

Title	浅海波の変形機構と波浪制御に関する基礎的研究			
Author(s)	当田,好一朗			
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文			
Version Type	VoR			
URL	https://hdl.handle.net/11094/1374			
rights				
Note				

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

浅海波の変形機構と波浪制御に関する基礎的研究

昭和51年9月

岩 田 好一朗

序 論
第1節 概 説 1
第2節 本研究の目的と概要 3
第1編 浅海波の砕波変形機構に関する基礎的研究
第1章 緒 論 5
第2章 段波の変形機構に関する基礎的研究15
第1節 概 説15
1 - 1 既往の研究 15
1 - 2 理想段波16
第2節 段波の変形に関する水理実験18
2 – 1 実験装置と実験方法18
2 - 1・1 実験装置18
2-1·2 実験方法20
2 - 2 分散波の形態20
2-3 分散波の伝播速度 25
2-4 分散波の波高及び波長25
第3節 分散波の分散機構29
3-1 理論解析29
3-2 水理実験による検証30
第4節 分散波の変形機構 33
4-1 理論解析 33
4 - 2 数値計算による解析 35
4 - 2·1 数值計算方法 35
4-2・2 数値計算値と水理実験値との比較
第5節 分散波の砕波機構38
5 - 1 理論解析38
5-2 水理実験による検証 42

目 次

(1)

第6節結論	- 44
参考文献	45
第3章 周期波の砕波変形機構に関する基礎的研究	49
第1節 概 説	49
第2節 水理実験による砕波現象および砕波の挙動の解明	49
2-1 実験装置と実験方法	49
2-2 砕波型式	50
2-3 気泡連行と horizontal roller	- 53
2 - 4 砕波波高と砕波峰高	56
2-5 砕波後の平均水位変動	58
2 - 6 砕波後の波高変化と波形変化	60
2 - 6·1 波高変化	60
2 - 6・2 波形変化	62
2-7 砕波後の水粒子速度と波速	63
2 - 7·1 水粒子速度	63
2-7.2 波 速	69
2-8 砕波にともなう波形の乱れ	71
2-8・1 次元解析にもとづく平衡勾配	71
2-8・2 水理実験との比較	7 4
第3節 砕波の内部機構に関する検討	85
3-1 horizontal rollerによる波の減衰機構	86
3-1·1 horizontal rollerの特性	86
3-1·2 horizontal rollerによるエネルギー逸散率	88
3-2 底面摩擦による波の減衰機構	9 0
3-2·1 底面摩擦応力測定装置(shear meter)	90
3-2・2 実験方法と解析方法	92
3-2・3 底面摩擦応力の特性について	95
3-2・4 底面摩擦による波高減衰	101
3-3 気泡連行による波の減衰機構	103
3-3·1 Führböter のモデル	103

3-3.2 水理実験による検討	104
3-4 砕波後の波高減衰の数値計算	- 106
3-4-1 基礎式	- 106
3-4·2 乱れのモデル化	108
3 – 4・3 有限差分法による数値計算	110
第4節 波の変形にともなう平均水位の変動機構	112
4 - 1 基礎式	112
第5節 結 論	117
参考文献	118
第2編 構造物による浅海波の変形機構とその制御工法―とくに位	
相差の効果 — に関する基礎的研究	
第1章 緒 論	123
第2章 透過性構造物による浅海波の変形機構とその制御工法に関	
する基礎的研究	- 125
第1節 概 説	125
第2節 多孔壁型透過性構造物による浅海波の変形	125
2-1 理論解析	125
2-2 水理実験	129
2-2・1 実験装置と実験方法	- 129
2-2・2 実験結果とその検討	129
第3節 横スリット型防波堤による浅海波の変形	1 <u>3</u> 3
3-1 理論解析	133
3-2 水理実験	136
3-2・1 実験装置と実験方法	136
3-2・2 実験結果とその検討	137
第4節 複列透過性構造物による浅海波の変形	144
4-1 理論解析	144
4-1・1 2列透過性構造物による反射率,透過率とエネルギ	
- 損失	144

4-1・2 多列(2列以上)透過性構造物による反射率,透過

率とエネルギー損失	151
4-2 水理実験	152
第5節 結 論	158
参考文献	160
第3章 遊水部を有する鉛直消波岸壁・護岸による浅海波の変形	
機構とその制御工法に関する基礎的研究	163
第1節 概 説	163
第2節 規則波に対する理論解析	164
2-1 一重透過壁に対する理論解析	164
2-1.1 反射率	164
2-1・2 遊水部内の水位変動	166
2 - 1·3 消波特性	166
2-2 二重透過壁に対する理論解析	172
2 - 2·1 反射率	172
2-2・2 遊水部内の水位変動	177
2 - 2·3 消波特性	180
2-2・4 一重透過壁型と二重透過壁型の消波効果の差異	185
2-3 最大の消波効果をもたらす岸壁構造	188
2-3・1 一重透過壁の場合	188
2-3・2 二重透過壁の場合	191
第3節 規則波による水理実験	192
3-1 実験装置と実験方法	192
3-2 一重透過壁の場合	195
3-2·1 反射率	195
3-2・2 遊水部内の水位変動	200
3-3 二重透過壁の場合	200
第4節 多成分波に対する理論解析	206
第5節 2成分合成波と3成分合成波による水理実験	210
5-1 実験装置と実験方法	211
5 - 2 実験波	212

(4)

5-3 実験	統果とその検討	214
5 - 3・1 水	<面波形(重複波の波高分布)	214
5-3・2 消	资济性	218
第6節 不規則	波による水理実験	224
6-1 実験	養置と実験方法	224
6-2 実験	途結果とその検討	226
6 - 2・1 前	「面水域の波高分布	226
6 - 2・2 遊	弦水部内の水位変動	228
6 - 2・3 消	波特性	231
第7節 結 論	à	236
参考文献		237
第4章 離岸堤の)設置にともなう浅海波の変形機構とその制御工法	
に関する	基礎的研究	239
第1節 概 諒	é ·	239
第2節 理論解	释析	241
2-1 海岸	堤防前面波高と養浜工前面反射率及び離岸堤前面	
反象	摔について	241
第3節 水理実	《験	244
3-1 規則	波の実験	244
3 - 1 · 1 実	ミ験装置と実験方法	244
3 - 1・2 階	1段状水深急変にともなう浅海波の反射率, 透過率	
ځ	位相差	244
3-1・3 法	諸海波の変形に及ぼす養浜工長の効果	247
3-1・4 浅	『海波の変形に及ぼす離岸堤の設置距離(ℓ₁ + ℓ₂)	
Ø)効果	249
3-2 不規	1則波の実験	251
3-2・1 実	《験装置と実験方法	252
3-2・2 実	、 験結果とその検討	252
第4節 結 論	Ì	255
参考文献		255

(5)

結語・謝辞 ------259

序論

第1節概説

近年,高度の経済成長に伴い生産活動の場の拡張の要求が高まるにつれて,沿岸・海 岸地域の平地に占める我国の国土の割合は極めて小さい事から,海岸を埋めたてて造成地 を作り,高度に沿岸を利用・開発して生産活動の場を拡張してきた事は周知の事実である。 とくに,海岸・沿岸地域の加工生産活動及び人口集中率の高い住民の社会活動を円滑且つ 安全ならしめるためには各種の防災面からの総合的な検討・論議が必要であるが、その場 合の技術的問題の基礎となるのは海岸・沿岸附近における自然現象の把握であり、とりわ けその主要な外力の一つとしては波の力の把握が挙げられる。とくに、護岸・海岸堤防な どの海岸・港湾構造物のほとんどは浅海域に構築されているため、浅海域での波の挙動と その特性を的確に把握すること、つまり浅海波の挙動の予知と推算は極めて重要であり最 も基本的なことの一つである。また、防災面から言えば、こういった浅海波の性状を熟知 した上で的確に波を制禦することが不可欠であり、工学の面、特に海岸・港湾工学の分野 に課される役割は重要であると言わねばならない。

いうまでもなく、この波の制禦は人間がその英知により自然外力に対処する基本的な方 法の一つであり、各種の周波数を有する波を意のままに効果的に制禦できれば海岸・沿岸 災害の防止・軽減、ひいては、国民の産業・経済活動に大きく貢献することは明らかであ ろう.

ところで、海岸に来襲する波はその発生源により、風浪、津波及び高潮と大別されるが、 このうち最も来襲頻度の高いのは本論で主として取り扱う周期の短かい風浪であり、台風 時や冬期の風浪の破壊力には著しいものがある。海岸・港湾構造物の設置されている浅 海域では潮位との関連性を含めて、波が砕けないで来襲する場合と砕けて砕波帯を形成し て来襲する場合がある。砕波しない場合は、浅海域での波の変形性状については理論的・ 実験的にかなりの検討が加えられて、工学的には実用に供する段階に**煮**しつつあると考え られる。ところが、破壊力の大きい台風時や冬期の風浪のほとんどは浅海域で砕波して砕 波帯を伴うため、砕波及び砕波帯内及びそれ以浅の水域での波の挙動を把握しない限 り、海岸・港湾構造物の合理的な設計及び防災面での波の制禦工法は確立しえないといっ ても過言ではない。

この砕波変形を的確に把握することの重要なことは上述したことから明らかであり、砕

-1-

波に関する研究は工学的には、1944年に米国海岸浸蝕局(Beach Erosion Board)¹が 海岸の現地観測値をまとめて砕波指標(Breaker Index)を図表化した事をその緒とし ている。それ以後数多くの研究者により研究が遂行され、第1編で後述するような、研究 成果がかなり得られている。しかし、砕波はエネルギーの放出を伴う 強い 遷移過程であ るため浅海波の挙動が多岐にわたり、研究されている割には問題点が多く、その変形特性 については、系統づけられて実用に供するまでに到っていない。これは基礎的な面からの 論議、つまり砕波変形の内部機構、エネルギー逸散の内部機構の本質論からの検討が少 ない為で、この面での系統的な研究は工学面から急務とされている。

さて、つぎにこれらの浅海波の変形特性が系統立って解明され正確に予知・推算された とすれば、後は海岸・港湾構造物の設計の面及び海岸防災の面からはその浅海波の制禦が 問題になる。

波浪の制禦はその発生原因の制禦と発生後の波の制禦に大別されるが,波浪の発生は風, 気圧変化,地震などの気象,地球物理的な原因により生起するものであるからこの面での 制禦は現在の所不可能に近い.したがって,現在われわれが考えうるのは、発生後の波の 制禦ということになる.制禦すべき波浪の特性はいうまでもなく,波高,周期,伝播方向 の3つの因子により決定されるので,要は,この3つの因子の制禦をいかにして行なうか ということになろう.

このうち、周期の制禦については現在のところ、来襲波を強制砕波させ高次の周波数成 分の波を生起さす以外に有効な方法がないと判断されるが、これについては今後充分検討 していかなければならない重要な課題である。一方、波の伝播方向の制禦は波の回折、屈折、 反射などを利用する方法があり、例えば不透過性防波堤によりその背後の静穏化を確保する ような工法にみられるように、回折、反射、屈折などを適当に組合せると制禦することが でき、本論であらためて新しく取り扱う必要はない。したがって、当面の問題は波高の 制禦ということになる。いうまでもなく波動のエネルギーは波高の2乗に比例するので、 波高の制禦は波動エネルギーの制禦に直結する。したがって、工学面ではこの波高の制禦 が極めて重要となる。この波高の制禦、つまり波高減衰を生起せしめる機構としては(1)水 粒子運動の阻止、(1)構造物法面での砕波、(1)構造物による摩擦、粘性抵抗、噴流混合、(V) 構造物による反射、透過、(V)構造物間での波の位相差、などが挙げられよう。今述べた減 衰機構は、むろん在来の海岸構造物をはじめ、近年活発に研究開発が進められている透過 性防波堤、護岸や浮防波堤にも組込まれている。従来、主に(1)~(IV)の効果が実験的・理論 的に論議されてきているため、こういった効果の基本的な特性は**第2編**で述べるようにか なり解明されている.ところで、構造物を用いて波を減衰さす場合、入射エネルギーの一部は構造物の背後に伝達するが、残りの部分の大半は沖側に反射するため場合によって大きな反射波が形成される.近年、船舶の激増にともなう就航の面から内海、沿岸海域でのこのような反射波高を極力小さくすることが強調されているが、(i)~(IV)の効果を併用しても伝達波と反射波を同時に小さくすることはほとんど不可能に近く、上述の(V)の効果、つまり波の位相差を利用する方法をも同時に併用する必要があると判断される.²⁰ 浅海波の変形に及ぼすこの波の位相差の効果については従来あまり検討されておらず、理論的かつ、実験的な両面での研究が必要とされているのが現状といえる.

第2節 本研究の目的と概要

第1節で述べた背景に基づき、本論文は、浅海波の砕波変形機構を実験的、理論的に明 らかにして、砕波後の波の特性を推算する場合の基礎資料を供する.ついで浅海波を制禦 する工法の一つとして構造物間での波の位相差を利用する工法をとりあげ、構造物による 浅海波の変形機構を理論的に明らかにし、その妥当性を水理実験により検証して、位相差 を利用する波の制禦工法の確立を目指すのが本研究の目的とするところである.

このため、本論は第1編と第2編に分けて構成される.

第1編では浅海波の砕波変形機構を明らかにし,第2編では構造物による浅海波の制禦 工法,特に波の位相差の効果を明らかにする.

まず,第1編は第3章より構成されており,

第1章では, 浅海波の砕波変形に関する既往の研究成果と問題点を緒論として述べる.

第2章で、段波の変形機構を取り挙げて、段波の分散機構、分散波の変形機構、分散波 の砕波機構などを理論的並びに実験的に明らかにする.なお、第2章で段波を取り挙げた のは後述の第3章で述べる周期波の砕波後の波のモデルとして従来よく段波理論が用いら れてきているためその妥当性の可否を明確にする意味も含まれている.

第3章では,主として一定水深域での周期波の砕波変形機構を取り挙げて,砕波型式と その分類,砕波時の波の特性などをまず水理実験により明らかにする.ついで砕波後の波 の変形機構について理論的・実験的な検討を加えて,砕波変形の内部機構を明らかにする. 最後に砕波後の波動式を提案し,数値計算により解を求めその妥当性を水理実験により検 証する.

つぎに、第2編は第4章より構成されており、

第1章では,緒論として,構造物による浅海波の変形機構,特に位相差の効果を研究する意義を明らかにする.

第2章では、従来のコンクリート製の構造物と異なった、鋼材を主体とした簡易透過性 構造物による浅海波の制禦法について検討を加えたもので波の変形特性をも明らかにする。 特に複数列配置された構造物では構造物間での波の反復反射による位相差が浅海波の変形、 ひいては波の制禦に極めて重要な寄与をすることを理論的目つ実験的に明らかにする。

第3章では,第2章で明らかにした波の位相のずれが直接重要な要素となる遊水部を有 する鉛直消波岸壁をとりあげて,浅海波の変形を理論的,実験的に明らかにする。ついで, 消波効果を最大ならしめ,且つ遊水部内での水面振動を極力小さくせしめる消波岸壁型式 を提案する。

第4章では,離岸堤の背後に人工養浜工と海岸堤防が近接して設置されている状況での 浅海波の変形機構をとり挙げて,離岸堤の設置距離の変化に伴う 浅海波の変形性状を理 論的,実験的に明らかにする。そして海岸堤防前面の合成波高を極力小さくせしめる離岸 堤の設置距離の効果について検討を加える。なお本章でも,離岸堤と海岸堤防間で波の反 復反射による位相のずれが浅海波の変形に重要な寄与をすることが明らかにされる。

参考文献

- U.S. Navy Hydrographic Office : Breakers and surf : principles in forecasting, H.O. Pub. No. 234, 1944.
- 2) 椹木亨・岩田好一朗:透過性構造物による波の変形について,第19回海岸工学講演 会論文集,1972, pp. 199 ~ 206.

第 1 編

浅海波の砕波変形機構に関する基礎的研究

第1章 緒 論

波が海岸に接近し、水深が浅くなるにつれて変形し、前後の波形の対称性を失ない、や がて波としての運動を保持できなくなり砕波となって波から流れへの形式に移行して、打ち 上げ波となっていくことはよく知られている. 波が砕けて流れへと転換される砕波変形過 程は水理学的に興味深い問題であり、また現在の防災工学上の海岸港湾構造物すなわち海 岸堤防や離岸堤などはほとんど砕波点より陸側に設けられることが多いため、その合理的 な設計に必要な波圧、波の打ち上げ高、法面洗掘、漂砂の特性などを的確に把握するため にも浅海波の砕波変形過程とその機構の解明がのぞまれてきた. このため 1951 年、Iversen¹⁾の実験的研究をその緒として、従来多くの実験的、理論的な解明が試みられてきて いる. 砕波変形機構に関する研究は、(1)砕波機構、(1)砕波後の波の変形機構に大別される. 砕波はその砕ける形状により(1)崩れ波(spilling breaker)、(1)巻き波(plunging breaker)、(1)くだけ寄せ波(surging breaker)に分類されることが、Iversen³、速 水³⁾、Patric & Wiegel⁴⁾ などにより実験的に指摘され、さらに近年Galvin⁵⁾ は上述の surging breaker を collapsing breaker と surging breaker に分類している.

砕波の力学的内部機構はこういった砕波型式別に異なるものと考えられ、その砕波型式 別に水面波形及び水粒子の運動の実態を明らかにしようとする試みが従来行なわれてきた、 しかし、不安定な遷移過程の極限としての砕波瞬時の流速などの水理諸量の特性を精度高 く計測してその内部機構を解明することは実験計測上極めて困難であるため、直接砕波の 内部機構そのものを論議することは避け、むしろ現象に即応するような砕波のモデル化を 行なって砕波条件を設定し、有限振幅深海波理論、有限振幅浅海波理論、孤立波理論、ク ノイド波理論、有限振幅長波理論などの従来の波動理論を拡大適用して、砕波時の波高、 波速、水深などの水理諸量を理論的に求めて、実験的に精度高く得られた砕波波高、波速、 砕波水深などと比較することにより先のモデル化した砕波条件の妥当性を検証する方法が 1950 年代より 1960 年代にわたって行なわれてきた。これらの設定された砕波条件の主た るものはつぎのごとくである。

(1)波の峰における水表面の水平方向水粒子速度Uが波速Cに等しいか,またはそれより大きくなるとき.

(2 波の峰で,前後の波面の接線のなす波面接線角が 120°になり峰に 尖点を生じ波頭の 接線が不連続となる場合,(この条件は多くの場合(1)の条件と一致するが風の影響などで 必ずしも一致しないこともある.) (3)波形の非対称性が著しくなって、波頭前面が鉛直に立ち上った場合。

(4)波の峰と水底とにおける水粒子の速度に大差を生じ、波頭が進みすぎて波の運動が破壊される場合.

(5)波の表示式がその定常解を失なうとき、すなわち有限振幅波を表わす無限級数解が発散する場合.

(6波を表示する特性曲線群が交わって包絡線をつくる場合.

したがって、この(1)~(6)の砕波条件を上述したように有限振幅深海・浅海波理論、有限 振幅長波理論と孤立波理論に適用すれば砕波限界及び砕波特性が理論的に求まり、今まで 得られた主たる砕波限界式を列挙すれば表-1・1・1 をうる。

Investigator	year	Wave theory	Criteria of breaking	Breaking condition
Stokes ⁸⁾	1847	Solitary wave	$\theta_{\rm crest} = \frac{2}{3} \pi$	limiting Crest Angle
Boussinesg ¹⁹⁾	1871	Solitary wave	$H_{b} / h_{b} = 0.73$	U = C
Mc Cowan ^{2 0)}	1891	Solitary wave	$H_{b} / h_{b} = 0.75$	
Michell ²¹⁾	1893	Solitary (for deep water)	$\left(\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{L}}\right)_{\mathrm{b}} = 0.142$	limiting Crest Angle
Mc Cowan ⁹⁾	1894	Solitary wave	$\mathbf{H_b} / \mathbf{h_b} = 0.78$	U = C Iimiting Crest Angle
Gwyther ²²⁾	1900	Solitary wave	$\mathbf{H}_{\mathbf{b}} / \mathbf{h}_{\mathbf{b}} = 0.83$	
Miche ²³⁾	1944	Solitary wave (for shallow water)	$\frac{\mathbf{H}_{b}}{\mathbf{L}_{b}} = 0.142 \tanh \frac{2\pi \mathbf{h}_{b}}{\mathbf{L}_{b}}$	
Stoker ¹⁴⁾	1948	Long wave	$X_{b} = 2 h \sqrt{gh \cdot T} / 3\pi H$ $t_{b} = 2 h T / 3\pi H$	特性曲線群 交又
Munk ²⁴⁾	1949	Solitary wave	$ \begin{array}{l} {{{H}_{b}}\left/ {{h}_{b}} = 0.78} \\ {{{H}_{b}}\left/ {{{H}_{0}}} \right.} = 1/3{\cdot}{3^{3}}\sqrt{{{{H}_{0}}\left/ {{{L}_{0}}}} \end{array} } \end{array} $	U = C
Hama da ²⁵⁾	1951	Surface wave (for shall ow water)	$\frac{\mathrm{H_{b}}}{\mathrm{L_{b}}} = 0.197 \mathrm{t} \mathrm{anh} \frac{2 \pi \mathrm{h_{b}}}{\mathrm{L_{b}}}$	$\mathbf{U} = \mathbf{C}$
Miche ²⁶⁾	1951	Surface wave (for shall ow water)	$\frac{\mathrm{H}_{\mathrm{b}}}{\mathrm{L}_{\mathrm{b}}} = \sqrt{\frac{2\mathrm{S}}{\pi}} \cdot \frac{\sin^2\mathrm{S}}{\pi}$	
Dannel ²⁷⁾	1952	Semi Experiment	$\frac{\mathrm{H}_{\mathrm{b}}}{\mathrm{L}_{\mathrm{b}}} = 0.120 \mathrm{tanh} \frac{2 \pi \mathrm{h}_{\mathrm{b}}}{\mathrm{L}_{\mathrm{b}}}$	Semi Experiment

表-1・1・1 主たる砕波限界式

Investigator	year	Wave theory	Criteria of breaking	Breaking condition
Davies ²⁸⁾	1952	Solitary wave	$H_b / h_b = 0.83$	
Packham ²⁹⁾	1952	Solitary wave	$H_{b} / h_{b} = 1.03$	
Sato ³⁰⁾	1954	Surface wave (for shallow water)	$\frac{\mathbf{H}_{b}}{\mathbf{h}_{b}} = \frac{3}{4} + 0.067 \left[\frac{\mathbf{H}_{b}/\mathbf{L}_{b}}{\left(\frac{1}{7}\right) - \left(\frac{\mathbf{H}_{b}}{T_{c}}\right)} \right]$	U=C
岸 ³¹⁾	1955	Surface wave	$\frac{k_b a_b \operatorname{coth} k_b h_b + k_b^2 a_b^2 (1 + \operatorname{coth}^4 k_b h_b)}{+ k_b^3 a_b^3 (\operatorname{coth}^3 k_b h_b + (\frac{7}{2}) \operatorname{coth} k_b h_b} = 1$	U=C
Greenspan ¹¹⁾	1958	Long wave	$ \begin{array}{c} \mathbf{X}_{b} = \mathbf{t}_{b} - \frac{1}{4} \mathbf{t}_{b}^{2} \\ \mathbf{t}_{b} = 2 \left\{ 1 - \left(\frac{2 \mathbf{m}_{0}}{1 + 2 \mathbf{m}_{0}} \right)^{2/3} \right\} \end{array} $	波先波面勾 配= 90°
Chappe lear ³²⁾	1959	Solitary wave	$H_{b} / h_{b} = 0.87$	$\mathbf{U} = \mathbf{C}$
Laiton ³³⁾	1960	Solitary wave	$H_b / h_b = 0.73$ or 0.71	鉛直方向速度 の不連続性
Keller ³⁴⁾	1961	Surface wave (for shallow water)	$\frac{\mathrm{H}_{\mathrm{b}}}{\mathrm{L}_{\mathrm{b}}} = \frac{\mathrm{S}^{2}}{2\pi} \sqrt{\frac{2\mathrm{S}}{\pi}} \frac{4\pi \mathrm{h}_{\mathrm{b}}}{\frac{4\pi \mathrm{h}_{\mathrm{b}}}{\mathrm{L}_{\mathrm{b}}}} \left\{ \left(\tanh \frac{2\pi \mathrm{h}_{\mathrm{b}}}{\mathrm{L}_{\mathrm{b}}} \left(1 + \frac{\mathrm{L}_{\mathrm{b}}}{\sinh \frac{4\pi \mathrm{h}_{\mathrm{b}}}{\mathrm{L}_{\mathrm{b}}}} \right) \right\}^{-1}$	
Kishi ¹²⁾	1963	Long wave	$\begin{aligned} \mathbf{X}_{b} &= \mathbf{t}_{b} - \frac{1}{4} \mathbf{t}_{b}^{2} \\ &- 1 + 0.5 \mathbf{t}_{b} + \mathbf{m}_{0} \mathbf{t}_{b} \left(1.5 + 0.1875 \mathbf{t}_{b} \right. \\ &+ 0.078125 \mathbf{t}_{b}^{2} + 0.03418 \mathbf{t}_{b}^{3} + \\ &+ 0.015381 \mathbf{t}_{b}^{4} + \cdots \right) = 0 \end{aligned}$	波先波面勾 配= 90 °
Kishi ³⁵⁾	1966	Surface wave	$H_{b}/h_{b} = 5.68 S^{0.4}$	(Experiment)
Lenau ³⁶⁾	1966	Long wave	$H_b / h_b = 0.83$.	
Camfield - ³⁷⁾ Street	1966	Experiment (for solitary wave)	$\frac{\mathbf{H}_{b}}{\mathbf{h}_{b}} = 0.75 + 25S - 112S^{2} + 3870S^{3}$	(Experiment)
$M \acute{e}haut \acute{e}$ -Koh 38	967 1967	Experiment	$\frac{\rm H_b}{\rm H_0} = 0.768^{1/7} \bigl(\frac{\rm H_0}{\rm L_0}\bigr)^{-1/_4}$	(Experiment)
ただし、S:水底勾配, H_0 : 沖波波高, H_b : 砕波波高, L_0 : 沖波波長, L_b : 砕波波長, h _b : 砕波水深, m_0 : 波前脚部での静水面となす波面勾配, X_b : 砕波距離, t_b : 砕波時間 $k_b = 2 \pi / L_b, a_b = \frac{1}{2} H_b$, C:波速, U:水平方向水粒子速度				

このうち(1)の条件は Rankine⁶⁾ が与えたもので、砕波条件として最もよく用いられる条件 であるが、その妥当性は水理実験によって明確には検証されていない.⁷⁾ (2)の条件は Stokes⁸⁾ が与えたものであるが、Mc Cowan⁹ の孤立波理論などによると(1)の条件と一致 してしまう。また波形の条件からはMason¹⁰⁾ などは spilling breaker の砕波条件に適用 される場合が多いことを指摘している。(3)の条件については、Greenspan¹¹⁾、岸¹²⁾、6 が砕波限界式を求めている。この砕波限界式は砕波条件からplunging breaker(あるい は surging breaker)に適用されると考えられるが、波の変形の開始点(X=0, X= 距離、t=0, t=時間)の位置が不明確であること、初期波形のとり方次第で砕波点が 変化することもあり、特別な場合を除き実際の砕波現象への適用に際し、一般性を欠くも のと思われる。(4)の条件は汀線近傍でのもどり流れの強い場合の砕波と河川を遡上する 波の砕波に主として適用されよう。(5)の条件については首藤¹³⁾の研究などがある。この 条件で砕波限界式を誘導することは極めて困難である。(6)の条件はStoker¹⁴⁾ が与えたも ので、plunging breaker(あらいは surging breaker)に適用されると考えられるが、 (8)の条件と同様波の変形の開始点と初期波形の取り方で砕波点が変化するため、数学的な 取り扱いの興味は深いが、実際の砕波現象への適用には注意を要する。

このようにして得られた砕波限界式のほとんどが一定水深域に対するものであり、した がってこれらを例えば shoaling の効果, wave set - up ともどり流れが共存する一様傾斜 面での砕波限界式として適用する場合などにはその適用性について充分検討を要すること はいうまでもない。したがって、このようにして得られた砕波限界式、つまり砕波機構そ のものの妥当性について、1960 年代後半論議はなされたが、適用すべき波動理論と砕波 のモデル化の不適確さも相俟って、満足のいく成果が得られず砕波の力学的内部機構の全 貌を解明することが出来なかった。以後1970 年代に入っても砕波機構そのものに関する 研究は継続されているが、水理学的に論議する研究は少なく、またその方法も旧来のもの とあまり変化がない。

一方,砕波後,波動から流れへと転換されて,さらに打ち上げ波となる波の変形過程は エネルギー放出を伴う強い遷移過程であって,工学的にも海岸構造物などの施設の重要 な基礎資料となるため,従来より多くの実験的,理論的な検討がなされてきた。従来の研 究方法はこの砕波後の波の変形性状をマクロ的に把握しようとする方向でおこなわれ,既 存の孤立波理論,有限振幅浅水波理論,段波理論などで砕波後の波のモデル化を行なって, energy method (例えば, Méhauté¹⁵⁾)により,あるいは, analytical method (例えば,

Freeman & Méhauté¹⁶) により波の変形解析が行なわれてきた。しかし、 1960 年代中期 まで続いたこの種の研究も、その砕波後の波の変形のマクロ的な性状を充分説明すること ができず,またモデル理論の適用範囲,砕波型式との対応性などについてもほとんど解明 されなかった。これは本研究で詳述するように砕波後の波の変形過程では砕波により牛起 する乱れと連行気泡量が波の変形の重要な要因であるにもかかわらず、既存の理論では乱 れは底面摩擦といった形だけでしか評価されていないこと、また連行気泡についてはほと んど考慮されていないためと考えられる。1960 年後期に堀川・郭¹⁷⁾ により初めて流体内 部の乱れを等方性乱れと仮定して、砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について考察が 加えられた。しかし堀川・郭は孤立波理論を用いた energy method で解析を行なってい るため波形の変化を論議できない致命的な欠陥を有している。一方,近年Führböter¹⁸⁾ により始めて流体内部の連行気泡の波の変形に及ぼす効果について検討が加えられ、連行 気泡量が多いほど波高減衰が大きいことが定性的に明らかにされた。しかしこの Führböter の論法も energy method に基づくため波形の変化を論議できない致命的な欠 陥を有する.しかし,堀川・郭, Führböter らにより, 等方性乱れ, あるいは連行気泡 量の面から砕波後の波の変形が論議されたことは特筆すべきものといえる、このように砕 波後の波の変形の内部機構の解明への手がかりが得られてきているが、その力学的内部機 構は充分明らかになったとはいい難く,エネルギー逸散を伴う 強い 遷移過程で砕波前後 の波の因果関係が保持されているか否かといった問題も含めて検討すべき問題点が多い。

以後序論で述べたように,第2章で段波の砕波変形機構,第3章で周期波の砕波変形機構について論じていく.

参考文献

- Iversen, H.W. : Laboratory study of breakers, Gravity wave, N.B.S. Circular 521, 1951, pp. 9 ~ 32.
- 2) Iversen, H.W. : Waves and breakers in shoaling water, Proc. 3rd. Conf. on Coastal Eng., 1952, pp. $1 \sim 12$.
- 3) 速水頌一郎: 砕波の機構(I), 第2回海岸工学講演会講演集, 1954, pp.13 ~ 15.

- Patric, D.A&R.L. Wiegel : Amphibian tractors in the surf, Proc. Ist. Conf. on Ships and Waves, 1955, pp. 397 ~ 422.
- 5) Galvin, C.J.: Breaker type classification on three laboratory beaches, Journal of Geophysical Research, Vol. 73, No. 12, June 15, 1968, pp. 175 ~ 200.
- 6) Rankine, W.J.: Summary of properties of certain stream lines,
 Phil. Mag. (4) 29, 1864, pp. 282 ~ 288.
- 7) 岩垣雄一・酒井哲郎・開沼淳一・川島毅:進行波の砕波限界に関する実験,第25回 年次学術講演会講演集,1970, pp。23 ~ 26.
- Stokes, G.G.: On the change of oscillatory waves, Trans. of the Cambridge Philosophical Society, Vol. 8, p. 441, and Supplement, Scientific Papers, Vol. 1, p. 314.
- 9) Mc Cowan, M.A.: On the highest wave of permanent type. Phil.
 Mag. S 5, Vol. 38, No. 233, Oct., 1894, pp. 351~358.
- Mason, M.A.: Some observations of breaking waves, Gravity wave, N.B.S. Circular 521, 1951, pp. 215 ~ 220.
- Greenspan, H.G. : On the breaking of waves of finite amplitude on a sloping beach, Journal of Fluid Mechanics, No. 4, 1958, pp. 330 ~ 334.
- 12) Kishi, T.: Transformation, breaking and run-up of a long wave of finite height, Proc. of 8th. Conf. on Coastal Eng., 1961, pp. 60 ~ 76.
- 13) 首藤伸夫:有限振幅波について一高次級数解による進行波の砕波限界について、土木 研究所報告、111号、1961、pp.1~119.
- 14) Stoker, J.J.: The formation of breakers and bores, The theory

of non-linear wave propagation in shallow water and open channels, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 1, 1948, pp. $1 \sim 87$.

- Méhauté, B.L. : On non-saturated breakers and the wave run-up,
 Proc. of 8th Conf. on Coastal Eng., 1963, pp. 77 ~ 92.
- 16) Freeman, J.C. and B.L. Méhauté : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. of A S C E., Vol. 90, No. HY 2, 1964, pp. 187 ~ 214.
- Horikawa, K. and C.T. Kuo. : A study on wave transformation inside surf zone. Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 217 ~ 233.
- 18) Führböter, A. : Air entrainment and energy dissipation in breakers, Proc. of 12th Conf. on Coastal Eng., Vol. II, 1970, pp. 391 ~ 398.
- 19) Boussinesg, J. : Théorie de l'intumescence liguide appelée onde solitaire ou de translation se propagent dans un canal rectangulaire, Institut de France, Académi de Sciences, Comptes Rendus, June 19, 1871, p. 755.
- 20) Mc Cowan, M.A.: On the solitary wave, Phil. Mag., S. 5, Vol. 32, No. 194, July 1891, pp. 45 ~ 58.
- 21) Michell, A.G.M. : The highest wave in water, Phil. Mag., Vol. 36(5), 1893, pp. 430 ~ 437.
- 22) Gwyther, R.F. : The classes of progressive long wave Phil.Mag., 50, 1900, pp. 213 \sim 216.
- 23) Miche, A. : Mouvements ondulatories de la mer en profondeur constante ou decroissante. Forme limit de la houle lors de som déferlement : Application aux digues maritimes. Ann. Ponts. et

- 11 -

Chausees, Tome 114. 1944, pp. $131 \sim 164$, $270 \sim 292$, $369 \sim 406$.

- Munk, W.H.: The solitary wave and its application to surf problem,
 Ann. N.Y. Acad. Sci., 51, 1949, pp. 376 ~ 424.
- 25) Hamada, T. : Breakers and beach erosion, Rep. Trans. Tech. Res. Inst., Rep. No. 1, 1951.
- 26) Miche, R., : Le pouvoir reflechissant des ouvrages maritimes, Ann. des Ponts et Chaussées, Ministére des Traveux Publics, et des Transports, Paris, May-June, 1951.
- 27) Dannel, P. : On the limiting clapotis, gravity waves, U.S. Dept. of Commerce, N.B.S. Circular 521, 1952, pp. 35~38.
- Davies, T.V. : Symmetrical finite amplitude gravity waves in gravity waves, N.B.S. Circular 521, 1952, pp. 55 ~ 60.
- 29) Packham, B.A.: The theory of symmetrical gravity waves of finite amplitude, I Solitary wave, Proc. Roy. Soc. A, 213, 238, 1952, pp. 238 ~ 249.
- 30) Sato, S.: Surface waves in shallow water, Jour. Res. Public Works. Res. Inst. Vol. 1, 1954.
- 31)岸 力:海岸堤防に関する研究4),進行波の砕波限界,土木研究所報告,第91号, 1955.
- 32) Chappelear, J.E. : On the theory of the highest waves, B.E.B. TM, No. 116, July, 1959.
- 33) Laiton, E.V. : A second approximation to choidal and solitary waves, Jour. of Fluid Mech., Vol. 9, 1960, pp. 430 ~ 444.

-12 -

- 34) Keller, J.B. : Tsunami water waves produced by earthquakes, Tsumami Hydrodynamics Conf., Honolulu, Hawaii, 1961.
- 35) Kishi, T. and H. Saeki, The shoaling, breaking and run-up of the solitary wave on impermeable rough slopes, Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 322 ~ 348.
- 36) Lenau, C.W. : The solitary wave of maximum amplitude, Jour. of Fluid Mechanics, 25, 1966, pp. 309 ~ 320.
- 37) Street, R.L. and F.E. Camfield. : Observation and experiments on solitary wave deformatinn, Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 284 ~ 301.
- 38) Méhauté, B. and R.C.Y. Koh : On the breaking of waves arriving at an angle to the shore, Jour. of Hydraulic Research, 5, No. 1, 1967, pp. 67 ~ 88.

第2章 段波の変形機構に関する基礎的研究

第1節概説

1-1 既往の研究

流量の急激な増加による正の段波は衝撃性の不連続波面をもつ波であるが、津波あるい は高潮の沿岸部での挙動、とくに河川を遡上するそれらの波動がときに段波状をなすこと があるので、段波の諸特性を基礎的に解明することは防災工学上も重要な課題である。

段波が不連続な階段状波面をもつ理想段波として変形することなく伝播するものならば、 その解析的取り扱いは簡単明瞭であり、Rayleigh¹⁰,Lamb²⁰などの古典理論を用いれば 充分である。しかし実際は不安定モーメント³⁰が無限大である理想段波はその進行にとも ないかならず分散し、非線型分散波列からなる波状段波に移行する。したがってこの変形 の過程と機構を明確にすることが重要となることはいうまでもない。

段波の変形を定量的に把握しようとする試みは、1865年Bazin⁴⁾により始められた。 そして Bazin は段波は進行につれて分散波列を形成し、その分散第1波の波高が段波波高 の1.5倍になる事を実験的に示した。Boussinesg⁵⁾は波頂曲率を考慮した有限振幅長波 理論を用いて、この分散第1波は波面曲率が伝達項として作用するため形成されることを 示唆した. さらに Favre⁶ は遷移波に関する一連の詳細な実験の中で段波の変形に関する 実験を行ない、分散波列の形成にはある緩和時間が必要であること、またこの分散波は終 局的には保存波に移行する事を認めた。またKeulegan - Patterson¹⁾はBazinの実験結果 を再整理して、段波相対波高H_o/h (H_o:理想段波波高,h:静水深)の増加につれ,第 1 波の相対波高 $\eta_1/h(\eta_1$:第1波の波高)は減少すること、段波相対波高が 0.275 より小 さい場合は第1波は砕波せず安定であり,第1波の安定限界波高として理想段波波高の 3/2倍の値をとることを理論的に示した。さらに、Favreの実験値から分散波の波速に 注目し、これがクノイド波の波速によく一致する事から、分散波は終局的にクノイド波に なると結論した。Lemoine⁸⁾は古典理論で見積っているエネルギー逸散量は、段波相対波 高がH₀/h < 0.275 程度の弱い段波の場合は、波先部に擾乱域をもたないため、段波背後 に形成される分散波のエネルギーに等価であると考え、分散波を微小振幅正弦波と仮定し て、分散波の波高,波長を求めた。しかし、このLemoineの理論解はFavreの実験値と比 較すると, 波高に関して 25 %の大きな差異があったので, Benjamin-Lighthill⁹ は分散

波を微小振幅正弦波と考えた点に問題があるとして、有限振幅クノイド波理論に基づき、 弱い段波の波先部で、momentum, energy flux,が保存される場合にクノイド波が形成さ れる事を示してLemoine の考え方を否定した。しかし、逆にSandover - Zienkiewicz¹⁰, Sandover - Taylor¹¹⁾ は分散波の最高波高はLemoine の理論解とよく一致する事を実験的 に検証した。Sturtevant¹²⁾ はBenjamin - Lighthill のクノイド波理論を用いてFavreの 実験結果に考察を加え、分散波が形成されるためにはBenjamin - Lighthill が指摘したよ うな波先部の擾乱よりむしろ底面の境界層内でエネルギーが逸散されなければならない事 を示した。Thirriot - Bednarczyk¹³⁾, Chester¹⁴⁾ らはSturtevant と同じ立場をとり、 Thirriot - Bednarczyk¹³⁾, Chester¹⁴⁾ らはSturtevant と同じ立場をとし、 を正した。 Thirriot - Bednarczyk¹³⁾, Chester¹⁴⁾ らはSturtevant と同じ立場をとり、 Thirriot - Bednarczyk は波高, 波長などを理論的に求め、分散波の安定限界波高として Keulegan - Patterson の値と異なる $\eta_1/H_0 = 2.0$ を与えた。また Chester は分散波の発 生しない限界として、Binnie - Orkney¹⁵⁾ が跳水の実験で求めたフルード数 F = 1.55 に きわめて近い F = 1.60 を理論的に求めた。近年、Peregrine¹⁶⁾ は分散波は鉛直方向の水 粒子加速度の差により生じる水平方向の圧力勾配により形成されると考え、Korteweg de Vries¹⁷⁾の式を差分化して数値計算により段波変形の状況を示した。しかし、この 論法によれば、波が伝播しない波先静水面にも波が形成される矛盾が生じる。

このように、従来多くの実験的・理論的な研究が段波に関してなされ、数多くの成果が 得られてきているが、段波の分散機構に関して統一的見解がない事、遷移過程での砕波機 構に至ってはほとんど未解決である事など解明すべき問題点が多い。したがって本章では、 遷移過程における段波の変形、とくに砕波を伴う分散波の挙動に注目し、水理実験を行 なってその特性を明らかにし、ついで分散波の分散変形機構、砕波機構に理論的考察を加 えて段波の変形機構の解明を行なうものとする。

1-2 理想段波

理想段波は階段状の不連続な波面を有する衝撃性の強い波であり、後述する波状段波の 波形とは特別な場を除くと著しく異なる. 第2節以降で理想段波と対比させながら波状 段波の特性,つまり分散波列の特性を論ずることが多いので、ここで理想段波の取扱いに ついて略述しておく.ここで、一般的な論議をするため、図-1・2・1に示す任意断面水 路をとりあげそこに伝播する理想段波について考えてみる.なお図-1・2・1に示す,h, U,Q,Aはおのおの段波が到達する前の水深、流速、流量、流水断面積を、 $h + H_0$,U + Δ U,Q+ Δ Q,A+ Δ Aはおのおの段波が到達した後の水深、流速、流量、流水断面積



図-1・2・1 記号の説明

を示し、C。は段波の絶対速度である.いま、解析上つぎの4つの仮定を設けるものとする.つまり、(i)流水断面が流れ方向に一様である.(ii)水路底勾配及び摩擦抵抗は無視する.(iii)水の鉛直加速度は無視する.(iV/伝播に伴い波は変形しない.

この場合の理想段波に対する連続式と運動量式はおのおの次式で与えられる。 連続式;

 $\{(A + \triangle A)(C_s - U - \triangle U)(U + \triangle U) + A(U - C_s)U\} = \frac{1}{\rho} \triangle p - (1 \cdot 2 \cdot 2)$ なお,式(1 · 2 · 2)で ρ :流体の密度, $\triangle p$:段波の進行方向に対し,背面と前面に 働く圧力差であり,式(1 · 2 · 3)で与えられる.

$$\Delta p = \rho g \int_{h+H_0}^0 B(z) (h+H_0-z) dz - \rho g \int_h^0 B(z) (h-z) dz$$
$$= \rho g (A \cdot H_0 + e \Delta A) \qquad (1 \cdot 2 \cdot 3)$$

ここで, B(z):水路幅, g:重力加速度, e:段波背後水面から△Aの図心までの距離 を下向に正にとった値である.

