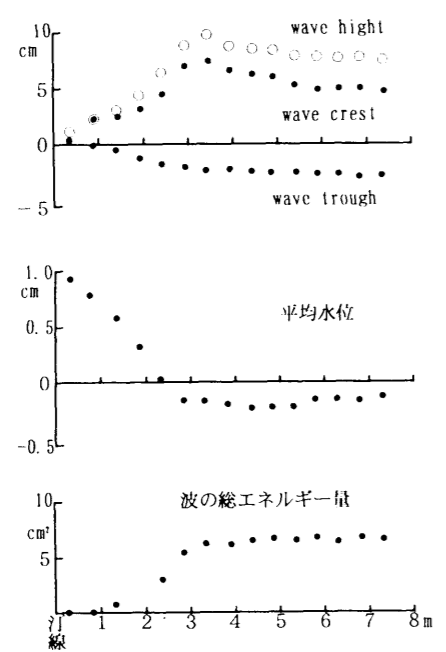
(d) $f_p=1.50\text{Hz}$

図-6.3.5 水深減少に伴う波の特性の場所的变化 (波高の大きい不規則波の場合)

図-6.3.6 水深減少に伴う波の特性の場所的变化 (波高の小さい不規則波の場合)



(a) $f=0.50\text{Hz}$ (c) $f=1.00\text{Hz}$



(b) $f=0.75\text{Hz}$

図-6.3.7 水深減少に伴う波の特性の場所的变化 (規則波の場合)

(2) スペクトル解析法による波高変化の取り扱い

図-6.3.8と図-6.3.9に、波高の大きい場合と小さい場合の不規則波の波高のパワースペクトルの変化を、また、図-6.3.10に、規則波の波高のパワースペクトルの変化を示す。

(a) 不規則波の波高のパワースペクトル

図-6.3.8と図-6.3.9をみると、一様水深部の測定点16では、スペクトルの慣性領域を示す -5 乗則が成立している。沖浜帯を浅水変形しながら岸方向に進行するにつれ、次の特徴が表れている。

- ① ピークエネルギーが徐々に減少していき、砕波帯から急激に減少する。
- ② 砕波帯では、主ピークの周波数が、低周波数側へ若干移動する。
- ③ 砕波帯に入り、5 Hz前後の高周波数帯のエネルギー密度が増加し、その後、波打ち帯の測定点1では、再び減少する。

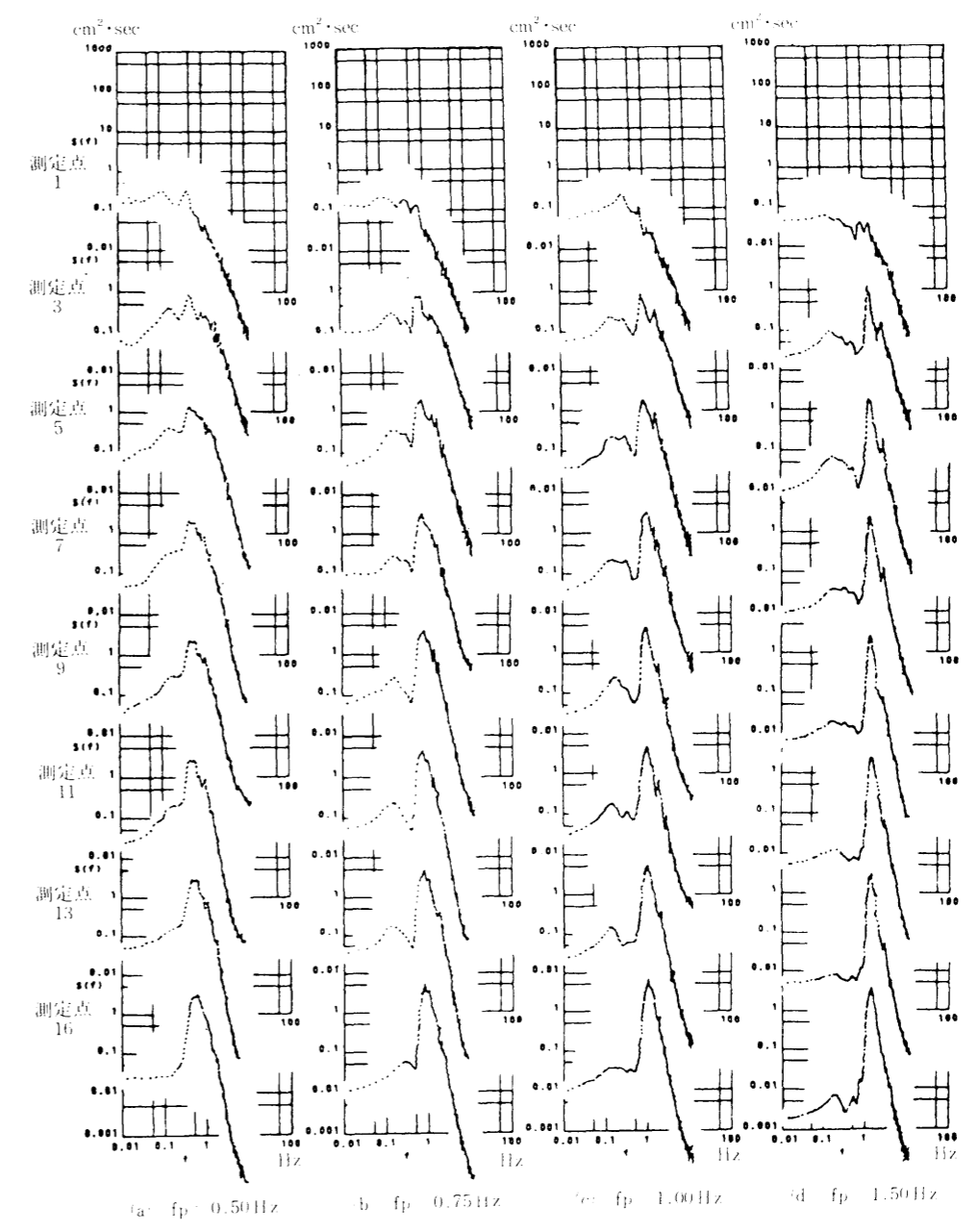


図-6.3.8 波高のパワースペクトルの変化 (波高の大きい不規則波の場合)

- ④ 砕波後、低周波数帯のエネルギー密度が増大する。
- ⑤ 沖浜帯では鋭敏なスペクトルであったものが、浅水変形後、特に砕波後は、広い周波数帯域にエネルギーが分布してくる。
- ⑥ ピーク周波数の大きい不規則波の方が、ピーク周波数の小さい不規則波よりも、スペクトルの形状が鋭敏である。
- ⑦ ピーク周波数の大きい不規則波は、砕波後のエネルギー減少が著しく大きい。

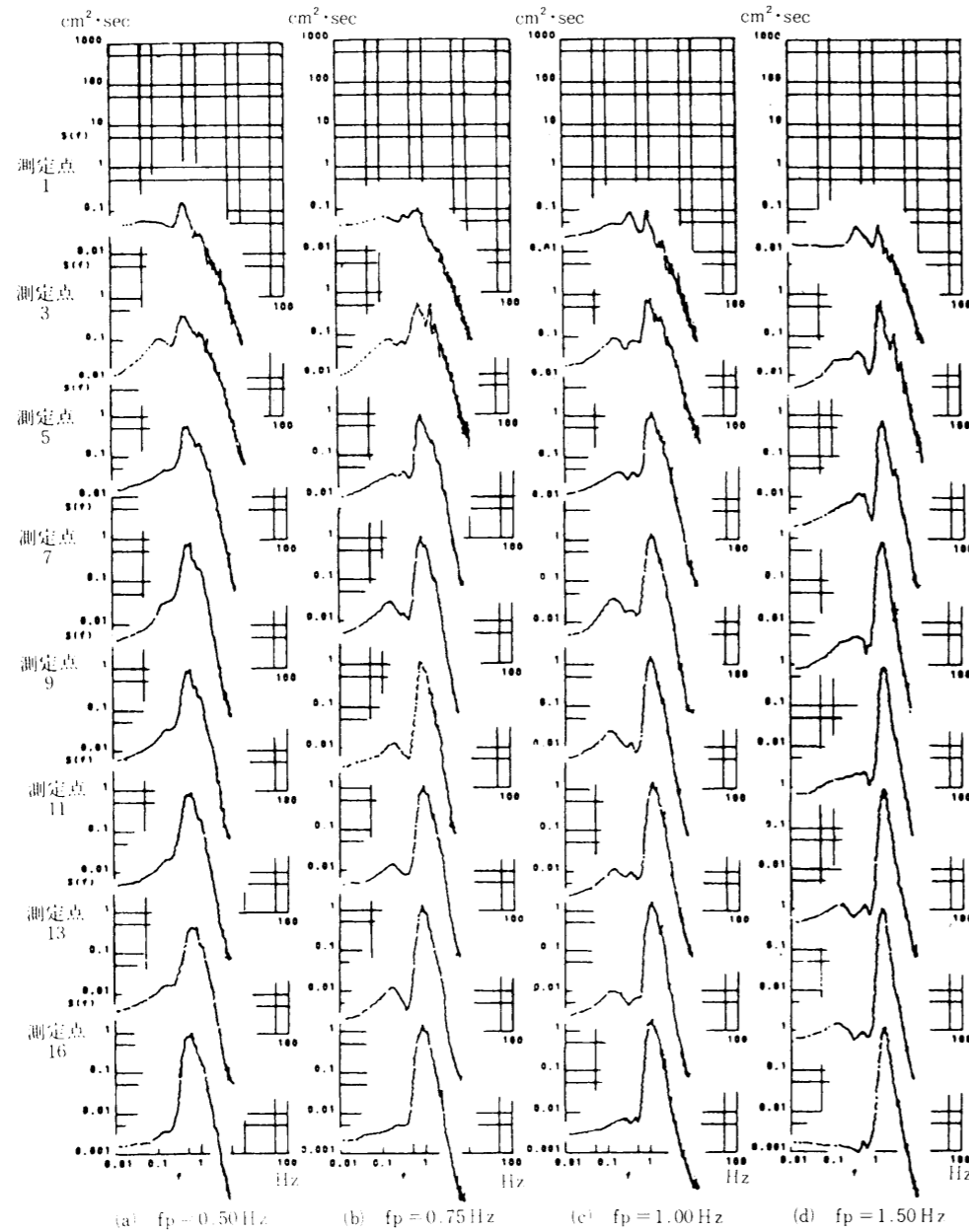


図-6.3.9 波高のパワースペクトルの変化 (波高の小さい不規則波の場合)

(b) 規則波の波高のパワースペクトル

図-6.3.10より、規則波の波高スペクトルは、不規則波の波高スペクトルに比べ、次の特徴のあることが分かった。

- ① 2倍周波数や3倍周波数などの倍周波数が、明確に表れている。
- ② 砕波後も、倍周波数でのエネルギーピークは明確である。
- ③ 倍周波数は、ピーク周波数の大きい波の方が明確に表れている。
- ④ エネルギーピークの周波数は、不規則波とは異なり、浅水変形後も砕波後も変化がない。
- ⑤ 砕波点から突っ込み点にかけて、高周波数帯および低周波数帯でのエネルギー密度が急増し、その後、波打ち帯では減少する。

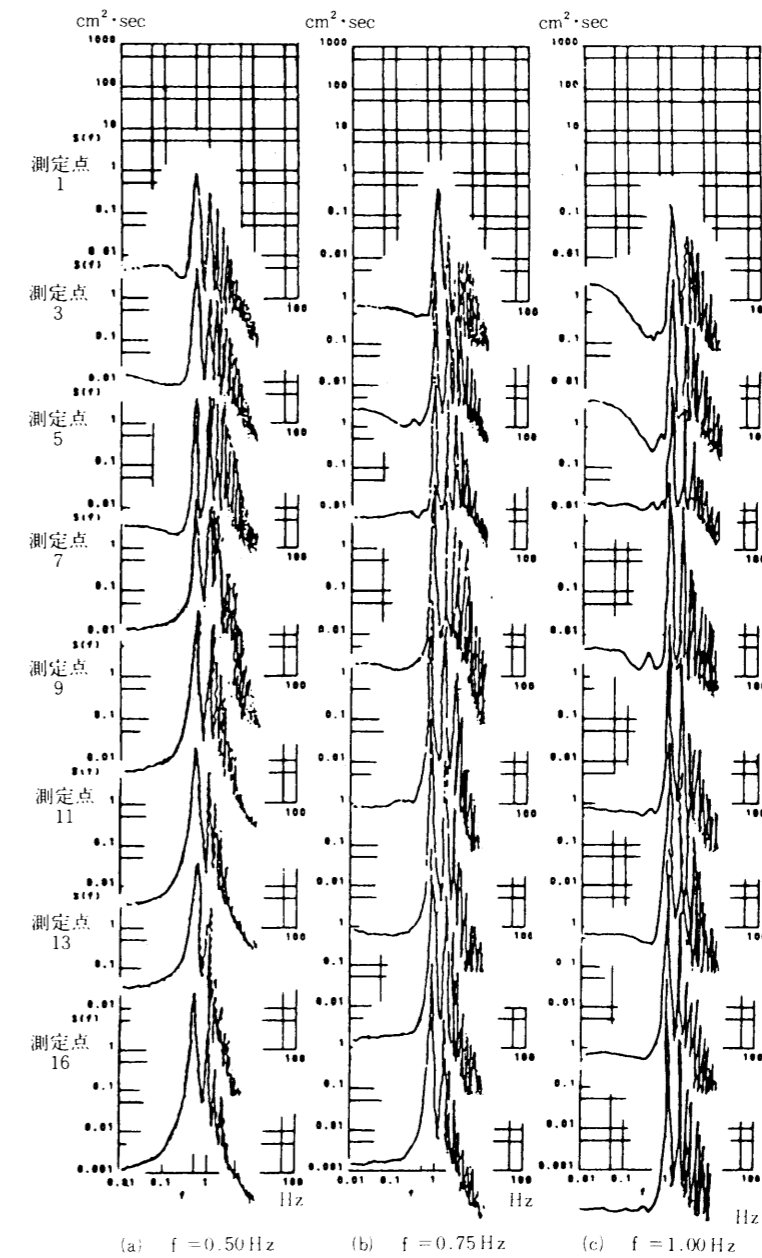


図-6.3.10 波高のパワースペクトルの変化 (規則波の場合)

6. 4 結 語

不規則波による水理実験の制御と解析を、リアルタイムで行うシステムを作成し、2次元造波水槽に適用した。従来の不規則波の実験手順は、次に示すように非常に複雑な手順であり、また、高価なハードウェアシステムを必要とした。まず、DA変換器が設置されている汎用大型計算機で期待スペクトルを持つ不規則波形信号を作成し、データレコーダーに記録する。これを実験室に持ち込み、造波板を駆動させる。次に、波高計で測定された水位変動をデータレコーダーに記録し、これを、再度AD変換器が設置された汎用大型計算機で、統計的特性やスペクトル形状を解析し、ラインプリンタやX-Yプロッタに出力する。統計的特性やスペクトル形状が適切でない場合は、再び不規則波形信号を作成しなければならない。大規模な実験施設では、これらのシステムを、専用のハードウェア構成で行っているが、小規模な実験施設では、費用と労力の問題から、これまで不規則波の実験そのものが実施困難であった。そこで本研究では、最近、低価額で普及しているマイクロコンピュータを利用して、不規則波造波および汎用波浪データ処理システムを構成し、その有用性について検討を行った。その結果、造波された不規則波形は、期待通りのスペクトル特性を示し、システムの有用性が確かめられた。また、マイクロコンピュータを実験室内で用いた結果、単に費用の問題のみならず、リアルタイム処理ができるという長所により、実験の効率化、高精度化および信頼性の点からも、非常によい結果を得ることが分かった。

また、一様勾配斜面上の砕波帯における不規則波の波高変化について、規則波との比較を含めて、実験的研究によりその特性を検討した。検討結果を要約すると次のようである。

- (1) 不規則波では、沖側では周期の頻度分布は狭く、岸側に進むほど周期の頻度分布は広がる。これに比べ、波高の頻度分布は、浅水変形や砕波によって余り変化しない。
- (2) 不規則波の波高は、砕波帯の短い場合は急激に、砕波帯の長い場合は緩やかに低下していく。波高の小さい場合、あるいは周期の長い場合には、沖浜帯や砕波帯直前で波高が増加するが、波高の大きい場合や周期の短い場合には、波高の増加は見られない。また、周期は砕波帯まではほぼ一定で、砕波後、周期が若干大きくなる。これに対し、規則波の波高は、砕波点までは徐々に増大し、砕波点直前でピークに達した後、急激に低下する。また、周期の変化はない。
- (3) 不規則波の平均水位は静水位より高く、砕波帯直前で多少低下した後、波高の大きい波ほど大きく上昇する。
- (4) 不規則波の総エネルギー量は、波高の大きい波ほど大きく、砕波帯に入ると急激に減少する。
- (5) 波高の増大に伴い平均水位は低下し、波高の減少に伴い平均水位は上昇する。このことは、規則波では顕著であり、かつ、波形勾配の小さい波ほど顕著である。不規則波でも、この傾向が見られるが、明確には表れない。
- (6) 不規則波では、岸に向かうにつれてピークエネルギーの低下、主ピークの低周波数域への若干の移動および高周波数域のエネルギー密度の増加が見られる。

- (7) 水深が浅くなるにつれ、広い周波数帯でエネルギーは分布する。これは、斜面上を進行するにつれ、大きなエネルギーを持ったピーク周波数帯の波が、そのエネルギーを高周波数帯の波へ移行するものと思われる。砕波後は、急激にエネルギーが低下するが、特に、ピーク周波数帯のエネルギー減少が激しい。
- (8) 砕波後、低周波数成分が若干増加しているが、これは砕波帯より岸側で、周期の長い振動が生じていることを示している。
- (9) 規則波は、不規則波に比べ、沖浜帯における高周波数成分のエネルギー増加が大きい、砕波後の低周波数成分のエネルギー増加は小さい。
- (10) 波高の大きい波ほど、エネルギーピークは大きい。

参考文献

- 1) 広部英一：不規則波造波およびデータ処理システムについて、福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学、第18号、pp.151~164、1984。
- 2) 広部英一：一様勾配斜面上における不規則波の波高変化に関する実験的研究、福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学、第19号、pp.377~393、昭和60年12月。
- 3) Neumann,G. : On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated sea, Beach Erosion Board, Tech., Memo., 43, 1953.
- 4) Roll,H.V. and Fisher,G. : Eine kritische Bemerkung zum Neumann Spektrum des Seeganges, Deutsche Hydrogr. Zeit. Bd 9 Heft 1, pp.9~14, 1956.
- 5) Darbyshire, J. : The one-dimensional wave spectrum in the Atlantic Ocean and in coastal waters, Ocean Wave Spectra, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, pp.27~39, 1963.
- 6) Bretschneider,C.L. : Significant waves and wave spectrum, Ocean Industry, Feb, pp.40~46, 1968.
- 7) 光易 恒：風波のスペクトルの発達(2)-有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について-, 第17回海岸工学講演会論文集, pp.1~7, 1970.
- 8) Pierson,W.J.,Jr. and L.Moskowitz : A proposed spectral form for fully developed wind seas based of the similarity theory of S.A.Kitaigorodskii, Jour.Geophys.Res., Vol.69, No.24, pp.5181~5190, 1964.
- 9) Hasselmann,K. et al. : Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deutsche Hydr.Zeit, Reihe A(8°), No.12, 1973.
- 10) 光易 恒：海洋波のスペクトル構造, 水工学に関する夏期研修会議義集, B-3, 1976.
- 11) Ochi, M.K. and E.N. Hubble : On six-parameter wave spectra, Proc.15th.Conf.Coastal Eng., Hawaii, pp.301~328, 1976.
- 12) Biesel, F. and F. Suquet : Les appareils generateurs de houle en laboratoire, La Houille Blanche, Vol.6, Nos.2, 4, et 5, pp.147~165, 1951.
- 13) 日野幹雄：「スペクトル解析」, 朝倉書店, 昭和52年。
- 14) Borgmann, L.E. : Ocean wave simulation for engineering design, Jour.WW.div. ASCE, November, pp.557~583, 1969.
- 15) 日野幹雄：波浪の予測フィルター・変換フィルター(1), 第14回海岸工学講演会論文集, pp.21~28, 1967.
- 16) 岩垣雄一・木村 晃：任意のスペクトル形を有する現地波浪のシミュレーション法に関する研究, 第20回海岸工学講演会論文集, pp.463~468, 1973.
- 17) 岩垣雄一・木村 晃：不規則波発生機による現地波浪のシミュレーションシステム, 第21回海岸工学講演会論文集, pp.231~235, 1974.

- 18) 富士通, 「FM-8 user's manual」
- 19) Microsoft : Fortran 80 reference manual; EDIT 80 user's guide; Utility software manual ; LINK 80 user's manual.
- 20) 小山智史 : CP/M のためのグラフィック・ライブラリ, インターフェース, Jan., pp. 213~228, 1983.
- 21) NEC, 「PC-9801F user's manual」
- 22) R.Rector and G.Alexy (吉川敏則訳), 「ザ 8086ブック」, 1983.
- 23) Komori,S., Tanaka,H. and Wada,A. : Simulation method of Ocean wave spectra in an experimental basin and its application to the study on wave pressure. Castal eng.in Japan, Vol.21, pp.51 ~ 61, 1978.
- 24) 石川島播磨重工業株式会社 : 運輸省第一港湾建設局ー水理模型水槽における不規則波造波システムの概要, 石川島播磨技報, 第18巻, 第5号, pp. 432~439, 昭和53年9月.
- 25) 岩垣雄一・木村 晃 : 波別解析法に基づく不規則波浪の波長・波速に関する研究, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 406~409, 1976.
- 26) 岩垣雄一・木村 晃・岸田典史 : 斜面上における不規則波の砕波に関する研究, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 102~106, 1977.
- 27) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛 : 浅海域における不規則波の波高変化に関する研究, 京大防災研究所年報, 第24号, B-2, pp. 509~523, 1981.
- 28) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛 : 不規則波の浅海変形モデルについて, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 104~108, 1981.
- 29) 堀田新太郎・水口 優 : 砕波後の波についての現地観測, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 151~154, 1978.
- 30) 水口 優・辻岡和男・堀川清司 : 砕波後の波高変化についての一考察, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 155~159, 1978.
- 31) 川又良一・佐々木 巽 : Bar のある海浜での平均水位変化に関する実験, 筑波大学水理実験センター報告, No. 4, pp. 11~23, 1980.
- 32) 佐藤道郎 : 砕波後の波の波高変化におよぼす平均水位の影響, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 35~38, 1984.
- 33) 合田良実 : 不規則波の砕波指標について, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 571~577, 1973.
- 34) 佐藤道郎 : 砕波帯波浪場の構造, 水工学シリーズ, 83-B-3, 1983.
- 35) Swaragi,T. and Iwata,K. : Wave Spectrum of Breaking Wave, Proc.of 15th Cont.on Coastal Eng., pp.580~594, 1976.

第Ⅲ編 波浪による海底地盤の不安定領域に関する研究

第7章 波浪による海底地盤の破壊の判定方法 および波浪条件と地盤の物性値の影響

7.1 緒言

波浪によって海底地盤内の有効応力が減少して発生する地盤の不安定化には、次の2つの異なるメカニズムがある。1つは、残留過剰間隙水圧の蓄積による不安定化であり、地震時に生じる飽和砂の液状化現象とよく似たメカニズムである。これは、波圧が海底地盤面に繰り返し作用することによって地盤内の土要素に過剰間隙水圧が蓄積され、最終的に土粒子の有効応力がゼロとなり、海底地盤の深部（数m～数10m）にわたり不安定領域が発生して、地盤の支持力を失うことにより構造物が沈下する。この場合、地盤に波圧が直接作用して過剰間隙水圧が蓄積して不安定化が発生するのではなく、波の繰り返しにより構造物を介して繰り返しせん断応力が地盤内に伝わって、過剰間隙水圧が蓄積して発生する。もう1つは、変動過剰間隙水圧による不安定化である。これは、波の水面変動によって海底地盤面に作用する変動波圧が、海底地盤内に伝達減衰するのに加えて、位相差を生じることから地盤内に変動過剰間隙水圧が生じ、波の谷の位相近くで土粒子骨格に作用する垂直応力が減少する領域が生じる。この場合、波の峰で間隙水圧が大きくなって地盤が高密度化し、波の谷でせん断応力が大きくなったり主軸方向の引張り応力が大きくなって、不安定化が発生する。これによる不安定領域は、海底地盤の浅部（地盤面から数cm～数mまでの深さ）で生じる。

このように、海岸における波浪の変動波圧によって海底地盤内の間隙水圧が変動し、過剰間隙水圧の発生によって有効応力が減少して地盤が不安定となることが分かってきている。変動波圧により海底地盤内に過剰間隙水圧が発生し、地盤の有効応力が減少すると、防波堤や海岸堤防の沈下、異形ブロックの潜り込みなどが生じるが、海浜で発生する洗掘、漂砂、砂漣の形成、底質の巻き上げなどの現象も、波や流れによる流体力のみによって説明するよりも、流体力に加えて、変動波圧によって海底地盤の表層部に変動過剰間隙水圧が発生して有効応力が小さくなり、流体力によるせん断力に抗じきれなくなると移動する、という説明も明解である。

第7章では、海底地盤の不安定化が波浪条件と地盤の物性値によりどのような影響を受けるかに関して検討を行った。前述のように、変動過剰間隙水圧は、海底地盤面に作用する変動波圧が海底地盤内に伝達減衰するのに加えて、位相差を生じることにより発生する。特に、変動波圧の鉛直方向分布に大きく影響を及ぼすのは位相差であるが、これまでの2相混合体理論に基づいた解析モデルによると、間隙水に気泡が含まれるとして体積弾性係数を小さく仮定することにより、位相差を表している。間隙水の体積弾性係数は、常温で約 $2.3 \times 10^9 \text{ N/m}^2$ であるが、気泡の混入により、間隙水の飽和度が低下し、飽和度が99%で約 10^6 N/m^2 、98%で約 10^3 N/m^2 、95%で約 10^2 N/m^2 まで急激に低下する。このため、初期の研究では飽和度が95%～98%とした解析が多い。しかし、近年の研究によると、海

海底地盤内の飽和度はこれ程小さくないことが分かって来ている。地盤の物性値は、間隙水の体積弾性係数以外にもあり、各々、数値の設定には検討を要する。

7. 2 海底地盤の波浪応答に関する従来の研究

7. 2. 1 応答解析法に関する従来の研究

波浪による海底地盤の応答に関する研究は、国外においては1970年代末頃から、国内においては1980年代中頃から始められた比較的新しい研究分野である。地震による飽和砂の液状化に比べて、波浪による海底地盤の応答には依然として不明な部分が多く、不安定現象の研究は歴史が浅い。この問題に関する解析法は各種提案されているが、これまでに提案された主な解析法を、解析に用いた基礎方程式の特徴によって分類したものを、表-7. 2. 1に示す。

波による海底地盤の応答に関する初期の研究は、海底地盤の地滑り現象を対象として斜面の安定解析が行われた。防波堤や海岸堤防の沈下、異形ブロックなどの潜り込み、あるいは海底地盤面近くの洗掘、漂砂、砂澱の形成などを対象とした海底地盤の応答の研究は、以下のように進展してきた。

波による海底地盤の応答解析の研究は、波の進行に伴うエネルギー損失を計算するために、Putnam⁵⁾によって海底地盤内の間隙水の運動が完全流体の流れとしてLaplace方程式で表されることが示されたのが最初である。その後、Reidら⁶⁾やSleath⁷⁾により同様な問題が取り扱われた。しかし、これらの研究は、土粒子骨格と間隙水の圧縮性が無視されていた。

次に、土粒子骨格の変形と間隙水の圧縮性を考慮した流れの連続方程式に、運動方程式としてDarcyの式を代入して誘導されたTerzaghi型の圧密方程式により弾性解析が行われ、間隙水圧の伝達が計算された。例えば、善らの研究は、海底地盤面上の間隙水圧と地盤中の間隙水圧との差が見かけ上の過剰間隙水圧となり、有効鉛直応力が変動することから、鉛直1次元ではあるが間隙水の圧縮性を考慮した圧密方程式を導いている。しかし、土粒子骨格の有効応力と間隙水圧の相互関係は考慮されない非連成系の弾性解析であった。

その後、平面歪み状態における海底地盤内の応力と間隙水圧の変化を、Biot型の圧密方程式¹⁾に基づいて求めた2相混合体理論が海底地盤の応答解析に導入され、これにより連成系の弾性解析の検討が始められた。この解析方法は土粒子に作用する有効応力と間隙水圧の変化を計算することができ、海底地盤内の現象をよく説明することができる。また、地盤の不飽和性を考慮したものとなっている。Yamamotoら¹¹⁾は、間隙水圧と位相差の深度分布について、1次元の実験結果とBiot型の圧密方程式による理論解を比較した。Madsen¹²⁾は、無限深さの地盤を対象として透水係数の異方性と地盤の飽和度の効果について解析的な検討を行い、透水係数が比較的大きい地盤では、透水係数の異方性の影響を無視できないことを示している。Silvestriら¹⁵⁾は、土粒子骨格の力学的性質と透水係数の異方性に対して、間隙水圧の伝達や有効応力の鉛直分布に及ぼす影響を検討している。Meiらは、

海底地盤全体の弾性体としての応答と排水を考慮した浸透流としての応答の和を解とする理論的近似解を求め、Yamamotoら¹¹⁾によって求められた間隙水圧変動の厳密解とほぼ一致することを確認した。矢富ら^{6,5)}は、間隙水圧の伝達減衰や位相差に及ぼす地盤の弾性学的係数の異方性の影響を検討した。廣部ら^{6,7)}は、有効応力の分布特性や地盤の破壊の判定方法について検討を行った。

表-7. 2. 1 波浪による海底地盤の応答解析法の分類と特徴

基礎方程式とその特徴	研究者	検討事項
[Laplace方程式による解析] 土粒子骨格の変形を無視 間隙水の圧縮性を無視	Putnam(1949)	変動波圧により生じる地盤内の浸透流について解析して
	Reidら(1957)	波の進行に伴うエネルギー損失を検討した
	Sleath(1970)	地盤の透水係数は異方性とした
	Liuら(1973)	全応力と間隙水圧から有効応力も計算した
	Finnら(1983)	
[非連成系線形弾性解析] 土粒子骨格の変形を無視 間隙水の圧縮性を考慮 Terzaghi型の圧密方程式の応用	Moshagenら(1975)	変動間隙水圧を熱伝導型の方程式で表した
	井上(1975)	
	大草ら(1975)	
	善ら(1987)	変動水圧1次元砂柱モデル実験との比較を行った
[連成系線形弾性解析] 土粒子骨格の変形を考慮 間隙水の圧縮性を考慮 Biot型の圧密方程式の応用 理論解の誘導による解析	Yamamotoら(1978)	特性方程式法による解析により既往の解析結果と比較した
	Madsen(1978)	透水係数は異方性とした。飽和度の効果を考慮した
	Meiら(1981)	境界層領域と外部領域を分離して解いた解を加える方法
	Okusa(1985)	間隙水圧に関するLaplace方程式と拡散方程式の解を線形和
	Silvestri(1985)	異方性地盤による解析を行った
	Sakaiら(1988)	加速度項を考慮した
	酒井ら(1990)	海底面摩擦を考慮した
	三浦ら(1991)	成層地盤の解析法を検討した
	矢富ら(1995)	異方性の効果を検討した
	由比ら(1996)	2相混合体内の波動伝播に基づく波浪応答の理論解を示した
	廣部ら(1996)	有効応力分布を検討して海底地盤の破壊の判定方法を示した
[連成系線形弾性解析] 土粒子骨格の変形を考慮 間隙水の圧縮性を考慮 Biot型の圧密方程式の応用 数値計算法による解析	名合ら(1984)	間隙水圧分布の測定値と比較した
	酒井ら(1988)	弾性解析の適用性を検討した
	間瀬ら(1989)	防波堤周辺地盤の応答を検討した
	Thomas(1989)	FEMによる計算方法を検討した
	Gatomiri(1990)	傾斜した海浜について検討した
	Miuraら(1991)	2次元動的解析の必要性を検討した
	Gatomiri(1992)	異方性の効果を検討した
	林ら(1992)	2次元動的解析を適用した。慣性項を考慮した
[連成系非線形弾塑性解析] 土粒子骨格の変形を考慮 間隙水の圧縮性を考慮 Biot型の圧密方程式の応用 残留間隙水圧の表現 数値計算法による解析	Okaら(1991)	足立-岡モデルを適用した。慣性項を考慮した
	桑原ら(1992)	柴田らのモデルを適用した。慣性項を考慮した
[残留間隙水圧の弾性解析] 連成系線形弾性解析 残留過剰間隙水圧の実験式を追加 数値計算法による解析	Ishiharaら(1984)	繰り返しせん断により主応力方向が回転して間隙水圧が上昇する現象を確認した
	善(1993)	繰り返しせん断により間隙水圧が上昇することを実験で確認した

さらに、連成系線形弾性解析を海底地盤や海岸構造物に応じた境界条件に適用するために、数値計算法による解析が行われた。名合ら^{2.9)}や酒井ら^{4.5)}は、防波堤近傍の地盤に適用した。Miuraら^{1.9)}は、間隙水と土粒子骨格の相互作用を考慮できる解析手法の条件（静的・準静的・動的）と解析領域（1次元・2次元）を検討し、波浪と地盤の相互作用すなわち間隙水と土粒子骨格の相互作用を考慮するには、2次元動的解析が必要であると指摘している。

また、弾性解析は変動過剰間隙水圧を表せるが、残留過剰間隙水圧の蓄積を表すことができない。このため、間隙水圧が土粒子骨格に作用することによって生じる応力-歪み関係を非線形であるとした弾塑性解析が提案された。Okaら^{2.0)}は、非線形の移動硬化則による弾塑性構成式を用いて繰り返し荷重に対する過剰間隙水圧の蓄積を表現したモデルを、海底斜面の液状化による地滑りに適用し、2次元FEMで解析を行っている。しかし、変動過剰間隙水圧と残留過剰間隙水圧の重ね合わせには至っていない。桑原ら^{5.2)}は、弾塑性挙動解析に柴田らによる方法を用い、防波堤地盤の弾塑性挙動を解析した。彼らは、地盤の初期応力を弾性論によって求めたが、解析結果は初期応力状態に強く依存するため、圧密による地盤変形解析法で求めるべきであるとしている。

なお、残留間隙水圧の表現方法には、応力-歪み関係が非線形であるとした弾塑性モデルと、せん断応力の繰り返し作用によって生じるとした弾性モデルが提案されている。前者は、柴田らのモデルとこれに続く足立-岡モデルにより表現したものであり、Okaら^{2.0)}や桑原ら^{5.2)}により検討され、後者は、せん断応力の繰り返し作用により表現したものであり、善ら^{3.1)~3.3)}により検討された。

以上のことから、海底地盤の応答解析に関する研究は、〔完全流体解析→非連成系線形弾性解析→連成系線形弾性解析→連成系非線形弾塑性解析〕のように発展してきており、数値シミュレーションによる精度の検討も盛んに行われている。しかし、気泡の溶解や放出の程度、間隙水の流れの非線形性、弾塑性的性質の導入、初期応力状態の評価、土粒子骨格の弾性的性質の異方性や透水係数の異方性の影響、地質構造の違いによる影響、海底地盤の詳細な土質特性の把握やその表現方法など、解析モデルの根本的な問題が多く残されている。解析モデルにより必要とされる地盤の物性値は異なり、また、わずかな飽和度の変化が地盤中の間隙水圧伝播の減衰や位相遅れに敏感である。このため、海底地盤の物性値の決定方法も大きな問題である。

7. 2. 2 実験および現地観測に関する従来の研究

地震による飽和砂の液状化に比べて、波による海底地盤の応答には依然として不明な部分も多いが、実験および現地観測に関する研究は最近急速な進展を見せている。現在までに実施された主な実験を表-7. 2. 2に示すが、実験の種類を大別すると、1次元砂柱装置を用いた実験、振動流装置を用いた実験、造波水槽を用いた実験、遠心载荷装置を用いた実験、繰り返し载荷装置を用いた実験がある。

1次元砂柱装置を用いて、井上^{2.6)}、名合^{2.9)}、善ら^{3.1)}、岩垣ら^{5.3)}、泉宮ら^{5.5)}は、波による変動波圧の代わりに1次元的な変動圧力を加えることにより砂柱内の間隙水圧を測定し、有効応力との比較から砂地盤の液状化を検討した。これにより、過剰間隙水圧が有効応力よりも大きくなると液状化

が発生する現象が、波による外力によっても発生することを確認した。名合^{2.9)}や善ら^{3.1)}は、ごく微量の空気を含む高飽和砂層においては、砂層表面に作用した変動水圧は時間の遅れと振幅の減衰を伴いながら砂層内を伝播し、砂層内に過剰間隙水圧を発生させることも明らかにした。岩垣ら^{5.3)}は、1次元砂柱装置の適用性の詳細な検討を行い、また重量構造物の沈下について調べた。

振動流装置を用いた実験により、酒井ら^{5.7)}は変動水圧と振動流を同時に発生させ、漂砂現象を想定して海底面近くの変動間隙水圧を測定した。

造波水槽を用いて地盤内間隙水圧特性を調べたものとしては、大草ら^{3.4)}・^{3.5)}、Yamamotoら^{1.1)}、前野ら^{4.3)}、泉宮ら^{4.8)}、東畑ら^{3.6)}の研究があり、地盤内の間隙水圧伝播に及ぼす種々のパラメータの効果を調べている。1次元砂柱装置や造波水槽を用いた実験は、主に観測結果の説明や現象あるいはメカニズムの解明に重点が置かれており、これまでに果たしてきた役割は大きい。しかし、これらの実験は相似則に関して実際の現象の再現性に難点がある。

遠心力载荷実験を実施して、前野ら^{4.9)}は、造波水槽を用いた実験で問題になる相似則を解決した。関口^{3.8)}・^{3.9)}は、1次元圧密理論を適用した地盤内間隙水圧の応答解を求め、変動水圧に対する間隙水圧応答の振幅比や位相のずれは、飽和土によって特徴づけられるという結果を得た。

繰り返し载荷実験を行い、Ishiharaら^{1.4)}は、地盤内の主応力軸の回転が間隙水圧を上昇させると考えて検討を行った。主応力の回転を伴う波浪荷重による地盤内応力は、振幅は一定であるが主応力軸が連続的に回転するように変化するため、従来の繰り返し3軸試験や単純せん断試験装置では実施不可能なので、3軸とねじりをそれぞれ独立に制御できるねじり3軸試験装置を用い、中空円筒形供試体によって繰り返し3軸ねじりせん断試験を実施した。

表-7. 2. 2 海底地盤の応答に関する従来の主な実験

実験装置と実験内容	研究者	検討事項
1次元砂柱装置を用いて、1次元的な圧力変動による地盤内の間隙水圧を測定	井上(1975)	急激な水位の変動で間隙水圧が上昇し液状化が発生する現象を確認した
	名合(1982)	変動水圧は減衰と位相遅れを伴って地盤内を伝播する現象
	善ら(1987)	現地規模の水圧変動を発生させて実験
	岩垣ら(1992)	重量構造物の沈下と液状化の関係を検討
	泉宮ら(1993)	浅海域の波形を想定した任意の変動水圧波形を発生させた
振動流装置を用いて、水圧変動と振動流を同時に発生して砂層表面の間隙水圧を測定	酒井ら(1993)	漂砂移動と変動間隙水圧の関係
	酒井ら(1996)	振動流・水圧変動共存下での地盤内間隙水圧を測定した
造波水槽を用いて、地盤内の間隙水圧を測定	大草ら(1976)	変動水圧の減衰と位相遅れのパラメータを検討
	Yamamotoら(1978)	連成系線形弾性解析解と比較
	前野ら(1984)	波の周期や波高の間隙水圧への効果を整理
	泉宮ら(1990)	圧密係数や間隙圧係数の推定方法の提案
	東畑ら(1992)	不規則波でシルト地盤の残留間隙水圧を測定
遠心力载荷装置を用いて、間隙水圧を測定	前野ら(1990)	波浪の周期と変動間隙水圧や残留間隙水圧の関係
	関口(1990)	飽和度の違いによる間隙水圧応答の把握
繰り返し载荷装置を用いて、主応力軸の回転による土の強度を測定	Ishiharaら(1984)	波による地盤内の主応力軸の回転に伴い間隙水圧が上昇する現象を確認

一方、現地観測も表-7.2.3に示したように多くの報告がなされている。善ら³²⁾は茨城県鹿島灘で得た現地での観測結果と変動間隙水圧に関する彼らの提案式との比較によって検証を行っている。酒井ら⁵¹⁾は、新潟県大潟町の海岸で間隙水圧変動を実施し、Meiら³⁾の近似解の多くのパラメータのうち間隙水の体積弾性係数 β の値を決定した。善ら³²⁾による鹿島灘での観測記録も重ね合わせた結果、 β の値は観測地点によって異なり、 $1.0 \times 10^7 \sim 1.0 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ にばらつくことが分かった。飽和地盤の場合の β は約 $2.3 \times 10^9 \text{ N/m}^2$ である。鶴谷ら⁴⁷⁾は砂層の液状化と砂の巻き上げの関係を調べるため、間隙水圧計および濁度計を用いた現地観測を茨城県鹿島灘で実施した。この観測により、有効鉛直応力の正負から判断される液状化は、波の峰の通過後の急激な水圧変化によって起こり易く、このときに砂が巻き上がることが明らかになった。前野ら⁵⁴⁾は、暴風波浪作用下の海底地盤表層の間隙水圧変動と有効土圧変動および水面変動を観測し、砂の移動と海底地盤の液状化との関連を検討した。なお、現地観測は、規模が大きく経費が多くかかることや、再現性が得られにくいといった問題がある。遠心载荷装置を用いた実験や繰り返し载荷実験は、これを補うものである。

表-7.2.3 海底地盤の応答に関する従来の主な現地観測

現地観測内容	研究者	検討事項
海底地盤内に間隙水圧計を埋設して観測	前野ら(1985)	急激な海洋水位の変動で間隙水圧が上昇して液状化が発生することを確認
	善ら(1989)	
	三浦ら(1991)	間隙水の体積弾性係数を決定
	酒井ら(1991)	
	中田ら(1991)	
Towhata(1991)	繰り返しせん断や繰り返し圧縮による残留間隙水圧の発生と蓄積を検討	
海底地盤内に間隙水圧計と濁度計を埋設して観測	鶴谷ら(1990)	液状化は波の峰の通過後の急激な水圧変化によって起こり易い現象を観測
海底地盤内に間隙水圧計と有効土圧計を埋設して観測	前野ら(1993)	砂層表面の液状化は波形勾配の大きな波の通過時に発生することを確認

7.2.3 2相混合体理論に基づく海底地盤の波浪応答の支配方程式

海底地盤内では、地盤間隙中の間隙水が波による変動圧力を多孔性の土粒子骨格内部に伝えるので、単相理論は不十分である。Terzaghi(1923)は、間隙水の役割を考慮した土の1次元圧密理論を提案した。この2相理論は、理論的な土質力学の始まりとされている。その後、3次元の一般的な定式化がBiot¹⁾によってなされた。この定式化では、流体運動はDarcyの式によって表現され、土粒子骨格は土の種類や作用する応力の大きさによって異なる構成方程式を必要とする。多相連続体の力学上の最も一般的で厳密な定式化は、混合体理論(mixture-theory)と呼ばれているが、Biotの圧密理論は、地盤内の解析に土粒子骨格(線形弾性体)と間隙水(圧縮性流体)の2相混合体としての取り扱いを導入したものである。

2相混合体理論に基づく有限変形弾塑性理論による厳密な定式化は、Prévost²⁾によりなされた。Meiら³⁾は、これに基づいて海底地盤の応答に適用する定式化を、以下のように行った。なお、Biot

の圧密理論は、2相混合体理論による厳密な定式化から線形弾性体を仮定し、土粒子自身は非圧縮性とし、間隙水や土粒子骨格の加速度すなわち慣性力の効果を見捨てる、重力の効果を見捨てる、間隙水と土粒子骨格の相対運動による抗力を無視することにより誘導される。

(1) 質量保存則

土と水のように各々が連続体と見なせる2相からなる混合体を考え、混合体の単位体積当たりの α 相の質量を ρ_{α} と定義すると、混合体の密度 ρ は単位体積当たりに含まれる両相の質量の和である。

$$\rho = \rho_s + \rho_w = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \quad (7.2.1)$$

ここに、下付き添字の s と w は、土と水を示す。

間隙率 n_{α} は、混合体の単位体積当たりの α 相の体積で定義され、混合体の体積を dV 、 α 相の体積を dV_{α} とすれば、次のようになる。なお、この項では太字の n は垂直ベクトルを表す。

$$n_{\alpha}(\mathbf{x}, t) = \frac{dV_{\alpha}}{dV} \quad (\alpha = s, w) \quad (7.2.2)$$

α 相の正味の密度 ρ_{α} と ρ_{α} は、次の関係がある。なお、添字 α の繰り返しは総和を意味しない。

$$\rho_{\alpha} = n_{\alpha} \rho_{\alpha} \quad (7.2.3)$$

土相の場合、 ρ_s は土粒子自身の密度であり、 ρ_w は土粒子骨格の密度を表す。

混合体の面積 dA を通過する α 相の正味の流量が $q = (\rho_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \mathbf{n}) dA$ となるような、固有のオイラー流速 $\mathbf{v}_{\alpha}(\mathbf{x}_{\alpha}, t)$ を定義する。ここに、 dA_{α} は dA 内の α 相が占める正味の面積である。単純化のために、間隙分布が等方性であると仮定し、また、統計的に間隙径より充分大きく、関わりのある他の長さより小さい範囲で均質であるとする。混合体から高さ dz で底面積 dA_{α} の円筒を抜き出した場合の α 相の占める体積は、 $dV_{\alpha} = dA_{\alpha} dz$ であるので、 n_{α} は次のようになる。

$$n_{\alpha} = \frac{dA_{\alpha}}{dA} = \frac{dV_{\alpha}}{dV} \quad (7.2.4)$$

これによると、流量は $q = \rho_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \mathbf{n} n_{\alpha} dA$ とも表せる。浸透速度を $\mathbf{v}_{\alpha} = n_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}$ と定義すると、流量は次のようになる。

$$q = \rho_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \mathbf{n} dA = \rho_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \mathbf{n} dA = \rho_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \mathbf{n} dA \quad (7.2.5)$$

α 相の物質微分を次のように表す。

$$\dot{A} = \frac{\partial A}{\partial t} + \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \nabla A \quad (7.2.6)$$

内部からの湧出も物体の相の変換もないと考えると、 α 相の質量保存則は次式となる。

$$\frac{\partial \rho_{\alpha}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} = \dot{\rho}_{\alpha} + \rho_{\alpha} \nabla \cdot \mathbf{v}_{\alpha} = 0 \quad (7.2.7)$$

式(7.2.7)に式(7.2.3)を代入すると、次式のようになる。

$$\dot{n}_{\alpha} + n_{\alpha} \nabla \cdot \mathbf{v}_{\alpha} = -n_{\alpha} \frac{\dot{\rho}_{\alpha}}{\rho_{\alpha}} \quad (7.2.8)$$

α 相が非圧縮性の物質であるとする、 $\dot{\rho}_{\alpha} = 0$ であるので、上式は次式となる。

$$\dot{n}_{\alpha} + n_{\alpha} \nabla \cdot \mathbf{v}_{\alpha} = 0 \quad (7.2.9)$$

水で間隙が満たされて飽和している土粒子骨格の2相混合体では、次式が成り立つ。

$$n_w + n_s = 1 \quad (7.2.10)$$

水が非圧縮性なら、式(7.2.9)より次式が得られる。

$$\dot{n}_w + n_w \nabla \cdot \mathbf{v}_w = 0 \quad (7.2.11)$$

$\nabla \cdot \mathbf{v}_w$ は1相の流体では一般にゼロではない。土粒子自身と土粒子骨格の圧縮性も異なる。土粒子が非圧縮性であれば $\dot{\rho}_s = 0$ となる。また、 \dot{n}_s は、次のようである。

$$\dot{n}_s = \frac{\partial n_s}{\partial t} + \mathbf{v}_s \cdot \nabla n_s = -\frac{\partial n_w}{\partial t} - \mathbf{v}_s \cdot \nabla n_w = -\frac{\partial n_w}{\partial t} - \mathbf{v}_w \cdot \nabla n_w + (\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s) \cdot \nabla n_w$$

上式と式(7.2.8)から、次式が得られる。これが、土粒子骨格の連続式である。

$$\dot{n}_s + n_w \nabla \cdot \mathbf{v}_s = \nabla \cdot \mathbf{v}_s + (\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s) \cdot \nabla n_w \quad (7.2.12)$$

一般の土粒子は、非常に非圧縮性である純粋な飽和水よりも、約30倍も非圧縮性であるので、 $\dot{\rho}_s = 0$ と仮定する。海底地盤の間隙水は、本質的に小さい気泡を含んでいるが、式(7.2.8)において3相表示を避けるために、圧縮性流体として不飽和な間隙水を取り扱おうと、式(7.2.8)を用いて、次の間隙水の連続式を得る。

$$\dot{n}_w + n_w \nabla \cdot \mathbf{v}_w = -n_w \frac{\dot{\rho}_w}{\rho_w} \quad (7.2.13)$$

式(7.2.13)と式(7.2.12)の差をとると、貯留方程式と呼ばれる次式が得られる。

$$n_w \nabla \cdot \mathbf{v}_w + (1 - n_w) \nabla \cdot \mathbf{v}_s + (\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s) \cdot \nabla n_w = -n_w \frac{\dot{\rho}_w}{\rho_w} \quad (7.2.14)$$

式(7.2.14)によれば、間隙水の流線に沿っての水の密度の変化は、水の流出フラックス、土粒子骨格の膨張、土と水の相対運動による間隙率の変化によって生じることが分かる。

(2) 運動量保存則

(a) 運動量保存則の一般形

単位垂直ベクトル \mathbf{n} により、面積 dA に作用する表面力を考える。混合体の単位面積当たりの α 相に作用する力を部分応力ベクトル $f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{n}, \mathbf{x}, t)$ とし、 α 相の単位面積当たりに作用する正味の部分応力ベクトル $f_{\alpha}(\mathbf{n}, \mathbf{x}, t)$ を定義すると、これらは次式の関係になる。

$$f_{\bar{\alpha}} = n_{\alpha} f_{\alpha} \quad (7.2.15)$$

$f_{\bar{\alpha}}$ と f_{α} を用いて、部分応力テンソル $T_{\bar{\alpha}}$ と T_{α} を次のように定義する。

$$f_{\bar{\alpha}} = T_{\bar{\alpha}} \cdot \mathbf{n}, \quad f_{\alpha} = T_{\alpha} \cdot \mathbf{n}, \quad T_{\bar{\alpha}} = n_{\alpha} T_{\alpha} \quad (7.2.16)$$

混合体の全応力ベクトル f と全応力テンソル T は、次のようになる。

$$f = \sum_{\alpha} f_{\bar{\alpha}}, \quad T = \sum_{\alpha} T_{\bar{\alpha}} \quad (7.2.17)$$

Terzaghi によって導入された土質力学の基本量である有効応力 T^e は、混合体の全応力と間隙水の正味の応力 T_w の差として定義され、次の関係がある。

$$T = T^e + T_w \quad (7.2.18)$$

なお、 T^e は T_s や T_w でない。 T は部分応力テンソルの総和であるから、次のようになる。

$$T = T_s + T_w = T_s + n_w T_w \quad (7.2.19)$$

式(7.2.18)と式(7.2.19)より、次のようになる。

$$T_s = T^e + (1 - n_w) T_w \quad (7.2.20)$$

部分応力テンソルを用いて、混合体の単位体積当たりの α 相の運動量方程式を表すと、次のようになる。

$$\rho_{\bar{\alpha}} \dot{\mathbf{v}}_{\bar{\alpha}} = \nabla \cdot T_{\bar{\alpha}} + \rho_{\bar{\alpha}} \mathbf{g} + F_{\bar{\alpha}} \quad (\alpha = s, w) \quad (7.2.21)$$

ここに、 \mathbf{g} は物体力である。 $F_{\bar{\alpha}}$ は他の相からの相互作用力であり、作用反作用の法則によって、次式が成り立つ。

$$\sum_{\alpha} F_{\bar{\alpha}} = 0 \quad (\alpha \text{相の場合}) \quad \text{あるいは} \quad F_s + F_w = 0 \quad (2 \text{相の場合}) \quad (7.2.22)$$

厳密な定式化を行うためには、構成関係式と2相間の相互作用力に関する経験に基づいた仮定が加えられなければならない。これらを次に示す。

(b) 水相(間隙水)と土相(土粒子骨格)に対する構成関係式

間隙水の構成関係式は、次式を仮定する。

$$T_w = -pI \quad (7.2.23)$$

ここに、 I は恒等テンソル $I_{ij} = \delta_{ij}$ であり、 p は間隙水圧である。間隙水圧と流体の密度の間には、次の線形の状態方程式を仮定する。

$$dp = \beta \frac{d\rho_w}{\rho_{w0}} \quad (7.2.24)$$

ここに、 ρ_{w0} は一定の基準密度、 β は有効体積弾性係数である。気泡が混入した場合の β を求める式がいくつか提案されているが、Verruijt(1969)による式を次に示す。

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_0} + \frac{1-S}{p_0} \quad (7.2.25)$$

ここに、 β_0 は飽和水の体積弾性係数、 S は飽和水と不飽和水の質量比で定義される飽和度、 p_0 は間隙水圧である。少量の気泡によって、 β は β_0 よりかなり小さくなり、例えば、 $S=0.99$ 、 $p_0=10^4$ N/m² (1気圧)、 $\beta_0=2 \times 10^9$ N/m² とすると、 $\beta=10^6$ N/m² となる。