式(1・2・1)~式(1・2・3)より理想段波の伝播速度 C_s ,及び段波到達後の流速 U+ Δ Uはおのおの式(1・2・4)と式(1・2・5)として与えられる.

$$C_{s} = U \pm \sqrt{g\left(\frac{A + \triangle A}{A \cdot \triangle A}\right) \left(H_{0} A + e \triangle A\right)} \quad (1 \cdot 2 \cdot 4)$$

$$\mathbf{U} + \Delta \mathbf{U} = \frac{\Delta \mathbf{A} \left(\mathbf{C}_{s} - \mathbf{U} \right)}{\mathbf{A} + \Delta \mathbf{A}} \qquad (1 \cdot 2 \cdot 5)$$

なお,式(1・2・4)の±の複号は段波の進行方向に従い, eの正負は,正負の段波 に対応する.いま,任意断面水路で波高H。が小さい場合は

$$\mathbf{B} = \triangle \mathbf{A} / \mathbf{H}_0$$
, $\mathbf{e} = \frac{1}{2} \mathbf{H}_0$ $\delta \zeta$ is $\mathbf{t} = -\frac{1}{2} \mathbf{H}_0$

とおけるから,式(1・2・4)はつぎのようになる.

$$C_{s} = U \pm \sqrt{g(\frac{A}{B} + \frac{3}{2}H_{0} + \frac{B}{2A}H_{0}^{2})} \qquad (1 \cdot 2 \cdot 6)$$

この式は St. Venant¹⁸⁾の式といわれる.

本論で取り扱うような、矩形断面水路の静水中を伝播する正の段波の場合は

$$\mathbf{A} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{h} , \quad \mathbf{e} = \frac{1}{2} \mathbf{H}_0 , \quad \mathbf{U} = \mathbf{0}$$

とすればよく,したがって式 (1・2・6),式 (1・2・5)より C_sと△Uはおのおの 次式で与えられる。

$$C_{s} = \sqrt{g h \left(1 + \frac{3}{2} \left(\frac{H_{0}}{h}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{H_{0}}{h}\right)^{2}\right)} \quad (1 \cdot 2 \cdot 7)$$

$$\Delta U = C_{s} \cdot \left(\frac{H_{0}}{h + H_{0}}\right) \quad (1 \cdot 2 \cdot 8)$$

これが矩形断面水路の静水中へ伝播する理想段波の波速と流速を与える式である。

第2節 段波の変形に関する水理実験

2-1 実験装置と実験方法

2-1-1 実験装置

用いた水槽は図-1・2・2に示す30m×4m×0.5mの鋼製水平床水路である。また 造波機としてはピストン型造波機を用いたが、この造波機は水路両側壁の外側に設置され たレール上を移動するよう設計してある。なお理想段波に近い波形を作るには大きな加速 度でピストンを始動しなければならず、本実験では最大加速度を3.5 cm/sec²としてい る。発生段波波高H₀とピストンの速度 V_p は第1節で述べたようにつぎの式(1・2・9)

 $\frac{V_{p}}{C_{0}} = \frac{(H_{0}/h) \{1 + (3H_{0}/4h) + (H_{0}^{2}/4h^{2})\}}{\{1 + H_{0}/h\}} \quad (1 \cdot 2 \cdot 9)$



図-1·2·2 実験装置

の理論関係があるが、 図-1・2・3に示すように所要の段波を作るに は理論値より僅かに大きな速度でピストンを動か す必要がある.なお、 $C_0 = \sqrt{gh}$ である.これ はピストンで与えられる エネルギーがそのまま完 全に流体に伝達されないためと考えられる.一方水面の時間波形は電気抵 抗線式水位計で計測し、



 \cup , 図-1・2・3 Piston 速度 V_p と発生段波波高 H_0 との関係

これと並行して 16mm 高速シネカメラで砕波瞬時の波形を計測する.

2-1・2 実験方法

発生波は図-1・2・2 に示す位置に設置した No.0~No.8の9個の電気抵抗線式波 高計で計測し、記録は全て電磁オシログラフで行なう.なお波高計 No.0 はピストン直前 面にとりつけてあり、ピストンとともに移動する.水深h は最低水深を9^{em}とし、ほぼ 2^{em}間隔で深くし、31^{em}までの範囲を対象として各水深ごとにピストン速度を6~10 種類変化させて実験を行なう.なお、実験諸元を示すと表-1・2・1のようである.

5言	号	数值
静水深	: h (cm)	$9.0 \sim 31.0$
理想段波相対波福	\mathbf{F} : \mathbf{H}_0 / h	$0.044 \sim 0.752$
波形勾配	: η/L	$0.009 \sim 0.034$
周期	: T (sec)	$0.30 \sim 1.61$

表-1・2・1 実験諸元

2-2 分散波の形態

分散波の波形は、図ー1・2・4 にその一例を示すように、砕波しないもの、 spilling 型砕波、 surging 型砕波、 plunging 型砕波をするものの4 つに分類され、 16mmの写真解 析によればその区分は理想段波の相対波高 H_0/h のみで以下のように決定される.

$ m H_0/h < 0.25$;	砕波しない	;安定波
$0.25 < H_0/h \leq 0.33$;	spilling 型砕波	
$0.33 < H_0/h \le 0.47$;	surging 型砕波	>;不安定波
$0.47 < H_0/h$;	plunging 型砕波	

まず,砕波する場合の砕波型について考えてみよう. spilling型砕波とは波頂を通る鉛直軸に対称な波形を保ちつつ波頂が cusp 状になりその尖角がほぼ 120°(stokes²⁰⁾)で砕波 するもので,砕波により生起した気泡は波の進行にともない消減し,波形は再び整正になる.



図-1・2・4 観測波形の一例



図-1・2・5(a) 計測波形と孤立波形の比較の一例



図-1・2・5(b) 計測波形と孤立波形の比較の一例

surging 型砕波とは前述の spilling 型砕波と後述の plunging 型砕波の中間に位置するもので,波先の立ち上りが強く,波頭部で弱い巻込みがみられる.砕波により生じた気泡は 波頂部前面に保存され後続波は砕波による擾乱の影響を若干うける.この型の段波は Sandover - Zienkiwicz の観測した breaking surge に相当するものである.

plunging 型砕波とは波先部が急激な立ち上りをみ せ、 激しく巻き込みながら砕波する。 生じた気泡は波前面部に保存され、波の進行にともない砕波のため後続分散波が逐次消滅 していき、間もなく Sangover-Zienkiwicz の観測した steep fronted surge になっていく.

一方, 図-1・2・4によれば, 砕波しない分散波列は, 波の進行につれて規則正しい 分散波列への成長が認められる. このうち分散第1波と孤立波の波形¹⁹⁾ と比較した一例 を示した図-1・2・5(a)によれば, 分散第1波は伝播 に伴い 孤立波の波形に遂次変形され このまま保存波へ移行するものと考えられる. なお, 同図では実線は分散第1波の波形, 破 線が孤立波の波形として示されている.

そこで、これを定量的に示すた めに、図-1・2・6 に示す分散 波形と,同じ波高を有する孤立 波の間の斜線で示した偏差部分 の面積(分散波の波峰と波谷の 間の領域に相当する)を不安定 量mと定義し、波の進行にとも なうmの変化を示したのが図ー **1・2・7**である。同図よりm/m。 が伝播につれて0に近づく事か ら逐次孤立波(保存波)へ移行 して,静水深のほぼ80倍の伝 播距離以上では保存波の領域に 入ってしまうと考えてよかろう. なお図-1・2・7のm。は波高 計No.1でのmの値である.







図-1・2・7 波の伝播にともなうmの変化

2-3 分散波の伝播速度

波速は水路に設置された2組の波高計により記録された波の通過時間から求めた。実験 によると図-1・2・8に示すように実験値は C_s/C_0 の 直線にほぼ一致することから,分 散第1波の波速と理想段波の波速はほぼ等しいことが 判明した。また、後続波の波速は 表-1・2・2に示すように、第1波の波速と等しいと考えてよく、分散波群は分散第1波 の波速で伝播するといえる。なお、伝播速度の定義として、波の位相の伝播する速度と、 ある断面より前方の波の容量が常に等しくなるような断面の移動速度の二つが用いられて いるが、本実験では両者の差異はほとんど認められていない。



図-1・2・8 理想段波の伝播速度C。と分散波の伝播速度Cの関係

2-4 分散波の波高及び波長

分散素波の波高分布を図-1・ 2・9 に示す.なお、同図のi は図-1・2・10 に示すように i=1は分散第1波,i=2は 第2波,i=3は第3波を示す 表-1・2・2 分散波の波速

$C_2 = 0.992 C_1$, $C_3 = 0.976 C_1$
$C_4 = 0.963 C_1$, $C_5 = 0.953 C_1$

ものである。砕波しないも のについては、その分布は 相対波高にはほぼ関係なく 平均傾向を点線で示した 図示の範囲内にちらばり、 後続波ほど波高が小さい。 砕波するものについては実 験値の散乱は大きいが、こ こで注目すべきことは, 砕 波後の遷移過程では分散第 2波,第3波の波高が一時 的に高くなる事であって、 その一例として波高計No. 4、No.7での波高分布を 同時に示した. このように 後続波が一時的に 高くなるのは、第 1波が砕波により エネルギーを損失 するため波高が低 減し、過渡的に第 2波の波高の方が

大きくなる. この ため第2波から第

1波へ質量輸送が



図-1・2・10 記号の説明

起こり(そのために第1波の谷が埋められる。図-1・2・4参照)、この輸送分だけ第2 波の波高が低減しこのため場合によって第3波が大きくなるものと推察される。伝播にと もなう分散第1波の波高変化は図-1・2・11に示すように砕波しないものについてはゆ るやかに波高が増大し前述のようにこのまま安定状態に移行していくものと考えられる。 なお、図-1・2・11のX₀は波高計No.1からNo.8までの距離を示すものであり、Xは No.1からの距離を示す。砕波するものについては砕波点にいたるまで図-1・2・12に

-26 -



図-1・2・11 伝播にともなう分散第1波の波高変化

示すように plunging 型, surging型, spilling 型の順で急激な波高の 増大があり, 砕波後は 一時波高が 著しく 減 少しその後は再び大き くなっているが、進行 にともなう変化は極め て小さい. なお, 図-1・2・12の波高増加 率 n = $d\eta/dx$ は波高 計No.1よりピストン 側へ1^m離れた分散波 がほとんど形成されて いない位置での分散第 1波の波高と砕波時の



波高を直線で結んだ場合の勾配を示すものである。

波長については図-1・2・13にその1例として示すように砕波しない場合は



図-1・2・13 波の伝播にともなう分散第1波の波長変化


2・14 のようになり、段波の相対波高 H_0/h と分散波の波長の大きさは反比例し、段波の 相対波高が大きくなれば波長が短くなる事が認められる。なお、かなり熟成した波に対し ては同図に示した Lemoine の値が比較的よい近似を与えている。なお、図-1・2・13の縦 軸の添字 i は図-1・2・2 に示す波高計の番号を示すものである。

第3節 分散波の分散機構

3-1 理論解析

前節の図-1・2・8で示したように、分散波の伝播速度はほとんど段波の伝播速度に 等しい事が実験的に確認されている。この事実にもとづき以下の解析を行なう。

分散波を波頂曲率を考慮すべき有限振幅長波であると見なせば、その伝播速度は Boussinesq²¹⁾ によれば、つぎのようである.

$$C = \sqrt{gh} \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left(\frac{\eta}{h} \right) + \frac{h^2}{3\eta} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) \right\}^{1/2} \dots (1 \cdot 2 \cdot 10)$$

一方,長方形断面水路における理想段波の伝播速度C。は式(1・2・7)で示したように

$$C_{s} = \sqrt{gh} \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left(\frac{H_{0}}{h} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{H_{0}}{h} \right)^{2} \right\}^{1/2} - (1 \cdot 2 \cdot 11)$$

で与えられる。ただし、 η は分散波の静水面からの高さ、xは水平方向の距離である。前述の知見から式(1・2・10)と式(1・2・11)を等置すると次式を得る。

$$\frac{3}{2}\left(\frac{\eta}{h}\right) + \frac{h^2}{3\eta} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}\right) = \frac{3}{2} \left(\frac{H_0}{h}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{H_0}{h}\right)^2 \quad (= \text{const.}) - (1 \cdot 2 \cdot 12)$$

式(1・2・12)の右辺はηに関係せず、したがって分散波の相対波高の項と曲率項との 和が保存されることになる。式(1・2・12)式を満しながら段波の分散が行なわれるの で、図-1・2・15(a)に示す段波の肩A点では($\partial^2 \eta / \partial x^2$)_A<0であり、式(1・2・12) より($\partial^2 \eta / \partial x^2$)_A<0の効果を打ち消すため正のηが現われ、ついで盛り上り部分と段 波背面との接合部Bでは($\partial^2 \eta / \partial x^2$)_B>0であるから式(1・2・12)より($\partial^2 \eta / \partial x^2$)_B> 0を消すためηが減少しη<H₀となり(e)に点線で示す状態となる。この過程のくり返しに より、要するに曲率項が伝達項として作用して段波の分散が行なわれるものと考える。 式(1・2・12)を変形すると,

$$\left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial \mathbf{x}^2}\right) = \frac{3}{2} \frac{\eta H_0}{h^3} \left\{ 3\left(1 - \frac{H_0}{h}\right) + \frac{H_0}{h} \right\} \dots (1 \cdot 2 \cdot 13)$$

となり、分散波の波頂では

$$\left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}\right) < 0$$
, $\pm t$: It $\frac{\eta_{\text{crest}}}{H_0} > 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{H_0}{h}\right)$ (1.2.14)

波谷では,

$$\left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}\right) > 0$$
, $\pm t$: t : $\frac{\eta_{trough}}{H_0} < 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{H_0}{h}\right)$ $(1 \cdot 2 \cdot 15)$

となる。式(1・2・14),式(1・2・15) はおのおの分散波の峰と谷の存在を 与えるものである。

3-2 水理実験による検証

図-1・2・16 は遷移過程での波 高分布を示したもので、同図には 上述の解析値 $\eta/H_0 = 1 + \frac{1}{3}(H_0/h)$ の値が同時に示されている。また同図 に示した砕波時の波高は全て 16^{mm} シネカメラの高速撮影(64 コマ/sec) の写真解析により読みとられたもの である、

同図によれば,遷移過程での分散 波の波峰と波谷の実験値の存在範囲 はおのおの式(1・2・14)と式(1・ 2・15)の理論曲線で規定されるこ とが明らかであり,遷移過程では







図-1・2・15 分散機構の説明図



図-1・2・16 分散波の波高分布と砕波型式の分類



図-1・2・17 波の伝播にともなう分散第1波の波高と曲率の関係

Keulegan - Patterson ある いはThirriot - Bednarczyk が指摘したような $\eta_1/H_0 =$ 3/2 あるいは $\eta_1/H_0 = 2.0$ のような一定の値をとらない. さらに、図-1・2・17 に示 すように、砕波の有無にかか わらず曲率の増減にともない 波高の増加が認められ、波高 の増大はほぼ、式(1・2・ 12)を満しながら行なわれ ていくことが図-1・2・18 からも明らかである.なお 図-1・2・18の縦軸の値は



図-1・2・18 波高と曲率の関係

- 32 -

各波高計において差異がほとんどないため,波高計No.1~No.7での値を平均したもの である。したがって、このことは波面の曲率項が伝達項として作用することにより段波の 分散が行なわれることを示しており、3-1の解析の妥当性が水理実験により検証された ことは明白である。

第4節 分散波の変形機構

前節では段波の分散は波面曲率が伝達項として作用することにより生ずることを示し、 分散波の波峰と波谷の存在する範囲を示した。ここではBroer²²⁾の理論を若干修正し遷 移過程での分散波の波動式を導き、分散波の変形過程を明らかにする。

4-1 理論解析

流れを二次元で、非圧縮性、非回転、非粘性とする。いま速度ポテンシアルを \emptyset とすると、非回転運動に対しては \emptyset はLaplaceの式を満す。

$$\frac{\partial^2 \emptyset}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \emptyset}{\partial z^2} = 0 \quad (1 \cdot 2 \cdot 16)$$

境界条件として,自由表面ではdynamic conditionとkinematic conditionを考える. つまり

$$gh - \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial z} \right)^2 \right] = gh_0 \quad \dots \quad (1 \cdot 2 \cdot 17)$$

for $z = h(x, t)$

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \mathbf{t}} - \frac{\partial \mathbf{\emptyset}}{\partial \mathbf{x}} \cdot \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \mathbf{x}} = -\frac{\partial \mathbf{\emptyset}}{\partial \mathbf{z}} \qquad (1 \cdot 2 \cdot 18)$$
for $\mathbf{z} = \mathbf{h}(\mathbf{x}, \mathbf{t})$

一方, 水底では kinematic condition を考える.

$$\frac{\partial \mathbf{0}}{\partial \mathbf{z}} = 0 \qquad (1 \cdot 2 \cdot 19)$$

for z = 0

したがって、境界条件式(1・2・17)~式(1・2・19)を満すように式(1・2・16)の解を求めることになる。いま速度ポテンシアル0が考えている領域で x, z に関して

- 33 -

解析可能とする。そして水底での速度ポテンシアルを ϕ_0 とすると、式(1・2・16)と式(1・2・19)を満す速度ポテンシアル \emptyset はつぎの式(1・2・20)で与えられる。

なお,図-1・2・19に示すように,h:静水深,H:水底から波表面までの水深,η:波 形,x:水平方向距離,z:水底を原点とし鉛直上向を正とする鉛直方向距離,t:時間 を示す.

つぎに,

$$\mathbf{x}^{*} = \mathbf{x}/\mathbf{h} , \ \mathbf{z}^{*} = \mathbf{z}/\mathbf{h} , \ \mathbf{t}^{*} = \mathbf{t}\sqrt{\frac{\mathbf{g}}{\mathbf{h}}} ,$$

$$1 + \eta^{*} = \mathbf{H}/\mathbf{h} , \ \eta^{*} = \eta/\mathbf{h} , \ \phi_{0}^{*} = \phi_{0}/\mathbf{h}\sqrt{\mathbf{g}}\mathbf{h}$$

の変数変換を行ない,次元量を無次元 表示に直し,式(1・2・20)を式(1・ 2・17)と式(1・2・18)に代入して 整理して高次の微小項を省略すると,お のおの式(1・2・22)と式(1・2・ 23)をうる.



図-1・2・19 記号の説明

$$\eta^* - \frac{\partial \phi_0^*}{\partial t^*} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi_0^*}{\partial x^*} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \phi_0^*}{\partial x^{*^2} \partial t^*} = 0 \quad (1 \cdot 2 \cdot 22)$$

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} - \frac{\partial^2 \phi_0^*}{\partial x^{*^2}} - \left(\eta^* \frac{\partial^2 \phi_0^*}{\partial x^{*^2}} + \frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} \cdot \frac{\partial \phi_0^*}{\partial x^*} \right) + \frac{1}{6} \frac{\partial^4 \phi_0^*}{\partial x^{*^4}} = 0$$

$$(1 \cdot 2 \cdot 23)$$

式(1・2・22)と式(1・2・23)を満す解は非線型項と分散項の大小関係により左右 されるが、本論で取り扱う段波の分散波は両方の項が同程度に影響するため、両方の項を 同時に考えなければならない。

まず,第1近似として,分散項が非線型項に比して無視できるものとすると,式(1・ 2・22)と式(1・2・23)はおのおの式(1・2・24),式(1・2・25)となる.なお 式(1・2・24)はx*について1回偏微分して求められたものである.

$$\frac{\partial \eta^{*}}{\partial x^{*}} + \frac{\partial u^{*}}{\partial t^{*}} + u^{*} \frac{\partial u^{*}}{\partial x^{*}} = 0 \quad (1 \cdot 2 \cdot 24)$$

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial x^*} \left\{ (1+\eta^*) \ u^* \right\} = 0 \quad \dots \quad (1 \cdot 2 \cdot 25)$$

さらに、上式で非線型項を省略して線型項のみ採用すると、 x の正方向のみに移動する 波に対して第1近似解としてつぎの式(1・2・26)をうる。

$$\eta^* = \mathbf{u}^*$$

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial \mathbf{x}^*} + \frac{\partial \eta^*}{\partial \mathbf{t}^*} = \frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial \mathbf{x}^*} + \frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial \mathbf{t}^*}$$

この第1近似解の式(1・2・26)を式(1・2・22)と式(1・2・23)に代入し,式(1・2・22)については x*で両辺を1回偏微分すると,おのおの式(1・2・27)と式(1・2・28)をうる.

$$\frac{\partial \eta^{*}}{\partial x^{*}} + \frac{\partial u^{*}}{\partial t^{*}} = -\frac{\partial}{\partial x^{*}} \left(\frac{u^{*2}}{2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^{3} u^{*}}{\partial x^{*2} \cdot \partial t^{*}} \right) \quad \dots \quad (1 \cdot 2 \cdot 27)$$

$$\frac{\partial \eta^{*}}{\partial t^{*}} + \frac{\partial u^{*}}{\partial x^{*}} = -\frac{\partial}{\partial x^{*}} \left(\eta^{*} u^{*} \right) + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^{3} u^{*}}{\partial x^{*3}} \right) \quad \dots \quad (1 \cdot 2 \cdot 28)$$

式(1・2・26)と式(1・2・27),式(1・2・28)より,さらに非線型項と分散項 を同時に含む第2近似解として次式を得る。

$$\frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} + \frac{3}{2} \eta^* \frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \eta^*}{\partial x^{*2} \partial t^*} = 0 \quad \dots \quad (1 \cdot 2 \cdot 29)$$

この式は x の正方向のみに移動する分散波の波動式であり、本論で取り扱う分散波の基本式となる。なおこの式は $\dot{K} = d = V^{23}$ の方程式と一致している。

4-2 数値計算による解析

4-2·1 数値計算方法

前節で誘導した式(1・2・29)は非線型方程式であるため、その解を解析的に求める 事は極めて困難である.したがってここでは式(1・2・29)を有限差分法により差分化 して、初期値、境界値問題として数値計算によりその解を求める.式(1・2・29)を時 間に関して前進差分、場所に関して中心差分を用いて差分化すると、次式をうる.

$$\frac{1}{\bigtriangleup T} \left(\eta_{x^{+1}, T^{+1}} - \eta_{x^{+1}, T} \right) + \left(1 + \frac{3}{2} \eta_{x^{+1}, T} \right) \left(\frac{\eta_{x^{+2}, T^{+1}} - \eta_{x, T^{+1}} + \eta_{x^{+2}, T} - \eta_{x, T}}{4 \bigtriangleup X} \right) \\ - \frac{1}{6 \left(\bigtriangleup X\right)^2 \bigtriangleup T} \left(\eta_{x^{+2}, T^{+1}} - 2 \eta_{x^{+1}, T^{+1}} + \eta_{x, T^{+1}} - \eta_{x^{+2}, T} + 2 \eta_{x^{+1}, T} - \eta_{x, T} \right) = 0 \\ - \frac{1}{6 \left(\bigtriangleup X\right)^2 \bigtriangleup T} \left(\eta_{x^{+2}, T^{+1}} - 2 \eta_{x^{+1}, T^{+1}} + \eta_{x, T^{+1}} - \eta_{x^{+2}, T} + 2 \eta_{x^{+1}, T} - \eta_{x, T} \right) = 0 \\ - \frac{1}{6 \left(\bigtriangleup X\right)^2 \bigtriangleup T} \left(\eta_{x^{+2}, T^{+1}} - 2 \eta_{x^{+1}, T^{+1}} + \eta_{x, T^{+1}} - \eta_{x^{+2}, T} + 2 \eta_{x^{+1}, T} - \eta_{x, T} \right) = 0 \\ - \frac{1}{6 \left(\bigtriangleup X\right)^2 \bigtriangleup T} \left(\eta_{x^{+2}, T^{+1}} - 2 \eta_{x^{+1}, T^{+1}} + \eta_{x, T^{+1}} - \eta_{x^{+2}, T} + 2 \eta_{x^{+1}, T} - \eta_{x, T} \right) = 0 \\ - \frac{1}{6 \left(\bigtriangleup X\right)^2 \bigtriangleup T} \left(\eta_{x^{+2}, T^{+1}} - \eta_{x^{+1}, T^{+1}} + \eta_{x, T^{+1}} - \eta_{x^{+2}, T} + 2 \eta_{x^{+1}, T} - \eta_{x, T} \right) = 0 \\ - \frac{1}{6 \left(\bigtriangleup X\right)^2 \bigtriangleup T} \left(\eta_{x^{+2}, T^{+1}} - \eta_{x^{+1}, T^{+1}} + \eta_{x, T^{+1}} - \eta_{x^{+2}, T} \right)$$

ただし,上式では記号の煩雑を避けるため記号の右肩の*印は省略して示してあり,以後*印を用いないこととする.また式(1・2・30)で添字Xは場所,Tは時刻を示し, △X,△Tはおのおの場所と時間の差分を意味する.

図-1・2・20 に示すように、本論ではT=1で初期値 $\eta_{x,1}$, (X=1, 2, 3, …, n), X=1とnで境界値



この得られた値 $\eta_{x,2}$ を用いてT=3について再び式(1・2・20)より(n-2)連立 方程式を作りその解 $\eta_{x,3}$ (X=2,3,4,…,n-1)を求め,以後T=mまで同様の操 作をくり返し時間Tに関して逐次近似法(step by step method)で所要の解 $\eta_{x,T}$ (2 \leq X \leq n-1,2 \leq T \leq m)を求める.いうまでもなく,こういった差分計算では計算にと もない打切り誤差,丸め誤差などが累積し正確な解が得られないおそれがあるため,差 分 Δ X, Δ Tはできるだけ小さい方が望ましい.著者は予備計算を行ない, Δ X= Δ T= 0.2とすれば充分解の収斂性がある事を確認したため,次に示す計算は全て Δ X= Δ T= 0.2として行なっている.

4-2・2 数値計算値と水理実験値との比較

静水域へ伝播する波を対象にしているため、計算は初期値 $\eta_{x,1} = 0$,境界値 $\eta_{1,T}$ として波高計No・1で記録された時間波形、 $\eta_{n,T} = 0$ を与えて、波高計No・4までの水面波形を求めたが、その計算波形と水理実験波形との比較の一例を図-1・2・21に示す.



図-1・2・21 観測波形と数値計算波形との比較の一例

同図に示すように、計算波形と実測波形がきわめてよく一致しているが、図-1・2・22に示すように、分散第1波の計算波峰は観測波より小さく、逆に波谷は観測波より大きくなっている。 このようにわずかであるが両者に差異がある原因の一つとしては式(1・2・29)の近似 解の精度にあるものと思われ、さらに高次項を含む場合にはさらに観測波形に近づくもの と考えられる.

この計算により少くとも分散波形は波面曲率を考慮した式(1・2・29)で与えられることが明確になり、波面曲率は段波の変形に非常に重要な要素であることがこの事からも解明されたものといえる。なお、数値計算は全て大阪大学のNEAC 2200 電子計算機で行なったものである。



図-1・2・22

分散第1波の峰と谷の高さに対する数値計算値と計測値との比較の一例 ($\mathbf{H}_0/\mathbf{h} = \mathbf{0}.\mathbf{140}$ の場合)

第5節 分散波の砕波機構

5-1 理論解析

 $H_0/h > 0.25$ の範囲では、分散波は不安定になり砕波することは既に本章の第2節で示した。そのうち、surging breaker と plunging breaker 型砕波は波先の立ち上りが

- 38 -

急激であることから,波先の不安定性,つまり,波先と静水面のなす角が90°になると砕けると仮定して解析することにより砕波地点,砕波波高などが精度高く求まるものと期待される.ここでは stoker²⁴⁾の方法を拡張して砕波限界式の誘導を行なう.

開水路では運動方程式と連続式はおのおの次式で与えられる。

運動式:

 $2 CC_x + U_t + UU_x - g(S - S_f) = 0$ -----(1・2・31) 連続式:

 $CU_x + 2UU_x + 2C_t = 0$ (1 · 2 · 32)

ただし、上式で $C = \sqrt{gH}$, $S_f = N^2 U |U| / R^{4/3}$, N :マニング粗度係数, H :水底からの水位, R :径深, S :水路勾配, U :流速であり、添字の x と t はおのおの場所と時間に関する偏微分を示す.

いま、平均流速を x 方向にU₀ とし、 $\xi = x$ 、 $\tau = (U_0 + C_0)t - x$ 、 $C_0 = \sqrt{gh}$, (h は静水深)とおき、さらにU及びCをτに関する摂動解として次式のように仮定する.

 $U = U_{0} + U_{1} (\xi) \tau + U_{2} (\xi) \tau^{2} + U_{3} (\xi) \tau^{3} + \dots (1 \cdot 2 \cdot 33)$

$$C = C_0 + C_1 (\xi) \tau + C_2 (\xi) \tau^2 + C_3 (\xi) \tau^3 + \dots (1 \cdot 2 \cdot 34)$$

これらを式(1・2・31)式(1・2・32)に代入してτ²の項まで採用して整理すると,

$$C_{0} (U_{1}-2C_{1}) + \left\{ 2C_{0} \left(\frac{dC_{1}}{d\xi} - 2C_{2} \right) - 2C_{1}^{2} + U_{0} \frac{dU_{1}}{d\xi} - U_{1}^{2} + 2C_{0} U_{2} \right\} \tau + \left\{ 2C_{0} \frac{dC_{0}}{d\xi} + 2C_{1} \frac{dC_{1}}{d\xi} - 4C_{2}C_{1} + U_{0} \frac{dU_{2}}{d\xi} + U_{1} \frac{dU_{1}}{d\xi} - 3U_{2}U_{1} - 6C_{0}C_{3} - 3U_{0} U_{3} + 3(U_{0}+C_{0})U_{3} \right\} \tau^{2} - g(S-S_{f}) = 0 - (1 \cdot 2 \cdot 35)$$

$$C_{0} (-U_{1}+2C_{1}) + \left\{ 2U_{0} \frac{dC_{1}}{d\xi} - 3U_{1}C_{1} + C_{0} \left(\frac{dU_{1}}{d\xi} - 2U_{2} \right) + 4C_{0}C_{2} \right\} \tau$$

$$+ \left\{ 2U_0 \frac{dC_2}{d\xi} + 2U_1 \frac{dC_2}{d\xi} - 5U_1 C_2 - 4U_2 C_1 + C_0 \frac{dU_2}{d\xi} - 6U_0 C_3 + C_1 \frac{dU_1}{d\xi} - 39 - 39 - 4U_2 C_1 + C_0 \frac{dU_2}{d\xi} - 6U_0 C_3 + C_1 \frac{dU_1}{d\xi} + C_0 \frac{dU_2}{d\xi} - 6U_0 C_3 + C_0 \frac{dU_2}{d\xi} - 6U_0 C_0 - C$$

$$-3 U_0 C_3 + 6 (U_0 + C_0) C_3 - 3 C_0 U_3 \} \tau^2 = 0 \qquad (1 \cdot 2 \cdot 36)$$

式(1・2・35)と式(1・2・36)が τ の値いかんにかかわらず,成立することから, τ の0次の項, τ の一次の項の係数, τ^2 の二次の項の係数が0にならなければならない。いまこのうち, τ^2 の項を微小項として考慮しないものとして τ の0次の項と τ の一次の項の係数の二つを0と等置して変形すると次式を得る。

$$(U_0 + C_0) \frac{d C_1}{d \xi} - 3 C_1^2 + C_1 g S \left(\frac{1}{U_0} - \frac{2}{3 k C_0}\right) = 0 \quad \dots \quad (1 \cdot 2 \cdot 37)$$

なお、
$$k=1+\frac{2C_0^2}{gB}$$
, $S=N^2 g^{4/3} \cdot U_0^2 \left\{ \frac{1}{C_0^2} + \frac{2}{gB} \right\}^{4/3}$ (矩形断面水路)
B=水路幅 , $S_f=N^2 g^{4/3} \cdot U | U | \left\{ \frac{1}{C^2} + \frac{2}{gB} \right\}^{4/3}$ (矩形断面水路)

である。
いま、式(1・2・37)を
$$\left(\frac{\partial C}{\partial \tau}\right)_{\substack{\tau=0\\\xi=0}} = g\left(\frac{\partial H}{\partial \tau}\right)_{\substack{\tau=0\\\xi=0}} / 2\sqrt{gH}_{\substack{\tau=0\\\xi=0}} = C_1(0)$$

の条件で解くと、つぎの解を得る。

$$C_{1}(\xi) = 1 / \left(\frac{\alpha}{\beta} + Ke^{\beta\xi}\right) \quad \dots \quad (1 \cdot 1 \cdot 39)$$

ただし,

$$\alpha = \frac{3}{U_0 + C_0} , \beta = g S\left(\frac{1}{U_0} - \frac{2}{3 k C_0}\right) / (U_0 + C_0)$$

$$K = \left\{ \frac{2C_0}{g} / \left(\frac{\partial H}{\partial \tau}\right)_{\substack{\tau=0\\\xi=0}} \right\} - \frac{\alpha}{\beta}$$

である.

波面と擾乱のおよんでいない水面とのなす角を θ (図 $-1\cdot 2\cdot 23$ 参照)とすれば,

$$\tan \theta = \left(\frac{\partial H}{\partial \tau}\right)_{\tau=0} = 2C_0C_1(\xi)/g \qquad (1 \cdot 2 \cdot 41)$$

したがって,

$$\frac{\mathrm{d}\,\theta}{\mathrm{d}\,\xi} = -\frac{2\,\mathrm{C}_0}{\mathrm{g}}\,\frac{1}{\{1+(2\mathrm{C}_0\,\mathrm{C}_1\,(\xi)/\mathrm{g})\}}\,\cdot\,\frac{1}{\{(\alpha/\beta)+\mathrm{K}_{\mathrm{e}}^{\beta\xi}\}^2}\,\mathrm{e}^{\beta\xi}$$

となり,式(1・2・42)より,

$$\left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \tau}\right)_{\substack{\tau=0\\ \xi=0}} > \frac{2}{3} C_0 S\left(\frac{1}{U_0} - \frac{2}{3 \,\mathrm{k} \,\mathrm{C}_0}\right) \qquad (1 \cdot 2 \cdot 43)$$

の場合には、 $d\theta/d\xi > 0$ となり 波の進行につれて波先が立ち上 ってくることになり、逆の場合 には波先波面勾配の減少がみら れることになる.ところで、本 論で取扱う水平床水路で静水中 を伝播する場合は論議はかなり 簡明となる.つまり、S = 0, $U_0 = 0$ と置けば、式(1・2・ **37**)は次式となり、



図-1・2・23 記号の説明

 $C_0 \frac{d C_1}{d \xi} - 3 C_1^2 = 0$ (1 · 2 · 44)

これを、式(1・2・41)を用いてC₁(0) = g($\frac{\partial H}{\partial \tau}$)_{$\xi=0$}/2C₀の条件のもとで解くと、 次式を得る.

$$C_{1}(\xi) = -1 \left/ \left(\frac{3}{C_{0}} \xi - \frac{(2C_{0}/g)}{(\partial H/\partial \tau)_{\substack{\tau=0\\\xi=0}}} \right)$$
 (1 · 2 · 45)

したがって、式($1 \cdot 2 \cdot 42$)に式($1 \cdot 2 \cdot 45$)を代入すると、

$$\frac{\mathrm{d}\,\theta}{\mathrm{d}\,\xi} = \frac{3\cos^2\theta/2\mathrm{H}_0}{\{3\,\xi/2\mathrm{H}_0 - (\partial\,\mathrm{H}/\partial\,\tau)_{\substack{\tau=0\\F=0}\}^2}} > 0 \quad (1\cdot 2\cdot 46)$$

となる. つまり、水平床水路では波先は波の進行にともない、常に立ち上ることになる. そこで、波先が直立し、 $\tan \theta \rightarrow \infty$ となると砕波すると考えると、式 (1・2・46)より 砕波点 x_h は次式で与えられる.

$$\frac{3}{2} \left(\frac{\mathbf{x}_{b}}{\mathbf{h}} \right) = \frac{C_{0}}{\left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{t}} \right)_{\substack{\mathbf{t}=0\\ \mathbf{x}=0}}} \quad (1 \cdot 2 \cdot 47)$$

同式によれば、初期水位と昇速度が大きいほど早く砕波することになる。

5-2 水理実験による検証

上述の解析で得られた式(1・2・47)と実験値との比較を示したのが図-1・2・24 である。図中の曲線が式(1・2・47)の3 x_b/2h = C₀/(∂ H/ ∂ t)_{x=t=0}を示す。同図 によれば、spilling breaker をするものは実験値と理論値がかけはなれているが、これ は前述したように spilling breaker は波頂が cusp 状になり砕波条件の θ = 90°を満足し ていないためと、さらに砕波するため初期水位上昇には関係しないためと推定される。

一方, surging breaker, plunging breaker は全体としては理論式と同じ傾向を示す ものの,絶対値に差異が若干認められる. これは tan $\theta \rightarrow \infty$ を砕波条件とする仮定の近似 度の悪さによるものであるが,定性的には充分実験値と一致しており,波先の水位上昇 速度が surging breaker, plunging breaker の砕波機構の重要な要素であることが明ら かになったといえる. 既に 2 – 2 で述べたように理想段波相対波高 H₀/h が大きくなるに つれて spilling breaker か

らplunging breaker に移 行していくが、このことは H₀が大きくなると、図ー 1・2・21にも示すように、 理想段波からの分散第1波 の波高が大きくなりそれに 伴ない水粒子速度も大きく なるため、波動エネルギー の増大に伴って spilling breaker に移行することを 意味する.したがって、こ のことから、急激なエネル



図-1・2・24 初期水位上昇速度と砕波距離

ギー逸散をなすのが plunging breaker の内部機構の一つの大きな特性であり、 spilling breaker の方は plunging breaker に比してエネルギー逸散が小さいことが判明する. こ の差異は後の周期波の砕波において (第3章) 詳述するが, plunging breaker の場合には horizontal roller と splash が生起するが, spilling breaker の場合には両者とも形成 されないことにより充分説明できる. また、分散第1波の砕波波高H_bを示した図-1・





- 43 -

2・25 によれば, spilling breaker, surging breaker(intermediate breaker), plunging breaker の順で砕波相対波高 H_b/h が大きくなり,いずれも $Munk^{25}$ の孤立波 の限界波高 $H_b/h=0.78$ を越えているが,砕波形式別の差異は大きくなく, $H_b/h=0.$ 83(Gwyther²⁰ ら)と $H_b/h=1.08(Packham^{27})$ の孤立波の限界波高の間にあり,こ の点,波状段波の分散第1波の砕波波高の最大値はPackhamの孤立波の限界波高 $H_b/h=$ 1.08で与えられると考えられるが,本実験より求まる段波の限界波高は図中の best fitted curveの式(1・2・48)に示すごとくであり,Packhamの値より若干大きい.し たがって,同図に示すようなBazin²⁸ やThirriot²⁹⁾の分散波安定限界式では規定できな いことは明らかである.

 $H_{\rm h}/h = 1.10$ ------ ($1 \cdot 2 \cdot 48$)

第6節 結 論

本章では段波の変形機構をとりあげて、まず水理実験を行ない伝播速度、波高、波長な どの変形特性を明らかにし、ついで分散変形機構、砕波を含めた遷移過程での段波の挙動 について理論解析を行ないその妥当性を水理実験と数値実験により検討を加えてきた.得 られた結論を要約すればつぎのごとくである.

(1)段波の分散は波面曲率が伝達項として作用するために発生する.

(2)遷移過程における分散波はつぎの4つの型に分類され、さらにこの分類は段波相対波高 H_0/h のみで規定される。

$H_0/h \leq 0.25$	安定波で砕波しない。		
$0.25 < H_0 / h \leq 0.33$	spilling breaker をするもの		
$0.33 < H_0 / h \le 0.47$	surging breaker をするもの		
$0.47 {<}{ m H}_{_0}/{ m h}$	plunging breaker をするもの		

(3)遷移過程では、分散波の静水面からの波峰高さ、 η_{crest} 、および波谷高さ η_{trough} はつぎの範囲に存在する.

$$rac{\eta_{
m crest}}{{
m H}_0} > 1 + rac{{
m H}_0}{3\,{
m h}} \ , \ rac{\eta_{
m t\,rough}}{{
m H}_0} < 1 + rac{{
m H}_0}{3\,{
m h}}$$

(4) surging breaker, plunging breakerの砕波機構として、波先部の水位上昇速度が 重要な要因と考えられ、理論の示すように水位上昇速度が大きいほど早く砕波する。 (5) K - d - V 方程式により 波状段波の変形状況がほぼ説明でき、とくに分散第1波の 波形は実験値とよく一致する。

参考文献

- Rayleigh, Lord, : Phil, Mag. (5) 1. 257 paper 1, 1876, On the theory of long waves and bores, Proc. Roy. Soc. A. 90. 324, 1914, pp. 324 ~ 328.
- Lamb, Sir H. : Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, six Editon, 1932, pp. 278 ~ 280.
- 3) Boussinesq, J. : Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal de vitsses sensiblement pareilles de la surface aufond, Liouville's J. Math., 17. 55. 1872.
- 4) Bazin : Mém. divers Savants a L'Acad des SCi. 19. 495, 1865.
- 5) 8) と同じ
- 6) Favre, H. : Étudé theorique et expérimentale des ondes de translation dans les canaux découverts, paris, Dunod, 1935.
- 7) Keulegan, G. H. and Patterson, G.W. : Mathematical theory of irrotational transition waves, J. of Research of the National Bureau of Standard. Vol. 124, 1940, pp. 95 ~ 100.
- Lemoine, R. : Sur les ondes positive de translation dans les canaux et sur les ressaut ondule de faible amplitude, La Houille Blanche No. 2, 1958, pp. 183 ~ 186.

-45 -

- 9) Benjamine, T.B. and Lighthill, M.J. : On cnoidal waves and bores, Proc. Roy. Soc. Vol. 224, 1954, pp. 448 ~ 460.
- 10) Sandover, J.A. and Zienkiewicz, O. : Experiments on surge waves,
 Water Power No. 11, 1957, pp. 418 ~ 424.
- Sandover, J.A. and Taylor, C. : Les ondes de translation et les ondulations, La Houille Blanche, No. 3, 1962, pp. 443~465.
- Sturtevant, B. : Implications of experiments on the weak undular bore, The Physics of Fluid, Vol. 8, 1965, pp. 1052 ~ 1055.
- 13) Thirriot, C. and Bednarczyk, S. : Ondulation secondaires en front d'intumescence et ondes solitaires, La Houille Blanche, No. 8, 1964, pp. 879 ~ 888.
- 14) Chester, W: A model of the undular bore on a viscous fluid, J. of Fluid Mech., Vol. 24, part 2, 1966, pp. 367 ~ 377.
- 15) Binnie, A. and Orkney, J.C. : Experiments on the flow of water from a reservoir through an open channel, The formation of hydraulic jump, II. The formation of hydraulic jumps, Proc. Roy. Soc. A., 224, 1955, pp. 237 ~ 245.
- 16) Peregrine, D.H.: Calculations of the development of an undular bore, J. of Fluid Mech., Vol. 25, Part 2, 1966, pp. 321 ~ 330.
- 17) Korteweg, D.J. and De Vries, G.: On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves. Phil. Mag. S. 5, Vol. 39, No. 240, 1895, pp. 422~443.
- 18) 7)と同じ

19) 3) と同じ

20) Stokes, G.G. : Note on the theory of the solitary wave, Phil. Mag.(5) 32, 1891, pp. $314 \sim 316$.

21) 3) と同じ

22) Broer, L.J.F. : On the interaction of non-linearity and dispersion in wave propagation, Appl. Sci. Res. B. 11, 1964, pp. 273 ~ 285.

28) 17) と同じ

- 24) Stoker, J.J.: Water waves, New York Univ. Press, 1957, pp. 505 ~ 509.
- 25) Munk, W.H.: The solitary wave theory and its application to surf problem, Ann. New York Acad. of Sci., Vol. 51, Art 3, 1949, pp. 376 ~ 424.
- 26) Gwyther, R.F.: The classes of progressive long wave, Phil. Mag. 50, 1900, pp. 213 \sim 216.
- 27) Packham, B.A.: The theory of symmetrical gravity waves of finite amplitude, I. Solitary wave, Proc. Roy., A, 213, 238, 1952, pp. 238 ~ 249.
- 28) 4)と同じ
- 29) 13) と同じ

第3章 周期波の砕波変形機構に関する 基礎的研究

第1節概説

本章では、一定水深域での周期波の砕波変形機構について主として論議する。一定水深域 での砕波をとりあげたのはMason¹⁾が既に指摘したように、一様傾斜水域とは異なり、水 深変化にともなう shoaling の効果がないこと、 return flow, wave set - up の効果が 比較的小さいこと、などにより、砕波そのものの乱れの特性を精度高く把握できるためで ある.

本章では、まず水理実験をおこない砕波現象および砕波の挙動を明らかにするとともに、 一様傾斜水域と一定水深域での砕波の挙動との差異についても論議する.ついで、砕波後 の波高減衰機構について検討を加えて、エネルギー逸散に及ぼす horizontal roller,底 面摩擦力の効果などを定量的に評価する.また、砕波後の乱れについてもモデル化をおこ ない、砕波後の波動式を誘導する.

第2節 水理実験による砕波現象および砕波の挙動の解明

2-1 実験装置と実験方法

実験水槽は大阪大学工学部土木工学教室の 0.7^{m} (幅) × 0.95^{m} (高さ) × 30^{m} (長さ) の片面ガラス張りの屋内二次元鋼製造波水槽を用いた。水深変化にともなう shoaling の 効果を除き, return flowおよび wave set - up の効果をできるだけ小さくするために, 図-1・3・1 に示すような先端部に 1/12 勾配の傾斜面を有する水平床を用い, その一定



図-1・3・1 実験装置

- 49 -

水深部で半強制的に砕波させた.水面波形は電気抵抗線式水位計で計測し、その記録は磁気テープとペンレコーダーでおこなった.後で示す2-8で水面波形の周波数特性をフーリ_エ成分波の面より論議するが、その場合は、26秒間の水面波形記録を1/40秒間隔、あるいは41秒間の波形記録を1/25秒間隔で読みとりディジタル化し、そのうち1024個のデーターを用いてFFT法でフーリ_エ解析をおこなっている.また、砕波後の乱れの特性を調べるために、四塩化炭素とキシレンで水の比重と等しく作ったトレーサーと、直径 4^{mm} のガラス球に四塩化炭素とキシレンの混合液を入れて水の比重と等しくした個体のトレーサーを同時に投入して、16^{mm}高速シネカメラ(フォトソニック)を用いて128^{コマ/sec} ~200^{コマ/sec} で撮影したが、この場合はトレーサーの水槽積方向の動き(波の進行方向と直角方向)を極力なくすため水路を2分割し、狭い方の副 30^{cm}の水路にトレーサーを投入している.また、用いたレンズは25^{mm}、標準レンズで、焦点深度は一番浅くしている.この16^{mm}フイルムの写真解析より、砕波点、horizontal rollerの規模および移動速度水粒子速度、気泡連行領域.などを決定している.

砕波時波高はペン書きレコーダーの時間波形と、16^{mm}フイルムの写真解析の空間波形 とから算定したが両者の値が異なる場合においては本論ではペンレコーダーの時間波形か ら算出した波高を砕波波高として採用している.実験諸元を表-1・3・1に示す.

静水深:h (cm)	波高:H ₀ (cm)	周期:T ₀ (sec)	波形勾配: H_0/L_0
7	$3 \cdot 5 \sim 11 \cdot 5$	0.8, 1.0, 1.2	$0.016 \sim 0.115$
11	$6 \cdot 0 \sim 12 \cdot 0$	0.8, 1.0, 1.2	$0.031 \sim 0.105$
14	$7 \cdot 5 \sim 13 \cdot 5$	0.8, 1.0, 1.2	0.033 ~ 0.105

表-1・3・1 実験諸元

2-2 砕波型式

一定水深域で半強制的に砕波さす場合は、第1章で述べた砕波型式のうち spilling breaker と plunging breaker の 2 つの型式の砕波が生じ、 surging breaker は生起し ないことが認められた.したがって、 surging breaker(あるいは collapsing breaker) は傾斜面特有の砕波型式と判断される. この spilling breaker と plunging breaker の 発生領域を図示すると図-1・3・2のようになる. 同図によれば spilling breaker から plunging breaker の砕波の移行は沖波波高・水深比 H_0/h で式(1・3・1)のように与 えられる.

 $\left(\begin{array}{c} H_0/h \right)_c = 0.72 \qquad (1 \cdot 3 \cdot 1)$ $\Im \sharp \mathfrak{h}, \text{ spilling breaker } : (H_0/h)_c \leq 0.72$ plunging breaker $: (H_0/h)_c > 0.72$

となる。これは、第2章で述べた波状段波の砕波型式の移行限界を規定する H_0/h と同様の波高・水深比の index であり、周期波の場合も波状段波と同様、水深h に比して波高



図-1·3·2 砕波型式(S=0の場合)

 H_0 が大きい程 spilling breaker から plunging breaker に移行しており、急激なエネル ギー放出は plunging breaker で、緩やかなエネルギーの放出は spilling breaker とい った内部機構に類似点が認められる。ところで、従来の一様傾斜水域では図ー1・3・3に



図-1・3・3 一様傾斜水域での砕波型式とその移行領域

示すように, spilling breaker から plunging breaker の砕波移行は水深・沖波波長比 h_c/L_0 により,式(1・3・3)のように規定される $\frac{20}{2}$ なお,

$$h_c/L_0 = 0.06$$
 (一樣傾斜面) ----- (1・3・3)

なお、 h_c は砕波型の移行限界水深である. 式(1・3・1)をMichell³⁾の限界沖波波形 勾配(H₀/L₀)_b = 0.142を用いて変形すると、 spilling breaker のみが生起する限界 が式(1・3・4)のように与えられる.

h_c/L₀ = 0.197 (一定水深域)----- (1.3.4)

式(1・3・4)は明らかに一様傾斜面で得られた式(1・3・3)と異なる.この差異は 一様傾斜面では波は緩やかに変形して砕けるが、本実験では一定水深部で半強制的に砕波 せしめることの波の変形の緩急度合の差と、一様傾斜面の方がreturn flow, wave set-upの効果が著しく大きいことの差に帰因するものと考えられる.

一方, 砕波しない領域は, (図-1・3・2の斜線部分), 近似的に式(1・3・5)で 与えられる.

 ${\rm H_0/h_b} \leq 0.51 \cdots$ ($1\cdot 3\cdot 5$)

2-3 気泡連行とhorizontal roller

砕波後の波の変形は spilling と
plunging breaker とでは著しく
異なる.すなわち、図-1・3・4
(a) に示すように、plunging
breaker の場合は砕波後、波頭部
が波前面におおいかぶさり、静水
面と交わった後 horizontal roller
と splash が形成される.それと同時に空気が horizontal roller に
より流体内へ連行混入されるが、
この連行気泡の大部分は vortex が



- 53 -

消滅する地点から上方に移動して波面部のみ残り、やがて消えてしまう。一方、spilling breaker の場合は図ー1・3・4 (b) に示すようにhorizontal roller と splash を伴なわ ず、砕波後波頭部から波前面部にかけて気泡を連行した乱れた状態が生じるが間もなく気 泡も消滅して再び整正な波形になっていく。したがってこのことから、spilling breaker と plunging breaker の砕波型の内部機構の大きな差異は horizontal roller と splashの 形成の有無であり、horizontal roller と splash の形成を伴なうのが plunging breaker であることが明らかになった。図ー1・3・5 は X_B/L : plunging breaker の砕波点から 波頭部が静水面と交わる地点までの距離と波長の比、 X_v/L : 砕波点から horizontal roller が消滅する地点までの距離と波長比、 X_s/L : 砕波点から splash が静水面と交わ る地点までの距離と波長の比、 X_A/L : 砕波点から流体内部に連行された気泡が波面部の みに残る距離と波長の比と沖波波形勾配H₀/L₀の関係を比水深h_b/L₀別に示したもの



図-1・3・5 $X_{B}/L, X_{V}/L, X_{S}/L, X_{A}/L \geq H_{0}/L_{0}$ の関係

である.なお,Lは水深hにおける波長である.同図によればつぎのことが明らかになる. つまり,

 $(1)X_{B}/Lについて, : h_{b}/L_{0}により多少のばらつきはあるが図中に示したような式 (1・3・6)で与えられる一つの直線でほぼ表わされる.$

 $X_{B}/L = 3.6 \cdot (H_{0}/L_{0}) - (1 \cdot 3 \cdot 6)$

なお、 H_0/L_0 の X_B/L に及ぼす効果はきわめて小さく本実験の範囲内では $X_B/L = 0.1$ ~ 0.3 程度である.

 $(2)X_v/Lについて:この horizontal rollerの消滅地点は splash の先端点<math>X_s/L$ より 砕波点側になり X_B/L と同様 h_b/L_o により多少のばらつきはあるものの,図中に示すような式(1・3・7)でほぼ近似できる.

 $X_v/L = 3.6 \cdot (H_0/L_0) + 0.1$ (1.3.7)

(3)X_s/Lについて:この値 $i h_h / L_0$ をパラメーターと する曲線群で表わされる. h_{h}/L_{o} を固定して考えると、 H₀/L₀が大きくなるにつれ てX。/Lが大きくなる. この splash の水平方向の大きさ x。 の値を示したのが図-1・3・ **5**であって, splash の水平方 向の大きさ x_s と砕波波高 H_h の比 x_s/H_h は plunging distance X_B/H_b が大きくな るにともないほぼ増大し, xs は本実験では砕波波高H_nの 2~4倍の値を示す。したが って、 $x_s/H_b \ge X_s/H_b$ は Galvin⁴⁾ の与えた実験式 x_s/H_b





= X_B/H_b とは一致せず、一般に $x_s/H_b > X_B/H_b$ となるがその散らばりは大きい. (4) X_A/L について:この値は H_0/L_0 と h_b/L_0 により著しく変化し、 H_0/L_0 の増大に伴なって大きくなる。したがって、図-1・3・2とつき合せると plunging breaker の方が spilling breaker より気泡連行距離が長くなり、したがって乱れた状態が plunging breaker の方が spilling breaker より長く続くことがこのことからも明らかである。

2-4 砕波波高と砕波峰高



-56 -

図-1・3・7は、砕波波高・水深比 H_h/h_h と沖波波形勾配 H_0/L_0 の関係を h_h/L_0 を

パラメーターに示したものである.なお、砕波波高としては砕波時の最大波高を採用している.同図によれば H_0/L_0 が大きくなるにつれて H_b/h_b は大きくなり砕波形式により比較的明確に2つの領域に分かれる.すなわち、spilling breaker については $H_b/h_b < 0.76$, plunging breaker については $H_b/h_b > 0.71$ となりその境界はほぼ $H_b/h_b = 0.75$ と考えられ、plunging breaker の方が、spilling breaker より砕波波高・水深 比 H_b/h_b は大きい.また同図には表-1・1・1に示した Laiton, Mc Cowan, Munk, Packham の孤立波の限界波高式も示されているが、いずれも周期波の砕波特性を示す一般的な形としては適用できない。図-1・3・8 は h_b/L_0 別に無次元砕波峰高 Y_b/H_0 と H_0/L_0 の関係を示したものである.これによると Y_b/H_0 に及ぼす比水深 h_b/L_0 の影響は明確にあらわれ、 h_b/L_0 別に一連の曲線群を得る.同一比水深に対しては H_0/L_0 が



図-1·3·8 砕 波 峰 高

- 57 -

大きくなるほど Y_b/H_0 が小さくなり、従がって Y_b/H_0 は spilling breaker の方が plunging breaker より大きい.

2-5 砕波後の平均水位変動

砕波後の波には大きな質量輸送が伴なうため平均水位の上昇(wave set-up)が存在 する. 傾斜水域においてはwave set-upの影響が著しく,汀線近傍においては波高と 平均水位の上昇高はほぼ等しくなりこのwave set-upの効果を無視することはできない⁵ 本章で取り扱う一定水深域の砕波の場合は,図-1・3・9,図-1・3・10に一例として 示されているように,波の進行に伴なう平均水位の変動量元は砕波点(X/L=0)で負 の最大値(set-down)をとるが,その後気泡連行を伴なう波高の減衰の大きい領域では x/Lの増大に伴ないほぼ直線的に増大する.しかし、気泡連行のない波高低減の小さい領 域になると、元は増大せず若干変動するもののほぼ一定の値となる。この一定になった平 均水位上昇高元。は図-1・3・11に示すように水深hの高々9・5%、また砕波時波高H_b の高々7・5%(図-1・3・12参照)と小さい事、また傾斜水域の汀線での値に比しても かなり小さいことが判明する。なお、図-1・3・9~図-1・3・12によれば、波形勾配 H₀/L₀が大きい程元が大きく、このことは後述するようにplunging breaker の方が spilling breaker より大きな質量輸送を伴なうことを示している.



図 $-1 \cdot 3 \cdot 9$ 波の伝播にともなう $\overline{\eta}/h$ の値の変化







図-1・3・11 $\bar{\eta}_c/h_b \ge H_b/h_b$ の関係



図-1・3・12 傾斜水域での平均水位変動との比較

2-6 砕波後の波高変化と波形変化

2-6·1 波高変化

図-1・3・13 は砕波後の波の進行に伴なう波高変化 H/H_b を冲波の波形勾配 H_o/L_o をパラメーターにして示したものであり、図-1・3・14 は H/H_b とX/Lの関係を比水 深 h/L_o をパラメーターにして示したものである。図-1・3・13 によれば、 H_o/L_o が 大きくなるにつれて波高の減衰が大きく、spilling breaker より plunging breaker の 方が波高減衰が大きい。この波高変化の特色を既述の X_v/L 、 X_s/L 、 X_A/L 、の領域 別について考えてみる。

plunging breaker については砕波点から horizontal roller の消滅点 X_v/L までの波 高減衰が一番大きく、ほぼ、 $H/H_b \approx 0.7 \sim 0.45$ 程度となる。これは波動エネルギーが roller と splash などのエネルギーに一部変換されたことによる。そして X_v/L 地点直前 で H/H_b が極小値をとり、 horizontal roller の消滅後、いったん波高 H/H_b が大きく なるが、これは roller の消滅により roller のエネルギーの一部が波動エネルギーに転換 されることと、 splash が波と重合するため波高が一時的に増大するものと考えられる. つぎに X_s/L 地点については X_v/L 地点ほど明確な特性が見い出せない。この領域での波 高減衰は X_v/L 地点までと比較して緩やかであり、この減衰度合がほぼ X_A/L 地点まで続 き、この X_A/L 地点で $H/H_b = 0.6 \sim 0.4$ 程度に低減してしまう。そして $X/L > X_A/L$ つまり気泡連行のない領域になれば、波高減衰は極めて小さい。また、spilling breaker



図-1·3·13 砕波後の波高変化



図-1・3・14 砕波後の波高変化

については horizontal roller と splash の形成を伴なわないため、 plunging breaker 程 大きな波高減衰がないが、 $X/L < X_A/L$ つまり気泡連行を伴なう領域での波高低減は比 較的大きい. しかし、 $X/L > X_A/L$ の気泡連行のない領域になれば、 plunging breaker と同様波高低減はきわめて小さい. このように砕波形式に関係なく流体中に気泡が連行さ れている間は波高減衰が大きいことが判明する.

2-6·2 波形変化

この気泡連行領域では、上述したように波高の減衰が大きいため波形そのものも著し く変形しているものと推察される。そこでこの砕波後の波形変化を波頂前後の非対称性 ξ_{μ} 静水面上下方向の非対称性 ξ_{v} の面から若干の考察を加えてみる。なお ξ_{μ} 、 ξ_{v} はおのおの 下の式で定義されている。

$$\xi_{H} = rac{
 渡の峰から波後面が静水面と交わる長さ

 波の峰から波前面が静水面と交わる長さ

 $\xi_{v} = rac{
 静水面から測った波頂高

 波高$$$

図-1・3・15は、砕波後の波形変化と波高変化との関連性を spilling breaker \mathcal{E} plunging breaker of 代表例について示したものである.まず $\xi_{\rm H}$ であるが、X/L < X_A/Lの範囲では plunging breaker は spilling breaker に比してきわめて大きく波の前傾度は plunging breaker の方が大きい. この plunging breaker については horizontal roller \mathcal{E} splash に 密接な関係があって、砕波点から $\xi_{\rm H}$ は減少し X_v/L 地点直前で極小値を \mathcal{E} り、 horizontal roller の消滅とともに再び大きくなっていく. これは splash と波が重合して、splash の 乱れが波形に影響するためと考えられる. このように波高の減衰の大きい領域では波形の 歪みも大きいことが判明する. 一方、X/L>X_A/L になると砕波型式に無関係に $\xi_{\rm H} \rightarrow 1$ に漸近して波形の対称性を帯びるようになる. 一方、 $\xi_{\rm v}$ については、spilling breaker の方が plunging breaker より小さく且つ砕波以後の変化は小さい. plunging breaker の方は、X/L<X_A/L の気泡連行域で変化は大きく、roller の消滅地点では一旦極小と なるがその後再び大きくなり、X/L>X_A/L の領域では変化の少ない状態になる. こ の両者の砕波型式の差異は既述の 2 – 5 の平均水位上昇高さの特性と比較的その傾向を同 じにしており、平均水位変動量の大きい plunging breaker ほど $\xi_{\rm v}$ の値が大きく非対称性

が強いことになる. これは再々指摘しているように horizontal roller と splash の作用 に帰因することはいうまでもない.



図-1・3・15 砕波後の波形変化と波高変化

2-7 砕波後の水粒子速度と波速

2-7·1 水粒子速度

砕波時の流速は 16^{mm} フィルムをフィルムモーション・アナライザーで解析して求めた ものである. この砕波点での波の峰の位相における水平方向最大流速U。の鉛直分布は、 図-1・3・16 あるいは図-1・3・17 に一例として示されているように、従来いわれて いるような水深方向に一定の値をとらず静水面(同図の縦軸の($z+h_b$)/ $h_b = 1.0$ に 相当する)より上の波面で急に大きくなる. 同図には比較のため、式(1・3・8)で与 えられる Laiton⁵の孤立波の第2近似解による流速分布と式(1・3・9)で与えられる 理想段波の流速(第2章参照)も示されているが、こういった理論値と実験値とは大きく 異なり、波頂部を除けば実験値は理論値より10%~50%も小さい。したがって砕波時の

$$\frac{U_{c}}{\sqrt{gh}} = \frac{H}{h} \left\{ 1 - \frac{5}{4} \frac{H}{h} - \frac{3}{2} \frac{H}{h} \left(2\frac{z}{h} + \frac{z^{2}}{h^{2}} \right) \right\} + \left(\frac{H}{h}\right)^{2} \left\{ \frac{5}{4} + \frac{9}{4} \left(2\frac{z}{h} + \frac{z^{2}}{h^{2}} \right) \right\}$$

$$(1 \cdot 3 \cdot 8)$$

$$\frac{U_{c}}{\sqrt{gh}} = \frac{H}{h} \left\{ \frac{1 + \frac{3}{4} \left(\frac{H}{h} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{H}{h} \right)^{2}}{1 + \left(\frac{H}{h} \right)^{2}} \right\} - (1 \cdot 3 \cdot 9)$$

流速は式(1・3・8)や式(1・3・9)で与えられるような孤立波あるいは段波式では 表現できない。



図-1・3・16 砕波時の水粒子の水平方向流速(波峰)



図-1・3・17 砕波後の水粒子の水平方向流速の変化(波峰)

- 65 -
なお、岩垣・酒井⁷⁰ らは、傾斜水域の砕波時の流速を測定し、一様水深の有限振幅波理 論(stokes 波の第2近似解、第3近似解、クノイド波の第2近似解)と比較した結果、 こういった理論では砕波時の流速分布の特性を充分説明できない事を指摘している.これ は、前述したような、砕波時の波形の非対称性をこういった理論では考慮されていないと ころに大きく原因するものと推測される.このような実験事実を参照すると砕波後の水粒 子の算定においては波形に非対称性の効果を有するような波動理論の展開が今後必要であ ろう.

一方, 砕波後の波の水粒子速度の変化は、図-1・3・17, 図-1・3・18に示されて いるように、波の峰の位相の水平方向流速U_cは水底((z+h_b)/h_b=0)から(z+ h_b)/h_b \approx 0.8 (あるいは(z+h_b)/(η_c +h_b) \approx 0.5)までのz方向の流速変化が 少なく, その 値は砕波点から波が砕波帯中を進行するにつれて、小さくなっていく. 一 方, (z+h_b)/h_b > 0.8 ((z+h_b)/h_b)/(η_c +h_b) > 0.5~0.6)の範囲の波 面の部分では0 < (z+h_b)/h_b \leq 0.8の速度に比して水粒子速度が大きく、砕波型に 関係なく砕波時の水粒子速度より砕波直後の砕波帯の中の水粒子速度の方が大きい(図-1・3・17(a)ではX/L=0.25, 1.4, 図-1・3・17(b)ではX/L=0.85, 図-1・



図-1・3・18 砕波後の水粒子の水平方向流速変化

3・18 ではX/L=0.25 と0.95 の地点). しかし, 砕波帯を通過した後の気泡連行を伴 なわない領域に近づくにつれて水粒子速度は除々に減少し砕波時流速より小さくなる(図 $-1 \cdot 3 \cdot 17$ (a) $\operatorname{ctr} X/L = 2.10$, $\boxtimes -1 \cdot 3 \cdot 17$ (b) $\operatorname{ctr} X/L = 1.30$, 2.00 $\boxtimes -1$ **1・3・18** ではX/L=2.00の地点). このように,砕波直後の気泡を多量に含む波の波 高は既に2-6で詳述したように砕波時の波高よりかなり小さいにも拘らず、水粒子速度 の方が逆に大きくなっており、これは式(1・3・8)や式(1・3・9)に示すような波高 日が大きいほど水粒子速度が大きくなるような従来の波動理論では説明できない。この機 構についてここで考えてみよう。砕波後の波は砕けることにより、後述(2-8)のように 砕波前の基本周波数成分以外に、高次の周波数成分の波が生起することが明らかにされる。 この高次周波数成分波は基本周波数の波より周期が短かいため、2 - 8で述べるように、深 海波領域となるので水粒子速度は静水面近傍の波面で大きく,静水面下では急激に減少す る分布を示すのであろう。したがって、砕波帯の中ではこの砕波により生起した高周波数 成分の寄与のために、 $(z + h_b)/h_b > 0.8$ の範囲で急激に大きくなったものと推察され る.また砕波点よりも砕波直後の方が水粒子速度が大きいのは(1)特に spilling breaker の場合は高周波数成分の波高は砕波時より砕波直後の方が増大すること(後述の図-1・ 3・28(a)参照),(ij)砕波直後に高周波数成分波が一部自由波となりこの水粒子速度が 基本周波数の成分波の水粒子速度に加算されること、などによるものと考えられる。一 方。波の谷の位相における水平方向の水粒子速度は図-1・3・18に一例として示されて いるように、砕波後は砕波点から波の進行にともないほぼ一様に減衰し、且つ鉛直方向の 分布も波の谷の水表面では水底近傍の水粒子速度より若干大きくなる程度であって、波の 峰の位相での水粒子速度に比してその変動は極めて小さい.

つぎに、残留速度について検討を加える。従来の研究によると一様傾斜面では、net flow pattern としてJohnson & Eagleson⁸⁰の観測した net flow pattern とそれと は傾向の全く異なる堀川⁹⁰ らの net flow pattern の二つがある。このような傾斜面で は水深が0 になる汀線部分が存在するのでもどり流れが顕著に観測されるため、比較的明 瞭な残留速度が得られている。ところで本章で取り扱う一定水深域でも 2-5の平均水位 変動で述べたように質量輸送が認められること、また実験水槽が有限長であることを考慮 すると、傾斜面の砕波で観測されたような net flow pattern が傾斜面のように明確で はないけれども存在するものと考えられる。そこで図-1・3・19 に示すように一周期当 りの残留速度豆を式(1・3・10)に示すような平均位相差を用いて定義して、この豆の値

 $\overline{\mathbf{U}} = \frac{1}{2} \left(l + l' \right) \cdot \frac{1}{\mathbf{T}} \qquad (\mathbf{T} : 波の周期) - \dots - (1 \cdot 3 \cdot 10)$

を求めた一例を示すと図-1・3・20の ようである。同図に示すように残留速度 には波の進行方向と同方向を示すものと その逆方向を示すものがあり、底面近傍 では波の進行と逆方向の残留速度が卓越 しているのに対し波表面部では波の進行 と同方向の残留速度が卓越している。こ の波の進行方向と同じ方向を示す残留速







図-1·3·20 Net Flow Pattern

- 68 -

度は砕波直後一番大きいが、波の進行に伴ない急激に小さくなっていく. この残留速度の 分布を少し概略的に示すと図-1・3・20の太い矢印に示すごとくであって、堀川らの傾 斜面の砕波に伴なう net flow pattern と比較的よく一致しており、砕波点が一種の障 害壁の役割を果す形となっている. なお、plunging breaker の場合は spilling breaker より残留速度の絶対値そのものが大きく、したがって波の進行と逆行する傾斜面でいうも どり流れ的な残留速度もまた幾分大きい.

2-7・2 波 速

既に述べてきたように、砕波後の気泡連行領域では、波高及び波形の変化が著しいの で、波速も著しく変化しているものと推定される。したがって、波速の変化を正確に把 握するためには、波高計の設置間隔を密にしなければならない。本研究では最も密な配置 間隔としては波高計の相互干渉効果のない最小間隔として10^{em}間隔を採用したが、波形 が再び砕波前のような整正な波形になる地点ではそれ以上に間隔を広くして波形を計測し た.波速は波の峰の位相の移動速度として求めたが、気泡連行領域では計測波形に変動が あるため4~5波の平均値を採用している。砕波点近傍の波速Cは図-1・3・21に示す



図-1・3・21 砕波後の波速(微小振幅波の波速との比較)

- 69 -

ように(同図のX/L=0は砕波点である.) 微小振幅波の波速 \sqrt{gh} より大きいが, 波の 伝播にともない波高は 著しく 減衰するのに対し(図-1・3・13,図-1・3・14参照). 波速の方は逆に大きくなり,X/L=0・4~0・6 で極大値をとり,その後減少して \sqrt{gh} に近い値を示すようになる。そして,この特性はH₀/L₀とh/L₀によってほとんど影響 されないことも同図より認められる。この波速の変化は上述の2-7・1の水粒子速度の 変化とよく一致しており,水粒子速度の場合と同様既往の理論ではその変化の実態の説明 がつかないことは明らかである。なお、これは、水粒子速度の場合と同様、高次の周波数 成分波の寄与により,砕波直後の方が砕波時より大きな波速を示すものと推察される。図 -1・3・22は孤立波理論¹⁰⁾の波速 $\sqrt{g(h+H)}$ と実測値の波速との比較を示したもの であるが、波速が極大値を示す地点では計測波速が $\sqrt{g(h+H)}$ より大きくなるが、それ 以外の領域では孤立波の波速より小さくなり、本論のような一定水深域での周期波の砕波 の場合も傾斜水域での砕波同様、砕波後の波の波速に孤立波理論を適用することはできな い.



図-1・3・22 砕波後の波速(孤立波の波速との比較)

2-8 砕波にともなう波形の乱れ

本章の2-3と2-6で既に明らかにしてきたように、砕波帯における波動は砕波前の 整正な波形と異なり非対称性が著しく、かつ、乱れた波形を呈するので、波動内部の水 粒子の運動も砕波前と異なった複雑多岐にわたる挙動を示す。砕波にともなう波動内部の 乱れの構造は、この水粒子速度の詳細な変動特性が判明しない限り解明されないが、現在 精度高い計測器がないことから、2-7で述べた程度の論議しかできず、直接水粒子の速 度の時間変動について詳細な論議をすることは困難である。ところで、気泡の連行を伴な う乱れは静水面上の波面に集中しており、本章の2-7で述べたように、その部分での水 粒子速度の波の進行に伴なう減少が著しいこと、Richardson¹¹⁾ が砕波の波動内部の流 速と水面波形の間の周波数特性の相関関係が大きいことを現地実測値より指摘したこと、 などにより、静水面近傍の水粒子速度と強い相関関係を有すると考えられる水面波形の周 波数特性を解析することによりある程度砕波後の波の乱れ特性の解明の糸口がつかめるも のと判断される.

上述したように、砕波帯内では、砕波前の整正な波形に比して、波形は極めて乱れてい るが、本論ではこの波形の乱れをつぎのように考える。つまり、砕波という極めて非線型 性の強い現象により、波は高次の周波数成分に分解され、こういった分解された数多くの 周波数成分波の合成された形として砕波後の波が構成されるため、砕波前の波形と比して 極めて乱れると考える。

いうまでもなく、砕波帯内では波は波動として保持できない過剰のエネルギーを放出し ており、波動としては一種の極限状態に達しているものと考えられる。したがって、水面 波形を構成する成分素波の構成のされ方にある種の限界状態が存在しよう。このような極 限状態での論議は次元解析によるのが便利であるから、ここでも次元解析により成分波高 スペクトルH(f)の特性について明らかにする。

2-8・1 次元解析にもとづく平衡勾配

波高スペクトルH(f)を支配する物理量は式(1・3・11)に示すように、重力加速度 :g、周波数:f、水深:h、気泡を含む流体の密度: ρ^* 、気泡を含む分子粘性係数: μ^* 、表面張力:K、である。

 $H(f) = F(g, f, h, \rho^*, \mu^*, K) - (1 \cdot 3 \cdot 11)$

-71 -

構成周波数fの領域により,式(1・3・11)に示す6つの物理量のH(f)に寄与する重 要度が変化する。そこで,周波数fに対応して卓越する物理量を抽出し,H(f)の次元が [L]であることから, [L]と同一の次元を持つように諸量を組合せると以下に示す式 としてH(f)をあらわしうる。

i) 低周波数(浅海重力波域): f < f₁(図-1・3・23 参照)

 $H(f) = F_1$ (h, g, f)

$$= C_1 \cdot g^{1/2} \cdot h^{1/2} \cdot f^{-1}$$
 ------ (1 · 3 · 12)

i) 中間周波数(深海重力波域): **f**₁ < **f** < **f**_c (**図**-1・3・23 参照)

$$H(f) = F_2 (g, f)$$

$$= C_2 \cdot g \cdot f^{-2} \qquad (1 \cdot 3 \cdot 13)$$

iii) 高周波数(表面表張力波域): f_c < f < f_κ (図-1・3・23 参照)

$$H(f) = F_{3} (f, \rho^{*}, K)$$

= $C_{3} \cdot K^{1/3} \cdot \rho^{-1/3} \cdot f^{-2/3}$ (1 · 3 · 14)

𝔅 N)粘性域:f > f_κ (図−1・3・23 参照)

$$H(f) = F_4 \quad (\mu^*, \rho^*, f)$$

= $C_4 \cdot \rho^{-1/2} \cdot \mu^{+1/2} \cdot f^{-1/2}$ (1 · 3 · 15)

ただし、 $C_1 \sim C_4$ は無次元係数である.

式(1.3.12)~式(1.3.15)に示すように、成分波高スペクトルH(f)は構成する 周波数fの領域により、4つの異なった分布形をとることがわかる。重力が復元力となる 場合は、図-1.3.23に模式的に示されているように、 $f < f_1$ の浅海波あるいは長波域 に属する周波数fに対しては、波高H(f)は[®]周波数fの-1乗に比例する[®]分布形を示 すが、 $f_1 < f < f_c$ の深海波域に属する周波数fについては、H(f)は[®]周波数fの-2 乗に比例する[®]分布形をとることになる。この両者の境界周波数 f_1 は $h/L_0 = 1/2$ を満 す周波数として

$$f_1 = \sqrt{g/4\pi h}$$
 (1 · 3 · 16)

で与えられる.また、f。は重力より表面張力が復元力として卓越する周波数として

$$\mathbf{f}_{c} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mathbf{g}\,\rho}{\mathbf{K}}} \quad (1\cdot\mathbf{3}\cdot\mathbf{17})$$

で与えられる.¹²⁾ ここで、 ρ =流体の密度である。このように、重力が復元力となる場合に はH(f)は、式(1・3・12)と式(1・3・13)の二つの式で表示されるが、後述する水 理実験によれば、 $f < f_c$ の重力波の範囲ではH(f)は次式の一つの式で与えてもほぼ妥 当であると考えられる。

$$H(f) = C_2 \cdot g \cdot f^{-2} \cdot \left\{ \tanh\left(\frac{2\pi h f^2}{g}\right) \right\}^{1/2} - (1 \cdot 3 \cdot 18)$$

なお、式(1・3・18)で、浅海域に対する周波数 f については { tanh ($2\pi h f^2/g$) }^{1/2} \cong ($2\pi h f^2/g$) ^{1/2}となるので、式(1・3・18)はH(f) \cong g^{1/2} h^{1/2}・f⁻¹の式(1・3・12) の形となることは容易に理解できる.

一方,表面張力

波については (f_c < $f < f_\kappa$), H(f)は ^{*} 周波数 $f \circ - 2/3$ 乗に比例する ^{*}分布 形を、また粘性領域 については ^{*} 周波数 $f \circ - 1/2$ 乗に比例 する ^{*}分布形を示す。

このように、砕波 後の砕波帯の中では、 波は式(1・3・12) ~式(1・3・15)に 示すような波高スペ クトルH(f)を保ち ながら、過剰なエネ ルギーを放出してい



図-1・3・23 成分波高スペクトルの平衡勾配の模式図

くものと考えられる. なお, fの増大にともない, H(f) は $f^{-1} \rightarrow f^{-2} \rightarrow f^{-2/3}$ $\rightarrow f^{-1/2}$ に比例する波高分布を示すが, 重力が復元力となる $f_1 < f < f_c$ の周波数に対 して, 深海波の砕波限界式として, 例えば, Michell¹³ の限界波形勾配を採用すると,

式(1・3・19)は次式のように変形されて、次元解析で得られた式(1・3・13)と同様

 $H(f) = 0.0226 \cdot g \cdot f^{-2}$ ------(1 · 3 · 20)

の $\mathbf{g} \cdot \mathbf{f}^{-2}$ の型が誘導できる. このことは,各々の構成成分波高は限界波形勾配により 支配されるような分布をとることを意味しており,次元解析の物理的な意味がはっきりする.

2-8・2 水理実験との比較

 $\boxtimes -1 \cdot 3 \cdot 24$ (a), (b) $th/L_0 = 0.0311$ の場合の **砕波後の成分波高スペクトル** の一例を示したもので、(a) は spilling breaker, (b) は plunging breaker の代表例 が示されている。なお、同図 の波の基本周波数は0.85 нz である.また,気泡連行領域 は(a)のspilling breaker の場合は $X_{A}/L \leq 0.75$, (b) の plunging breaker の場合 $dX_{A}/L \leq 1.50$ である。同 図に示すように,気泡連行を 伴なう領域では、基本周波数 foとその基本周波数の7~ 12 倍程度の整数倍の調和成 分波が砕波前と比してきわめ



図-1・3・24(a) 成分波高スペクトルの一例 (spilling breakerの場合)

て卓越しており,他の周波数成分は無視されるほど小さい.このことは,砕波は冲波での 基本周波数(あるいは、周期)を保持するものの、高次の調和成分波に分解[†]されるため、 波形は正弦波から著しく歪むことを示しており、 $2-6 \cdot 2$ で述べた波形の歪みはこの 高次の調和成分波によることは明らかである.また、図-1・3・24 によれば、plunging breaker の方が spilling breaker より、高次の調和成分波の波高が大きく、波形の乱れ は plunging breaker の方が spilling breaker より大きいことも明らかであろう.



波の進行にともなう波高スペ クトルH(f)の詳細な変化を log-log スケールで示したの が図-1・3・25と図-1・3・ 26 である。 図-1・3・25 に よれば、気泡の連行を伴なう X₄/L≤1.05の範囲では(図 $-1 \cdot 3 \cdot 25$ (b), (c), (d), (e), (f)), 式(1·3·16) で与えられる f₁ = $\sqrt{g/4\pi h}$ ≈ 3.34^{HZ} 近傍の周波数を境に $\cup \subset 0.85^{HZ} (=f_0) < f < 3.$ 34^{HZ}の低周波数域に対しては H(f)はほぼ f⁻¹に比例するよ うな分布形を, また, 3.34^{HZ} <f<13.3^{HZ} (=f_K)の高周 波数域に対し, H(f)はf⁻²に 比例するような分布形を示すこ とが認められる.一方,砕波前 (図-1・3・25(a))の波,あ るいは、砕波帯を通過した後の 気泡の連行をともなわない再整 された波の場合(図-1・3・25

†必らずしもすべてが自由波になることを意味するものではない.

-75 -



図-1・3・25 波の伝波にともなう成分波高スペクトルの変化(S = 0)



図-1・3・26 成分波高スペクトル(卓越成分波)

- 77 -

(g), (h)参照) は $f^{-1} \ge f^{-2}$ に比例するような分布形をH(f) は示していない. した がって、砕波帯内の気泡連行をともなうエネルギー 逸散の激しい領域でのみ $H(f) は f^{-1} \ge f^{-2}$ に比例するような分布形を示し、この特性は比水深 h/L_0 、あるいは 波形勾配 H_0/L_0 にほとんど左右されない(図-1・3・25 と図-1・3・26 参照) こと から、 $f^{-1} \ge f^{-2}$ は重力が復元力となるような周波数域に対する "限界勾配"、あるいは 一種の"平衡勾配" と判断される. つまり、波は vortex と気泡を連行しながら成分波高 が、 $f^{-1} \ge f^{-2}$ に比例するような分布形を保ちながらエネルギーの放出を行ない減衰してい くものと推察される. この"限界勾配"について更に検討してみよう.

図-1・3・26 (a) に示す spilling breaker の場合は, 砕波瞬時 (X/L=0) は高 周波数側の波高スペクトルの勾配は f^{-2} より大きく (図中で破線で示す), また砕波前の 特性を有している. これはMéhauté¹⁴⁾ が指摘したように砕波の乱れが波全体に "saturate" していないためであり (図-1・3・27 参照), したがって乱れが saturate している, 例 えばX/L=0.121, X/L=0.322地点では高周波数側の波高スペクトルは f^{-2} の型と なっており, 図-1・3・

25からでも同様の事が 判明する. 一方, f^{-1} の 勾配については, $f < f_1$ ($\cong 3.3^{HZ}$)を満す成分 波が少ないため充分論 議できないが, 砕波点で は f^{-1} より急な勾配とな っているものの, 乱れの "saturate "している

地点(例えば, X / L = 0.121, 0.322, 0.523)



図-1・3・27 non-saturated breaker と saturated breaker の模式図

ではほぼ f^{-1} に比例する分布形をH(f)が示している.この気泡連行を伴なう砕波帯で は、基本周波数あるいはその2倍周波数といった低周波数の成分波高の低減が著しいの に対し、図-1・3・28(a)にも示すように基本成分周波数の4倍以上の卓越周波数成分 波の波高が逆に大きくなる.これは、上述したように、spilling breaker は砕波した後 で乱れが波全体に saturate "するためである(図-1・3・27参照).

このことは低周波数側から高周波数側へエネルギーの輸送がなされることを示すものと

いえる. また砕波帯をすぎ ると, 高次の周波数成分ほ ど急激に減少し, 前述した ように例えばX/L=2.99 地点のように f⁻¹ と f⁻² の 限界勾配から著 しくはず れてしまう. 一方, plunging breaker の場合は図-1・ **3・26**(b)に示すように, 波頭部が波先におおいかぶ さるようにして砕けるため 砕波時 (最高の波高を示す 時点)の成分波の波高スペ クトルは spilling breaker の場合ほど整正な形を示さ ず,低周波数側($\mathbf{f} < \mathbf{f}_1 =$ 3.3^{HZ}) についてはほぼ f⁻¹ の分布を示すものの、高次の 周波数側 $(f_1 < f < f_c)$ で は-2より緩やかな-1 程 度の勾配を示し (図中で破 線で示す), この点 spilling breaker と対照的である. また、この plunging breaker の場合も乱れが "saturate " する状態になれば、X/L= 0.22, X/L = 0.52地点の ように f^{-1} と f^{-2} の["]限界勾 配"がほぼ成立している. こ の場合, 砕波後の低周波数側 の波高低減が, spilling breaker



図-1·3·28 成分波高の変化(S=0)

の場合より著しいが、その割には高周波数側の波高の増加が小さく、図ー1・3・28 に 示すように spilling breaker の場合と異なり砕波直後からほぼ減衰している。これは、 plunging breaker の場合、砕波直後 horizontal roller の形成を伴なうことを考えると、 この波動内部に形成される roller に成分波のエネルギーが消費されたものと判断される。

また,乱れが ^{*} saturate ^{*} した後は,砕波型式に関係なく,波の進行にともない高次の周波数成分ほど減衰が大きい. これは,乱流理論¹⁵⁾ で明らかにされているように,乱れによるエネルギー逸散が波数の2乗に比例するため,周波数の高い成分波ほど早く減衰するものと推察される.

以上、一定水深域での砕波後の波の成分波高スペクトルの変化について論じてきたが、 比較のため傾斜水域の砕波後の波の成分波高スペクトルの変化¹⁶⁾について若干述べてお こう、図-1・3・29 は水底勾配S=1/25 でH₀/L₀=0.015, T=1.22^{sec}の波の成 分波高スペクトルH(f)の変化を、図ー1・3・30はS = 1/40で $H_0/L_0 = 0.049$,T= 1.0^{sec}の波の成分波高スペクトルH(f)の変化を示したものである。同図から判明する ように、 砕波後は基本周波数 fo の高次の調和成分波高が卓越的に大きくなり、とくに、 $\sqrt{g/4\pi h} < f < 13.3^{Hz}$ (= f_c)の範囲の高周波数域については砕波帯内ではH(f)は ほぼ f^{-2} に 比例しており、さらに、 図-1・3・31 に示すように、 沖波波形勾配 H_0/L_0 と水底勾配Sによる変化は小さく、ほぼ両者については無関係と判断される。一方、f< f_1 の低周波数域については、 $\mathbf{2} - \mathbf{1} \cdot \mathbf{3} \cdot \mathbf{29}$ 、 $\mathbf{2} - \mathbf{1} \cdot \mathbf{3} \cdot \mathbf{30}$ に示すように気泡連行を伴 なう砕波帯 (図-1・3・29 では 1≥h/h_b≥0.18 が砕波帯,図-1・3・30 では 1≥ $h/h_{h} \ge 0.48$ が砕波帯)ではH(f)は f^{-1} に比例する分布形を示したり、示さなかった りするが、いずれにしても実験波の周期が短いため、低周波数($f < f_1 (= \sqrt{g/4\pi h})$) に対する f⁻¹の検討は充分できない。この低周波数域については今後水理実験を行なって **論議する必要があると思われる。この低周波数の f⁻¹ については若干問題はあるものの**, 図-1・3・32 に示すように傾斜水域においても、 $f^{-1} \ge f^{-2}$ にほぼ比例するような波高 分布をとりながら、砕波帯でエネルギーの放出をおこなって波が減衰していくことが認め られ、一定水深域での砕波と同じである。

一方、 $f_x > f > f_c$ の表面張力が復元力として作用する周波数については、図-1・3・33 に示すように、H(f)の絶対値が極めて小さいが、 $f^{-2/3}$ に比例するような分布形を示す 場合が多く、この点でも次元解析の妥当性が水理実験により証明されたと考えてよい.な お、粘性域については、次元解析によれば、 $f^{-1/2}$ に比例するような分布をとるはずであ るが.著者のおこなった実験では 20^{H2} の Low pass filter を用いたために、この領域に



図-1・3・29 成分波高スペクトル(S=1/25, $H_0/L_0=0.015$, T=1.22 sec の場合)



図-1・3・30 成分波高スペクトルの変化($\mathbf{S} = 1/40$, $\mathbf{H}_0/\mathbf{L}_0 = 0.049$, $\mathbf{T} = 1.0^{\text{sec}}$ の場合)

ついては充分検討できな かったので、今後検討し なければならない.