土粒子骨格の構成関係式は、土粒子骨格の有効応力と歪みとの間に微小歪みに対する Hooke の法則を仮定する。土の変位を \mathbf{V} とすると、オイラー流速 \mathbf{v}_s との関係は次のようになる。

$$\mathbf{v}_s = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \quad (7.2.26)$$

有効応力と全応力のテンソル成分を、それぞれ次式で表す。

$$(T^e)_{ij} = \sigma_{ij}, \quad (T)_{ij} = \tau_{ij} \quad (7.2.27)$$

Hooke の法則から、次式が誘導される。

$$\sigma_{ij} = G \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{2\nu}{1-2\nu} \delta_{ij} \frac{\partial V_k}{\partial x_k} \right) \quad (7.2.28)$$

ここに、 G はせん断弾性係数、 ν は土粒子骨格のポアソン比である。歪みテンソルの成分は次のようである。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right)$$

式(7.2.28)を用いると、次のようにも書かれる。なお、これ以降で添字 k の総和記号を用いる。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2G} \sigma_{ij} - \frac{\nu}{2G(1+\nu)} \sigma_{kk} \delta_{ij} \quad (7.2.29)$$

(c) 2相間の相互作用力

2相間の相互作用力 $F_s = -F_w$ の主なものは、相対運動によって生じる粘着力である。土粒子骨格間を通過する流れに、定常流の経験則である Darcy の式を拡張して用いると、混合体の単位体積当たりの土粒子骨格に作用する抗力は $(n_w^2/K)(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s)$ となる。 K は、経験的に n_w に関係するとされる透水係数である。さらに、土粒子骨格には物体力 $(-p \nabla n_w)$ が作用すると、2相間の相互作用力は次式のようにになる。

$$F_s = -F_w = \frac{n_w^2}{K}(v_w - v_s) - p \nabla n_w \quad (7.2.30)$$

(d) 波による海底地盤の応答に対する運動方程式

間隙水に対する運動方程式は、式(7.2.21)から次のようになる。

$$n_w \rho_w \dot{v}_w = -n_w \nabla p + n_w \rho_w g - \frac{n_w^2}{K}(v_w - v_s) \quad (7.2.31)$$

なお、剛な骨格を通り抜ける定常流では $\partial/\partial t = v_s = 0$ であるので、式(7.2.31)は古典的な Darcy の法則となる。

同様に、土粒子骨格に対する運動方程式は、次式となる。

$$(1-n_w)\rho_s \dot{v}_s = -(1-n_w)\nabla p + \nabla \cdot T^e + (1-n_w)\rho_s g + \frac{n_w^2}{K}(v_w - v_s) \quad (7.2.32)$$

微小歪みに対しては、 n_w を静止状態の n_w^0 で近似し、等方性と均質性を仮定すると、次のようになる。

$$\rho_s = \text{const.}, \quad n_w^0 = \text{const.}, \quad K = \text{const.} \quad (7.2.33)$$

海岸工学における波の問題では、相対運動は多孔質媒体の大部分で無視してよい。海底地盤近くの相対運動が無視できない領域は、加速度が無視でき、仮想的な慣性力は全領域で重要ではない。

(3) 静的平衡状態での釣り合い方程式

間隙水圧や土粒子骨格の歪みなどは、静水圧成分とそこからの変動成分の和として表される。波による海底地盤の動的な応答を考えるためには、静水圧成分と変動成分を分離して扱う方が便利であるため、まず、静的平衡状態における間隙水圧、有効応力などの分布を求める。

静的平衡状態では $v_s = v_w = 0$ 、 $\partial/\partial t = 0$ となり、質量保存則である式(7.2.12)と式(7.2.14)は、十分に満足されている。密度、間隙水圧および有効応力の静的な値を示すために、肩文字()⁰ を用いると、式(7.2.31)と式(7.2.32)から、次式を得ることができる。

$$0 = -\nabla p^0 + \rho_w^0 g \quad (7.2.34)$$

$$0 = \nabla \cdot T^{e0} - (1-n_w^0)\nabla p^0 + (1-n_w^0)\rho_s^0 g \quad (7.2.35)$$

上式から、静的間隙水圧 p^0 を消去すると、次式が得られる。

$$\nabla \cdot T^{e0} = (1-n_w^0)[\rho_w^0 - \rho_s^0] g \quad (7.2.36)$$

これを積分すると、固体内での静的応力分布を求めることができる。間隙水がわずかに不飽和な程度（例えば $S > 0.9$ ）では、 ρ_w^0 はほぼ一定値である。物体力 g を重力加速度とし、海底地盤の表面が水平であれば、次式を得る。

$$p^0 = \rho_w^0 g(h-z) \quad (7.2.37a)$$

$$\sigma_{33}^0 = (1-n_w^0)(\rho_w^0 - \rho_s^0)gz \quad (7.2.37b)$$

ここに、 h は地盤上の水深である。歪みは水平方向には等方的で $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 0$ であるので、次式が得られる。

$$\sigma_{11}^0 = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{33}^0 \quad (7.2.37c)$$

(4) Mei による変動成分に対する線形な支配方程式

静的平衡状態からの変動成分を()' で表すと、次式のようなのである。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ij}' &= \sigma_{ij} - \sigma_{ij}^0, & p_{ij}' &= p_{ij} - p_{ij}^0 \\ \rho_w' &= \rho_w - \rho_w^0, & n_w' &= n_w - n_w^0 \end{aligned} \right\} \quad (7.2.38)$$

上式を用いて、式(7.2.14)を線形化すると、次式となる。ただし、微小量の2次以上の項を省略し、式(7.2.24)も用いている。

$$\frac{\partial n_w'}{\partial t} + n_w^0 \nabla \cdot v_w' + \frac{n_w^0}{\beta} \frac{\partial p'}{\partial t} = 0 \quad (7.2.39)$$

同様に、式(7.2.12)は、次式となる。

$$-\frac{\partial n_w'}{\partial t} + (1-n_w^0) \nabla \cdot v_s' = 0 \quad (7.2.40)$$

線形化された貯留方程式は、式(7.2.39)と式(7.2.40)を加えるか、もしくは、式(7.2.15)から直接に得られ、間隙水圧の変化は、間隙水と土粒子骨格の膨張率に関係している次式となる。

$$n_w^0 \nabla \cdot v_w' + (1-n_w^0) \nabla \cdot v_s' = -\frac{n_w^0}{\beta} \frac{\partial p'}{\partial t} \quad (7.2.41)$$

式(7.2.34)と式(7.2.35)を式(7.2.31)と式(7.2.32)から引き線形化すると、間隙水に対する線形な運動方程式が得られる。

$$n_w^0 \rho_w^0 \frac{\partial v_w'}{\partial t} = -n_w^0 \nabla p' + n_w^0 \rho_w^0 g - \frac{(n_w^0)^2}{K}(v_w' - v_s') \quad (7.2.42)$$

同様に、土粒子骨格に対する線形な運動方程式が得られる。

$$(1-n_w^0)\rho_s^0 \frac{\partial v_s'}{\partial t} = \nabla \cdot T^{e'} - (1-n_w^0)\nabla p' - n'(\rho_s^0 - \rho_w^0)g + \frac{(n_w^0)^2}{K}(v_w' - v_s') \quad (7.2.43)$$

(5) Biot 型の圧密方程式

運動方程式において、次のように重力項を無視できる。 p_0 , ω , L を、応力、振動数、長さの代表値とする。Hooke の法則より速度の代表値のオーダーは $O(p_0 \omega L/G)$ である。式(7.2.7)から圧力勾配と物体力の比は、次のようになる。

$$O\left(\frac{\rho_\alpha g}{\nabla p'}\right) \sim \frac{(g/\omega)\rho_\alpha \nabla \cdot v_\alpha'}{\nabla p'} \sim \frac{\rho_\alpha g L}{G} \quad (\alpha = s, w)$$

さらに、式(7.2.37)と式(7.2.40)を使い、また、 $O(h-z) \sim O(L)$ を比べると、次のようになる。

$$O\left(\frac{\rho^0 \nabla n_w'}{\nabla p'}\right) \sim \frac{\rho_s^0 g L}{G}$$

代表的な G の範囲は $(10^8 \sim 10^{10}) \text{ N/m}^2$ であり、 L のオーダーは $O(L) \sim (10 \sim 100) \text{ m}$ であるので、上式の比は $(10^{-2} \sim 10^{-5})$ 程度となり無視してよい。それゆえ、線形化された運動方程式は、次のように簡単な式になる。

$$n_w^0 \rho_w^0 \frac{\partial v_w'}{\partial t} = -n_w^0 \nabla p' - \frac{(n_w^0)^2}{K}(v_w' - v_s') \quad (7.2.44)$$

$$(1-n_w^0)\rho_s^0 \frac{\partial v_s'}{\partial t} = \nabla \cdot T^{e'} - (1-n_w^0)\nabla p' + \frac{(n_w^0)^2}{K}(v_w' - v_s') \quad (7.2.45)$$

式(7.2.44)と式(7.2.45)を加え、Hooke の法則を用いると、次式が得られる。

$$G(\nabla^2 v_s' + \frac{1}{1-2\nu} \nabla \nabla \cdot v_s') - \nabla \frac{\partial p'}{\partial t} = n_w^0 \rho_w^0 \frac{\partial^2 v_w'}{\partial t^2} + (1-n_w^0)\rho_s^0 \frac{\partial^2 v_s'}{\partial t^2} \quad (7.2.46)$$

式(7.2.44)と貯留方程式(7.2.41)を組み合わせると、次式が得られる。

$$K\nabla^2 p' = \nabla \cdot v_s' + \frac{n_w^0}{\beta} \frac{\partial p'}{\partial t} - K\rho_w^0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot v_w' \quad (7.2.47)$$

応力の釣り合い式(7.2.46)と貯留方程式(7.2.47)において、時間的にも空間的にも緩やかに変動する波を考え、オーダー比較を行うと、各々、Biot型の圧密方程式のうち、釣り合い方程式と連続式を誘導することができる。

7.3 一様半無限海底地盤における特性方程式による応答解析法

7.3.1 基礎方程式および境界条件

(1) 基礎方程式

海底地盤を多孔質の土粒子骨格と間隙水の混合体と考え、Biotの圧密理論に基づいて基礎方程式の定式化を行う。平面歪み状態 ($\varepsilon_y = 0$) を考え、水平方向に x 軸を、海底地盤面を原点として鉛直上向きに z 軸を取る。土粒子は非圧縮性とし土粒子骨格は圧縮性の線形弾性体とする。間隙水は気泡の混入を考慮して圧縮性として取り扱う。間隙水の流れは線形の運動方程式である Darcy の式を仮定する。静的平衡状態からの変動量に対する基礎方程式を求めて、変動量の微小量の2次以上の項を無視する。さらに、重力項と慣性項を無視すると、以下ようになる。

間隙水の圧力-歪みの構成関係式は、次式で表される。

$$p = \frac{\beta}{n_w} \varepsilon_f \quad (7.3.1)$$

ここに、 p は間隙水圧、 ε_f は間隙水の体積歪み、 n_w は地盤の間隙率、 β は間隙水の体積弾性係数で通常の圧力下では単位体積重量が 1.0 gr/cm^3 程度での β を用いる。また、間隙水に気泡が混入している場合の β は、飽和度の関数として表された次式を用いる。

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_0} + \frac{1-S}{p_0} \quad (7.3.2)$$

ここに、 β_0 は飽和状態での β の値、 S は飽和度、 p_0 は基準圧力 (1 気圧) である。

平面歪み状態における土粒子骨格に対する応力-歪みの構成関係式は、次式で表される。

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_z \\ \tau_{xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_s + G & B_s - G & 0 \\ B_s - G & B_s + G & 0 \\ 0 & 0 & G \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_z \\ \gamma_{xz} \end{bmatrix} \quad (7.3.3)$$

ここに、 $B_s = G/(1-2\nu)$ は土粒子骨格の体積圧縮係数、 $G = E/2(1+\nu)$ は土粒子骨格のせん断弾性係数、 E は土粒子骨格の縦弾性係数、 ν は土粒子骨格のポアソン比である。 σ_x と σ_z および τ_{xz} は、それぞれ有効鉛直応力と有効水平応力の変動成分およびせん断応力であり、 ε_x と ε_z および γ_{xz} は、それぞれ縦歪みおよびせん断歪みである。

連続式は、次式で表される。

$$\frac{k}{\gamma_w} \nabla^2 p = \frac{n_w}{\beta} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad (7.3.4)$$

水平方向および鉛直方向の釣り合い方程式は、次式で表される。

$$G\nabla^2 u + B_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (7.3.5)$$

$$G\nabla^2 w + B_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} \quad (7.3.6)$$

ここに、 ∇^2 はラプラシアンである。 ε は体積歪みであり縦歪み ε_x と ε_z の和として、次式で表される。また、せん断歪み γ_{xz} も、次式で表される。

$$\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_z = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \quad (7.3.7)$$

u と w は地盤の水平および鉛直方向変位、 p は間隙水圧で静的平衡状態からの変動量を表し圧縮を正としている。 γ_w は間隙水の単位体積重量、 k は地盤の透水係数である。

(2) 境界条件

境界条件は、海底地盤面と海底地盤の無限深部で、各々、次のように与えられる。

(a) 海底地盤面での境界条件

海底地盤面では、土粒子骨格の有効鉛直応力とせん断応力は発生せず、間隙水圧は微小振幅波による変動波圧に等しいとして、次のように与えられる。

$$\sigma_z = 0, \quad \tau_{xz} = 0, \quad p = p_0 \exp[i(\lambda x - \omega t)] \quad ; \quad z = 0 \quad (7.3.8)$$

なお、Yamamoto ら¹¹⁾ は、波が x 軸の負の方向に進行するとして、 p を次のように与えている。

$$p = p_0 \exp[i(\lambda x + \omega t)]$$

ここに、 $p_0 = \gamma_w h / (2 \cosh \lambda h)$ であり変動波圧の振幅である。 i は虚数、 λ は波数、 ω は角周波数、 γ_w は海水の単位体積重量、 H は波高、 h は水深である。

(b) 海底地盤の無限深部での境界条件

海底地盤の無限深部では、変動波圧の影響が及ばずに、土粒子骨格の変位も間隙水圧の変動もないとして、次のように与えられる。

$$u = 0, \quad w = 0, \quad p = 0 \quad ; \quad z = -\infty \quad (7.3.9)$$

7.3.2 一様半無限海底地盤における一般解の係数の理論解

一様半無限海底地盤における一般解の係数の理論解は、Yamamoto ら¹¹⁾ によって誘導されているが、これを以下に示す。

(1) 基礎方程式の特性方程式

Yamamoto ら¹¹⁾ は、基礎方程式(7.3.4)～式(7.3.6)の解 u 、 w および p を、次のように変数分離形の周期解と仮定した。 U 、 W および P は、鉛直方向座標 z のみの関数である。

$$\left. \begin{aligned} u &= U(z) \exp[i(\lambda x + \omega t)] \\ w &= W(z) \exp[i(\lambda x + \omega t)] \\ p &= P(z) \exp[i(\lambda x + \omega t)] \end{aligned} \right\} \quad (7.3.10)$$

上式を基礎方程式(7.3.4)～式(7.3.6)に代入すると、次の定数係数線形連立常微分方程式を得る。

$$\frac{\gamma_w}{k} \lambda \omega U - i \frac{\gamma_w}{k} \omega \frac{dW}{dz} + \frac{d^2 P}{dz^2} - (\lambda^2 + i \frac{\gamma_w}{k} \omega \frac{n_w}{\beta}) P = 0 \quad (7.3.11)$$

$$\frac{d^2U}{dz^2} - \lambda^2 \frac{2(1-\nu)}{(1-2\nu)}U + \frac{i\lambda}{(1-2\nu)} \frac{dW}{dz} - i \frac{\lambda}{G} P = 0 \quad (7.3.12)$$

$$\frac{i\lambda}{(1-2\nu)} \frac{dU}{dz} + \frac{2(1-\nu)}{(1-2\nu)} \frac{d^2W}{dz^2} - \lambda^2 W - \frac{1}{G} \frac{dP}{dz} = 0 \quad (7.3.13)$$

微分演算子 $D = d/dz$ を用いると、式(7.3.11)～式(7.3.13)が自明な解である $U = W = P = 0$ 以外の解を持つための条件として、次の特性方程式が得られる。

$$(D^2 - \lambda^2)^2 (D^2 - \lambda'^2) = 0 \quad (7.3.14)$$

ここに、

$$\lambda'^2 = \lambda^2 + i \frac{\gamma_w}{k} \omega \left[\frac{n_w}{\beta} + \frac{(1-2\nu)}{2(1-\nu)G} \right] \quad (7.3.15)$$

特性方程式(7.3.14)は、2重根を含めた次の6個の複素解を持つ。

$$D = \pm \lambda \quad (2 \text{ 重根}), \quad \pm \lambda' \quad (7.3.16)$$

(2) 一般解の係数

特性方程式が、2重根を含めた次の6個の複素解を持つ場合、一般解は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} U &= a_1 \exp(\lambda z) + a_2 \exp(-\lambda z) + a_3 z \exp(\lambda z) + a_4 z \exp(-\lambda z) \\ &\quad + a_5 \exp(\lambda' z) + a_6 \exp(-\lambda' z) \\ W &= b_1 \exp(\lambda z) + b_2 \exp(-\lambda z) + b_3 z \exp(\lambda z) + b_4 z \exp(-\lambda z) \\ &\quad + b_5 \exp(\lambda' z) + b_6 \exp(-\lambda' z) \\ P &= c_1 \exp(\lambda z) + c_2 \exp(-\lambda z) + c_3 z \exp(\lambda z) + c_4 z \exp(-\lambda z) \\ &\quad + c_5 \exp(\lambda' z) + c_6 \exp(-\lambda' z) \end{aligned} \right\} \quad (7.3.17)$$

式(7.3.17)が海底地盤の無限深部で境界条件式(7.3.9)を満たすためには、式(7.3.17)の奇数項の係数はゼロとならなくてはならない。ゆえに、式(7.3.17)は次式となる。なお、Yamamotoらは、鉛直下向きに z 軸を取っている。

$$\left. \begin{aligned} U &= a_2 \exp(-\lambda z) + a_4 z \exp(-\lambda z) + a_6 \exp(-\lambda' z) \\ W &= b_2 \exp(-\lambda z) + b_4 z \exp(-\lambda z) + b_6 \exp(-\lambda' z) \\ P &= c_2 \exp(-\lambda z) + c_4 z \exp(-\lambda z) + c_6 \exp(-\lambda' z) \end{aligned} \right\} \quad (7.3.18)$$

式(7.3.18)の係数 a_i ($i=2, 4, 6$)、 b_i ($i=2, 4, 6$)、 c_i ($i=2, 4, 6$) は独立ではなく、基礎方程式(7.3.4)～式(7.3.6)あるいは式(7.3.11)～式(7.3.13)を満たすような従属関係があり、例えば、係数 b_i ($i=2, 4, 6$) と c_i ($i=2, 4, 6$) は a_i ($i=2, 4, 6$) を用いて表される。次に、海底地盤面での境界条件式(7.3.8)を満足するように、残りの係数 a_i ($i=2, 4, 6$) が決められる。その結果、Yamamotoらは、一般解の係数を以下のように誘導した。

$$\left. \begin{aligned} a_2 &= i \left[\frac{mA}{-\lambda'' + i(1+m)\omega''} \right] \frac{p_0}{2\lambda G}, \quad a_4 = -i \left[1 - \frac{m\lambda''}{-\lambda'' + i(1+m)\omega''} \right] \frac{p_0}{2G} \\ &\quad , \quad a_6 = i \left[\frac{m}{-\lambda'' + i(1+m)\omega''} \right] \frac{p_0}{2\lambda G} \\ b_2 &= i \left[a_2 + \frac{a_4}{\lambda} \frac{1+(3-4\nu)m}{1+m} \right], \quad b_4 = ia_4, \quad b_6 = i \frac{\lambda'}{\lambda} a_6 \\ c_2 &= 0, \quad c_4 = i \frac{2G}{1+m} a_4, \quad c_6 = \frac{2}{\lambda} \omega' B G a_6 \end{aligned} \right\} \quad (7.3.19)$$

ここに、

$$A = -[1 + 2(1-\nu)\lambda''] + i(1-2\nu)\omega''$$

$$B = \frac{1-\nu}{1-2\nu}, \quad m = \frac{n_w}{\beta} \frac{G}{1-2\nu}, \quad \omega' = \frac{\omega}{c}$$

$$c = \frac{k}{\gamma_w} \left[\frac{n_w}{\beta} + \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)G} \right], \quad \omega'' = B \frac{\omega'}{\lambda^2}, \quad \lambda'' = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda}$$

波浪条件と地盤の物性値を式(7.3.19)に代入して、 a_i ($i=2, 4, 6$)、 b_i ($i=2, 4, 6$)、 c_i ($i=2, 4, 6$) を求め、これを式(7.3.18)に代入すれば、 U 、 W 、 P が求まり、式(7.3.10)より未知量である u 、 w 、 p が求まる。

7. 4 海底地盤の破壊の判定方法

7. 4. 1 有効鉛直応力による1次元の破壊の判定方法

波浪による海底地盤の破壊および液状化の発生条件は、有効鉛直応力がゼロになる規準が、Mei-Foda³⁾ および Okusa ら^{1,3)} によって、次式が用いられている。

$$\sigma_v' = -(\rho_s - \rho_w)gz + \sigma_z' \leq 0 \quad (7.4.1)$$

ここに、 σ_v' は有効鉛直応力、 $-(\rho_s - \rho_w)gz$ は静穏時の有効土被り圧であり ρ_s および ρ_w は海底地盤および水の密度、 σ_z' は有効鉛直応力の変動成分である。上式は、有効鉛直応力の変動成分によって有効鉛直応力の全成分が消失した場合に液状化が発生したものと見なす規準である。

善らも、有効鉛直応力がゼロとなることを液状化発生条件として、次式を提案している。

$$\sigma_v' = \sigma_{v0}' + (p_b - p_m) \leq 0 \quad (7.4.2)$$

ここに、 σ_v' は有効鉛直応力、 σ_{v0}' は初期有効鉛直応力であるが、Mei-Foda³⁾ や Okusa ら^{1,3)} の規準と同じく有効土被り圧である。 p_b と p_m は海底地盤面と地盤中における変動水圧であり、 $(p_b - p_m)$ は過剰間隙水圧と同様な意味を持つため、ある深さの位置での変動過剰間隙水圧 $(p_b - p_m) = -\rho g h'$ が静穏時有効土被り圧 σ_{v0}' より大きくなると、液状化が発生するとしている規準である。

上の2式は、表現形式は異なるが、同じ規準である。Mei-Foda³⁾ や Okusa ら^{1,3)} は、波浪応答解析を2次元の連成系線形弾性解析により行なって地盤内の応力を求め、その中の鉛直有効応力のみを用いて発生条件とした。善ら^{3,3)} は1次元の非連成系線形弾性解析により行なって求めた間隙水圧を用いて発生条件とした。

7. 4. 2 主応力とせん断応力による2次元および3次元の破壊の判定方法

これまで、海底地盤の応答における液状化による破壊は、有効鉛直応力が負となる条件で示されたが、海底地盤の波浪応答による2次元および3次元の応力分布解析を行い、有効鉛直応力が負という条件では不充分であることを以下に示す。なお、積層面内等方性海底地盤の判定方法を示したが、これには等方性海底地盤が含まれる。

材料が応力を受けたとき破壊せずに耐えうる限界の強さは、その材料の破壊規準として表され、地盤の破壊には、引張り破壊とせん断破壊がある。

(1) 引張り破壊

地盤内の土粒子骨格に作用する z 軸方向（鉛直方向）と x 軸方向（水平方向で波の進行方向）の全垂直応力 σ_{z0} と σ_{x0} は、応答解析によって求められた値である有効鉛直応力と有効水平応力の変動成分 σ_z と σ_x および土被り圧 $-(\gamma_s - \gamma_w)z$ により、次式となる。

$$\sigma_{z0} = \sigma_z - (\gamma_s - \gamma_w)z \quad (7.4.3)$$

$$\sigma_{x0} = \sigma_x - K_0(\gamma_s - \gamma_w)z \quad (7.4.4)$$

y 軸方向（水平方向）の有効水平応力 σ_{y0} は、積層面内等方性地盤で平面歪み状態 ($\varepsilon_y = 0$) の場合、 y 軸方向の応力-歪み関係から次式で求められ、同様に変動成分 σ_y も次式となる。

$$\sigma_{y0} = \nu_{xx}\sigma_{x0} + \frac{E_x}{E_z}\nu_{zx}\sigma_{z0} \quad [\text{あるいは } \sigma_y = \nu_{xx}\sigma_x + \frac{E_x}{E_z}\nu_{zx}\sigma_z] \quad (7.4.5)$$

$$\sigma_y = \sigma_{y0} + K_0(\gamma_s - \gamma_w)z \quad [\text{あるいは } \sigma_{y0} = \sigma_y - K_0(\gamma_s - \gamma_w)z] \quad (7.4.6)$$

ここに、 γ_s は地盤の単位体積重量、 γ_w は間隙水の単位体積重量、 K_0 は静止土圧係数、 E_x と E_z はそれぞれ水平方向と鉛直方向の縦弾性係数、 ν_{xx} と ν_{zx} はそれぞれ水平方向と鉛直方向のポアソン比である。なお、 σ_z 、 σ_y 、 σ_x 、 σ_{z0} 、 σ_{y0} 、 σ_{x0} は、引張りを正としている。

積層面内等方性地盤の静止土圧係数を応力-歪み関係から求めることができる。平面歪み状態 ($\varepsilon_y = 0$) では、 y 軸方向の応力-歪み関係は初期歪みを無視すると次のようである。

$$0 = -\frac{\nu_{xx}\sigma_{x0}}{E_x} + \frac{\sigma_{y0}}{E_x} - \frac{\nu_{zx}\sigma_{z0}}{E_z} \quad (7.4.7)$$

静止土圧状態において、海底地盤面下 z における鉛直方向の静止土圧は $\sigma_{z0} = -(\gamma_s - \gamma_w)z$ であり、互いに直交する水平方向の静止土圧は相等しく $\sigma_{x0} = \sigma_{y0} = -K_0(\gamma_s - \gamma_w)z$ である。ゆえに、式 (7.4.7) は次のようになる。

$$0 = -\frac{\nu_{xx}K_0(\gamma_s - \gamma_w)z}{E_x} + \frac{K_0(\gamma_s - \gamma_w)z}{E_x} - \frac{\nu_{zx}(\gamma_s - \gamma_w)z}{E_z} \quad (7.4.8)$$

上式を変形すると、静止土圧係数 K_0 は次のように地盤の縦弾性係数とポアソン比から求められる。

$$K_0 = \frac{\nu_{xx}}{(1 - \nu_{xx})} \frac{E_x}{E_z} \quad (7.4.9)$$

主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$) は、よく知られるように、次の 3 次方程式の解として与えられる。

$$\sigma^3 - J_1\sigma^2 + J_2\sigma - J_3 = 0 \quad (7.4.10)$$

ここに、 J_1 、 J_2 、 J_3 は、各々、1 次、2 次、3 次の応力の不変量である。これらの不変量は、物体内の各点において与えられた外力条件に対して決まるもので、その点での座標系の取り方にはよらない。各不変量は、次のようである。

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= \sigma_{x0} + \sigma_{y0} + \sigma_{z0} \\ J_2 &= \sigma_{x0}\sigma_{y0} + \sigma_{y0}\sigma_{z0} + \sigma_{z0}\sigma_{x0} - \tau_{xy}^2 - \tau_{yz}^2 - \tau_{zx}^2 \\ J_3 &= \sigma_{x0}\sigma_{y0}\sigma_{z0} + 2\tau_{xy}\tau_{yz}\tau_{zx} - \sigma_{x0}\tau_{yz}^2 - \sigma_{y0}\tau_{zx}^2 - \sigma_{z0}\tau_{xy}^2 \end{aligned} \right\} \quad (7.4.11)$$

または、主応力で表すと次のようである。

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \\ J_2 &= \sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_3 + \sigma_3\sigma_1 \\ J_3 &= \sigma_1\sigma_2\sigma_3 \end{aligned} \right\} \quad (7.4.12)$$

なお、 y 軸方向に対しての平面歪み状態では、 y 軸方向のせん断歪みは生じないとしてよいから $\tau_{xy} = \tau_{zy} = 0$ となるが、この場合、3 次方程式 (7.4.8) は因数分解され、その解として、土粒子骨格に作用する主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$) は、 σ_{z0} 、 σ_{y0} 、 σ_{x0} 、 τ_{xz} を用いて、次式のように表される。

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{z0} + \sigma_{y0}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{z0} - \sigma_{y0}}{2}\right)^2 + \tau_{xz}^2} \quad (7.4.13)$$

および

$$\sigma_i = \sigma_{y0} \quad (7.4.14)$$

すなわち、 σ_{y0} 自体が主応力の 1 つとなる。値の大きい順に主応力 σ_1 、 σ_2 、 σ_3 とすると、地盤の引張り破壊は、主応力の最小値 σ_3 が正（引張りを正としている）になった場合に発生する。

(2) せん断破壊

地盤のせん断面に作用するせん断応力は、次の Coulomb の式で表される。

$$\tau = c + \sigma \tan \phi \quad (7.4.15)$$

ここに、 τ は土のせん断応力、 σ は土中の破壊面に働く有効垂直応力、 c は粘着力、 ϕ は応力角である。

粘着力 c は破壊面に働く有効垂直応力の大きさには関係なく、与えられた土の状態とせん断応力を求める試験方法の排水条件に応じて一定の値を示し、 $\sigma \tan \phi$ は破壊面に働く有効垂直応力に比例して変化する。なお、内部摩擦角 ϕ は土の種類と状態とせん断試験の排水条件が同一であれば一定値を示す。しかし、実際の土、特に細粒土では、上式に示されている以外の多くの複雑な因子が土のせん断強さに影響するため、Coulomb の式で表されるような簡単な関係にはない。

せん断破壊の破壊規準としては、Tresca 規準、Mises 規準、Mohr-Coulomb 規準、松岡-中井規準などがよく知られている。Tresca 規準と Mises 規準は、Coulomb の式において ($\phi = 0$ 、 $\tau = c$) の場合に相当し、金属のような粘着性材料に適用され最大せん断応力説と呼ばれる。Mohr-Coulomb 規準と松岡-中井規準は、Coulomb の式において ($\phi \neq 0$ 、 $c = 0$) の場合に相当し、土のような摩擦性材料に適用され最大せん断-垂直応力説と呼ばれる。

Mohr-Coulomb 規準および松岡-中井規準^{2.2)}・^{2.8)} は、各々、次のようである。

$$\tan \phi = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2\sqrt{\sigma_1\sigma_3}} \quad (7.4.16)$$

$$\tan \phi = \sqrt{\frac{J_1J_2 - 9J_3}{9J_3}} = \frac{2}{3} \sqrt{\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sqrt{\sigma_1\sigma_2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2\sqrt{\sigma_2\sigma_3}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_3 - \sigma_1}{2\sqrt{\sigma_3\sigma_1}}\right)^2} \quad (7.4.17)$$

ここに、 J_1 、 J_2 、 J_3 は、各々、1 次、2 次、3 次の応力の不変量である。

地盤のせん断破壊に適用される最大せん断-垂直応力説において材料が破壊されていると判断されるのは、応力円が破壊線を超える場合である。すなわち、規準式を用いて求められる応力角 ϕ （応力円の接線の角度）が、材料固有の内部摩擦角 ϕ_0 （破壊線の角度）を超えると、破壊されると判断する。

説明の簡単のため2次元のせん断破壊を考え、地盤内のある要素に働く2つの主応力間で最大のせん断応力が発生する主応力 σ_1 と σ_3 を用いて、Mohrの応力円を描く。 σ_1 が増大あるいは σ_3 が減少するとMohrの応力円の直径が次第に増大し、遂にはCoulombの式で表される破壊線に接する。この応力状態になると土はせん断破壊を起こす。図-7.4.1は応力状態が変化するにつれてMohrの応力円が変化する様子を表しており、最大のMohrの応力円がCoulombの式に接している。この点における有効垂直応力 σ とせん断応力 τ は式(7.4.13)で表され、応力角 ϕ は式(7.4.16)で表される。これがMohr-Coulombの破壊規準である。3次元の松岡-中井規準も、同様な説明となる。

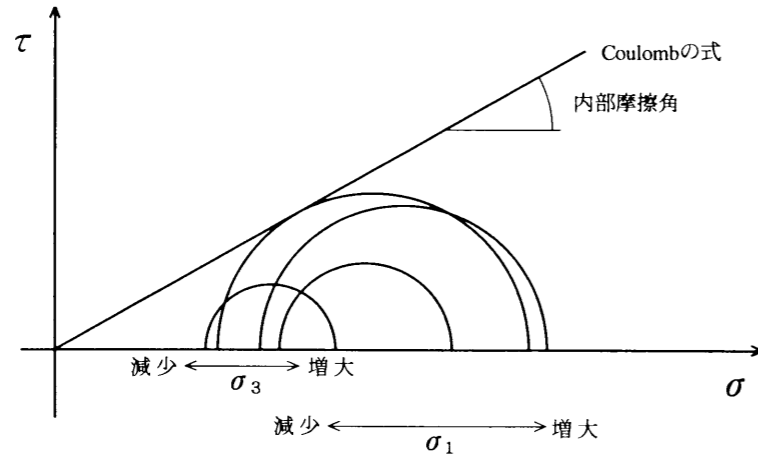


図-7.4.1 Mohrの応力円

海底地盤では、波の位相と地盤内の深さに応じて有効応力の変動成分が発生して応力状態が変化するため、Mohr-Coulombの破壊規準は図-7.4.2のようになる。

なお、Mises規準と松岡-中井規準は、空間滑動面 (spatially mobilized plane ; SMP) で破壊されるとして3主応力を用いた規準であり精度が高い。

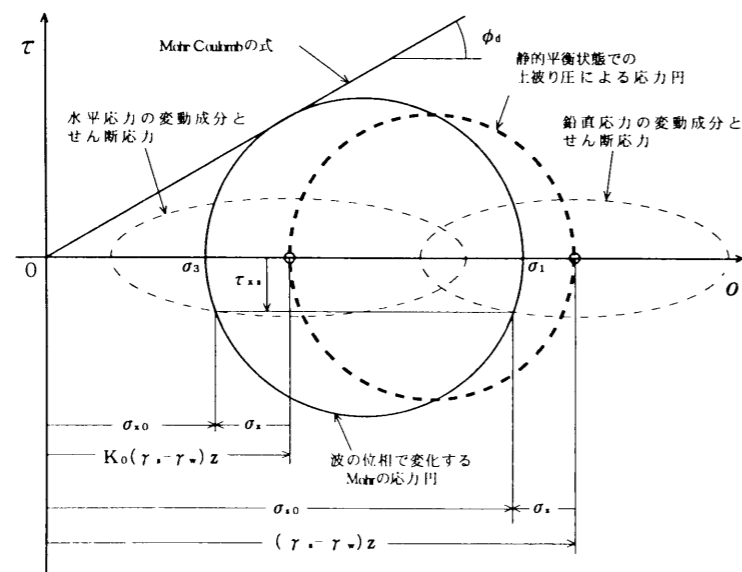


図-7.4.2 波の位相で変化する海底地盤面下zでのMohrの応力円

(3) 引張り破壊における主応力の方向余弦およびせん断破壊面の法線の方向余弦

(a) 引張り破壊における主応力の方向余弦

主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$)の(x, y, z 軸)に対する方向余弦を、各々、 a_{xi}, a_{yi}, a_{zi} ($i=1, 2, 3$)とする。主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$)と(x, y, z 軸)方向の全垂直応力 $\sigma_{x0}, \sigma_{y0}, \sigma_{z0}$ およびせん断応力 $\tau_{xy}, \tau_{yx}, \tau_{yz}, \tau_{zy}, \tau_{zx}, \tau_{xz}$ の間には、応力の各座標軸(x, y, z 軸)方向の釣り合いから次式の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_{x0} - \sigma_i)a_{xi} + \tau_{yx}a_{yi} + \tau_{zx}a_{zi} &= 0 \\ \tau_{xy}a_{xi} + (\sigma_{y0} - \sigma_i)a_{yi} + \tau_{zy}a_{zi} &= 0 \\ \tau_{xz}a_{xi} + \tau_{yz}a_{yi} + (\sigma_{z0} - \sigma_i)a_{zi} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (i=1, 2, 3) \quad (7.4.18)$$

$\tau_{xy} = \tau_{yx}, \tau_{yz} = \tau_{zy}, \tau_{zx} = \tau_{xz}$ であること、および平面歪み状態では、 $\tau_{xy} = \tau_{yx} = 0, \tau_{yz} = \tau_{zy} = 0$ であることを考えると、式(7.4.18)は次式となる。

$$(\sigma_{x0} - \sigma_i)a_{xi} + \tau_{zx}a_{zi} = 0 \quad (7.4.19a)$$

$$(\sigma_{y0} - \sigma_i)a_{yi} = 0 \quad (i=1, 2, 3) \quad (7.4.19b)$$

$$\tau_{xz}a_{xi} + (\sigma_{z0} - \sigma_i)a_{zi} = 0 \quad (7.4.19c)$$

また、方向余弦には次の関係がある。

$$a_{xi}^2 + a_{yi}^2 + a_{zi}^2 = 1 \quad (i=1, 2, 3) \quad (7.4.20)$$

主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$)を式(7.4.19)の任意の2式に代入して式(7.4.20)も用いると、主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$)の(x, y, z 軸)に対する方向余弦 a_{xi}, a_{yi}, a_{zi} ($i=1, 2, 3$)が求められる。

式(7.4.19b)によれば、 $\sigma_{y0} = \sigma_i$ となる場合、あるいは $a_{yi} = 0$ となる場合、あるいは $\sigma_{y0} = \sigma_i$ かつ $a_{yi} = 0$ となる場合があるが、それぞれに対して、次の①②③のようになる。

① $\sigma_{y0} = \sigma_i$ となる場合

y軸が主応力軸の1つとなり、次の3ケースがある。なお、 $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ とする。

$\sigma_{y0} = \sigma_1$ となるケース

σ_1 の x, y, z 軸に対する方向余弦は(0, 1, 0)となる

σ_2 の x, y, z 軸に対する方向余弦は($a_{x2}, 0, a_{z2}$)となる

σ_3 の x, y, z 軸に対する方向余弦は($a_{x3}, 0, a_{z3}$)となる

$\sigma_{y0} = \sigma_2$ となるケース

σ_1 の x, y, z 軸に対する方向余弦は($a_{x1}, 0, a_{z1}$)となる

σ_2 の x, y, z 軸に対する方向余弦は(0, 1, 0)となる

σ_3 の x, y, z 軸に対する方向余弦は($a_{x3}, 0, a_{z3}$)となる

$\sigma_{y0} = \sigma_3$ となるケース

σ_1 の x, y, z 軸に対する方向余弦は($a_{x1}, 0, a_{z1}$)となる

σ_2 の x, y, z 軸に対する方向余弦は($a_{x2}, 0, a_{z2}$)となる

σ_3 の x, y, z 軸に対する方向余弦は(0, 1, 0)となる

式(7.4.19a)と式(7.4.20)より、 a_{xi} と a_{zi} は次のようになる。

$$a_{xi} = \frac{\tau_{xz}}{\sqrt{(\sigma_{x0} - \sigma_i)^2 + \tau_{xz}^2}}, \quad a_{zi} = \frac{\sigma_{x0} - \sigma_i}{\sqrt{(\sigma_{x0} - \sigma_i)^2 + \tau_{xz}^2}} \quad (7.4.21)$$

同様に、式(7.4.19c)と式(7.4.20)より、 a_{xi} と a_{zi} は次のようになる。

$$a_{xi} = \frac{\sigma_{z0} - \sigma_i}{\sqrt{(\sigma_{z0} - \sigma_i)^2 + \tau_{xz}^2}}, \quad a_{zi} = \frac{\tau_{xz}}{\sqrt{(\sigma_{z0} - \sigma_i)^2 + \tau_{xz}^2}} \quad (7.4.22)$$

なお、式(7.4.21)と(7.4.22)は同じ式であることが誘導された。(誘導過程は省略する)

② $a_{yi} = 0$ となる場合

3主軸共に y 軸への投影がないことで矛盾するため、実際には $a_{yi} = 0$ は有り得ない。

③ $\sigma_{y0} = \sigma_1$ かつ $a_{yi} = 0$ となる場合

②と同様な理由で有り得ない。

以上のことから、海底地盤に引張り破壊が発生する場合の引張り方向を見るには、 σ_1 と σ_2 と σ_3 のうちのどれが σ_{y0} に等しくなるケースかを判断し、 $\sigma_{y0} = \sigma_1$ および $\sigma_{y0} = \sigma_2$ となるケースでは、主応力の最小値 σ_3 の(x, y, z 軸)に対する方向余弦($a_{x3}, 0, a_{z3}$)の分布を表示する。また、 $\sigma_{y0} = \sigma_3$ となるケースは、 y 軸方向に引張り破壊が発生しているケースである。

(b) 3次元の松岡-中井規準によるせん断破壊面(空間滑動面)の法線の方向余弦

次に、せん断破壊が発生する場合を考える。3次元のせん断破壊面(空間滑動面)の法線の主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$)に対する方向余弦は、次式のように与えられる。

$$b_i = \sqrt{\frac{J_3}{\sigma_i J_2}} \quad (i=1, 2, 3) \quad (7.4.23)$$

この方向余弦は主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$)に対する値であるため、以下のように(x, y, z 軸)に対する値に変換する。

$\sigma_{y0} = \sigma_1$ となるケースでは、2つの座標系の基本ベクトル($\vec{I}, \vec{II}, \vec{III}$)と($\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$)の間には、次式が成り立つ。

$$\begin{bmatrix} \vec{I} \\ \vec{II} \\ \vec{III} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ a_{x2} & 0 & a_{z2} \\ a_{x3} & 0 & a_{z3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \\ \vec{z} \end{bmatrix} = T_1 \begin{bmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \\ \vec{z} \end{bmatrix} \quad (7.4.24)$$

上式は、次式のようにも表される。

$$\begin{bmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \\ \vec{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & a_{x2} & a_{x3} \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & a_{z2} & a_{z3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{I} \\ \vec{II} \\ \vec{III} \end{bmatrix} = T_1' \begin{bmatrix} \vec{I} \\ \vec{II} \\ \vec{III} \end{bmatrix} \quad (7.4.25)$$

これより、 $\sigma_{y0} = \sigma_1$ となるケースでは、せん断破壊面(空間滑動面)の法線の(x, y, z 軸)に対する方向余弦 a_x, a_y, a_z は、主応力 σ_i ($i=1, 2, 3$)に対する方向余弦 b_1, b_2, b_3 を次式で変換することにより求められる。

$$\begin{bmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{bmatrix} = T_1' \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} \quad (7.4.26)$$

同様に、 $\sigma_{y0} = \sigma_2$ となるケースでは、以下のように求められる。

$$\begin{bmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{bmatrix} = T_2' \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} \quad (7.4.27)$$

同様に、 $\sigma_{y0} = \sigma_3$ となるケースでは、以下のように求められる。

$$\begin{bmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{bmatrix} = T_3' \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} \quad (7.4.28)$$

なお、せん断破壊面(空間滑動面)上のせん断応力ベクトルの(x, y, z 軸)に対する方向余弦 a_x, a_y, a_z は、次式を式(7.4.23)に置き換えれば求まる。

$$b_i = \frac{\sigma_i J_2 - 3J_3}{\sqrt{\sigma_i J_2 (J_1 J_2 - 9J_3)}} \quad (i=1, 2, 3) \quad (7.4.29)$$

すなわち、海底地盤にせん断破壊が発生する場合のせん断破壊面の法線方向、あるいはせん断破壊面の方向を見るには、まず σ_1 と σ_2 と σ_3 のうちのどれが σ_{y0} に等しくなるケースかを見た上で、式(7.4.23)あるいは式(7.4.29)を式(7.4.26)~式(7.4.28)に代入して、(a_x, a_y, a_z)の分布を表示すればよい。

ここに、 T_1' は T_1 の転置行列であり、次の関係から T_1 は直交行列である。 T_2 と T_3 も同様である。また、 E は単位行列である。

$$T_1 T_1' = T_1' T_1 = E \quad (7.4.30)$$

$$T_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ a_{x2} & 0 & a_{z2} \\ a_{x3} & 0 & a_{z3} \end{bmatrix} \quad T_1' = \begin{bmatrix} 0 & a_{x2} & a_{x3} \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & a_{z2} & a_{z3} \end{bmatrix} \quad (7.4.31)$$

$$T_2 = \begin{bmatrix} a_{x1} & 0 & a_{z1} \\ 0 & 1 & 0 \\ a_{x3} & 0 & a_{z3} \end{bmatrix} \quad T_2' = \begin{bmatrix} a_{x1} & 0 & a_{x3} \\ 0 & 1 & 0 \\ a_{z1} & 0 & a_{z3} \end{bmatrix} \quad (7.4.32)$$

$$T_3 = \begin{bmatrix} a_{x1} & 0 & a_{z1} \\ a_{x2} & 0 & a_{z2} \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad T_3' = \begin{bmatrix} a_{x1} & a_{x2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ a_{z1} & a_{z2} & 0 \end{bmatrix} \quad (7.4.33)$$

$$E = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7.4.34)$$

(c) 2次元のMohr-Coulombの破壊規準によるせん断破壊面の法線の方向余弦

2次元のせん断破壊が発生する場合を考える。せん断破壊面の法線の主応力 σ_1, σ_3 に対する方向余弦は、次式のように与えられる。

$$b_1 = \cos\left(\frac{1}{4}\pi + \frac{\phi}{2}\right), \quad b_3 = \cos\left(\frac{1}{4}\pi - \frac{\phi}{2}\right) \quad (7.4.35)$$

この方向余弦は主応力 σ_1, σ_3 に対する値であるため、以下のように(x, z 軸)に対する値に変換する。

2つの座標系の基本ベクトル(\vec{I}, \vec{III})と(\vec{x}, \vec{z})の間には、次式が成り立つ。

$$\begin{bmatrix} \vec{I} \\ \vec{III} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{x1} & a_{z1} \\ a_{x3} & a_{z3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{x} \\ \vec{z} \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} \vec{x} \\ \vec{z} \end{bmatrix} \quad (7.4.36)$$

上式は、次式のようにも表される。

$$\begin{bmatrix} \bar{x} \\ \bar{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{x1} & a_{x3} \\ a_{z1} & a_{z3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{I} \\ \bar{III} \end{bmatrix} = T' \begin{bmatrix} \bar{I} \\ \bar{III} \end{bmatrix} \quad (7.4.37)$$

これより、せん断破壊面の法線の（ x, z 軸）に対する方向余弦 a_x, a_z は、主応力 σ_1, σ_3 に対する方向余弦 b_1, b_3 を次式で変換することにより求められる。

$$\begin{bmatrix} a_x \\ a_z \end{bmatrix} = T' \begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \end{bmatrix} \quad (7.4.38)$$

なお、せん断破壊面上のせん断応力ベクトルの（ x, z 軸）に対する方向余弦 a_x, a_z は、次式を式(7.4.35)に置き換えれば求まる。

$$b_1 = \cos\left(\frac{1}{4}\pi - \frac{\phi}{2}\right), \quad b_3 = \cos\left(\frac{1}{4}\pi + \frac{\phi}{2}\right) \quad (7.4.39)$$

すなわち、海底地盤にせん断破壊が発生する場合のせん断破壊面の法線方向、あるいはせん断破壊面の方向を見るには、式(7.4.35)あるいは式(7.4.39)を式(7.4.38)に代入して、（ a_x, a_z ）の分布を表示すればよい。

ここに、 T' は T の転置行列であり、次の関係から T は直交行列である。また、 E は単位行列である。

$$TT' = T'T = E \quad (7.4.40)$$

$$T = \begin{bmatrix} a_{x1} & a_{z1} \\ a_{x3} & a_{z3} \end{bmatrix}, \quad T' = \begin{bmatrix} a_{x1} & a_{x3} \\ a_{z1} & a_{z3} \end{bmatrix} \quad (7.4.41)$$

$$E = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7.4.42)$$

7.5 波浪条件と地盤の物性値の設定

解析に用いた波浪条件は、土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会編集の「海岸波動－波・構造物・地盤の相互作用の解析法－」²³⁾ で設定された波を用いた。

(A) 暴風時の代表的な波（暴風波）

波高 $H=3.0\text{m}$, 水深 $h=10.0\text{m}$, 周期 $T=8.0\text{sec}$, 波長 $L \approx 70.85\text{m}$

(B) 設計波規模の波（設計波）

波高 $H=10.0\text{m}$, 水深 $h=20.0\text{m}$, 周期 $T=13.0\text{sec}$, 波長 $L \approx 167.5\text{m}$

海底地盤の物性値は、土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会編集の「海岸波動－波・構造物・地盤の相互作用の解析法－」²³⁾ で設定されたものであるが、本研究では、表-7.5.1に示す緩い砂、密な砂およびシルトの3種類の地盤に対して検討を行った。

表-7.5.1 海底地盤の物性値

		緩い砂	密な砂	シルト
E	N/m^2 (kgf/m^2)	1.020×10^8 (1.04×10^7)	3.060×10^8 (3.12×10^7)	0.765×10^8 (0.78×10^7)
ν		0.30	0.30	0.30
n_w		0.454	0.394	0.515
γ_s	N/m^3 (kgf/m^3)	1.863×10^4 (1.9×10^3)	1.961×10^4 (2.0×10^3)	1.765×10^4 (1.8×10^3)
k	m/sec	1.0×10^{-4}	1.0×10^{-5}	1.0×10^{-6}
S	%	99.28	99.93	99.87
飽和 γ_w	N/m^3 (kgf/m^3)	9.80665×10^3 (1.0×10^3)		
不飽和 γ_w	N/m^3 (kgf/m^3)	9.73604×10^3 (0.9928×10^3)	9.79979×10^3 (0.9993×10^3)	9.79390×10^3 (0.9987×10^3)
β_0	N/m^2 (kgf/m^2)	2.318×10^9 (2.364×10^8)		
β	N/m^2 (kgf/m^2)	4.155×10^7 (4.237×10^6)	3.786×10^8 (3.861×10^7)	2.123×10^8 (2.165×10^7)
γ_{w0}	N/m^3 (kgf/m^3)	1.0052×10^4 (1.025×10^3)		
p_0	N/m^2 (kgf/m^2)	1.0133×10^5 (1.034×10^4)		

[土粒子骨格の弾性的性質に関する物性値]

E (縦弾性係数), ν (ポアソン比), G (せん断弾性係数) = $E/2(1+\nu)$
 n_w (間隙率), γ_s (地盤の単位体積重量)

[間隙水に関する物性値]

k (透水係数), S (飽和度), γ_w (間隙水の単位体積重量)
 β_0 (飽和状態での間隙水の体積弾性係数), β (間隙水の体積弾性係数)
 γ_{w0} (海水の単位体積重量), p_0 (基準圧力である1気圧)

7. 6 解析結果

7. 6. 1 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化

図-7. 6. 1は、波の位相を示す。海底地盤面から下は一様半無限の海底地盤を想定している。図-7. 6. 2～図-7. 6. 8は、波の位相45°ごとに、(a)間隙水圧 p の周期変化、(b)位相差 θ 、(c)体積歪み ε の周期変化、(d)有効鉛直応力の変動成分 σ_z の周期変化、(e)x軸方向の有効水平応力の変動成分 σ_x の周期変化、(f)y軸方向の有効水平応力の変動成分 σ_y の周期変化、(g)せん断応力 τ_{xz} の周期変化を示す。位相差 θ は、波のどの位相でも同じ値である。間隙水圧 p 、有効鉛直応力の変動成分 σ_z 、有効水平応力の変動成分 σ_x 、有効水平応力の変動成分 σ_y 、せん断応力 τ_{xz} は、各々、波によって海底地盤面に作用する変動水圧振幅 p_0 で無次元表示してある。 $z=0$ mが海底地盤面、各々、図(1)は $z=-100$ m、図(2)は $z=-10$ mの深さまで示した。変動過剰間隙水圧による地盤の不安定化は海底地盤の浅部で生じるため、その詳細を見るために、図(1)における海底地盤面近くを拡大表示したものが図(2)である。図(2)では鉛直応力の変動成分 σ_z の周期変化、水平応力の変動成分 σ_x の周期変化および水平応力の変動成分 σ_y の周期変化には、全垂直応力がゼロとなる範囲が示されている。この線を越えると、その座標軸方向に海底地盤は引張り破壊が発生する。

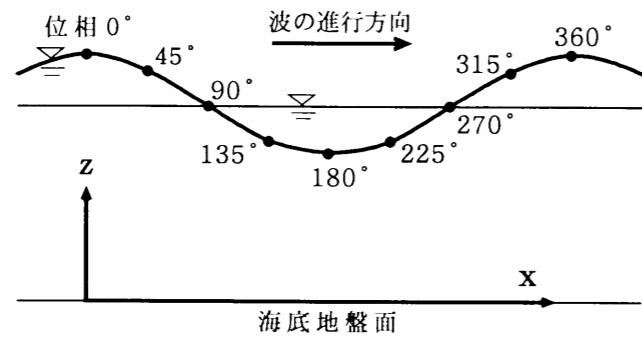


図-7. 6. 1 波の位相

図-7. 6. 2は、地盤内の間隙水が非圧縮性の場合を想定しており、作用する波は設計波、地盤は緩い砂である。

図-7. 6. 3～図-7. 6. 8は、地盤内の間隙水が圧縮性の場合を想定した。そのうち、図-7. 6. 3、図-7. 6. 4および図-7. 6. 5は、作用する波は設計波であるが、地盤は各々、緩い砂、密な砂およびシルトである。また、図-7. 6. 6、図-7. 6. 7および図-7. 6. 8は、作用する波は暴風波であるが、地盤は各々、緩い砂、密な砂およびシルトである。