このように, 砕波帯の 波は高次の調和周波数の 波に分解され、低周波数 から高周波数に移行する $K \supset h \subset f^{-1}, f^{-2},$ $f^{-2/3}$ に比例するような 波高分布を"限界勾配" としてとることが、水 理実験ではば裏づけら れたといえる. こうい った、分解された成分 波を Parceval の定理 を用いて誘導された式 (1・3・21)¹⁷⁾を用 いて換算した換算波高 H_{eq}.



小すように、 実験計測 波高H_{ex}.とほぼ等しく なっており(H_{eq}. ≅H_{ex}.),





エネルギー的にフーリ_ェ成分波の合成されたものとして砕波後の波を取り扱いうることの 妥当性を示している.



図-1・3・33 成分波高スペクトル



図-1・3・34 H とH の関係

第3節 砕波の内部機構に関する検討

前節では、水理実験により砕波の挙動の実態について明らかにしてきた。このうち、砕 波後の波高減衰については 2 - 6で詳述したように、horizontal roller を伴なう plunging breaker と horizontal roller を伴なわない spilling breaker では波高減衰の形 態が異なり、 2 - 6の結果にもとづきその波高減衰の差異の状況を模式的に示すと図- $1 \cdot 3 \cdot 35$ のようになり、plunging breaker の方の波高減衰は horizontal roller の形 成領域があるため spilling breaker より複雑な状況を示す。この波高減衰機構について は第1章の緒論で記したように従来ほとんど論議されていないが、前節の水理実験によれ ば、(i)horizontal roller、(i)底部摩擦、(i)気泡連行をともなう乱れ、などが大きな支配 要素と推察される。本節では波高減衰に及ばす(i)horizontal roller、(i)底面摩擦、(i)連 行気泡、などの効果をエネルギー収支の面から定量的に評価していくものとする。



図-1・3・35 砕波後の波高減衰の模式図

3-1 horizontal による波の減衰機構

3-1・1 horizontal rollerの特性

第2節で既に明らかにしたように、horizontal roller は plunging breaker の場合に 波頭部が静水面と交又して形成される大きな渦である. この horizontal roller の水平方 向の移動速度は図-1・3・36 に一例として示されているように発生時は $\sqrt{gY_b}$ とほぼ 等しい速度で移動するが、その後移動速度U_v はわずかに大きくなりその後間もなくほぼ 一様に減少しt/T=0.12(t:発生後の時刻、T:波の周期)ではU_v/ $\sqrt{gY_b}$ =0.25 程度となる. 一方、この roller の回転軸方向の回転角速度は図-1・3・37 に一例として 示されているように、ある距離離れた地点 r₀ で最大となり、その前後で小さいといった Rankine 型に近い分布を示す. そして、その最大の角速度を示す地点 r₀ は図-1・3・38 に示すように沖波波形勾配H₀/L₀ により若干変化するが、ほぼ r₀=0.44 H_b、つまり砕 波時の波高の0.44 倍の値をとるものと考えてよい.







horizontal roller の移動速度



図-1・3・37 horizontal rollerの回転角速度



図-1・3・38 $\gamma_0/\Pi_b \geq \Pi_0/L_0 \geq h/L_0$ との関係

3-1・2 horizontal roller によるエネルギー逸散率

さて、このように horizontal roller の規模及び移動速度及び回転角速度の特性が判明 したので、この horizontal roller により砕波時に波動エネルギーがどれ程消失されるか 具体的に検討してみる。既に述べたように horizontal roller はほぼ Rankine 型 vortex



- 88 -

なお、 q_0 は r_0 での回転角速度、aは中心から $q \approx 0$ となる点までの距離を示す。一方、p波点からの渦消滅地点までの波高変化より推算できる波のエネルギー損失量 E_L は波のエネル ギーが砕波前と同じ表示式で計算できると仮定すると式(1・3・23)で与えられる。

$$E_{L} = \frac{1}{g} \rho g \left(H_{b}^{2} - H_{v}^{2} \right) \cdot L \qquad (1 \cdot 3 \cdot 23)$$

なお、 $H_v \ dX = X_v (20 - 1 \cdot 3 \cdot 14$ 参照) でのHの値、L = 波長である. 従がって、 て、砕波による $X = X_v$ 地点までに失なう波動エネルギー損失量に占める roller のエネル ギーの割合 $\varepsilon_r \ d式 (1 \cdot 3 \cdot 24)$ となる.

$$\varepsilon_{\mathbf{r}} = \frac{E_{\mathbf{r}}}{E_{L}} = \frac{2\pi \left(q_{0} \gamma_{0}\right)^{2} \left(1 + 4 \ln \left(\frac{a}{\gamma_{0}}\right)\right)}{g \cdot \left(H_{b}^{2} - H_{V}^{2}\right) \cdot L} \qquad (1 \cdot 3 \cdot 24)$$

式(1・3・24)に図-1・3・38に示す $\gamma_0 \simeq 0.44 H_b$ を代入して、 $\varepsilon_r \ge H_v/H_b$ の関係を $a/\gamma_0 \ge q_0^2/gL$ をパラメーターにして示したのが図-1・3・40 である、実験によれ



図-1・3・40 エネルギー逸散に及ぼすhorizontal rollerの効果

ば、 $a/T_0 = 1.5 \sim 2.5$ 程度であるが、 q_0 の信頼のおける計測はなかなか困難であって、 そのため図示した実験値は極めて少ない。実験によれば、 $\varepsilon_r = 0.1 \sim 0.3$ 程度であり、 逸散するエネルギー全部は roller のエネルギーに転換されていないことがわかる。すな わち、逸散するエネルギーのごく一部分しか horizontal roller のエネルギーに転換され ていないことが明らかになった。したがって、別な形のエネルギー逸散があり、その一つ が、底面摩擦力の効果あるいは horizontal roller 以外の気泡連行を伴なう流体内部の強 い shear によるエネルギー逸散 (spilling breaker のエネルギー逸散機構と同様とも考 えられる。) によるところが大きいと判断される。

3-2 底面摩擦による波の減衰機構

上述したように、 plunging breaker の場合、砕波後の波高減衰の12%~30%程度が horizontal roller によりもたらされるため、この horizontal roller 以外の要素が砕波 後の波高減衰を大きく支配しなければならない。この要素の一つに底面摩擦力の効果があ げられるため、ここでは波高減衰に及ばす底面摩擦力の効果を定量的に評価する。

3-2·1 底面摩擦応力測定装置 (shear meter)

すでにこの種の摩擦応力測定装置は、Eagleson¹⁹⁾ , 岩垣・土屋ら²⁰⁾ , 松梨²¹⁾とBrebner²²⁾などによって製作されそれぞれの測定装置の特性及び計測された底面摩擦力につい て報告されている. 著者の shear meter は上述の既応の研究成果を参考にして試作され たもので、図-1・3・41 に示すように shear plate に作用する力を shear plate 下面 鉛直方向に取りつけられた支柱でモーメントに変換し、支柱下端に貼りつけられた歪ゲー ジ (M 108-3-WP) で測定する方法である. この受感部は図-1・3・41 に示すよう に、縦 10 ^{cm}×積 10 ^{cm}×高さ 21 ^{cm}のアクリライト製の箱の中に収納されており、測定時 には shear plate に作用する力以外の余分な力が入らないようになっている. したがっ て、Eagleson らの装置と異なり支柱が底面の上の水中にないため、砕波のような強い衝 撃力を持つ波に対しても精度高く底面摩擦力を測定することができる. 支柱部材は、0.6 ^{mm} (厚さ)×0.92^{mm}(横幅)×16 ^{cm}(高さ) 1 枚と 0.6^{mm}(厚さ)×0.55^{cm}(横幅)× 6.2^{cm}(高さ) 2 枚の鋼で作られている. shear plate の寸法は既往の研究成果と著者 の行なった予備実験より8.0^{cm}(水路幅方向)×5^{cm}(波の進行方向)×0.3^{cm}(厚さ)の ステンレス板を用いた。また、 shear plate は底面より下方にわずかずらし、 shear plate 直下の空隙は 0.8^{cm}とし、 shear plate と底面との間隔は全て 0.5^{mm}とした。

shear plate に作用する力は底面摩擦応力以外に圧力勾配により shear plate 両端に 作用する力, shear plate の周りの流体が加速度を持って運動することによる仮想質量 力, shear plate の下の空隙内の流体が運動することにより shear plate に及ぼす力が あると指摘されている.²³ 圧力勾配による力は砕波後の波動表示式がないため計測波形よ り算出できない.したがって,

図-1・3・41 に示すように shear plate 両端に相対する 支持枠に 2カ所受圧管を埋め 込みこの両方の受圧管に作用 する圧力差を差圧計により 計測して圧力勾配による 力を抽出する。この方法 を微小振幅浅水波に対し て検討したところ表-1・ 3・2に示すように微小 振幅浅水波理論値とほぼ 一致したため砕波後の波に対しても 正確な圧力勾配の抽出が可能である と判断した。この場合 shear plate の下での水の流れを止めないと、 shear plate 上面と下面での波動 に伴う圧力勾配が異なりそのため 波動が本来作用する方向と逆方向 の力が shear plate に作用するた め, shear plate に作用する力の 位相が波の位相より遅れるといった 矛盾を生じることが判明したため,²⁵⁾ Eagleson, 岩垣・土屋らと同様, shear plate 下に水銀を設置して



図-1·3·41 底面摩擦応力測定装置

水深: h (cm)	周期:T(sec)	波高:H(cm)	$(\operatorname{Ad} \frac{\partial P}{\partial x})$ 理	$(\operatorname{Ad} \frac{\partial P}{\partial x})$ 実
29.0	1.0	1.2	0.017	0.020
"	"	2 . 4	0.033	0.036

表-1・3・2 差圧計による圧力勾配の抽出

shear plate 下の流れを止めて行った. この shear plate 下の流れの停止状態は粉末ミ ルクを溶かした液を shear plate 下に注入しトレーサーにして可視することにより確認 している. なお水銀の設置位置は中心より若干ずれているが、中心に入れなくても摩擦力 にほとんど影響しないことが予備実験で確認している. また、 shear plate に仮想質量 が働くか否か疑問があるが、ここでは無視し得るものとする.²⁶⁰ したがって、 shear plate 下に水銀を置くことにより、 shear plate に作用する力は底面摩擦力と圧力勾配 により両端に作用する力の合力として取り扱い以後の実験値の解析を行っていく. なお、本 実験で用いた shear meter の固有振動数は 5・6^{H2} であり、减衰抵抗係数と臨界減衰抵 抗係数比は 0・111 となるので強制振動の振幅は後述する実験波に対し 5%大きく見積ら れることになるが、これは実験誤差の範囲内に入るので本論では振幅の修正は行っていない い.

3-2・2 実験方法と解析方法

実験は horizont al bed での水深 h = 7^{cm}, 11^{cm}, 14.0^{cm}の3種類, 実験波の周期 T $ta 0.8^{sec}$, 1.0^{sec} , 1.2^{sec} の3種類, 沖波波高H₀ taのおのの周期に対して spilling breaker c plunging breaker が生じるように $3.4^{cm} \sim 10.2^{cm}$ 間で選んだが, その実験 諸元は表 - 1・3・3 に示す.

実験は shear meter を砕波帯の測定地点に設置し、それと同地点に電気抵抗線式波高計1個とピトー管型差圧流速計を2個設置する.まず水深を十分深くして砕波しない微小振幅波を生起させて最大底面摩擦力の実測値と式(1・3・25)で与えられる層流境界層

$$\tau_{b\max} = \left(\frac{2}{1 + \{1 + D/C\}^2}\right)^{1/2} \cdot \mathbf{F}_{\max} , C = \frac{\mu \, \mathbf{k} \, \mathbf{c} \, \beta}{2 \sinh \mathbf{k} h} , D = \frac{\rho \, \mathbf{g} \, \mathbf{k} \, \mathbf{d}}{2 \cosh \mathbf{k} \, \mathbf{h}}$$

F_{max}: shear plate に作用する力の最大値, μ:分子粘

- 92 -

性係数, $k=2\pi/L$, C:波速, h:静水深, ρ :流体密度 g:重力加速度, d:shear plate厚, $\beta = \sqrt{\sigma/2\nu}$, $\sigma = 2\pi/T$ ν :流体の動粘性係数, T:波の周期.

 $(1 \cdot 3 \cdot 25)$

理論値²⁰の一致度合を確認した後(実測値と理論値の比較を表-1・3・4 に一例として示されている),所要の水深に減少させて砕波後の波による shear plate に作用する力,流速,波形の計測を行う.計測

はほぼ x/L ≤ 2.5(x:砕波点 からの波の進行方向への距離, L:水深hでの波長)の範囲で の6~8地点で行う.なお, plunging breaker の場合は, horizontal rollerの形成領域 で正確な shear が計測できない 場合があるため,この領域での 底面摩擦力の計測はほとんど行

表-1・3・3 実験諸元

記号	数 值			
静水深 :h(cm)	7.0, 11.0, 14.0			
周期 :T(sec)	0.8, 1.0, 1.2			
波高 :H ₀ (cm)	$3 \cdot 4 \sim 10 \cdot 2$			
波形勾配:H ₀ /L ₀ 0.018 ~ 0.095				
比水深 :h /L 0.0704 ~ 0.1494				

表-1・3・4 砕波しない浅水波による底面摩擦応力の測定

水 深: h (cm)	28	28 (water				temperature = 8° c)				
周 期: T (sec)	0.8		1.0			1 - 2				
比水深:h/L ₀	0.28		0.179			0.124				
波 高: H (cm)	0.4	1 - 25	1.0	1.16	1.56	0.66	1.19	1.57		
$(F_{bmax})ex.$ (gr)	0-260	0.920	0.690	0.868	1.130	0.521	1 - 137	1.389		
$(\tau_{b\max})$ ex. (gr/cm^2)	0.164	0.572	0.454	0.570	0.743	0.354	0 • 723	0.944		
(τ_{bmax}) theo. (gr/cm^2)	0.176	0.500	0.500	0.520	0.780	0.376	0.678	0.895		
$\frac{(\tau_{b\max}) ex}{(\tau_{b\max}) theo}.$	0.942	1.140	0.910	0.982	0.953	0.942	1.070	1.050		

っていない. shear meter で計測される摩擦力には高周波数成分が含まれるため、Low pass filter(10^{H2}以上カット)を通して電磁オシログラフ(visigraph)に記録させた.

なお、波動は電気抵抗線式波高計により計測し、shear force とピトー管型差圧流速計 の記録と同記録紙上に同時記録させている.また、記録は造波板始動開始の第1波から第 20 波目までとし、解析は第10 波目から第14 波目の5 波に対して行い、その5 波間で値 の変動があるときはその平均値を採用している.一方、底面摩擦力は計測された合力より 差圧計で得られた圧力勾配による力を記録紙上で0.01^{sec} ~ 0.1^{sec} 間隔で引き算をして 算出する.

底面摩擦係数および波高減衰に及ぼす底面摩擦力の効果を算定するには底面流速の時間 変化を求めておかなければならない.現在のところ精度高く定点の流速の時間変化を求め る計器がないため、著者らは次の方法で求めた.まず、水と同比重のトレーサー(四塩化 炭素とキシレンで合成する)を水中に投入し16^{mm}高速シネカメラ(100コマ/sec~200 コマ/sec)でトレーサーの動きを撮影する.この16^{mm}フィルムの写真解析は2コマ~3 コマとばして行い、同一の粒子をフィルムモーションアナライザーで追跡して水平方向の 水粒子速度を求めるが、波の峰の位相での解析結果の一例を示すと図-1・3・42のよう

になる. この操作を波一周期当り ほぼ $\pi/4 \sim \pi/5$ 間隔で行い底面 流速の時間変化を求める。なお、 この写真解析で得られた流速は波 の進行方向および逆方向の両方に 同地点に設置されたピトー管型差 圧流速計で得られた値とつき合せ て確認しているが、その結果両者 の最大流速はよく一致しているこ とが認められたが本論文は主とし て写真解析より底面流速の時間変 化を用いた.なお,写真撮影に際 しては、トレーサーの水槽横方向 の動きを少なくするため水路 を二分割し,狭いほうの30^{cm}幅 の水路にトレーサーを投入してい る. また, 用いたレンズは 25^{mm} の標準レンズで、焦点深度は一番



図-1・3・42 波峰位相での水平方向水粒子 速度の鉛直分布

-94 -

浅くしている。16^{mm}高速シネカメラはフォトソニックであり,用いたフィルムはコダックカラ-EF 7242で,倍感度現象を行っている。

3-2・3 底面摩擦応力の特性について

(i)最大底面摩擦応力でbmax / PgH

図-1・3・43 は砕波後の波とその波により shear plate に生じる底面摩擦応力の時間波 形を示した一例であるが、一般的に言えることは、沖波波形勾配H₀/L₀ が大きい plunging breaker の波は spilling breaker より底面摩擦応力の時間波形は前傾して非対称性が著 しく、波の伝播方向に作用する最大底面摩擦応力は大きいが、その後間もなく逆方向の最 大底面摩擦応力が生じてその両極値の生ずる時間間隔はたとえば図-1・3・43 (b)に示 す場合には $\frac{1}{6}$ T(T: 波の周期)程度ときわめて短い。逆方向の最大値の後は底面摩擦応力 は 0 近傍の小さな値をとるが、この作用時間は図-1・3・43 (b) については $\frac{1}{4}$ Tと比較 的長い。一方、spilling breaker の場合は図-1・3・43 (a) に示すように plunging



図-1・3・43 計測波形の一例

breaker の場合より非対称性はあまり大きくない.

×10⁻³

図-1・3・44 は波の伝播に伴う波の進行方向とその逆方向に作用する最大底面摩擦応 力_{てbmax} / *ρ*gHの変化を砕波型別に示した一例であり、図-1・3・45、図-1・3・46







ρ**g**Η - 96 -



図-1・3・46 $\frac{\tau_{b \max}}{\rho_{gH}} \ge X/L \ge H_0/L_0 \ge 0$ 関係

は波の伝播に伴う $\tau_{bmax} / \rho_{g} H$ と比水深 h/L_0 の関係及び沖波波形勾配 H_0/L_0 の関係を示した一例である。なお、同図には比較のため式(1・3・26)で与えられる微小振幅滑面層流境界層理論値²⁸⁾ が示されているが、この層流理論値との比較理由は後述する。第

$$\frac{\tau_{bmax}}{\rho_{gH}} = \frac{\sqrt{2\nu}}{gsinkh} \left(\frac{\pi}{T}\right)^{3/2} \qquad (1 \cdot 3 \cdot 26)$$

2節ですでに指摘したように、砕波後の乱れの規模が砕波型により著しく異なるため、砕 波後の波による $\tau_{bmax} / \rho_{g}H$ の特性も砕波型と乱れの規模により著しく異なる.砕波型 の差異が明確に認められるのはたとえば図-1・3・44に示すような砕波点から気泡連行 を伴う領域で (X/L \leq X_A/L) であり、それ以後の気泡連行を伴わない領域では砕波型 別の差異は明確ではない.図-1・3・44によれば、H₀/L₀ = 0.048の波に対しては X/L \leq X_A/L = 1.2, H₀/L₀ = 0.057の波に対しては X/L \leq X_A/L = 1.4が気泡連 行領域に相当するが、この領域ではcrest における摩擦応力は、 plunging breaker の方 が spilling breaker より大きいこと、また、 plunging breaker の crest の $\tau_{bmax} / \rho_{g}H$ が trough のそれより大きく、たとえば、X/L = 0.21では前者は後者の2.3倍もの値を とっている. 一方 spilling breaker は crest と trough の $\tau_{bmax} / \rho_{g}H$ の差は plunging breaker と比して小さいことなどが認められる. なお, crest : 波の伝播方向, trough : 波の伝播と逆方向を意味する. また, 図-1・3・45, 図-1・3・46によれば, 砕波後 の気泡連行領域での $\tau_{bmax} / \rho_{g}H$ は気泡連行を伴わない領域より大きいこと, h/L₀ と H₀/L₀ に関係なく気泡連行のない領域での $\tau_{bmax} / \rho_{g}H$ の変化は極めて僅かであることなど か明らかであるが $\tau_{bmax} / \rho_{g}H$ に及ぼすh/L₀ および H₀/L₀ の系統的な傾向ははっきりしない.

図-1・3・44 ~ 図-1・3・46 には滑面層流境界値が同時に示されているが、気泡連 行領域では実験値のほうが理論値よりも大きく、最大で理論値の3倍も大きくなる場合が あって、層流境界層理論の適用の不可能なことは明白である。一方気泡連行のない乱れの 小さな領域では、層流理論値に近い値をとる。

(前底面摩擦係数

従来,底面摩擦係数として定義されてきたものとしては次の3つの式で示される値があ げられる.

$$f = \tau_{b} / \rho U_{b}^{2} \qquad (Bretschneider^{29}) - (1 \cdot 3 \cdot 27)$$

$$C_{f} = 2 \overline{\tau_{b}} / \rho \overline{U_{b}^{2}} \qquad (Eagleson^{30})$$

$$\approx 6.39 R_{eT}^{-1/2}, (R_{eT} = U_{bmax}^{2} \cdot T / \nu) (\exists \Xi \cdot \pm \Xi \beta^{31}) \qquad -(1 \cdot 3 \cdot 28)$$

$$\stackrel{\wedge}{C} = \tau_{b} / \rho \overline{U}^{2} \qquad (\texttt{R} i \pi^{32}) - (1 \cdot 3 \cdot 29)$$

式(1・3・27)で与えられるfは主に現地海岸に対して用いられるもので τ_b とUbの位相が考慮されていない.また、式(1・3・28)と式(1・3・29)は正弦波を想定しているため、砕波後の波のような非対称的な波形波に対しては、そのまま適用することはできない.したがって、著者らはEaglesonの考え方を基にして次に示すように底面摩擦係 \sum_{f}^{h} を新らしく定義する.

$$\left. \begin{array}{c} \hat{\mathbf{C}}_{\mathbf{f}} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \left. \theta_{c} \left. \hat{\mathbf{C}}_{\mathbf{f}\,c} + \theta_{t} \left. \hat{\mathbf{C}}_{\mathbf{f}\,t} \right. \right\} \right. \\ \left. \hat{\mathbf{C}}_{\mathbf{f}\,c} = 2 \left. \left| \overline{\tau}_{\mathbf{b}\,c} \right| / \rho \overline{\mathbf{U}_{\mathbf{b}\,c}}^{2}, \left. \hat{\mathbf{C}}_{\mathbf{f}\,t} = 2 \left. \left| \overline{\tau}_{\mathbf{b}\,t} \right. \right| / \rho \overline{\mathbf{U}_{\mathbf{b}\,t}}^{2}, \left. \theta_{c} + \theta_{t} = 2\pi \right. \right\} \right\}$$

 $(1 \cdot 3 \cdot 30)$

-98 -

なお、上式で添字 c と t はおのおの波の進行方向とその逆方向の位相を示し、一はその位 相区間平均を示す。したがって、 $|\overline{\tau_{bc}}| = \frac{1}{\theta_c} \int_{\theta_0}^{\theta_0 + \theta_c} |d\theta| e \cup \tau$ 定義されている。な お、 θ_0 は $\tau_b = 0$ となる位相である。

以下U_bと τ_b の実測値から計算された \hat{C}_f , \hat{C}_{fe} , \hat{C}_{ft} の特性について述べ, さらに f, \overline{C}_f との関連性について述べていく. なお,本実験の Reynolds 数 $R_{\theta} = \overline{U_b^2} \cdot T/\nu = 0.15$ × 10⁴ ~ 2.5 × 10⁴ の範囲であり, $\overline{U_b^2}$ の代りに U_{bmax}^2 を用いて定義された Reynolds 数 R_{eT} で示すとこの範囲は $R_{eT} = U_{bmax}^2 \cdot T/\nu = 0.5 \times 10^4 \sim 6.67 \times 10^4$ となる. (た だし, 1ケースのみ $R_{eT} = 10.26 \times 10^4$ となる場合がある). Collins³³ によれば層流 境界層から乱流境界層への移行限界は $R_{eT} = 8.04 \times 10^4$ で与えられる. したがって,こ れによれば本実験は乱流境界層でなく層流境界層領域あるいは遷移境界領域となっている こととなる.

図-1・3・47 は砕波後の波の伝播に伴う底面摩擦係数 \hat{C}_f の値を示したものである. 同図によれば $\hat{C}_f = 0.046 \sim 0.18$ の値をとるが波の伝播に伴い増加したり減少したりして変動が激しい. このことは砕波後の波の進行に伴う底部流速は波高同様必ずしも一様な変化をしないことを



- 99 -

て小さくなり,逆 に Roが小さくな

 $3 \geq \hat{C}_{f}, \hat{C}_{ft}, \hat{C}_{fc} \geq \delta$ 大きくなっておりRのの 関数として表示できると 推察されるが、 $R_{\theta} < 0.6$ × 10⁴の小さな領域では 層流理論値の2~3倍も の大きな値を取る場合も あり、既応の層流理論値 では砕波後の波の底面摩 擦係数の特性を当然説明 することはできない.な お、図-1・3・48 によ $nit \stackrel{\wedge}{C_{f}}, \stackrel{\wedge}{C_{fc}}, \stackrel{\wedge}{C_{f\iota}} \sigma$ 差異は明確ではないが、 $\stackrel{\wedge}{C}_{f} \stackrel{\wedge}{t} \stackrel{\wedge}{C}_{f_{f}} \stackrel{\wedge}{c} \stackrel{\wedge}{c} \stackrel{\wedge}{c} \stackrel{\wedge}{c} \stackrel{\wedge}{t} \stackrel{\circ}{c} \stackrel{\circ}{t} \stackrel{\circ}{t} \stackrel{\circ}{c} \stackrel{\circ}{t} \stackrel{\circ}{c} \stackrel{\circ}{t} \stackrel{\circ}{c} \stackrel{\circ}{t} \stackrel{\circ}{t}$ 中間の値となっている. 一方,式(1·3·27) で定義されるfとReT $(=U_{b} \frac{2}{max} \cdot T/\nu) \mathcal{O}$ 関係を示したのが図ー 1・3・49である.本実 験で得られたfはf= 0.0075~0.098の範 囲の値をとるが、 ReT が小さくなるにつれて f は大きくなる. しか し、同図に示した層流 理論值³⁴⁾ f=2.08 $R_{eT}^{-1/2}$ よりはるかに 大きく、 $R_{eT} < 1.5 \times$ 104の範囲では実験値



は2~4倍も理論値より大きな値をとっており,当然のことながら既往の理論では説明が つかない.

3-2・4 底面摩擦による波高減衰

エネルギー保存則によれば砕波後の波に対して式(1・3・31)が成立する。

 $\frac{d}{dX}(C_{g}E) = -\overline{E}_{fb} - \overline{E}_{fo} - \cdots + (1 \cdot 3 \cdot 31)$

なお、E:波のエネルギー、 C_g :群速度、 \overline{E}_{fb} :単位時間単位面積当り底面摩擦力による 消費される波の平均エネルギー損失、 \overline{E}_{fo} :底面摩擦力以外の全ての要素による単位時間 単位面積当り消費される波の平均エネルギー損失を意味する。このうち、 \overline{E}_{fb} は式(1・ 3・32)で与えられるものとする。

$$\overline{E}_{fb} = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} \overline{\tau}_{b} \cdot \overline{U}_{b} \cdot dt \qquad (1 \cdot 3 \cdot 32)$$

ここで、 $\overline{\tau_b}$, $\overline{U_b}$ は既述したように波の進行方向、あるいは逆方向に働く位相区間での時間平均を意味する。いま、 $E = \frac{1}{8} \rho_g H^2$, $C_g = C(伝播速度) と仮定し、さらに式(1・$ 8・32)を用いて、式(1・3・31)の左辺と右辺第1項の比ををとると式(1・3・33)のように与えられる、なお、波速Cは区間dXで一定として取扱う。

$$\varepsilon = -\overline{E}_{fb} / \frac{d}{dX} (C_g \cdot E) = \frac{-4 \int_0^1 \overline{\tau}_b \cdot \overline{U}_b \cdot dt}{\rho_g H \cdot T \cdot C \left(\frac{dH}{dX}\right)}$$
(1 · 3 · 33)

式(1・3・33)よりその値を求めた一例を表-1・3・5に示す.なお、表-1・3・5で 示した地点X/L別の値をは、その地点前後の最も近い二点の波高よりdH/dXを計算して その地点でのdH/dXと置いて求めたものである。同表よりplunging breakerとspilling breakerとでは波高減衰に及ぼす底面摩擦力の効果はほぼ同程度であること、砕波点から 伝播するにつれて(X/Lが大きくなる)をが大きくなり、波高減衰に及ぼす底面摩擦力 の効果が大きくなることが認められるが、その効果はたとえば、X/L=2・1地点で高々 9%程度ときわめて小さい。したがって、この事実から、砕波後の気泡連行を伴う乱れた 領域では底面摩擦力は波高減衰に大きく寄与しないといっても過言ではなかろう。
表-1・3・5 εとX/Lの関係

RUN	h cm	T sec	Нь ст	Нст	x/L	C/√gh	ε×10 ²	Breaker
5	7	1.2	5.0	4.4	0.25	1.07	0.8	spilling
- 11	н	11	11	2.7	1.40	0.97	4.0	11
11	11	ŧI	11	2.6	2.10	0.94	8.9	ti
6	7	1.2	8.0	5.0	0.30	1.07	0.6	plunging
п	11	п	П	3.2	1.50	1.14	4.2	lł.
15	ท	n	11	2.7	2.20	1.03	5.5	11
13	14	0.8	6.3	5.4	0.85	0.87	1.7	spilling
11		tt	Lt.	4.9	1.30	0.99	2.2	n
11	H	н	11	4.6	2.00	0.94	7.7	"
14	14	0.8	9.5	5.4	0.95	0.94	1.0	plunging
н	п	ti -	11	5.0	1.30	0.99	1.9	н.
	н	11,	11	4.7	2.05	0.94	2.6	11

一方,砕波帯を通過した後の気泡の連行を伴わない領域になれば既に述べたように波 高の減衰は小さいが,図-1・3・50に一例として示されているように,X/L>3.0の範 囲になれば,実験値の減衰度合は図中の破線で示す層流境界層理論に基づく底面摩擦³⁵⁾



図-1・3・50 底面摩擦力(層流境界層理論)による波高減衰の計算値と実験値 との比較

による減衰曲線(式(1・3・34))に極めてよく一致することが認められる。これは先に 底部摩擦係数がこの領域では層流境界層の値と一致することからも当然であろう。したが って,砕波帯を通過して波形が比較的整正されたような領域では,波高減衰は底面摩擦力 が大きな効果をもつものであると指摘できよう。

$$H/H^* = \exp\left\{-\frac{4\pi^2}{\beta}L \cdot (\sinh 2 kh + 2 kh)\right\}$$

$$\beta = \sqrt{\sigma/2\nu}, \sigma = 2\pi/T, \nu = 動粘性係数$$

H^{*}: X/L = 0 での基準波高、 k = 2\pi/L

3-3 気泡連行による波の減衰機構

砕波帯内の急激な波高減衰は3-1 で述べた horizontal roller, および3-2 で述べ た底面摩擦力により充分説明できず, これ以外の要素により大きく左右されることが明ら かになった. 第2節, あるいは図-1・3・35 に示したように, 波高低減の大きい領域で は常に気泡の連行を伴うので, つぎに波高減衰に及ばす連行気泡の効果について論じて いく.

波の減衰に及ぼす連行気泡の効果を研究した 例 は 少 なく、僅か Fuhrböter³⁶⁾の研究 が主たるものである。ここではまず Führböter の取扱い方を示し、その妥当性について 述べることにする。

3-3・1 Führböter のモデル

Führböter は空気を流体中に連行するためには、それ相応のエネルギーが必要であって、そのエネルギーは図-1・3・51 に示すように、幅 ΔX 、高さyの水と幅 ΔX 、高さ Δy の空気(図-1・3・51(a)参照)を混ぜて、幅 ΔX 、高さy+ Δy の空気の濃度 c^{*}の混合液(図-1・3・51(b))を作るときの式(1・3・35)で与えられる静的なエ ネルギーに等しいと考えた.

d E_s =
$$\rho g \left\{ \frac{1}{2} c^* y^2 + \frac{1}{2} (1 - c^*) \bigtriangleup y^2 \right\} dX$$
 (1 · 3 · 35)

-103 -

tttl $c^* = \Delta y / (y + \Delta y)$ (1.3.36)

そして、この式(1・3・35)で 与えられるエネルギー分だけ波動 エネルギーが減少すると考える。 つまり、波動のエネルギー減衰 d E₁を式(1・3・37)で与える と、式(1・3・35)と式(1・ 3・37)を等置することにより、



 $dE_l = \frac{1}{4} \rho_g L \cdot H \cdot dH$ (1 · 3 · 37)

式(1・3・38)をうる.

$$\frac{\mathrm{d}\,\mathrm{H}}{\mathrm{d}\,\mathrm{X}} = -2\left(\frac{\mathrm{c}^*}{1-\mathrm{c}^*}\right)\frac{\mathrm{y}^2}{\mathrm{H}\cdot\mathrm{L}} \qquad (1\cdot3\cdot38)$$

いま, spilling breaker の場合, y = H, plunging breaker の場合 $y = H_b \ge 0$, $X = 0 \ CH = H_b$ の条件を与えて式 $(1 \cdot 3 \cdot 38) \ge PR$ (2), spilling breaker $\ge Plunging$ breaker に対する砕波後の波高変化はおのおの式 $(1 \cdot 3 \cdot 39) \ge$ 式 $(1 \cdot 3 \cdot 40)$ で与えられる.

$$H = H_{b} e^{-2\left(\frac{c^{*}}{1-c^{*}}\right)\left(\frac{X}{L}\right)} \text{ for spilling breaker ---- (1 \cdot 3 \cdot 39)}$$
$$H = H_{b} \sqrt{1-4\left(\frac{c^{*}}{1-c^{*}}\right)\left(\frac{X}{L}\right)} \text{ for plunging breaker ---- (1 \cdot 3 \cdot 40)}$$

同式の妥当性について以後水理実験により検討する.

3-3・2 水理実験による検討

図-1・3・52は式(1・3・39)と式(1・3・40)にもとづく計算値と実験値の比較 を示した一例である.なお同図の計算値は c* をパラメーターにした曲線群で示されてい



図-1・3・52 連行気泡による波高減衰の計算値と実験値の比較

る. 同図の計算値によれば, spilling breakerの場合は plunging breaker より波高減 衰が小さいこと, さらに, 流体中に含まれる気泡量が大きいほど, つまり, c* が大きい ほど、波高減衰が大きくなる事が認められ、連行気泡量が波高減衰に大きな寄与をするこ とが判明する. この式 (1・3・39) と式 (1・3・40) の計算曲線はX/Lの増大, つま り波の伝播とともに一様に減少するため,X/L≧X₄/Lの範囲では減少度合が大きすぎ て実験値の傾向と著しく異なる。 これは実験によればX/L ≥X_A/Lでは流体中に気泡 が連行されないので計算値の適用範囲外となるから当然であろう。一方、気泡連行をとも なうX₄/L≥X/Lの範囲内では spilling breaker の場合は波高減衰が小さく, plunging breaker の方が大きいといったマクロ的な性状は実験値と一致するものの、波高減衰の仕 方はとくに plunging breaker の場合に差異が大きい。さらに、この Führböter のモデル で一番大きな問題点は流体中に含まれる連行気泡の濃度 c* を精度高く算定する方法がない 事である.この c^* として図中では $c^* = 0.1 \sim 0.4$ の間の値を適当に選んでいるが、これ は実験値と比較的よく一致するように選んだ値であって、この選定した e*の値の妥当性を 実験的に検証することは現在の計測技術では不可能である。なお、従来より、消波工法の 一工法として空気防波堤が検討されてきているが、その消波効果は連行気泡量より、上昇 流により生じる水平流の剪断力によるところが極めて大きい事37)をも考えると、この

Führböter のモデルの妥当性については疑問点が残る.

2-8 で述べたように、気泡連行域では、高次の周波数成分が生起して波の乱れは大きい.したがって、本論では、連行気泡は乱れの強さを示す一指標であると考える.つまり、 連行気泡量が多いほど流体内の乱れが大きいと考えて、連行気泡の効果を流体内部の乱れ に含めて以後取り扱うものとする.したがって、上述してきた、horizontal roller,底 面摩擦力以外の波高減衰に寄与する最も大きな要素としては、気泡連行を伴なう流体内部 の強い乱れと考える.この流体内部の乱れのモデル化と波高減衰に及ぼす効果については 次に述べる.

3-4 砕波後の波高減衰の数値計算

3-**3**で述べたように、気泡連行を伴う砕波直後の波高減衰に寄与する最も大きな要素 は気泡連行を伴う horizontal roller 以外の流体内部の乱れであると考える。したがって、 ここでは、この乱れのモデル化を行ない、砕波直後の気泡連行を伴う領域での基礎式を誘 導して数値計算を行って波高変化を求めて、その計算結果の妥当性を水理実験により検証 する.なお、従来Keller & Levine & Whitham³⁸⁾、Freeman & Méhauté³⁹⁾らの解析的な 研究が発表されているが、同手法によれば砕波後の波高変化の実態が説明できない事を著 者らは指摘しているが、⁴⁰⁾これは本論で取り挙げるような乱れの効果を基礎式に含んでい ないためと思われる。

3-4·1 基礎式

二次元(x, z)の場合をとりあげて、運動方程式としてN-S方程式に乱れ項を含ん だ式(1・3・41),式(1・3・42),連続式としては式(1・3・43)を用いる.⁴¹⁾な お、ここでは乱れの中に horizontal rollerの効果を含まないものとする。したがって、 spilling breaker に対する波動式と考えてよい。

運動方程式:

$$\rho \frac{\mathrm{D}\,\mathrm{U}}{\mathrm{D}\,\mathrm{t}} = \rho \, \mathbf{X} - \frac{\partial \,\mathrm{P}}{\partial \,\mathrm{x}} + \frac{1}{3} \,\mu \frac{\partial \,\theta}{\partial \,\mathrm{x}} + \mu \,\nabla^2 \,\mathrm{U} + \left[\frac{\partial \,P_{\mathrm{X}\mathrm{X}}}{\partial \,\mathrm{x}} + \frac{\partial \,P_{\mathrm{X}\mathrm{Z}}}{\partial \,\mathrm{z}}\right] - (1 \cdot 3 \cdot 41)$$

$$\rho \frac{\mathrm{D}\mathrm{W}}{\mathrm{D}\,\mathrm{t}} = \rho \, \mathbf{Z} - \frac{\partial \,\mathrm{P}}{\partial \,\mathrm{z}} + \frac{1}{3} \,\mu \frac{\partial \,\theta}{\partial \,\mathrm{z}} + \mu \,\nabla^2 \,\mathrm{W} + \left[\frac{\partial \,P_{\mathrm{X}\mathrm{Z}}}{\partial \,\mathrm{x}} + \frac{\partial \,P_{\mathrm{Z}\mathrm{Z}}}{\partial \,\mathrm{z}}\right] - (1 \cdot 3 \cdot 42)$$

- 106 -

連続方程式:

$$\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{Dt}} + \rho\theta = 0 \quad (1 \cdot 3 \cdot 43)$$

なお、上式でU、Wはおのおの水平方向、鉛直方向の平均流速、 μ :分子粘性係数、 P_{xx} 、 P_{xz} 、 P_{zz} はReynolds stress で P_{xx} 、 P_{zz} はおのおの x 軸と z 軸に垂直な直応力、 P_{xz} : z 軸に垂直な面に作用する x 方向の剪断応力、 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, x : 水平方向軸、 z : 鉛直方向軸(原点は水底で上向を正とする)、t : 時間、X、Z はおのおの流体に作 用する外力の x 方向と z 方向成分、 ρ :流体の密度、 $\theta = \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z}$, P : 平均圧力で ある.

ここで、つぎのような仮定を設ける.

() 砕波帯の中では気泡の連行を伴うが、3-3で述べたように、気泡の効果を全て乱 れ項の中に含ませて、流体は非圧縮性とする。つまり、 $\partial \theta / \partial x = \partial \theta / \partial z = 0$ とする。

(ii)水理実験によれば、0(U) > 0(W)であるから、 $0(P_{xx}) 0(P_{xz}) \gg 0(P_{zz})$ と考えて、 P_{zz} の項を省略する.

(III)**3-2**で述べたように、気泡連行領域では底面摩擦の効果は極めて小さいので純粘性 項は乱れ項より小さいとして無視する.

(iV)図-1・3・17,図-1・3・18に示すUの流速分布に基づき、 $0\left(\frac{\partial P_{xz}}{\partial x}\right) < 0$ ($\partial P_{xz}/\partial z$)とする.

(V)DW/Dt = 0の長波近似の仮定が成立する. 上述の(i)~(iV)の仮定とX = 0, Z = -gの関係を式(1・3・41)~式(1・3・43)に 代入すると、次式をうる.

 $\rho \frac{\mathrm{D}\,\mathrm{U}}{\mathrm{D}\,\mathrm{t}} = -\frac{\partial}{\partial} \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{x}} + \left[\frac{\partial}{\partial} \frac{\mathrm{P}_{\mathrm{x}\mathrm{x}}}{\mathrm{x}}\right] + \left[\frac{\partial}{\partial} \frac{\mathrm{P}_{\mathrm{x}\mathrm{z}}}{\mathrm{z}}\right] \qquad (1 \cdot 3 \cdot 44)$

$$0 = -\rho_g - \frac{\partial P}{\partial z} \qquad (1 \cdot 3 \cdot 45)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \qquad (1 \cdot 3 \cdot 46)$$

式 (1・3・45)より, $z = h + \eta$ (自由表面) でP = 0 (大気圧に等しい)の条件を用いて、 Pを求めると次式をうる.