(1) 間隙水が非圧縮性の場合

(a. 1) 緩い砂地盤の場合

図-7. 6. 2(1)は、間隙水が非圧縮性の場合の鉛直分布を示す。位相差 θ は現れず、間隙水圧 p は地盤の下方に向かって単調に減衰している。 z 軸と x 軸方向の有効応力の変動成分 σ_z と σ_x およびせん断応力 τ_{xz} の減衰は、波の位相が90°ずつの差があるが、全く同じ鉛直分布である。このため、体積歪み ε はゼロである。また、 y 軸方向の有効応力の変動成分 σ_y もゼロである。

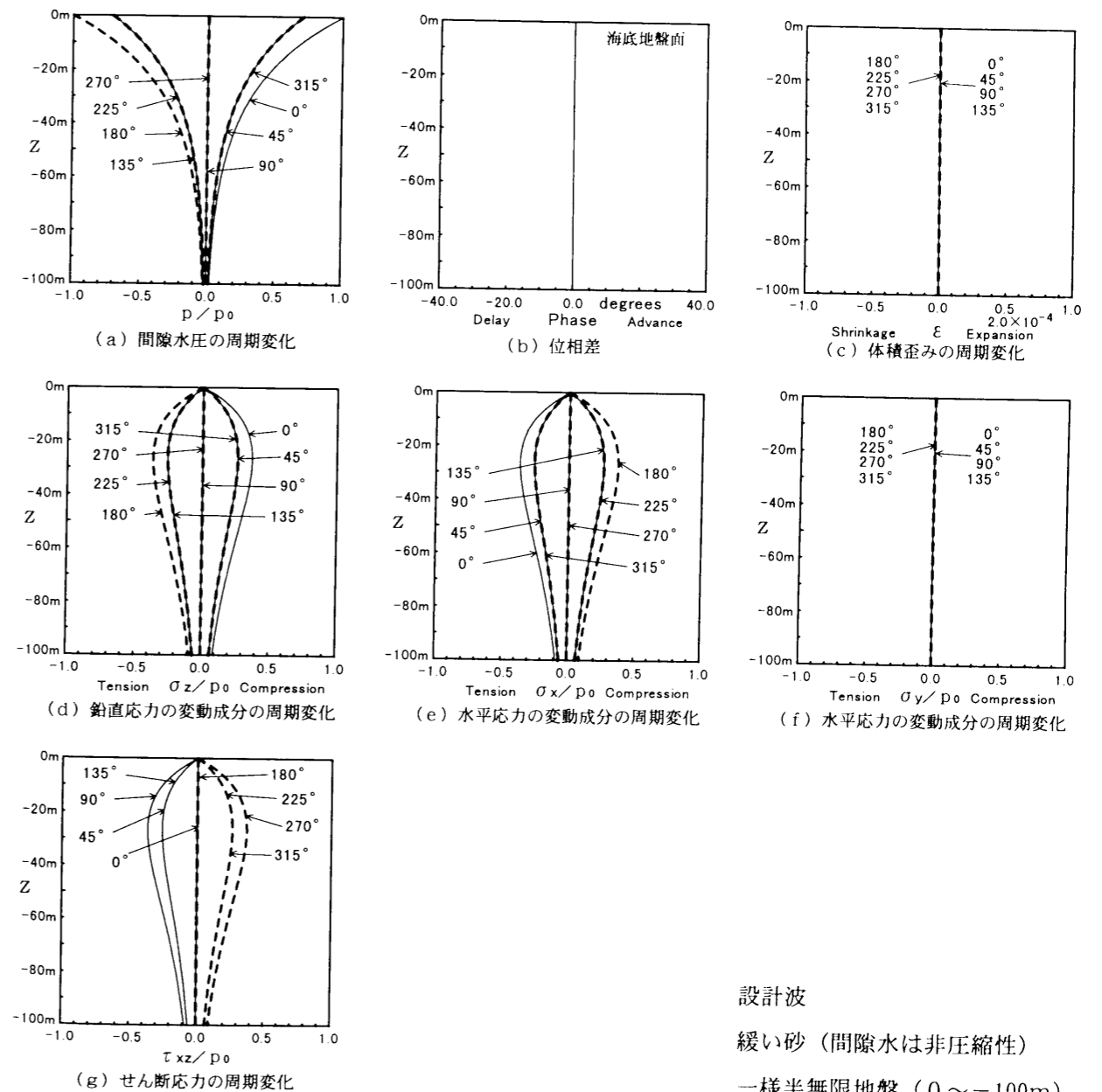


図-7. 6. 2(1) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

設計波
緩い砂(間隙水は非圧縮性)
一様半無限地盤(0～-100m)

図-7.6.2(2)は、図-7.6.2(1)における地盤面近くの10m分の鉛直分布を拡大したものである。z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y の図中には、全有効応力がゼロとなる範囲が、 $\sigma_{z0}=0$ 、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ で示してある。この範囲に入ると、各々の方向に引張り破壊が発生するが、間隙水が非圧縮性の地盤には、この範囲が発生しない。

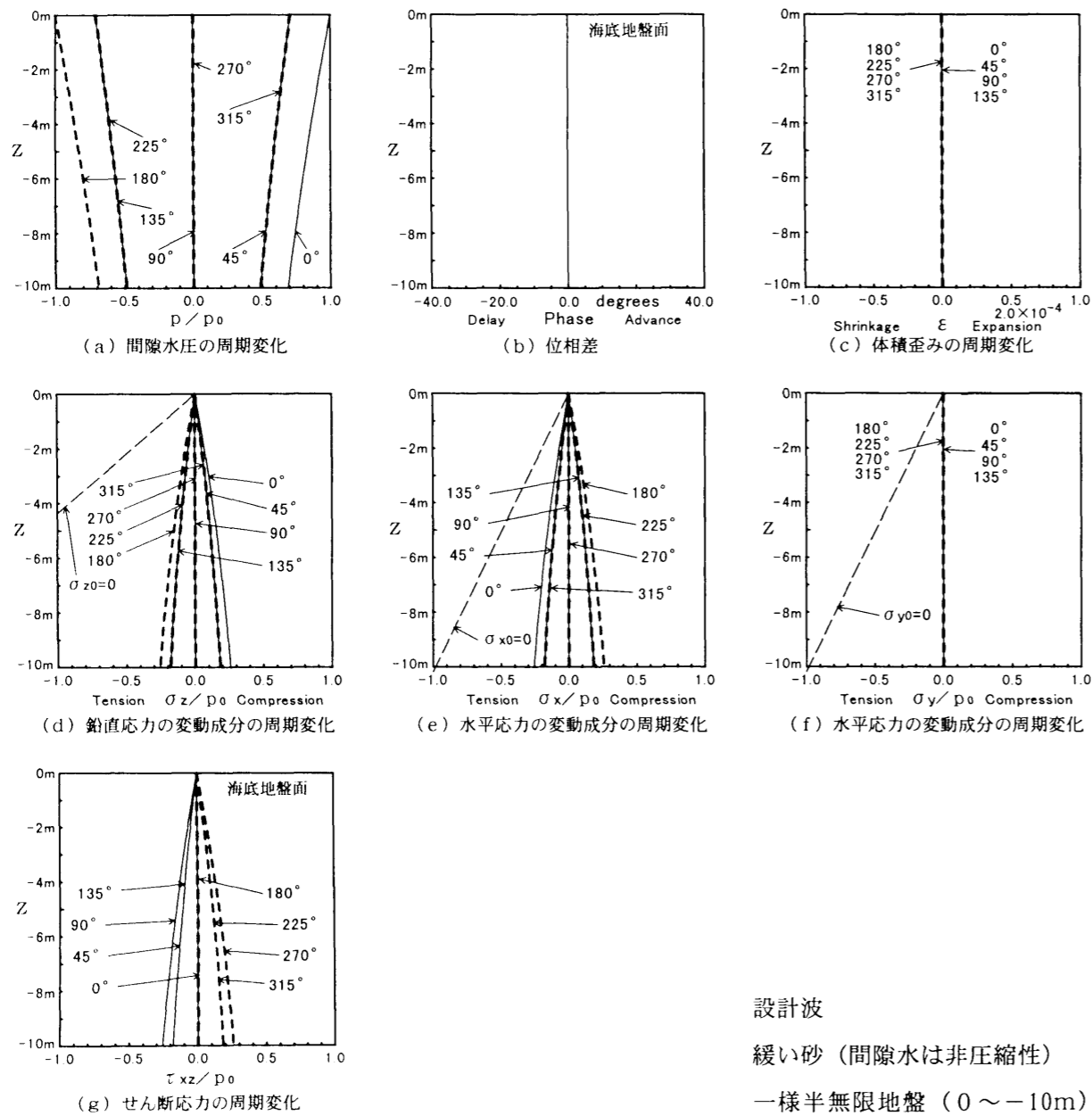


図-7.6.2(2) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

(2) 間隙水が圧縮性の場合
(a) 設計波が作用する場合
(a.1) 緩い砂地盤の場合

図-7.6.3(1)は、間隙水が圧縮性の場合の鉛直分布を示す。間隙水が非圧縮性の場合の図-7.6.2(1)と比較すると、位相差 θ が現われている。これに対応して間隙水圧 p は地盤の下方に向かって急激に減衰し、z軸方向の有効応力の変動成分 σ_z は変動が大きくなり、x軸方向の有効応力の変動成分 σ_x は地盤面下約15mで正負が交差していることに注意を要する。せん断応力 τ_{xz} は図で比較する限りでは間隙水が圧縮性か非圧縮性かの影響は少ない。また、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_y が発生している。これらに対応して、体積歪み ϵ が発生している。

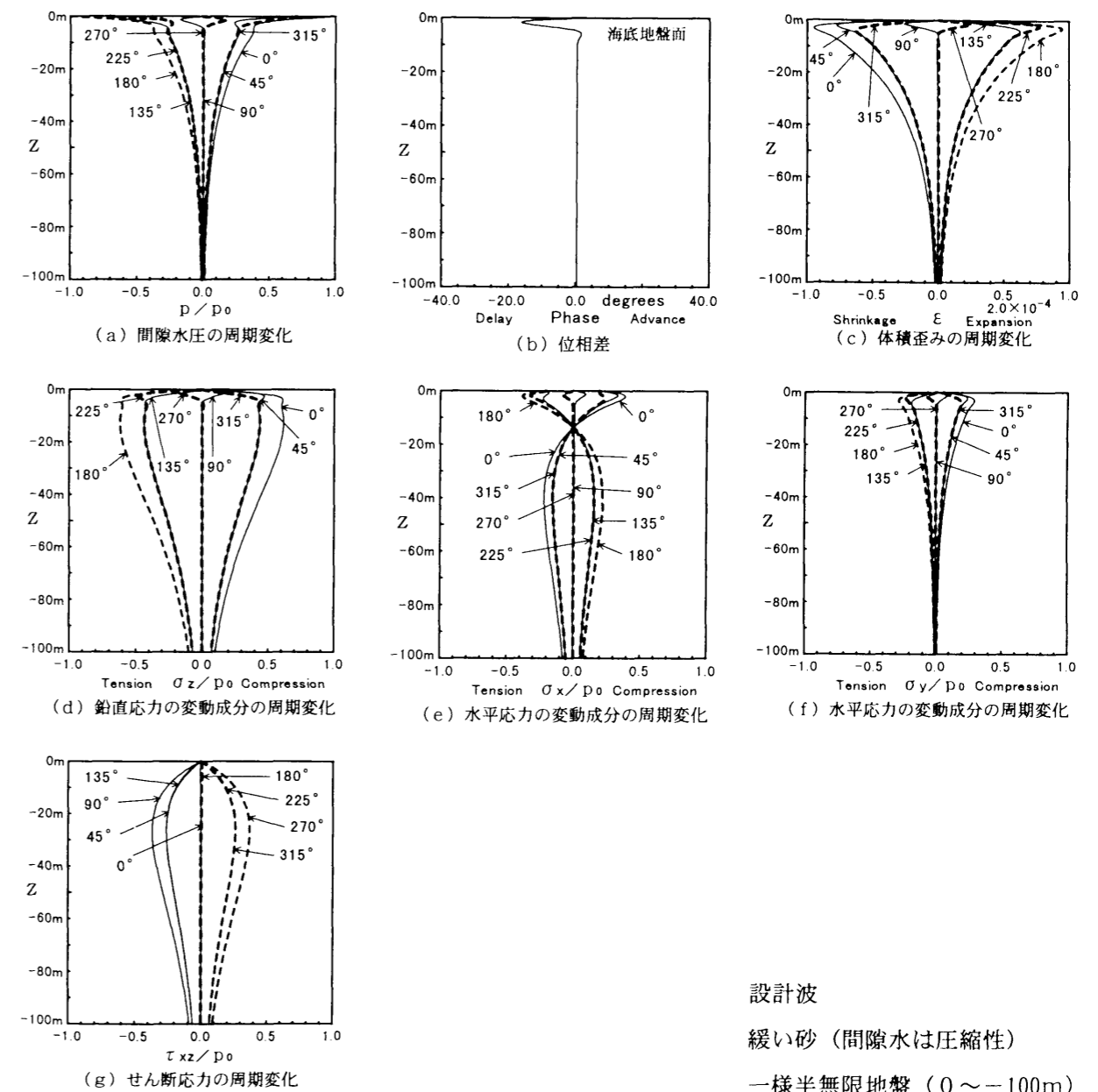


図-7.6.3(1) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

図-7.6.3(2)は、図-7.6.3(1)における地盤面近くの10m分の鉛直分布を拡大したものである。z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y の図中には、全有効応力がゼロとなる範囲が、 $\sigma_{z0}=0$ 、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ で示してある。この範囲に入ると、各々の座標軸方向に引張り破壊が発生するが、間隙水が圧縮性の場合には、波谷の位相近くで、この範囲が発生している。

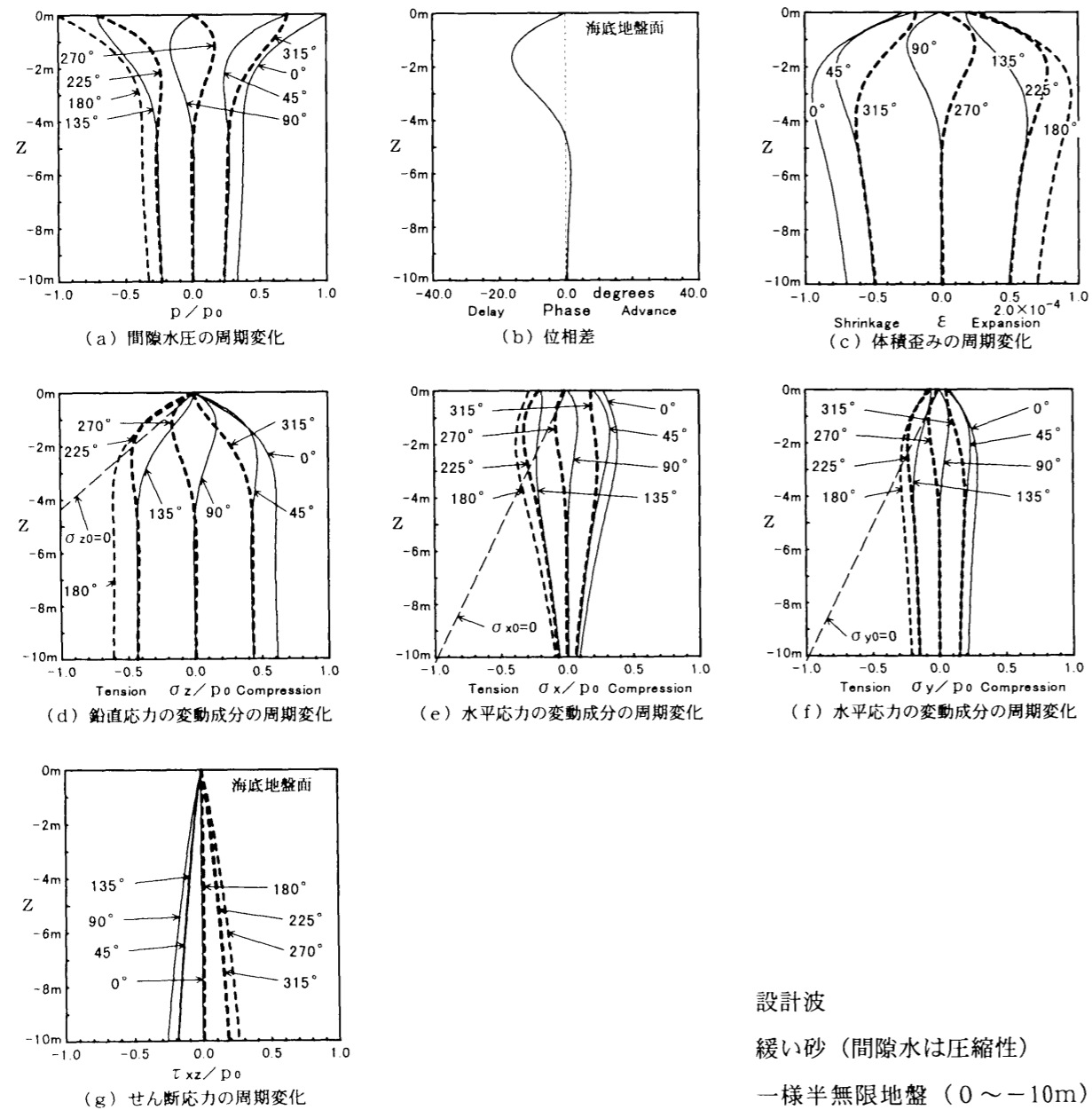


図-7.6.3(2) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

(a. 2) 密な砂地盤の場合

図-7.6.4(1)は、密な砂地盤の場合である。図-7.6.3(1)の緩い砂地盤と比較すると、位相差 θ が現われる位置は密な砂地盤の方が浅くなり、値も小さい。これに対応して間隙水圧 p 、z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y は、緩い砂地盤に比べて全体的に地盤面近くで変動している。せん断応力 τ_{xz} は図で比較する限りでは緩い砂地盤と同様である。体積歪み ϵ も変動は小さい。

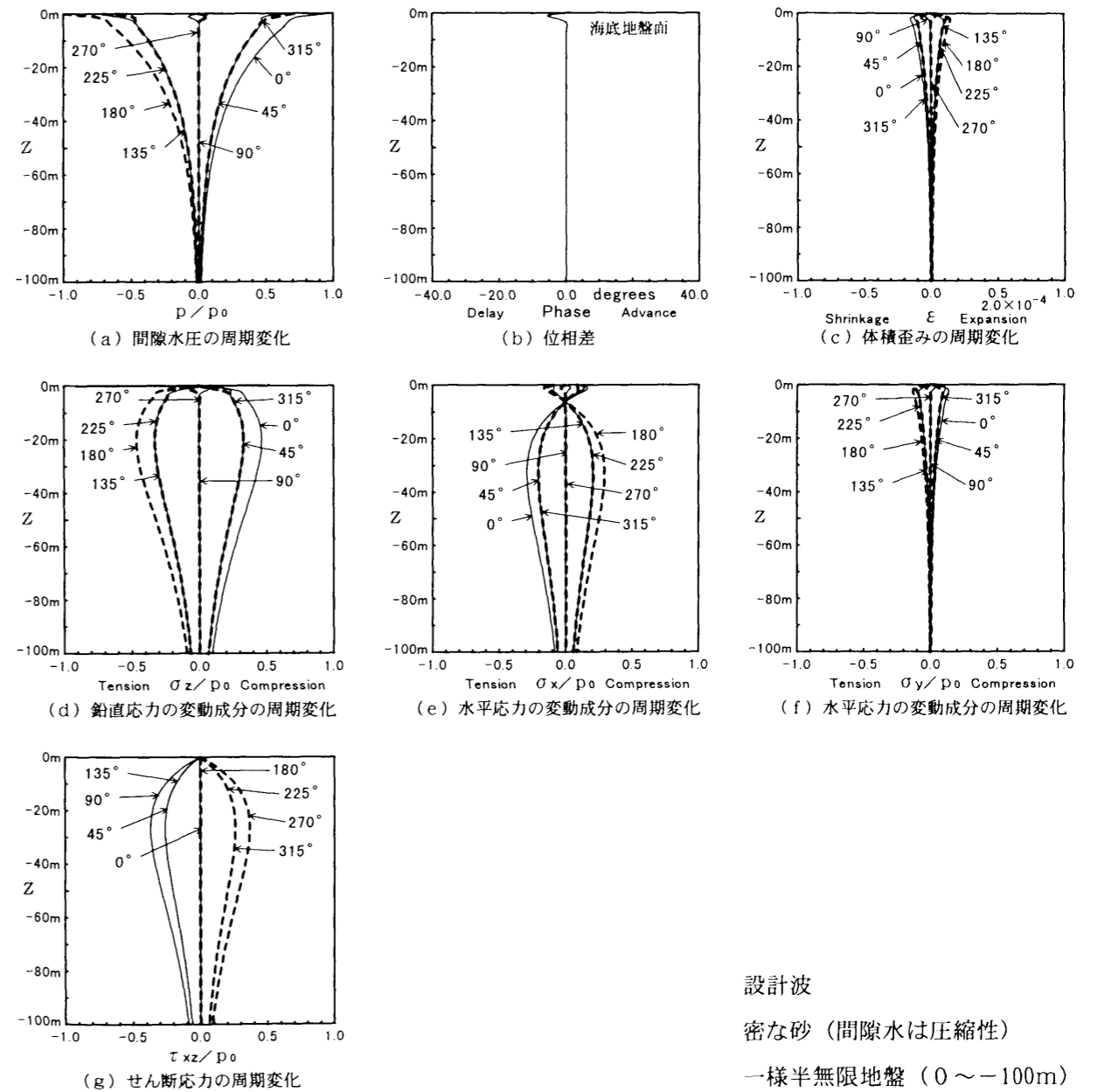


図-7.6.4(1) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

図-7.6.4(2)は、図-7.6.4(1)における地盤面近くの10m分の鉛直分布を拡大したものである。z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y の図中には、全有効応力がゼロとなる範囲が、 $\sigma_{z0}=0$ 、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ で示してある。この範囲に入ると、各々の座標軸方向に引張り破壊が発生するが、間隙水が圧縮性の場合には、波谷の位相近くで、この範囲が発生しているが、緩い砂地盤に比べると範囲は小さい。

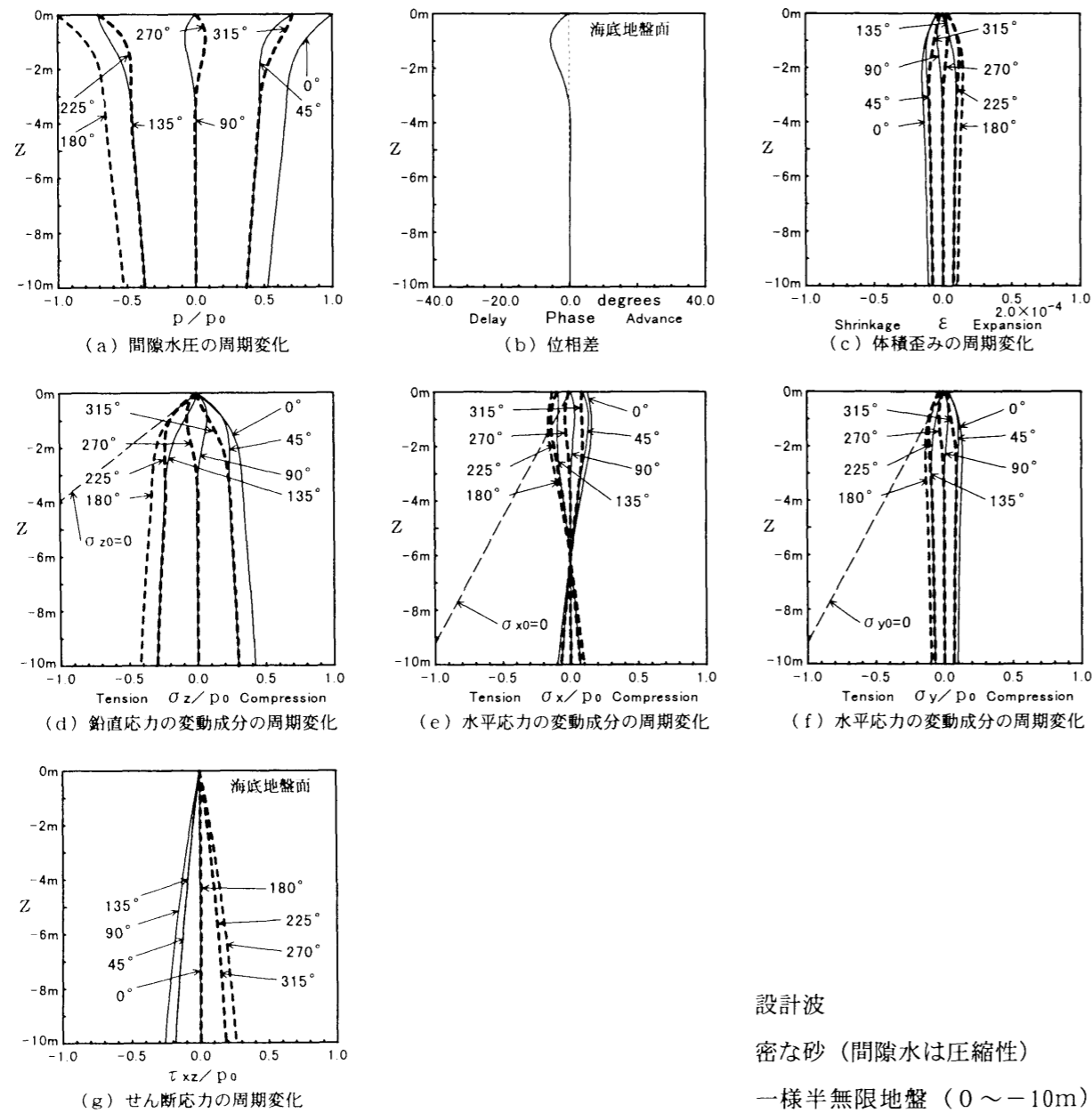


図-7.6.4(2) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

(a. 3) シルト地盤の場合

図-7.6.5(1)は、シルト地盤の場合である。図-7.6.3(1)の緩い砂地盤や図-7.6.4(1)の密な砂地盤と比較すると、位相差 θ が現われる位置はシルト地盤では相当浅くなり、値も小さい。これに対応して間隙水圧 p 、z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y は、緩い砂地盤や密な砂地盤に比べて全体的に地盤面近くで変動している。せん断応力 τ_{xz} は図で比較する限りでは緩い砂地盤や密な砂地盤と同様な鉛直分布であり、地盤の種類にはよらないことになる。間隙水が圧縮性か非圧縮性かの影響は少ない。体積歪み ϵ は、緩い砂地盤と密な砂地盤の間である。

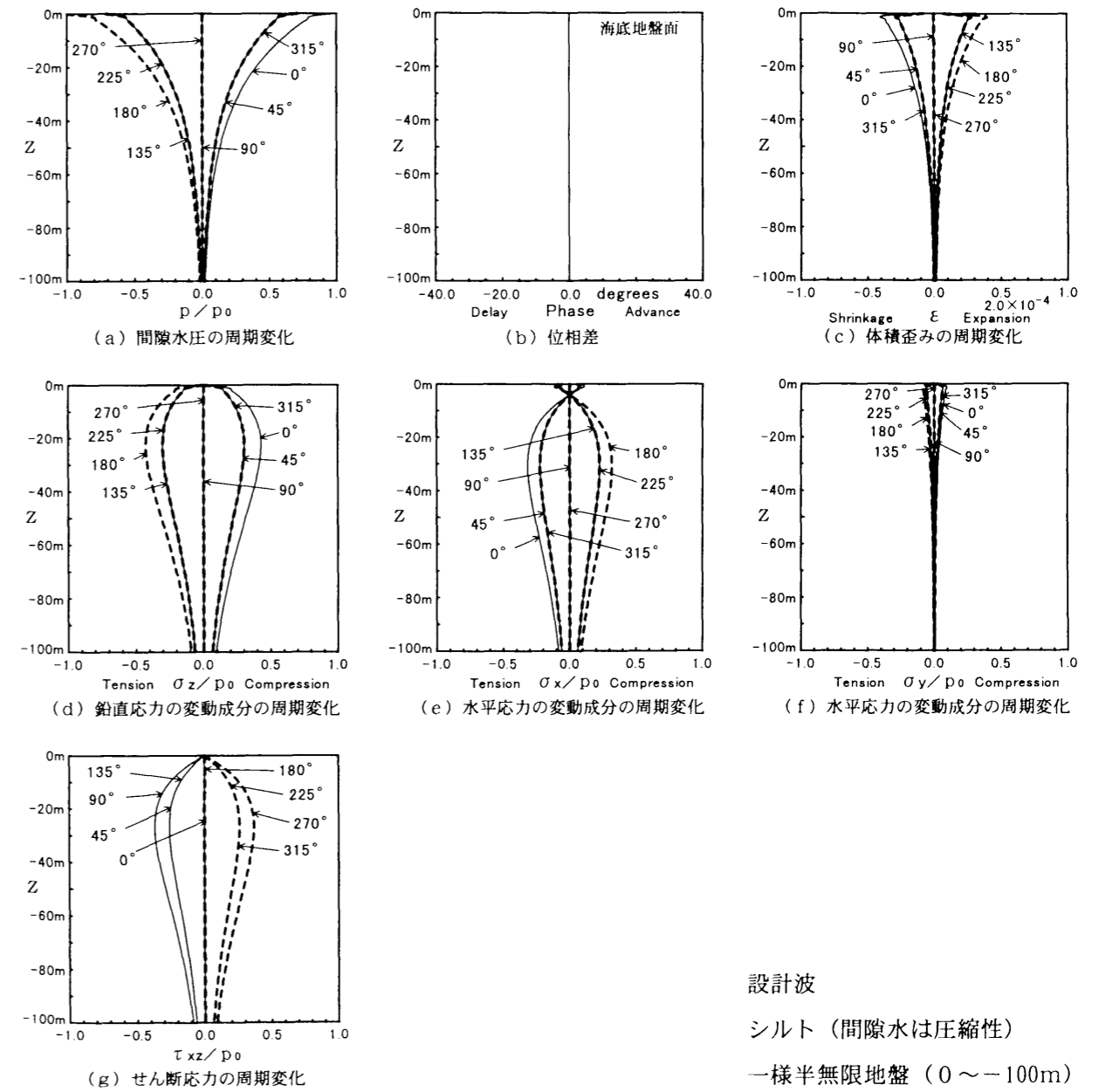


図-7.6.5(1) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

図-7.6.5(2)は、図-7.6.5(1)における地盤面近くの10m分の鉛直分布を拡大したものである。z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y の図中には、全有効応力がゼロとなる範囲が、 $\sigma_{z0}=0$ 、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ で示してある。この範囲に入ると、各々の座標軸方向に引張り破壊が発生するが、波谷の位相近くで、この範囲が発生している。緩い砂地盤に比べると全体的に範囲は小さいが、密な砂地盤と比べると $\sigma_{z0}=0$ の範囲のみ大きい。

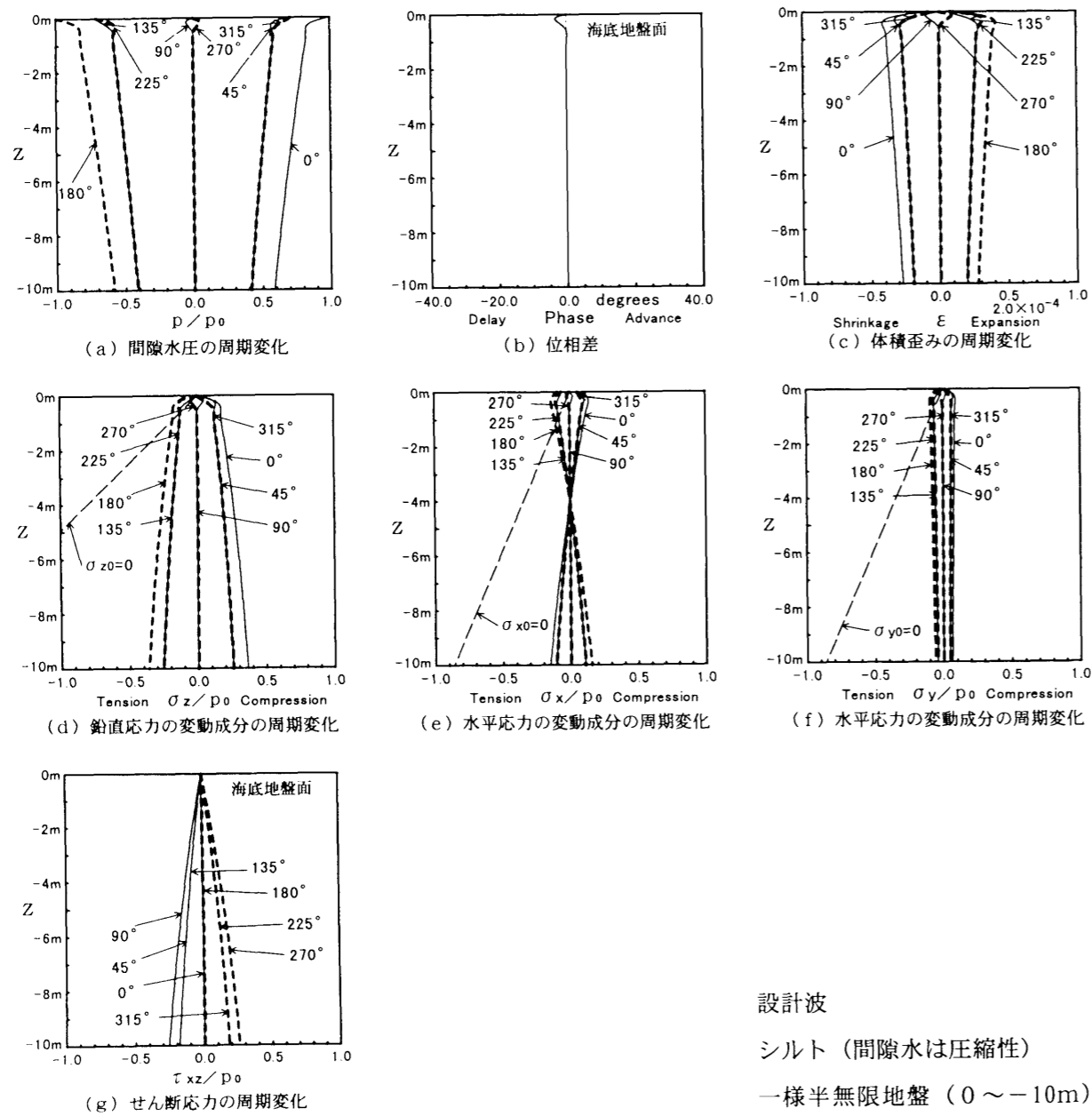


図-7.6.5(2) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

(b) 暴風波が作用する場合

(b.1) 緩い砂地盤の場合

図-7.6.6(1)は、設計波が作用する場合の図-7.6.3(1)と比較すると、全体的に変動波圧の影響は地盤の下部までは及ばないが、全体的な傾向は、波の種類にはよらないようである。

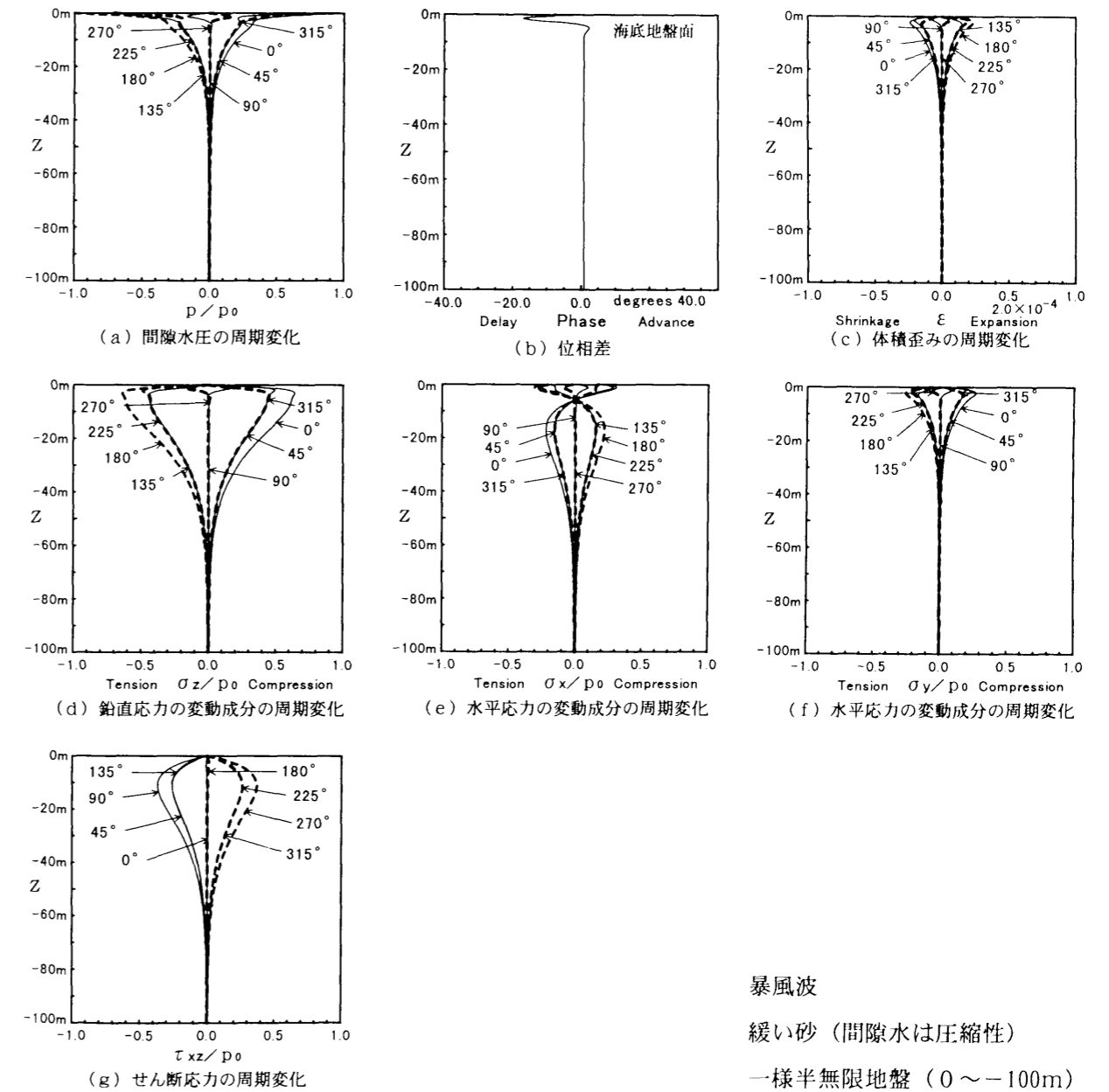


図-7.6.6(1) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

図-7.6.6(2)は、図-7.6.6(1)における地盤面近くの10m分の鉛直分布を拡大したものである。z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y の図中には、全有効応力がゼロとなる範囲が、 $\sigma_{z0}=0$ 、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ で示してある。この範囲に入ると、各々の座標軸方向に引張り破壊が発生するが、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ の範囲は存在するが、 $\sigma_{z0}=0$ の範囲は現れていない。

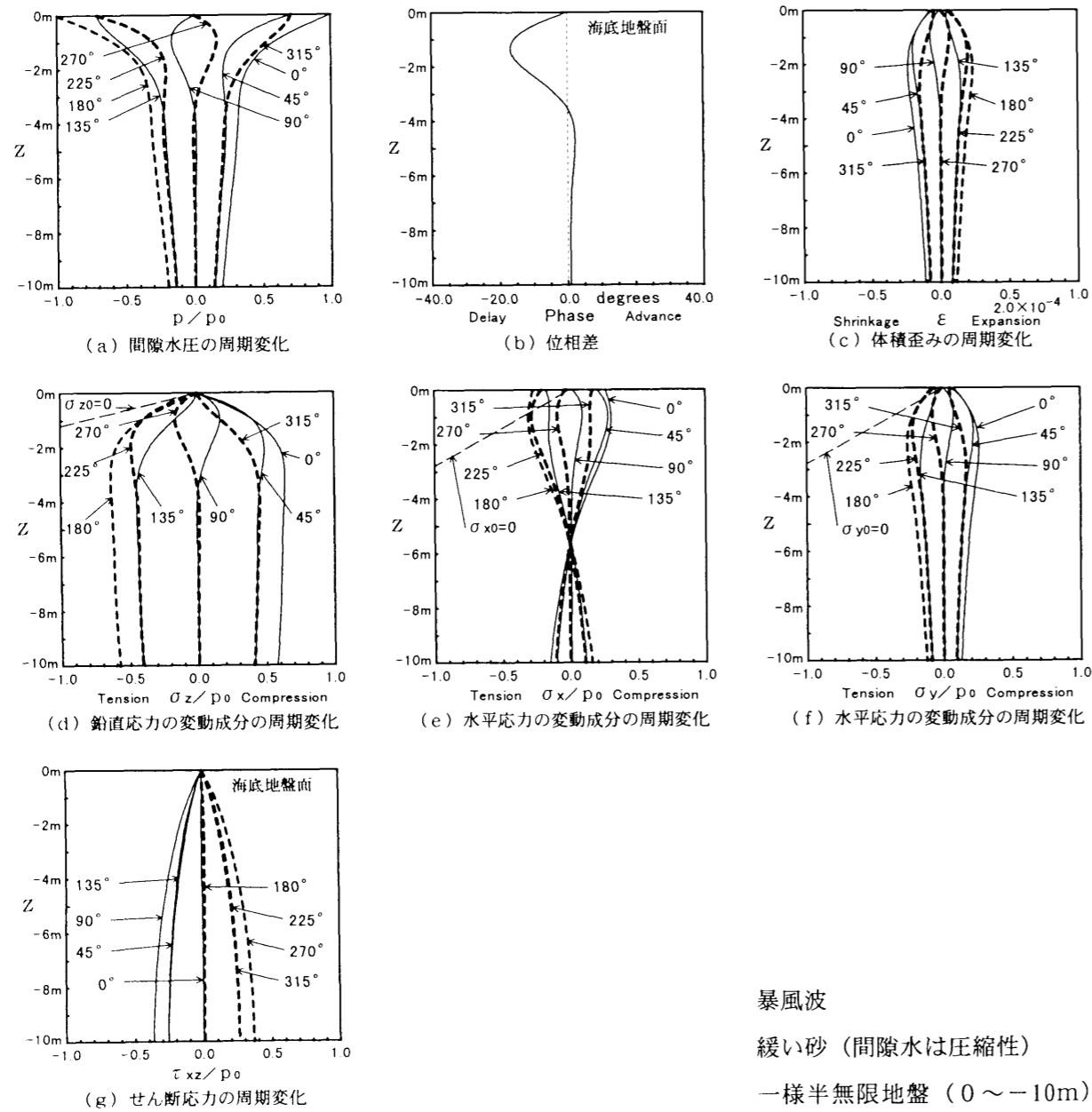


図-7.6.6(2) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

(b. 2) 密な砂地盤の場合

図-7.6.7(1)は、設計波が作用する密な砂地盤の場合の図-7.6.4(1)と比較すると、全体的に変動波圧の影響は地盤の下部までは及ばないが、全体的な傾向は、波の種類にはよらないようである。図-7.6.6(1)の緩い砂地盤と比較すると、位相差 θ が現われる位置は密な砂地盤の方が浅くなり、値も小さい。これに対応して間隙水圧 p 、z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y は、緩い砂地盤に比べて全体的に地盤面近くで変動している。せん断応力 τ_{xz} は図で比較する限りでは緩い砂地盤と同様である。体積歪み ϵ も変動は小さい。

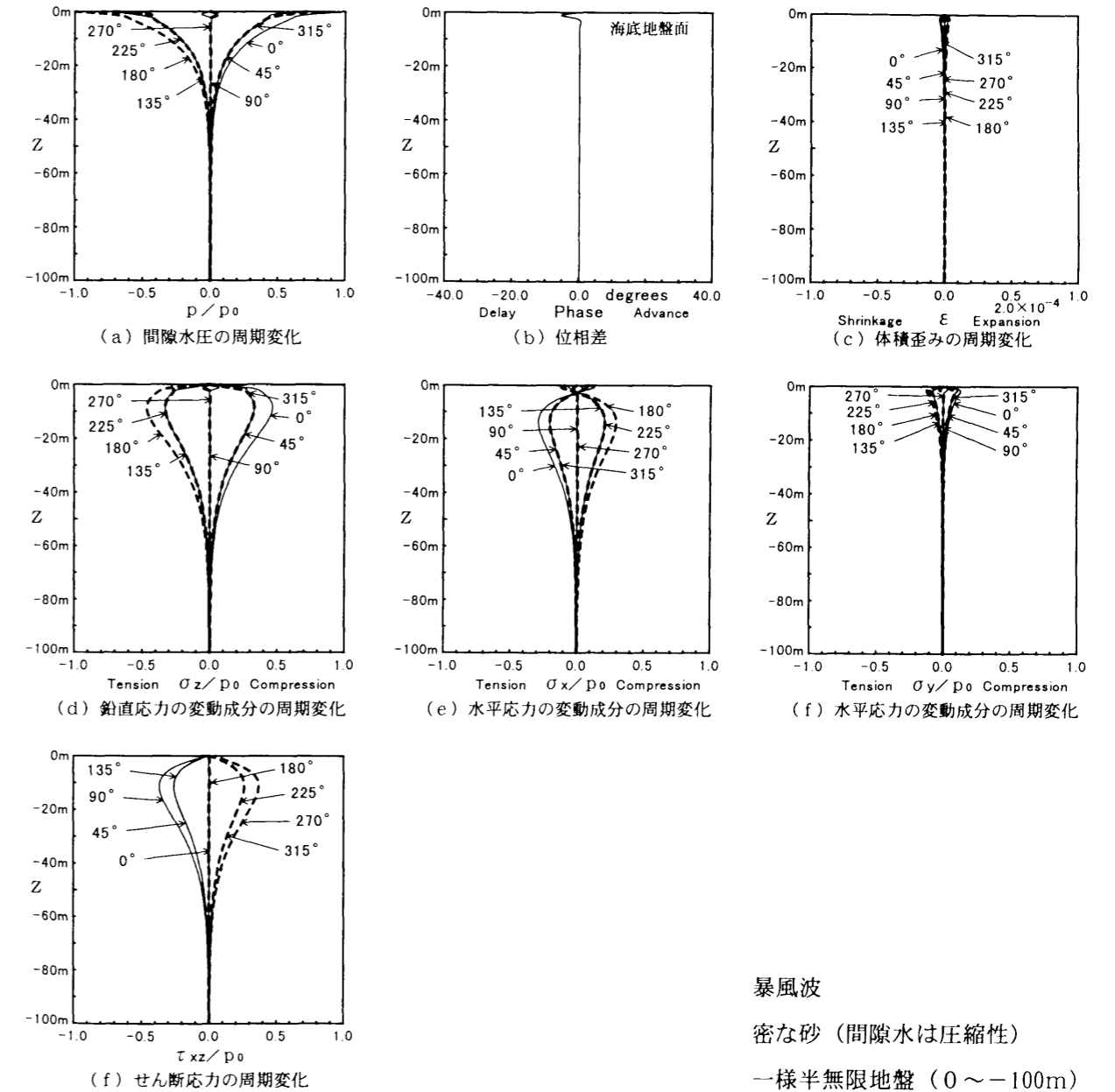


図-7.6.7(1) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

図-7.6.7(2)は、図-7.6.7(1)における地盤面近くの10m分の鉛直分布を拡大したものである。z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y の図中には、全有効応力がゼロとなる範囲が、 $\sigma_{z0}=0$ 、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ で示してある。この範囲に入ると、各々の座標軸方向に引張り破壊が発生するが、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ の範囲は存在するが、 $\sigma_{z0}=0$ の範囲は現れていない。

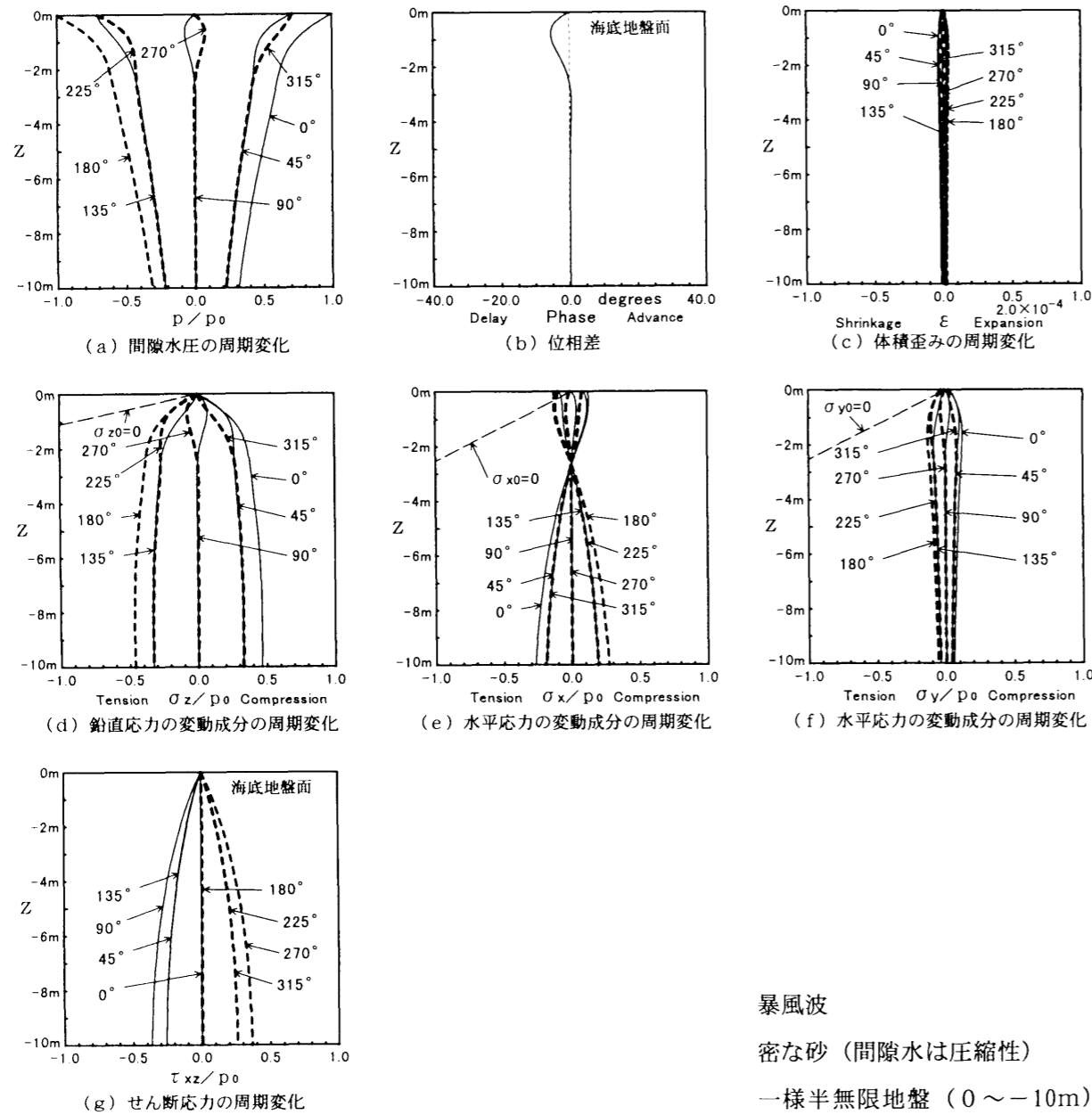


図-7.6.7(2) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

(b. 3) シルト地盤の場合

図-7.6.8(1)は、シルト地盤の場合である。図-7.6.6(1)の緩い砂地盤や図-7.6.7(1)の密な砂地盤と比較すると、位相差 θ が現われる位置はシルト地盤では相当浅くなり、値も小さい。これに対応して間隙水圧 p 、z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y は、緩い砂地盤や密な砂地盤に比べて全体的に地盤面近くで変動している。せん断応力 τ_{xz} は図で比較する限りでは緩い砂地盤や密な砂地盤と同様な鉛直分布であり、地盤の種類にはよらないことになる。間隙水が圧縮性か非圧縮性かの影響は少ない。体積歪み ϵ は、緩い砂地盤と密な砂地盤の間である。設計波が作用するシルト地盤の場合の図-7.6.5(1)と比較すると、全体的に変動波圧の影響は地盤の下部までは及ばないが、全体的な傾向は、波の種類にはよらないようである。