 $P = \rho g (h + \eta - z)$ (1 · 3 · 47)

式(1・3・47)を式(1・3・44)に代入し、さらに仮定ii)より、同式の左辺の慣性項の中でWU2の項を他の項に比して小さいと考えて省略すると、次式をうる.

$$U_{t} + U U_{x} = -g \eta_{x} + \frac{1}{\rho} f_{x}$$

$$f_{x} = \frac{\partial}{\partial x} (P_{xx}) + \frac{\partial}{\partial z} (P_{xz})$$

なお、上式で、例えばU_tの下つきtはtに関する偏微分を示す。

一方,連続方程式(1・3・46)の両辺を $z = 0 \sim h + \eta$ に対して積分し,式(1・3・49)の条件を用いると長波近似のきく波に対する連続式として式(1・3・50)をうる.

$$z = 0 \quad \mathcal{C} \quad W = 0$$

$$z = h + \eta \quad \mathcal{C} \quad W_{h+\eta} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + U_{h+\eta} \quad \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

$$(1 \cdot 3 \cdot 49)$$

$$\eta_{t} + \{ U \ (h+\eta) \}_{x} = 0 \qquad (1 \cdot 3 \cdot 50)$$

したがって、本論では式(1・3・48)と式(1・3・50)を砕波後の波の基本式とする。

3-4・2 乱れのモデル化

上述の式(1・3・48)の右辺第2項の乱れ項 f_x の関数形を与えない限り,式(1・ 3・48)と式(1・3・50)より砕波後の波形及び波高変化を求めることはできない. こ こでは, f_x の関数形を求める. P_{xx} , P_{xz} はReynolds 応力であり,実験によれば波頂か ら波先にかけての乱れが卓越するため式(1・3・51)のPrandtlの型の表示にすること ができる.

$$P_{xx} = -\rho \iota_{x}^{2} \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^{2}$$

$$P_{xz} = -\rho \iota_{z}^{2} \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^{2}$$

$$\left. \left(1 \cdot 3 \cdot 51\right)\right)$$

ここで、 l_x : x方向の混合距離、 l_z : z方向の混合距離である。砕波後の乱れは2-8 で詳述したように、高次周波数成分の出現で特徴づけられるが、ここではこういった高次 周波数成分に分解しないで砕波後の乱れをモデル化するものとする。砕波後の気泡連行を 伴う激しい乱れに対しては、 $\partial U/\partial x \propto U/L$. $\partial U/\partial z \propto U/h$ が成立すると考えて式

- 108 -

(1・3・51)を式(1・3・52)のように変形する。

$$P_{xx} = -\rho L_{x}^{2} (U/L)^{2}$$

$$P_{xz} = -\rho L_{x}^{2} (U/h)^{2}$$

$$\left. \left. \left(1 \cdot 3 \cdot 52 \right) \right. \right.$$

なお,上式でL:波長,h:静水深, L_x :x方向の乱れの大きさ, L_z :z方向の乱れの大きさ, C_z :z方向の乱れの大きさ,である.

式(1・3・52)を式(1・3・48)の第2番の f_x の式に代入して、さらに若干の変形をおこない終局的に f_x は式(1・3・53)で与えられるものとする.

$$f_{x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(-\rho L_{x}^{2} \left(\frac{U}{L} \right)^{2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\rho L_{z}^{2} \left(\frac{U}{h} \right)^{2} \right)$$

$$\approx \frac{\partial}{\partial x} \left(-\rho \alpha L_{x}^{2} \left(\frac{U}{h} \right)^{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\rho \beta L_{z}^{2} \left(\frac{U}{h} \right)^{2} \right)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(-\rho \alpha L_{x}^{2} - \rho \beta L_{z}^{2} \right) \left(\frac{U}{h} \right)^{2} \right\}$$

$$= -\rho \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(L_{g}^{2} \left(\frac{U}{h} \right)^{2} \right)$$

$$= -\rho \cdot k^{2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(h + \eta \right)^{2} \left(\frac{U}{h} \right)^{2} \right\}$$
(1 · 3 · 53)

なお、上式で、L_Bは乱れの規模を表わすもので、これを水深と波高に比例する量、つまり 式(1・3・54)のように仮定している.

$$L_{B} = \sqrt{\alpha L_{x}^{2} + \beta L_{z}^{2}} = k (h + \eta)$$
 (1 · 3 · 54)

なお, kは比例定数である。また, α , はL = $\frac{1}{\alpha}$ h を満す比例定数,

 β は $\frac{\partial}{\partial z}$ (ρ $L_z^2 (\frac{U}{h})^2$) $\cong \beta \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\rho L_z^2 (\frac{U}{h})^2)$ を満す定数である.

したがって,式(1・3・48),式(1・3・50)と式(1・3・53)より,本論で用いる基本式を示すとつぎのようになる。

3-4・3 有限差分法による数値計算

いま,計算の都合上式(1・3・56)に示す変数変換を行い,式(1・3・55)を無次 元量の式にする.

$$X^* = x/h, T^* = (t/h)\sqrt{gh}, U^* = U/\sqrt{gh}, H^* = (h+\eta)/h$$

 $k^2 = K^*$ (1 · 3 · 56)

したがって,基本式はつぎのようになる.

$$\frac{\partial \mathbf{U}^{*}}{\partial \mathbf{T}^{*}} + \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{U}^{*^{2}}}{\partial \mathbf{X}^{*}} + \frac{\partial \mathbf{H}^{*}}{\partial \mathbf{X}^{*}} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{X}^{*}} (\mathbf{K}^{*} \cdot \mathbf{H}^{2} \cdot \mathbf{U}^{2}) = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}^{*}}{\partial \mathbf{T}^{*}} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{X}^{*}} (\mathbf{U}^{*} \cdot \mathbf{H}^{*}) = 0$$

$$\left. \left. \left(\mathbf{1} \cdot \mathbf{3} \cdot \mathbf{57} \right) \right. \right\}$$

上式を, Friedrichs⁴²の方法で差分化すると, 図-1・3・53 に示す未知点 PでのH*と U*の値は既知点Q₁, P₁, R₁の値を用いて explicit な方法で式(1・3・58)で与えら れる.

$$H^{*}(P) = \frac{1}{2} \left\{ H^{*}(R_{1}) + H^{*}(Q_{1}) \right\} - \frac{\Delta T^{*}}{2\Delta X^{*}} \left\{ U^{*}(R_{1})H^{*}(R_{1}) - U^{*}(Q_{1})H^{*}(Q_{1}) \right\}$$

$$U^{*}(P) = \frac{1}{2} \left\{ U^{*}(R_{1}) + U^{*}(Q_{1}) \right\} - \frac{\Delta T^{*}}{2\Delta X^{*}} \left\{ \frac{1}{2} (U^{*^{2}}(R_{1}) - U^{*^{2}}(Q_{1})) + (H^{*}(R_{1}) - H^{*}(Q_{1})) \right\} - H^{*}(Q_{1}) \right\} - K^{*} \cdot \frac{\Delta T^{*}}{2\Delta X^{*}} \left\{ H^{*^{2}}(R_{1})U^{*^{2}}(R_{1}) - H^{*^{2}}(Q_{1})U^{*^{2}}(Q_{1}) \right\}$$

- - - - - ($1 \cdot 3 \cdot 58$)

なお、上式で、 $\triangle X^* = 空間差分$. $\triangle T^* = 時間差分である. この<math>\triangle X^* \ge \triangle T^*$ は解が収 束するように、式(1・3・59)の Courant 条件を満すように決める必要がある.

$$\Delta T^* \leq \min_{P_1} \left(\frac{\Delta X^*}{U^*(P_1) + \sqrt{H^*(P_1)}} \right)$$
 (1.3.59)

- 110 -

図-1・3・54 は計算結果の一 例を示したものである.なお、 同図の計算値は予備計算で解の 収束が確かめられている差分 $\triangle X^* = 0.02, \Delta T^* = 0.004$ を用い、砕波時波形と流速は Boussinesqの孤立波⁴³ と仮定 して計算したものである.同 図によれば、K*の値が大きく なると波高減衰が大きくなり







図-1・3・54 波高減衰の計算値と実験値の比較

乱れ項が大きいほど波高減衰が大きい事が判明する。そして、 $K^* = 0.5$ にすると、堀川・ 郭の理論値⁴⁴⁾ とよく一致する。また、同図に示した実験値と $K^* = 0.5 \sim 0.6$ に対する 計算値は比較的よく一致していることが認められる。図-1・3・55は、砕波時の条件と して、計測波形と計測した流速を用いて計算した値と、実験値の比較を示したものである。



図-1・3・55 波高減衰の計算値と実測値の比較

plunging breaker については、実験値と計算値に差異があるが、これはさきにも述べた 乱れ項の中にhorizontal rollerの効果を導入していないためであると考えられる。一方、 spilling breaker については比較的よく一致しており、式(1・3・55)でその概略値は 予測できると判断してよかろう。なお、K*の値は実験値と最もよく一致するように選ば れたもので、確定された値ではなく、このK*の値の系統的な特性を見出すためには数多 くの水理実験値と数値計算値とをつき合せて決めなければならない。

第4節 波の変形にともなう平均水位の変動機構

2-5 で既に記したように、砕波後の波には質量輸送がともなうので、平均水位が変化 する、ここでは、その変動機構を明らかにし、砕波帯内で消失する波のエネルギーと平均 水位の関連性について記す。

4-1 基礎式

問題を二次元で非圧縮性として取り扱う。水平方向:x,鉛値方向:z(原点を静水面

とし上向を正とする)方向の平均流速をU,Wとすると、x方向、z方向の運動量方程式 はおのおの式(1・3・60)と式(1・3・61)で与えられる.

$$\frac{\partial (\rho U)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho U^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U W) + \frac{\partial P}{\partial x} = f_x - (1 \cdot 3 \cdot 60)$$
$$\frac{\partial (\rho W)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho U W) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho W^2) + \frac{\partial P}{\partial z} + \rho g = f_z - (1 \cdot 3 \cdot 61)$$

なお、上式で $f_x \ge f_z$ は粘性と乱れによる力のx方向とz方向の成分、 ρ : 流体の密度、 P: 圧力、g: 重力加速度である。

式(1・3・60)と式(1・3・61)の辺々を $z = -h \sim \eta$ まで積分し、つぎの、式(1・3・62)の条件式を用いると、式(1・3・60)と式(1・3・61)は次式のように変形

~

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (:: h = const.)$$

境界条件 : W_{-h} = 0 (水底条件)
: P_{\eta} = 0 (大気圧に等しい)
: $\rho W_{\eta} = \rho_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} + (\rho U)_{\eta} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) (表面条件)$

される.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} (\rho U) dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} (\rho U^2) dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} P dz = \int_{-h}^{\eta} f_x dz \quad (1 \cdot 3 \cdot 63)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} (\rho W) dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} (\rho U W) dz - P_{-h} + g \int_{-h}^{\eta} \rho dz = \int_{-h}^{\eta} f_z dz \quad (1 \cdot 3 \cdot 64)$$

いま, x 方向の運動量の平均値を式(1・3・65)で定義し,式(1・3・63)の各項の時

$$\mathbf{M}_{\mathbf{x}} = \overline{\int_{-\mathbf{h}}^{\eta} \rho \mathbf{U} \mathrm{d}\mathbf{z}} \qquad (1 \cdot 3 \cdot 65)$$

間平均をとると式(1・3・66)をうる.

$$\frac{\partial}{\partial t} (M_x) + \frac{\partial}{\partial x} \int_{h}^{\eta} (\rho U^2 + P) dz = \int_{-h}^{\eta} f_x \cdot dz \quad (1 \cdot 3 \cdot 66)$$

ここに, Longuet - Higgins & Stewart⁴⁵⁾の提案した式(1・3・67)で与えられる x 方 向の radiation stress S_{xx} の概念を用いるものとする.

$$S_{XX} = \overline{\int_{-h}^{\eta} (\rho U^{2} + P) dz} - \frac{1}{2} \rho g (\overline{\eta} + h)^{2}$$

= E (2 $\frac{Cg}{C} - \frac{1}{2}$), E = $\frac{1}{8} \rho g H^{2}$

なお,同式で, C_g=群速度, C=波速, H=波高である. この式 (1・3・67)を式 (1・ 3・66)に代入すると式 (1・3・68)をうる.

$$\frac{\partial}{\partial t} (M_x) + \frac{d}{d x} \left\{ E \left(2 \frac{C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) \right\} + \rho g (h + \overline{\eta}) \frac{d \overline{\eta}}{d x} = \int_{-h}^{\eta} f_x \cdot dz$$
(1.3.68)

この式が、平均水位 η の変動を求める基本式である。したがって右辺の f_xの関数形が与 えられると η の値を算定することができる。f_x は、特に砕波帯内では、気泡連行を伴う 乱れ成分が支配的であるから、乱れの表示式が必要となる。この乱れの表示式として $3 - 4 \cdot 2$ で示した式($1 \cdot 3 \cdot 53$)を用いるとよいが、式($1 \cdot 3 \cdot 53$)を式($1 \cdot 3 \cdot 68$) の右辺に代入するとその計算は極めて複雑になること、また、次数としては左辺の項に比 して一次高くなるため、二次の量となる。したがって、本論では、右辺の抵抗項を省略す る場合の近似解を求め、その妥当性、あるいは適用範囲について明らかにしていく。

いま, サーフ・ビートのような現象が生じないものとし, 式 (1・3・68)の左辺第1 項 $\frac{\partial}{\partial t}$ (M_x)を考えないものとすれば, 式 (1・3・68)は式 (1・3・69)のようになる.

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,\mathbf{x}}\left\{\mathrm{E}\left(2\frac{\mathrm{C}_{\mathbf{g}}}{\mathrm{C}}-\frac{1}{2}\right)\right\}+\rho_{\mathbf{g}}\left(\mathbf{h}+\overline{\eta}\right)\frac{\mathrm{d}\,\overline{\eta}}{\mathrm{d}\,\mathbf{x}}=0\quad\cdots\cdots\cdots\quad(1\cdot3\cdot69)$$

2-5で明らかにしたように、 $\eta \ll h$ であるから、上式で $(h + \eta) \cong h$ とし、E、

 EC_g あるいはHと η の関係を示すとおのおの式(1・3・70),式(1・3・71),式(1・3・72)のようになる。なお、 C_g 及びCは便宜上砕波前の第1近似解⁴⁶⁾の値を用いている。

$$\frac{\mathrm{d}\,\mathrm{E}}{\mathrm{d}\,\mathrm{x}} + \alpha\,\mathrm{h}\,\frac{\mathrm{d}\,\overline{\eta}}{\mathrm{d}\,\mathrm{x}} = 0 \ , \ \alpha = 1 / \left(\frac{1}{2} + \frac{2\,\mathrm{kh}}{\sinh 2\,\mathrm{kh}}\right) - (1 \cdot 3 \cdot 70)$$

$$\frac{\mathrm{d}\,(\mathrm{E}\,\mathrm{C}_{\mathrm{g}})}{\mathrm{d}\,\mathrm{x}} + \beta\,\mathrm{h}\,\frac{\mathrm{d}\,\overline{\eta}}{\mathrm{d}\,\mathrm{x}} = 0 \ , \beta = 1 / \left(\frac{2\,\pi}{\mathrm{g}\,\mathrm{T}\,\mathrm{tanhkh}}\right) \left(\frac{4\,\mathrm{kh} + \sinh 2\,\mathrm{kh}}{2\,\mathrm{kh} + \sinh 2\,\mathrm{kh}}\right)$$

$$(1 \cdot 3 \cdot 71)$$

$$\frac{h(\eta - \eta_b)}{H_b^2 - H^2} = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{4} + \frac{kh}{\sinh 2 kh} \right) = K \qquad (1 \cdot 3 \cdot 72)$$

なお,上式でえ,は砕波波高H。に対する平均水位である.また,従来,砕波後の波に対し てよく用いられる仮定,式(1・3・73)を用いると,式(1・3・72)に対応する式として式(1・3・74)をうる.

 $C_g = C$ (1 · 3 · 73)

$$\frac{h(\overline{\eta}-\overline{\eta}_b)}{H_b^2-H^2} = \frac{3}{16} \quad (= \text{const.}) \quad (1 \cdot 3 \cdot 74)$$

式(1・3・70) ~式(1・3・74)によれば、波動エネルギーの変化が平均水位の変化 に変換され、波動の逸散エネルギーが大きいほど、平均水位が大きく上昇する、つまり平 均的な位置のエネルギーが増大する事を示している。また、式(1・3・74)によれば、 長波性の波に対しては、 $h(\overline{\eta} - \overline{\eta}_b) \geq (H_b^2 - H^2)$ の比は波の周期、砕波点からの伝 播距離に関係なく、常に3/16の一定値をとることを示している。

図-1・3・56 は式(1・3・72)と式(1・3・74) の計算値と実 験値を比較したものである。同図によれば、plunging breaker については、horizontal roller の生起する範囲では実験値は理論値よりはるかに小さく、その間で消失する波動 エネルギーの全ては平均水位の上昇に変換されない。これは、既述した horizontal roller の運動エネルギーと、一部は、理論式で省略されている f_x の項によるエネルギーに変換 されているものと推察される。しかし、horizontal roller が消滅した後では、X/L \approx 1.5程度の伝播距離になれば、式(1・3・72)にもとづく計算値と実験値は比較的一致 するようになり、さらにX/L>X_A/Lの気泡連行を伴わない領域になれば、両者は極



図-1・3・56 平均水位変動の計算値と実験値の比較

めてよく一致している。したがって、こういった領域では式(1・3・72)の近似理論で 平均水位の算定が精度高く行なえるが、これは3-2で述べたように、気泡連行を伴わ ない領域では波高減衰は底面摩擦によりほぼもたらされるため、式(1・3・72)を求め たときの f_x の項の省略が f_x が小さいことからほぼ妥当であった事によるためと思われる。 また、spilling breaker については、傾向としては plunging breaker とほぼ同じであ って、気泡連行を伴う領域では実験値と計算値の差異が大きく、この領域では f_x の効 果は無視できない重要な要素であることが判明する。なお、気泡連行を伴わない領域(X/L> X_A/L)では砕波型に関係なく計算値のうち式(1・3・72)の値の方が式(1・3・74)の値より実験 値に一致する。これは、X/L>X_A/Lの範囲になれば、2-8で述べたように、高次の 調和成分が消えて再び砕波前のような安定した整正な波になるので、式(1・3・73)の 砕波帯の中で仮定されてきたような関係式は成立しない事によるものと思われる。

したがって、この事より、砕波直後の気泡連行を伴う砕波帯では、乱れによる f_x の抵抗項を含めた式で平均水位 $\overline{\eta}$ の計算をしなければならないことが判明した。なお、先にも若干述べたように、3 - 4で示した f_x の関係式を導入して計算するのはなかなか煩雑であり、著者は残念ながら行っていない。今後の検討課題としたい。

一方,気泡連行を伴わない領域では式(1・3・72)で平均水位7の計算は精度高く行

えて、波動エネルギーの減少分はほぼ平均水位 $\overline{\eta}$ の上昇に変換されることが明らかになった.

第5節結論

本章では,主に一定水深域での砕波変形の実態と変形の内部機構について実験と理論の 面から論じてきた。得られた結論を要約すれば以下のようになる。

(1)—定水深域での砕波は spilling breaker と plunging breaker に大別され、その限 界は $(H/h)_b = 0.72$ で与えられる。なお、傾斜面で観測される surging breaker は一 定水深域の砕波では生じない。

(2) plunging breaker の場合に horizontal roller と splash が形成されるのに, spilling breaker の場合には形成されない. 両者の砕波型の内部機構の差異は horizontal roller と splash の形成の有無にある.

(3)砕波後の波高減衰は plunging breaker の方が spilling breaker より大きい. plunging breaker の場合は horizontal roller の消滅地点 $(X/L < X_v/L)$ まで一番大きく, ついで気泡連行をともなう範囲 $(X_v/L < X/L < X_A/L)$ で大きく,気泡連行を伴わな い範囲 $(X/L > X_A/L)$ では波高減衰が一番小さい.一方, spilling breaker について は, horizontal roller の形成をみないため,気泡連行を伴う領域 $(X/L < X_A/L)$ で 波高減衰が大きく, plunging breaker と同様,気泡連行を伴わない 領域での波高減衰 は小さい.

(4)砕波後の波の水平方向の水粒子速度は静水面上の波面で急激に大きくなり,波高の最 も高い砕波時より砕波直後の波高の減衰した砕波帯内の方が大きく,従来の波動理論では この実態の説明がつかない。

(5)砕波後の波速は,波高の最も高い砕波時より,砕波帯内の波高の低い地点で逆に波速 が最大になり,水平方向の水粒子速度と同様の傾向を示し,従来の波動理論とことなった 結果を示している。

(6)一定水深域でも平均水位の変動が認められ、砕波点近傍では set - down であるが、砕 波帯内では平均水位は上昇し set - up となる。この set - up の量は plunging breaker の 方が spilling breaker より大きいが、その最大値は砕波時波高H_bの高々9%程度であり 傾斜水面の汀線近傍の値より小さい。

(7)砕波後の波は、基本周波数以外に高次の調和成分波により構成され、気泡連行を伴う

砕波帯の中では、周波数が低周波数から高周波数に移行するにつれて、 $f < \sqrt{g/4\pi h}$ の範囲で成分波高は f^{-1} に比例する波高分布、 $\sqrt{g/4\pi h} < f < \frac{1}{2\pi}\sqrt{g\rho/K}$ の範囲で f^{-2} に比例する波高分布, $f > \frac{1}{2\pi}\sqrt{g\rho/K}$ の範囲で $f^{-2/3} \ge f^{-1/2}$ に比例する波高分布を一種の"平衡勾配"としてとる事が次元解析により明らかにされ、 f^{-1} , f^{-2} , $f^{-2/3}$ の"平衡勾配"が存在する事が水理実験によりほぼ検証された.

(8) plunging breaker により形成される horizontal roller は Rankine 型の vortex とし て取り扱いうる事が水理実験により明らかにされ, さらに, 砕波後の消失する波動エネル ギーの10%~30%が horizontal roller のエネルギーに転換されることが明らかにされ た.

(9) 新らしく試作した底面摩擦応力測定装置により砕波後の波による底面摩擦力を計測し て摩擦応力の特性と底面摩擦係数の特性を明らかにした。そして砕波後の気泡連行を伴う 強い乱れの領域では、その間に消失する波動エネルギーの高々9%程度が底面摩擦力によ りもたらされる事を明らかにした。また、砕波帯を通過した後の気泡連行のない領域では (X/L>3~4程度)、波高はほぼ底面摩擦により減衰していく事が明らかにされた。

(10砕波帯での波高低減に及ぼす連行気泡の効果を示した Führböter の解析値は実際の 水理実験結果と一致せず,そのままの形で適用できない。なお,著者も波高低減に及ぼす 気泡だけの効果を明らかにする事ができなかった。

(11砕波帯での波高低減は気泡連行を伴う強い乱れに大きく支配されると考えて、気泡連 行を伴う乱れをモデル化して、砕波帯内での波動式を誘導した。有限差分法により数値計 算して実験値と比較検討して、比例定数K*を適当に選ぶと実験値と比較的よく一致する 事を明らかにした。

参考文献

- Mason, M. A. : Some observations of breaking waves, Gravity waves, N. B. S. Circular 521, 1951, pp. 215~220.
- 2) 椹木亨・岩田好一朗・中辻啓二: 砕波の内部機構に関する基礎的研究(第1報), 第16回海岸工学講演会講演集, 1969, pp. 35~39.
- 3) Michell, A. G. M. : The highest wave in water, Phil. Mag. Vol. 36

(5), 1893, pp. $430 \sim 437$.

- 4) Galvin, C. J. : Breaker travel and choise of design wave height,
 Proc. of ASCE., WW 2, May, 1969, pp. 175~200.
- 5) 佐伯浩・佐々木幹大: 砕波後の波の変形に関する研究(1), 第 20 回海岸工学講演会論 文集, 1973, pp. 559 ~ 564.
- 6) Laiton, E. V. : The second approximation of cnoidal and solitary wave, Jour. of Fluid Mech., Vol. 9, 1960, pp. 430~444.
- 7) 岩垣雄一・酒井哲郎・開沼淳一・川島毅:進行波の砕波限界に関する実験,第25回 年次学術講演会講演集,pp.23~26.
- Johnson, J. W. & P. S. Eagleson : Estuary and Coastline Hydrodynamics, Coastal processes, Mc Graw-Hill., 1966, pp. 410~411.
- 9) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三・品川正典:海浜変形に関する実験的研究(第1報)
 –波による斜面上のnet flow pattern について,第27回土木学会年次学術講演会
 講演概要, 1972, pp. 95~98.
- 10) 水理公式集, 土木学会編, 昭和38年増補改訂版, 昭和42年, pp. 460~461.
- Richardson, D. P. : The kinematics of water particle velocities of breaking waves within the surf zone, NTIS, AD-769, 423, 1973.
- 12) 佐藤清一:水理学,森北出版,昭和35年, pp. 299~303.
- 13) 3) と同じ
- 14) Méhauté, B. L. : On non-saturated breakers and the wave run up,
 Proc. of 8th Conf. on Coastal Eng., 1963, pp. 77~92.
- 15) 谷一郎:乱流理論,金原出版.

- 16) 椹木亨・岩田好一朗:周波数特性からみた砕波後の波の変形に関する-考察-砕波 内部機構に関する基礎的研究第5報-,第22回海岸工学講演会論文集,1975, pp.81~86.
- Mc Nair E. C. and R. M. Sorensen : Characteristics of waves by a longshore bar, Proc. of 12th Conf. on Coastal Eng., Wasinghton, 1970, pp. 415~434.
- 18) 日野幹雄・山崎貞夫:波による鉛直板よりの渦の形成とエネルギー逸散,第18回海 岸工学講演会論文集,1971,pp.61~66.
- 19) Eagleson, P. S.: Laminar damping of oscillatory waves, Proc. of
 A S C E., Vol. 88, No. HY3, 1962, pp. 155 ~ 181.
- 20) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行:海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(2)-底面摩擦 力の測定について-,第11回海岸工学講演会講演集, 1964, pp. 62~68.
- 21) 松梨順三郎・川谷健:波による海底の変形に関する基礎的研究-底面摩擦応力の測定 について-,第12回海岸工学講演会講演集, 1965, pp. 29~34.
- 22) Riedel, H. D., Kamphuis, J. W. and A. Brebner: Measurement of bed shear stress under waves, Proc. of 13th Conf. on Coastal Eng., 1972, pp. 587 ~ 603.
- 23) 19) と同じ
- 24) 20)と同じ
- 25) 椹木亨・岩田好ー朗・久保雅義:底面及び側壁の波による摩擦応力について-滑面層 流の場合-,土木学会関西支部年次学術講演会講演概要,昭和49年度, pp. I-55 -1~I-55-2.
- 26) 20) と同じ
- 27) 20) と同じ

28) 20) と同じ

- 29) Bretschneider, C. L. : Field investigation of wave energy loss of shallow water ocean waves, B. E. B., Tech. Memo., No. 46, 1954, pp. 1 ~ 21.
- 30) 18) と同じ
- 31) 19) と同じ
- 32) Kajiura, K. : A model of the bottom boundary layer in water waves,
 Bull Earthquake Res., Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 46, 1968,
 pp. 75 ~ 122.
- 33) Collins, J. I. : Inception of turbulence of the bed under periodic gravity waves, J. of Geophys. Res., Vol. 68, 1963, pp.6007 ~ 6014
- 84) 岩垣雄一・土屋義人・陳活雄:海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(3), 一層流境
 界層方程式の非線型の影響について -、第12回海岸工学講演会講演集, 1965、
 pp. 41 ~ 49.
- 35) 19) と同じ
- 36) Fübrböter, A.: Air entrainment and energy dissipation in breakers, Proc. of 12th Conf. on Coastal Eng., Vol. I, 1970, pp. 391~398.
- 37)例えば、栗原道徳・はか:空気防波堤の研究についてⅣ,消波の物理機構について、 九州大学応力力学研究所所報,第9号,昭和31年,pp. 35~57.
- 38) Keller, H. B., D. A. Levin and G. B. Whitham : Motion of a bore over a sloping beach, Jour. of Fluid Mech., Vol. 7, 1960, pp. 302~316.
- 39) Freeman, J. C. and B. L. Méhauté : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. of ASCE., Vol. 90, No. HY2, 1964, pp. 187 ~ 214.

- 40) 2) と同じ
- 41) 例えば,応用水理学上,本間仁・石原藤次郎編,丸善, 1957, pp. 36~40.
- 42) 38) と同じ
- 43)応用水理学中II,,石原藤次郎・本間仁編,丸善,1958, pp.542.
- 44) Horikawa, K, and C. T. Kuo: A study on wave transformation inside surf zone, Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng. 1966, pp. 217 ~ 233.
- 45) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart : Radiation stresses in water waves : A physical discussion with applications, Deep-Sea Research, Vol. I, 1964, pp. 529~562.
- 46)例えば,水理公式集:土木学会編,昭和46年改訂版,昭和49年, pp. 78~79.

第 2 編

構造物による浅海波の変形機構とその制御工法-とくに位相差の効果-に関する基礎的研究

第1章 緒 論

第2編では構造物による浅海波の変形機構とその制禦工法を取りあげる. 序論でも記 したように、本編は浅海波の制禦を目的とした研究であり、本研究においては、制禦工 法として2つの波の位相差を利用する工法を取りあげる.

この位相差を利用して波を制禦する工法としては、波の共振現象を利用し、水路の片 側に幅が入射波長の1/2,奥行が入射波長の1/4の長さのresonant basin を設けて消 波をおこなった Valembois¹¹ が最初であると考えられる。

後述するように,透過性構造物及び不透過性構造物が複数基並列して設置された場合 は構造物間での波の反射により,入射波の位相に対して反射波の位相がずれるので,こ の位相差が浅海波の変形にいかなる程度の寄与をするか明確にしておかなければならな い.本編では,第2章で,多孔壁型と横スリット型簡易防波堤を取りあげて,多孔壁と 横スリット壁の幾何形状の特性と浅海波の変形特性の関連性,多孔壁及び横スリット壁 を複数基用いる場合の浅海波の変形と消波機構を理論的かつ実験的に明らかにする.第 3章では,遊水部を有する鉛直消波岸壁を取り挙げて,透過壁が一重の場合,二重の場 合の両方の型式による浅海波の変形と消波機構,最大の消波効果をもたらす岸壁構造を 理論的且つ実験的に明らかにする.第4章では,離岸堤を取りあげて,海岸堤防前面に トムボロ地形がある場合とない場合の両方について海岸堤防前面波高及び離岸堤沖側合 成波高に及ぼす離岸堤の設置距離の効果を理論的かつ実験的に明らかにする.

なお、本編では、波の制禦という極めて実用的な工法に関する研究をとりあげている ため、現地の海岸においてみられる不規則波浪の変形特性あるいは消波特性についても 明らかにしている。

参考文献

 J. Valembois; Etude de l'action d'ouvrages resonants sur lu propagation de la houle, Minnesota International Hydraulic Convention, 1953.

第2章 透過性構造物による浅海波の変形機構 とその制御工法に関する基礎的研究

第1節概説

防波堤および岸壁・護岸などの海岸港湾構造物は常時風浪の作用下にあるため,防波効 果の高いことと同時に耐久性があり,かつその維持補修が容易であることが必要とされる. この種の防波構造物として耐久性の面からコンクリート構造物と捨石及び消波ブロック構 造物が従来主として用いられてきた.このうち従来現地海岸で構築頻度の高い捨石及び消 波ブロックなどによる透過性構造物の水理特性とそれにともなう波の変形機構については Biésel¹⁾をその緒としてLe Méhaute²⁾,近藤³⁾,富永・坂本⁴⁾,井島⁵⁾,とSollitt & Cross⁶⁾,らにより理論的並びに実験的な研究が行なわれ、数多くの工学上有意義な成果 が得られている.一方,近年鋼材の耐久性の増加および施工の迅速性・補修の容易さから 鋼材を主体にした透過性防波構造物の形式の開発とその水理特性について検討が加えられ ようになった.この中でもパイル型防波堤⁷⁾,カーテンウオール型防波堤⁸⁾⁹⁾と鋼管パイ ル防波堤¹⁰⁾¹¹⁾については比較的多く実験並びに理論的な検討が加えられ、現地海岸で、 具体的に施工されるようになってきている.

本章では、鋼材を用いた透過性防波構造物において、従来ほとんど論議されていない横スリット型防波構造物と多孔壁型防波構造物¹²⁾の二つの型式の透過性構造物をとりあげて、その水理特性とそれにともなう浅海波の変形機構について波の反射率と透過率の面から明らかにしようとするものである.

第2節 多孔壁型透過性構造物による浅海波の変形

2-1 理論解析

本節の解析に際しては次の仮定を設ける

- (i) 波は長波近似の可能な微小振幅波とする.
- (ii) 透過性構造物は波により振動しない。
- (前) 構造物による反射波と透過波の入射波に対する位相差は無視できる.
- (VI) 構造物の幅 b (図-2・2・1 参照) は波長に比して無視できる程度の長さとする.

- 125 -

上述のような構造物に対する入射波 η_1 ,反射波 η_R と透過波 η_T をおのおの式(2・2・1)で与える.

$$\eta_{\mathrm{I}} = a \sin (kx - \sigma t)$$

$$\eta_{\mathrm{R}} = a \gamma_{\mathrm{R}} \sin (kx + \sigma t + \hat{\theta}_{\mathrm{R}})$$

$$\eta_{\mathrm{T}} = a \gamma_{\mathrm{T}} \sin (kx - \sigma t + \hat{\theta}_{\mathrm{T}})$$

ここで、 $\mathbf{k} = 2\pi/\mathbf{L}$, \mathbf{L} :水深hでの波長, $\sigma = 2\pi/\mathbf{T}$, \mathbf{T} :周期, γ_{R} :反射率, γ_{T} :透過率である.この η_{1} , η_{R} , η_{T} を 用いると、図-2・2・1 に示す合成波領 域での速度ポテンシアル ϕ_{1} と透過波の速 度ポテンシアル ϕ_{2} はおのおの次式で与え られる.



図-2・2・1 記号の説明

$$\phi_{1} = \frac{\mathbf{a} \cdot \sigma}{\mathbf{k}} \frac{\cosh (\mathbf{k}\mathbf{h} + \mathbf{k}\mathbf{z})}{\sinh \mathbf{k}\mathbf{h}} \cos (\mathbf{k}\mathbf{x} - \sigma\mathbf{t}) - \frac{\gamma_{R} \mathbf{a}\sigma}{\mathbf{k}} \times \left\{ \frac{\cosh (\mathbf{k}\mathbf{h} + \mathbf{k}\mathbf{z})}{\sinh \mathbf{k}\mathbf{h}} \cos (\mathbf{k}\mathbf{x} + \sigma\mathbf{t} + \hat{\theta}_{R}) \right\}$$

$$\phi_{2} = \frac{\gamma_{T} \mathbf{a}\sigma}{\mathbf{k}} \cdot \frac{\cosh (\mathbf{k}\mathbf{z} + \mathbf{k}\mathbf{h})}{\sinh \mathbf{k}\mathbf{h}} \cos (\mathbf{k}\mathbf{x} - \sigma\mathbf{t} + \hat{\theta}_{T})$$

さらに、図-2・2・1に示す1地点と2地点間でのベルヌイーのエネルギー保存式と防 波堤前後での流量保存式はおのおの次式で与えられる。

$$\frac{\mathbf{P}_{1}}{\rho \mathbf{g}} + \frac{1}{2\mathbf{g}} \left(-\frac{\partial \phi_{1}}{\partial \mathbf{x}} \right)^{2} + \frac{1}{\mathbf{g}} \left(-\frac{\partial \phi_{1}}{\partial \mathbf{t}} \right) = \frac{\mathbf{P}_{2}}{\rho \mathbf{g}} + \frac{1}{2\mathbf{g}} \left(-\frac{\partial \phi_{2}}{\partial \mathbf{x}} \right)^{2} + \frac{1}{\mathbf{g}} \times \left(-\frac{\partial \phi_{2}}{\partial \mathbf{t}} \right) + \xi \frac{\mathbf{V}^{2}}{2\mathbf{g}} \qquad (2 \cdot 2 \cdot 3)$$

$$\int_{-h}^{0} \left(-\frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right) dz = \int_{-h}^{0} \left(-\frac{\partial \phi_2}{\partial x}\right) dz = m C_m \int_{+h}^{0} V dz \quad \dots \quad (2 \cdot 2 \cdot 4)$$

ただし、上式 $c\xi$: 多孔壁型透過性構造物での損失係数、V:構造物内での流速、 ρ :

-126 -

流体の密度, g:重力加速度, m:多孔壁透過性構造物の開口比, C_m :流量係数, P_1 , P_2 :1及び2地点での水圧である.式(2・2・3)で $P_1 - P_2 = \rho_g(\eta_1 + \eta_R - \eta_T)$ と 仮定すると,式(2・2・1)~式(2・2・3)と式(2・2・4)の第1番目の等式よりV が次式で与えられる.

$$\mathbf{V} = \frac{1}{\sqrt{\xi}} \quad \sqrt{\left\{ 2 \mathbf{g} + \frac{2\sigma^2}{\mathbf{k}} \cdot \frac{\cosh \mathbf{k} (\mathbf{h} + \mathbf{z})}{\sinh \mathbf{k} \mathbf{h}} \right\}} \left\{ \eta_{\mathrm{I}} + \eta_{\mathrm{R}} - \eta_{\mathrm{T}} \right\} \quad --(2 \cdot 2 \cdot 5)$$

この式(2・2・5)を式(2・2・4)の第2番目の等式に代入すると次式をうる.

$$\eta_{\rm T}^{\ z} = \frac{2\,{\rm m}^2\,{\rm C}_{\rm m}^{\ 2}}{\sigma^{\,2}} \left(\frac{1}{\xi}\right) \cdot {\rm k}^2 \,{\rm h}^2 \cdot \left\{ \left(\,2g + \frac{2\,\sigma^2}{{\rm k}\cdot\sinh\,{\rm k}\,{\rm h}} + \frac{1}{6}\,{\rm k}^2\,{\rm h}^2\,\right) \left(\eta_{\rm I} - \eta_{\rm R}\right) \right\}$$

なお、式(2・2・6)は cos hk (h+z) $\approx 1 + \frac{1}{2}k^2(h+z)^2 + \frac{1}{4}k^4(h+z)^4$ として導かれ ている.式(2・2・6)で、透過波の位相差 $\hat{\theta}_{T} = 0$ とすると γ_{T} が算定できるが、その 際 γ_{T}^2 の係数は a sin σt となり時間的に変化する.このような時間的に変化する係数の取 扱いについては従来その最大値あるいは半周期の時間平均をとるなどの種類の方法がとら れている.ここでは流量係数C_m、損失係数 ξ 及び γ_{T} はその最大値でもって定義すると、 式(2・2・6)より透過率 γ_{T} は式(2・2・7)で与えられる.また、反射率 γ_{R} は式(2・2・ 4)の第1番目の等式より式(2・2・8)で与えられる.

$$\gamma_{\rm T} = \frac{2}{a} \left\{ -{\rm m}^2 {\rm C}_{\rm m}^{\ 2} \left(\frac{1}{\xi}\right) \cdot {\rm K} \cdot + \sqrt{{\rm m}^4 {\rm C}_{\rm m}^{\ 4} \left(\frac{1}{\xi}\right)^2 \cdot {\rm K}^2 + {\rm a} {\rm m}^2 {\rm C}_{\rm m}^{\ 2} \left(\frac{1}{\xi}\right) {\rm K} \right\}} - \cdots - (2 \cdot 2 \cdot 7)$$
$$|\gamma_{\rm R}| = 1 - \gamma_{\rm T} - \cdots - (2 \cdot 2 \cdot 8)$$

ただし,

$$\mathbf{K} = \left(\frac{\mathbf{k}\,\mathbf{h}}{\sigma}\right)^2 \cdot \left\{\mathbf{g} + \frac{\sigma^2}{\mathbf{k}} \cdot \frac{1}{\sinh\mathbf{k}\,\mathbf{h}} + \frac{\sigma^2}{6\,\mathbf{k}} \cdot \frac{\mathbf{k}^2\,\mathbf{h}^2}{\sinh\mathbf{k}\,\mathbf{h}}\right\} - \dots - (2 \cdot 2 \cdot 9)$$

$$\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{\zeta}_{\varphi} + \boldsymbol{\zeta}_{\mathsf{c}} + \mathbf{f} \left(\mathbf{b}/\mathbf{D}\right) - \dots - (2 \cdot 2 \cdot 10)$$

また,

 ζ_{o} :断面拡大の損失係数(1.0)、 ζ_{o} : 断面急縮の損失係数(0.5)、f: 多孔壁での摩擦係数、D: 円孔直径である。なお、 ϵ は式(2・2・10)で与えているが、これは図-

2・2・1に示す検査断面を円管と仮想して求めたものである。

なお,服部¹³⁾は波動の半周期の時間平均を用いて,運動量方程式より γ_{T} と γ_{R} を式 (2・2・11)と式(2・2・12)のように与えている.

$$\gamma_{\rm T} = \frac{2\pi}{\theta} \cdot \frac{\rm h}{\rm H_{\rm I}} \left(\beta + \frac{\rm kh}{\rm tanh\,kh}\right)$$
$$\cdot \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{\theta}{\pi} \cdot \frac{\rm H_{\rm I}}{\rm h}} \cdot \frac{\rm H_{\rm I}}{(\beta + \rm kh/tanh\,kh)}\right] - (2 \cdot 2 \cdot 11)$$
$$\gamma_{\rm R} = 1 - \gamma_{\rm T} \qquad (2 \cdot 2 \cdot 12)$$

ただし,

$$\theta = \frac{\pi^2}{8} \left[\left\{ \frac{1}{(C\,\xi)^2} - \alpha \right\} - 2\left\{ \left(\frac{1}{C\,\xi} \right) - 1 \right\} \right]$$

$$\alpha = \left(\frac{kh}{\sinh kh} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{\sinh^2 kh}{3} \right)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \cdot \frac{kh}{\tanh kh} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right)$$
(2 · 2 · 13)

ξ:開口比, C:孔の流量係数である。

また,エネルギー損失 E_L はエネルギーフラックスの保存より式 (2・2・14) で与えられる.

$$E_{L} = E_{I} - E_{R} - E_{T}$$

$$E_{L} \neq E_{I} = (1 - \gamma_{R}^{2} - \gamma_{T}^{2})$$
(2 · 2 · 14)

なお、 E_I , E_R , E_T はそれぞれ入射波、反射波と透過波の波のエネルギーである。以上の 計算により多孔壁の透過率、反射率およびエネルギー損失量を求める解を得た。なお式中 の流量係数 C_m は多孔部の幾何形状やReynolds 数に関係するため水理実験により検討しな ければならない。 2-2 水理実験

2-2・1 実験装置と実験方法

前節の理論解析の妥当性を二次元造波水槽で実験を行ない検討した。用いた造波水槽 は長き 30^m,幅0.70^m,高さ0.9^mの片面ガラス張りの鋼製水槽である。入射波,反射 波および透過波は電気抵抗線式波高計で計測し,反射率は入射波の1/2波長間の部分重 複波の波高を計測し,Healyの方法で算定する。多孔壁の透過率は多孔壁の背後1/4波 長離れた,波形の乱れない地点の波高を用いて算定した。なお、多孔壁はアクリライトで 作られており、実験諸元は表-2・2・1に示すとおりである。

記,号	数值
周期:T (sec)	0.70, 0.85, 1.20
水深:h (cm)	20.5
波高: Ho (cm)	$2.13, \sim 2.28$
孔径:D (cm)	0.7, 1.4
比水深:h/L	0.2886, 0.2838, 0.2099, 0.2104,
	0 1333, 0 1329
波形勾配:Ho/Lo	$0.0097 \sim 0.03$
壁厚・孔径比: b/D	$0.366 \sim 17.1$

表-2・2・1 実験諸元

2-2・2 実験結果とその検討

 づる過率と反射率

ここでは実験結果に基づき上述の理論解析の妥当性について検討するとともに流量係数 について若干の考察を加える。図-2・2・2は多孔壁の開孔比mの変化にともなう γ_{T} と γ_{R} の変化を示した一例である。同図によれば、mの変化により C_{m} の値は0.8~0.6と若 干異なるが、mの値が大きくなると、 γ_{T} が大きくなり、 γ_{R} は小さくなっていく傾向が 理論値と実験値とよく一致している。同図より γ_{T} と γ_{R} の変化が大きいのはm \leq 30%の



範囲であり、m > 30%の範囲では変化が小さく消波効果の小さいことを示している。つぎに、 $\gamma_r \ge \gamma_R$ に及ぼす孔径・波高比D/Hの効果を示したものが図-2・2・3である。なお同図に示した実験値はすべて服部¹⁴⁾の実験値を用いて



図 – 2・2・3 γ_{T} と γ_{R} に及ぼすD / H の効果

いる(なお,実験値は著者が図面より読みとったものである). 同図によれば D/Hが大きくなるにつれて γ_{T} は大きくなり, γ_{R} は小さくなる事が認められ理 論値と実験値の一致度は極めてよい.また,同図には服部の解,式(2・2・11), 式(2・2・12)の値も同時に示したが,流量係数Cmが異なる点を除くと著者の 解とほとんど一致している.このCmとCの値の差は時間項を省略するときの差異により 生じたものであると考えられ,CmとCをつき合せると後述の表-2・2・2のごとくとな り,著者の方法による流量係数Cmは服部の値より約1.5倍程度大きくとる必要がある. また,多孔壁設置位置での比水深h/Lと γ_{R} と γ_{T} の関係は本論では図示していないが, 式(2・2・7)と式(2・2・8)で充分正しく評価されている.つぎに多孔壁厚・孔径 比,b/D, と γ_{T} と γ_{R} の関係を示した一例が図-2・2・4 である. 同図によれば, b/Dが大きくなるに

つれて γ_{R} は大きくな り, $\gamma_{\rm T}$ は小さくなる ことが認められ、さら $r_{r_{R}} \ge \gamma_{T}$ の変化の 大きいのは**b**/D<7 の範囲で, d/D≥7 の範囲になるとアRと γ_{T} の変化は少なくほ ば一定の値をとること がわかる. 式(2・2・ 7),式(2·2·8) で与えられる ア と ア R の理論値で、b/Dが 関係するのはCmとf・ (b/D)の項である が, f は式 (2・2・5) で与えられる Vuia の



図 – 2・2・4 $\gamma_{T} \geq \gamma_{R}$ に及ぼすb/Dの効果 (m = 0.186の場合)

Reynolds number $\mathbf{R}_{e} = (\mathbf{V}_{max} \cdot \mathbf{D}) / \nu$ の値を用いて, Moody 図表¹⁵⁾より算定すると 0<b/D<17.1の範囲でf = 0.04 となり, $\gamma_{R} \geq \gamma_{T}$ に及ぼす多孔壁厚によるf(b/D) の摩擦項の影響は著しく小さい.したがって式(2・2・7),式(2・2・8)より γ_{T} と γ_{R} を算定するには C_{m} に及ぼすb/Dの効果を明らかにしておかなければならず、これ については次の項で論ずることにする。このように C_{m} が正しく与えられると、式(2・ 2・7)と式 (2・2・8)で透過率 γ_{T} と反射率 γ_{R} は精度高く求まることが明らかであ る.

ii) 流量係数C_m

流量係数C_mは補正係数であるため多孔壁の幾何形状やReynolds数などにより変るもの と考えられる.したがってC_mの特性を明らかにするには非常に多くのきめ細かい実験を 必要とする.著者の上述の研究及び服部の研究によればC_mを支配する最も重要な要素は 開口比mと壁厚・孔径比b/Dであると判断される.したがって本論ではC_mに及ぼすmと b/Dの効果について若干の論議を行ない、工学的立場から式(2・2・7)、式(2・2・8) を用いる場合のC_mの値を具体的に示すこととする.まず、図-2・2・4の γ_{T} と γ_{R} の実 験値を用いて、式(2・2・7)、式(2・2・8)からC_mを逆算して、b/Dの関係を求め てみると図-2・2・5を得る.同図より、b/Dが小さい場合にはC_mは大きいが、b/D が大きくなるにつれて

小さくなり, b/D>10 になるとCm はほぼー 定の値となる。なお, 図-2・2・4 によれ ば, b/D≥7の範囲 では $\gamma_{\rm T} + \gamma_{\rm R} \simeq 0.8$ 程度で1.0より小さく なるが、これは壁厚が 厚くなると壁間で流量 が残ること、入射波と 透過波の位相差が大きく なることなどに帰因し、 式(2・2・7),式 (2・2・8)の誘導 時の仮定が満されな いためであろう。ま た、著者の実験及び





- 132 -

服部の実験結果を用いて C_m の値をmとb/Dとの関係で示すと表-2・2・2に示すような値をとる。数少くない実験値から服部によればReynolds数(Vd/ν)が大きいほどこの流量係数が大きいことが指摘されているが、その詳細についてはまだ十分検討されていない。

開孔比 m	壁厚 · 孔径比 b / D	Cm	C (服部)	$R_e = V_d / \nu$ (服部)
0.250	2.0	0.6	0.4	$(3 \sim 8) \times 10^3$
0.125	0.5	1.0	0.75	$(14 \sim 33) \times 10^3$
0.0625	1.0	0.85	0.6	$(8 \sim 20) \times 10^{3}$

表-2・2・2 Cmの値

なお,エネルギー損失についてはここでは論じていないが,その算定は式(2・2・14) で行なえば精度高く求まることは上述の論議から明らかである.