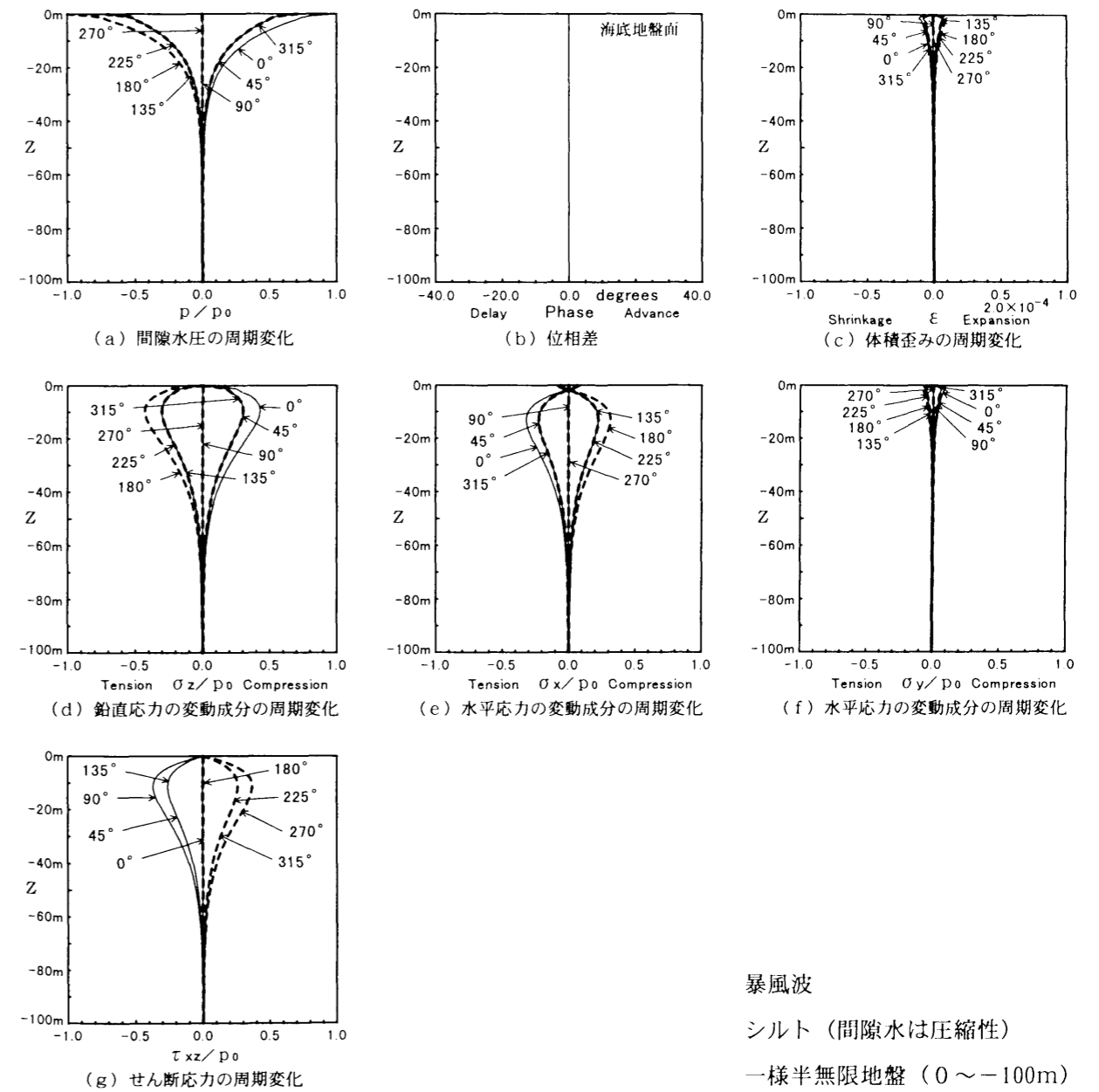


図-7.6.8(1) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

図-7.6.8(2)は、図-7.6.8(1)における地盤面近くの10m分の鉛直分布を拡大したものである。z軸方向、x軸方向、y軸方向の有効応力の変動成分 σ_z 、 σ_x 、 σ_y の図中には、全有効応力がゼロとなる範囲が、 $\sigma_{z0}=0$ 、 $\sigma_{x0}=0$ 、 $\sigma_{y0}=0$ で示してある。この範囲に入ると、各々の座標軸方向に引張り破壊が発生するが、波谷の位相近くで、この範囲が発生している。緩い砂地盤に比べると全体的に範囲は小さいが、密な地盤と比べると $\sigma_{z0}=0$ の範囲のみが大きいのは、設計波が作用する場合と同様である。

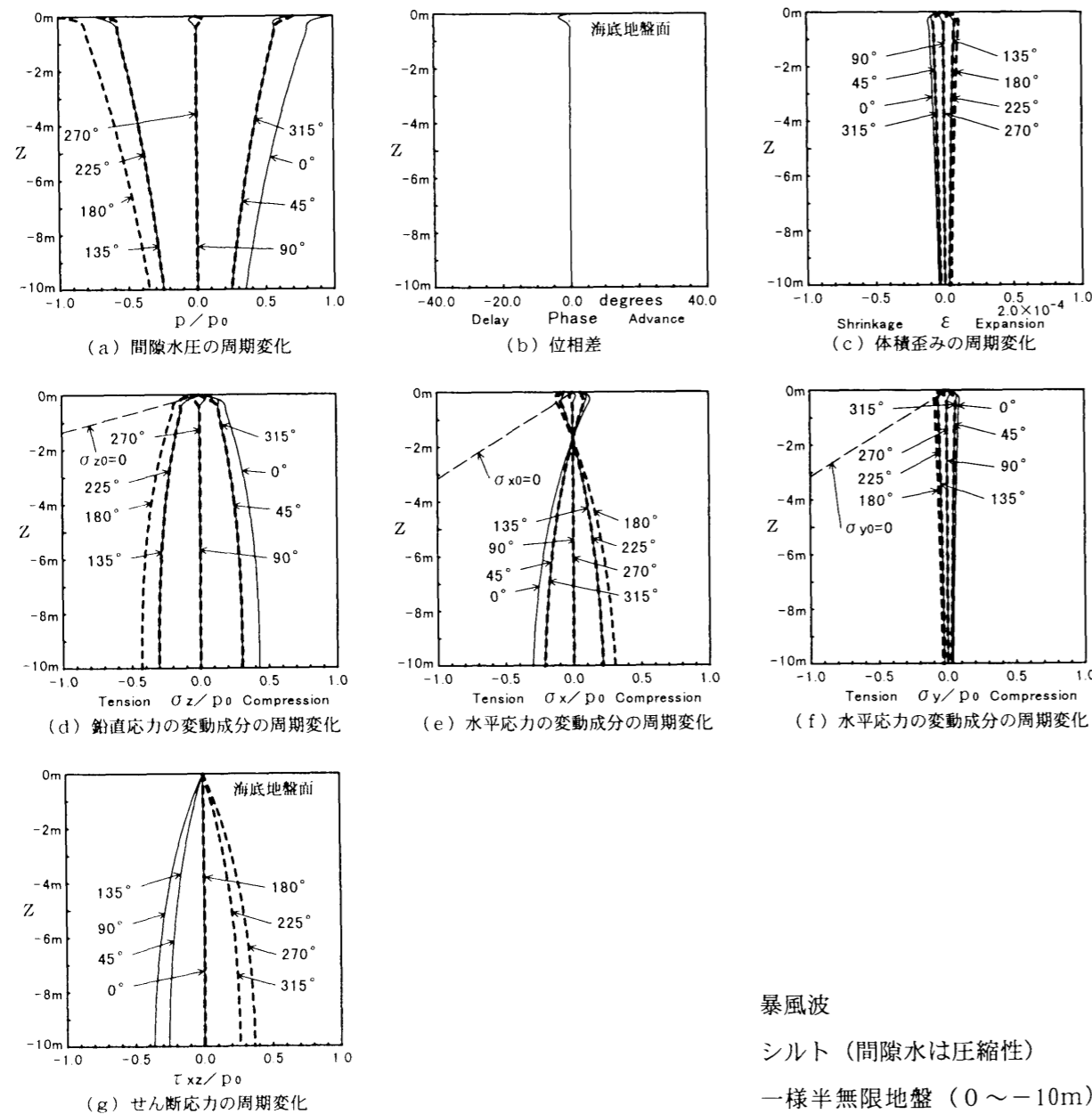


図-7.6.8(2) 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

暴風波
シルト（間隙水は圧縮性）
一様半無限地盤（0～-10m）

7.6.2 変動波圧が作用する海底地盤内の Mohr の応力円の変化

(1) 静的平衡状態および変動波圧が作用する海底地盤内の Mohr の応力円

海底地盤内の土粒子骨格に作用する垂直応力とせん断応力を、海底地盤面に作用する変動波圧の振幅 p_0 で無次元表示した Mohr の応力円を図-7.6.9に示す。図中の太破線の円は、鉛直方向の土被り圧 $(r_s - r_w)z$ と、水平方向の土被り圧 $K_0(r_s - r_w)z$ により表される静的平衡状態の応力円である。変動波圧により応力状態は変化するが、破線は変動波圧により発生した鉛直応力の変動成分とせん断応力および水平方向の変動成分とせん断応力であり、これは、各々を白丸で示した静的平衡状態での鉛直方向の土被り圧と、水平方向の土被り圧を中心とした楕円に近い曲線を描く。変動波圧が作用すると、有効鉛直応力、有効水平応力およびせん断応力は変化して、例えば波の位相 315° における応力円は、楕円上の位相 315° にあたる2つの点を通り、せん断応力がゼロとなる σ 軸線上を直径とした図中の太実線のようになる。応力円上でせん断応力がゼロとなる場合に、大きい値の有効垂直応力が主応力の3成分のうちの最大値 σ_1 であり、小さい値が主応力の残りの値 σ_i ($i=2$ or 3)となる。主応力の最小値 σ_3 は、別途計算される σ_{y0} と σ_i ($i=2$ or 3)を比較して決める。

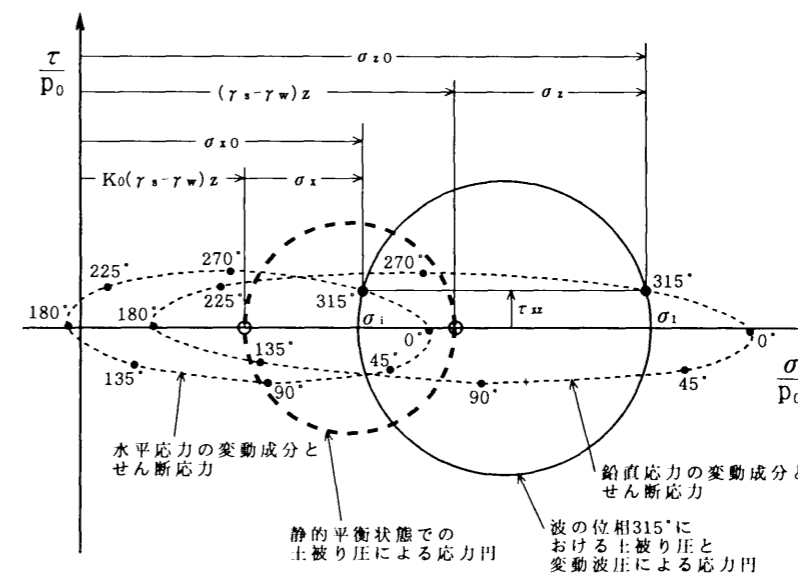


図-7.6.9 海底地盤面下zでの波の位相 315° における Mohr の応力円

(2) 代表的な応力状態における Mohr の応力円

海底地盤の不安定性は、有効鉛直応力が負となる $\sigma_{z0} \leq 0$ の範囲、すなわち、式(7.4.1)あるいは式(7.4.2)を用いて主として判定されてきた。しかし、これらは1次元の破壊規準であり、地盤内の応力を2次元および3次的に考察すると、図-7.6.3～図-7.6.8における図(e)に示す有効水平応力の変動成分 σ_x が地盤内の浅い領域で正負に交差して、 σ_z と σ_x が同じ位相になることが重要な役割を持つことが分かった。ここでは、 σ_{z0} に加え、7.4で説明した有効応力の他の成分 σ_{x0} 、 σ_{y0} 、 σ_3 を用いて地盤内の応力状態を検討する。ただし、説明の容易さのため、2次元平面の Mohr の応力円を利用するが、3次元空間の場合も同様な説明が可能である。

図-7.6.10は、設計波が進行する緩い砂地盤で計算された $\sigma_3 \leq 0$ の領域（引張り破壊される領域）と $\phi \geq \phi_d$ の領域（せん断破壊される領域）を示す。

表-7.6.1に、代表的な位置①～⑥における応力状態を示す。

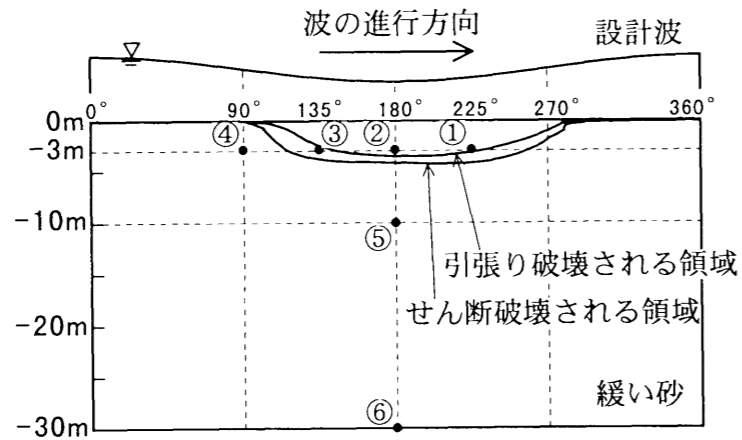


図-7.6.10 代表的な応力状態の位置①～⑥

表-7.6.1 代表的な位置①～⑥の応力状態

	σ_z	σ_x	σ_{z0}	σ_{x0}	σ_3	応力角
位置①	負	負	正	正	負	$\phi \geq \phi_d$
位置②	負	負	正	負	負	$\phi \geq \phi_d$
位置③	負	負	正	正	正	$\phi \geq \phi_d$
位置④	正	正	正	正	正	$\phi \leq \phi_d$
位置⑤	負	負	正	正	正	$\phi \leq \phi_d$
位置⑥	負	正	正	正	正	$\phi \leq \phi_d$

図-7.6.11(1)は、位置①と位置②における Mohr の応力円を示す。位相 180° では有効水平応力 σ_{x0} は既に負の値であるから、主応力の最小値 σ_3 も負となり、引張り破壊を生じている。ところが位相 225° では、有効水平応力は正の値であるが、主応力の最小値 σ_3 は負になる。このことから、有効水平応力 σ_{x0} あるいは有効鉛直応力 σ_{z0} のみから、地盤の不安定化を判定することができないことが分かる。位置①と位置②共に、 $\phi \geq \phi_d$ および $\sigma_3 \leq 0$ であるので、せん断破壊と主応力方向の引張り破壊が発生している。

図-7.6.11(2)は、位置③における Mohr の応力円を示す。破線は原点から応力円に接する直線であり、この直線の角度が内部摩擦角となる。位相 135° で引張り破壊は生じてないが、この位相における内部摩擦角が、海底地盤固有の内部摩擦角を越えるので、せん断破壊が発生している。すなわち、 $\phi \geq \phi_d$ であるので、せん断破壊が発生している。

図-7.6.11(3)は、位置④における Mohr の応力円を示す。 $\phi \leq \phi_d$ であり主応力も全て正であるので、せん断破壊も引張り破壊も発生していない。

図-7.6.11(4)は、位置⑤における Mohr の応力円を示す。この図は縦横とも $1/2$ 倍してある。この深さで破壊は全く生じていない。水平応力の変動成分とせん断応力によって描かれる楕円が縦長

になるのは、水平応力の変動成分の変動が小さくなっているからである。 $\phi \leq \phi_d$ であり、主応力も全て正であるので、せん断破壊も引張り破壊も発生していない。

図-7.6.11(5)は、位置⑥における Mohr の応力円を示す。縦横ともに $1/6$ 倍してある。海底地盤面下 30m になると、水平応力の変動成分は 0° よりも 180° の方が大きくなる事が分かる。 $\phi \leq \phi_d$ であり主応力も全て正であるので、せん断破壊も引張り破壊も発生していない。

図-7.6.11(3)～(5)は、いずれもせん断破壊も引張り破壊も発生していないが、有効応力の変動成分 σ_z と σ_x の正負によって、変動波圧による応力円の位置と静的平衡状態における応力円の位置との関係が決まることが分かる。

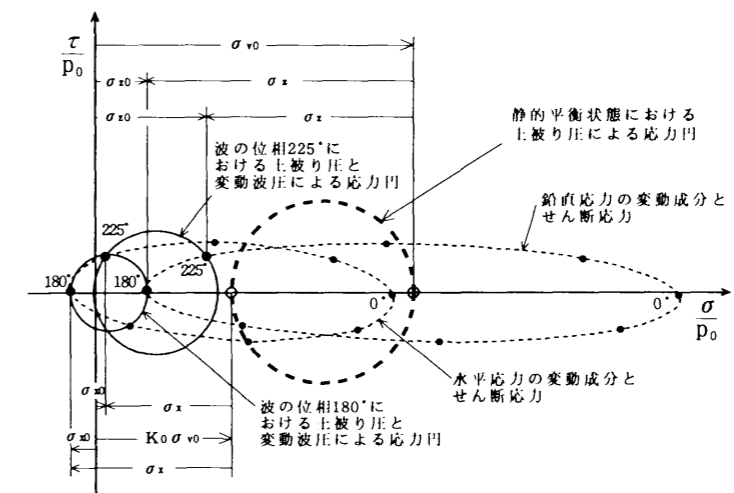


図-7.6.11(1) 位置①と位置②における Mohr の応力円

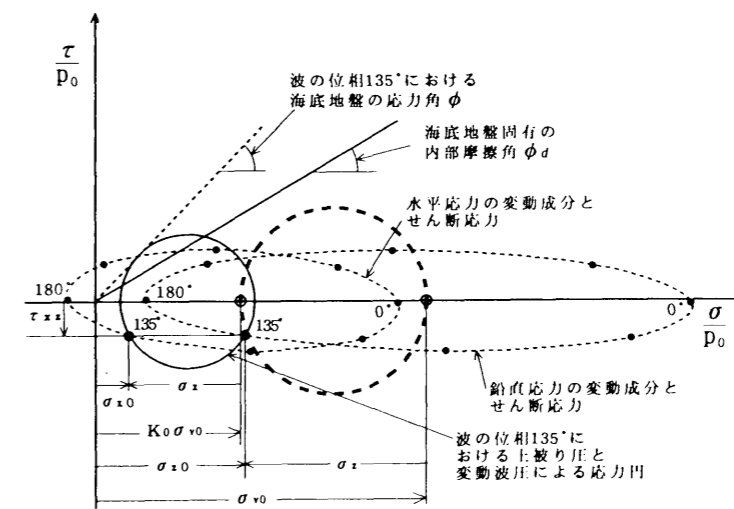


図-7.6.11(2) 位置③における Mohr の応力円

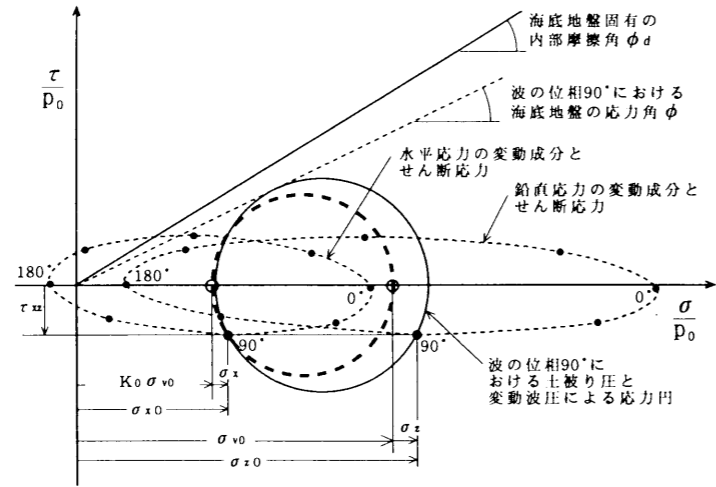


図-7.6.11(3) 位置④における Mohr の応力円

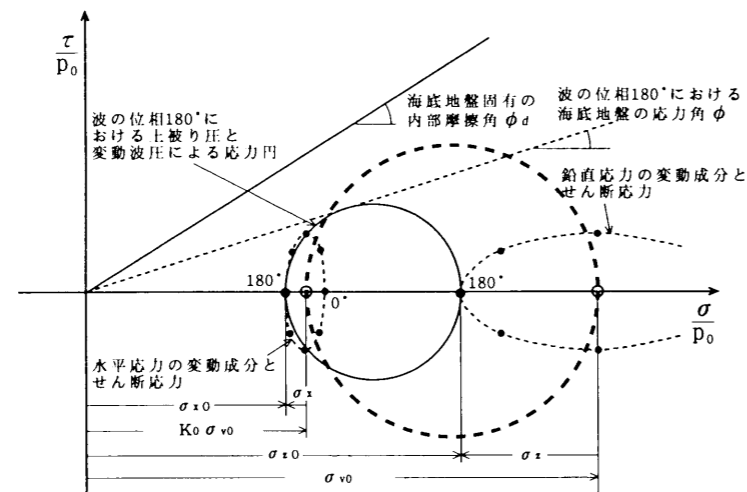


図-7.6.11(4) 位置⑤における Mohr の応力円

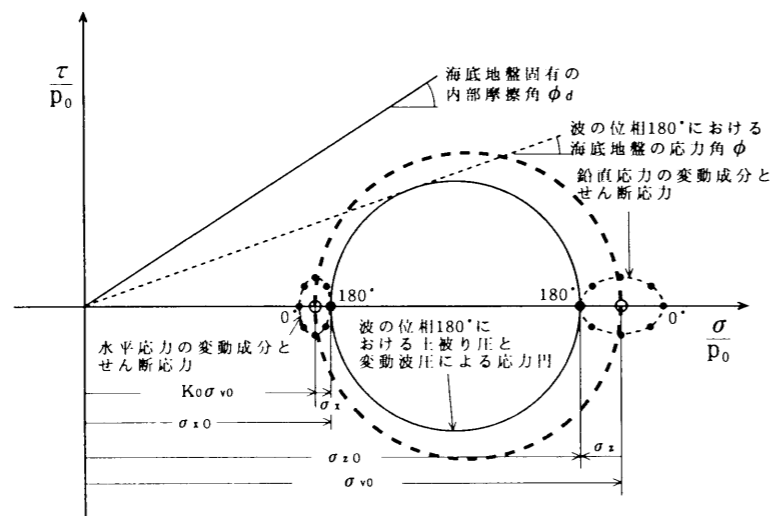


図-7.6.11(5) 位置⑥における Mohr の応力円

(3) 波の位相による Mohr の応力円の変化

図-7.6.12は、図-7.6.11に示した位置①②③④を含め、地盤面下3mにおける Mohr の応力円の変化を、波が進行すると変動波圧によって応力円が変化する様子を、波の位相が45°ごとに示してある。太破線は静的平衡状態における土被り圧による応力円であり、楕円に似た形状の2個の点線は、変動波圧により発生する有効鉛直応力 σ_{v0} の変動成分 σ_z と τ_{xz} および有効水平応力 $K_0\sigma_{v0}$ の変動成分 σ_x と τ_{xz} を示す。波が進行すると、位相360°、位相315°、位相270°では地盤は安定であるが、波谷近くの位相225°(位置①)では $\phi \geq \phi_d$ 、 $\sigma_3 \leq 0$ となり、位相180°(位置②)では $\phi \geq \phi_d$ 、 $\sigma_3 \leq 0$ 、 $\sigma_{x0} \leq 0$ となり、位相135°(位置③)では $\phi \geq \phi_d$ となり、それぞれ、せん断破壊や引張り破壊の条件を満たす。これらの不安定性は、7.6.1に説明したように、波谷の位相近くで σ_z に加え σ_x も負となることから、変動波圧が作用した状態の応力円が静的平衡状態の応力円よりも、図では左側に移動することが原因である。位相90°(位置④)では $\phi \leq \phi_d$ 、 $\sigma_3 \geq 0$ となり再び安定となる。位相45°、位相0°でも同様な応力状態となり安定である。図中の応力の寸法線は、位相180°での応力の関係を示した。なお、図-7.6.3(1)の図(e)で分かるように、例えば地盤面下10mでの応力円は、図-7.6.11(4)に示すように左側に移動するが、 σ_{v0} と $K_0\sigma_{v0}$ に比べて σ_z と σ_x の変動値が小さいため安定であり、地盤面下30mでの応力円は σ_z と σ_x の位相が同じであるため、図-7.6.11(5)に示すように、土被り圧による応力円の近傍で変化するのみで安定である。

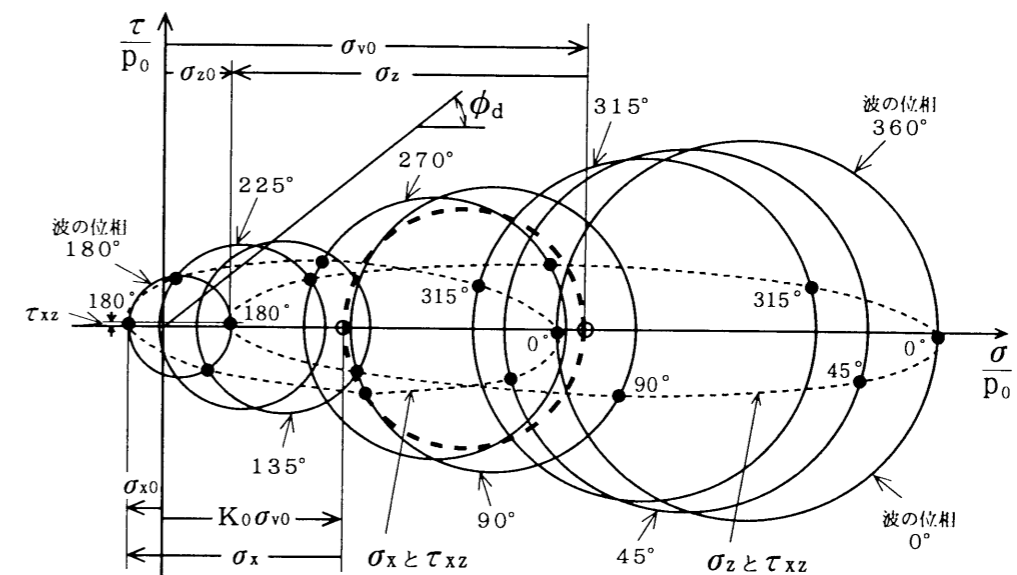


図-7.6.12 Mohr の応力円の変化 (設計波・緩い砂・地盤面下3m)

7. 6. 3 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布

図-7.6.13(1), (2), (3)および図-7.6.14(1), (2), (3)は、波浪条件と海底地盤の物性値の違いによる、(a)間隙水圧の分布、(b)体積歪みの分布、(c)垂直応力の分布、(d)応力角の分布(2次元平面のMohr-Coulombの破壊規準)、(e)応力角の分布(3次元空間の松岡-中井の破壊規準)を示す。

図-7.6.13(1)は、設計波が作用した緩い砂地盤であるが、図(b)によると、体積歪みは波谷で膨張、波峰で収縮となり、膨張と収縮の中心は波谷と波峰が通過する少し前にある。図(c)によると、引張り破壊の領域は有効応力により $\sigma_{z0} \leq 0$, $\sigma_{x0} \leq 0$, $\sigma_{y0} \leq 0$, $\sigma_3 \leq 0$ で判定されるが、

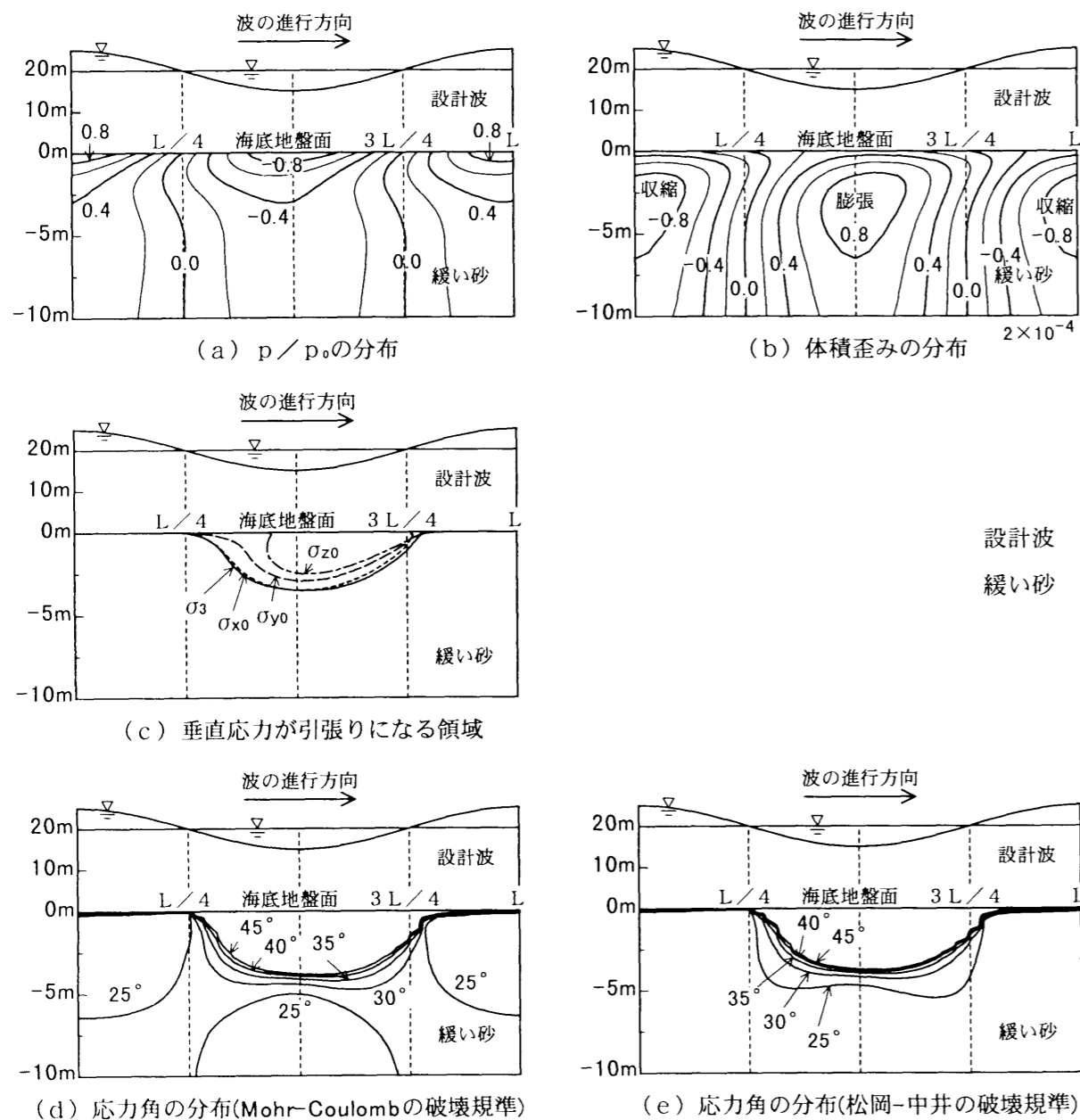


図-7.6.13(1) 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布

当然、主応力の最小値で判定した $\sigma_3 \leq 0$ の領域が最も大きい。次に大きいのは $\sigma_{x0} \leq 0$ の領域である。 $\sigma_{z0} \leq 0$ の領域が一番小さく、波谷が通過する少し前に、あるいは、波峰通過後に $\sigma_{z0} \leq 0$ の領域が発生すると言える。図(d)と図(e)の応力角を見ると、松岡-中井規準は3次元空間でせん断破壊面を定義しているの、2次元空間でせん断破壊面を定義しているMohr-Coulomb規準に比べ、応力角が少し小さい値となる。これは、図では応力角の等値線の分布は松岡-中井規準の方が少し狭くなることになる。なお、海底地盤の内部摩擦角は 40° 前後と思われるので、 40° 前後の応力角の分布がせん断破壊の領域となる。また、Mohrの応力円で示したように、常に引張り破壊の領域 $\sigma_3 \leq 0$ の外側に、せん断破壊の領域 $\phi \geq \phi_a$ がある。

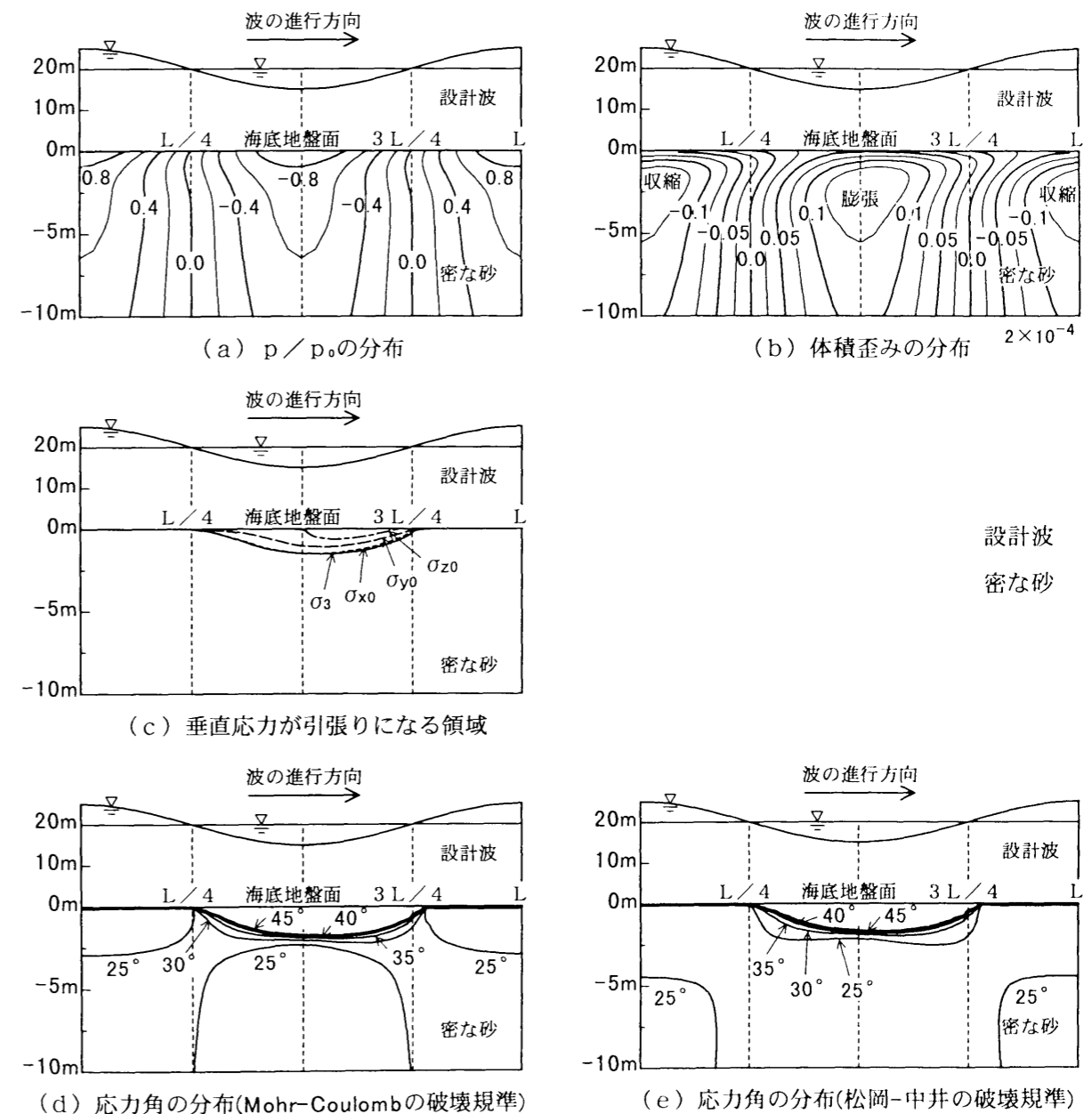


図-7.6.13(2) 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布

図-7.6.13(2)は、設計波が作用した密な砂地盤であるが、垂直応力が引張りになる領域も $\phi \geq \phi_a$ になる領域も、緩い砂地盤に比べて浅くなっている。水平方向の範囲は、波の節と節の間であり、地盤の物性値にはよらないようである。

図-7.6.13(3)は、設計波が作用したシルト地盤であるが、垂直応力が引張りになる領域も $\phi \geq \phi_a$ になる領域も、緩い砂地盤に比べて浅くなっているが、密な砂地盤とは同程度である。緩い砂地盤と密な砂地盤では、 $\sigma_{z0} \leq 0$ の領域が $\sigma_{x0} \leq 0$ 、 $\sigma_{y0} \leq 0$ 、 $\sigma_3 \leq 0$ に比べて狭かったが、シルト地盤では同程度であった。

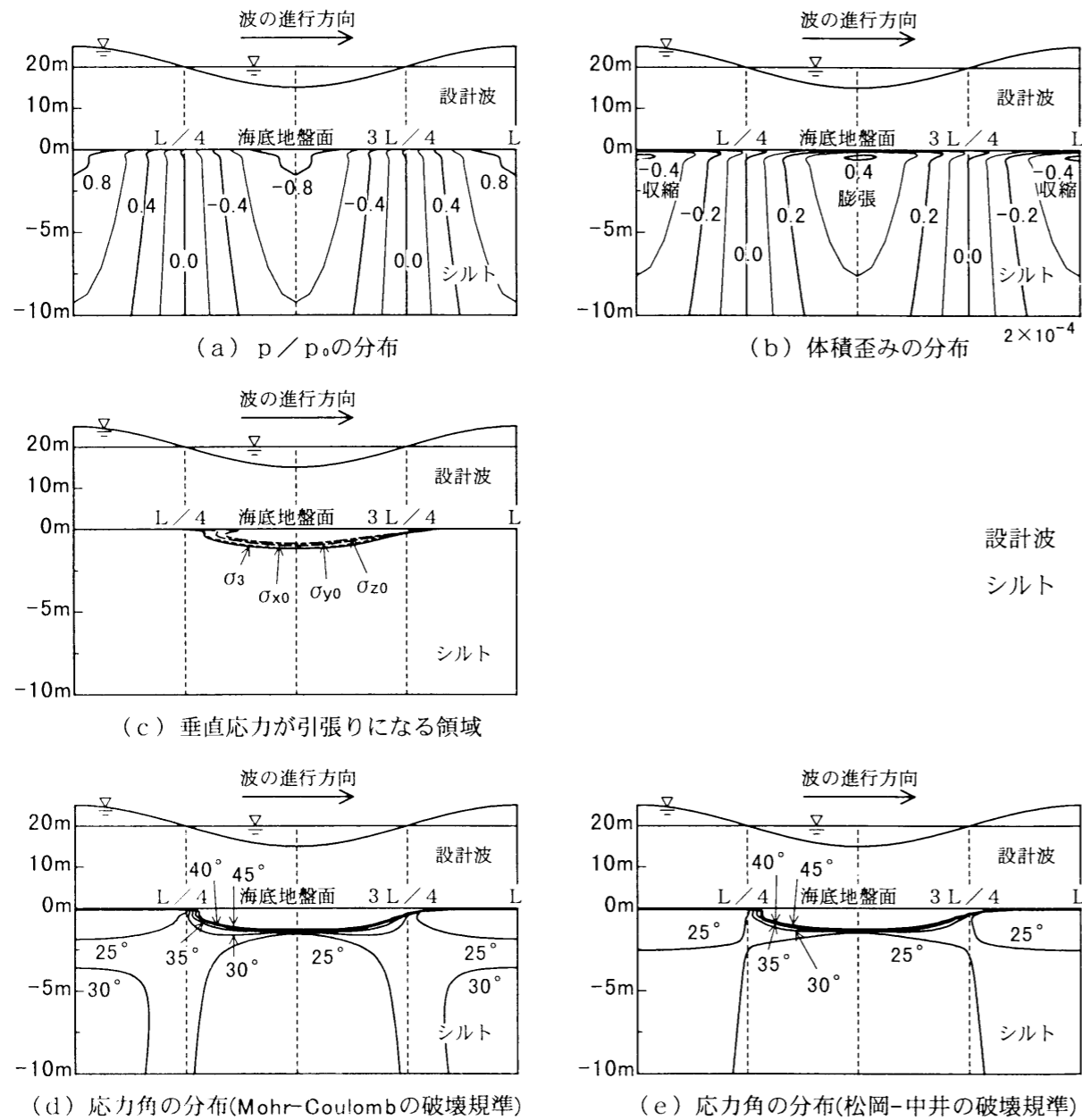


図-7.6.13(3) 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布

図-7.6.14(1)は、暴風波が作用した緩い砂地盤であるが、図-7.6.13(1)の設計波の場合と比較すると、不安定領域は全体的に浅くなっている。なお、1次元の判定規準である $\sigma_{z0} \leq 0$ の領域が存在しない。

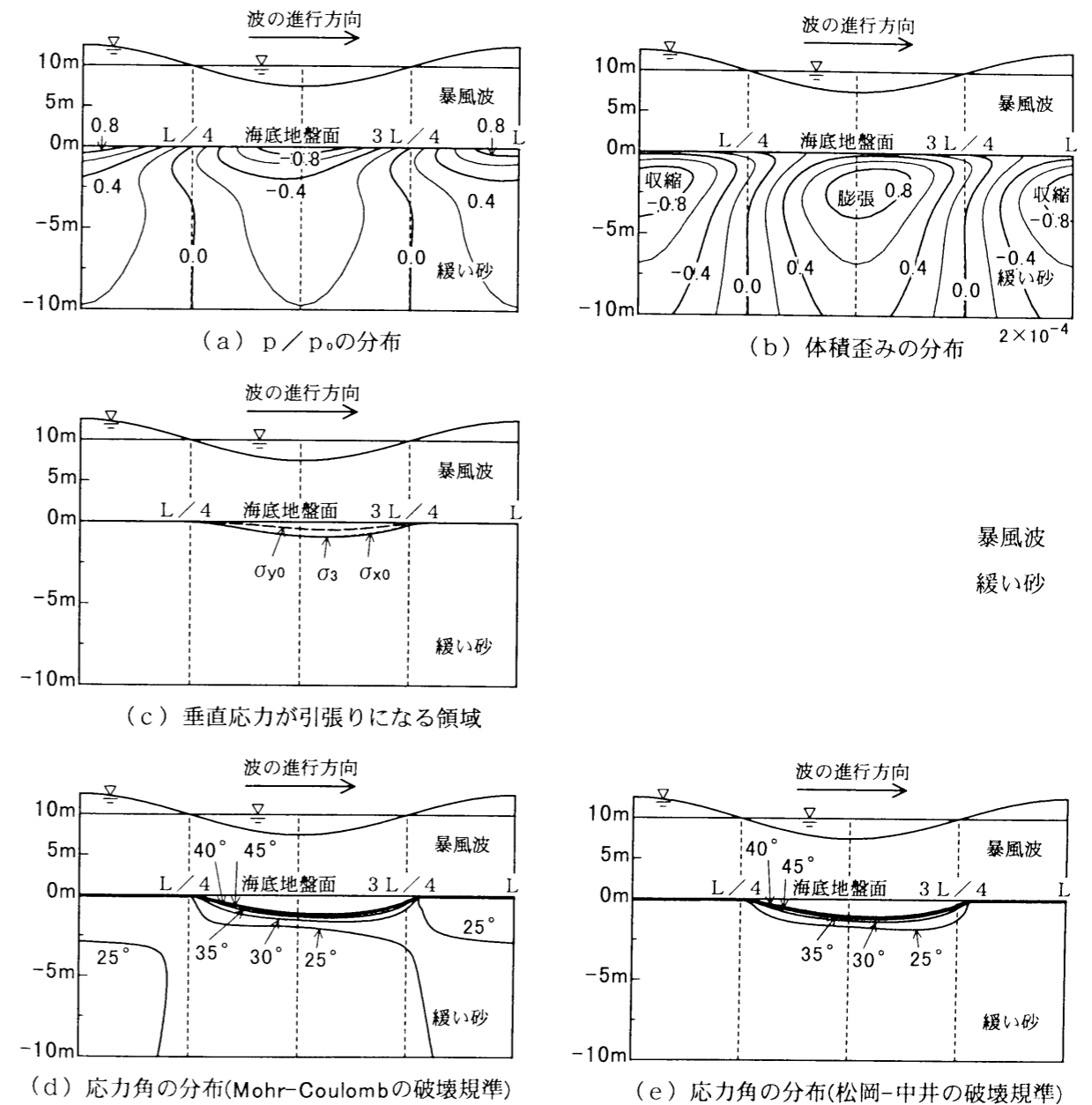


図-7.6.14(1) 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布

図-7.6.14(2)は、暴風波が作用した密な砂地盤であるが、緩い砂地盤に比べ、全体的に不安定領域は浅くなっている。

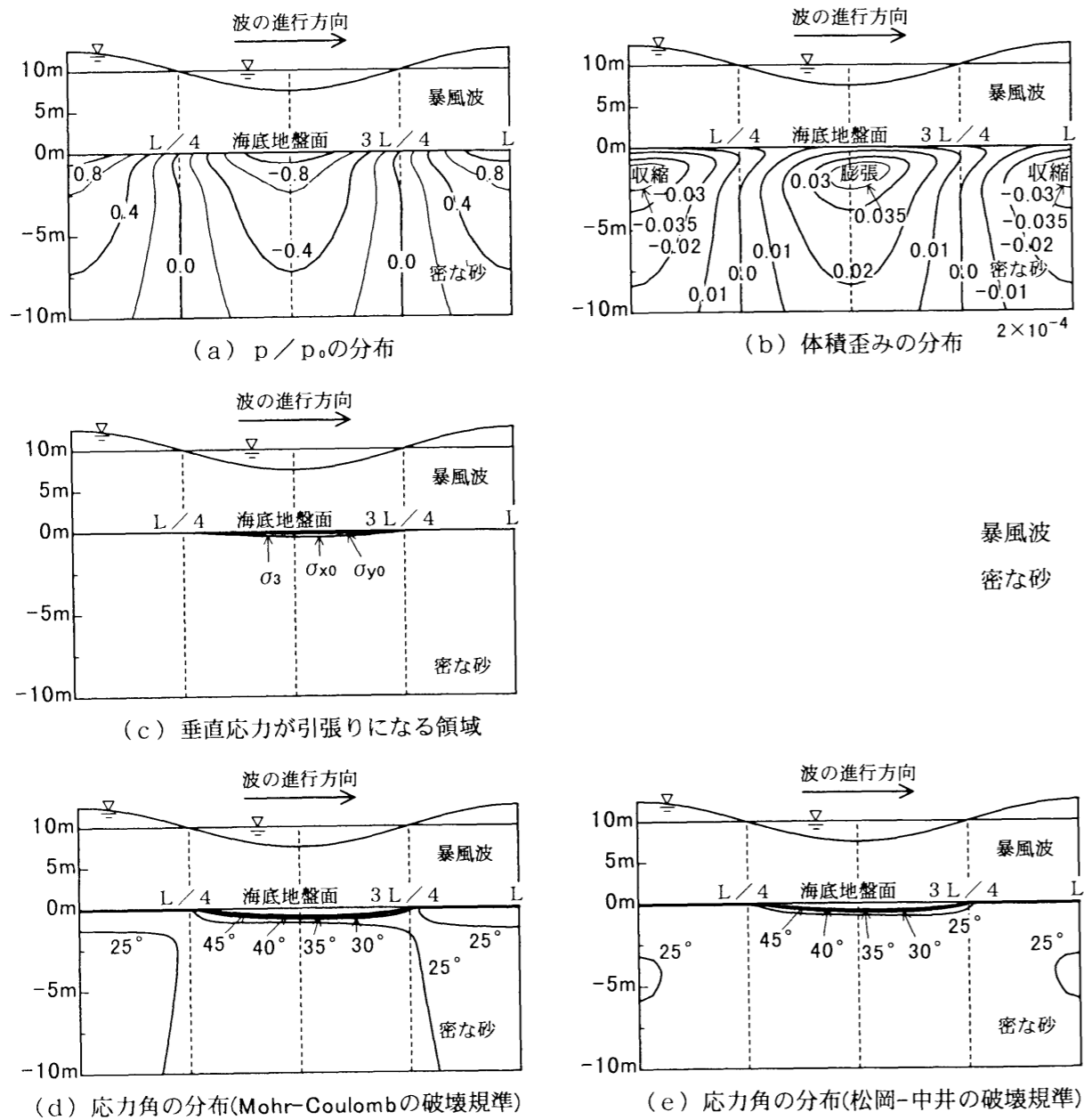


図-7.6.14(2) 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布

図-7.6.14(3)は、暴風波が作用したシルト地盤であるが、密な砂地盤と同様な不安定領域があるが、緩い砂地盤や密な砂地盤にはなかった、1次元の判定規準である $\sigma_{z0} \leq 0$ の領域が存在する。

全体的に、緩い砂地盤の破壊領域が一番大きく、密な砂地盤とシルト地盤の引張り破壊の領域は、 $\sigma_3 \leq 0$ で判定すると余り変わらないが、1次元の破壊規準である $\sigma_{z0} \leq 0$ で判定すると、かなり異なる。また、設計波の方が暴風波よりも不安定領域はかなり大きい。

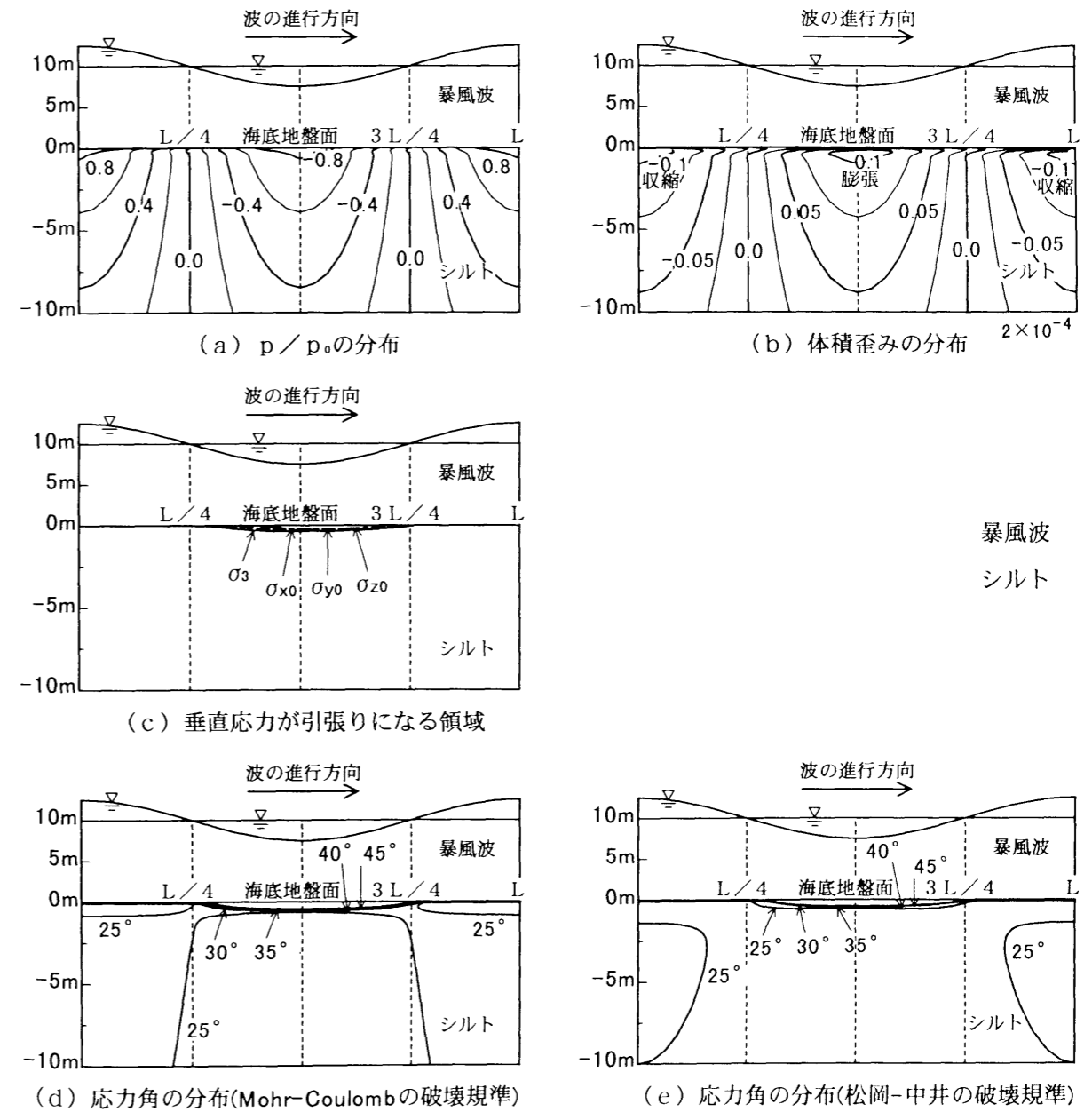


図-7.6.14(3) 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布

7. 7 結 語

第7章では、波浪応答における海底地盤の破壊に関して、これまでの1次元の判定方法に加え、2次元および3次元の判定方法を提案して検討を加えた。その結果分かった主なことは次のようである。

- (1) 2次元および3次元的に応力分布を解析した結果、1次元の判定規準である有効鉛直応力が負 ($\sigma_{v0} \leq 0$) になる領域で海底地盤の不安定性を判定するのみでなく、鉛直方向以外の引張り破壊の発生およびせん断破壊が発生する判定条件も、検討しなければならないことが分かった。
- (2) 波の位相に対して変化する応力状態を検討すると、海底地盤の破壊には、波の進行方向に作用する有効水平応力の変動成分 σ_x が重要な役割をすることが分かった。
- (3) 波浪条件に関しては、設計波が作用する場合の方が、暴風波が作用する場合より、地盤の不安定領域は相当大きくなる。
- (4) 地盤の物性値の影響は複雑である。一般に緩い砂地盤の不安定領域が大きいが、密な砂地盤とシルト地盤では、使用する破壊の判定規準により結果が異なる場合がある。

参考文献

- 1) Biot, M.A. : General Theory of Three-Dimensional Consolidation, Journal of Applied Physics, Vol.12, February, pp.155 ~ 164, 1941.
- 2) Prévost, J.H. : Mechanics of Continuous Porous Media, Int. J. Engng. Sci., Vol.18, pp.787 ~ 800, 1980.
- 3) Mei, C.C. and Foda, M.A. : Wave-induced responses in a fluid-filled poro-elastic solid with a free surface - a boundary layer theory, Geophys. J. R. astr. Soc., Vol.66, pp.597 ~ 631, 1981.
- 4) Mei, C.C. : The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, (Chapter Thirteen. Wave-Induced Stress in a Poro-elastic Seabed) World Scientific, pp.673 ~ 705, 1983. (Second printing 1992.)
- 5) Putnam, J.A. : Loss of wave energy due to percolation in a permeable sea bottom, Transaction American Geophysical Union, Vol.30, No.3, pp.349 ~ 356, 1949.
- 6) Reid, R.O. and Kajiura, K. : On the Damping of Gravity Waves Over a Permeable Sea Bed, Transaction American Geophysical Union, Vol.38, No.5, pp.662 ~ 666, 1957.
- 7) Sleath, J.F.A. : Wave-induced Pressures in Beds of Sand, J. of the Hydraulics Div., ASCE, Vol.96, No.2, pp.367 ~ 379, 1970.
- 8) Liu, P.L.F. : Damping of Water Waves Over Porous Bed, J. of the Hydraulics Div., ASCE, Vol.99, No.12, pp.2263 ~ 2271, 1973.
- 9) Moshagen, H. and Torum, A. : Wave Induced Pressures in Permeable Seabeds, J. of the Waterways Harbors and Coastal Eng. Div., ASCE, Vol.101, No.1, pp.49 ~ 57, 1975.
- 10) Finn, W.D.L., Siddharthan, R. and Martin, G.R. : Response of Seafloor to Ocean Waves, J. of Geotechnical Eng. Div., ASCE, Vol.109, No.4, pp.556 ~ 572, 1983.
- 11) Yamamoto, T., Koning, H.L., Sellmeijer, H. and Hijum, E.V. : On the response of a poro-elastic bed to water waves, J. of Fluid Mech., Vol.87, Part 1, pp.193 ~ 206, 1978.
- 12) Madsen, O.S. : Wave-induced pore pressures and effective stresses in a porous bed, Geotechnique 28, No.4, pp.377 ~ 393, 1978.
- 13) Okusa, S. : Wave-induced stresses in unsaturated submarine sediments, Geotechnique 35, No.4, pp.517 ~ 532, 1985.

- 14) Ishihara, K. and Yamazaki, A. : Analysis of wave-induced liquefaction in seabed deposits of sand, Soils and Foundations, Vol.24, No.3, pp.85 ~ 100, 1984.
- 15) Silvestri, V., et al. : Effect of soil anisotropy on the wave-induced pore pressures in the seabed, J. of Energy Resources Technology, Vol.107, pp.441-449, 1985.
- 16) Thomas, S.D. : A finite element model for the analysis of wave induced stress displacement and pore pressure in an unsaturated seabed, Computers and Geotechnics, Vol.8, pp.1 ~ 38, 1989.
- 17) Gatmiri, B. : A Simplified finite element analysis of wave-induced effective stress and pore pressures in permeable sea beds, Geotechnique 40, No.1, pp.15 ~ 30, 1990.
- 18) Gatmiri, B. : Response of cross-anisotropic seabed to ocean waves, J. of Geotechnical Eng. Div., ASCE, Vol.118, No.9, pp.1295 ~ 1314, 1992.
- 19) Miura, K., Hayashi, M. and Yoshida, N. : Applicability of Analytical Methods for Seabed Response to Ocean Waves, Proceedings of the International Conference on Geotechnical Engineering for Coastal Development, GEO-COAST'91, Yokohama, pp.609 ~ 614, 1991.
- 20) Oka, F., Yashima, A., Shibata, T. and Kato, M. : A Finite Element Analysis of Liquefaction of Seabed due to Wave Action, Proceedings of the International Conference on Geotechnical Engineering for Coastal Development, GEO-COAST'91, Yokohama, pp.621 ~ 626, 1991.
- 21) Towhata, I., Kuntiwattanakui, P., Fukue, M. and Nagata, K. : Cyclic loading of confining pressure on partially saturated sand, Proceedings of the International Conference on Geotechnical Engineering for Coastal Development, GEO-COAST'91, Yokohama, pp.639 ~ 644, 1991.
- 22) Matsuoka, H. and T. Nakai : Stress-deformation and strength characteristics of soil under three different principal stresses, Proc. Japan Society of Civil Engineers, No.232, pp.59 ~ 70, 1974.
- 23) 土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会 : 海岸波動【波・構造物・地盤の相互作用の解析法】、第V編 波浪と海底地盤の相互干渉、土木学会、1994.
- 24) 最上武雄編 : 「土質力学」 第5章 土のせん断、技報堂、昭和44年.
- 25) 土質工学会編 : 「粒状体の力学」、pp.166 ~ 172, 土質工学会、平成5年.
- 26) 井上令作 : 飽和度の高い砂層における間隙水圧の伝播、土木学会論文報告集、第236号、pp.81 ~ 92, 1975.
- 27) 間瀬 肇・酒井哲朗・西本喜弘・前野賀彦 : 多孔質弾性体理論による防波堤に作用する揚圧力及び周辺地盤内の変動間隙水圧の解析、土木学会論文集、第411号、II-12, pp.217 ~ 225, 1989.
- 28) 中井照夫・松岡 元 : 3主応力下の土のせん断挙動に関する統一的解釈、土木学会論文報告集、No.303, pp.65 ~ 77, 1980.
- 29) 名合宏之 : 砂層内水圧変動と液状化、1982年度(第18回)水工学に関する夏期研修会講義集、A-9, pp.1 ~ 15, 土木学会、1982.
- 30) 三浦均也 : 海底地盤中の間隙水圧変動の解析 - 原位置観測との比較 -, 土木学会第46回年次学術講演会講演概要集, pp.244 ~ 245, 1991.
- 31) 善 功企・山崎浩之・渡辺 篤 : 海底地盤の波浪による液状化および高密度化、港湾技術研究所報告、第26巻、第4号、pp.125 ~ 180, 1987.
- 32) 善 功企・山崎浩之・佐藤 泰 : 海底地盤の波浪による液状化 - 現地観測および解析 -, 港湾技術研究所報告、第28巻、第3号、pp.29 ~ 57, 1989.
- 33) 善 功企 : 海底地盤の波浪による液状化に関する研究、港湾技研資料、No.755, pp.1 ~ 112, 1993.
- 34) 大草重康・中村隆昭・内田篤志 : 波による海底地盤中の間隙水圧の変化 I (実験)、第10回土質工学研究発表会発表講演集, pp.643 ~ 646, 1975.
- 35) 大草重康・中村隆昭・内田篤志 : 波による海底地盤中の間隙水圧の変化、第11回土質工学研究発表会発表講演集, pp.781 ~ 784, 1976.
- 36) 東畑郁生・永田一馬・福江正浩・佐藤喜一郎 : 不規則波による海底地盤内の間隙水圧変動、第27

- 回土質工学研究発表会発表講演集, pp. 925~926, 1992.
- 37) 林 正幸・三浦均也・吉田 望: 波浪荷重を受ける防波堤-海底地盤系の動的FEM解析, 第27回土質工学研究発表会発表講演集, pp. 1027~1030, 1992.
 - 38) 関口秀雄・北 勝利・岡本 修: 波浪による海底地盤の不安定化機構, 遠心力場波浪実験の適用(その1), 第28回土質工学研究発表会発表講演集, pp. 951~954, 1993.
 - 39) 関口秀雄・北 勝利・岡本 修: 波浪による海底地盤の不安定化機構: 遠心力場波浪実験の適用(その2), 第28回土質工学研究発表会発表講演集, pp. 955~958, 1993.
 - 40) 三浦均也・太田 匠・吉田 望: 水平層状海底地盤の応力・変形解析, 第28回土質工学研究発表会発表講演集, pp. 1213~1216, 1993.
 - 41) 三浦均也・太田 匠・林 正幸・吉田 望: 波浪を受ける海底地盤挙動の数式解の誘導, 第28回土質工学研究発表会発表講演集, pp. 1217~1220, 1993.
 - 42) 名合宏之・前野詩朗: 変動水圧作用下における砂地盤内の水圧分布特性, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 591~595, 1984.
 - 43) 前野賀彦・長谷川高士: 波浪による砂層内の間隙水圧の特性, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 596~600, 1984.
 - 44) 前野賀彦・長谷川高士: 波浪作用下での海底砂層内に発生する間隙水圧の伝播特性, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 273~277, 1985.
 - 45) 酒井哲朗・間瀬 肇・松本明男: 波浪による傾斜海底地盤の応答, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 737~741, 1988.
 - 46) 酒井哲朗・服部明彦・間瀬 肇: 波浪に対する砂浜地盤応答における海底摩擦の効果, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 794~798, 1989.
 - 47) 鶴谷広一・惟住智昭: 砕波帯における底質の流動化と浮遊について, 海岸工学講演会論文集, 第37巻, pp. 289~293, 1990.
 - 48) 泉宮尊司・古俣弘和・阿部一弘: 海底地盤の圧密係数および間隙圧係数の測定法に関する研究, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 743~747, 1990.
 - 49) 前野賀彦・内田一徳: 遠心荷装置による波浪を受ける海底地盤内応力場の再現, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 754~758, 1990.
 - 50) 中田博昭・鈴木 勝・阿部勝雄・蜂須賀和吉・山下剛史: 波による海底地盤中の間隙水圧変動に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 811~815, 1991.
 - 51) 酒井哲朗・間瀬 肇・Cox, D.T.・上田康浩: 波浪による海底地盤内間隙水圧変動の現地観測, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 816~820, 1991.
 - 52) 桑原久実・大楨正紀: 波浪による混成防波堤周辺地盤の弾塑性挙動, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 861~865, 1992.
 - 53) 岩垣雄一・西口松男: 水圧変動に伴う水底地盤上構造物の沈下現象に関する基礎的研究, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 866~870, 1992.
 - 54) 前野賀彦・唐内仁司・鈴木芳博・矢部興一: 波浪による海底地盤の液状化と底質浮遊の現地観測, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 576~580, 1993.
 - 55) 泉宮尊司・石橋邦彦・田辺 剛・奥山和之: 変動水圧任意波形型液状化試験装置の開発と海底地盤の液状化特性, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 581~585, 1993.
 - 56) 酒井哲郎・間瀬 肇・山本哲也: 水圧変動による地盤表面付近の間隙水圧変動, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 586~590, 1993.
 - 57) 酒井哲郎・後藤仁志・川崎順二・高尾和宏: 振動流・水圧変動共存下での地盤内間隙水圧分布, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 1006~1010, 1996.
 - 58) 矢富盟祥・由比政年・石田 啓・広部英一: 異方性海底地盤の波浪応答における間隙水圧の伝達特性, 第30回土質工学研究発表会講演集, pp. 829~830, 1995.
 - 59) 由比政年・矢富盟祥・石田 啓・廣部英一: 海底地盤の波浪応答における間隙水圧の伝達特性に

- 地盤の層厚が与える影響, 土木学会 第50回年次学術講演会講演概要集II A, pp. 285~286, 1995.
- 60) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年・玉置芳幸: 波による海底地盤の応答における地盤の厚さの影響, 福井工業高等専門学校 研究紀要 自然科学・工学, 第29号, pp. 121~135, 1995.
 - 61) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年: 波による海底地盤の応答における地盤の異方性の影響, 福井工業高等専門学校 研究紀要 自然科学・工学 第30号, pp. 59~72, 1996.
 - 62) 由比政年・石田 啓・矢富盟祥・廣部英一: 異方性海底地盤の波浪応答に対する近似解, 土木学会中部支部研究発表会講演概要集, pp. 293~294, 平成8年3月.
 - 63) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年: 波による海底地盤の応答における地盤内の応力分布および破壊条件, 土木学会中部支部研究発表会講演概要集, pp. 295~296, 平成8年3月.
 - 64) 玉置芳幸・由比政年・石田 啓・矢富盟祥・廣部英一: 波浪による海底地盤内の有効応力変動に対する地盤の異方性の影響, 土木学会第51回年次学術講演会講演概要集II A, pp. 106~107, 1996年9月.
 - 65) 矢富盟祥・由比政年・石田 啓・廣部英一: 海底地盤の波浪応答に対する地盤の異方性の影響, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 1011~1015, 1995.
 - 66) 由比政年・石田 啓・矢富盟祥・廣部英一・保智正和: 二相混合体内の波動伝播に基づく海底地盤の波浪応答の理論解, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 1021~1025, 1996年11月.
 - 67) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年: 波浪による海底地盤内の有効応力の分布特性および地盤の破壊領域, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 1026~1030, 1996.
 - 68) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥: 波浪による異方性海底地盤の不安定領域について, 水工学論文集, 第41巻, pp. 675~680, 1997.

第8章 海底地盤の波浪応答における地盤の厚さの影響

8.1 緒言

海底地盤内の過剰間隙水圧は、地盤への繰り返しせん断応力の作用あるいは構造物の設置や急速な堆積による圧密の未終了などにより発生するが、波浪による変動波圧によっても発生する。変動波圧によって変動過剰間隙水圧が発生するのは、海底地盤内の鉛直方向に減衰しながら伝達する圧力に位相差が生じるためである。2相混合体理論に基づいた解析モデルでは、間隙水に気泡が含まれるとして体積弾性係数を小さく仮定し、圧力の位相差を表す方法を用いている。しかし、間隙水の圧縮性の影響に加えて、地盤の地質構造や地盤の物性値の異方性も、海底地盤の応答に影響を及ぼすものと思われる。一見、一様な砂地盤に見える海底地盤であっても、実際の海底地盤の構造は、砂、シルト、粘土などの層が重なっており、さらに基盤岩が存在する地質構造も多い。このため、透水性の強い砂地盤である海底地盤の厚さは、有限の厚さであることが多く、無限に深い砂地盤を仮定することに対する検討が必要であるが、これについて検討された研究は少ない^{1)~3)}。また、先行圧密による初期異方性や構造物などの荷重圧密による応力異方性により、実際の地盤は異方性となっているものと思われるため、これに対する検討も必要である。このように、地盤の厚さが有限であることや、地盤が異方性であることは、間隙水圧の伝達減衰や位相遅れに影響を及ぼすものと思われる。

第8章では、砂地盤の下部に不透水層の基盤が存在する場合について、変動波圧によって発生する間隙水圧の伝達減衰特性と位相差の発生について検討を行い、さらに海底地盤の厚さが、土粒子骨格に作用する応力と歪みに、どのような影響を与えるかについて検討を行う。すなわち、基本的な地質構造として、砂層地盤の下に基盤が存在する場合（以下、一様有限深度海底地盤と呼ぶ）を設定し、海底地盤の厚さが、波浪による海底地盤の不安定化に対して、どのような影響を及ぼすかについて検討を行う。

8.2 一様有限深度海底地盤における特性方程式による応答解析法

8.2.1 基礎方程式および境界条件

(1) 基礎方程式

海底地盤を多孔質の弾性体である土粒子骨格と間隙水の混合体と考え、Biotの圧密理論⁴⁾に基づいて、応答解析の定式化を行う。平面歪み状態を考え、水平方向にx軸を取り、海底地盤面を原点として鉛直上向きにz軸を取る。土粒子は非圧縮性とし、土粒子骨格は圧縮性の線形弾性体とする。間隙水は気泡の混入を考慮して圧縮性として取り扱う。間隙水の流れは線形の運動方程式であるDarcy

の式を仮定する。静的平衡状態からの変動量に対する基礎方程式を求めて、変動量の微小量の2次以上の項を無視し、さらに、重力項と慣性項を無視する。

間隙水の圧力-歪みの構成関係式は、次式で表される。

$$p = \frac{\beta}{n_w} \varepsilon_f \quad (8.2.1)$$

ここに、 p は間隙水圧、 ε_f は間隙水の体積歪み、 n_w は地盤の間隙率、 β は間隙水の体積弾性係数で通常の圧力下では単位体積重量が1.0gr/cm³程度での β を用いる。また、間隙水に気泡が混入している場合の β は、飽和度の関数として表された次式を用いる。

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_0} + \frac{1-S}{p_0} \quad (8.2.2)$$

ここに、 β_0 は間隙水が飽和状態での β の値、 S は飽和度、 p_0 は基準圧力（1気圧）である。

平面歪み状態における土粒子骨格に対する応力-歪みの構成関係式は、次式で表される。

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_z \\ \tau_{xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_s + G & B_s - G & 0 \\ B_s - G & B_s + G & 0 \\ 0 & 0 & G \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_z \\ \gamma_{xz} \end{bmatrix} \quad (8.2.3)$$

ここに、 $B_s = G/(1-2\nu)$ は土粒子骨格の体積圧縮係数、 $G = E/2(1+\nu)$ は土粒子骨格のせん断弾性係数、 E は土粒子骨格の縦弾性係数、 ν は土粒子骨格のポアソン比である。 σ_x と σ_z および τ_{xz} は、それぞれ有効鉛直応力と有効水平応力の変動成分およびせん断応力であり、 ε_x と ε_z および γ_{xz} は、それぞれ縦歪みおよびせん断歪みである。

連続式は、次式で表される。

$$\frac{k}{\gamma_w} \nabla^2 p = \frac{n_w}{\beta} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad (8.2.4)$$

水平方向および鉛直方向の釣り合い方程式は、各々、次式で表される。

$$G \nabla^2 u + B_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (8.2.5)$$

$$G \nabla^2 w + B_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} \quad (8.2.6)$$

ここに、 ∇^2 はラプラシアンである。 ε は体積歪みであり、縦歪み ε_x と ε_z の和として、また、せん断歪み γ_{xz} も同様に、それぞれ次式で表される。

$$\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_z = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \quad (8.2.7)$$

ここに、 u と w は地盤の水平および鉛直方向変位であり、 p は間隙水圧で静的平衡状態からの変動量を表し圧縮を正としている。 γ_w は間隙水の単位体積重量、 k は地盤の透水係数である。

(2) 境界条件

境界条件は、海底地盤面で、および海底地盤が有限な厚さであるとし、海底基盤面で、各々、次のように与えられる。

(a) 海底地盤面での境界条件

海底地盤面では、土粒子骨格の鉛直応力とせん断応力は発生せず、間隙水圧は微小振幅波による変動波圧に等しいとして、次のように与えられる。

$$\sigma_z = 0, \quad \tau_{xz} = 0, \quad p = p_0 \exp[i(\lambda x - \omega t)] \quad ; \quad z = 0 \quad (8.2.8)$$

(b) 海底基盤面での境界条件

海底基盤面では、基盤の変位がなく、基盤内に間隙水が流入しないとして、次のように与えられる。

$$u = 0, \quad w = 0, \quad v_z = \frac{k}{\gamma_w} \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad ; \quad z = -d \quad (8.2.9)$$

ここに、 $p_0 = \gamma_w H / (2 \cosh \lambda h)$ であり変動波圧の振幅、 i は虚数、 λ は波数、 ω は角周波数、 γ_w は海水の単位体積重量、 H は波高、 h は水深、 d は海底地盤の厚さである。

8. 2. 2 一様有限深度海底地盤における一般解の係数の理論解

一様有限深度海底地盤における一般解の係数の理論解は、著者らが以下のように誘導した³⁾。

(1) 基礎方程式の特性方程式

基礎方程式(8.2.4)～式(8.2.6)の解 u , w および p を、次のように変数分離形の周期解と仮定する。

U , W および P は、鉛直方向座標 z のみの関数である。

$$\left. \begin{aligned} u &= U(z) \exp[i(\lambda x - \omega t)] \\ w &= W(z) \exp[i(\lambda x - \omega t)] \\ p &= P(z) \exp[i(\lambda x - \omega t)] \end{aligned} \right\} \quad (8.2.10)$$

式(8.2.10)を基礎方程式(8.2.4)～式(8.2.6)に代入すると、次の定数係数連立常微分方程式を得る。

$$\frac{k}{\gamma_w} (-\lambda^2 P + \frac{d^2 P}{dz^2}) + i \frac{\omega}{B_f} P - \omega \lambda U + i \omega \frac{dW}{dz} = 0 \quad (8.2.11)$$

$$G(-\lambda^2 U + \frac{d^2 U}{dz^2}) + B_s(-\lambda^2 U + i \lambda \frac{dW}{dz}) - i \lambda P = 0 \quad (8.2.12)$$

$$G(-\lambda^2 W + \frac{d^2 W}{dz^2}) + B_s(i \lambda \frac{dU}{dz} + \frac{d^2 W}{dz^2}) - \frac{dP}{dz} = 0 \quad (8.2.13)$$

微分演算子 $D = d/dz$ を用いると、式(8.2.11)～(8.2.13)が自明な解である $U = W = P = 0$ 以外の解を持つための条件として、次の特性方程式が得られる。

$$(D^2 - \lambda^2)^2 (D^2 - \lambda'^2) = 0 \quad (8.2.14)$$

ここに、

$$\lambda'^2 = \lambda^2 - i \frac{\gamma_w}{k} \omega \left[\frac{1}{B_f} + \frac{1}{B_s + G} \right] \quad (8.2.15)$$

であり、特性方程式(8.2.14)は、2重根を含めた次の6個の複素解を持つ。

$$D = \pm \lambda \quad (2 \text{ 重根}), \quad \pm \lambda' \quad (8.2.16)$$

(2) 一般解の係数

特性方程式が、2重根を含めた6個の複素解を持つ場合、一般解は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} U &= a_1 \exp(\lambda z) + a_2 \exp(-\lambda z) + a_3 z \exp(\lambda z) + a_4 z \exp(-\lambda z) \\ &\quad + a_5 \exp(\lambda' z) + a_6 \exp(-\lambda' z) \\ W &= b_1 \exp(\lambda z) + b_2 \exp(-\lambda z) + b_3 z \exp(\lambda z) + b_4 z \exp(-\lambda z) \\ &\quad + b_5 \exp(\lambda' z) + b_6 \exp(-\lambda' z) \\ P &= c_1 \exp(\lambda z) + c_2 \exp(-\lambda z) + c_3 z \exp(\lambda z) + c_4 z \exp(-\lambda z) \\ &\quad + c_5 \exp(\lambda' z) + c_6 \exp(-\lambda' z) \end{aligned} \right\} \quad (8.2.17)$$

一般解の未知数は a_i ($i=1, \dots, 6$), b_i ($i=1, \dots, 6$) および c_i ($i=1, \dots, 6$) の18個である。

式(8.2.10)の一般解である式(8.2.17)は、任意の z に対して基礎方程式(8.2.4)～式(8.2.6)、すなわち式(8.2.11)～式(8.2.13)を満たさなくてはならないので、式(8.2.16)を式(8.2.11)～式(8.2.13)に代入して z についての恒等式を解くと、次のような従属関係式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= -ia_1 + i \frac{B_1}{\lambda} a_3, & b_2 &= ia_2 + i \frac{B_1}{\lambda} a_3 \\ b_3 &= -ia_3, & b_4 &= ia_4 \\ b_5 &= -i \frac{\lambda'}{\lambda} a_5, & b_6 &= i \frac{\lambda'}{\lambda} a_6 \\ c_1 &= -2i B_2 a_3, & c_2 &= 2i B_2 a_4 \\ c_3 &= 0, & c_4 &= 0 \\ c_5 &= -\frac{B_3}{\lambda} a_5, & c_6 &= -\frac{B_3}{\lambda} a_6 \end{aligned} \right\} \quad (8.2.18)$$

次に、一般解である式(8.2.17)を、海底地盤面での境界条件式(8.2.8)および海底基盤面での境界条件式(8.2.9)に代入すると、次の関係式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} i\lambda(B_s - G)(a_1 + a_2 + a_5 + a_6) \\ + (B_s + G)(\lambda b_1 - \lambda b_2 + b_3 + b_4 + \lambda' b_5 - \lambda' b_6) &= 0 \\ (\lambda a_1 - \lambda a_2 + a_3 + a_4 + \lambda' a_5 - \lambda' a_6) + i\lambda(b_1 + b_2 + b_5 + b_6) &= 0 \\ c_1 + c_2 + c_5 + c_6 &= p_0 \\ a_1 \exp(\lambda d) + a_2 \exp(-\lambda d) + a_3 d \exp(\lambda d) + a_4 d \exp(-\lambda d) \\ + a_5 \exp(\lambda' d) + a_6 \exp(-\lambda' d) &= 0 \\ b_1 \exp(\lambda d) + b_2 \exp(-\lambda d) + b_3 d \exp(\lambda d) + b_4 d \exp(-\lambda d) \\ + b_5 \exp(\lambda' d) + b_6 \exp(-\lambda' d) &= 0 \\ c_1 \lambda \exp(\lambda d) - c_2 \lambda \exp(-\lambda d) + c_3(1 + \lambda d) \exp(\lambda d) + c_4(1 - \lambda d) \exp(-\lambda d) \\ + c_5 \lambda' \exp(\lambda' d) - c_6 \lambda' \exp(-\lambda' d) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8.2.19)$$

式(8.2.18)を式(8.2.19)に代入すると、 a_i ($i=1, \dots, 6$) を未知量とした6個の関係式が得られるが、これを解くと a_i ($i=1, \dots, 6$) が求まる。次に、 a_i ($i=1, \dots, 6$) を式(8.2.18)に代入すれば、一般解の係数18個が全て誘導される。

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{\delta_1}{\delta}, \quad a_2 = \frac{\delta_2}{\delta}, \quad a_3 = \frac{\delta_3}{\delta}, \quad a_4 = \frac{\delta_4}{\delta} \\ a_5 &= f_{53} a_3 + f_{54} a_4 + f_5, \quad a_6 = f_{63} a_3 + f_{64} a_4 + f_6 \end{aligned} \right\} \quad (8.2.20)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \delta &= -2f_{13}(f_{23} + f_{24}) + 8G\lambda^2(f_{33}f_{44} - f_{34}f_{43}) \\ &\quad + 2\lambda f_{13}(f_{43} + f_{44})(\exp(\lambda d) + \exp(-\lambda d)) + 2G\lambda(f_{23}f_{34} - f_{24}f_{33})(\exp(\lambda d) + \exp(-\lambda d)) \\ &\quad - 2\lambda f_{13}(f_{33} + f_{34})(\exp(\lambda d) - \exp(-\lambda d)) - 2G\lambda(f_{23}f_{44} - f_{24}f_{43})(\exp(\lambda d) - \exp(-\lambda d)) \\ \delta_1 &= (f_1 - f_2 + f_3)[-2G\lambda(f_{23}f_{34} - f_{24}f_{33}) + f_{13}(2\lambda(f_{33} + f_{34}) + \exp(-\lambda d)(f_{23} + f_{24}))] \\ \delta_2 &= -(f_1 - f_2 + f_3)[-2G\lambda(f_{23}f_{34} - f_{24}f_{33}) + f_{13}(-2\lambda(f_{33} + f_{34}) + \exp(\lambda d)(f_{23} + f_{24}))] \\ \delta_3 &= (f_1 - f_2 + f_3)[8G\lambda^2 f_{34} - 2\lambda(\exp(\lambda d)(f_{13} + Gf_{24}) + \exp(-\lambda d)(f_{13} - Gf_{24}))] \\ \delta_4 &= -(f_1 - f_2 + f_3)[8G\lambda^2 f_{33} + 2\lambda(\exp(\lambda d)(f_{13} - Gf_{23}) + \exp(-\lambda d)(f_{13} + Gf_{23}))] \end{aligned}$$

$$f_{13} = -2i \frac{B_2}{B_3} [(B_s - G)\lambda^2 - (B_s + G)\lambda'^2] + (B_s + G)(B_1 - 1)$$

$$f_{23} = -\frac{4i\lambda B_2 [2\lambda \exp(\lambda d) - \lambda'(\exp(\lambda' d) - \exp(-\lambda' d))]}{B_3(\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} - (B_1 - 1)$$

$$f_{24} = -\frac{4i\lambda B_2 [2\lambda \exp(-\lambda d) + \lambda'(\exp(\lambda' d) - \exp(-\lambda' d))]}{B_3(\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} - (B_1 - 1)$$

$$f_{33} = -\frac{2i\lambda B_2 [\lambda \exp(\lambda d)(\exp(\lambda' d) - \exp(-\lambda' d)) + 2\lambda']}{\lambda' B_3(\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} + d \exp(\lambda d)$$

$$f_{34} = -\frac{2i\lambda B_2 [\lambda \exp(-\lambda d)(\exp(\lambda' d) - \exp(-\lambda' d)) - 2\lambda']}{\lambda' B_3(\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} + d \exp(-\lambda d)$$

$$f_{43} = -2i\lambda \frac{B_2}{B_3} \exp(\lambda d) - (\frac{B_1}{\lambda} - d) \exp(\lambda d) , f_{44} = -2i\lambda \frac{B_2}{B_3} \exp(-\lambda d) - (\frac{B_1}{\lambda} + d) \exp(-\lambda d)$$

$$f_{53} = -\frac{2i\lambda B_2 (\lambda \exp(\lambda d) + \lambda' \exp(-\lambda' d))}{\lambda' B_3 (\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} , f_{54} = -\frac{2i\lambda B_2 (\lambda \exp(-\lambda d) - \lambda' \exp(-\lambda' d))}{\lambda' B_3 (\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))}$$

$$f_{63} = \frac{2i\lambda B_2 (\lambda \exp(\lambda d) - \lambda' \exp(\lambda' d))}{\lambda' B_3 (\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} , f_{64} = \frac{2i\lambda B_2 (\lambda \exp(-\lambda d) + \lambda' \exp(\lambda' d))}{\lambda' B_3 (\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))}$$

$$f_1 = \frac{(B_s - G)\lambda^2 - (B_s + G)\lambda'^2}{B_3} p_0$$

$$f_2 = -\frac{2\lambda\lambda'(\exp(\lambda' d) - \exp(-\lambda' d))}{B_3(\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} p_0 , f_3 = \frac{2\lambda}{B_3(\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} p_0$$

$$f_5 = \frac{-\lambda \exp(-\lambda' d)}{B_3(\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} p_0 , f_6 = -\frac{\lambda \exp(\lambda' d)}{B_3(\exp(\lambda' d) + \exp(-\lambda' d))} p_0$$

$$B_1 = \frac{B_f + B_s + 2G}{B_f + B_s} , B_2 = \frac{B_f G}{B_f + B_s} , B_3 = \frac{\gamma_w \omega}{k} \frac{B_f + B_s + G}{B_f} , B_f = \frac{\beta}{n_w}$$

8. 3 波浪条件と地盤の物性値および海底地盤の構造の設定

解析に用いた波浪条件および海底地盤の物性値は、土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会で設定されたもの⁵¹⁾のうち、表-8. 3. 1および表-8. 3. 2に示すような設計波規模の波および緩い砂を用いた。なお、表-8. 3. 1に示す波の諸元によれば、微小振幅波の分散関係式より、波長Lは約167. 5mとなる。

表-8. 3. 1 波の諸元 (設計波規模)

波高	10.0 m
水深	20.0 m
周期	13.0 秒

表-8. 3. 2 海底地盤 (緩い砂) の物性値

E (縦弾性係数)	N/m ² (kgf/m ²)	1.020 × 10 ⁸ (1.04 × 10 ⁷)
ν (ポアソン比)		0.30
n _w (間隙率)		0.454
γ _s (地盤の単位体積重量)	N/m ³ (kgf/m ³)	1.863 × 10 ⁴ (1.9 × 10 ³)
k (透水係数)	m/sec	1.0 × 10 ⁻⁴
S (飽和度)	%	99.28
γ _w (間隙水の単位体積重量)	飽和 N/m ³ (kgf/m ³)	9.80665 × 10 ³ (1.0 × 10 ³)
	不飽和 N/m ³ (kgf/m ³)	9.73604 × 10 ³ (0.9928 × 10 ³)
β ₀ (飽和状態での 間隙水の体積弾性係数)	N/m ² (kgf/m ²)	2.318 × 10 ⁹ (2.364 × 10 ⁸)
β (間隙水の体積弾性係数)	N/m ² (kgf/m ²)	4.155 × 10 ⁷ (4.237 × 10 ⁶)
γ _{w0} (海水の単位体積重量)	N/m ³ (kgf/m ³)	1.0052 × 10 ⁴ (1.025 × 10 ³)

図-8. 3. 1に示すように、海底基盤面が海底地盤面より (-100m, -50m, -30m, -10m, -5m, -2m) の深さにある地盤構造を設定した。

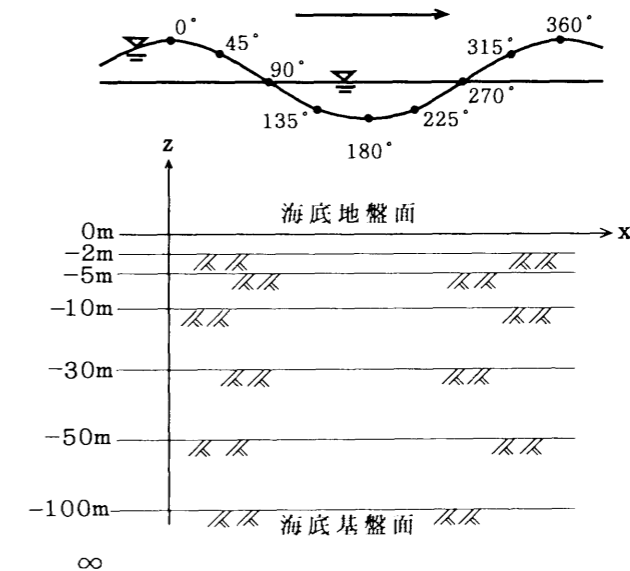


図-8. 3. 1 波の位相および海底地盤の構造

8. 4 解析結果

8. 4. 1 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化

図-8. 4. 1は、海底地盤の厚さが半無限に厚い一様半無限海底地盤における周期変化の鉛直分布を、10mの深さまで示した。図-8. 4. 2は、海底地盤の厚さが30mの場合の一様有限深度海底地盤における周期変化の鉛直分布を、10mの深さまで示した。有限深度地盤では、図(a)の間隙水圧の周期変化を見ると、地盤面下2mから3mにかけて大きなくびれがあり、減衰が早くなっている。図(b)の位相差は、海底基盤の影響で、半無限地盤に比べて約1.5倍に増加している。これにより図(d)

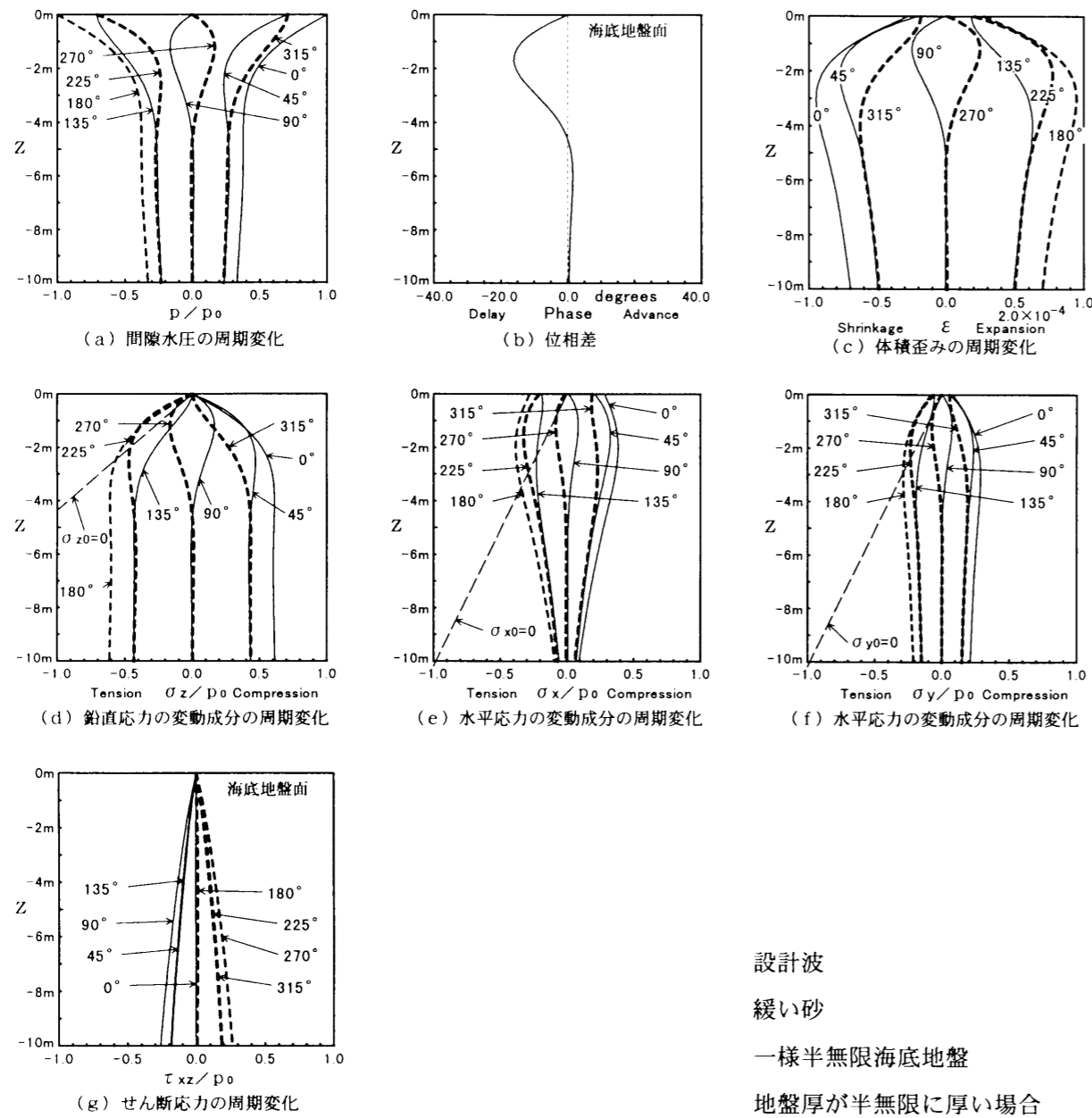


図-8. 4. 1 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

設計波
緩い砂
一様半無限海底地盤
地盤厚が半無限に厚い場合

の有効鉛直応力の変動成分 σ_z は、一様半無限海底地盤の図-8. 4. 1に比べて、地盤面近くの浅い領域で変動が大きくなっている。図(e)の有効水平応力の変動成分 σ_x は、一様半無限海底地盤に比べて小さくなるが、浅い領域でねじれを起こしており、波の峰の位相でも $\sigma_x = 0$ の判定方法では引張り破壊を起こしている。図(f)の有効水平応力の変動成分 σ_y は σ_x ほどではないがねじれている。図(c)の体積歪み ε は σ_x の影響から浅い領域でねじれを起こしている。図(g)のせん断応力 τ_{xz} は、一様半無限海底地盤に比べ、多少小さくなっている。

図-8. 4. 3は、海底地盤の厚さが2mの場合の一様有限深度海底地盤における周期変化の鉛直分布を、10mの深さまで示した。図(a)の間隙水圧の周期変化は、海底基盤が大変に浅いため、その影響により位相135°と315°で減衰が遅く、逆に、位相45°と225°で減衰が早い。図(b)の位相差は、

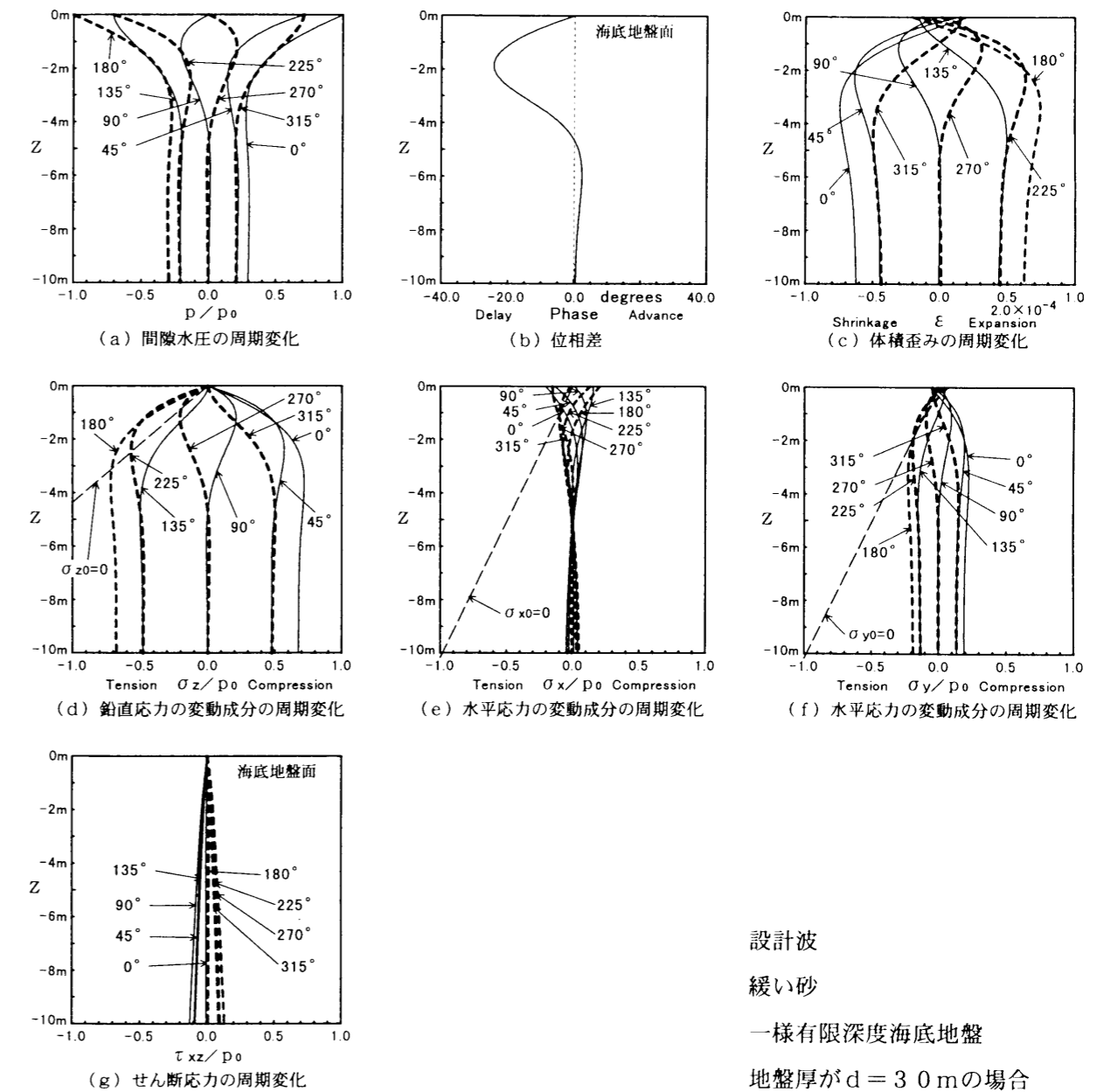


図-8. 4. 2 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

設計波
緩い砂
一様有限深度海底地盤
地盤厚が $d = 30$ m の場合

基盤の影響で全体的に2倍程度となり、基盤面で最も大きく37°にもなる。これにより、図(d)の有効鉛直応力の変動成分 σ_z は、波の峰と谷の位相より少し前となる位相45°と225°の近傍で大きくなる。図(e)の有効水平応力の変動成分 σ_x も同様に位相45°と225°で大きくなる。 σ_x は、海底基盤が2mと浅部にある場合には、海底地盤面でほとんどゼロとなっている。 σ_x と σ_z の正負の表れる位相が同じことから、図(c)で大きな体積歪み ϵ が生じているのは、一様半無限海底地盤と同様である。ただし、最大の収縮と膨張が生じるのは波の峰と谷ではなく、波の峰と谷の前方である位相45°と225°である。図(f)の有効水平応力の変動成分 σ_y は、図(e)の σ_x と同様な分布であり、波の進行方向と奥行き方向の応力状態が、基盤の影響でほとんど同じになっている。図(g)のせん断応力の変動成分 τ_{xz} は、一様半無限海底地盤に比べ、多少小さくなっている。

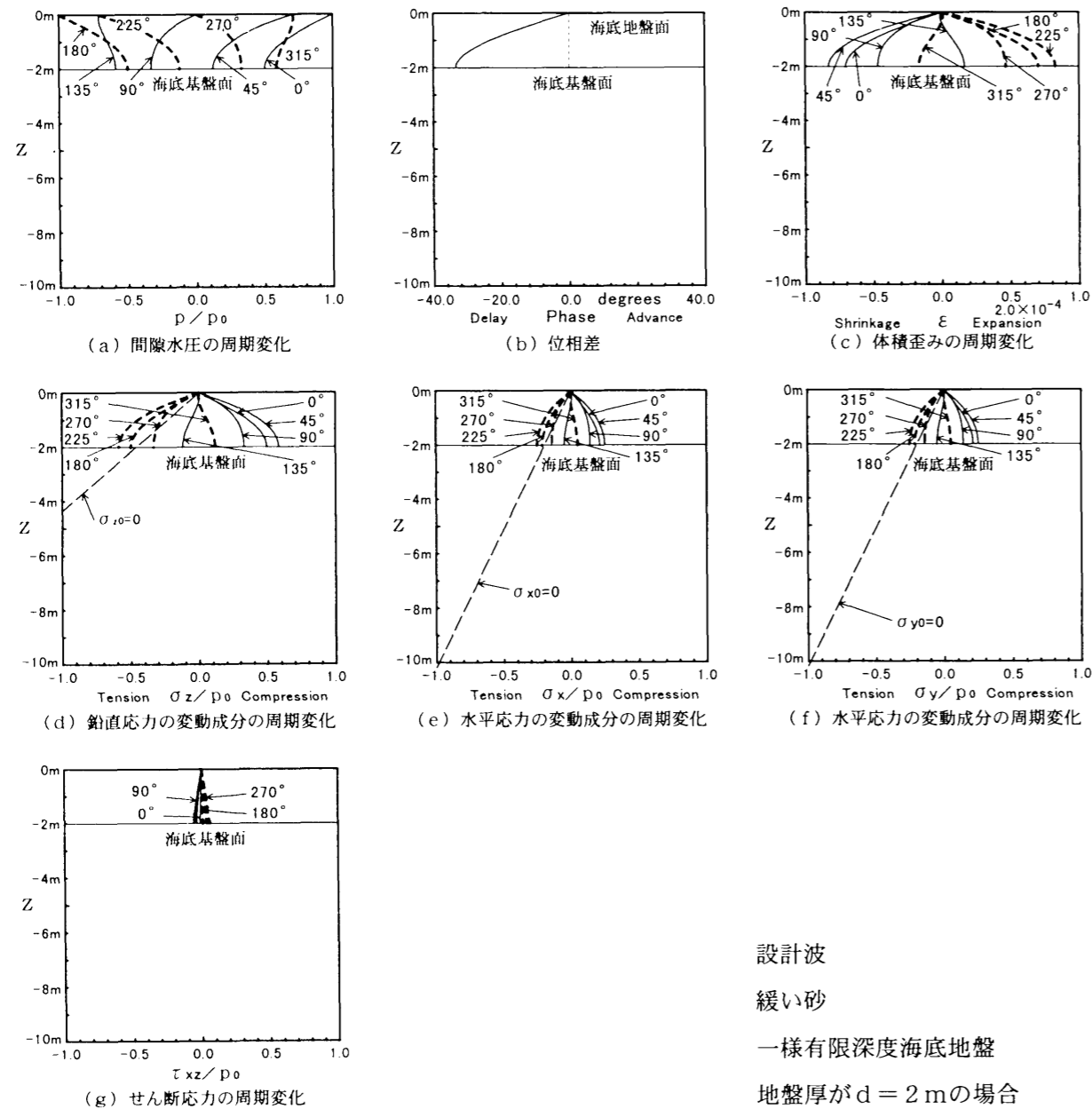


図-8.4.3 間隙水圧・位相差・体積歪み・応力の周期変化の鉛直分布

8.4.2 海底地盤の厚さの影響

図-8.4.4～図-8.4.6は、海底地盤の厚さの影響をみたものであり、絶対値を示してある。図-8.4.4は海底地盤の厚さdが100m, 50m, 30m, 20m, 10mである場合の値であり、図-8.4.5は図-8.4.4の海底地盤面下10mまでを拡大してある。図-8.4.6は同様にdが10m, 5m, 3m, 2m, 1mである場合の値である。なお、一様半無限海底地盤の値が破線で示されている。

図-8.4.4および図-8.4.5によると、地盤厚d=100mと厚い場合には、全体的に一様半無限地盤の値とほぼ同じ傾向であるが、基盤面近くで差が生じている。図(a)の間隙水圧の鉛直分布を見

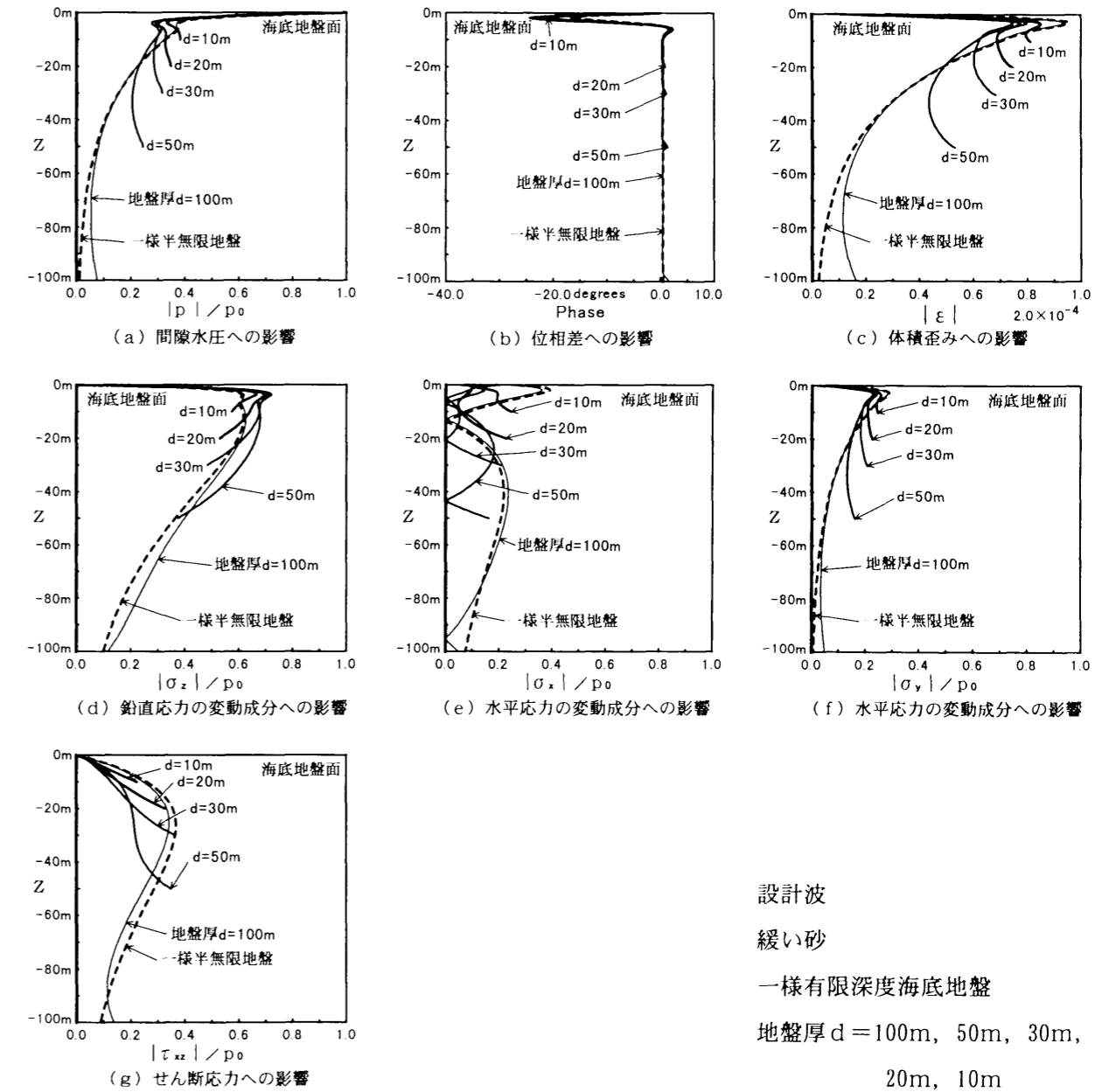


図-8.4.4 海底地盤の地盤厚さの影響の鉛直分布

ると、地盤厚 $d=50\text{m}$, 30m , 20m では、地盤面下 $0\text{m}\sim$ 約 5m の範囲で間隙水圧 p の減衰が急激であるが、それより深部では余り減衰せず、海底基盤面ではむしろ増加している。図(d)の σ_z の鉛直分布は p の鉛直分布に対応している。地盤厚 $d=100\text{m}$ と厚い場合には一様半無限地盤とほぼ同じ分布であるが、 $d=50\text{m}$, 30m , 20m では、地盤面下 $0\text{m}\sim$ 約 5m の範囲で、 σ_z は一様半無限地盤に比べ急減している。図(e)の σ_x は、どの地盤厚でも不規則に変動を繰り返している。図(f)の σ_v も p や σ_z の鉛直分布に対応しており、 $d=50\text{m}$, 30m , 20m では海底基盤の存在の影響を大きく受けている。図(c)の有限深度地盤の体積歪み ε は、深さが約 3m で最大となるのは一様半無限地盤と同