第3節 横スリット型防波堤による浅海波の変形

本節では、短ざく型の板をある間隔をもって水平に、かつその主軸が波の進行方向に直 角となるように配置された横スリット型防波堤をとりあげて、それにともなう浅海波の変 形と横スリット型防波堤の消波効果を理論的ならびに実験的に検討を加える。ついで、カ ーテンウオール型防波堤および透過性鋼管パイル防波堤との消波効果の差異についても検 討を加える。

3-1 理論解析

2-1と同様の仮定を設ける.すなわち,(1)波により防波堤は振動しない.(\parallel)スリット 部材 b (図-2・2・6 参照)は波長に比して無視できる.(\parallel)防波堤での反射波と透過波の入 射波に対する位相のずれは無視できる.(\parallel)波動は長波近似のきく微小振幅浅水波とする. \parallel), \parallel)の仮定にもとづいて入射波 η_{r} ,反射波 η_{s} ,透過波 η_{r} を次のように与える.

> > - 133 -

ここで、 $\mathbf{k} = 2\pi/\mathbf{L}$, L:水深hでの波長、 $\sigma = 2\pi/\mathbf{T}$, T:周期, $\gamma_{\mathbf{R}}$:反射率, $\gamma_{\mathbf{T}}$:透過率である.

この、 η_1 , η_R , η_T を用いると、図-2・2・6に示す合成波領域での速度ポテンシャ ル ϕ_1 と透過波の速度ポテンシャル ϕ_2 はおのおの次式で与えられる.

$$\phi_{1} = \frac{a\sigma}{k} \frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh} \cos (kx - \sigma t)$$

$$- \frac{a\gamma_{R}\sigma}{k} \frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh} \cos (kx + \sigma t)$$

$$\phi_{2} = \frac{a\gamma_{T}\sigma}{k} \frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh} \cos (kx - \sigma t)$$

さらに、図-2・2・6に示す1地点と2地点間でのベルヌイーのエネルギー保存式と防波 堤前後での流量保存式はおのおの次式で与えられる。

$$\frac{P_1}{\rho g} + \frac{1}{2g} \left(-\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{g} \left(-\frac{\partial \phi_1}{\partial t} \right)$$

$$= \frac{P_2}{\rho g} + \frac{1}{2g} \left(-\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{g} \left(-\frac{\partial \phi_2}{\partial t} \right) + \xi \frac{V_2}{2g} - (2 \cdot 2 \cdot 17)$$

$$\int_{-h}^{0} \left(-\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right)_{x=-0} dz = \int_{-h}^{0} \left(-\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right)_{x=+0} dz$$

$$= \left\{ \int_{-h}^{0} mC_m \ V \cdot dz + \int_{-h}^{-d} C_m \ V \cdot dz \right\}_{x=0} - (2 \cdot 2 \cdot 18)$$

ただし、上式で、 ξ :損失係数、 ρ :流体密度、g:重力加速度、m = e/(e+D)で定 義される間隔比、e:スリット部材と部材との間隔、D:スリット部材の高さ、V:スリット間隔部で の流速、d:スリット部材の潜水深さ、 C_m :流量係数、なお式(2・2・18)ではスリット部材のない水 深- $d > z \ge -h$ でも仮想のスリット部材を考えて、その部分ではm = 1としての流量係数 C_m が存在するとして取り扱っている(本来、スリットのない部分での流量係数はスリットの 部材部分での流量係数 C_m と異なるものと推定されるが、計算がきわめて煩雑になること、 また C_m を採用することによる差異は結果的には後述する実験定数 C_f の中に含まれてしま うので、ここではスリット部材のない場合も C_m が存在するとして取り扱うものとする). 式(2・2・16)を式(2・2・17) に代入し、さらに cosh k (h+z) \approx $1+\frac{1}{2} k^2 (h+z)^2 + \frac{1}{4} k^4 (h+z)^4$, $P_1 - P_2 = \rho_g (\eta_I + \eta_R - \eta_T)$ を用い て流速 V を求め、これを式(2・2・ 18)に代入すると γ_R はおのおの 次式で与えられる。



 $\gamma_{\mathrm{T}} = \frac{2}{a} \left\{ -\varepsilon_0^2 \operatorname{C}_m^2 \operatorname{N}^2 \operatorname{M} \right\}$ 図-2・2・6 記号の説明

+
$$\sqrt{\mathcal{E}_{0}^{4} C_{m}^{4} N^{4} M^{2} + a \mathcal{E}_{0}^{2} C_{m}^{2} N^{2} M}$$
 ----- (2 · 2 · 19)

 $|\gamma_{\rm R}| = 1 - \gamma_{\rm T} \qquad (2 \cdot 2 \cdot 20)$

ただし,

$$N = 1 + \left(\frac{d}{h}\right) (m-1),$$

$$M = \frac{(kh)^{2}}{\sigma^{2}} \left\{ g + \frac{\sigma^{2}}{k \cdot \sinh kh} + \frac{\sigma^{2} (kh)^{2} \theta}{6k \sinh kh} \right\}$$

$$\theta = \frac{m\left(\frac{d}{h}\right)^{3} + (1-m)\left(1-\frac{d}{h}\right)^{3}}{1+\left(\frac{d}{h}\right) (m-1)}$$

$$\varepsilon_{0}^{2} = 1/\xi$$

 $\epsilon_0 \ge C_m \operatorname{id}/h$, m, h/L, などにより複雑に変化すると考えられる。特に C_m については理論値と実験値間の補正項としての性格をもつため、詳細な水理実験を行って、その関数形を決める方法、あるいは適当な関数形を仮定してそれより得られる結果を水理実験で検証する方法などが考えられる。上式ではこの C_m が $\epsilon_0 C_m$ の積の型として現われているため、著者らは、後述の水理実験結果を参照して $\epsilon_0 C_m$ を次の式(2・2・22)で与えられるものと仮定し、補正係数 C_f を水理実験で決めることとした。

$$\mathcal{E}_0^2 C_m^2 \cong C_f^2 \cdot \left\{ 1 - 2\left(\frac{d}{h}\right) + 3\left(\frac{d}{h}\right)^2 \right\} \quad (2 \cdot 2 \cdot 22)$$

- 135 -

 $\boxtimes -2 \cdot 2 \cdot 7$, $\boxtimes -2 \cdot 2$ **2・8**は式(2・2・19), 式(2・2・20)で与えら れる $\gamma_{\rm T}$ と $\gamma_{\rm R}$ の値を示し た一例である. 図-2・ 2・7によれば入射波の 波形勾配H/Lが大きい ほど、 $\gamma_{\rm R}$ が大きくなり、 したがってγ_Tが小さく なること,図-2・2・8 よりスリット部材の潜水 比d / h が大きいほど, また, mが小さいほど $\gamma_{\rm T}$ の低減に有効であること が判明する。しかし、 $\gamma_{\rm R}$ と γ_T を同時にきわめて 小さくすること (たとえ ば、 $\gamma_{\rm R}$, $\gamma_{\rm T} \leq 0.3$)が できない。また、 γ_{T} を 0.3以下にするために はmをきわめて小さい 値にし、潜水比を充分大 きくとらなければならな いことがわかる.

3-2 水理実験

3-2・1 実験装置と 実験方法



図 – 2・2・7 $\gamma_{T} \geq \gamma_{R}$ に及ぼす $H/L \geq m$ の効果



実験は大阪大学工学部土木工学教室の片面ガラス張りの屋外二次元造波水槽(長さ50m

×幅 0.65m×高さ 1.0m) で行われた.用いた造波機は Plunger 型であり,波形は電気抵抗線 式波高計で計測した.第2節の水理実験と同様反射率は入射波の 1/2 波長間の合成波高より Healy の方法で求め,透過率は防波堤背後より 1/4 波長にあたる地点での波高で算定した. これらの実験諸元を表-2・2・3 に示す.

表-2.2.3 実験諸元

3-2・2 実験結果と その検討

 (i) 反射率 γ_R と透過率 γ_r 著者らは γ_T と γ_R の算定式 はおのおの式 (2・2・19), 式 (2・2・20)で与えられる ことを導いたが,同式には, 3-1の ii)の仮定にもとづい

記号	数 值				
水深:h (cm)	12.0, 22.5, 30.0, 45.0,				
波高:H ₀ (cm)	2.48, 4.6, 6.0,				
周期:T₀ (cm)	1.2				
板高:D (cm)	2.0, 4.0, 6.0,				
板厚:b (cm)	0.5, 1.0, 1.5, 2.0,				
開口比:m	$0 \ 015, \sim 0.50,$				
潜水比: d / h	0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0,				
比水深:h/L	0.097, 0.141, 0.1427, 0.170, 0.223				
設置距離: 1/L	$0 \sim 0.75$,				

てb(スリット部材幅)およびD(スリット部材高)(図-2・2・6参照)の効果を含んでいない。

しかし,たとえばγ_Rに ついて考えてみると(γ_T についても同様),次元解 析により式(2・2・23) で示される.

 $\gamma_{R} = f(H/L, b/D,$

$$D/H$$
, m, h/L , d/h)

·····- (2 · 2 · 23)

m(部材間隔比), H/L,

b/D, h/L, d/h, D/Hの6 つの要素により支配されている ことがわかる.したがって, ここ ではまず, 算定式の中に含まれ ていないb/DとD/Hの効果に ついて検討を行い, ついで, 式 (2・2・19),式(2・2・20)



- 137 -
に含まれる諸要素の効果に ついて考察をすすめていく.

a) b/DとD/Hの効果

 $\square - 2 \cdot 2 \cdot 9 \ \mathrm{d} \gamma_{\mathrm{R}} \geq \gamma_{\mathrm{T}}$ におよぼす b / D の効果, におよぼす D/Hの効果を 示した一例であり、両方と もd/h = 1.0 の場合に対 する値である。図-2・2・ **9**より, $b/D \leq 1.0$ の場 合には $\gamma_{\rm T}$ と $\gamma_{\rm R}$ はほとん ど変化しないことが認めら れ、この場合にはb/Dの 効果は考慮しなくてよいと とが検証された.なお b/D ≥1の場合には $\gamma_{\rm R}$ と $\gamma_{\rm T}$ は b/Dにより著しく変化する と考えられるが、b/D≥1



(m=0.111の場合)

の場合は水平壁型防波堤に属し、本論の対象としている横スリット型防波堤でないためと こでは論議しない. 一方、D/Hの効果は図-2・2・10 に示されているように、実験を 行った $0.48 \leq D/H \leq 1.5$ の範囲で、 $\gamma_{T} \geq \gamma_{R}$ は若干変化するもののその差はきわめて 小さいことが認められ重要な要素と考えなくてもいいように思われる.

b) mとH/Lの効果

図-2・2・11 に示すように、 $\gamma_{T} \geq \gamma_{R}$ は間隔比mにより著しく変化する.特にm \leq 0.4 の範囲ではその変化が大きく、mが小さくなるにつれて急激に γ_{T} が小さくなり、 γ_{R} が大きくなっていくことが認められる.したがって、 γ_{T} の低減のためにはスリット部材間隔比mを小さくすることはきわめて有効であるといえる.また、同図に示した理論値と実験値とはかなりよく一致していることから、たとえば、 $\gamma_{T} \leq 0.5$ にするにはm ≤ 0.1 に、 $\gamma_{T} \leq 0.8$ にするにはm ≤ 0.05 にする必要があることが推定できる.一方、 γ_{R} については γ_{T} と逆の挙動を示し、当然mが小さくなると γ_{R} が大きくなっていく.また、図

 $-2 \cdot 2 \cdot 11$ によれば, H/Lが大きくなると, γ_R が大きくなり,逆に γ_T は小さくなることが 実験的に認められると同 時にこの値は理論値式

(2・2・19)と式(2・ 2・20)にほぼ一致して いる.

したがって, これらの ことより, mとH/Lの 効果は比較的精度よく式 (2・2・19)と式(2・ 2・20)で評価されてい るといえよう。

c) $d/h \ge h/L の効果$ 上述したように、間隔比 $m i \gamma_T \ge \gamma_R$ に重要な寄 与をする。したがって、こ こでは特に $\gamma_T \le 0.5$ (現 地施工時に必要とされる) の場合に着目し、そのため $m \ge 0.111 \ge 0.059$ の二つの場合をとりあげて $\gamma_T \ge \gamma_R$ におよぼすd/h $\ge h/L の効果について検$ 討してみる。

図-2・2・12,図-2・ 2・13に示すように、スリ ット部材の潜水比d/h は m同様, γ_Tの低減に重要







図-2・2・12 γ_{R} と γ_{T} に及ぼすd /hの効果(h/L=0.141の場合)

な寄与をすることが認め られる。同図より、 d / h が大きくなるにつれて、 $\gamma_{\rm T}$ は低減し, $\gamma_{\rm R}$ は増 加するが、その効果は防 波堤設置位置の比水深 h/Lにより異なってくる. h/L=0.233の場合を比 較してみると、比水深の 小さいh /L = 0.141 の場 合はd/hの増加にともな い ア は一様に低減するが、 比水深の大きいh/L=0.2 33の場合は、 $d/h \ge 0.7$ となるとd/h = 1.0 に大き くしても、 γ_{T} の低減はきわ



図-2・2・13 $\gamma_{R} \geq \gamma_{T}$ に及ぼすd/hの効果 (h/L=0.233の場合)

めて小さい. これは波動の鉛直方向エネルギー分布と密接な関係があるものといえよう.つ まり、比水深が浅くなるほど、波動は長波性となるため、エネルギーの鉛直分布が静水面か ら水底までほぼ一定となり、d/hを大きくするにともないほぼ一様に入射波のエネルギーが遮 断されるのに対し、h/Lが大きくなると、波動エネルギーが水表面近傍に集中してくるため、エ ネルギー遮断に有効な潜水比d/hがあって、それ以上d/hを大きくしても γ_r の低減にほとんど 効果がないためであろう。また、図ー2・2・12、図ー2・2・13には理論値式(2・2・19)と式 (2・2・20)の値も同時に示してある。図ー2・2・12に示す h/L=0.141の場合、理論値と 差異は若干あるものの定性的には充分一致している。一方、図ー2・2・13に示すh/L=0.2 33の場合には実験値と理論値の差異が大きい、これは式(2・2・19)、式(2・2・20)を導くと き用いた。

$$\cosh k(h+z) \approx 1 + \frac{1}{2} k^2 (h+z)^2 + \frac{1}{4} k^4 (h+z)^4$$

の近似がkh (1+z/h) < 1に対してのみ成立すること、つまりh/Lに直すと、h/L<0.159に対してのみ成立することから、h/L=0.233は理論式の適用の範囲外となるため大きな差異が生じたもので、h/L \geq 0.159の領域への式 $(2 \cdot 2 \cdot 19)$ と式 $(2 \cdot 2 \cdot 20)$ の適用はできない.

- 140 -

Ⅱ) 実験定数C_f

表-2·2·4 C_fの値

上述の理論解析で示し

たよう	にC _f は実験値と
理論値	直の間の補正係数で
ある.	したがって前節の
多孔擘	産型防波構造物での

h/L0.078 0.100 0.141 0.155 H/L 0.010 0.4500.390 0.2800.265 0.020 0.500 0.500 0.390 0.345 0.030 0.6350.635 0.4500.390

 $(m = 0.059 \sim 0.111)$

流量係数C_mと同様構造物の幾何形状やReynolds数に

より変化するはずであって、その水理学的な特性を解明するには多数の実験を行なう必要がある。しかし、工学的な立場から言えば、来襲波浪の特性及び設置位置などで C_f が与えられるならば具体的な設計に際して充分意義深いといえる。そこで、式(2・2・19)と式(2・2・20)を用いて著者の前述の実験結果から C_f を求めると表-2・2・4に示す結果をうる。なお同表はm=0.059~0.111、0.48 \leq D/H \leq 1.5、b/D \leq 1.0 に対する実験定数である。同表によれば、 C_f は比水深 h/Lが小さくなるにつれて大きな値をとり、またH/Lが大きくなるにつれて大きな値をとることになる。

■)カーテンウォール型防波堤と透過性鋼管パイル型防波堤との消波効果の比較

以上,横スリット防波堤による浅海波の変形を透過率 γ_r と反射率 γ_r の面から論じてきた. この横スリット型防波堤のスリット部材の配置間隔比m = 0とするとカーテンウォール型 防波堤となる.また部材を鉛直方向に配置すると縦スリット型防波堤(透過性鋼管パイル 型防波堤)となることはいうまでもない.ここでは上記2種類の型の防波堤と本論で論議 してきた横スリット型防波堤の消波効果(特に γ_r についてのみ)の差異について比較し ておく.

図-2・2・14, 図-2・2・15, 図-2・2・16 はカーテンウォール防波堤と横スリット 防波堤の伝達率 γ_{T} の実験曲線の一例を示したものである。カーテンウォール防波堤につ いては森平ら¹⁶⁾の実験曲線をもって示したが、図-2・2・16 に示すh/L=0.233 のカ ーテンウォール防波堤の実験曲線のみh/L=0.235 の値で代用させている。また図中に 示した横スリット防波堤の実験値で row = 2 は同じ $\gamma_{T} \ge \gamma_{R}$ を持つ防波堤 2 基設置した 場合の値で、その設置間隔 l/Lは、h/L = 0.097 でl/L = 0.033、h/L = 0.141 で l/L = 0.025、h/L = 0.233 でl/L = 0.020 ときわめて小さい場合である。同図より、 比水深 h/L と潜水比d/h 別の両者の差異が判明するが、いうまでもなくm=0 に対応す るカーテンウォール型防 波堤の方が明らかに横スリ ット防波堤(m=0.059と m = 0.111)より γ_T の低 減効果が大きいが、その効 果が明確になるのは、h/L = 0.233 $\overline{C} d / h > 0.3$, h/L = 0.141 C d/h > 0.4, $h/L = 0.097 \ cd/h > 0.6$ であり、比水深h/Lが小さ くなるにつれて両者の差異が 明確になるd/h は大きくなっ ている. これは既述したよう に, 波動エネルギーの鉛直分 布型に帰因することは明白で ある。また同図によれば構ス リット防波堤を2基設置する と1基の場合より γ_{T} は小さ くなるものの1基の防波堤の 透過率 γ_{T1} の積として,つま り、 γ_{T1}^2 にまで低減してい ないことが認められる. この 場合第4節で詳述するように 防波堤設置間隔にともなう波 の位相のづれが γ_{T} ,及び γ_{R} に有効に作用し, 同図に示し たような防波堤設置間隔 1/L が 0.033 以下ときわめて小さ い場合は後述の式(2・2・ 46)を満たさないためで, こういった場合には2列防



図- 2・2・14 カーテンウオール型防波堤との比較 (h/L = 0.097の場合)



波堤でもその消波効果は γ_{T1}^2 (以後こういう場合 を"相乗効果"とよぶ), つまり相乗的にはきいて こないことに注意を要す る.

図-2・2・17 は透過 性鋼管パイル型防波堤 (縦スリット型防波堤) と横スリット型防波堤の γ_{T} の相違を示した一例 である。同図に示した透 過性鋼管パイル型防波堤 の実験値は,著者ら¹⁷⁾と 林・服部¹⁸⁾(図面より著 者らが読みとった)の値



図- 2·2·16 カーテンウオール型防波堤との比較 (h/L = 0.233の場合)



図-2・2・17 透過性鋼管パイル防波堤との比較

- 143 -

であり、横スリット防波堤の実験値はすべてd/h = 1.0の場合の値である.なお、同図 には示されていないが、透過性鋼管パイル防波堤に対する著者らの実験ではD/H = 1.0, d/D = 1.0である.両者の実験条件はすべて一致していないが、その中で比較的一致する場合を比較 すると、その差異は小さく、このことから、縦スリット型防波堤と横スリット型防波堤で は、鋼材の配置間隔比mを等しくすれば、鉛直方向のエネルギー分布にそれほどとらわれ ず透過率 γ_{τ} はほとんど差異がないと考えてよかろう.

以上のように、横スリット防波堤の消波特性をカーテンウォール型防波堤と透過性鋼管 パイル型防波堤との比較において明らかにしてきたが、この防波堤を用いて、 $\gamma_{T} \leq 0.3$ という透過性防波堤としてかなりきつい条件を満たすためにはd/h = 1.0 にしても、m <0.05 にしなければならず、したがって現地施工に際してはかなり困難となる場合も生 じると考えられる.また γ_{T} を低減さすことは逆に γ_{R} の増大に直結するため、防波堤か らの反射率 γ_{R} も同時に小さくすることを期待する場合にはこの横スリット防波堤1基の みでは所要の消波効果を期待することはできないことは明白である.この場合の一方法と して防波堤を2基設置して波の位相差を利用する方法が考えられるため、次節で論議をす すめる.

第4節 複列透過性構造物による浅海波の変形

ここでは,波の進行方向と直角に透過性構造物が数基近接して並列に設置される複合された複列構造物をとりあげて,それにともなう浅海波の変形を明らかにする.

4-1 理論解析

4-1・1 2列透過性構造物による反射率,透過率とエネルギー損失

図-2・2・18 に示すように,透過性構造物が波の入射方向と直角に2基近接して設置 されている複合構造物による浅海波の反射率,透過率と損失エネルギーを港域での港水振 動に対する Méhauté¹⁹⁾の考え方を拡張して求める.なお以下に用いる記号は式(2・2・ 24)に示すようであって,記号上のバー(ー)は複素ベクトル表示を示し, $i = \sqrt{-1}$ で虚数, \land は位相,l =複合透過構造物の設置間隔,x =距離, $\mathcal{E} =$ 減衰係数,L =水深 hでの入射波長である.



図-2・2・18 構造物間での波の反復反射

入射波: $\overline{\mathbf{H}}_{I} = \mathbf{H}_{I} \exp(i\hat{\mathbf{H}}_{I})$ 反射率: $\overline{\gamma}_{R\,i} = \gamma_{R\,i} \exp(i\hat{\gamma}_{R\,i}), (i=1, 2, 3, \cdots)$ 透過率: $\overline{\gamma}_{T\,i} = \gamma_{T\,i} \exp(i\hat{\gamma}_{T\,i}), (i=1, 2, 3, \cdots)$ 減衰率: $\overline{\alpha} = \alpha \exp(-2\pi x i/L),$ $\alpha = \exp(-\varepsilon x/L),$

構造物間での波の反復現象を次のように考える.入射波 $\overline{\Pi}_{I}$ が前面の構造物で一部反射 し、残りの部分は透過していくが、その時の反射率を $\overline{\gamma}_{R1}$ 透過率を $\overline{\gamma}_{T1}$ とすると反射波と 透過波はおのおの $\overline{\gamma}_{R1}$ ・ $\overline{\Pi}_{I}$ と $\overline{\gamma}_{T1}$ ・ $\overline{\Pi}_{I}$ となる. 透過波 $\overline{\tau}_{T1}$ ・ $\overline{\Pi}_{I}$ は後面の構造物へ伝播し ていくが、その間の波高低下係数をαとすると後面の構造物への伝達波は $\overline{\alpha}(\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{\Pi}_{I})$ と なる. この伝達波は一部反射率 $\overline{\gamma}_{R2}$ で反射し、残りの部分は透過率 $\overline{\gamma}_{T2}$ で透過していくと すると、反射波と透過波は $\overline{\gamma}_{R2}(\overline{\alpha}\cdot\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{\Pi}_{I})$ と $\overline{\gamma}_{T2}(\overline{\alpha}\cdot\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{\Pi}_{I})$ となるが、反射波 $\overline{\gamma}_{R2}$ ($\overline{\alpha}\cdot\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{\Pi}_{I}$)は再び前面の構造物へ低下係数 $\overline{\alpha}$ で減衰しながら伝播して、 $\overline{\alpha}(\overline{\gamma}_{R2}\cdot\overline{\alpha}\cdot\overline{\gamma}_{T1}\cdot\overline{\Pi}_{I})$ の伝達波となる.この前面の構造物により再び反射・透過が起こり、以下同様 の過程で反射と透過が繰り返されるものとすると、複合構造物による合成波は図-2・2・ 18に示すような繰り返しにより生じる波が合成されたものと考えられる.本論ではこう いった波が単純に重ね合わされて合成波が構成されるものとするが、この場合の複合構造 物前面での合成波 H_c^* ,反射波 \overline{H}_r^* ,および複合構造物後面への伝達波 \overline{H}_r^* はおのおの式 (2・2・25),式(2・2・26),式(2・2・27)で与えられる.

$$\begin{split} \overline{\mathbf{H}}_{c}^{*} &= \overline{\mathbf{H}}_{1} + \overline{\mathbf{H}}_{R}^{*} \qquad (2 \cdot 2 \cdot 25) \\ \overline{\mathbf{H}}_{R}^{*} &= \overline{\mathbf{H}}_{1} \cdot (\overline{\gamma}_{R1} + \overline{\alpha}^{2} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T3} \cdot \overline{\gamma}_{R2} + \overline{\alpha}^{4} \cdot \overline{\gamma}_{R2} \cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R4} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T5} \\ &+ \overline{\alpha}^{6} \cdot \overline{\gamma}_{R2} \cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R4} \cdot \overline{\gamma}_{R5} \cdot \overline{\gamma}_{R6} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T7} + \cdots) \qquad (2 \cdot 2 \cdot 26) \\ \overline{\mathbf{H}}_{T}^{*} &= \overline{\mathbf{H}}_{1} \cdot (\overline{\alpha} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T2} + \overline{\alpha}^{3} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T4} \cdot \overline{\gamma}_{R2} \cdot \overline{\gamma}_{R3} \\ &+ \overline{\alpha}^{5} \cdot \overline{\gamma}_{R2} \cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R4} \cdot \overline{\gamma}_{R5} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T6} + \overline{\alpha}^{7} \cdot \overline{\gamma}_{R2} \\ &\cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R4} \cdot \overline{\gamma}_{R5} \cdot \overline{\gamma}_{R6} \cdot \overline{\gamma}_{R7} \cdot \overline{\gamma}_{T1} \cdot \overline{\gamma}_{T8} + \cdots) \qquad (2 \cdot 2 \cdot 27) \end{split}$$

したがって、複合構造物による反射率 γ_{R}^{*} 、透過率 γ_{T}^{*} は構造物間での波の反射・透過を 無限に考えると式(2・2・26)、式(2・2・27)からおのおの式(2・2・28)、式 (2・2・29)で与えられる。

$$\gamma_{R}^{*} = \frac{|\overline{\mathbf{H}}_{R}^{*}|}{|\overline{\mathbf{H}}_{1}|} = |\overline{\gamma}_{R1} + \overline{\alpha}^{2} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T3} \overline{\gamma}_{R2} + \overline{\alpha}^{4} \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T5} + \overline{\alpha}^{6} \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{R5} \overline{\gamma}_{R6} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T7} + \dots | \dots (2 \cdot 2 \cdot 28)$$

$$\gamma_{\mathrm{T}}^{*} = \frac{|\overline{\mathrm{H}}_{\mathrm{T}}^{*}|}{|\overline{\mathrm{H}}_{\mathrm{T}}|} = |\overline{\alpha}\overline{\gamma}_{\mathrm{T}1}\overline{\gamma}_{\mathrm{T}2} + \overline{\alpha}^{3}\overline{\gamma}_{\mathrm{T}1}\overline{\gamma}_{\mathrm{T}4}\overline{\gamma}_{\mathrm{R}2}\overline{\gamma}_{\mathrm{R}3} + \overline{\alpha}^{5}\overline{\gamma}_{\mathrm{R}2}\overline{\gamma}_{\mathrm{R}3}\overline{\gamma}_{\mathrm{R}4}\overline{\gamma}_{\mathrm{R}5}\overline{\gamma}_{\mathrm{T}1}\overline{\gamma}_{\mathrm{T}6} + \cdots |$$

また、 $|\overline{\alpha}| \leq 1$, $|\overline{\gamma}_{Ti}| \leq 1$, $|\overline{\gamma}_{Ri}| \leq 1$, $|\overline{\gamma}_{Ri} \cdot \overline{\gamma}_{Ti}| \ll 1$ であるから、 $\overline{\alpha}^5 \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3}$ $\overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{R5} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T5}$ 以上の高次項は微小項として省略すると、反射率 γ_R^* , 透過率 γ_T^* はおの おの式 (2・2・30)と式 (2・2・31)で与えられる.

$$\gamma_{R}^{*} = |\overline{\gamma}_{R1} + \overline{\alpha}^{2} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T3} \overline{\gamma}_{R2} + \overline{\alpha}^{4} \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R3} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{T1} \overline{\gamma}_{T5}| \qquad (2 \cdot 2 \cdot 30)$$

$$\gamma_{\mathrm{T}}^{*} = \left| \overline{\alpha} \, \overline{\gamma}_{\mathrm{T1}} \, \overline{\gamma}_{\mathrm{T2}} + \overline{\alpha}^{3} \, \overline{\gamma}_{\mathrm{T1}} \, \overline{\gamma}_{\mathrm{T4}} \, \overline{\gamma}_{\mathrm{R2}} \, \overline{\gamma}_{\mathrm{R3}} \right| \qquad (2 \cdot 2 \cdot 31)$$

したがって、反射率 $\overline{\gamma}_{Ri}$,透過率 $\overline{\gamma}_{Ti}$ と減衰率 $\overline{\alpha}$ が判明すると、2列透過性構造物による反射率 γ_{R} は式(2・2・24)を式(2・2・28)および式(2・2・30)に代入して計算すると求まり、透過率 γ_{T} *は式(2・2・24)を式(2・2・29)および式(2・2・31)に代入すると算出することができる.

いま、

$$\gamma_{R_{1}} = \gamma_{R_{3}} = \gamma_{R_{5}} = \dots = \gamma_{R} (2n - 1) = \gamma_{R_{1}}$$

$$\gamma_{R_{2}} = \gamma_{R_{4}} = \gamma_{R_{6}} = \dots = \gamma_{R} (2n) = \gamma_{R_{2}}$$

$$\gamma_{T_{1}} = \gamma_{T_{3}} = \gamma_{T_{5}} = \dots = \gamma_{T} (2n - 1) = \gamma_{T_{1}}$$

$$\gamma_{T_{2}} = \gamma_{T_{4}} = \gamma_{T_{6}} = \dots = \gamma_{T} (2n) = \gamma_{R_{2}}$$

と仮定すると、反射率 γ_{R}^{*} と透過率 γ_{T}^{*} は式(2・2・28)~式(2・2・31)に対応する 式としておのおの式(2・2・33)~式(2・2・36)をうる.なお、式(2・2・38)~ 式(2・2・36)は式(2・2・24)の $\hat{\gamma}_{Ri} = 0$, $\hat{\gamma}_{Ti} = 0$, $\hat{H}_{I} = 0$ の条件の下で導か れたものである.

$$\gamma_{R}^{*} = \sqrt{\frac{\gamma_{R_{1}}^{2} + \alpha^{4} \gamma_{R_{2}}^{2} (\gamma_{R_{1}}^{2} - \gamma_{T_{1}}^{2})^{2} - 2\alpha^{2} \gamma_{R_{1}} \gamma_{R_{2}} (\gamma_{R_{1}}^{2} - \gamma_{T_{1}}^{2}) \cos\left(\frac{4\pi l}{L}\right)}{1 - 2\alpha^{2} \gamma_{R_{1}} \gamma_{R_{2}} \cos\left(4\pi l/L\right) + \alpha^{4} \gamma_{R_{1}}^{2} \gamma_{R_{2}}^{2}} (無限のくり返し反射を考える) (2 \cdot 2 \cdot 33)$$

$$\gamma_{\rm R}^{*} = \sqrt{(\gamma_{\rm R1}^{2} + \alpha^{4} \gamma_{\rm T1}^{4} \gamma_{\rm R2}^{2} + \alpha^{8} \gamma_{\rm R2}^{4} \gamma_{\rm R1}^{2} \gamma_{\rm T1}^{4}) + 2 (\alpha^{2} \gamma_{\rm T1}^{2} \gamma_{\rm R2} \gamma_{\rm R1} + \alpha^{6} \gamma_{\rm T1}^{4} \gamma_{\rm R2}^{3} \gamma_{\rm R1}) \cos\left(\frac{4\pi l}{L}\right)} + 2\alpha^{4} \gamma_{\rm T1}^{2} \gamma_{\rm R1}^{2} \gamma_{\rm R2}^{2} \cos\left(\frac{8\pi l}{L}\right)}$$

(有限なくり返し反射を考える) ----- (2・2・35)

$$\gamma_{\mathrm{T}}^{*} = \alpha \cdot \gamma_{\mathrm{T}1} \cdot \gamma_{\mathrm{T}2} \cdot \sqrt{1 + 2\alpha^{2} \gamma_{\mathrm{R}1} \gamma_{\mathrm{R}2} \cos \frac{4\pi l}{L} + \alpha^{4} \gamma_{\mathrm{R}1}^{2} \gamma_{\mathrm{R}2}^{2}}$$

(有限なくり返し反射を考える) ----- (2・2・36)

なお、同式でαは砕波しない波についてはα = 1 として取り扱うものとする.式(2・2・ 33) ~式(2・2・36)によれば、 $\gamma_{R}^{*} \geq \gamma_{T}^{*}$ は γ_{T1}, γ_{T2} (あるいは γ_{R1}, γ_{R2}), *l*/L とその関数になっており、これらの効果を式(2・2・33)と式(2・2・34)を用いて 一例として示すと図-2・2・19と図-2・2・20のようになる.同図によれば $\epsilon \leq 1.0$ の範囲では、 $\gamma_{T}^{*} \geq \gamma_{R}^{*}$ は*l*/Lの増大にともない極小値と極大値を 1/4間隔ごとに交互 にとり、*l*/Lが

$$l/L = -\frac{1}{4} (2n-1), (n = 1, 2, 3, ...)$$
 ------ $(2 \cdot 2 \cdot 37)$

を満すとき、つまり繰り 返し波の位相が π ずれる ときは $\gamma_{R}^{*} \geq \gamma_{T}^{*}$ は極小 値をとる、一方、l/Lが $l/L = \frac{1}{4}(2n),$ (n=1,2,3,…)

を満すとき、つまり繰り 返し波の間で波の位相が ずれないときはアポとアポ は極大値をとることが認 められて、複列透過構造 物ではその設置間隔 1/L がきわめて重要な要素と なっている. また図-2・ 2.19 によれば、 γ_{T}^{*} , γ_{R}^{*} は γ_{R1} の値によって も著しく変っており、 1/Lと同様, γ_{R1}(ある $vit \gamma_{T_1}), \gamma_{R_2}(asv)$ は γ₁₂) もきわめて重要 な要素であることが判明 する。なお、 $\gamma_{T}^{*} \geq \gamma_{R}^{*}$ に及ぼす E の効果につい ては,図-2・2・20 に 示すように式(2・2・ 24)の減衰係数 *E* が $\varepsilon = 5.0$ になれば γ_{τ}^* は1/Lの増大にともな



- 148 -

いほぼ一様に低減し、 γ_{R}^{*} は γ_{R1} の値に遂次なるが、第 **1編第3章**で述べたように Plunging breaker の場合 でも $\epsilon = 0.5 \sim 1.4$ 程度 であり $\epsilon = 5.0$ といった 大きな減衰は実際現象で は生じないと思われる。 したがって、波が砕けな い場合($\epsilon \approx 0$)は波が 砕ける場合より l/Lの値 により変化する度合が大 きいことも判明する。

 $COJJC, r_{+}^{*} \geq r_{+}^{*}$ $t_{l/L}, \gamma_{R_1} \geq \gamma_{R_2} (\delta \delta)$ いは アT1 と アT2) により著 しく変化するため、· 1/L, $\gamma_{R1} \geq \gamma_{R2}$ (あるいは $\gamma_{T1} \geq$ γ_{T2})の三者と γ_T^* と γ_R^* との関係を式(2・2・33) ~式(2・2・36)を用い て図表化しておけば所要の $\gamma_{\rm R}^*$ と $\gamma_{\rm T}^*$ を与える l/L, γ_{R1} と γ_{R2} の関係が明らか になり便利である。いま, 式(2・2・33)と式(2・ 2・34)を用いてその一例 を示すと図-2・2・21の ようになる. 図-2・2・21 $t t/L = 0.25, 0.75, \cdots, t$ $\frac{1}{4}$ (2n-1)の場合につい ての γ_{R}^{*} と γ_{T}^{*} と γ_{R1} と γ_{R2}



の関係を示したものであり、この場合の γ_{T}^{*} は $\gamma_{R1} \geq \gamma_{R2}$ が大きいほど小さな値をとり、 したがって γ_{T}^{*} の低減のためには $\gamma_{T1} \geq \gamma_{T2}$ を小さくするほど有効である。一方、 γ_{R}^{*} に ついては γ_{T}^{*} と異なり、 $\gamma_{R1} \geq \gamma_{R2}$ が、

$$\gamma_{R1} = \frac{\gamma_{R2}}{1 + 2\gamma_{R2}} \qquad (2 \cdot 2 \cdot 39)$$

を満たす場合には $\gamma_{R}^{*} = 0$ の極小値をとる興味ある結果が得られる.また、この図よりた とえば、 $\gamma_{T}^{*} = 0.2$ 、 $\gamma_{R}^{*} = 0.2$ にする場合は $\gamma_{R1} = 0.4(\gamma_{T1} = 0.6)$ 、 $\gamma_{R2} = 0.6(\gamma_{T2} = 0.4)$ とすればよいことが明らかである.