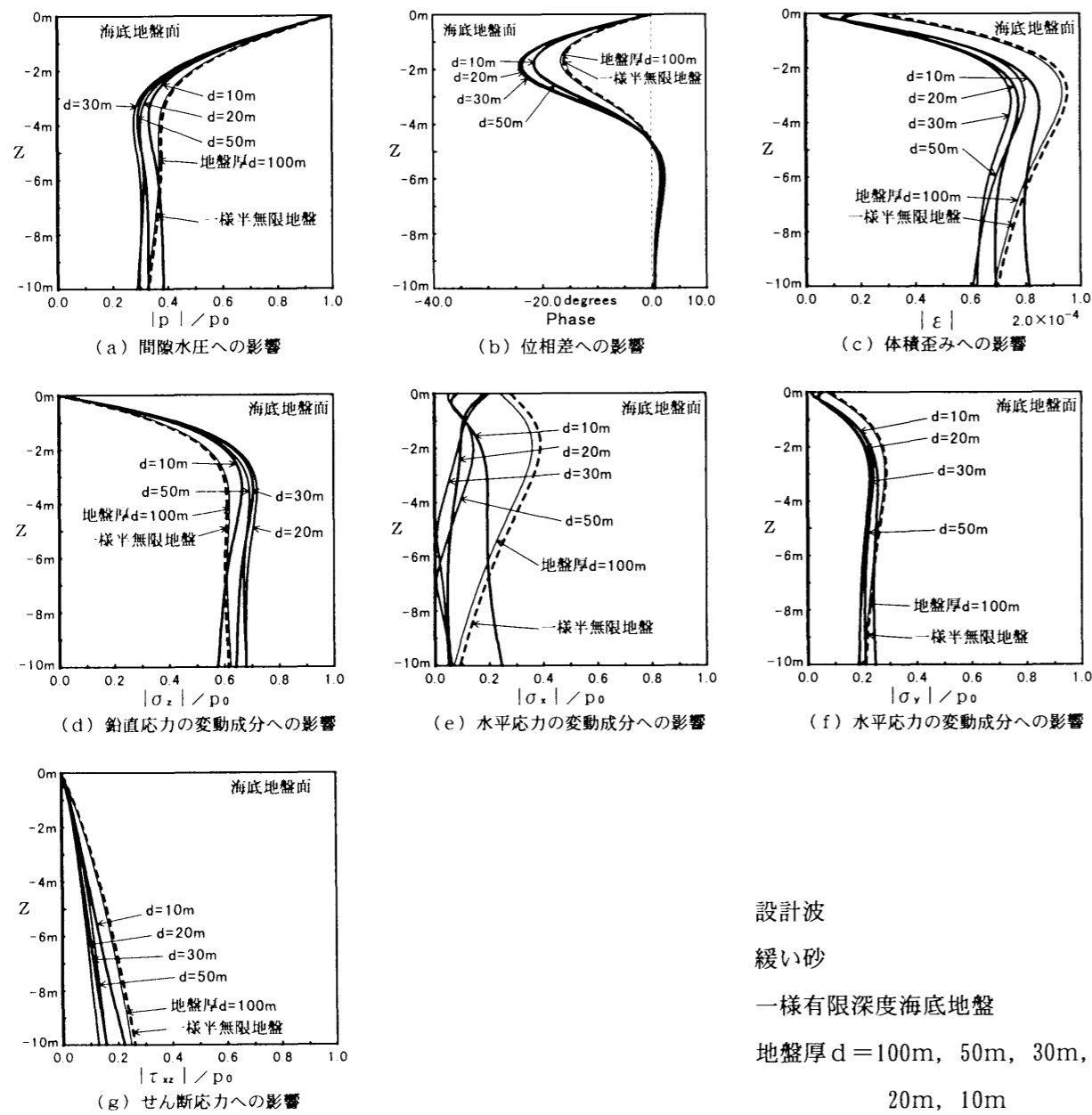


図-8.4.5 海底地盤の地盤厚さの影響の鉛直分布

様であり、その後は小さくなる。体積歪みの最大値が一番小さいのは $d=30\text{m}$ の場合である。図(b)の位相遅れは $d=30\text{m}$ の場合が一番大きく表れ、次いで $d=20\text{m}$ と 50m の場合が大きい。

図-8.4.6は、地盤厚が比較的小さい $d=10\text{m}$, 5m , 3m , 2m , 1m の場合の影響を示している。これによると、図-8.4.4および図-8.4.5では、地盤厚 $d=30\text{m}$ 前後で海底基盤の存在の影響が最も大きかったが、図-8.4.6では地盤厚 $d=2\text{m}$ で、どの鉛直分布も影響を一番大きく受けていることが分かる。

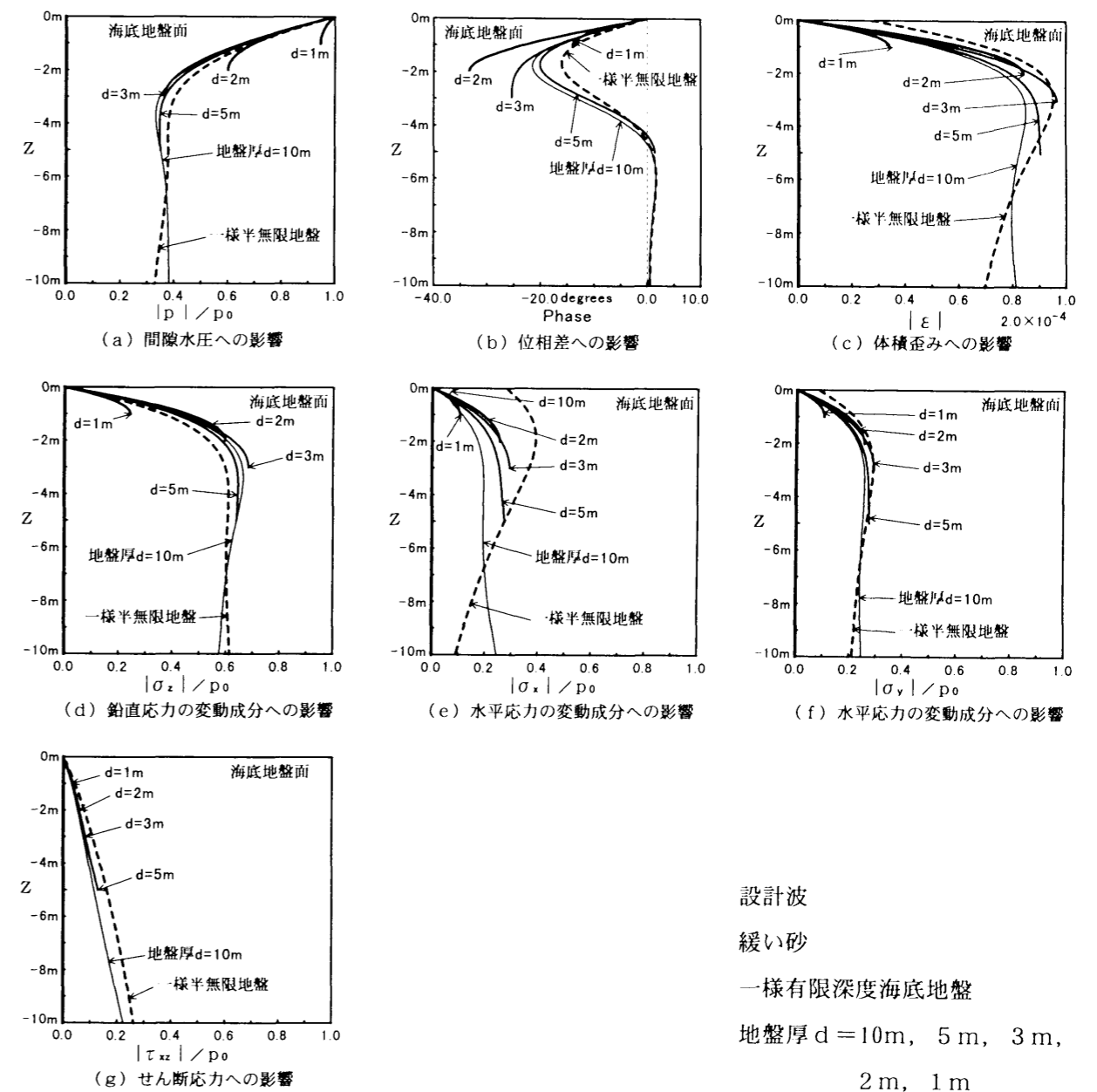


図-8.4.6 海底地盤の地盤厚さの影響の鉛直分布

8. 4. 3 海底地盤の厚さによる不安定領域の変化

図-8.4.7は、海底地盤の厚さが半無限である一様半無限海底地盤における間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布を、1波長分 L の長さで10mの深さまで示した。図(a)は、間隙水圧 p を変動波圧振幅 p_0 で無次元表示してある。図(b)は、体積歪み ε であり地盤の膨張と収縮の位置と程度が分かる。図(c)は、 z 軸、 x 軸、 y 軸および主軸方向に引張り破壊が発生している範囲を示す。図(d)および図(e)は、Mohr-Coulombの破壊規準⁶⁾および松岡-中井の破壊規準⁷⁾による応力角を示す。図-8.4.8および図-8.4.9は、海底地盤の厚さが30mの場合および2mの場合の一様

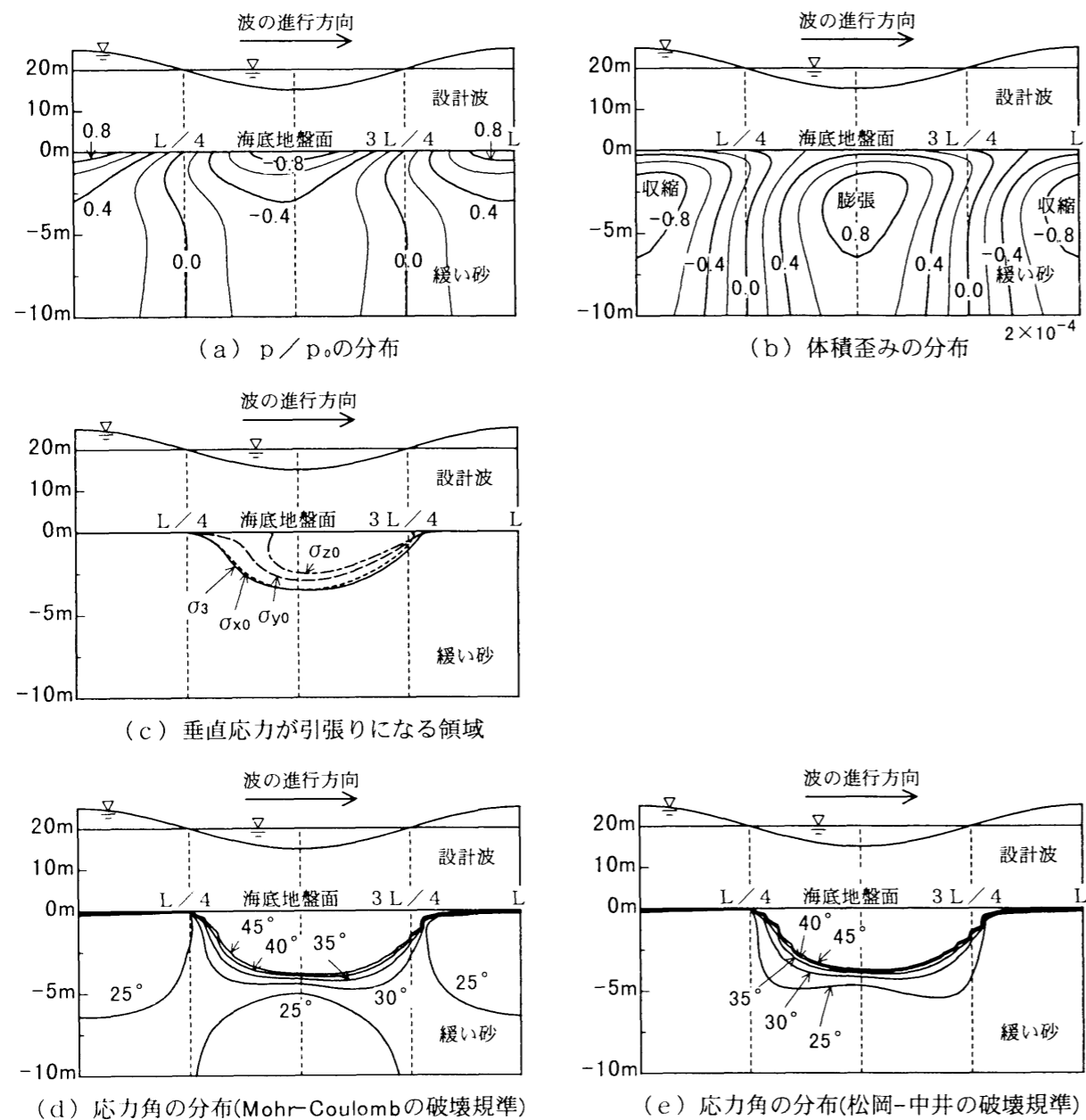


図-8.4.7 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布（一様半無限海底地盤）

有限深度海底地盤における間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布を示した。

図-8.4.8を図-8.4.7と比べると、地盤厚が30mの場合には、図(a)と図(b)では、海底地盤面近くで全体的に波の進行方向に変動が移動している。これに対応して、図(c)では、垂直応力が引張りになる領域が波の進行方向に大きく移動している。特に、水平方向の x 軸と y 軸方向への引張り領域が、波の峰にまで及んでおり、主軸方向への引張りも当然広がっている。これらの領域に外接するように、図(d)と図(e)では、せん断破壊の領域が波の峰にまで及んでいる。

図-8.4.9を図-8.4.7および図-8.4.8と比べると、地盤厚が2mの場合には、図(a)と図

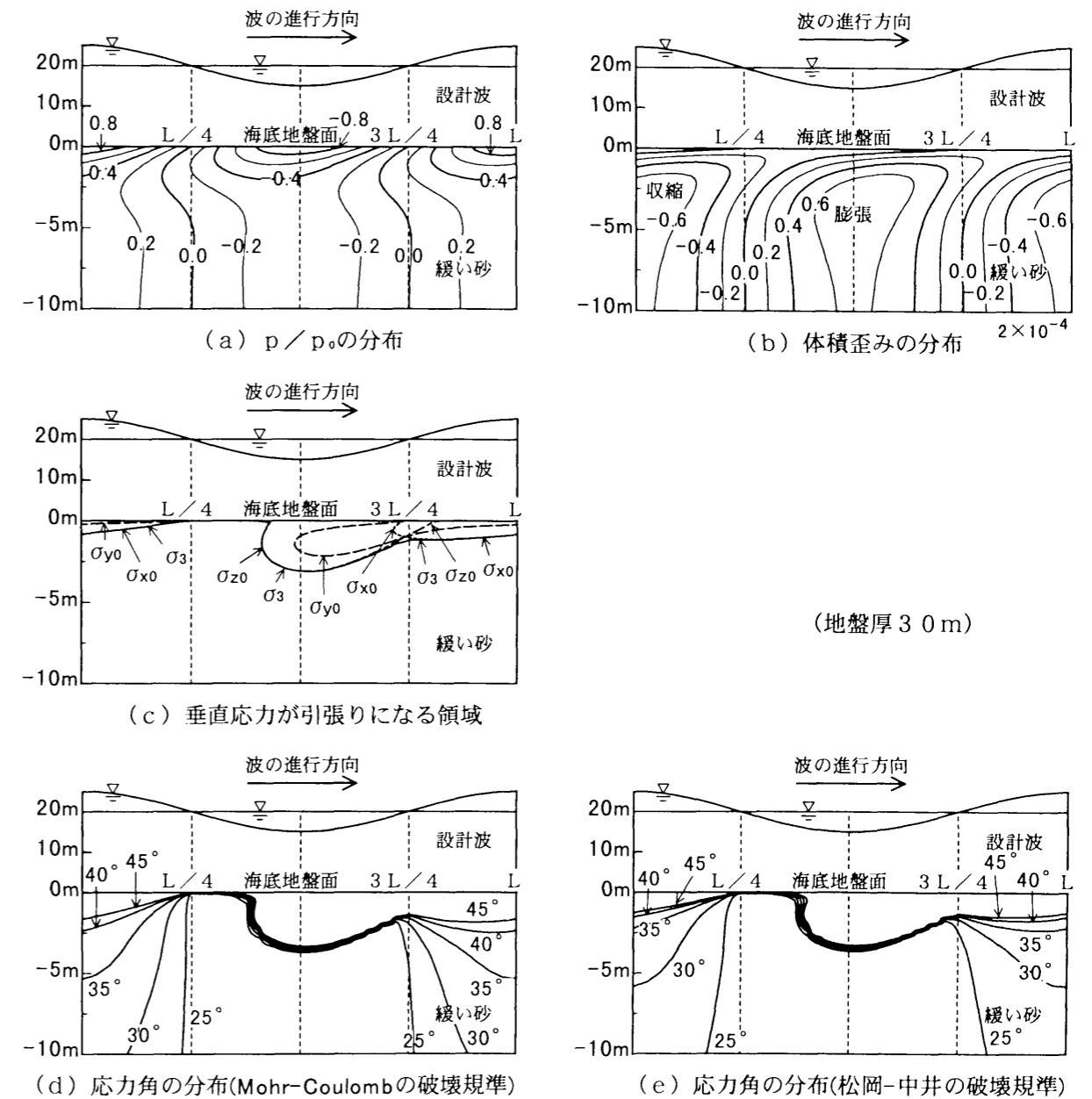


図-8.4.8 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布（一様有限深度海底地盤）

(b)では、地盤厚が30mの場合と同様に、海底地盤面近くで全体的に波の進行方向に変動が移動している。これに対応して、図(c)では、垂直応力が引張りになる領域が波の進行方向に移動しているが、地盤厚が30mとは異なり、z軸、x軸、y軸および主軸方向に引張り破壊が発生している領域がほとんど同じである。これらの領域に外接するように、図(d)と図(e)では、せん断破壊の領域が波の進行方向に移動している。

図-8.4.10は、地盤の厚さが変化した場合の影響を比較したものである。図(a)は $p=0$ の分布であり位相差の分布に対応している。図(b)によると、半無限地盤の場合の $d=\infty$ 以外の分布は、

$\varepsilon=0$ が海底地盤面で波の進行方向に大きく移動している。このことは、地盤の膨張と収縮が、波の谷と峰の位相の進行に大きく先行していることである。図(c)によると、有効鉛直応力がゼロとなる分布 $\sigma_{z0}=0$ は、地盤の厚さが有限であっても変化は少ない。これに対して、図(d)によると、主応力がゼロとなる分布 $\sigma_3=0$ は、地盤の厚さの影響は大きい。特に地盤厚が30mの場合が大きく、地盤面近くでは波のどの位相でも主方向に引張りが発生している。図(e)と図(f)は、図(d)の分布に外接しており、地盤厚が30mの場合のせん断破壊の領域が広範囲である。

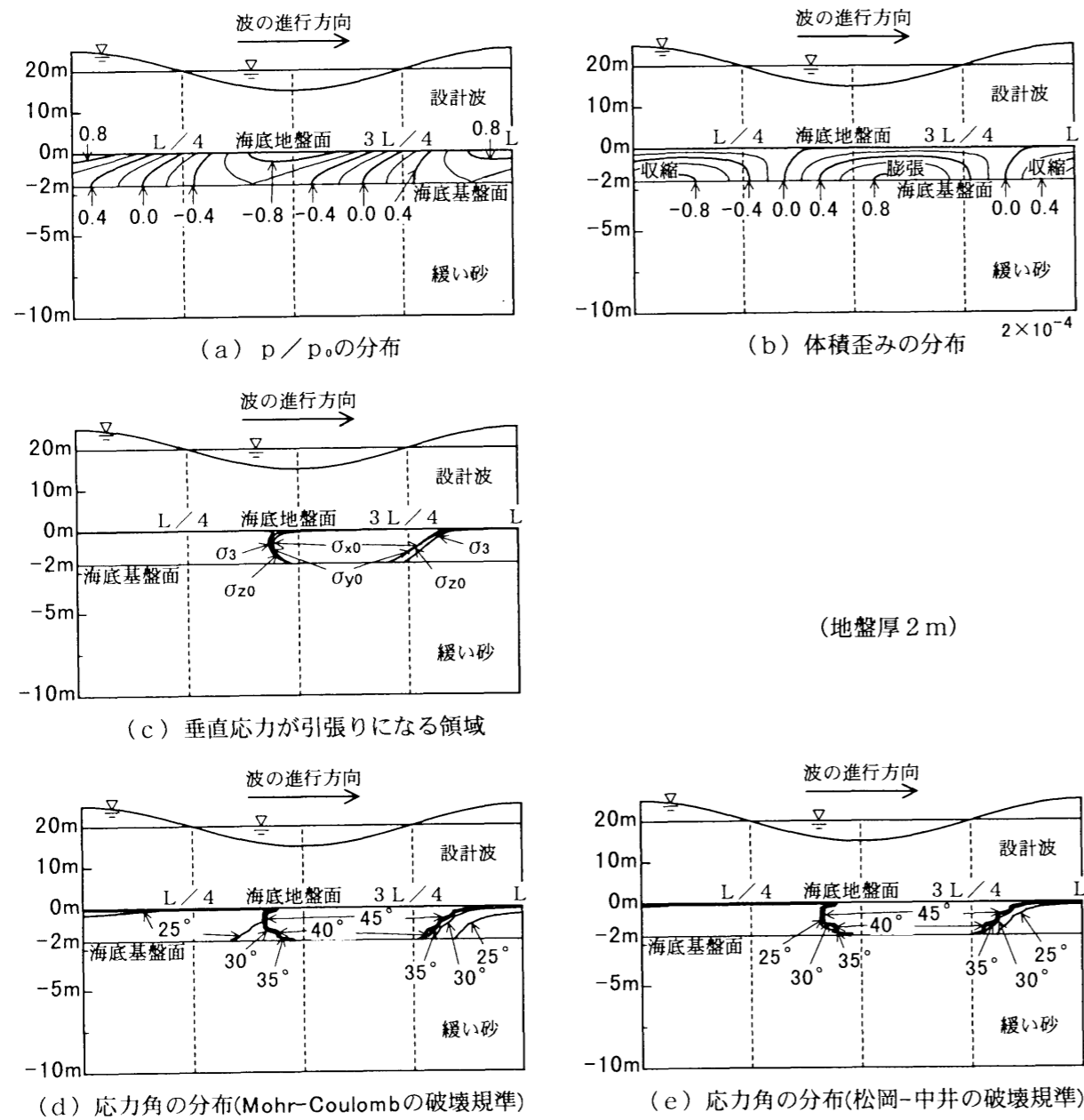


図-8.4.9 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布（一様有限深度海底地盤）

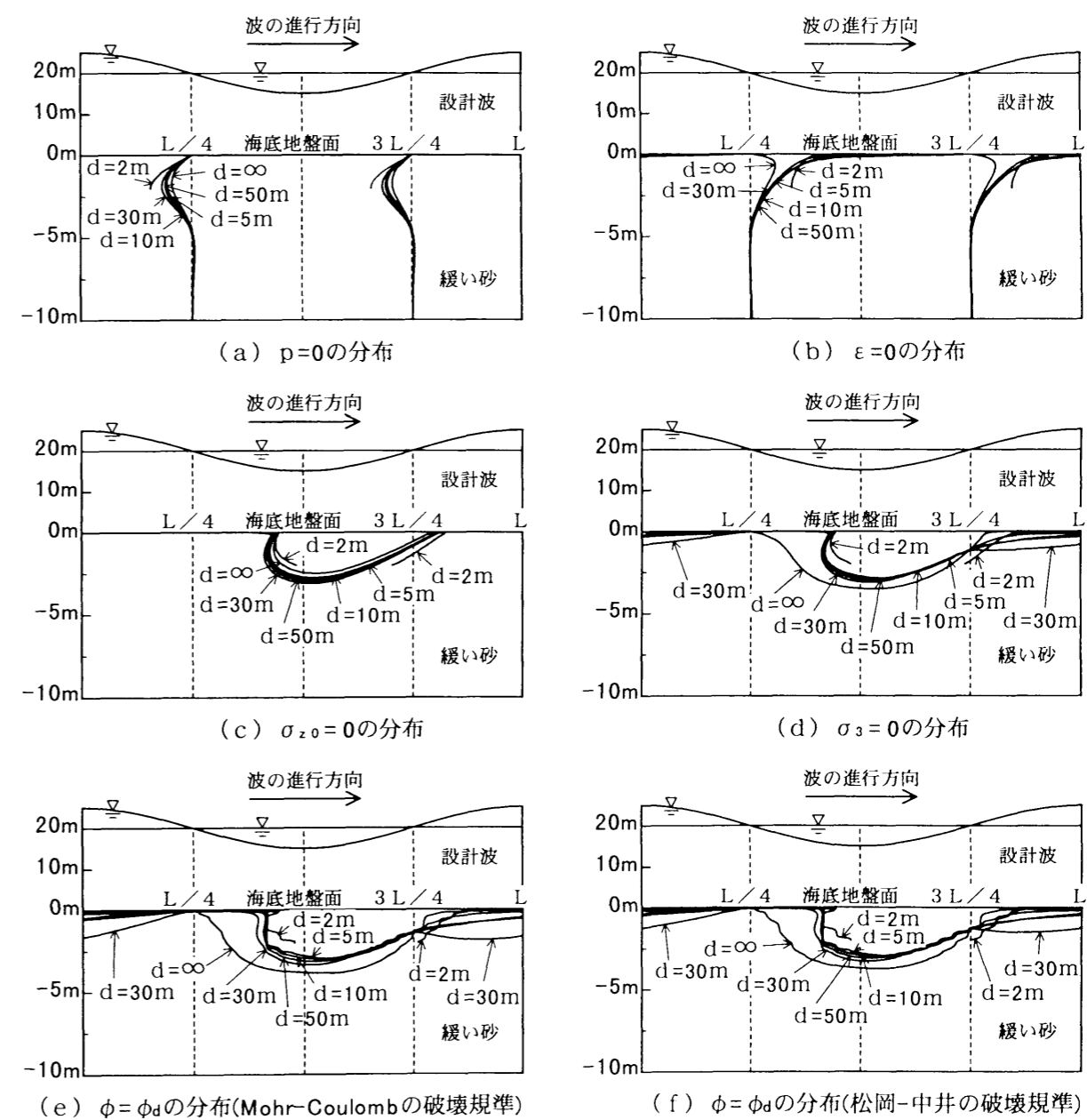


図-8.4.10 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布（一様有限深度海底地盤）

8. 5 結 語

海底基盤が存在する一様有限深度海底地盤では、間隙水圧 p 、応力の変動成分 σ_x , σ_y , σ_z および体積歪み ε の周期変化の最大値は、波の峰と谷ではなく、波の峰と谷が通過する少し前の位相 45° と 225° で生じる。なお、海底地盤面近くの σ_x と ε は、一様半無限海底地盤と異なり、ほとんどゼロとなる。また、海底基盤の存在により、位相遅れは非常に大きくなる。

地盤厚 d の違いによる影響は、次のようである。地盤厚が比較的大きい海底地盤では、 $d=20\text{m}$, 30m , 50m の場合に、海底地盤面から地盤面下 $0\text{m}\sim-3\text{m}$ の範囲で、 p と σ_z の減衰が非常に大きくなる。 σ_x は $d=20\text{m}$, 30m , 50m の場合に、海底地盤面で波の谷の位相でほとんどゼロか圧縮となる。また、位相遅れは $d=30\text{m}$ で約1.5倍と大きくなる。地盤厚が 10m 以内の比較的小さい海底地盤でも同様な傾向であったが、特に $d=2\text{m}$ の場合には海底基盤の影響を大きく受けた。

これらのことから、波による海底地盤の応答における海底基盤の存在による影響は、本研究で設定した波の諸元及び海底地盤の物性値によると、地盤厚が 30m 前後と 2m 前後の場合に、非常に大きくなるようである。

参考文献

- 1) Yamamoto, T.: Wave-induced pore pressures and effective stresses in inhomogeneous seabed foundations, Ocean Eng. Vol.8, pp.1~16, 1981.
- 2) 由比政年・矢富盟祥・石田 啓・廣部英一：海底地盤の波浪応答における間隙水圧の伝達特性に地盤の層厚が与える影響，土木学会 第50回年次学術講演会講演概要集ⅡA, pp. 285~286, 1995.
- 3) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年・玉置芳幸：波による海底地盤の応答における地盤の厚さの影響，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第29号，pp. 121~135, 1995.
- 4) Biot, M.A.: General Theory of Three-Dimensional Consolidation, Journal of Applied Physics, Vol.12, February, pp.155~164, 1941.
- 5) 土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会：海岸波動【波・構造物・地盤の相互作用の解析法】，第Ⅴ編 波浪と海底地盤の相互干渉，土木学会，1994.
- 6) 土質工学会編：「粒状体の力学」，pp. 166~172, 土質工学会，平成5年.
- 7) 中井照夫・松岡 元：3主応力下の土のせん断挙動に関する統一的解釈，土木学会論文報告集，No. 303, pp. 65~77, 1980.
- 8) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年：波浪による海底地盤内の有効応力の分布特性および地盤の破壊領域，海岸工学論文集，第43巻，pp. 1026~1030, 1996.

第9章 海底地盤の波浪応答における地盤の異方性の影響

9. 1 緒 言

波浪による変動波圧を受ける海底地盤内には、残留間隙水圧と変動間隙水圧という2つの異なるメカニズムによって地盤内に過剰間隙水圧が発生し、海底地盤の不安定現象が発生することが知られている。変動間隙水圧による海底地盤の不安定化は、海底地盤面に作用する変動波圧が、地盤内に変動間隙水圧となって伝達する際に、減衰と位相差を生じることから発生する。海底地盤内での間隙水圧伝達における減衰と位相差の発生を説明するために、地盤内の間隙水に気泡が含まれるとして、間隙水に見かけ上の圧縮性を持たせ、間隙水の体積弾性係数を小さく仮定する数理モデルを構成した研究が多い。これらの研究は、地盤の構成を、土粒子骨格（線形弾性体）と間隙水（圧縮性流体）の2相混合体からなるとした理論^{1)~4)}に基づいている。これらの研究は、土粒子骨格の力学的性質として等方性を仮定しており、異方性として取り扱ったものは少ない。しかし、海底地盤が一様な砂地盤であっても、先行圧密による初期異方性や構造物等の荷重圧密による応力異方性により、実際の地盤では土粒子骨格の力学的性質は異方性となっているものと思われ、これに対する検討が必要である。この場合、地盤構造の変化により、地盤内の間隙水の流れも水平方向と鉛直方向で異なることが考えられるため、地盤の透水係数の異方性に対する検討も必要である。

Madsen⁵⁾ は、海底地盤の透水係数の異方性の影響について検討を行い、透水係数のオーダーが比較的大きい地盤では、透水係数の異方性の影響を無視できないことを示している。Silvestriら⁶⁾ は、土粒子骨格の力学的性質と透水係数の異方性に対して、間隙水圧の伝達や有効応力の鉛直分布に及ぼす影響を検討している。また、土粒子骨格の力学的性質の異方性については、Gatmiri⁷⁾ が、有限要素法による数値計算によって、間隙水が完全飽和な地盤の異方性の計算結果を示しているが、地盤の弾性学的パラメーターの影響を、等方性と異方性で比較して示したことが主体であり、間隙水圧の伝達については考察されていない。

第7章では、波による海底地盤の応答に関して、波浪条件や地盤の物性値の影響および破壊領域の判定方法に関する検討を行い、第8章では、海底地盤の厚さ、すなわち海底基盤の存在が地盤の不安定領域に及ぼす影響に関する検討を行った。第9章では、変動波圧によって発生する間隙水圧の伝達減衰や位相差および土粒子骨格に作用する応力や歪みに及ぼす地盤の異方性の影響を検討し、また、異方性海底地盤の不安定領域に及ぼす異方性の影響について検討を行う。ただし、実際の海底地盤は、水平面内で積層となっている異方性であるので、直交異方性（水平面内では等方性、鉛直方向に異方性となる積層面内等方性）の海底地盤モデルについて検討を行う。

9. 2 直交異方性の海底地盤における特性方程式による波浪応答解析法

9. 2. 1 基礎方程式および境界条件

(1) 基礎方程式

海底地盤面に水平に x 軸を、海底地盤面を原点にして上向きに z 軸をとり、地盤内の位置 (x, z) において、一辺が dx と dz の微小四辺形内の質量保存則を考える。微小時間 dt における土粒子骨格への間隙水の流入量 dq_w は、 x 軸と z 軸がそれぞれ透水係数の主軸と一致する場合、Darcy の式を用いると、次のようになる。

$$dq_w = \left(\frac{k_x}{\gamma_w} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{k_z}{\gamma_w} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) dx dz dt \quad (9.2.1)$$

ここに、 p は間隙水圧、 k_x と k_z は主方向 (x 軸と z 軸方向) の透水係数、 γ_w は間隙水の単位体積重量である。このとき土粒子骨格は、間隙水の流入により膨張が生じていることになる。

また、微小時間 dt における土粒子骨格からの間隙水の流出量 dq_m は、土粒子骨格の膨張成分と間隙水の圧縮成分からなるとすると、次のようになる。

$$dq_m = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{n_w}{\beta} \frac{\partial p}{\partial t} \right) dx dz dt \quad (9.2.2)$$

ここに、 ε は土粒子骨格の体積歪み (圧縮を正とする)、 n_w は間隙率、 β は間隙水の体積弾性係数である。

質量保存則により間隙水の流出入量が等しいとすると、式(9.2.1)と式(9.2.2)より、直交異方性地盤の連続式は、次式となる。

$$\frac{k_x}{\gamma_w} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{k_z}{\gamma_w} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{n_w}{\beta} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad (9.2.3)$$

間隙水の圧力-歪みの構成関係式は、次のようになる。

$$p = \frac{\beta}{n_w} \varepsilon_f \quad (9.2.4)$$

ここに、 ε_f は間隙水の体積歪みである。 β は通常の大気圧下では、間隙水の単位体積重量が 1.0 gr/cm^3 程度での値を用いる。また、間隙水に気泡が混入している場合の β は、

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_0} + \frac{1-S}{p_0} \quad (9.2.5)$$

を用いる。ここに、 β_0 は飽和状態での β 、 S は飽和度、 p_0 は基準圧力であり 1 気圧である。

海底地盤内の応力の釣り合い方程式は、次のようである。

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (9.2.6)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (9.2.7)$$

ここに、下付添字は、 σ_x は x 軸方向に作用する垂直応力、 τ_{xz} は第 1 添字の x 軸に垂直な面に対し第 2 添字の z 軸方向に作用するせん断応力である。 σ と τ および p は、波浪による有効応力成分と

静穏時の有効応力成分を加えた値ではなく、変動成分のみを表す。 σ_x と σ_z は引張りを正、 p は圧縮を正とし、 $\tau_{xz} = \tau_{zx}$ である。

線形弾性体の直交異方性地盤 (積層面内等方性地盤) において、平面歪みを微小歪みと仮定すると、土粒子骨格に対する応力-歪みの構成関係式は、次のようになる。

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_z \\ \tau_{xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_1 & d_2 & 0 \\ d_2 & d_3 & 0 \\ 0 & 0 & G_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_z \\ \gamma_{xz} \end{bmatrix} \quad (9.2.8)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに、} \quad d_1 &= E_z \cdot n(1 - n\nu_{xz}^2) / \Delta, \quad d_2 = E_z \cdot n(1 + \nu_{xz})\nu_{xz} / \Delta, \quad d_3 = E_z(1 - \nu_{xz}^2) / \Delta \\ \Delta &= (1 + \nu_{xz})(1 - \nu_{xz} - 2n\nu_{xz}^2), \quad n = E_x / E_z \end{aligned} \right\} \quad (9.2.9)$$

また、変位 u と w により歪みは、次のようになる。

$$\text{縦歪み} \quad \varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (9.2.10)$$

$$\text{体積歪み} \quad \varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_z = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (9.2.11)$$

$$\text{せん断歪み} \quad \gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \quad (9.2.12)$$

式(9.2.6)と式(9.2.7)に式(9.2.8)～式(9.2.12)を代入すると、Biot の式を直交異方性地盤に拡張した次の釣り合い方程式が得られる。

$$d_1 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + G_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + (d_2 + G_z) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} - \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (9.2.13)$$

$$G_z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + d_3 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + (d_2 + G_z) \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (9.2.14)$$

なお、積層面に対して鉛直方向に異方性を示す直交異方性地盤の平面歪み状態での土粒子骨格の物性値 (弾性係数) は、次に示す 7 個である。

E_x : 積層面に対して水平方向の縦弾性係数

E_z : 積層面に対して鉛直方向の縦弾性係数

ν_{xx} : 水平方向 (幅方向あるいは奥行方向) に作用する応力^{a)} によって
水平方向 (奥行方向あるいは幅方向) に生じる歪み^{b)} の比であるポアソン比

ν_{zz} : 水平方向 (幅方向あるいは奥行方向) に作用する応力^{a)} によって
鉛直方向に生じる歪みの比であるポアソン比

ν_{zx} : 鉛直方向に作用する応力によって
水平方向 (奥行方向あるいは幅方向) に生じる歪み^{b)} の比であるポアソン比

G_x : 水平方向に作用する応力による水平方向のせん断弾性係数

G_z : 鉛直方向に作用する応力による鉛直方向のせん断弾性係数

a) 平面歪みの状態では幅方向に作用する応力に対応

b) 平面歪みの状態では奥行方向に生じる歪みに対応

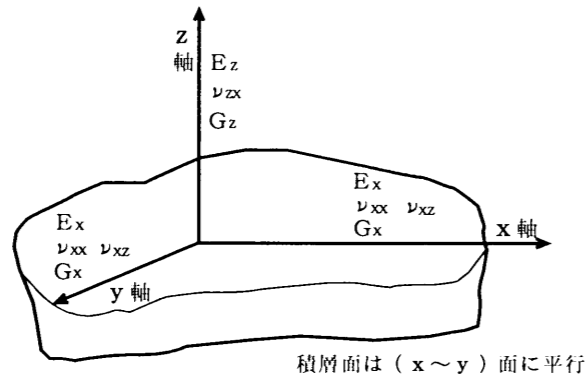


図-9.2.1 直交異方性地盤の土粒子骨格の弾性係数

(2) 境界条件

境界条件は、海底地盤面で、および海底地盤内の地質構造に応じて海底基盤面あるいは海底地盤の無限深部で、各々、次のように与えられる。

(a) 海底地盤面での境界条件

$$\sigma_z = 0, \quad \tau_{xz} = 0, \quad p = p_0 \exp[i(\lambda x - \omega t)] \quad ; \quad z = 0 \quad (9.2.15)$$

なお、Yamamotoら⁴¹⁾は、波がx軸の負の方向に進行するとして、次のように与えている。

$$\sigma_z = 0, \quad \tau_{xz} = 0, \quad p = p_0 \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad ; \quad z = 0$$

(b) 海底基盤面での境界条件

$$u = 0, \quad w = 0, \quad v_z = (k_z / \gamma_w) \partial p / \partial z = 0 \quad ; \quad z = -d \quad (9.2.16)$$

(c) 海底地盤の無限深部での境界条件

$$u = 0, \quad w = 0, \quad p = 0 \quad ; \quad z = -\infty \quad (9.2.17)$$

ここに、 $p_0 = \gamma_w H / (2 \cosh \lambda h)$ であり変動波圧振幅、 i は虚数、 λ は波数、 ω は角周波数、 γ_w は海水の単位体積重量、 H は波高、 h は水深、 d は海底地盤の厚さである。

9.2.2 一様半無限の直交異方性海底地盤における一般解の解析法

(1) 基礎方程式の特性方程式

微小振幅波理論の波による水圧変動で与えた海底地盤面での境界条件は、水平方向(x軸)にも時間的(t軸)にも周期的変動なので、基礎方程式(9.2.3)、式(9.2.13)および式(9.2.14)の解 u 、 w および p を、Yamamotoらの手法⁴¹⁾に従い、次のように変数分離形の周期解と仮定する。

$$\left. \begin{aligned} u &= U(z) \exp[i(\lambda x - \omega t)] \\ w &= W(z) \exp[i(\lambda x - \omega t)] \\ p &= P(z) \exp[i(\lambda x - \omega t)] \end{aligned} \right\} \quad (9.2.18)$$

式(9.2.18)を基礎方程式(9.2.3)、式(9.2.13)および式(9.2.14)に代入し、両辺を $\exp[i(\lambda x - \omega t)]$ で割ると、次の定数係数連立常微分方程式を得る。ここに、 U 、 W および P は鉛直方向(z軸方向)のみの関数である。

$$-\frac{k_x}{\gamma_w} \lambda^2 P + \frac{k_z}{\gamma_w} \frac{d^2 P}{dz^2} = -i \frac{n_w}{\beta} \omega P + \omega \lambda U - i \omega \frac{dW}{dz} \quad (9.2.19)$$

$$-d_1 \lambda^2 U + G_2 \frac{d^2 U}{dz^2} + (d_2 + G_2) i \lambda \frac{dW}{dz} - i \lambda P = 0 \quad (9.2.20)$$

$$-G_2 \lambda^2 W + d_3 \frac{d^2 W}{dz^2} + (d_2 + G_2) i \lambda \frac{dU}{dz} - \frac{dP}{dz} = 0 \quad (9.2.21)$$

微分演算子 $D = d/dz$ を用いると、式(9.2.19)~式(9.2.21)が自明な解である $U = W = P = 0$ 以外の解を持つための条件として、次の特性方程式が得られる。

$$\alpha_1 D^6 + \alpha_2 D^4 + \alpha_3 D^2 + \alpha_4 = 0 \quad (9.2.22)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= d_3 G_2 \frac{k_z}{\gamma_w} \\ \alpha_2 &= \left\{ (d_2^2 + 2d_2 G_2 - d_1 d_3) \frac{k_z}{\gamma_w} - d_3 G_2 \frac{k_x}{\gamma_w} \right\} \lambda^2 + i \left(\frac{n_w}{\beta} d_3 + 1 \right) G_2 \omega \\ \alpha_3 &= \left\{ d_1 G_2 \frac{k_z}{\gamma_w} - (d_2^2 + 2d_2 G_2 - d_1 d_3) \frac{k_x}{\gamma_w} \right\} \lambda^4 \\ &\quad + i \left\{ \frac{n_w}{\beta} (d_2^2 + 2d_2 G_2 - d_1 d_3) + (2d_2 + 2G_2 - d_1 - d_3) \right\} \omega \lambda^2 \\ \alpha_4 &= -d_1 G_2 \frac{k_x}{\gamma_w} \lambda^6 + i \left(\frac{n_w}{\beta} d_1 + 1 \right) G_2 \omega \lambda^4 \end{aligned} \right\} \quad (9.2.23)$$

特性方程式(9.2.22)は6次方程式であるので一般に6個の複素解を持つが、 D の奇数乗の項がないため正負が逆の3組の複素解となる。 $E = D^2$ とおけば3次方程式となり、3次方程式の解法であるCardanoの方法により、複素解を解析的に求めることができる。6個の複素解は解析学的には、(a)相異なる3組の複素解がある場合、(b)2重根を含めた複素解がある場合、(c)3重根の複素解がある場合の、3種のケースがある。しかし、具体的な波浪条件と海底地盤の物性値を代入すれば、異方性地盤ではケース(a)の解となり、等方性地盤ではケース(b)の解となる。

(2) 一般解の係数

(a) 相異なる3組の複素解がある場合

特性方程式(9.2.22)を解き、相異なる3組の複素解がある場合、その根を $\pm \lambda_1$ 、 $\pm \lambda_2$ 、 $\pm \lambda_3$ とすると、一般解は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} U &= a_1 \exp(\lambda_1 z) + a_2 \exp(-\lambda_1 z) + a_3 \exp(\lambda_2 z) + a_4 \exp(-\lambda_2 z) \\ &\quad + a_5 \exp(\lambda_3 z) + a_6 \exp(-\lambda_3 z) \\ W &= b_1 \exp(\lambda_1 z) + b_2 \exp(-\lambda_1 z) + b_3 \exp(\lambda_2 z) + b_4 \exp(-\lambda_2 z) \\ &\quad + b_5 \exp(\lambda_3 z) + b_6 \exp(-\lambda_3 z) \\ P &= c_1 \exp(\lambda_1 z) + c_2 \exp(-\lambda_1 z) + c_3 \exp(\lambda_2 z) + c_4 \exp(-\lambda_2 z) \\ &\quad + c_5 \exp(\lambda_3 z) + c_6 \exp(-\lambda_3 z) \end{aligned} \right\} \quad (9.2.24)$$

式(9.2.24)を無限深部での境界条件式(9.2.17)に代入すると、 $z = -\infty$ のときに $u = w = p = 0$ となるためには、式(9.2.24)の奇数項の係数がゼロとならなくてはならない。ゆえに、式(9.2.22)は、次式となる。

$$\left. \begin{aligned} U &= a_2 \exp(-\lambda_1 z) + a_4 \exp(-\lambda_2 z) + a_6 \exp(-\lambda_3 z) \\ W &= b_2 \exp(-\lambda_1 z) + b_4 \exp(-\lambda_2 z) + b_6 \exp(-\lambda_3 z) \\ P &= c_2 \exp(-\lambda_1 z) + c_4 \exp(-\lambda_2 z) + c_6 \exp(-\lambda_3 z) \end{aligned} \right\} \quad (9.2.25)$$

次に、海底地盤面での境界条件式(9.2.15)に一般解の式(9.2.25)を代入し、両辺を $\exp[i(\lambda x - \omega t)]$ で割ると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} id_2 \lambda (a_2 + a_4 + a_6) - d_3 (\lambda_1 b_2 + \lambda_2 b_4 + \lambda_3 b_6) &= 0 \\ -(\lambda_1 a_2 + \lambda_2 a_4 + \lambda_3 a_6) + i\lambda (b_2 + b_4 + b_6) &= 0 \\ c_2 + c_4 + c_6 &= p_0 \end{aligned} \right\} \quad (9.2.26)$$

式(9.2.25)の係数 a_i, b_i, c_i ($i=2, 4, 6$) は独立ではなく、基礎方程式(9.2.19), 式(9.2.20)および式(9.2.21)によって制約を受ける従属関係があるので、式(9.2.25)を代入し任意の z についての恒等式を解くと、式(9.2.19)より次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} -\omega \lambda a_2 - i\omega \lambda_1 b_2 + \left(-\frac{k_x}{\gamma_w} \lambda^2 + \frac{k_z}{\gamma_w} \lambda_1^2 + i\omega \frac{n_w}{\beta} \right) c_2 &= 0 \\ -\omega \lambda a_4 - i\omega \lambda_2 b_4 + \left(-\frac{k_x}{\gamma_w} \lambda^2 + \frac{k_z}{\gamma_w} \lambda_2^2 + i\omega \frac{n_w}{\beta} \right) c_4 &= 0 \\ -\omega \lambda a_6 - i\omega \lambda_3 b_6 + \left(-\frac{k_x}{\gamma_w} \lambda^2 + \frac{k_z}{\gamma_w} \lambda_3^2 + i\omega \frac{n_w}{\beta} \right) c_6 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9.2.27)$$

同様に、式(9.2.25)を式(9.2.20)に代入すると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} (-d_1 \lambda^2 + G_z \lambda_1^2) a_2 - i(d_2 + G_z) \lambda \lambda_1 b_2 - i\lambda c_2 &= 0 \\ (-d_1 \lambda^2 + G_z \lambda_2^2) a_4 - i(d_2 + G_z) \lambda \lambda_2 b_4 - i\lambda c_4 &= 0 \\ (-d_1 \lambda^2 + G_z \lambda_3^2) a_6 - i(d_2 + G_z) \lambda \lambda_3 b_6 - i\lambda c_6 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9.2.28)$$

式(9.2.26)～式(9.2.28)の9個の関係式に、波浪条件と海底地盤の物性値を代入すれば、一般解の9個の係数 a_i, b_i, c_i ($i=2, 4, 6$) が求まる。

(b) 2重根を含めた複素解がある場合

特性方程式(9.2.22)を解き、2重根を含めた複素解がある場合、その根を $\pm \lambda_1$ (2重根), $\pm \lambda_3$ とすると、一般解は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} U &= a_1 \exp(\lambda_1 z) + a_2 \exp(-\lambda_1 z) + a_3 z \exp(\lambda_1 z) + a_4 z \exp(-\lambda_1 z) \\ &\quad + a_5 \exp(\lambda_3 z) + a_6 \exp(-\lambda_3 z) \\ W &= b_1 \exp(\lambda_1 z) + b_2 \exp(-\lambda_1 z) + b_3 z \exp(\lambda_1 z) + b_4 z \exp(-\lambda_1 z) \\ &\quad + b_5 \exp(\lambda_3 z) + b_6 \exp(-\lambda_3 z) \\ P &= c_1 \exp(\lambda_1 z) + c_2 \exp(-\lambda_1 z) + c_3 z \exp(\lambda_1 z) + c_4 z \exp(-\lambda_1 z) \\ &\quad + c_5 \exp(\lambda_3 z) + c_6 \exp(-\lambda_3 z) \end{aligned} \right\} \quad (9.2.29)$$

以下、相異なる3組の複素解がある場合と同様な方法により、一般解の9個の係数 a_i, b_i, c_i ($i=2, 4, 6$) が求まる。

9.2.3 一様有限深度の直交異方性海底地盤における一般解の解析法

(1) 基礎方程式の特性方程式

一様有限深度の直交異方性海底地盤の場合も一様半無限の直交異方性海底地盤の場合と同じく、波

浪条件や海底地盤の物性値および海底地盤の構造に関わりなく、特性方程式とその複素解は同じ形式である。しかし、境界条件が異なるため一般解の係数は18個となり、次のように求めることができる。

(2) 一般解の係数

(a) 相異なる3組の複素解がある場合

特性方程式(9.2.22)を解き、相異なる3組の複素解がある場合、その根を $\pm \lambda_1, \pm \lambda_2, \pm \lambda_3$ とすると、一般解は式(9.2.24)となる。

海底地盤面での境界条件式(9.2.15)に式(9.2.24)を代入し、両辺を $\exp[i(\lambda x - \omega t)]$ で割ると、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} id_2 \lambda (a_1 + a_2 + a_3 + a_4 + a_5 + a_6) + d_3 (\lambda_1 b_1 - \lambda_1 b_2 + \lambda_2 b_3 - \lambda_2 b_4 + \lambda_3 b_5 - \lambda_3 b_6) &= 0 \\ (\lambda_1 a_1 - \lambda_1 a_2 + \lambda_2 a_3 - \lambda_2 a_4 + \lambda_3 a_5 - \lambda_3 a_6) + i\lambda (b_1 + b_2 + b_3 + b_4 + b_5 + b_6) &= 0 \\ c_1 + c_2 + c_3 + c_4 + c_5 + c_6 &= p_0 \end{aligned} \right\} \quad (9.2.30)$$

海底基盤面での境界条件式(9.2.16)に式(9.2.24)を代入し、両辺を $\exp[i(\lambda x - \omega t)]$ で割ると、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} a_1 \exp(\lambda_1 d) + a_2 \exp(-\lambda_1 d) + a_3 \exp(\lambda_2 d) + a_4 \exp(-\lambda_2 d) \\ \quad + a_5 \exp(\lambda_3 d) + a_6 \exp(-\lambda_3 d) &= 0 \\ b_1 \exp(\lambda_1 d) + b_2 \exp(-\lambda_1 d) + b_3 \exp(\lambda_2 d) + b_4 \exp(-\lambda_2 d) \\ \quad + b_5 \exp(\lambda_3 d) + b_6 \exp(-\lambda_3 d) &= 0 \\ c_1 \lambda_1 \exp(\lambda_1 d) - c_2 \lambda_1 \exp(-\lambda_1 d) + c_3 \lambda_2 \exp(\lambda_2 d) - c_4 \lambda_2 \exp(-\lambda_2 d) \\ \quad + c_5 \lambda_3 \exp(\lambda_3 d) - c_6 \lambda_3 \exp(-\lambda_3 d) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9.2.31)$$

18個の係数 a_i, b_i, c_i ($i=1, \dots, 6$) は独立ではなく、基礎方程式(9.2.19), 式(9.2.20)および式(9.2.21)によって制約を受ける従属関係があるので、式(9.2.24)を代入して任意の z についての恒等式を解くと、式(9.2.19)より次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \omega \lambda a_1 - i\omega \lambda_1 b_1 + K_1 c_1 &= 0 \\ \omega \lambda a_2 + i\omega \lambda_1 b_2 + K_1 c_2 &= 0 \\ \omega \lambda a_3 - i\omega \lambda_2 b_3 + K_2 c_3 &= 0 \\ \omega \lambda a_4 + i\omega \lambda_2 b_4 + K_2 c_4 &= 0 \\ \omega \lambda a_5 - i\omega \lambda_3 b_5 + K_3 c_5 &= 0 \\ \omega \lambda a_6 + i\omega \lambda_3 b_6 + K_3 c_6 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9.2.32)$$

同様に、式(9.2.20)より次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} D_{11} a_1 - iD_{21} b_1 + i\lambda c_1 &= 0 \\ D_{11} a_2 + iD_{21} b_2 + i\lambda c_2 &= 0 \\ D_{12} a_3 - iD_{22} b_3 + i\lambda c_3 &= 0 \\ D_{12} a_4 + iD_{22} b_4 + i\lambda c_4 &= 0 \\ D_{13} a_5 - iD_{23} b_5 + i\lambda c_5 &= 0 \\ D_{13} a_6 + iD_{23} b_6 + i\lambda c_6 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9.2.33)$$

ここに、

$$K_1 = \frac{k_x}{\gamma_w} \lambda^2 - \frac{k_z}{\gamma_w} \lambda_1^2 - i\omega \frac{n_w}{\beta}, \quad K_2 = \frac{k_x}{\gamma_w} \lambda^2 - \frac{k_z}{\gamma_w} \lambda_2^2 - i\omega \frac{n_w}{\beta}, \quad K_3 = \frac{k_x}{\gamma_w} \lambda^2 - \frac{k_z}{\gamma_w} \lambda_3^2 - i\omega \frac{n_w}{\beta}$$

$$D_{11} = d_1 \lambda^2 - G_z \lambda_1^2, \quad D_{21} = \lambda \lambda_1 (d_2 + G_z)$$

$$D_{12} = d_1 \lambda^2 - G_z \lambda_2^2, \quad D_{22} = \lambda \lambda_2 (d_2 + G_z)$$

$$D_{13} = d_1 \lambda^2 - G_z \lambda_3^2, \quad D_{23} = \lambda \lambda_3 (d_2 + G_z)$$

式(9.2.30)～式(9.2.33)の計18個の関係式に、波浪条件と海底地盤の物性値を代入すれば、一般解の18個の係数 a_i, b_i, c_i ($i=1, \dots, 6$) が求まる。

(b) 2重根を含めた複素解がある場合

特性方程式(9.2.22)を解き、2重根を含めた複素解がある場合、その根を $\pm \lambda_1$ (2重根), $\pm \lambda_3$ とすると、一般解は式(9.2.29)となる。

以下、相異なる3組の複素解がある場合と同様な方法により、一般解の18個の係数 a_i, b_i, c_i ($i=1, \dots, 6$) が求まる。

9.3 波浪条件と地盤の物性値の設定および異方性の程度に対する制約条件

9.3.1 波浪条件と地盤の物性値の設定

解析に用いた波の諸元および海底地盤の物性値は、土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会編集の「海岸波動—波・構造物・地盤の相互作用の解析法—」¹²⁾で設定されたもののうち、表-9.3.1および表-9.3.2に示すような設計波規模の波および緩い砂を用いた。表-9.3.1に示す波の諸元によれば、微小振幅波の分散関係式より、波長は約167.5mとなる。

表-9.3.1 波の諸元 (設計波規模)

波高	10.0 m
水深	20.0 m
周期	13.0 秒

表-9.3.2 海底地盤 (緩い砂) の物性値

E_x	$1.020 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ [$1.04 \times 10^7 \text{ kgf/m}^2$]
ν_{xx}	0.30
n_w	0.454
γ_s	$1.863 \times 10^4 \text{ N/m}^3$ [$1.9 \times 10^3 \text{ kgf/m}^3$]
k_s	$1.0 \times 10^{-4} \text{ m/sec}$
S	99.28 %
γ_w 飽和	$9.80665 \times 10^3 \text{ N/m}^3$ [$1.0 \times 10^3 \text{ kgf/m}^3$]
γ_w 不飽和	$9.73604 \times 10^3 \text{ N/m}^3$ [$0.9928 \times 10^3 \text{ kgf/m}^3$]
β_0	$2.318 \times 10^9 \text{ N/m}^2$ [$2.364 \times 10^8 \text{ kgf/m}^2$]
β	$4.155 \times 10^7 \text{ N/m}^2$ [$4.237 \times 10^6 \text{ kgf/m}^2$]
γ_{w0}	$1.0052 \times 10^4 \text{ N/m}^3$ [$1.025 \times 10^3 \text{ kgf/m}^3$]

[土粒子骨格の弾性的性質に関する物性値]

E_x (水平方向の縦弾性係数) , E_z (鉛直方向の縦弾性係数) = $n' E_x$
 ν_{xx} (水平方向のポアソン比) , ν_{zz} (鉛直方向のポアソン比)
 G_x (水平方向のせん断弾性係数) = $E_x/2(1+\nu_{xx})$, G_z (鉛直方向のせん断弾性係数) = $m' G_x$
 n_w (間隙率) , γ_s (地盤の単位体積重量)

[間隙水に関する物性値]

k_x (水平方向の透水係数) , k_z (鉛直方向の透水係数) = $k' k_x$
 S (飽和度) , β_0 (飽和状態での間隙水の体積弾性係数) , β (間隙水の体積弾性係数)
 γ_w (間隙水の単位体積重量) , γ_{w0} (海水の単位体積重量)

9.3.2 物性値の異方性の程度に対する制約条件

地盤の土粒子骨格の弾性学的係数を異方性として与える場合に、縦弾性係数の比 E_z/E_x の変化に応じて、鉛直方向のポアソン比 ν_{zz} とせん断弾性係数の比 G_z/G_x も変化するが、この範囲には、弾性力学上の理論的制約条件がある。

(1) 鉛直方向のポアソン比の変化する範囲の制約条件

Love(1892)によれば、 ν_{zz} と G_z は独立ではなく、他の物性値によって次式のように関係づけられるので、独立した物性値は、結局5個になる。一般に5個の物性値は、 $E_x, \nu_{xx}, E_z, \nu_{zz}, G_z$ が用いられる。

$$\frac{E_x}{E_z} = \frac{\nu_{xz}}{\nu_{zx}} \quad , \quad G_z = \frac{E_x}{2(1+\nu_{xz})} \quad (9.3.1)$$

Lempriere⁸⁾ や Pickering⁹⁾ によれば、弾性歪みエネルギーが常に正になるという条件を満たすには、次の関係が満足されなければならない。

$$E_x, E_z, G_z > 0 \quad (9.3.2)$$

$$\nu_{xz} > -1 \quad (9.3.3)$$

$$1 - \nu_{xz} - 2 \frac{E_x}{E_z} \nu_{xz}^2 > 0 \quad (9.3.4)$$

一般に負のポアソン比は知られていないので、式(9.3.3)と式(9.3.4)より ν_{zz} の変化する範囲は次のようになる。

$$0 < \nu_{zz} < 1 \quad (9.3.5)$$

式(9.3.4)より ν_{zz} の取り得る範囲は、次のような制約を受ける。

$$0 < \nu_{zz} < \sqrt{\frac{1}{2} \frac{E_z}{E_x} (1 - \nu_{xz})} \quad (9.3.6)$$

なお、Wiendick⁷⁾ (1968) は、土質実験の結果から E_x/E_z の取り得る範囲を次のように示した。

$$\left. \begin{array}{l} \text{砂} \quad \quad \quad 0.4 \leq E_x/E_z \leq 1 \\ \text{正規圧密粘土} \quad E_x/E_z \approx 1 \\ \text{過圧密粘土} \quad \quad 1 \leq E_x/E_z \leq 3 \end{array} \right\} \quad (9.3.7)$$

ここで、水平方向の縦弾性係数に対する鉛直方向の縦弾性係数の比、すなわち、異方性の程度を $n' = E_z/E_x$ とすると、 n' の取り得る範囲は次のようになる。

$$\left. \begin{array}{l} \text{砂} \quad \quad \quad 1 \leq n' \leq 2.5 \\ \text{正規圧密粘土} \quad n' \approx 1 \\ \text{過圧密粘土} \quad \quad 0.3 \leq n' \leq 1 \end{array} \right\} \quad (9.3.8)$$

ν_{zz} の変化する範囲は式(9.3.5)で与えられ、 n' の取り得る範囲は式(9.3.8)より与えられるので、 ν_{zz} と E_z/E_x の変化に応じた ν_{zz} の変化の範囲は式(9.3.6)より決まる。鉛直方向のポアソン比 ν_{zz} の変化する範囲を図-9.3.1に示す。

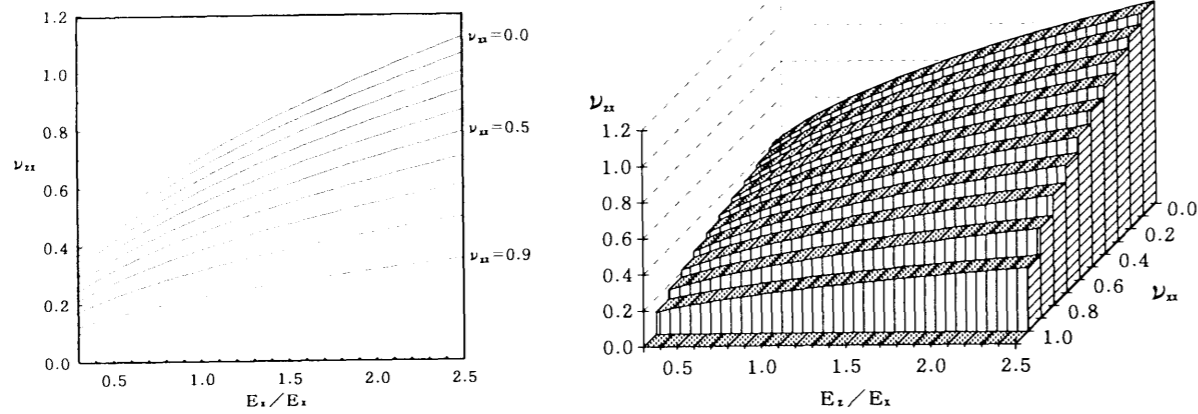


図-9.3.1 ν_{xx} と E_z/E_x の変化に応じた ν_{zz} の変化する範囲

(2) ポアソン比と縦弾性係数で表されたせん断弾性係数の比の関係式

G_z の値は、 E_x 、 E_z 、 ν_{xx} 、 ν_{zz} 、 ν_{xz} の関係式として Gatmiri⁷⁾等により与えられている。これらの関係式を式(9.3.1)を用いて整理すると、 m' ($= G_z/G_x$)の値は、 ν_{xx} 、 ν_{zz} および n' ($= E_z/E_x$)の関係式として次のようになる。

(a) Garnier による m' の関係式を、式(9.3.9)および図-9.3.2 (a) に示す。

$$m' = \frac{G_z}{G_x} = \frac{2(1+\nu_{xx})}{X+2\nu_{zz}/n'} \quad (9.3.9)$$

(b) Wolf, Christian, Barden¹¹⁾ は、各々同じ関係式を提案しているが、彼らによる m' の関係式を、式(9.3.10)および図-9.3.2 (b) に示す。

$$m' = \frac{G_z}{G_x} = \frac{2(1+\nu_{xx})}{1+1/n'+2\nu_{zz}/n'} \quad (9.3.10)$$

(c) Wiendieck による m' の関係式を、式(9.3.11)および図-9.3.2 (c) に示す。

$$m' = \frac{G_z}{G_x} = \frac{2(1+\nu_{xx})}{1+\sqrt{1/n'+2\nu_{zz}/n'}} \quad (9.3.11)$$

(d) Tan¹⁰⁾ による m' の関係式を、式(9.3.12)および図-9.3.2 (d) に示す。

$$m' = \frac{G_z}{G_x} = (1+\nu_{xx})(A\sqrt{C}-D) \quad (9.3.12)$$

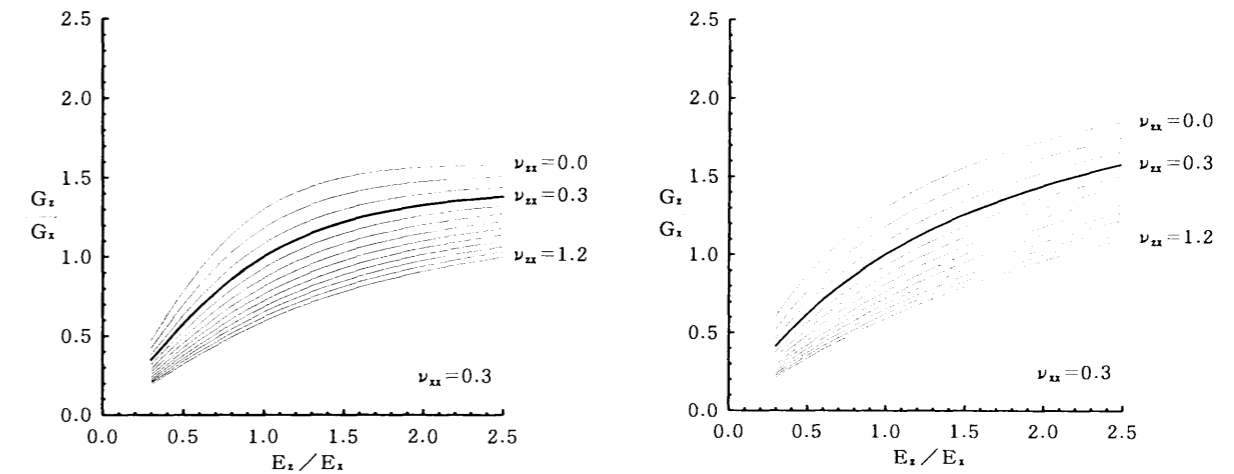
ここに、

$$X = (\sqrt{8}-1)(1+1/n')$$

$$A = \frac{1-\nu_{zz}^2/n'}{(1+\nu_{xx})(1-\nu_{xx}-2\nu_{zz}^2/n')}}, \quad C = \frac{n'(1-\nu_{xx})}{1-\nu_{xx}-2\nu_{zz}^2/n'}}, \quad D = \frac{\nu_{xx}}{1-\nu_{xx}-2\nu_{zz}^2/n'}$$

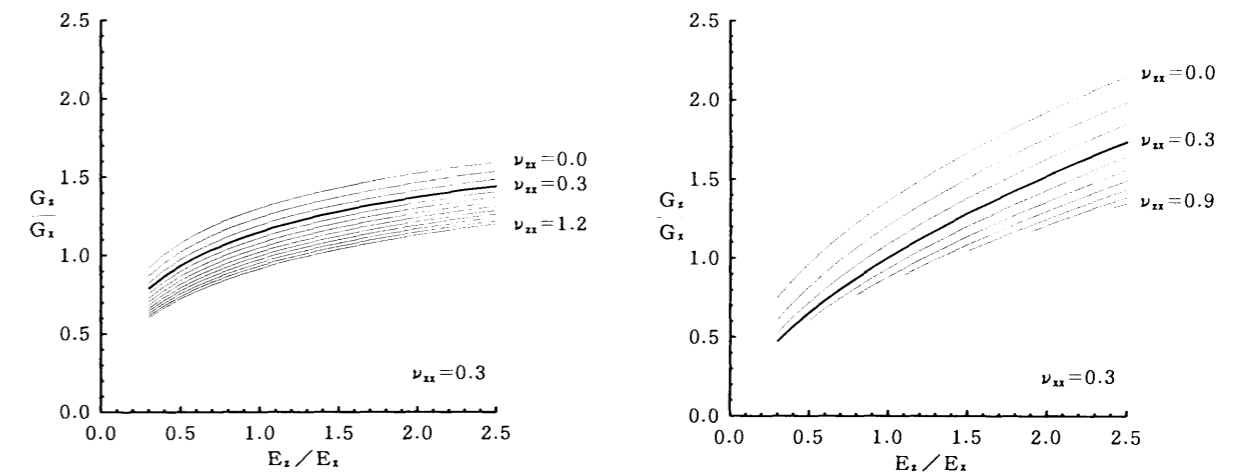
図-9.3.2は $\nu_{xx}=0.3$ の地盤における関係式を示しているが、これを用いれば ν_{xx} 、 $n'=E_z/E_x$ 、 G_x が与えられると G_z が決まる。なお、Wiendieckの提案する関係式⁷⁾は図-9.3.2によると、 $E_z/E_x=1.0$ 、 $\nu_{xx}=\nu_{zz}=0.3$ の場合、すなわち等方性地盤の場合に $G_z/G_x \neq 1.0$ となり、弾性力

学の理論に反する。全体的傾向として、 E_z/E_x の増減に比例した形で G_z/G_x が増減するが、 E_z/E_x の変化に比べて G_z/G_x の変化は緩慢である。



(a) Garnier による関係式

(b) Wolf, Christian および Barden による関係式



(c) Wiendieck による関係式

(d) Tan による関係式

図-9.3.2 ν_{xx} と ν_{zz} および n' ($= E_z/E_x$)で表された m' ($= G_z/G_x$)の関係式

9.4 解析結果

9.4.1 海底地盤の異方性の影響

第7章の図-7.6.3(2)に示した周期変化の鉛直分布に対応するように、図-9.4.1~図-9.4.4において、(a)間隙水圧 p 、(b)位相差、(c)体積歪み ϵ 、(d)有効鉛直応力の変動成分 σ_z 、(e)有効水平応力の変動成分 σ_x 、(f)有効水平応力の変動成分 σ_y 、(g)せん断応力 τ_{xz} への異方性の影響を示す。間隙水圧と応力は、絶対値を変動波圧振幅 p_0 で無次元表示してある。

(1) 縦弾性係数の異方性の影響

図-9.4.1は、縦弾性係数の異方性の影響を示したものである。異方性地盤における土粒子骨格の弾性学的物性値のうち、独立した5個を、 E_x , ν_{xx} , E_z , ν_{zz} , G_z とするが、表-9.3.2を参考にして、 $\nu_{xx} = \nu_{zz} = 0.3$, $G_x = G_z = E_x/2(1 + \nu_{xx})$ として、 E_z/E_x を0.5, 1.0(等方性), 1.5, 2.0, 2.5と変化させた結果が、図-9.4.1に示されている。図(1)は、地盤面下100m分の鉛直分布を示し、図(2)は、図(1)の地盤面近くを拡大して、地盤面下10m分の鉛直分布を示す。 E_z/E_x の変化の範囲は、式(9.3.8)に示したWiendickの土質実験の結果⁷⁾を参考にした。

図(b)は、 E_z/E_x の位相差への影響を示すが、 $E_z/E_x=1.0$ は、等方性に相当する。これによる

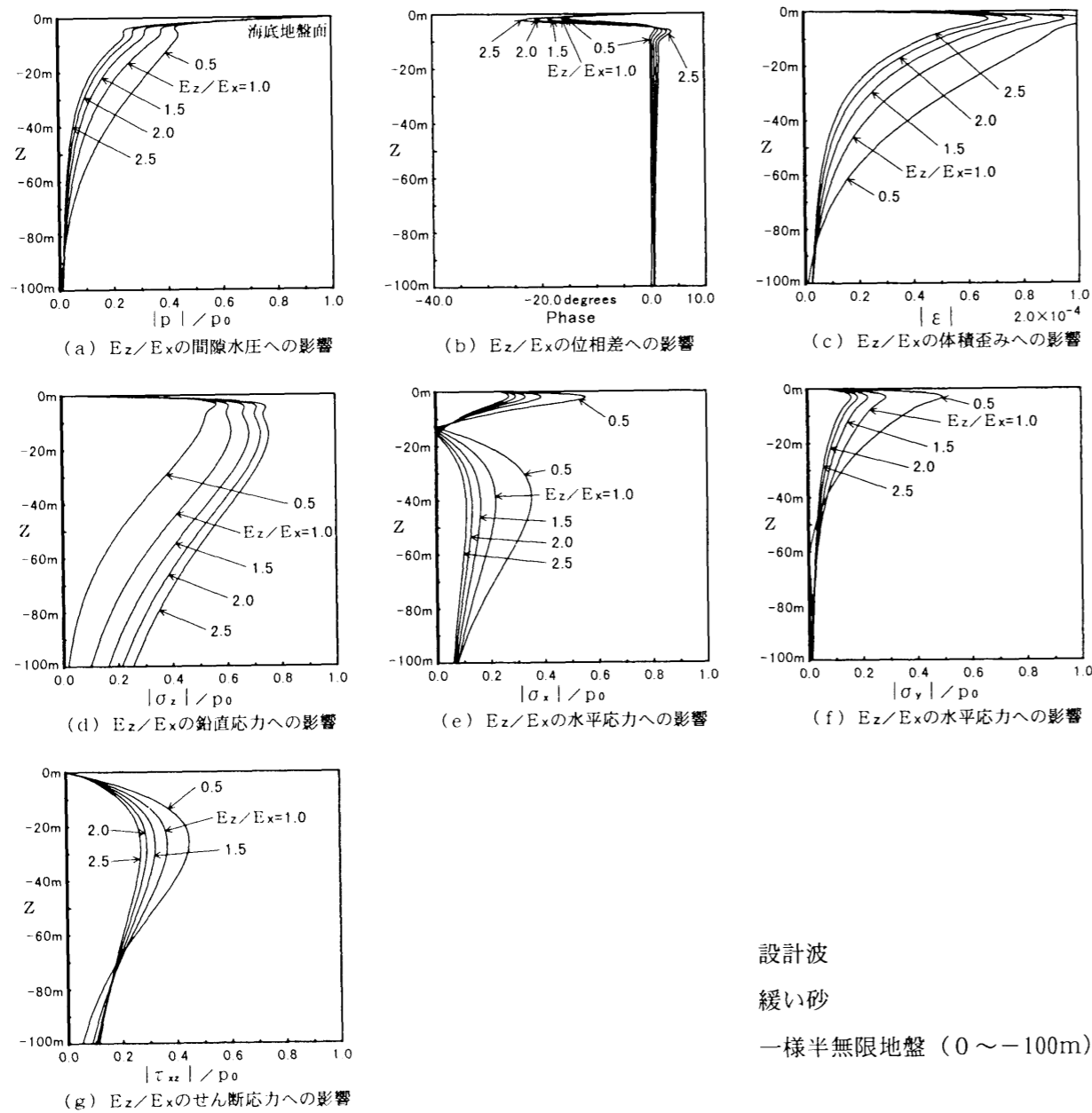


図-9.4.1(1) 縦弾性係数の異方性の影響の鉛直分布

と、 $E_z/E_x=0.5$ の場合は、等方性の $E_z/E_x=1.0$ に比べて、位相差が若干小さくなっているが、海底地盤で想定される異方性は $E_z/E_x > 1.0$ であり、 $E_z/E_x=2.5$ では位相差が5割程度も大きくなっている。図(a)によると、位相差に対応するように、間隙水圧 p の減衰は、異方性が大きくなると大きくなっている。図(d)によると、有効鉛直応力の変動成分 σ_z の鉛直分布は、間隙水圧 p の形状にほぼ対応するような形状であり、地盤面下10mの範囲では、おおよそ $p + \sigma_z = p_0$ のように変化する。図(e)と図(f)によると、 $E_z/E_x > 1.0$ では、 σ_x と σ_y は小さくなっている。図(c)によると、地盤面近くでは、異方性の大きい $E_z/E_x=2.5$ の方が、体積歪み ε は大きくなるが、地盤面下約1mより下部では、異方性が大きいほど体積歪み ε は小さくなる。

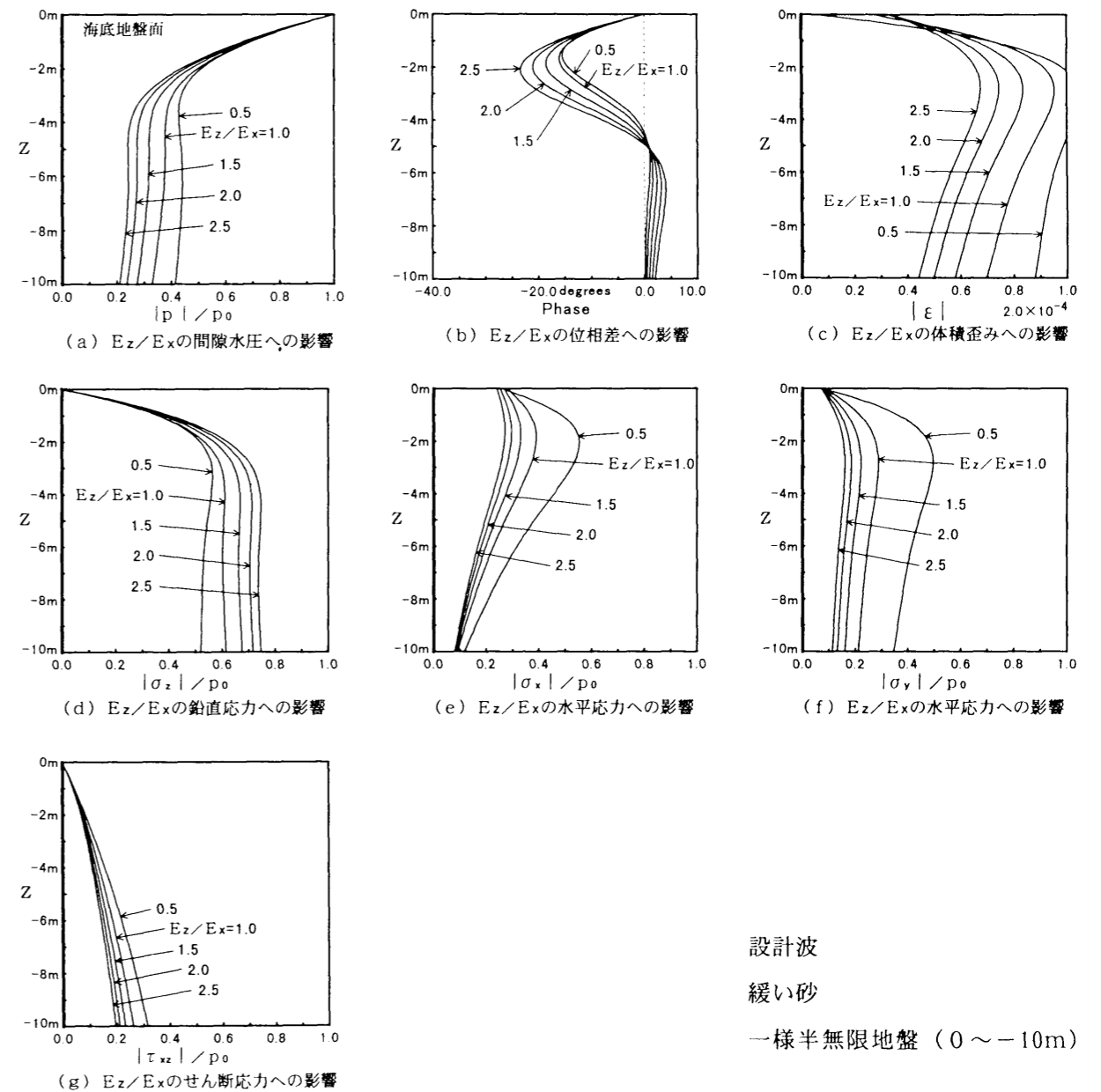


図-9.4.1(2) 縦弾性係数の異方性の影響の鉛直分布

(2) せん断弾性係数の異方性の影響

図-9.4.2は、せん断弾性係数の異方性の影響を検討したものである。土粒子骨格の弾性学的物性値のうち独立した5個を、 E_x , ν_{xx} , E_z , ν_{zz} , G_z とするが、表-9.3.2を参考にして、 $E_x = E_z$, $\nu_{xx} = \nu_{zz} = 0.3$ として、 G_z/G_x を0.4, 0.7, 1.0 (等方性), 1.3, 1.6と変化させた結果が示されている。 G_z/G_x の変化の範囲は、式(9.3.9)~(9.3.12)および図-9.3.2を参考にした。

図(b)によると、せん断弾性係数の異方性が位相差へ及ぼす影響は非常に小さい。なお、 $G_z/G_x > 1.0$ では、位相遅れが $G_z/G_x = 1.0$ (等方性)に比べて多少小さくなり、 $G_z/G_x < 1.0$ では、多少大きくなっている。図-9.3.2によれば、 E_z/E_x が増減すると G_z/G_x もそれに比例して増減する

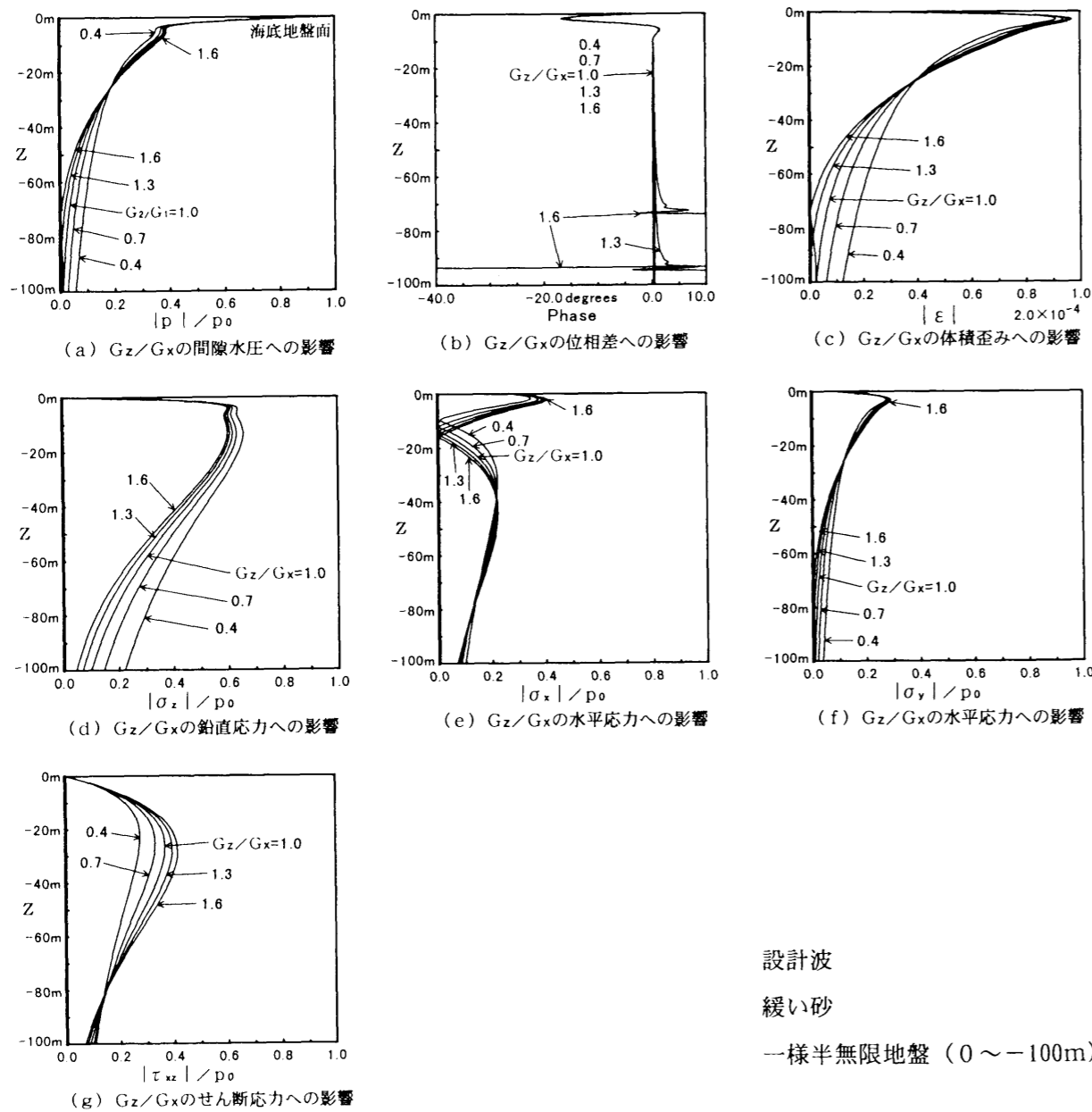


図-9.4.2(1) せん断弾性係数の異方性の影響の鉛直分布

が、 $E_z/E_x > 1.0$ では位相遅れが非常に増加するのに比べ、 $G_z/G_x > 1.0$ では位相遅れが若干であるが減少していることに注意を要する。図(a)によると、位相差への影響に対応するように、間隙水圧 p の減衰は、 $G_z/G_x > 1.0$ では小さく、 $G_z/G_x < 1.0$ では大きくなっている。図(d), 図(e), 図(f)および図(g)によると、各々、 G_z/G_x の位相差への影響に対応して増加あるいは減少している。しかし、前述のように、位相遅れが、縦弾性係数では $E_z/E_x > 1.0$ の場合が大きいのに比べ、せん断弾性係数では $G_z/G_x < 1.0$ の場合が大きくなっているため、各々の応力や歪みに対する影響も逆になっている。このことから、せん断弾性係数の異方性は、縦弾性係数の異方性とは逆の影響を与えることになる。

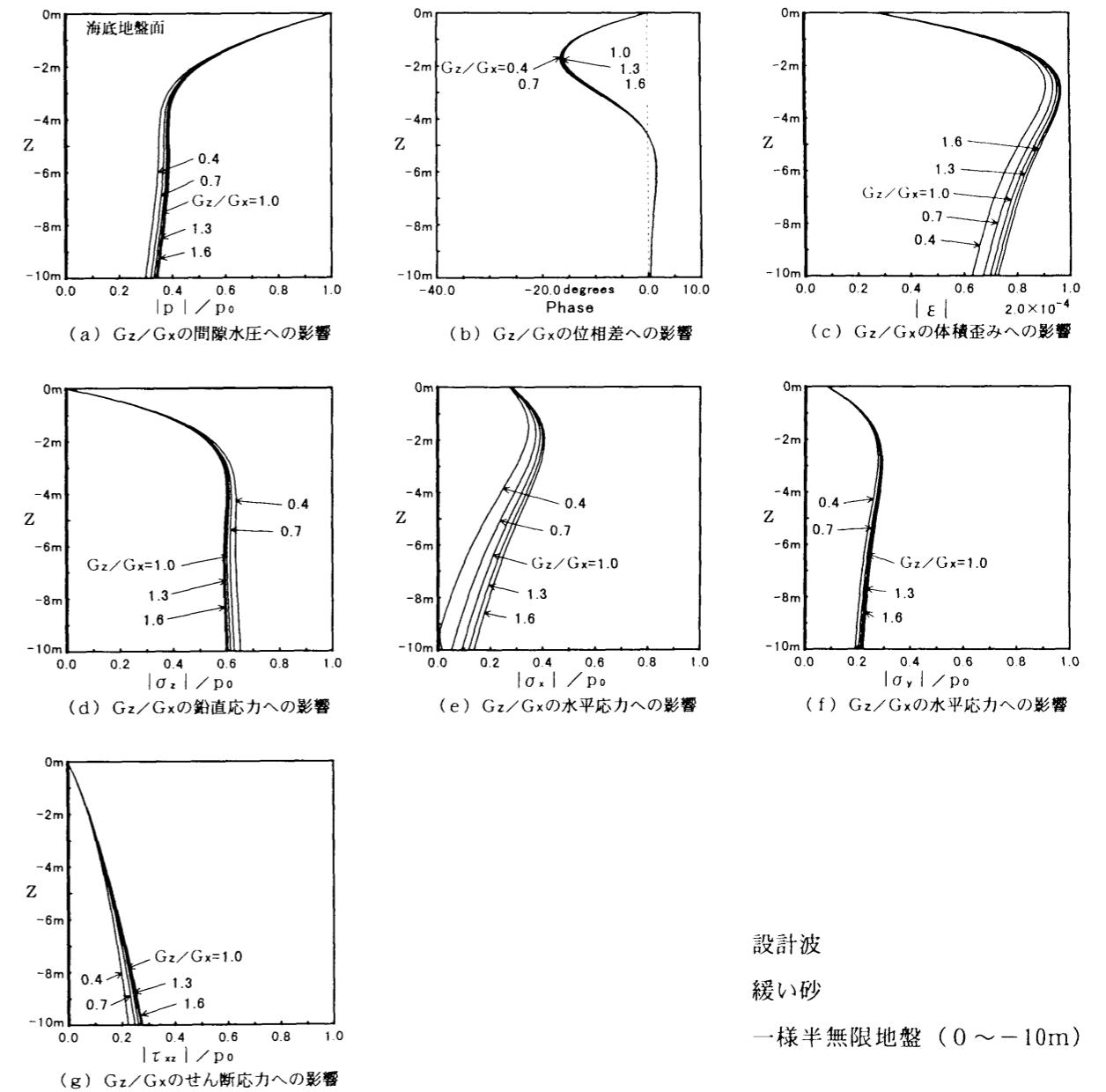


図-9.4.2(2) せん断弾性係数の異方性の影響の鉛直分布

(3) ポアソン比の異方性の影響

図-9.4.3は、ポアソン比の異方性の影響を検討したものである。土粒子骨格の弾性学的物性値のうち独立した5個を、 E_x , ν_{xx} , E_z , ν_{zz} , G_z とするが、 $E_x=E_z$, $G_x=G_z$, $\nu_{xx}=0.3$ として、 ν_{zz} を0.1, 0.2, 0.3 (等方性), 0.4, 0.5と変化させた結果が示されている。 ν_{zz} の変化の範囲は、式(9.3.6)および図-9.3.1を参考にした。

図(b)によると、 $\nu_{zz}=0.5$ の場合は位相遅れが非常に大きく、等方性の場合の2倍以上にもなる。また、 $\nu_{zz}=0.1$ の場合は小さくなる。図(a), (d), (e)および(f)によると、ポアソン比の異方性の間隙水圧および土粒子骨格の垂直応力に対する影響は非常に大きい。なお、図(e)によると、地

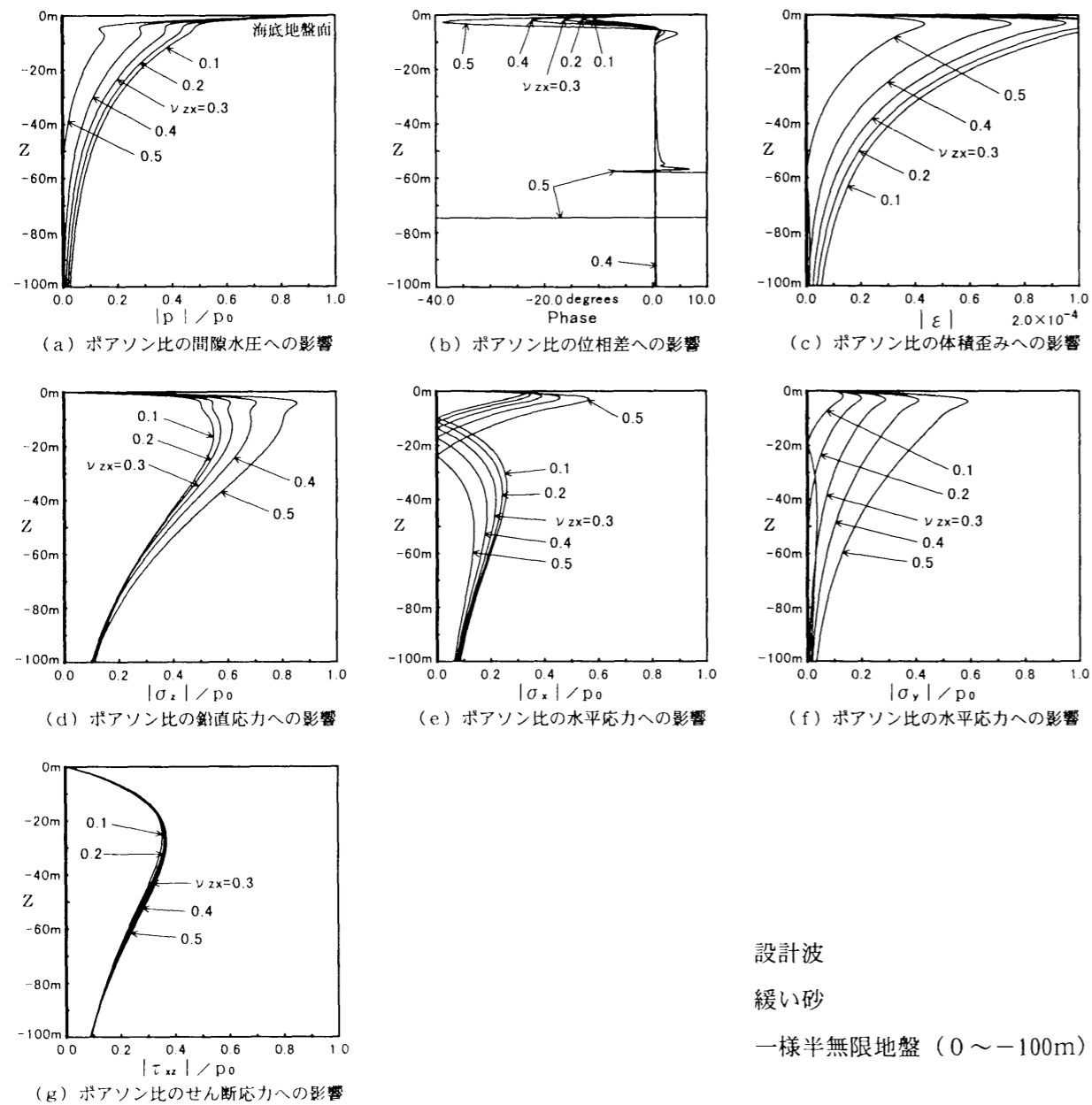


図-9.4.3(1) ポアソン比の異方性の影響の鉛直分布

盤面下約0.8mで、有効水平応力の変動成分 σ_x の変化が、 ν_{zz} が1.0より大きい小さいかによって異なり、図中では交差している。図(g)によると、ポアソン比の異方性のせん断応力 τ_{xz} の影響は非常に小さい。図(c)によると $\nu_{zz}=0.5$ では体積歪み ε は小さく、 $\nu_{zz}=0.1$ では大きくなっている。全体的に、ポアソン比の異方性の影響は、 E_z/E_x の異方性の影響と同じ傾向である。しかし、弾性学理論によれば、 E_z/E_x の大小と G_z/G_x の大小は関係づけられているが、 E_z/E_x の大小と ν_{zz} の大小は関係づけられない。このため、現場の異方性地盤では、ポアソン比が大きい値となるか小さい値となるかは不明であるので、計測によらねばならない。

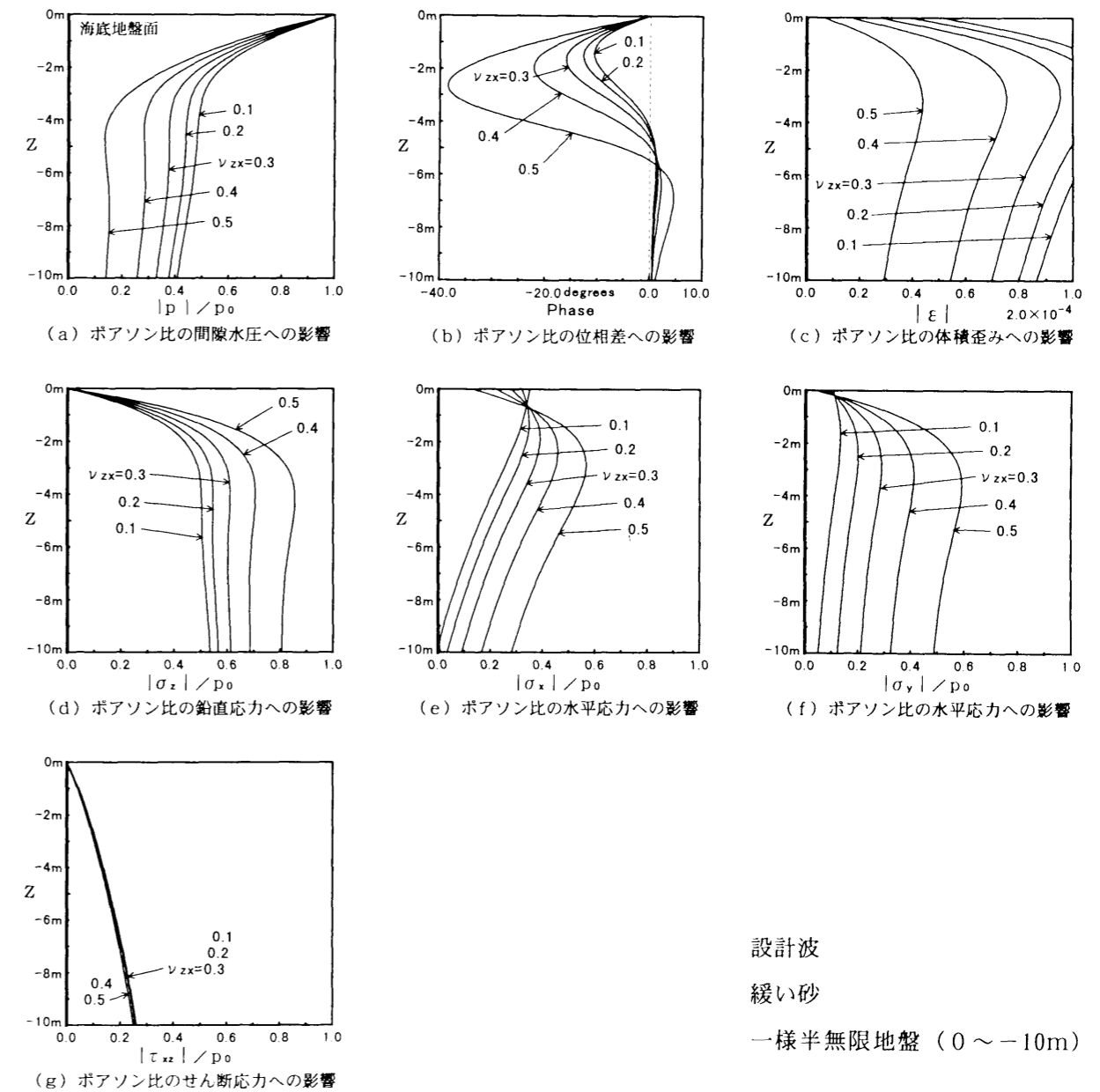


図-9.4.3(2) ポアソン比の異方性の影響の鉛直分布

(4) 透水係数の異方性の影響

図-9.4.4は、透水係数の異方性の影響を検討したものである。土粒子骨格の弾性学的物性値のうち独立した5個を、 E_s , ν_{ss} , E_z , ν_{zz} , G_z とするが、 $E_s = E_z$, $G_s = G_z$, $\nu_{ss} = \nu_{zz}$ として、地盤の透水係数のみを異方性とした。

図(b)によると、透水係数の異方性が位相差に及ぼす影響は非常に大きい。位相遅れの最大値は k_z/k_x によりあまり変わらないが、 $k_z/k_x=0.1$ の場合は地盤面近くのみで位相遅れがあり、 $k_z/k_x=10.0$ の場合は地盤面下約6mをピークとして広い範囲で位相遅れがある。図(a)によると、 $k_z/k_x=0.1$ の場合は間隙水圧の急激な減衰があるが、 $k_z/k_x=10.0$ の場合は減衰が穏やかとなる。図

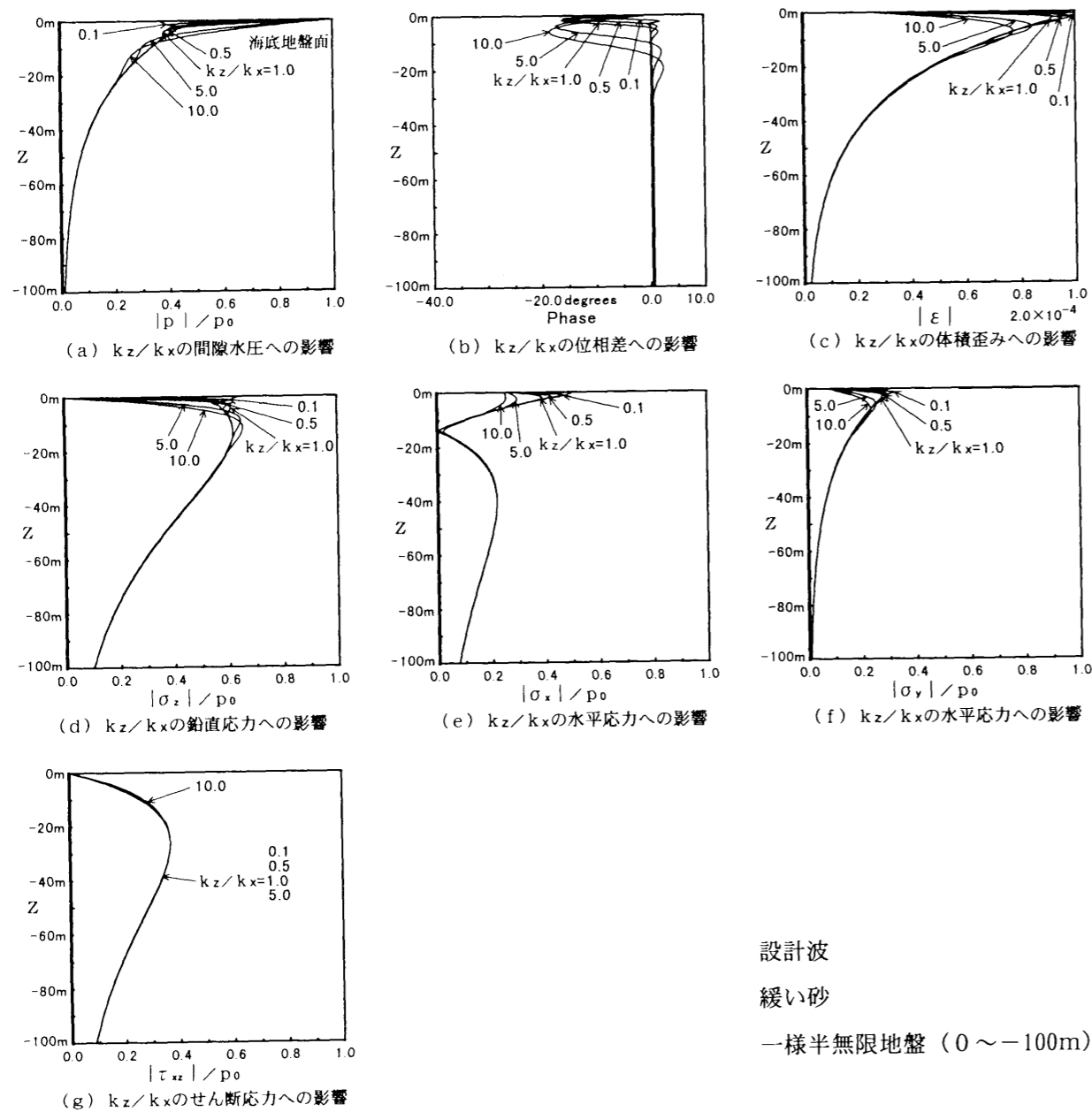


図-9.4.4(1) 透水係数の異方性の影響の鉛直分布

(d), 図(e)および図(f)においても、 $k_z/k_x=0.1$ の場合は、有効応力の変動成分は大きくなっている。これらのことから、これまで位相遅れが大きい場合に間隙水圧の伝達減衰が大きくなり、応力状態も不安定になると言われていたが、位相遅れの大きさではなく、位相遅れの集中度が地盤の不安定性の大きな要因となることが分かる。図(g)によると、 k_z/k_x の異方性のせん断応力への影響は小さい。また、図(c)によると、 k_z/k_x の体積歪み ϵ への影響は非常に大きい。

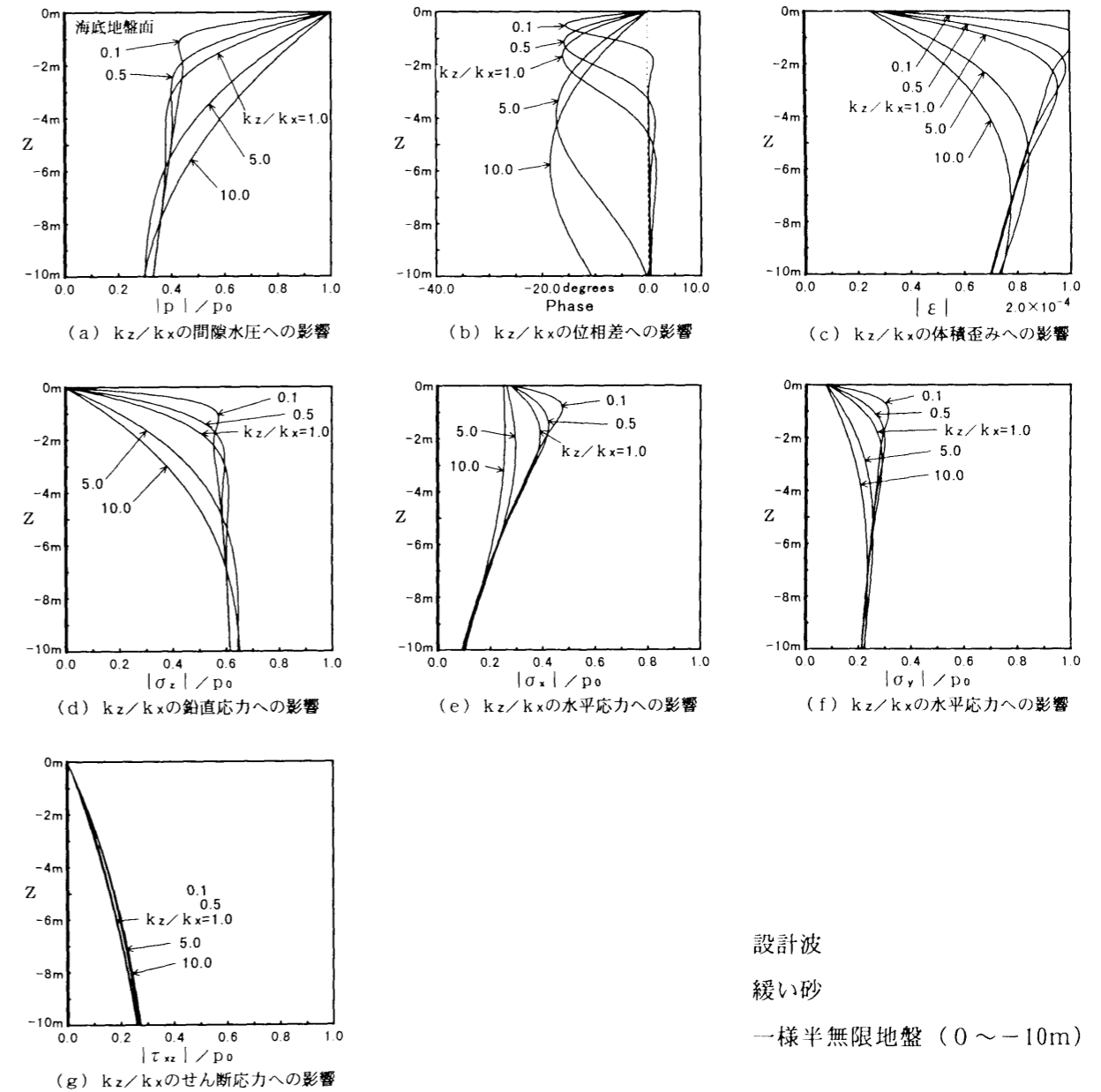
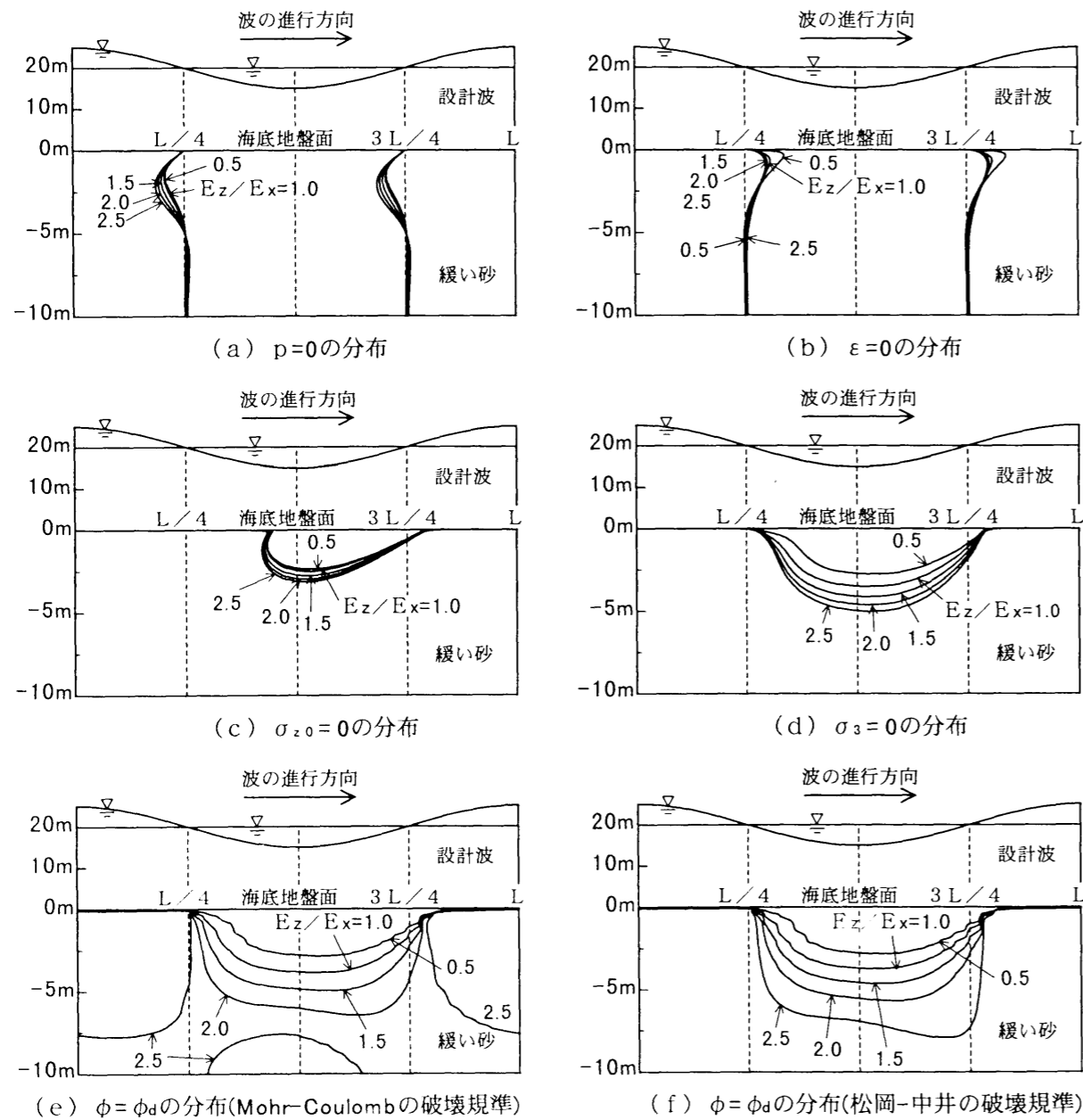