一方, エネルギー損失量 EL はエネルギーフラックス保存則より, 次式で与えられる.

$$\mathbf{E}_{L}/\mathbf{E}_{I} = (1 - \gamma_{R}^{*2} - \gamma_{T}^{*2}) \quad \dots \quad (2 \cdot 2 \cdot 40)$$

なお、上式で E_1 は入射波のエネルギーである。したがって、上式に式(2・2・33)~ 式(2・2・36)で与えられる γ_T^* と γ_R^* を代入すれば E_1/E_1 が算出できる。いま、図ー

2・2・20 で示した $\gamma_{R1} =$ $\gamma_{R_2} = 0.6, \ \gamma_{T_1} = \gamma_{T_2} =$ 0.4 の場合の条件に対し 式(2・2・33),式(2・ 2・34)を用いて式(2・ 2・40)のE_L/E_Iの値を 示すと図-2・2・22をう る.同図によれば、 γ_{R}^{*} と γ** がともに小さくなる $l/L = \frac{1}{\Lambda} (2n - 1)$, (n=1, 2, 3, …) で E_{L}/E_{ℓ} が極大となり、 $\gamma_{r}^{*} \geq \gamma_{r}^{*}$ がともに大きく $t_{23} l/L = \frac{1}{4} (2n)$, (n=1, 2, 3, …) で エネルギー損失 EL/ELが 極小となっている. したが



図-2・2・22 E_{L}/E_{T} に及ぼすl/Lの効果について (n=2, $\gamma_{R} = \gamma_{R2} = 0.6, \gamma_{T} = \gamma_{T2} = 0.4$ の場合) - 150 -

ってこのことからも 1/Lの効果が重要であることが指摘できる。

4-1・2 多列(3列以上)透過性構造物による反射率,透過率とエネルギー損失

この場合については、上記の2列の場合の考え方が拡張できて、透過性構造物をN基配置する場合の反射率 $\gamma_{R(N)}^*$ と透過率 $\gamma_{T(N)}^*$ は式(2・2・33)~式(2・2・36)をもとにしておのおの次式で与えられる.

$$\begin{split} \gamma_{R}^{*}(N) &= \left| \overline{\gamma}_{R}^{*}(N-1) + \frac{\overline{\alpha}^{2} \cdot \overline{\gamma}_{R}^{*2}(N-1) \cdot \overline{\gamma}_{RN}}{1 - \overline{\alpha}^{2} \cdot \overline{\gamma}_{R}^{*}(N-1) \cdot \overline{\gamma}_{RN}} \right| \qquad (2 \cdot 2 \cdot 41) \\ &\quad (\text{mRO} \langle b \, \overline{b} \, b \, \overline{c} \, \overline$$

なお、上式で $\overline{\gamma}_{R(N-1)}^{*}$, $\overline{\gamma}_{T(N-1)}^{*}$ は、図-2・2・23に示すように、おのおの(N-1) 列の場合の反射率と透過率、 $\overline{\gamma}_{RN}$, $\overline{\gamma}_{TN}$ はおのおの第N番目の透過性構造物による反射率 と透過率を示すものである。なお入射波に対する $\overline{\gamma}_{R(N-1)}^{*}$ と $\overline{\gamma}_{T(N-1)}^{*}$ の位相差が無視で きる場合には式(2・2・41)~式(2・2・44)はおのおの式(2・2・33)~式(2・ 2・36)で $\gamma_{R1} = \gamma_{R(N-1)}$, $\gamma_{R2} = \gamma_{RN}$, $\gamma_{T1} = \gamma_{T(N-1)}$, $\gamma_{T2} = \gamma_{TN}$ と置換したものに等 しくなる。

この式(2・2・41)と式(2・2・42)の値を示した一例が図ー2・2・24 である. な お、図ー2・2・24 はN=9(9列)までの場合であり、おのおのの構造物は同一の γ_R と γ_T を持つと仮定した場合である. 同図によれば、 γ_T *に関しては防波堤の数にともなう効果 が顕著にあらわれてくるが、 γ_R *はその防波堤の配置間隔をもっとも消波効果の大きい x/L = 0.25にとれば,防 波堤の数がふえてもほとん ど増加しないことがわかる であろう。一方,この場合 の γ_{r} は防波堤列の増大に よって急激に減少する。

またこういった多列(3 列以上)の透過性構造物に よるエネルギー損失量は, 2列に対する式(2・2・ 40)に, $\gamma_{R}^{*} \ge \gamma_{T}^{*}$ の値 として式(2・2・41)~ 式(2・2・44)で与えら れる値を用いると容易に 算定できる.

4-2 水理実験

上述の理論解析の妥当性 を水理実験により検討する. 理論解析では構造物の幅 (波の進行方向の長さ)が 波長に比して無視できる場 合を仮定しているため,こ こでは本章第3節でとりあ げた横スリット型防波堤を 組合わせた複列横スリット 防波堤をとりあげて実験を 行ない理論解析の妥当性に ついて論ずる.

実験装置と実験方法及び



図-2・2・23 記号の説明



図-2•2•24 γ_T*とγ_R*と^Nの関係 (γ_{Ri} = 0.2, γ_{Ti} = 0.8の 場合)

実験諸元は本章の**3-2**と 同様であるが,以下に示す 実験値は全てd/h = 1.0 に対する値である。

図-2·2·25は γ_{T} *と γ_{s}^{*} におよぼす防波堤の設 置距離 1/Lの効果を示し たものであり、実験値と 理論值,式(2·2·33) と式(2・2・34)が同時 に示されている. 同図によ れば、理論値と実験値がよ く一致しており、すでに4 -1で述べたように2つの 構造物の間で波の反復反射 が起こりそのために生じる 波の位相差により γ_{T}^{*} と γ_{R}^{*} は著しく変化している。 つ まり、入射波と反復反射波 の波の位相が $(2n-1)\pi$, $(n = 1, 2, 3, \dots)$ $\forall n$ るとき、つまり、l/L =1/4(2n-1), (n = 1, 2, 3, ...) $\mathcal{C} \gamma_{\mathsf{R}}^* \geq \gamma_{\mathsf{T}}^* \mathsf{t}$ 極小となり、入射波と反復 反射波の波の位相が2(n (n = 1, 2, ...)ずれるとき (位相差がない とき), つまり, l/L =1/2(n-1), (n=1), 2,…)で極大となっている。



したがって、この事実より、防波堤 2 基設置して消波効果を高める場合にはその設置距離 *l* が入射波長Lとの関連で *l*/L = 1/4 (2 n - 1)、(n = 1, 2, …)となるように決め なければならない. さらに、この設置距離 *l*/L以外に第1番目の防波堤(入射波が最初に 入射する防波堤)と第2番目の防波堤の消波特性(つまり、 γ_{T1} 、 γ_{T2} あるいは γ_{R1} , γ_{R2}) によっても著しく変化するが、2列防波堤全体としての透過率 γ_{T} *と反射率 γ_{R} *の変化の 様子を *l*/L = 0.25 で γ_{R2} = 0.252 の場合について示したのが図-2・2・26 で、*l*/L = 0.5 で γ_{R2} = 0.252 と γ_{R2} = 0.662 の場合について示したのが図-2・2・27 である. こ れらの図によれば、実験値と理論値がよく一致しており、このことより理論値,式(2・2・ 38)、式(2・2・34)の妥当性が検証することができる.また、図-2・2・26 に示さ れているように、特に式(2・2・39)を満たすように γ_{R1} と γ_{R2} を決めると、2つの防 波堤による反射率 γ_{R} *を0.1程度(実験的に)にきわめて小さくすることもできることが 判明する.したがって、このことより、防波堤 2基用いて所要の γ_{R} *と γ_{T} *をうるには式 (2・2・33)と式(2・2・34)より*l*/L、 γ_{R1} と γ_{R2} (あるいは γ_{T1} と γ_{T2})の組合 せを決めればよいことになる.



るため、ある代表的な周期 波に対してl/L = 0.25, Y^R $0.75, \dots, 1/4(2n-1)$, Y^R $(n = 1, 2, 3, \dots)$ となる ように防波堤間距離l を決 定した場合に、他の周期の 波に対してl/L = 0.5, 1.0といった $\gamma_{r}^{*} \ge \gamma_{R}^{*}$ ともに極 大になる一番危険な場合が 生じることであろう。ここ では γ_{r}^{*} をとりあげて、上 述の種種の周波数成分を有 する波に対する消波効果を 検討してみよう.

防波堤2基用いる場合消 波面で望まれることは,防



図-2・2・27 $\gamma_{T}^{*} \succeq \gamma_{R}^{*}$ に及ぼす γ_{R1} の効果 ($l/L = 0.5, \gamma_{R2} = 0.252, = 0.662$ の場合) - 154 -

波堤2基による透過率 γ_r^* がおのおの防波堤の透過率 $\gamma_{r_1} \ge \gamma_{r_2}$ の積,つまり相乗効果が 認められることである。つまり、

 $\gamma_{T}^{*} \leq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$ ------(2・2・45) であることが望ましい、この式(2・2・45)に式(2・2・34)を代入して整理すると、 式(2・2・46)が導かれる。

$$\cos\frac{4\pi l}{L} \leq \frac{1}{2} (1 - \gamma_{\tau_1}) (1 - \gamma_{\tau_2}) - (2 \cdot 2 \cdot 46)$$

つまり,式(2・2・46)を満たす設置間隔 l/Lに対して $\gamma_{T} \leq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$ となる. この 式(2・2・46)の関係を満たす l/Lを具体的に, $\gamma_{T1} = 0.1$, 0.2, 0.3, 0.4, …, 0.9, $\gamma_{T2} = 0.1$, 0.2, 0.3, …, 0.9のおのおの9種類の組合せに対して求めてみると**表**-2・ **2・5**のようになる. なお**表**-2・2・**5**の値は $l/L \leq 0.5$ の範囲に対して示したものであ るが, $l/L \geq 0.5$ の範囲に対しては $l/L \leq 0.5$ に対して得られた上限値と下限値に 0.5 ずつ加えていけば式(2・2・46)を満たす l/Lの値が得られることは**表**-2・2・**5**に 示した図から容易にわかる. また**表**-2・2・5に示した式(2・2・46)を満たす l/Lの値の中心となっている l/L = 0.25では γ_{T}^* は最小値 $\gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}/(1 + (1 - \gamma_{T1})(1 - \gamma_{T2}))(\epsilon = 0$ の場合)をとることも式(2・2・34)から明らかである.

この表-2・2・5で与えられる l/Lの範囲を具体的に現地波で検討するために次の状況を考える。つまり防波堤設置水深(h)を4.0m,6.0m,8.0m,12.0mの4種類とし、各水深に対して12.0 sec,11.0 sec,10.0 sec,9.0 sec,8.0 sec,7.0 sec,6.0 sec,5.0 sec,4.0 sec の9種類の波浪が来襲してくるものとする。そして防波堤の設置距離 lを各水深で6.0 sec の波に対してl/L = 0.250となるように決めた場合(たとえば、h = 4.0mでl = 8.7m, h = 12.0mでl = 12.6m),他の周期の波に対してl/Lがいかなる値になるかを示したのが表-2・2・6の上段の値(()なし)であり、また各水深で5.0 sec の波に対してl/L = 0.250となるようにlを決めた場合,他の周期の波に対してl/Lがいかなる値となるかを示したのが表-2・2・6の上段の値(()つき)である。したがって、表-2・2・5と表-2・2・6を組合せると、第1番目の防波堤の γ_{τ_1} と第2番目の防波堤の γ_{τ_2} の種種の組合せに対して、周期6 sec あるいは5 sec の波に対してl/L = 0.250を満たすようにlを決めた場合、各水深ごとに、他のいかなる周期の波に対して $\gamma_{\tau}^* \leq \gamma_{\tau_1} \cdot \gamma_{\tau_2}$ が満たされているかが判明する。そこで、いまたとえば、 $\gamma_{\tau_1} = \gamma_{\tau_2} = 0.5$ の場合について考えてみると、表-2・2・5 より $\gamma_{\tau}^* \leq 0.25$ となる範

	VT2 BT1	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
	0.1	0.0919 0.4081	0.0959 0.4034	0.0995 0.4005	0.1031 0.3969	0.1070 0.3930	0.1 <u>1</u> 06 0.3894	0.1142 0.3858	0.1178 0.3822	0.1214 0.3786
	0.2		0.0991	0.1027 0.3973	0.1054 0.3946	0.1090 0.3910	0.1122 0.3878	0.1154 0.3846	0.1186 0.3814	0.1218
	0.3			0.1054 0.3946	0.1082 0.3918	0.1110 0.3890	0.1138 0.3862	0.1166 0.3834	0.1194 0.3806	0.1222 0.3778
- 156 -	0.4				0.1106 0.3894	0.1130 0.3870	0.1154 0.3846	0.1178	0.1202	0.1226
	0.5	τ _R * ^{0.6}	Case of	<u></u>		0.1150 2 0.3850	0.1170 0.3830	0.1 <u>1</u> 90 0.3810	0.1210 0.3790	0.1230
	0.6	0.5	Υ _{τ1}	$= \mathcal{Y}_{T2} = 0.$	6	0.1186 0.1202 0.1218 0.3814 0.3798 0.3782				
	0.7	0.36						0.1214 0.3786	0.1226 0.3774	0.1237
	0.8	0.2			0.1233 0.3767					0.1241 0.3759
	0.9	0 0.1186 0.25 0.3814 0.5 表一 2・2・5 $\gamma_{T}^{*} \leq \gamma_{T1} \cdot \gamma_{T2}$ を満す l/L の範囲								

I(sec) h(m)	12	11	10	9	8	7	6	5	4	L (m)
4	0.118*	0.129*	0.141*	0.160*	0.181*	0.210*	0.250*	0.312*	0.416	8.7
	(0.0959)	(0.104)	(0.114*)	(0.128*)	(0,146*)	(0.169*)	(0.201*)	(0.250*)	(0.335*)	(7.0)
C	0.114*	0.125*	0.139*	0.156*	0.177*	0.207*	0.250*	0.317*	0.441	10.2
O	(0.090)	(0.098)	(0.109)	(0.122*)	(0.139*)	(0.163*)	(0.196*)	(0.250*)	(0.346*)	(8.0)
0	0.110	0.121*	0.135*	0.152*	0.174*	0.219*	0.250*	0.324*	0.466*	11.3
Ö	(0.085)	(0.094)	(0.104)	(0.117*)	(0.134*)	(0.160*)	(0.190*)	(0.250*)	(0.359*)	(8.7)
10	0.103	0.113	0.127*	0.143*	0.166*	0.198*	0.250*	0.335*	0.506	12.6
12	(0.077)	(0.084)	(0.094)	(0.107*)	(0.124*)	(0.148*)	(0.186*)	(0.250*)	(0.378*)	(9.4)
Upper values [without()] : Q/L; x is decided to safisfy x/L=0.25 only for the wave of 6.0 sec. period.										
Lower values [with ()] : Q/L ; x is decided to safisfy x/L=0.25 only for the wave of 5.0 sec. period.										

表-2・2・6 $\gamma^*_{ au} \leq \gamma_{ au_1} \cdot \gamma_{ au_2}$ を満すhとTの関係($\gamma_{ au_1} = \gamma_{ au_2}$ =0.5 の場合)

- 157 -

開は 0.115 $\leq l/L \leq 0.385$ であるため、表-2・2・6 で*印をつけた周期波に対して $\gamma_{T}^{*} \leq 0.25$ が充分期待できることになる。すなわち、h=6.0mの場合をとりあげて具体例 を示すと、6.0 sec の波に対して l/L = 0.25 となるように決めた設置距離 l に対しては、 12~5 sec 程度の周期をもつ波に $\gamma_{T}^{*} \leq 0.25$ が満たされ、また同じh=6.0mの水深で 5.0 sec の波に対して l/L = 0.25 となるように決められた l に対しては 9.0~4.0 sec の波に対して $\gamma_{T}^{*} \leq 0.25$ となることが認められる。このことにより不規則波浪の卓越周 期波浪以外の周期の波に対しても充分 "相乗効果" が認められるといえよう。したがっ て、この種の工法の現地施工への適用の可能性がきわめて強いことが指摘できよう。また、 式(2・2・46)を満たさない l/Lの領域では当然 "相乗効果" は期待できず、このこ とは既述の図-2・2・14、図-2・2・15、図-2・2・16 より明白である。

以上, γ_{r} のみについて具体的に論じてきたが, γ_{R} についても同様の論議ができることを付加しておきたい.

これまで2列透過性構造物の実験結果を基にして上述の理論解析の妥当性を明らかにしてきた。一方、3列以上の多列透過性構造物に対して実験水槽の長さが短かい関係上精度の高い実験的検討を充分著者は加えていないが多列円柱パイル構造物に対しN=5まで(5列まで)反射率 γ_{R} *の理論値が実験値とよく一致することを明らかにしている。²⁰⁾しかし、この多列透過性構造物に対する実験的な詳細な検討は今後の課題としたい。

また, 複列透過性構造物の場合の $\gamma_{R}^{*} \geq \gamma_{T}^{*}$ を算定する式に無限の反復反射を考えた場合と有限な反復反射を考えた場合の式を同時に示したが,両者の差異は極大値と極小値の値が若干変化する程度であり,その他は全く同一である。したがって,実用的には有限な反復反射を考えた場合の式を用いると充分といえる。

第5節 結 論

以上,多孔壁型透過性構造物,横スリット型防波堤及び複列透過性構造物による浅海波の変形と構造物の消波効果について理論的ならびに実験的な検討を加えてきた。得られた 結果を要約すれば次のとおりである。

(1)多孔壁型透過性構造物による浅海波の透過率と反射率はおのおの式(2・2・7)と式(2・2・8)で与えられ、開孔比m,孔径・波高比D/H,壁厚・孔径比b/Dが重要な要素となる。

(2)横スリット型防波堤による浅海波の透過率と反射率はおのおの式(2・2・19),式

(2・2・20) で与えられ、部材間隔比mと潜水比 d / h により著 しく変化し、 m が小さ いほど、また、 d / h が大きいほど、 γ_{R} が大きく、 γ_{T} は小さくなる。

なお、同式の \mathcal{E}_0 C_mの仮定に若干問題はあるものの定性的には充分実験値と一致する. (3)部材間隔比m = 0 に相当するカーテンウォール型防波堤はm = 0.059 とm = 0.111 の 横スリット型防波堤より当然透過率 $\gamma_{\rm T}$ の低減効果が高いが、その差異が明確になる潜水 比d/h は比水深 h/L が小さくなるほど大きくなる。例えば h/L = 0.233 のときは d/h > 0.3 であるが、h/L = 0.097 で d/h > 0.6 となる。

(4)多孔壁型防波構造物あるいは横スリット型防波堤1基のみでは透過率と反射率を同時 にきわめて小さくすることができないが、2基以上並列に配置する複合透過構造にするこ とにより透過率と反射率を同時に小さくすることができて、2列構造物の場合の透過率 $\gamma_{\rm T}^*$ は式(2・2・34)、式(2・2・36)で、反射率 $\gamma_{\rm R}^*$ は式(2・2・38)、式(2・2・ 35)で与えられる.なお3列以上の複合状態となれば一般には、透過率 $\gamma_{\rm T}^*$ (N)は式(2・ 2・42)、式(2・2・44)で、反射率 $\gamma_{\rm R}^*$ (N)は式(2・2・41)、式(2・2・43)で与 えられる.

(5)2列透過性構造物の場合、構造物の設置間隔*i*が重要な要素となり入射波長との関係 で、*l/L*=0.25、0.75、…、 $\frac{1}{4}$ (2n-1)、(n=1, 2, 3, …)にすると γ_{T}^{*} と γ_{R}^{*} は極 小値を、また*l/L*=0.5、1.0、…、 $\frac{1}{2}$ (n-1)にすると γ_{T}^{*} と γ_{R}^{*} は極大値をとる。こ のうち、とくに反射率 γ_{R}^{*} のみを極めて小さくするには、*l/L*=0.25、= $\frac{1}{4}$ (2n-1)、 (n=1, 2, …)とし、 γ_{R1} と γ_{R2} を式(2.2.39)を満すように組合せるとよい。

(6)2 列透過性構造物の場合、 $\gamma_{r}^{*} \leq \gamma_{r_{1}} \cdot \gamma_{r_{2}} \circ r_{2} \circ r_{2}$ * 相乗効果"を期待する場合は式 (2・2・46)を満すように設置距離 *l* を決めなければならない.また式(2・2・46)に よれば、 $l/L = \frac{1}{4} (2n - 1)$ となるようにある代表的な周期に対して *l* を決めた場合、 $\gamma_{r}^{*} \leq \gamma_{r_{1}} \cdot \gamma_{r_{2}}$ が期待できる周期が判明する.この具体例が表 - 2・2・5 と表 - 2・2・ 6 に示されており、同表によれば、現地不規則波浪で大きなパワー・スペクトルを示す周 波数範囲に対して充分消波効果が高いことがわかる.

参考文献

- Biésel, F. : Equations de l'écoulement non lent en milieu perméable, application au calcul des filtres a houle, La Houille Blanche, No. 2, 1950, pp. 157~160.
- 2) Le Méhauté, B. : Perméabilité des diques en enrochement aux ondes de gravité periodiques, La Houille Blanche, No. 6, 1957, pp. 903 ~ 919, No. 2, 1958, pp. 148~179, No. 3, 1958, pp. 255~269.
- 3)近藤俶郎:透過性防波堤の伝達波,第16回海岸工学講演会講演集,1969, pp. 321~327
- 4) 富永正照・坂本忠彦:透過性構造物による波の変形に関する研究1),第16回海岸工
 学講演会講演集, 1969, pp. 309~319.
- 5) 井島武士・江口泰彦・小林彰: 透過性防波堤と岸壁に関する研究,第18回海岸工学 講演会論文集, 1971, pp. 121~130
- 6) Sollitt, C. K. &R. H. Cross: Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, MlT, R. M. Parsons Lab. Tech. Rep. No. 147, 1972.
- 7) Ippen, A. T. and E. L. Bourodimos : Breakwater characteristics of open tube system, Hydrodynamic Laboratory, Dep. of Civil. Eng., MIT. Rep. No. 73, July, 1964.
- Wiegel, R. L.: Transmission of waves past a rigid vertical thin barrier, Proc. of ASCE, WH. Vol. WW 1, March, 1960, pp. 1~12.
- 9) 森平倫生・柿崎秀作・合田良実:カーテン防波堤とその特性について、港研技報、
 Vol.3, No.1, 1964.
- 10) 林泰造・服部昌太郎:透過性鋼管防波堤とその基部洗堀,第15回海岸工学講演会 講演集 1968 pp. 292~296.

- 11) 椹木亨・岩田好一朗:透過性構造物による波の変形について,第19回海岸工学講演
 会論文集, 1971, pp. 115~120.
- 12)服部昌太郎:多孔壁式防波堤の水理特性,第18回海岸工学講演会論文集,1971, pp・115~120.
- 13) 12) と同じ
- 14) 12) と同じ
- 15) 水理公式集:土木学会編,昭和42年, pp. 141~146.
- 16) 9)と同じ
- 17) 11) と同じ
- 18) 10) と同じ
- 19) Le Méhauté : Estuary and Coastlines Hydrodynamics, by Ippen, McGraw-Hill, 1966, pp. 285~314.
- 20) 11) と同じ

第3章 遊水部を有する鉛直消波岸壁・護岸

による浅海波の変形機構とその制御工法に関

する基礎的研究

第1節 概説

近年,船舶の大型化,コンテナーの実用化,及び入港する船舶の激増にともなって港域 の拡大及び静穏化が従来よりさらに要求されるようになってきている。このため港域への 侵入波浪の低減をはかるとともに,鉛直岸壁で消波効果の高い岸壁構造が必要となり,こ の種の鉛直消波構造の型式及びその水理特性についての研究が近年行なわれるようになっ てきた.また,海岸線の埋立がすすみ20m以深の水域にまで埋立が行なわれつつあるが, その埋立護岸は背後地への越波量を許さないと同時に護岸による波の反射を極力小さくし て前面水域の擾乱をできるだけ小さくすることが船舶航行上の観点より強調されるように なってきている。このような大水深域での護岸型式として従来の浅水深域で施工されてき たような消波ブロックを用いる傾斜堤工法ではきわめて不経済であることはいうまでもな く,こういった大水深域の護岸型式の一つとして消波効果の高い鉛直消波護岸型式が考え られ、目下この面での活発な開発及び論議が行なわれている.

本章では、前面が透過壁で後面が不透過壁より構成され、透過壁と不透過壁間に遊水 部を有する型の鉛直消波岸壁(護岸)を取り挙げて、この鉛直消波岸壁による波の変形を 明らかにするとともに、その波浪制御として消波効果を高める鉛直消波岸壁の構造型式に ついて若干の提言を行なうものとする.

本章で取り挙げる遊水部を有する鉛直消波岸壁の構造型式の一つとしては、前面の透過 壁として多孔直立壁を用いた多孔壁式消波岸壁型式があり. これは1961年Jarlan¹¹によって提案され ている. 1964年Boivin²¹ は前面多孔壁の代りに水平方向に桟を配置した horizontally slotted breakwater に対して水理実験を行ない最も消波効果の高い透過壁の空隙率が33%である ことを指摘した. また、Terrett & Osorio & Lean³¹ はこの種の消波岸壁について微小振 幅長波理論を用いて反射率と波圧の算定式を導き、Marks & Jarlan⁴¹ は多孔壁岸壁に作用 する波圧を計測して多孔壁の消波効果は壁厚と孔径の比及び壁の空隙率が重要な要素とな ることを指摘した. さらに、Richey & Sollitt⁵¹ は多孔壁と不透過壁間の水位変動及び多 孔壁前面反射率をダッシュ・ポットモデルを用いて微小振幅深海波理論より求めた.また, 透過壁の厚い場合に対しては、井島⁹の理論的研究もある.

以上のように多孔壁消波岸壁の水理特性とそれにともなう波の変形について実験的・理 論的にかなり検討されてきているが、なお消波効果に及ぼす多孔壁厚と孔径の効果、空気 室内の水位変動特性、最大の消波効果を与える多孔壁の水理特性などについて十分明確に なっておらず、さらに現地海岸においてみられるような不規則波に対する消波効果とそれ にともなう波の変形についてはほとんど解明されていないのが現状である。

第2節 規則波に対する理論解析

2-1 一重透過壁に対する理論解析

図-2・3・1 に示すように,前面の 透過壁が一重の場合の鉛直消波岸壁を 取り挙げる。この場合,透過壁は多孔 壁でもスリット壁でもよく。要するに 波が通過すればよい構造と考ておこう。 第2編の第2章で既に示した波の反復 反射の考え方が,透過壁と不透過壁間 で適用されるものとして以下の解析を 行なっていく.

	मा किमा	α ₁ Υτ Hi
$\overline{\alpha}_{1}^{2}\overline{\gamma}_{T}^{2}\overline{\gamma}_{R1}H$	$\overline{\alpha}_{1}^{2}\overline{\gamma}_{\overline{1}}\overline{\gamma}_{\overline{R}1}\overline{H}_{1}$	CITT YRI HI
$\overline{\alpha}, \overline{\gamma}_{T}^{2} \overline{\gamma}_{R} \overline{\gamma}_{R}^{2} \overline{H}$	$\frac{1}{\alpha_1^2} \overline{\Upsilon_T} \overline{\Upsilon_R} \overline{\Upsilon_R} \overline{\Upsilon_R} \overline{H_1}$	α ³ YT YRY RI HI
$\bar{\alpha}$	YT YRYRI ² H	$\overline{\alpha}_1^3 \overline{\Upsilon_T} \overline{\Upsilon_R} \overline{\Upsilon_R}^1 \overline{H_1}^2$
$\overline{lpha}_1^4 \overline{Y}$	$\overline{Y}_{R}^{2} \overline{Y}_{R1}^{2} \overline{H_{1}}$	$\overline{\alpha}_1^5 \overline{\gamma}_{\overline{1}} \overline{\gamma}_{\overline{R}}^2 \overline{\gamma}_{\overline{R}_1}^2 \overline{H_1}$
$\overline{lpha}_1^6 \overline{\Upsilon}$		$\overline{\alpha}_1^5 \overline{\Upsilon}_1 \overline{\Upsilon}_R^2 \overline{\Upsilon}_{R1}^3 \overline{H}_1$
perforate	<u>d wall</u> i	mpermeable wall
Hi	YT HI	α <u>Ϋτ H</u>
₽ -		
ŶR HI	$\alpha_1^2 \Upsilon_{RI} \Upsilon_T HI$	Y Y H
YR-	- Υ _T μ	

2-1·1 反射率, γ_{R}^{*}

図-2・3・1 波の反復反射の状況

ここで入射波及び透過壁での反射率,透過率の表示式として式(2・3・1)に示す式を 用いる.⁷

入射波:
$$\bar{H}_{I} = H_{I} \exp(i\theta_{I})$$

反射率: $\bar{r}_{RI} = r_{RI} \exp(i\theta_{RI})$
 $\bar{r}_{R} = r_{R} \exp(i\theta_{R2})$
透過率: $\bar{r}_{T} = r_{T} \exp(i\theta_{T2})$
滅衰率: $\bar{\alpha}_{I} = \alpha_{I} \exp(i(-2\pi x/L))$
 $\alpha_{I} = \exp(-\varepsilon x/L)$

なお、式(2・3・1)で、 r_{R1} , θ_{R1} は不透過壁での反射率と位相差を、 r_R , θ_R は透過 壁での反射率とその位相、 r_T , θ_T は透過壁での透過率とその位相、 ε は波高減衰係数、 $i = \sqrt{-1}$, x は透過壁後面からの距離、L は水深h における波長である.なお、ーは複素ベク トルを示す.

図-2・3・1 に示すように、透過壁と不透過壁間での波の反復反射を考えると、この岸 壁による反射波高 Ĥ^{*} は式(2・3・2)で示される。

 $\vec{H}_{R}^{*} = \vec{r}_{R} \vec{H}_{I} + \sum_{n=0}^{\infty} \vec{r}_{RI} \vec{\alpha}_{1}^{2} \vec{r}_{T}^{2} (\vec{r}_{RI} \cdot \vec{\alpha}_{1}^{2} \cdot \vec{r}_{R})^{n} \cdot \vec{H}_{I} - \dots$ (2.3.2)

したがって、岸壁全体の反射率 🦮 は次式で与えられる.

$$\bar{\gamma}_{R}^{*} = \left\{ \left. \frac{\bar{H}_{R}^{*}}{\bar{H}_{I}} \right\} = \left\{ \left. \bar{r}_{R} + \frac{\bar{r}_{R1} \cdot \bar{\alpha}_{1}^{2} \cdot \bar{r}_{T}^{2}}{1 - \bar{\alpha}_{1}^{2} \cdot \bar{r}_{R1} \cdot \bar{r}_{R}} \right\} \dots (2 \cdot 3 \cdot 3)$$
(無限の反復反射)

なお、式(2·3·2)で $\overline{\alpha}_1^4$ \overline{r}_{R1} \overline{r}_{R} \overline{r}_{T}^2 以上の項は高次の微小項として省略すると反射率 \overline{r}_{R}^* はつぎの式(2·3·4)で与えられる.

$$\bar{\gamma}_{R}^{*} = \left\{ \bar{r}_{R} + \bar{\alpha}_{1}^{2} \bar{r}_{R1} \bar{r}_{T}^{2} \right\}$$
(有限の反復反射)

式(2・3・1)を式(2・3・3)と式(2・3・4)に代入して y^{*} を求めるとおのおの,式 (2・3・5)と式(2・3・6)を得る。

$$\gamma_{\rm R}^{*} = \frac{\sqrt{r_{\rm R}^{2} + \alpha_{\rm 1}^{4} r_{\rm R1}^{2} r_{\rm R}^{4} + \alpha_{\rm 1}^{4} r_{\rm R1}^{2} r_{\rm T}^{4} - 2\alpha_{\rm 1}^{2} r_{\rm R1} r_{\rm R}^{3} \cos(-4\pi l/L + \theta_{\rm R1} + \theta_{\rm R})}{\sqrt{-2\alpha_{\rm 1}^{4} r_{\rm R1}^{2} r_{\rm R}^{2} r_{\rm T}^{2} \cos(-4\pi l/L + \theta_{\rm R1} - \theta_{\rm R} + 2\theta_{\rm T})}}{\sqrt{1 + \alpha_{\rm 1}^{4} r_{\rm R1}^{2} r_{\rm R}^{2} - 2\alpha_{\rm 1}^{2} r_{\rm R1} r_{\rm R} \cos(-4\pi l/L + \theta_{\rm R1} + \theta_{\rm R})}}$$

(無限の反復反射)

$$\gamma_{R}^{*} = \sqrt{r_{R}^{2} + \alpha_{1}^{4} r_{R1}^{2} r_{T}^{2} + 2\alpha_{1}^{2} r_{R1} r_{R} r_{T}^{2} \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} - \theta_{R} + 2\theta_{T})}$$
(有限の反復反射) ------(2・3・6)

なお、式(2・3・5)、式(2・3・6)で1は遊水部の長さを示す。

2-1・2 遊水部内の水位変動, $|\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{L}|$

遊水部内の水位変動を反射率と同様の方法で求める。図-2・3・1に示す反復反射を考えると、遊水部内の水位変動のうち特に不透過壁での水位変動R^{*}は式(2・3・7)で示される。

$$\bar{\mathbf{R}}_{\mathrm{H}}^{*} = \bar{\alpha}_{1} \cdot \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{T}} \cdot (1 + \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{R}1}) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (\bar{\alpha}_{1}^{2} \cdot \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{R}1} \cdot \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{R}})^{n} \cdot \bar{\mathrm{H}}_{1} \quad \dots \quad (2 \cdot 3 \cdot 7)$$

$$(\text{ 無限の反復反射})$$

なお、式(2·3·7)で $\bar{\alpha}_1^5$ \bar{r}_T \bar{r}_{R1}^2 \bar{r}_R^2 の項を微小項として省略すると式(2·3·8)をうる.

$$\overline{\mathbf{R}}_{H}^{*} = \overline{\alpha}_{1} \cdot \overline{\mathbf{r}}_{T} \cdot (1 + \overline{\mathbf{r}}_{R1})(1 + \overline{\alpha}_{1}^{2} \ \overline{\mathbf{r}}_{R1} \ \overline{\mathbf{r}}_{R}) \overline{\mathbf{H}}_{I}$$
(有限の反復反射) (2·3·8)

式(2・3・1)を式(2・3・7),式(2・3・8)に代入すると、おのおの式(2・3・9),式(2・3・10)をうる。

$$\frac{\overline{R}_{H}^{*}}{\overline{H}_{I}} = \alpha_{1} \cdot r_{T} \sqrt{\frac{1 + r_{R1}^{2} + 2r_{R1}\cos(\theta_{R1})}{1 + \alpha_{1}^{4}r_{R1}^{2}r_{R}^{2} - 2\alpha_{1}^{2}r_{R1}r_{R}\cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} + \theta_{R})}}$$
(無限の反復反射) ------(2・3・9)

$$\frac{\bar{\mathbf{R}}_{\mathrm{H}}^{*}}{|\bar{\mathbf{H}}_{\mathrm{I}}|} = \alpha_{1} \cdot \mathbf{r}_{\mathrm{T}} \cdot \sqrt{(1 + \mathbf{r}_{\mathrm{R1}}^{2} + 2\mathbf{r}_{\mathrm{R1}}\cos(\theta_{\mathrm{R1}})) \left\{1 + \alpha_{1}^{4} \mathbf{r}_{\mathrm{R1}}^{2} \mathbf{r}_{\mathrm{R}}^{2} + 2\alpha_{1}^{2}\mathbf{r}_{\mathrm{R1}}\mathbf{r}_{\mathrm{R}}\cos(-4\pi l/L + \theta_{\mathrm{R1}} + \theta_{\mathrm{R}})\right\}}$$

(有限の反復反射)

-----($2 \cdot 3 \cdot 10$)

2-1·3 消波特性

ここでは、上述の理論解析で求めた、反射率 γ_{R}^{*} と不透過壁面での水位変動 $|\bar{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\bar{\mathbf{h}}_{I}|$ を とりあげて、数値計算値にもとづきその特性について考察しておく、まず、最初に透過壁 で波の位相がずれない場合($\theta_{T} = \theta_{R} = 0$)を取りあげる.この場合一般には透過壁が非常 にうすい場合に相当する.図-2·3·2は $\mathbf{r}_{R} = 0.3$, $\mathbf{r}_{T} = 0.70$ の場合で無限の反復反射にもとづ く式(2・3・5)と式(2・3・9)と無次元合成波高 $|\bar{\mathbf{h}}_{C}^{*}\bar{\mathbf{h}}_{I}| = 1 + \gamma_{R}^{*}$ の値を示した一例

- 166 -







図~2·3·3 l/Lに伴なう $|\overline{\mathbf{H}}_{c}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{l}|,$ $\gamma_{R}^{*}, |\overline{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{l}|$ の変化 (有限な繰り返し, $\mathbf{r}_{R} =$ $0.3, \mathbf{r}_{T} = 0.7$ の場合) でありパラメーターは減衰係数 ε である。図 $-2 \cdot 3 \cdot 3$ は図 $-2 \cdot 3 \cdot 2$ と同様, $r_R = 0.3$, $r_T = 0.7$ の場合で,有限な反復反射にもとづく式(2 · 3 · 6),式(2 · 3 · 10)と| $\vec{r}_c/\vec{\Omega}_I$ | $= 1 + \gamma_R^*$ の値を示したもので、図 $-2 \cdot 3 \cdot 2$ と図 $-2 \cdot 3 \cdot 3$ とも不透過壁面での反射率 $r_{R1} = 1.0$,で位相のずれがない $\theta_{R1} = 0$ として計算してある。図 $-2 \cdot 3 \cdot 2$ と図 $-2 \cdot 3 \cdot 3$ 3 より、遊水部内での波の透過と反射を無限に考えた場合と有限に考えた場合の共通点と 相異点を明らかにしておこう。

まず、図-2・3・2、図-2・3・3とも、 $\varepsilon < 1.0$ の場合、 $|\vec{\mathbf{R}}_{c}/\vec{\mathbf{R}}_{l}|$ 、 γ_{R}^{*} 、 $|\vec{\mathbf{R}}_{R}^{*}/\vec{\mathbf{R}}_{l}|$ は l/Lの増大に伴って極小値と極大値を1/4間隔でとに交互にとることが認められ、

を満すとき、つまり、繰り返し波の位相が π ずれるときは $| \hat{H}_c/\hat{H}_l |, \gamma_R, | \hat{R}_l^*/\hat{H}_l |$ は極 小値をとるが、

$$l/L = \frac{1}{4}(2N), (N = 1, 2, 3, ...)$$
 ------ $(2 \cdot 3 \cdot 12)$

を満すとき、つまり繰り返し波の間で波の位相がずれないときは極大値をとることが認められる。したがって、透過壁と不透過壁間の距離 l/Lが極めて重要な要素であることが容易に理解できる。減衰係数 ε が大きくなるにつれて、 | 民/, $\Gamma_{\rm I}$ |, $\gamma_{\rm R}^*$, | $\overline{R}_{\rm R}^*/\overline{\Pi_{\rm I}}$ | とも極大値と極小値の差が少なくなり、 $\varepsilon = 5.0$ といった大きな値の場合には | $\overline{R}_{\rm R}^*/\overline{\Pi_{\rm I}}$ |, $\gamma_{\rm R}^*$, | $\overline{R}_{\rm R}^*/\overline{\Pi_{\rm I}}$ | とも極大値と極小値の差が少なくなり、| $\overline{R}_{\rm R}^*/\overline{\Pi_{\rm I}}$ | については一様減衰状況を示すようになる。 ε が大きくなることは。波が砕ける事に対応するが、第1編の砕波の実験によれば、砕波形式により波高減衰は異なって、spilling breakerの場合はx/L < 1.2で $\varepsilon = 0.08 \sim 0.5$, plunging breaker の場合はx/L < 1.0 で $\varepsilon = 0.5 \sim 1.4$ 程度であり $\varepsilon = 5.0$ といった大きな減衰は実際現象として生じないものと推定される。したがって、波が砕けない場合は($\varepsilon \approx 0$)消波効果に及ぼすl/Lの効果は極めて大きいが、波が透過壁で砕けるような場合は砕波による波高減衰が大きいため、l/Lの効果は砕波しない場合より少ないといえよう。また、遊水部内での波の反復反射を無限に考える場合と有限回の反復反射を考える場合とでは、 $\varepsilon < 1.0$ の領域では両者の差は小さくなり、またその極値をとるl/Lの値は式($2\cdot3\cdot11$)と式($2\cdot3\cdot12$)よりずれて小さくなる。このこ

とは, 波の減衰の効果の方が, 位相のずれの効果より大きいことを示している.

この鉛直消波岸壁によるエネルギー損失量 EL はエネルギー流束の保存則より次式で与えられる.

$$E_{L}/E_{I} = \frac{1 - r_{R}^{2} + \alpha_{1}^{4} r_{R}^{2} (-r_{R}^{2} + 1) + \alpha_{1}^{4} r_{T}^{4} + 2\alpha_{1}^{2} r_{R} (r_{R}^{2} + \alpha_{1}^{2} r_{R} r_{T}^{2} - 1 - r_{T2}^{2}) \cos(-4\pi l/L)}{\left\{1 + \alpha_{1}^{4} r_{R}^{2} - 2\alpha_{1}^{2} r_{R} \cos(-4\pi l/L)\right\}}$$

(無限の反復反射の場合)

$$E_{l}/E_{l} = 1 - r_{R}^{2} - \alpha_{1}^{4} r_{T}^{2} - 2\alpha_{1}^{2} r_{R} r_{T}^{2} \cos(-4\pi l/L) \quad \dots \quad (2 \cdot 3 \cdot 15)$$

(有限の反復反射の場合)

なお、上式は $r_{R1} = 1.0$, $\theta_R = 0$, つまり、 不透過壁で完全反射するとして求めてい る.

図-2・3・4は、 $r_{T} = 0.7$, $r_{R} = 0.3$ の場合の式(2・3・14)と式(2・3・15) で与えられる E_L/E_I と l/L の関係を示し たものである。図-2・3・2 と図-2・3 ・3 から既に認められるように減衰係数 $\varepsilon < 1.0$ の場合には、l/L が式(2・3・ 11)を満すとき E_L/E_I は極大に、式(2 ・3・12)を満すときは、 E_L/E_I は極小 になることが認められ、設置間隔 l/L の 効果が 著しい、また、 $\varepsilon \ge 1.0$ となる と、極値は必ずしも式(2・3・11)と式 (2・3・12)を満す l/L 地点で与えられ ないと同時に式(2・3・14)と式(2・3



----- $(2 \cdot 3 \cdot 14)$

図-2·3·4 E_L/E_Iと*l/*Lの関係(r_R= 0.3, r_T=0.7の場合)

- 169 -

・15)の E, / E₁の差異はほとんど認められなくなる。これは既に指摘したように、波の減衰効果の方が、位相のずれの効果より卓越するためと考えられる。

つぎに、透過壁で波の位相 がずれる場合の消波特性につ いて述べておく。 式(2・3・ 5) と式(2・3・6) で与えら れる r_{R}^{*} は θ_{T} と θ_{R} の 両 方の 要素に支配されるのに対し, $|\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ は式(2・3・9)と 式(2・3・10)に示されてい るように、 θ_R のみにより支 配され、 θ_{T} の効果には無関 係であり、 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ に 及ぼす $\theta_{\rm T}$ と $\theta_{\rm R}$ の効果は著 しく異なる.いま,一例とし て. スリット型透過壁を取り あげて考察してみよう. この 場合は後述の水理実験で求め られるように $\theta_{R} \simeq 0$ (第3節 参照)となるので、 $\theta_{\rm T}$, つま り透過波の位相のずれの消波 効果に対する影響について数 値計算結果より検討する. ま $\vec{r}_{R} = 0.300$, $r_{T} = 0.700$ の場合をとりあげて、 $\theta_{\rm T}$ の変 化にともなう γ_{R}^{*} と $\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}$ の値の変化の様子を式(2・3



図-2·3·5 $\gamma_{R}^{*} \geq |\mathbf{\overline{R}}_{H}^{*}/\mathbf{\overline{H}_{I}}|$ に及ぼす θ_{T} の効果 (\mathbf{r}_{R} =0.3, \mathbf{r}_{T} = 0.7の場合)

 \cdot 5),式(2 \cdot 3 \cdot 9)を用いて示すと図 $-2\cdot$ 3 \cdot 5をうる。同図に一例として示されている ように、 $|\bar{\mathbf{R}}_{\mathrm{H}}^*/\bar{\mathbf{H}}_{\mathrm{H}}|$ については $\theta_{\mathrm{R}}=0$ であるため、位相のずれのない場合と同様の特性、つ まり、 $l/L = \frac{1}{4} (2N-1), N = 1, 2, 3, \dots$ で極小値、 $l/L = \frac{1}{4} (2N), N = 1, 2, \dots$ で 極大値をとる、一方、 γ_{R}^{*} については $|\theta_{T}|$ が大きくなるにつれて、極大値と極小値を与え る l/L の値は位相がずれない場合より($\theta_T = 0$ の場合)小さくなっていく. したがって. γ_{k}^{*} を極小値にする無次元遊水部長 (l/L)_kを小さくするには,透過壁での透過波の位相 のずれを大きくするように工夫しなければならないことがわかる. しかし, $(1/L)_{B}$ が小 さくなれば、 $|\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ は逆に大きくなるため、位相がずれない場合のように γ_{R}^{*} と $|\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ を同一の(1/L)に対して極小値をとるようにすることはできない. これは, θ_R ≅ 0 と なる透過壁の不利な点といえよう。したがって、同一の(l/L)に対し γ_{R} と $|\bar{R}_{I}^{*}/\bar{H}|$ が 同時に極小値をとるには、透過壁で反射波の位相もずれる型の透過壁を用いる必要がある。 この場合の θ_{R} と θ_{T} の満すべき条件は式(2·3·5)~式(2·3·10)から、つぎの式(2· 3・16)として与えられる。

 $(2 \cdot 3 \cdot 16)$

この式(2·3·16)を用いて、図-2·3·5に対応する $r_{R} = 0.300$, $r_{T} = 0.700$ の場合の 計算例を $\theta_{R} = \theta_{T} \epsilon^{R} \delta^{R} = \theta_{T} \epsilon^{R} \delta^{R} \delta^{R} \delta^{R} \delta^{R}$ にして式(2・3・5)と式(2・3・ $|\hat{R}_{I}|$ 1.8 9)を用いて示すと図-2・3・6 をうる、同図に示すように、同 $- \mathcal{O}(I/L) に対し \gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ が同時に極小値をとり、 $|\theta_{T} = \theta_{R}|$ が大きくなるにつれて、(1/L)B γ_R^* は位相のずれのない場合の(*l*/L)_B =1/4 より小さくなる. このこ ξ_{l} , $0 < r_{R} < 1.0$, $r_{T} = 1 - r_{R}$ の範囲に対して、また式(2・3・ 6)と式(2・3・10)についても 同様であり.最適な無次元遊水 部長(1/L) を小さくするには,

 $\theta_{\rm R} = \theta_{\rm T}$



図-2·3·6 $\gamma_{\rm R}^* \geq |\overline{\mathbf{R}}_{\rm H}^* / \overline{\mathbf{R}}_{\rm H}|$ に及ぼす $\theta_{\rm T} \geq \theta_{\rm R}$ の効果 消波岸壁の前面透過壁としては 透過波と反射波の入射波に対する位相の ($\theta_{r} = \theta_{R}$ の場合)

ずれが等しく($\theta_{R} = \theta_{T}$)しかもその位相のずれの大きいものを用いるとよいことが指摘できる.