図-9.4.4(2) 透水係数の異方性の影響の鉛直分布

9. 4. 2 海底地盤の異方性による不安定領域の変化

図-9.4.5～図-9.4.8に、異方性による不安定領域の変化を示す。図(a)は、間隙水圧 p がゼロとなる分布を示す。図(b)は、体積歪み ε がゼロとなる分布を示す。図(c)は、1次元の破壊の判定方法である $\sigma_{z0}=0$ (有効鉛直応力がゼロ) の分布を示す。図(d)は、3次元の引張り破壊の判定方法である $\sigma_3=0$ (主応力がゼロ) の分布を示す。図(e)は、2次元のせん断破壊の判定方法である Mohr-Coulomb 規準で応力角が地盤の内部摩擦角に等しくなる $\phi = \phi_d$ (せん断破壊) の分布を示す。



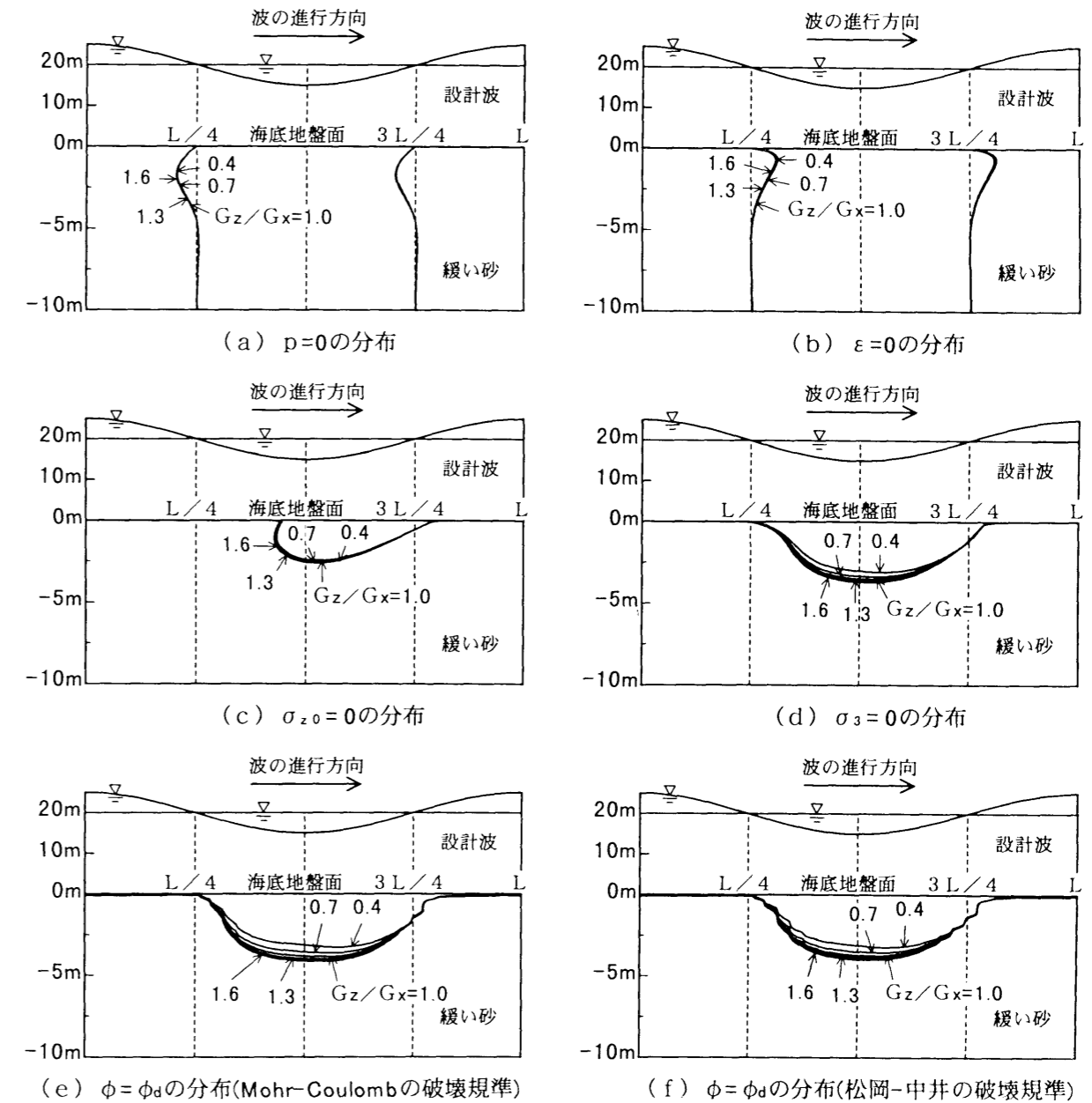
(設計波・緩い砂・一様半無限海底地盤)

図-9.4.5 縦弾性係数の異方性による不安定領域の変化

図(f)は、3次元のせん断破壊の判定方法である松岡-中井規準で応力角が地盤の内部摩擦角に等しくなる $\phi = \phi_d$ (せん断破壊) の分布を示す。

(1) 縦弾性係数の異方性の影響

図-9.4.5は、図-9.4.1の縦弾性係数の異方性に対応しており、 E_z/E_x を0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5と変化させた。1次元の判定方法である図(c)の $\sigma_{z0}=0$ の分布によると、 $E_z/E_x > 1.0$ では不安定領域が若干広がっている。3次元の判定方法である図(d)の $\sigma_3=0$ の分布によると、図(c)



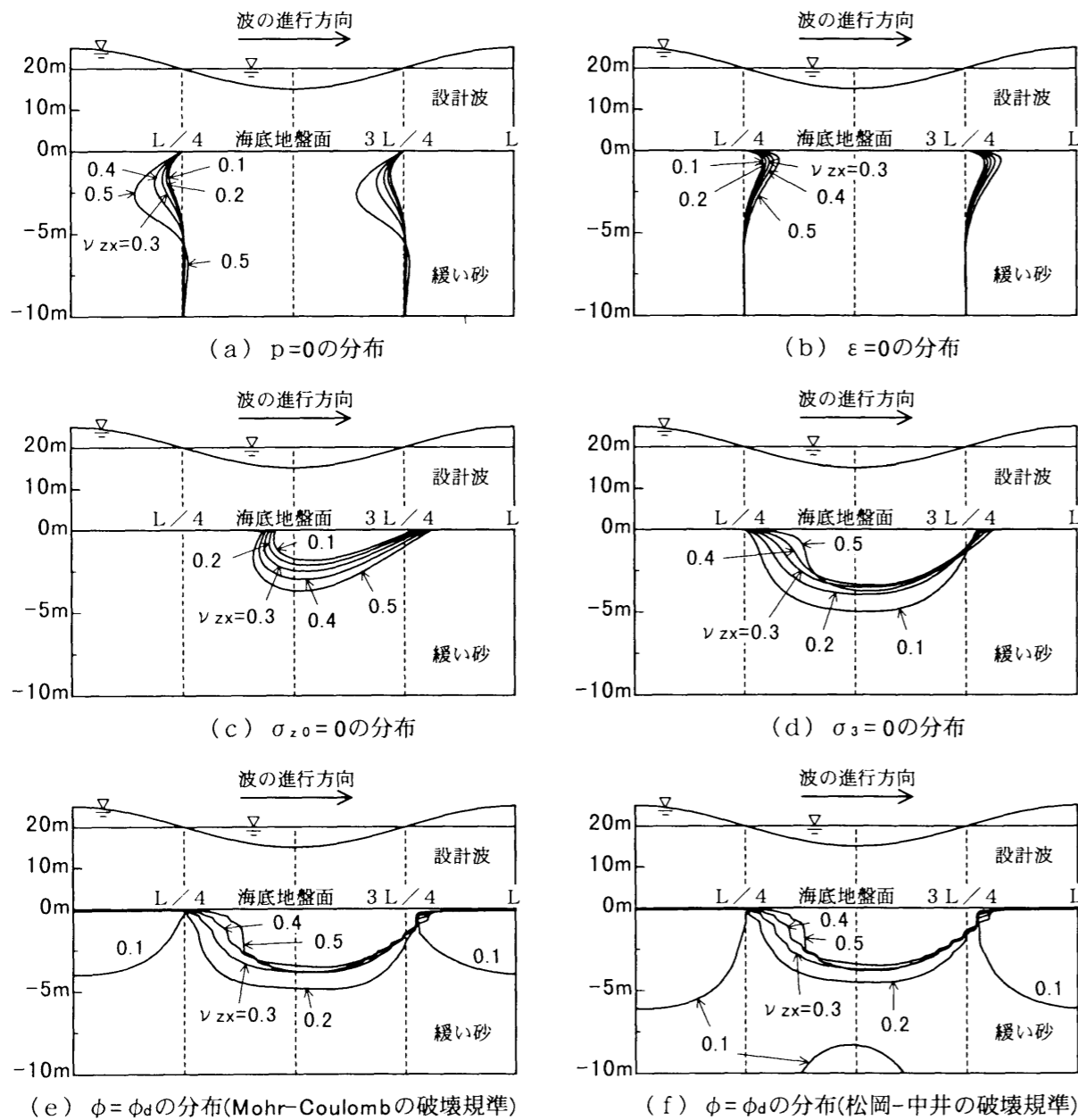
(設計波・緩い砂・一様半無限海底地盤)

図-9.4.6 せん断弾性係数の異方性による不安定領域の変化

の $\sigma_{z0}=0$ の分布より、異方性の影響が大きく表れている。図(e)と図(f)の $\phi = \phi_d$ の分布によると、2次元と3次元のせん断破壊に対する異方性の影響は非常に大きいことが分かる。

(2) せん断弾性係数の異方性の影響

図-9.4.6は、図-9.4.2のせん断弾性係数の異方性に対応しており、 G_z/G_x を0.4, 0.7, 1.0, 1.3, 1.6と変化させた。図(c)の $\sigma_{z0}=0$ の分布によると、 G_z/G_x の変化により不安定領域が多少変化しているだけである。図(d)の $\sigma_3=0$ の分布および図(e)と図(f)の $\phi = \phi_d$ の分布による



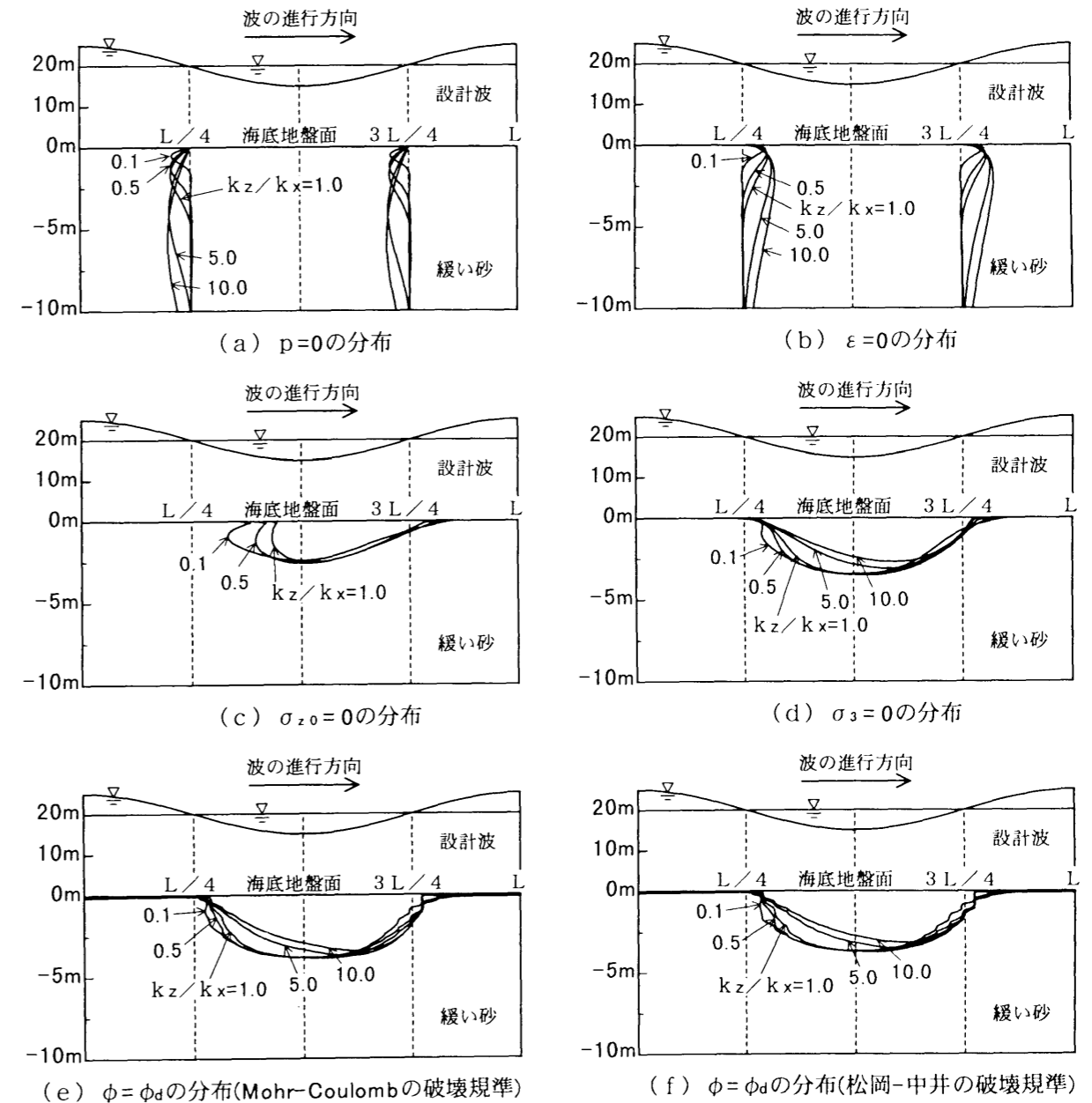
(設計波・緩い砂・一様半無限海底地盤)

図-9.4.7 ポアソン比の異方性による不安定領域の変化

と、異方性の影響は若干表れているが、縦弾性係数の異方性 E_z/E_x の影響に比べてかなり小さい。

(3) ポアソン比の異方性の影響

図-9.4.7は、図-9.4.3のポアソン比の異方性に対応しており、 ν_{xz} を0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5と変化させた。1次元の判定方法である図(c)の $\sigma_{z0}=0$ の分布によると、 $\nu_{xz} > \nu_{zx}$ では不安定領域が広がっているが、3次元の判定方法である図(d)の $\sigma_3=0$ の分布によると、逆に狭くなっている。図(e)と図(f)の $\phi = \phi_d$ の分布も同様に小さくなっている。このことから、ポアソン比



(設計波・緩い砂・一様半無限海底地盤)

図-9.4.8 透水係数の異方性による不安定領域の変化

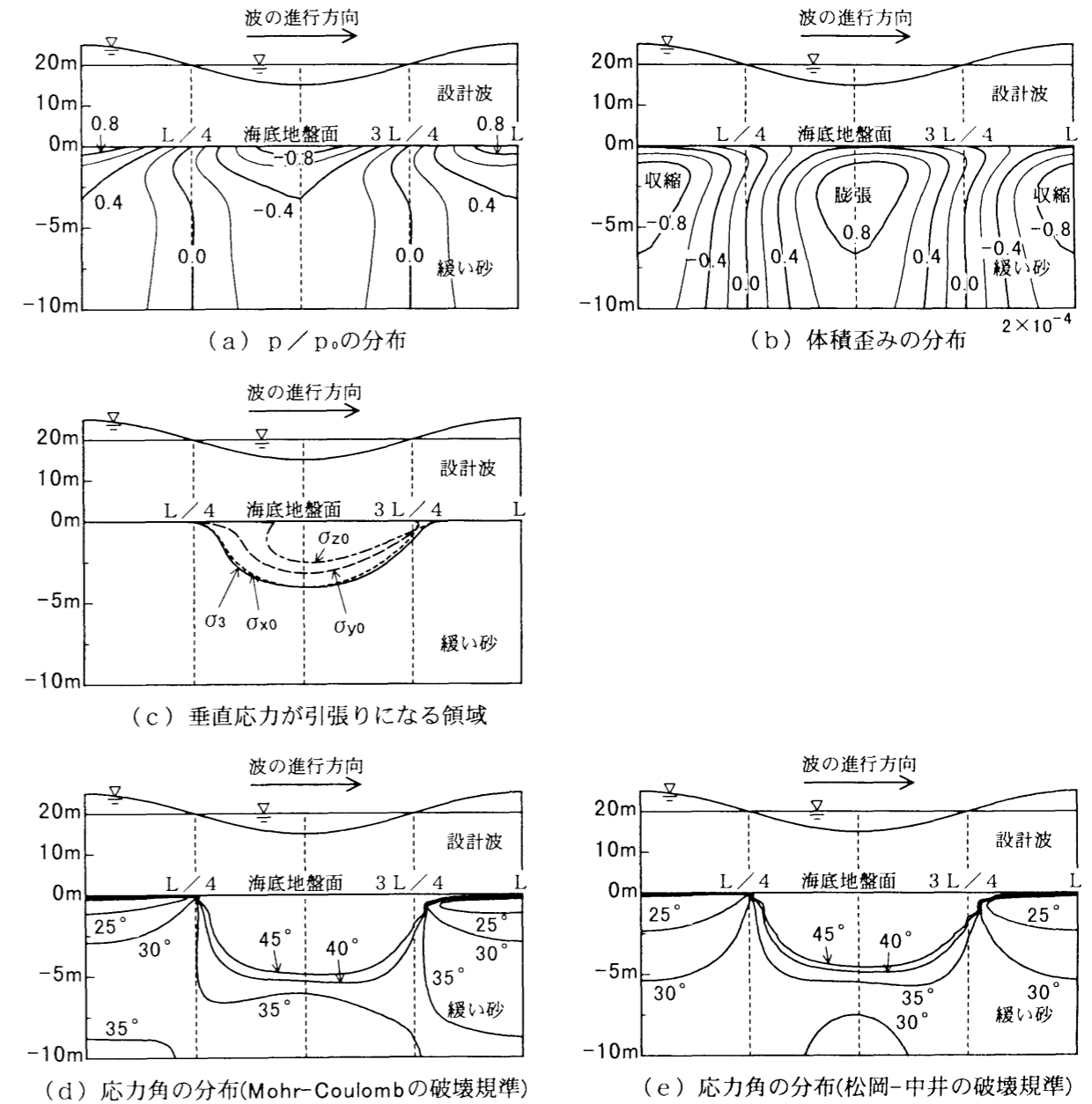
の異方性の影響は、1次元の判定方法によると、誤った結果を得ることが分かる。

(4) 透水係数の異方性の影響

図-9.4.8は、図-9.4.4の透水係数の異方性に対応しており、 k_z/k_x を0.1, 0.5, 1.0, 5.0, 10.0と変化させた。図(c)の $\sigma_{z0}=0$ の分布によると、 $k_z/k_x=5.0$ と10.0では、不安定領域が表れない。すなわち、 $k_z/k_x=5.0$ と10.0では、地盤は安定と判断される。しかし、3次元の判定方法によると、図(d)の $\sigma_3=0$ の分布も、図(e)と図(f)の $\phi=\phi_d$ の分布も、 $k_z/k_x=5.0$ と10.0では、不安定領域が多少狭くなるが存在はしている。このことから、透水係数の異方性の影響は、ポアソン比の異方性の影響と同様に、1次元の判定方法によると、誤った結果を得ることが分かる。また、 $k_z/k_x < 1.0$ では、不安定領域は波谷の通過後に少し広がっているが、地盤の深い領域にまでは及んでいない。

(5) 異方性地盤モデルによる検討

図-9.4.9と図-9.4.10は、縦弾性係数、せん断弾性係数、ポアソン比および透水係数を、全て異方性として、相乗効果の影響を見たものである。 $E_z/E_x=1.2$, $\nu_{zx}=0.25$, $G_z/G_x=1.15$ および $k_z/k_x=0.7$ であるので、各々の物性値の異方性の程度は、比較的弱い設定とした。図-9.4.

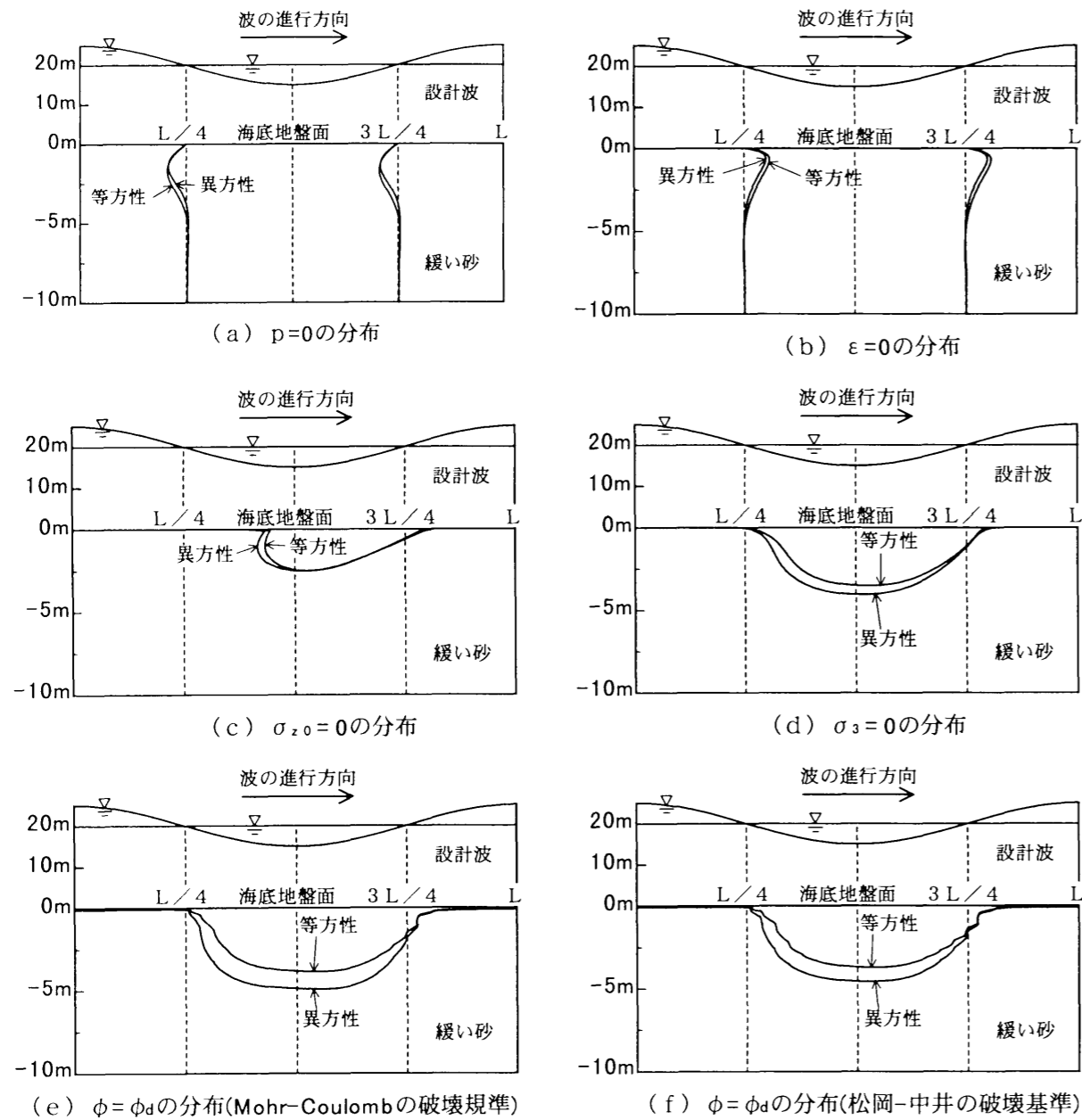


$$E_z/E_x=1.2, \nu_{zx}=0.25, G_z/G_x=1.15, k_z/k_x=0.7$$

(設計波・緩い砂・一様半無限海底地盤)

図-9.4.9 間隙水圧・体積歪み・垂直応力・応力角の断面分布

9は、等方性地盤である第7章の図-7.6.13(1)に対応するものであるが、特に応力角の分布に異方性の影響が表れている。図-9.4.10には、不安定領域の変化が示されているが、この程度の弱い異方性地盤であっても、相乗効果の大きいことが分かる。



$$E_z/E_x=1.2, \quad \nu_{zx}=0.25, \quad G_z/G_x=1.15, \quad k_z/k_x=0.7$$

(設計波・緩い砂・一様半無限海底地盤)

図-9.4.10 異方性地盤による不安定領域の変化

9.5 結語

第9章では、波による海底地盤の応答における地盤の異方性の影響について検討を行った。まず、直交異方性の海底地盤の波浪応答の基礎方程式を誘導し、これを特性方程式により解く方法について述べた。次に、現実の海底地盤で想定し得る土粒子骨格の弾性学的係数の異方性の範囲について、詳細に検討を行った。解析は、地盤の土粒子骨格の弾性学的係数である縦弾性係数の異方性、せん断弾性係数の異方性、ポアソン比の異方性および地盤の透水係数の異方性の影響について検討を行った。その結果、縦弾性係数の異方性の影響は非常に大きく、 $E_z/E_x=2.5$ 程度の異方性では、位相遅れを約5割程度も増加させることが分かったが、これにより、間隙水圧は、地盤下部への伝達減衰が強くなり、応力状態も不安定になることが分かった。せん断弾性係数は、異方性が大きくなると位相差はむしろ小さくなり、これに伴って、間隙水圧の伝達減衰が弱くなり、応力は安定になることが分かった。ただし、影響の程度は、縦弾性係数に比べてかなり小さい。ポアソン比は、 $\nu_{zx}=0.5$ 程度になると、異方性の影響は非常に大きくなり、等方性である $\nu_{zx}=\nu_{xz}=0.3$ の場合に比べて、位相遅れは約2倍以上になることが分かった。透水係数の異方性は、位相差の鉛直分布の形状に大きな影響を与えることが分かったが、透水係数の異方性により、位相遅れの値の大きさは余り変化しないが、位相遅れの集中度に及ぼす影響が大きく、これが地盤の不安定性の大きな要因となることが分かった。なお、ポアソン比の異方性と透水係数の異方性は、せん断応力への影響は小さい。また、全ての物性値を異方性とした異方性地盤モデルを設定したところ、各々の異方性の程度が弱くても、相乗効果により不安定領域が広がることが分かった。以上のことから、波による海底地盤の応答において、地盤の不安定性に及ぼす地盤の異方性の影響が、どのような条件で大きくなるかを明らかにすることができた。

特に明らかになったことは、以下の点である。

- (1) 縦弾性係数の異方性の影響は非常に大きく、特にせん断破壊の不安定領域が拡大する。
- (2) せん断弾性係数の異方性によっても不安定になるが、その影響は縦弾性係数に比べ小さい。
- (3) ポアソン比は、 $\nu_{zx} < \nu_{xz}$ の場合に不安定になる。
- (4) 不安定領域は、位相遅れの大きさよりも、位相遅れの集中度が要因となる。
- (5) 不安定領域の判定を1次元の判定方法で行うと、誤った結果を得る場合がある。
- (6) 各々の異方性の程度が弱くても、相乗効果により不安定領域が広がる。

参考文献

- 1) Biot, M.A. : General Theory of Three-Dimensional Consolidation, Journal of Applied Physics, Vol.12, February, pp.155 ~ 164, 1941.
- 2) Prévost, J.H. : Mechanics of Continuous Porous Media, Int. J. Engng. Sci., Vol.18, pp.787 ~ 800, 1980.
- 3) Mei, C.C. : The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, (Chapter Thirteen. Wave-Induced Stress in a Poro-elastic Seabed) World Scientific, pp.673 ~ 705, 1983. (Second printing 1992.)
- 4) Yamamoto, T., Koning, H.L., Sellmeijer, H. and Hijum, E.V. : On the response of a poro-elastic bed to water

- waves, J. of Fluid Mech., Vol.87, Part 1, pp.193 ~ 206, 1978.
- 5) Madsen, O.S. : Wave-induced pore pressures and effective stresses in a porous bed, Geotechnique 28, No.4, pp.377 ~ 393, 1978.
 - 6) Silvestri, V., et al. : Effect of soil anisotropy on the wave-induced pore pressures in the seabed, J. of Energy Resources Technology, Vol.107, pp.441-449, 1985.
 - 7) Gatmiri, B. : A Simplified finite element analysis of wave-induced effective stress and pore pressures in permeable sea beds, Geotechnique 40, No.1, pp.15 ~ 30, 1990.
 - 8) Lempriere, B.M. : Poisson's Ratio in Orthotropic Materials, AIAA JOURNAL, Vol.6, No.11, pp.2226 ~ 2227, 1968.
 - 9) Pickering, D.J. : Anisotropic elastic parameters for soil, Geotechnique 20, No.3, pp.271 ~ 276, 1970.
 - 10) Tan, T.-K. : Consolidation and Secondary Time Effect of Homogeneous, Anisotropic, Saturated Clay Strata, Fifth Int. Conf. Soil Mechanics and Foundation Engineering, pp.367 ~ 373, 1961.
 - 11) Barden, L. : Stresses and displacements in a cross-anisotropic soil, Lecturer in Soil Mechanics, Manchester University, pp.198 ~ 210, 1983.
 - 12) 土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー小委員会：海岸波動【波・構造物・地盤の相互作用の解析法】，第V編 波浪と海底地盤の相互干渉，土木学会，1994.
 - 13) 土質工学会編：「粒状体の力学」，pp.166~172，土質工学会，平成5年.
 - 14) 中井照夫・松岡 元：3主応力下の土のせん断挙動に関する統一的解釈，土木学会論文報告集，No.303，pp.65~77，1980.
 - 15) 三浦均也・太田 匠・林 正幸・吉田 望：波浪を受ける海底地盤挙動の数式解の誘導，第28回土質工学研究発表会発表講演集，pp.1217~1220，1993.
 - 16) 矢富盟祥・由比政年・石田 啓・広部英一：異方性海底地盤の波浪応答における間隙水圧の伝達特性，第30回土質工学研究発表会講演集，pp.829~830，1995.
 - 17) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年：波による海底地盤の応答における地盤の異方性の影響，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第30号，pp.59~72，1996.
 - 18) 由比政年・石田 啓・矢富盟祥・廣部英一：異方性海底地盤の波浪応答に対する近似解，土木学会中部支部研究発表会講演概要集，pp.293~294，平成8年3月.
 - 19) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年：波による海底地盤の応答における地盤内の応力分布および破壊条件，土木学会中部支部研究発表会講演概要集，pp.295~296，平成8年3月.
 - 20) 玉置芳幸・由比政年・石田 啓・矢富盟祥・廣部英一：波浪による海底地盤内の有効応力変動に対する地盤の異方性の影響，土木学会第51回年次学術講演会講演概要集ⅡA，pp.106~107，1996年9月.
 - 21) 矢富盟祥・由比政年・石田 啓・廣部英一：海底地盤の波浪応答に対する地盤の異方性の影響，海岸工学論文集，第42巻，pp.1011~1015，1995.
 - 22) 由比政年・石田 啓・矢富盟祥・廣部英一・保智正和：二相混合体内の波動伝播に基づく海底地盤の波浪応答の理論解，海岸工学論文集，第43巻，pp.1021~1025，1996年11月.
 - 23) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年：波浪による海底地盤内の有効応力の分布特性および地盤の破壊領域，海岸工学論文集，第43巻，pp.1026~1030，1996.
 - 24) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥：波浪による異方性海底地盤の不安定領域について，水工学論文集，第41巻，pp.675~680，1997.

第10章 結 論

本論文は，第I編では，外水河川と内水都市河川における洪水流の内部機構について，第II編では，海岸浅海域における砕波の内部機構について，第III編では，波浪による海底地盤の不安定領域に関する研究についてまとめたものである。水工学の重要な課題の中で，従来解明されていなかった幾つかの問題点を明らかにしたが，研究結果を各章ごとに要約すると，以下の通りである。

第1章では，第I編，第II編および第III編で取り扱う内容に関して，現在，水工学で解明すべき問題として残されている自然現象の中で，検討すべき内容について述べた。

第I編の第2章では，外水河川九頭竜川の洪水流について検討を行った。詳細な河道計画を立案するためには，洪水流本来の不定流としての取り扱いが必要とされるが，福井平野における三大河川である九頭竜川本川，日野川および足羽川を対象として，不定流解析による洪水追跡を行い，洪水時における水理学的特性の検討を行った。数値解析では，開水路不定流の連続方程式，エネルギー方程式および運動量方程式に対して離散化を行い，実河川に適した差分近似式を誘導した。既往に発生した大洪水の中で，水文資料の整った洪水を対象として洪水追跡を行ったが，これまで把握されていなかった洪水時の水位，流量および流速などの挙動から，三大河川の洪水時の流況の特性を明らかにすることができた。また，本支川の合流部近傍の水位流量曲線が，本川と支川の流出形態によって，相互にどのような影響を受けているかを明らかにすることができた。合流部近傍における背水現象が，本川と支川の上流で発生する降雨分布に伴う出水パターンによって変化することも解明できた。

第I編の第3章では，内水都市河川である底喰川の洪水流出機構を，流域の分布貯留型モデルと河道の不定流モデルを組み合わせた流出モデルにより再現できた。また，底喰川流域の都市化による流出量の変化を，土地利用状況に注目して小流域別の不浸透面積率と等価粗度係数の値を変化させることにより予測できた。次に，幾つかの洪水処理案を検討し，有益な成果を得ることができた。その結果，底喰川の洪水処理に対しては，単にピーク流量の増加という現象のみで河道計画を立案することは不十分であり，内水排水ポンプの稼働や流域貯留量の変化による水位あるいは流量の時間的および場所的变化を詳細に予測することが不可欠であることが明らかとなった。流域の分布貯留型モデルと河道の不定流モデルを組み合わせた流出モデルは，特に，合流式下水排水区を持った内水都市河川の河道計画やポンプ排水操作および水門操作などの基本的な問題を解決するにあたり，有効な指針を与えるものと思われる。

第II編の第4章では，水槽実験から得られた一様勾配斜面上の規則波の水面変動および底面付近の水粒子速度を用いて，周波数応答関数と線形フィルター法の適用性の検討を行った。斜面勾配が比較的緩い1/30勾配の場合は，線形フィルター法による水平方向の水粒子速度の計算値は，波峯と波谷の部分で測定値と比べ若干の相違を見せるものの，砕波帯外，砕波点付近，砕波帯内にわたり比較的良く一致した。一般的な傾向として，波峰で岸方向の計算値が測定値より大きくなる傾向があるが，

これは、水平方向の平均流速が存在するために、測定値の方が全体的に冲向きとなるため、見かけの上で計算値が大きくなることが分かった。また、鉛直方向の水粒子速度は、周期の大きい波では、水面近くの計算値は測定値よりもかなり大きくなった。斜面勾配が比較的急な1/10勾配の場合は、線形フィルター法による計算値は実測値とかなりの相異があり、また、汀線からの位置によっても傾向が異なった。この原因としては、反射波の影響により、部分重複的な性格を持ったことから、水面波形が浅水変形の段階で、進行波以外の波動成分を持ったことなどが考えられた。次に、流れ関数法による浅水変形計算の適用性の検討を行ったが、これまで明確な議論のされなかった波峯波高比と波谷波高比の変化を明らかにすることができた。総じて流れ関数法による浅水変形計算によると、浅水係数は、波形勾配の大きい場合および斜面勾配の大きい場合には実測値と良く一致した。

第Ⅱ編の第5章では、まず、画像処理による測定法を用いて、これまで余り測定されていなかった砕波時の気泡混入領域の流速場を、定量的に明らかにすることができた。これにより、巻き波の突っ込み時刻では、水塊は前方と上方向に飛び跳ねると同時に、斜面を下る戻り流れもあることが分かった。また、突っ込み後のせり上がり時刻では、せり上がり先端の流速が非常に大きいことや、せり上がり先端の気泡塊へのエネルギー供給がないことが分かった。次に、浅海域における砂漣上の波動境界層の流況計算を、離散渦法を用いて計算した結果、乱流域での適用性が認められた。計算された流況は、渦の放出モデルが追加されたことによって剥離せん断層が明瞭に表われた。しかし、流速方向の反転時に生じる渦は再現されたものの、砂漣背後に形成される組織的な剥離渦の形成を再現するには至らなかった。これは、放出渦の取扱い方法が明確でないことによる。次に、浅海域における底質移動の重要な要素である底面流速を、固定床の一樣勾配斜面による砕波の実験を行って測定した。その結果、沖浜帯、砕波帯および波打ち帯における底面流速変動の特性は、各々、相当異なることが分かった。沖浜帯内では、波の浅水変形による非線形性が増し、水粒子の質量輸送が強行われ、また岸沖方向の非対称性も大きいことが分かった。また、砕波点付近でこれらが最大となり、砕波帯内では質量輸送の方向が冲向きに転向するのに対し、非対称性は、やはり岸方向に大きいことが分かった。砂粒子移動に関しては、これらのことが大きく影響を与え、沖浜帯と砕波帯では移動機構が異なることが分かった。底面流速の変動特性に加え、砂粒子の粒径の大小、あるいは形状によっても、移動軌跡が異なるが、これらは3種類の移動パターンに分類されることが分かった。

第Ⅱ編の第6章では、不規則波による水理実験の制御と解析を、リアルタイムで行うシステムを作成し、2次元造波水槽に適用した。その結果、造波された不規則波形は、期待通りのスペクトル特性を示し、システムの有用性が確かめられた。また、マイクロコンピュータを実験室内で用いた結果、単に費用の問題のみならず、リアルタイム処理の長所により、実験の効率化、高精度化、信頼性の点からも、非常によい結果を得ることが分かった。次に、一樣勾配斜面上の砕波帯における不規則波の波高変化について、規則波との比較を含めて、実験的研究によりその特性の検討を行った。波別解析法では、不規則波の波高、周期および総エネルギー量の変化が、浅海域を進行する場合に、どのように変化するかを明らかにすることができた。また、スペクトル解析法では、岸に向かうにつれて、ピークエネルギーが低下し、主ピークが低周波数域へ若干移動し、高周波数域のエネルギー密度の増加

が見られることが分かった。また、水深が浅くなるにつれ、広い周波数帯でエネルギーが分布することが分かった。これは、斜面上を進行するにつれ、大きなエネルギーを持ったピーク周波数帯の波からのエネルギーが、高周波数帯の波へ移行するためと思われる。砕波後は、急激にエネルギーが低下するが、特にピーク周波数帯のエネルギー減少が激しいことが分かった。

第Ⅲ編の第7章では、波浪応答における海底地盤の破壊に関して、これまでの1次元の判定方法に加え、2次元および3次元の判定方法を提案して検討を加えた。その結果、1次元の判定規準である有効鉛直応力が負になる領域で海底地盤の不安定性を判定するのみでなく、鉛直方向以外の引張り破壊およびせん断破壊が発生する判定条件も検討しなければならないことが分かった。また、波の位相に対して変化する応力状態を検討すると、海底地盤の破壊には波の進行方向に作用する有効水平応力の変動成分が重要な役割をすることが分かった。波浪条件に関しては、設計波が作用する場合の方が暴風波が作用する場合より、地盤の不安定領域は相当大きくなる。地盤の物性値の影響は複雑であり、一般に緩い砂地盤の不安定領域が大きい、密な砂地盤とシルト地盤では、使用する破壊の判定規準によって結果が異なる場合があることが分かった。

第Ⅲ編の第8章では、海底地盤が一樣な砂地盤ではなく、基盤が存在する場合について、検討を行った。海底基盤が存在する一樣有限深度海底地盤では、間隙水圧、有効応力の変動成分および体積歪みの周期変化の最大値は、波の峰と谷ではなく、波の峰と谷が通過する少し前の位相で生じることが分かった。また、海底基盤の存在により、位相遅れは非常に大きくなることが分かった。地盤厚が比較的大きい海底地盤では、地盤厚が30m前後の場合に、海底地盤面から地盤面下0m~3mの範囲で、間隙水圧と有効鉛直応力の減衰が非常に大きくなり、位相遅れは地盤厚が30mで約1.5倍と大きくなることが分かった。地盤厚が10m以内の海底地盤では、特に、地盤厚が2mの場合には、海底基盤の影響を大きく受けた。これらのことから、波による海底地盤の応答における海底基盤の存在による影響は、本研究で設定した波の諸元および海底地盤の物性値によると、地盤厚が30m前後と2m前後の場合に非常に大きくなることが分かった。

第Ⅲ編の第9章では、波による海底地盤の応答における地盤の異方性の影響について検討を行った。まず、直交異方性の海底地盤の波浪応答の基礎方程式を誘導し、これを特性方程式により解く方法について述べた。次に、現実の海底地盤で想定し得る土粒子骨格の弾性学的係数の異方性の範囲について、詳細に検討を行った。解析は、地盤の土粒子骨格の弾性学的係数である縦弾性係数の異方性、せん断弾性係数の異方性、ポアソン比の異方性および地盤の透水係数の異方性の影響について検討を行った。その結果、縦弾性係数の異方性の影響は非常に大きく、鉛直方向と水平方向の縦弾性係数の比が2.5程度の異方性では、位相遅れを約5割程度も増加させることが分かった。このため、間隙水圧は、地盤下部への伝達減衰が強くなり、応力状態も不安定になることが分かった。せん断弾性係数は、異方性が大きくなると位相差はむしろ小さくなり、これに伴って、間隙水圧の伝達減衰が弱くなり、応力状態は不安定になることが分かった。ただし、影響の程度は、縦弾性係数に比べてかなり小さい。ポアソン比は、0.5程度になると、異方性の影響は非常に大きくなり、等方性の場合に比べて、位相遅れは約2倍以上になることが分かった。透水係数の異方性は、位相差の鉛直分布の形状に大きな影

響を与えることが分かった。透水係数の異方性により、位相遅れの値の大きさは余り変化しないが、位相遅れの集中度に及ぼす影響が大きく、これが地盤の不安定性の大きな要因となることが分かった。また、全ての弾性学的係数と透水係数を異方性とした異方性地盤モデルを設定したところ、各々の異方性の程度が弱くても、相乗効果により不安定領域が広がることが分かった。以上のことから、波による海底地盤の応答において、地盤の不安定性に及ぼす地盤の異方性の影響が、どのような条件で大きくなるかを明らかにすることができた。

本章である第10章では、全体の成果を総括し、本論文の結論とした。

著者による主な関係論文

参考論文

- (1) 廣部英一・大野木常行・田辺正信・高瀬信忠：芝原用水の成立と発展および現在の住民の利用意識，第8回日本土木史研究発表会論文集，pp. 150～159，1988年6月。
- (2) 広部英一・高瀬信忠・宇治橋康行：河川中下流部における洪水時の流況に関する一考察，土木学会論文集，第397号／VI-9，pp. 67～74，1988年9月。
- (3) 矢富盟祥・由比政年・石田 啓・廣部英一：海底地盤の波浪応答に対する地盤の異方性の影響，海岸工学論文集，第42巻，pp. 1011～1015，1995年11月。
- (4) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年：波浪による海底地盤内の有効応力の分布特性および地盤の破壊領域，海岸工学論文集，第43巻，pp. 1026～1030，1996年11月。
- (5) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥：波浪による異方性海底地盤の不安定領域について，水工学論文集，第41巻，pp. 675～680，1997年2月。

副論文

- (1) 広部英一：沖積平野における被圧地下水の水収支，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第10号，pp. 171～184，昭和52年2月。
- (2) 広部英一：低水流出解析における有限要素法の適用について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第11号，pp. 197～216，昭和53年3月。
- (3) 広部英一：沖積平野における被圧地下水のかん養について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第12号，pp. 155～169，昭和53年12月。
- (4) 広部英一：不飽和浸透における間隙空気の役割について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第13号，pp. 147～173，昭和55年1月。
- (5) 高瀬信忠・広部英一：福井平野における被圧地下水の水収支に関する研究，金沢大学日本海域研究所報告，第12号，pp. 79～89，昭和55年12月。
- (6) Eiichi Hirobe : Finite Element Analysis of Navier-Stokes Equations using Vorticity and Stream Function, 福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第14号，pp. 193～207，昭和55年12月。
- (7) 加藤哲男・児玉 忠・広部英一：都市河川を考慮した土地利用計画，第4回土木計画学研究発表会講演集，pp. 114～119，昭和57年1月。
- (8) 広部英一：内水都市河川底喰川の洪水流出形態，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第16号，pp. 145～160，昭和57年12月。
- (9) 広部英一：閉塞二層砂への不飽和鉛直浸透に関する実験的研究，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第17号，pp. 177～191，昭和58年12月。

- (10) 広部英一：湛水が散在する砂層への不飽和二次元浸透に関する実験的研究，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第17号，pp. 193～200，昭和58年12月。
- (11) 広部英一：不規則波造波およびデータ処理システムについて，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第18号，pp. 151～164，昭和59年12月。
- (12) 広部英一・石田 啓：砕波による底面近傍における流速場の構造および底面砂粒子の移動について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第19号，pp. 351～375，昭和60年12月。
- (13) 広部英一：一様勾配斜面上における不規則波の波高変化に関する実験的研究，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第19号，pp. 377～393，昭和60年12月。
- (14) Eiichi Hirobe : Finite Element Analysis of Two-Phase Infiltration, 福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第20号，pp. 177～184，昭和61年12月。
- (15) 広部英一・森脇栄一・宮本 亘：エネルギー方程式および運動量方程式を用いた不定流計算法の実河川への適用について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第20号，pp. 185～202，昭和61年12月。
- (16) 広部英一・石田 啓：一様勾配斜面上の規則波における水粒子速度の周波数応答関数について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第20号，pp. 203～221，昭和61年12月。
- (17) 高瀬信忠・広部英一・加藤哲男：芝原用水の成立と変遷，金沢大学日本海域研究所報告，第18号，pp. 107～118，昭和61年12月。
- (18) 高瀬信忠・広部英一：芝原用水の土木史的評価，金沢大学日本海域研究所報告，第19号，pp. 85～98，昭和62年10月。
- (19) 高瀬信忠・広部英一：九頭竜川の洪水関係資料，金沢大学日本海域研究所報告，第19号，pp. 211～236，昭和62年10月。
- (20) 広部英一・石田 啓・高瀬信忠：一様勾配斜面上の浅水変形における流れ関数法の適用について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第21号，pp. 131～147，昭和62年12月。
- (21) 高瀬信忠・広部英一：芝原用水の計画設計と施設管理の現況および地域住民の利用意識，金沢大学日本海域研究所報告，第20号，pp. 111～130，昭和63年10月。
- (22) 渡辺康二・廣部英一・宇治橋康行：融雪および融雪水による土壌水分の変化について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第22号，pp. 145～157，昭和63年12月。
- (23) 廣部英一：芝原用水の土木史，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第22号，pp. 167～184，昭和63年12月。
- (24) 廣部英一・石田 啓・町村俊彰：一様勾配斜面上の砕波帯における線形フィルター法の適用性について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第22号，pp. 185～200，昭和63年12月。
- (25) 廣部英一・加藤哲男・高瀬信忠：福井市における河川水害と水害対策に関する住民意識，金沢大学日本海域研究所報告，第21号，pp. 83～98，平成元年10月。
- (26) 廣部英一・石田 啓・藤井昌彦：離散渦法による砂漣上の流況の数値シミュレーション，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第23号，pp. 137～147，平成元年12月。
- (27) 廣部英一・高瀬信忠：大野盆地における小字名と旧河道の関係について，金沢大学日本海域研究所報告，第22号，pp. 177～187，平成2年10月。
- (28) 廣部英一：九頭竜川中流部における旧河道と小字名について，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第24号，pp. 111～129，平成2年12月。
- (29) 廣部英一：画像処理による砕波時の気泡混入領域の流速場の計測，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第26号，pp. 155～164，平成4年11月。
- (30) 宇治橋康行・畑 時男・高瀬信忠・広部英一：酸性雪の化学成分とその堆積・流出過程に関する研究，水工学論文集，第38巻，pp. 101～106，平成6年2月。
- (31) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年・玉置芳幸：波による海底地盤の応答における地盤の厚さの影響，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第29号，pp. 121～135，平成7年11月。
- (32) 由比政年・石田 啓・矢富盟祥・廣部英一・保智正和：二相混合体内の波動伝播に基づく海底地盤の波浪応答の理論解，海岸工学論文集，第43巻，pp. 1021～1025，平成8年11月。
- (33) 廣部英一・石田 啓・矢富盟祥・由比政年：波による海底地盤の応答における地盤の異方性の影響，福井工業高等専門学校研究紀要 自然科学・工学，第30号，pp. 59～72，平成8年11月。

謝 辞

著者は、昭和49年3月に、金沢大学工学部修士課程を修了し、同年4月に、福井工業高等専門学校助手として奉職する機会を得ました。同土木工学科は創設期であったため、教官は著者を含め6名で、学生も学年進行中でした。始めは測量学や図学を、昭和51年に講師に昇格してからは、水工学に関する全ての科目を任され、水理学、河川工学、海岸工学、情報処理および水理実験を担当しました。高等専門学校の5年生には卒業研究があり、学生達と一緒に、興味ある研究をすることは楽しいことでした。著者が、学位取得を強く意識し、そのための準備と努力を始めたのは、昭和60年頃からです。本論文は、この間の研究成果をまとめたものです。

本論文を、博士論文としてまとめることができましたのは、金沢大学石田 啓教授による熱意あるご指導とご助力によるものであり、研究を通じて受けました数多くのご教示に対して、深く感謝の意を表し、厚くお礼を申し上げます。

金沢大学高瀬信忠教授には、著者の学生時代から長い間にわたり、公私共に数限りないご指導とご厚情を頂きました。北浦 勝教授には、著者が本論文をまとめるに当たって、格別のご配慮を頂きました。矢富盟祥教授には、著者が本論文をまとめるに当たって、直接の適切なご指導を頂きました。由比政年助手には、本論文の重要な章の研究を進めるに当たって、ご助言を頂きました。斎藤武久助手には、本論文の作成に当たって、ご協力を頂きました。

また、福井工業高等専門学校での卒業研究を、大変多くの学生諸君が、著者の研究室で行ってくれ、著者の研究に協力をしてくれました。

以上、本論文をまとめることができました経緯を述べ、ご指導およびご協力頂いた方々に対して、再度、厚くお礼を申し上げます。著者にとりまして、長年月にわたる努力が、本論文の完成によって報われた思いであり、大変に嬉しく、深く感謝しております。

最後に、これまで著者を支えてくれた両親と家族に、心をこめて感謝の気持ちを送ります。

平成9年1月

廣 部 英 一