2-2 二重透過壁に対する理論解析

2-2・1 反射率 γ_{R}^{*}

図 – 2・3・7 に示すように、第1番目の透過壁(沖側の透過壁)による反射率、透過率 を r_{R3} , r_{T3} , そのおのおのの位相のずれを θ_{R3} , θ_{T3} , 第2番目の透過壁による反射率を r_{R2} , r_{T2} , そのおのおのの位相のずれを θ_{R2} , θ_{T2} , 不透過壁面での反射率を r_{R1} , その位相のずれ



図-2:3・7 波の反復反射の状況

を θ_{R1}, 透過壁間の遊水部長 l₁, 不透過壁と第2番目の透過壁間の遊水部長 l₂, 透過壁間の 遊水部での波の減衰率を α₁, 不透過壁と第2番目の透過壁間の遊水部での波の減衰率を α₂ といった状況下の二重透過壁構造の岸壁を取り挙げる.

第1番目の透過壁と背後の不透過壁間での波の反復反射を考え、反復反射成分波の単純

な重ね合せで水面変化が生じるものと仮定する.入射波,反射率,透過率,減衰率に式 (2・3・17)に示す複素ベクトル表示を用いるものとすれば,岸壁前面水域の反射波高

$$\begin{split} & \left. \begin{array}{l} \lambda flity: \overline{H}_{I} = H_{I} \exp\left(i\,\theta_{I}\right) \\ & \overline{D}flity: \overline{r}_{R1} = r_{R1} \exp\left(i\,\theta_{R1}\right) 透過率: \overline{r}_{T2} = r_{T2} \exp\left(i\,\theta_{T2}\right) \\ & : \overline{r}_{R2} = r_{R2} \exp\left(i\,\theta_{R2}\right) \qquad : \overline{r}_{T3} = r_{T3} \exp\left(i\,\theta_{T3}\right) \\ & : \overline{r}_{R3} = r_{R3} \exp\left(i\,\theta_{R3}\right) \\ & \overline{\alpha}_{1} = \alpha_{1} \exp\left(i(-2\pi x/L)\right) \\ & \alpha_{1} = \exp\left(-\epsilon_{1} x/L\right) \\ & \overline{\alpha}_{2} = \alpha_{2} \exp\left(i(-2\pi x/L)\right) \\ & \alpha_{2} = \exp\left(-\epsilon_{2} x/L\right) \end{split}$$

協は、無限の反復反射を考えると、式(2·3·18)で与えられる。

$$\begin{split} \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{R}}^{*} &= \left[\vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R3}} + \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{T3}}^{2} \vec{\mathrm{a}}_{1}^{2} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R2}} \sum_{n=1}^{\infty} (\vec{\mathrm{a}}_{1}^{2} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R2}} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R3}})^{n-1} \\ &+ \vec{\mathrm{a}}_{1}^{2} \vec{\mathrm{a}}_{2}^{2} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R1}} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{T2}}^{2} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{T3}}^{2} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} (\vec{\mathrm{a}}_{2}^{2} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R1}} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R2}})^{n-1} \right\} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} (\vec{\mathrm{a}}_{1}^{2} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R2}} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R3}})^{n-1} \right\}^{2} \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \vec{\mathrm{a}}_{1}^{2} \vec{\mathrm{a}}_{2}^{2} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R1}} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R2}} \sum_{n=1}^{\infty} (\vec{\mathrm{a}}_{2}^{2} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R1}} \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R2}})^{n-1} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (\vec{\mathrm{a}}_{1}^{2} \cdot \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R2}} \cdot \vec{\mathrm{r}}_{\mathrm{R3}})^{n-1} \right\}^{n-1} \right] \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{I}} \\ &- \cdots \cdots \cdots (2 \cdot 3 \cdot 18) \end{split}$$

また、上式で、 $\overline{\alpha}_1^6 \frac{-2}{\Gamma_{R2}} \frac{-2}{\Gamma_{R3}} \frac{-2}{\Gamma_{T3}}$ 以上の項を微小項として省略すれば、式(2・3・19)が得られる.

$$\bar{\mathbf{H}}_{R}^{*} = \left[\bar{\mathbf{r}}_{R3} + \bar{\alpha}_{1}^{2} \bar{\mathbf{r}}_{T3}^{2} \bar{\mathbf{r}}_{R2} + \bar{\alpha}_{1}^{2} \bar{\alpha}_{2}^{2} \bar{\mathbf{r}}_{R1} \bar{\mathbf{r}}_{T3}^{2} \bar{\mathbf{r}}_{T2}^{2} + \bar{\alpha}_{1}^{4} \bar{\mathbf{r}}_{R2}^{2} \bar{\mathbf{r}}_{R3} \bar{\mathbf{r}}_{T3}^{2}\right] \bar{\mathbf{H}}_{1} \quad \dots \dots \quad (2 \cdot 3 \cdot 19)$$

反射率 γ_{R}^{*} は $|\overline{H}_{R}^{*}/\overline{H}_{I}|$ で与えられるため、まず式(2・3・18)を変形すると式(2・3・20)をうる。

$$\begin{aligned} \vec{\gamma}_{R}^{*} &= |\vec{H}_{R}^{*} / \vec{H}_{I}| = |\vec{r}_{R3} + \vec{\alpha}_{1}^{2} \vec{r}_{R2} \vec{r}_{T3}^{2} \left(\frac{1}{1 - \vec{\alpha}_{1}^{2} \vec{r}_{R2} \vec{r}_{R3}}\right) \\ &+ \vec{\alpha}_{1}^{2} \cdot \vec{\alpha}_{2}^{2} \cdot \vec{r}_{R1} \vec{r}_{T2} \vec{r}_{T3}^{2} \left(\frac{1}{1 - \vec{\alpha}_{2}^{2} \vec{r}_{R1} \vec{r}_{R2}}\right) \left(\frac{1}{1 - \vec{\alpha}_{1}^{2} \vec{r}_{R2} \vec{r}_{R3}}\right)^{2} \times \end{aligned}$$

- 173 -

$$\left\{ \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{1}^{2} \,\bar{\alpha}_{2}^{2} \,\bar{r}_{R1} \,\bar{r}_{R3} \,\bar{r}_{T2}^{2} \,\left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{2}^{2} \,\bar{r}_{R1} \,\bar{r}_{R2}}\right) \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{1}^{2} \,\bar{r}_{R2} \,\bar{r}_{R2}}\right) \right\} \right\| \qquad (2 \cdot 3 \cdot 20)$$

式(2・3・20)に式(2・3・17)を代入して代数計算を行なうと最終的な解として,式 (2・3・21)を得る.

$$\gamma_{R}^{*} = \sqrt{N_{1} / N_{2}}$$
 ------(2・3・21)
(無限の反復反射)

なお,上式で

$$\begin{split} \mathbf{N}_{2} &= \Big\{ 1 + \alpha_{1}^{4} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} - 2 r_{\text{R2}} r_{\text{R3}} \alpha_{1}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} + \theta_{\text{R2}} + \theta_{\text{R3}}\right) \Big\} \times \Big\{ 1 + \alpha_{1}^{4} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} \\ &+ \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R2}}^{2} + \alpha_{1}^{4} \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R2}}^{4} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{4} r_{\text{R2}}^{4} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{4} r_{\text{R2}}^{4} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{4} r_{\text{R2}}^{4} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{4} r_{\text{R4}}^{4} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{4} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} + \theta_{\text{R2}} + \theta_{\text{R3}}\right) \\ &- 2\alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R2}} \cos\left(-\frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R1}} + \theta_{\text{R2}}\right) + 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R1}} + \theta_{\text{R3}} + 2\theta_{\text{T2}}\right) \\ &+ \theta_{\text{R1}} + 2\theta_{\text{R2}} + \theta_{\text{R3}}\right) - 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R3}} r_{\text{T2}}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R1}} + \theta_{\text{R3}} + 2\theta_{\text{T2}}\right) \\ &+ 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} + \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R3}} - \theta_{\text{R1}}\right) - 2\alpha_{1}^{4} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{2}}{L} - \theta_{\text{R1}} + \theta_{\text{R2}} - 2\theta_{\text{T2}}\right) \\ &+ 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \theta_{\text{R2}} - \theta_{\text{R3}}\right) + 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R2}}\right) \\ &- 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \theta_{\text{R2}} - \theta_{\text{R3}}\right) + 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{$$
$$\begin{aligned} &+2\,r_{83}^{2}\,)\cos(2\theta_{82}-2\theta_{72}\,)-2\alpha_{1}^{4}\,a_{2}^{4}\,r_{81}^{2}r_{82}\,r_{72}^{4}r_{12}^{4}r_{13}^{4}\cos(\theta_{82}-\theta_{72}\,)+2\,\alpha_{1}^{4}\,a_{2}^{4}\,r_{81}^{2}r_{82}\,r_{82}^{2}r_{11}^{2}r_{12}r_{12}^{2}r_{12}r_{12}^{2}r_{12}r_{12}r_{12}r_{12}r_{12}r_{12}r_{$$

$$\begin{aligned} -2\,\theta_{3}\,) -2\,\alpha_{1}^{4}\,\alpha_{2}^{2}\,r_{81}\,r_{82}^{2}\,r_{13}^{2}$$

$$+ 2\alpha_{1}^{2}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R3}r_{T2}^{2}r_{T3}^{2}\cos\left(\frac{-4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{R1} - \theta_{R3} + 2\theta_{T2} + 3\theta_{T3}\right)$$

$$+ 2\alpha_{1}^{4}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R2}^{2}r_{R3}^{2}r_{T2}r_{T3}^{2}\cos\left(\frac{8\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{R1} - \theta_{T2} - 2\theta_{T3}\right) - 2\alpha_{1}^{4}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R2}^{3}r_{R3}^{4} \times$$

$$\cos\left(\frac{-8\pi l_{1}}{L} + \frac{4\pi l_{2}}{L} - \theta_{R1} + \theta_{R2} + 2\theta_{R3}\right) + 2\alpha_{1}^{4}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R2}r_{R3}^{4}r_{T2}^{2}\cos\left(\frac{-8\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{R1} + \theta_{R2}\right)$$

$$+ 2\theta_{R3} + 2\theta_{T2}\right) - 2\alpha_{1}^{4}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R2}^{3}r_{R3}^{4}\cos\left(\frac{-8\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{R1} + 3\theta_{R2} + 2\theta_{R3}\right)$$

$$+ 2\alpha_{1}^{4}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R2}^{2}r_{R3}^{2}r_{T2}r_{T3}^{2}\cos\left(\frac{-8\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{R1} + 2\theta_{R2} + \theta_{T2} + 2\theta_{T3}\right)$$

$$- 2\alpha_{1}^{4}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R3}^{2}r_{T2}^{3}r_{T3}^{2}\cos\left(-\frac{4\pi l_{2}}{L} - \frac{8\pi l_{1}}{L} + \theta_{R1} + 3\theta_{T2} + 2\theta_{T3}\right)$$

$$- 2\alpha_{1}^{4}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R3}^{2}r_{T3}^{3}r_{T3}^{2}r_{T3}\cos\left(-\frac{4\pi l_{2}}{L} - \frac{8\pi l_{1}}{L} + \theta_{R1} + 3\theta_{T2} + 2\theta_{T3}\right)$$

$$- 2\alpha_{1}^{4}\alpha_{2}^{2}r_{R1}r_{R3}^{2}r_{T3}^{3}r_{T3}^{2}r_{T3}\cos\left(-\frac{4\pi l_{2}}{L} - \frac{8\pi l_{1}}{L} + \theta_{R1} + 3\theta_{T2} + 2\theta_{T3}\right)$$

また,式(2・3・19)に式(2・3・17)を代入し,若干の代数計算を行なうと,以下に 示す式(2・3・24)を得る.

$$\begin{split} \gamma_{R}^{*} = \begin{cases} \gamma_{R3}^{*} + \alpha_{1}^{4} r_{13}^{2} r_{R2}^{2} + \alpha_{1}^{4} \alpha_{2}^{4} r_{R1}^{2} r_{13}^{4} r_{12}^{4} + \alpha_{1}^{8} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2} r_{13}^{4} r_{13}^{4} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2} r_{13}^{4} r_{13}^{4} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2} r_{13}^{4} r_{13}^{4} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2} r_{13}^{4} r_{13}^{4} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2} r_{R3}^{4} r_{13}^{4} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2} r_{R3}^{4} r_{13}^{4} r_{R2}^{4} r_{R3}^{2} r_{R3}^{4} r_{13}^{2} r_{13}^{2} r_{13}^{2} cos \left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{R1} + 2\theta_{T3} + 2\theta_{T2} - \theta_{R3} \right) \\ + 2\alpha_{1}^{4} r_{R2}^{2} r_{R3}^{2} r_{T3}^{2} r_{13}^{2} cos \left(-\frac{8\pi l_{1}}{L} + 2\theta_{R2} + 2\theta_{T3} \right) \\ + 2\alpha_{1}^{4} \alpha_{2}^{2} r_{R1} r_{R2} r_{12}^{2} r_{13}^{4} cos \left(-\frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{R1} - \theta_{R2} + 2\theta_{T2} \right) \\ + 2\alpha_{1}^{6} r_{R2}^{3} r_{R3} r_{13}^{4} cos \left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} + \theta_{R2} + \theta_{R3} \right) \\ + 2\alpha_{1}^{6} \alpha_{2}^{2} r_{R1} r_{R2}^{2} r_{R3} r_{12}^{2} r_{13}^{4} cos \left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} + 2\theta_{R2} - \theta_{R1} + \theta_{R3} - 2\theta_{T2} \right) \\ (\bar{R} \mathbb{R} \mathcal{O} \overline{D} \overline{Q} \overline{Q} \overline{D} \overline{S}]) \end{split}$$

2-2・2 遊水部内の水位変動 | R_H/H_I |

遊水部間で波の反復反射を考えると、遊水部の不透過壁での水位変動R^{*}は式(2・3・25)で与えられる。

$$\overline{R}_{H}^{*} = \overline{\alpha_{1}}\overline{\alpha_{2}}\overline{r_{T2}}\overline{r_{T3}} (1+\overline{r_{R1}}) \sum_{n=1}^{\infty} (\overline{\alpha_{2}^{2}}\overline{r_{R3}}\overline{r_{R1}})^{n-1} \sum_{n=1}^{\infty} (\overline{\alpha_{1}^{2}}\overline{r_{R2}}\overline{r_{R4}})^{n-1} \times - 177 -$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \bar{\alpha}_{1}^{2} \bar{\alpha}_{2}^{2} \bar{r}_{R1} \bar{r}_{R3} \bar{r}_{T2}^{2} \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_{2}^{2} \bar{r}_{R2} \bar{r}_{R1})^{n-1} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_{1}^{2} \bar{r}_{R2} \bar{r}_{R3})^{n-1} \right\}^{n-1}_{\Pi_{I}} - \cdots - (2 \cdot 3 \cdot 25)$$
(無限の反復反射)

また, $\bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2^7 \bar{r}_{T2} \bar{r}_{T3} \bar{r}_{R1} \bar{r}_{R2}^4$ 以上の高次項は微小項として省略すると,式(2・3・25) は式(2・3・26)のように簡単化することができる.

$$\overline{\mathbf{R}}_{\mathrm{H}}^{*} = \overline{\alpha}_{1} \overline{\alpha}_{2} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{T2}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{T3}} (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}}) (1 + \overline{\alpha}_{2}^{2} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R2}} + \overline{\alpha}_{2}^{4} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}}^{2} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R2}}^{2}) + \overline{\alpha}_{1}^{3} \overline{\alpha}_{2}^{3} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{T2}}^{3} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{T3}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R3}} (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}}) \overline{\mathrm{H}}_{\mathrm{I}}$$

$$(1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R2}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R2}} - (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R2}} + \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}} - \overline{\mathbf{r}}_{\mathrm{R2}} - \overline{$$

したがって、式(2・3・25)と式(2・3・26)に対応する無次元水位変動 $| \overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I} |$ は おのおの式(2・3・27)、式(2・3・28)となる。

$$\left|\frac{\bar{\mathbf{R}}_{\mathrm{H}}^{*}}{\bar{\mathbf{H}}_{\mathrm{I}}}\right| = \left| \bar{\alpha}_{1} \; \bar{\alpha}_{2} \; \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{T2}} \; \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{T3}} \; (\; 1 + \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}}) \; \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{2}^{2} \; \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{R2}} \; \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{R1}}} \; \right) \; \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{1}^{2} \; \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{R2}} \; \bar{\mathbf{r}}_{\mathrm{R3}}} \right) \; \times$$

$$\left\{ \begin{array}{c} 1 \\ \hline 1 - \overline{\alpha}_{1}^{2} \overline{\alpha}_{2}^{2} \overline{r}_{R1} \overline{r}_{R3} \overline{r}_{T2}^{2} \left(\frac{l}{1 - \overline{\alpha}_{2}^{2} \overline{r}_{R2} \overline{r}_{R1}} \right) \left(\frac{l}{1 - \overline{\alpha}_{1}^{2} \overline{r}_{R2} \overline{r}_{R3}} \right) \right\} \right| \dots (2 \cdot 3 \cdot 27)$$
(無限の反復反射)

$$\begin{vmatrix} \overline{\mathbf{R}}_{\mathbf{H}}^{*} \\ \overline{\mathbf{H}}_{\mathbf{I}} \end{vmatrix} = | \overline{a}_{\mathbf{I}} \overline{a}_{\mathbf{2}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{T2}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{T3}} (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{R1}}) (1 + \overline{a}_{\mathbf{2}}^{2} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{R1}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{R2}} + \overline{a}_{\mathbf{2}}^{4} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{21}}^{2} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{R2}}^{2}) + \overline{a}_{\mathbf{1}}^{3} \overline{a}_{\mathbf{2}}^{3} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{T2}}^{-3} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{T3}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{R1}} \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{R3}} (1 + \overline{\mathbf{r}}_{\mathbf{R1}}) | \dots (2 \cdot 3 \cdot 28) (有限の反復反射)$$

まず,式(2・3・27)に式(2・3・17)を代入して,若干の代数計算を行なうと式(2・ 3・29)を得る。

$$\left| \frac{\overline{R}_{H}^{*}}{\overline{H}_{I}} \right| = N_{3} / \sqrt{N_{4}}$$
(無限の反復反射)

$$\begin{aligned} & \text{trttu}, \quad N_{3} = \alpha_{1} \alpha_{2} r_{\text{T2}} r_{\text{T3}} \sqrt{1 + r_{\text{R1}}^{2} + 2r_{\text{R1}} \cos\left(\theta_{\text{R1}}\right)} \quad \dots \dots \quad (2 \cdot 3 \cdot 30) \\ & N_{4} = \left\{ 1 + \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R2}}^{2} + \alpha_{1}^{4} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} + \alpha_{1}^{4} \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R2}}^{4} + \alpha_{1}^{4} \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{T2}}^{4} \\ & - 2\alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R2}} \cos\left(-4\pi l_{2} / L + \theta_{\text{R1}} + \theta_{\text{R2}}\right) - 2\alpha_{1}^{2} r_{\text{R2}} r_{\text{R3}} \cos\left(\frac{-4\pi l_{1}}{L} + \theta_{\text{R2}} + \theta_{\text{R3}}\right) \\ & + 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R2}}^{2} r_{\text{R3}} \cos\left(\frac{-4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R1}} + 2\theta_{\text{R2}} + \theta_{\text{R3}}\right) - 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R3}} r_{\text{T2}}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R1}} + 2\theta_{\text{R2}} + \theta_{\text{R3}}\right) - 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R3}} r_{\text{T2}}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R1}} + 2\theta_{\text{R2}} + \theta_{\text{R3}}\right) - 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R3}} r_{\text{T2}}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{L} + \theta_{\text{R1}} + 2\theta_{\text{R2}} + \theta_{\text{R3}}\right) - 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R3}} r_{\text{T2}}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \frac{4\pi l_{2}}{R} + \theta_{\text{R1}} + \theta_{\text{R3}}\right) - 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R3}} r_{\text{R3}}^{2} \cos\left(-\frac{4\pi l_{1}}{L} - \theta_{\text{R2}} - \theta_{\text{R3}}\right) + 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R2}} r_{\text{R3}} r_{\text{R2}}^{2} \cos\left(\frac{4\pi l_{1}}{L} + \theta_{\text{R1}} - \theta_{\text{R3}}\right) \\ - 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R3}} \cos\left(\frac{4\pi l_{1}}{L} - \theta_{\text{R2}} - \theta_{\text{R3}}\right) + 2\alpha_{1}^{2} \alpha_{2}^{4} r_{\text{R1}}^{2} r_{\text{R3}} r_{\text{R3}}^{2} \cos\left(\frac{4\pi l_{1}}{L} + \theta_{\text{R2}} - \theta_{\text{R3}}\right) \\ - 2\theta_{\text{R3}} - 2\theta_{\text{R3}} r_{1}^{2} \alpha_{2}^{2} r_{\text{R1}} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{\text{R3}}^{2} r_{1}^{2} \cos\left(\frac{4\pi l_{2}}{L} - \theta_{\text{R1}} - \theta_{\text{R2}}\right) + 2\alpha_{1}^{4} \alpha_{2}^{2} r_{1} r_{\text{R3}} r_{\text{R3}}^{2} r_{1}^{2} \cos\left(\frac{4\pi l_{1}}{L} + \theta_{\text{R4}} - \theta_{\text{R3}}\right) \\ - \theta_{\text{R1}} - 2\theta_{\text{R3}} r_{1}^{2} r$$

----- (2·3·31)

また、式(2・3・28)に式(2・3・17)を代入すると、式(2・3・33)をうる。

$$\begin{vmatrix} \overline{\mathbf{R}}_{H}^{*} \\ \overline{\mathbf{R}}_{I} \end{vmatrix} = \mathbf{N}_{3} \times \sqrt{\mathbf{N}_{5}}$$
(有限の反復反射)

- 179 -

二重透過壁型の場合, $\gamma_{R}^{*} \geq |\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}| id d(2 \cdot 3 \cdot 21), d(2 \cdot 3 \cdot 24) \geq d(2 \cdot 3 \cdot 29), d(2 \cdot 3 \cdot 32)$ に示すように, $r_{R2}, r_{R3}, r_{T2}, r_{T3}, \theta_{R2}, \theta_{R3}, \theta_{T2}, \theta_{T3}, h/L, l_2/L により複雑に変化する. ここでは, まず, <math>\theta_{R2} = \theta_{R3} = 0$ の場合をとりあげて, $\gamma_{R}^{*} \geq |\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ に及ぼす h/L, l_2/L , $r_{R2}, r_{R3}, \theta_{T2}, \theta_{T3}$ の効果を明らかにしていく. なお, $r_{T2} \geq r_{T3}$ は既述の r_{T} と同様透過壁での流量保存則より $r_{T2} = 1 - r_{R2}, r_{T3} = 1 - r_{R3}$ の関係が成立しているものとしてとりあつかう.

まず、無限の反復反射にもとづく理論式、式(2・3・21)と式(2・3・29)と有限 の反復反射にもとづく理論値(式(2。3・24)と式(2・3・32))の差を明らかにする。 二重透過壁型の場合、一例として図-2・3・8に示されているように、有限の反復反射 の場合は、 γ_{R}^{*} と $|\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ の極大値と極小値の偏差は無限の反復反射の場合より小さい。 このことは一重透過壁型と同

様であって、高次の反復反射 項を含むほど極大値と極小値 の偏差は大きくなる.また, この二重透過壁型の アネ と | R₁/H₁| については、有限 および無限の反復反射の両方 とも 4/L を固定して考えた 場合、 l_2/L の増大にともな い,また 12/Lを固定して考 えた場合, 11/Lの増大にと もない周期的に変化するが、 $\theta_{R2} = \theta_{R3} = 0$ $\theta_{T2} = \theta_{T3} = 0$ \mathcal{O} 透過壁で波の位相のずれない 場合でも(図-2・3・8 参 照) 一重透過壁型の場合と異 $t_2 h_l L = (l_1 + l_2)/L =$ $\frac{1}{4}$ (2N-1), N=1, 2, 3, …で極小値を、 $l/L = \frac{1}{4}(2N)$,



※図-2・3・8 $\gamma_{R}^{*} \succeq |\mathbf{\overline{R}}_{H}^{*}/\mathbf{\overline{H}}_{I}|$ に及ぼす l_{2}/\mathbf{L} の効果 ($\mathbf{r}_{R2} = \mathbf{r}_{R3} = \mathbf{0}.306$ の場合)

- 180 -

N=1,2,3,…で極大値を 一般的には示さず、L/L, l_2/L , r_{R2} , r_{R3} の値により 著 しく変化する.また $\gamma_R^* \ge |\overline{R}_H^*/\overline{H}_I| \ge 8$ にそ の極大値および極小値は $(l_1 + l_2)/L = 1/2$ 間隔 で規則的に変化するが、 図 - 2・3・8に示されてい るように、透過壁で波の位 相のずれない場合でも、一 重透過壁型と異なり $\gamma_R^* \ge |\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は同一の $(l_1 + l_2)/L$ に対して同時に極 小値をとることは一般的に

は認められない. なお,



※図-2・3・8 $\gamma_{R}^{*} \geq |\mathbf{R}_{H}^{T}/\mathbf{H}_{I}|$ に及ぼす l_{2}/\mathbf{L} の効果 ($\mathbf{r}_{R2} = \mathbf{r}_{R3} = \mathbf{0.306}$ の場合)

図-2・3・8 に示す $l_1/L = 8/32$ の場合には $(l_1+l_2)/L = 3/4 \operatorname{cr}_R^*$ は極小値となるが、 $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_1|$ は逆に極大値を示しており、 $\gamma_R^* \ge |\overline{R}_H^*/\overline{H}_1|$ を同時に極力小さくして消波効果を高めるには r_{R2} , r_{R3} , h/L, l_2/L , などの組合せを慎重に決めなければならない.

さて、工学的な立場からいえば、この種の消波岸壁で消波効果の高い全遊水部長 $l(= l_1+l_2)$ は来襲入射波長 Lの1/4 以内のできるだけ小さいことが望ましい. そこで、l/L= $(l_1+l_2)/L$ として、l/Lが 1/4 以内の範囲に限定して、 $\gamma_{R}^{*} \ge |\vec{R}_{H}^{*}/\vec{H}_{I}|$ の消波特性を詳細にさらに論じていくこととする.なお、後述の第3節の水理実験で無限の反復反射に基づく式(2・3・21)と式(2・3・29)の方が有限の反復反射に基づく式(2・3・24)、式(2・3・32)の値より比較的よく実験値と一致することが明らかにされるため、以下の論議はすべて式(2・3・21)と式(2・3・29)にもとづいておこなう.また、透過壁での位相のずれ $\theta_{T2} \ge \theta_{R2}$ については、透過壁としては縦スリット壁を想定して、第3節で詳述するように、 $\theta_{R2} = 0$ とする.

まず、同一の特性を有する透過壁を2重に用いる場合をとりあげる。このうち、 $r_{R2} = r_{R3} = 0.100, 0.300, 0.400$ の場合の $\gamma_{R}^{*} \geq |\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ に及ぼす $(l_{1} + l_{2})/L$ の効果を

- 181 --



図ー2・3・9 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}| \geq (l_{1}+l_{2})/L$ の関係 ($\mathbf{r}_{R2} = \mathbf{r}_{R1} = 0.100$ の場合)

- 182 --



図-2・3・10 $\gamma_{R}^{*} \geq \left|\overline{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{I}\right| \geq (l_{1}+l_{2})/L$ の関係 $(\mathbf{r}_{R2} = \mathbf{r}_{R3} = 0.300$ の場合)

- 183 -



図-2・3・11 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}| \geq (l_{1}+l_{2})/L$ の関係($\mathbf{r}_{R2} = \mathbf{r}_{R3} = 0.400$ の場合)

- 184 -

 l_1/L をパラメーターにして、数例として $\theta_{T2} = \theta_{T3} = 0, -0.196(rad.), -0.393$ (rad.)の場合に示したのが、図-2·3·9(a),(b),(c)~図-2·3·11.(a),(b),(c) で ある、同図からも判明するように、 $\gamma_R^* \ge |\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ は $r_{R2}(=r_{R3}), l_1/L, (l_1+l_2)/L$ により大きく左右される、その特色を述べると以下の如くである。

(1) γ_{R}^{*} に及ぼす $h/L \ge r_{R2}$ の効果: $r_{R2} \cong 0.300$ を境にして著しく異なる. 図-2· 3・9 , 図-2・3・10 に示すように, $r_{R2} = r_{R3} < 0.300$ では同一の $(l_1 + l_2)/L$ に対 し, l_1/L の小さいほど γ_{R}^{*} が小さくなるのに対し(ただし1/32 $\leq l_1/L \leq 8/32$ の 範囲内で), $r_{R2} = r_{R3} \geq 0.400$ では同一の $(l_1 + l_2)/L$ に対し, 逆に l_1/L が小さい ほど γ_{R}^{*} が大きい.

(||) γ_{R}^{*} に及ぼす $\theta_{T2}(=\theta_{T3})$ の効果: $\theta_{T2}(=\theta_{T3})$ が0,0.196(rad.),0.393(rad.) と大きくなるにつれて γ_{R}^{*} の極小値を与える($l_{1} + l_{2}$)/Lの値が小さくなり、一重透過壁 と同様の傾向を示す。

一方, $|\overline{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{I}|$ については、上述の γ_{R}^{*} とは異なり同一の $(l_{1}+l_{2})/L$ に対し、 l_{1}/L が小さいほど小さくなりこの傾向は $r_{R2}(=r_{R3})$, $(0 < r_{R2} < 1.0) と \theta_{T2}(=\theta_{T3})$ の値には 無関係である.また, $|\overline{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{I}|$ は r_{R2} が大きいほど小さくなり, $|\overline{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{I}|$ の低減には $r_{R2}(=r_{R3})$ の値を大きくすればよいということも計算値から確認できる.

以上, $r_{R2} = r_{R3}$, $\theta_{T2} = \theta_{T3}$ ($\theta_{R2} = \theta_{R3} = 0$)の場合の $\gamma_R^* \ge |\overline{R}_H^* / \overline{H}_I|$ の特性について述べてきた.なお, $r_{R2} \ge r_{R3}$ の値が異なる場合は、一例として図-2·3·12、 図-2·3·13に示されているように、 r_{R2} , r_{R3} , l_1/L , l_2/L , θ_{T2} , $(=\theta_{T3})$ により $\gamma_R^* \ge |\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の特性が複雑に変化する.

2-2・4 一重透過壁型と二重透過壁型の消波効果の差異

二重透過壁型の場合は2つの遊水部をもつため、 $\gamma_{R}^{*} \ge |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ の特性は一重透過壁型と大きく異なってくる、上述の 2 - 2 · 3 では二重透過壁で波の位相がずれない場合でも、一重透過壁型と異なり、同一の $(l_{1} + l_{2})/L$ に対して一般的には γ_{R}^{*} $\ge |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ は同時に極小値を示さないことを指摘したが、ここではさらに、 $\gamma_{R}^{*} \ge |\overline{R}_{H}^{*}$ / $\overline{H}_{I}|$ の定量的な差異について述べておこう、

図-2·3·9 ~ 図-2·3·11 には比較のため一重透過壁型の γ_{R}^{*} と | $\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}$ | の計算値が 太い実線で示してある(γ_{R}^{*} は式(2·3·5), | $\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}$ | は式(2·3·9)の値を示す). 同図に示す, $r_{R2} = r_{R3}$, $\theta_{T2} = \theta_{T3}$ の場合は, $\theta_{T2} = \theta_{T3} = 0$ に対して, $r_{R2} = r_{R3} \leq$

- 185 -



図-2・3・12 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}| \geq (l_{1}+l_{2})/L$ の関係 ($\mathbf{r}_{R2} = \mathbf{0.300}$, $\mathbf{r}_{R3} = \mathbf{0.100}$ の場合)



図-2・3・13 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}| \geq (l_{1}+l_{2})/L$ の関係, ($r_{R2} = 0.100, r_{R3} = 0.300$ の場合)

- 187 -

0.200 の範囲では、図-2·3·9 (a)にも示すように、二重透過壁型の方が、一重透過壁型より γ_{R}^{*} が小さくて有利であるが、 $r_{R2} = r_{R3} \ge 0.400$ の範囲になると図-2·3·11 に示すように、0<($l_1 + l_2$)/L \le 3/32 では両方の型とも大差がないが、3/32<($l_1 + l_2$)/L<9/32では二重透過壁型の方が一重透過壁型より γ_{R}^{*} が逆に大きくなり不利となる.また、透過壁での位相のずれ $\theta_{T2} (= \theta_{T3})$ が大きくなると、図-2·3·11(b)(c)に示すように、 $r_{R2} (= r_{R3})$ ≥ 0.400 の場合においても、($l_1 + l_2$)/L $\cong 2/32 \sim 4/32$ といった無次元遊水部長の小さい範囲に対し、二重透過壁型の方が一重透過壁型より γ_{R}^{*} が小さくなり、位相のずれる方が二重透過壁型にする利点があるといえる. 一方、 $|\tilde{R}_{H}^{*}/\tilde{H}_{1}|$ については、 $0 \le \theta_{T2}$ ($= \theta_{T3}$) ≤ -0.393 の位相のずれに対し、($l_1 + l_2$)/L $\le 7/32$, $l_1/L \le 6/32$ の無次元遊水部長を用いる限り常に二重透過壁型の方が一重透過壁型より小さくなりきわめて好都合である.しかし、この特性は同一の水理特性を有する透過壁を二重に用いる場合にいえることであって、 r_{R2} $\ge r_{R3}$ の値が異なると図-2·3·13 に示すように、一重透過壁型より大きくなる場合があるので γ_{R}^{*} と同様、 γ_{R2} , r_{R3} , l_1/L , θ_{T2} , θ_{T3} による変化は複雑である.

このように、二重透過壁を有する鉛直消波岸壁では、 r_{R2} , r_{R3} , h/L, l_2/L , θ_{R2} , θ_{T2} , θ_{R3} , θ_{T3} の各要素が重要な要素となるため、消波効果を最大にならしめるための透過壁の 水理特性と遊水部長は式(2・3・21)あるいは式(2・3・29)より慎重に決めなければならない、

2-3 最大の消波効果をもたらす岸壁構造

消波岸壁の反射率 γ_{R}^{*} については、 $r_{R2} = 0$, $r_{R3} = 0$ で $r_{R1} = 1.0 \ \ell r_{R3} = 1.0$, $r_{R2} = 1.0$ の両極端の場合は $r_{R}^{*} = 1.0 \ \ell \kappa a$ のので γ_{R}^{*} を与えられた遊水部長*l*に対して最小にする 透過壁の水理特性が決まるはずである。以下,一重透過壁と二重透過壁の場合について述べていく。

2-3・1 一重透過壁の場合

透過壁では第2編第2章で既に明らかにしたように、 $r_{R2} + r_{T2} = 1.0$ となるので、 $r_{T2} = 1 - r_{R2}$ を式(2・3・5)と式(2・3・6)に代入し、 γ_{R}^{*} を *l*と r_{R2} の関数にする、ついで、 $\partial(\gamma_{R}^{*})/\partial r_{R2} = 0$ を満す解の中で γ_{R}^{*} を最小にする r_{R2} の値を r_{R0} と表現し直して*l*/L との関係を示すと図-2・3・14 と図-2・3・15 をうる. なお、図-2·3·14 は透過壁 で波の位相がずれない場合の r_{R0} のみを示したものであり、 実線は有限な反復反射にもと づく式(2·3·6)の値,点線 は無限の反復反射にもとづく 式(2·3·5)の値を示したも のである、図-2·3·15 は、 透過壁で透過波の位相 θ_{T2} の みがずれる場合の r_{R0} とそれ に対する γ_{R}^{*} と $|\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ の値 を同時に示したものであり、 この場合は後述する水理実





 \mathbf{r}_{R0} の値と(γ_{R}^{*})min, $|\mathbf{R}_{H}^{*}/\mathbf{H}_{I}|$ の値について ($\theta_{T} = -0.196$ (rad.), -0.303(rad.)の場合) - 189 - 図 – 2・3・14 γ_{R0}^{*} を最小にする最 適な \mathbf{r}_{R} の値 \mathbf{r}_{R0} について ($\theta_{T} = \mathbf{0}$ の場合)

験値とよく合う式(2・3・5)、式 (2・3・9)に対する値のみが示さ れている.透過壁で位相のずれな い場合($\theta_{T2} = \theta_{R2} = 0$)は、図-2・3・14に示すように、 γ_R^* を最 小にする r_{R0} は式(2・3・5),式(2・ 3・6)の両方とも ε が大きくなる につれて小さくなっており、1/8 <1/L < 3/8, 5/8 < 1/L < 7/8の範囲では両者は比較的よく一致し た値となる.なお、式(2・3・5) については 1/Lが式(2・3・12) を満すとき、特に $\varepsilon = 0$ の場合 には $\gamma_{\rm R}^* = 1.0$ となるため、 $r_{\rm R0}$ は 決定されない. また€>0のとき は $r_{R0} > 1.0 となり, 0 \leq r_{R0} \leq$ 1.0の範囲には解は存在しなくな る. 一方. 式(2・3・6)の簡略式 の方は $\varepsilon \leq 0.2$ ではl/L = 1/4 $(2N-1), N = 1, 2 \ C \ r_{R0}$ は 極小、l/L = 1/4(2N), N =1,2, で極大値をとり、 γ_{R}^{*} と同 特性を示す。既に指摘してきた ように,最大の消波効果をもたら すには、1/Lを式(2・3・11)を 満すようにしたらよいが. この位 置における $\epsilon = 0$ の場合の γ_{R}^{*} を 最小にする最適な透過壁の rgo は 式(2・3・5)によれば0.33程度, 式(2・3・6)によれば0.38程度と なる. 図-2・3・16 は г ко に対す る(図-2·3·14)最小反射率 $(\gamma_{R}^{*})_{min}$ と最大エネルギー損失 $(E_{L}/E_{I})_{max} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}| \geq \varepsilon =$ 0の場合について示したものであ る。同図からは、最も反射率の小 さくなるのは *l*/L が式(2·3·11) を満すときで(γ_{R}^{*})_{min} =0 と理 論的に完全消波が可能となると とが判明する. 透過壁で位相 θ_{T2}



がずれる場合は、図-2·3·15 に示すように、 $\theta_{T2} = 0$ の場合、(図-2·3·14参照)とは異なるが、 $|\theta_T| \leq -0.393 \text{ rad.}$ の範囲では最小の反射率 $(\gamma_R^*)_{\min}$ を与える r_{R0} の値については、0.15 < l/L < 0.25で $r_{R0} = 0.33$ 程度で $\theta_T = 0$ の場合と大きな差異はない.

2-3・2 二重透過壁の場合

この場合の消波効果は、式(2・3・21)よりえられるが、同式を解析的に解くことはき わめて困難であるので、数値計算によりその概略値を求めると表 – 2・3・1 に示す結果を うる、なお同表は、全遊水部長($l_1 + l_2$)/L = 2/32 ~ 8/32 の7種類に対し、 γ_{R}^{*} を

l/L	<i>l</i> ₁ /L	l_2/L	r _{R2}	r _{R3}	γ^*_{R}	$ \overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{1} $	r _R	$\gamma_{\rm R}^*$	$\left \overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}\right $
0.062	0.031	0.031	0.075	0.575	0.668	1.172	0.575	0.668	1.182
0.094	0.063	0.031	0.075	0.475	0.535	1.107	0.475	0.535	1.131
0.125	0.094	0.031	0.125	0.425	0.414	1.049	0.375	0.415	1.114
0.156	0.125	0.031	0.075	0.375	0.303	1.042	0.375	0.303	1.046
0.187	0.156	0.031	0.150	0.350	0.199	1.013	0.350	0.199	1.022
0.219	0.125	0.094	0.075	0.325	0.100	1.005	0.350	0.102	0.977
0.250	0.219	0.031	0.325	0.325	0.003	0.984	0.325	0.019	1.019
二重透過壁型						一重透過壁型			
$ heta_{R2}= heta_{R3}=0$, $ heta_{T2}= heta_{T3}=0$									
1/1	1 /1	J /T		-	~*		, "	~*	
1/L	l1/L		r _{R2}	1 _{R3}	/ R	$ \mathbf{K}_{\rm H}/\Pi_{\rm I} $			$ R_{\rm H}/R_{\rm I} $
0.062	0.031	0.031	0.075	0.450	0,432	1,195	0.525	0.571	1.301
0.094	0.063	0.031	0.075	0.400	0.301	1.121	0.450	0.421	1.18/
0.125	0.031	0.094	0.075	0.350	0.185	1.075	0.400	0.292	1.114
0.156	0.031	0.125	0.075	0.325	0.078	1.035	0.375	0.177	1.046
0.187	0.156	0.031	0.275	0.325	0.003	1.030	0.350	0.070	1.022
0.219	0.031	0.188	0.300	0.100	0.001	1.012	0.325	0.040	1.034
0.250	0.062	0.188	0.325	0.075	0.006	0.993	0.325	0.132	1.019
二重透過壁型						<u>j</u>	直透過壁 型	민 	
$\theta_{\rm R2} = heta_{\rm R3} = 0$, $\theta_{\rm T2} = heta_{\rm T3} = -0.196$ rad.									
									
l/L	<i>l</i> ₁ /L	l_2/L	r _{R2}	r _{R3}	γr	$ \overline{R}_{H}^{*}/H_{I} $	r _R	γ_{R}^{*}	$ \mathbf{R}_{\mathrm{H}}^{\star}/\mathbf{H}_{\mathrm{I}} $
0.062	0.031	0.031	0.075	0.375	0.175	1.186	0.500	0.450	1.357
0.094	0.063	0.031	0.075	0.350	0.056	1.117	0.425	0.290	1.243
0.126	0.063	0.063	0.225	0.300	0.003	1.114	0.375	0.157	1.170
0.157	0.094	0.063	0.400	0.250	0.005	1.078	0.350	0.041	1.102
0.188	0.063	0.125	0.350	0.125	0.010	1.057	0.350	0.069	1.022
0.219	0.156	0.063	0.650	0.275	0.014	0.652	0.325	0.165	1.034
0.250	0.156	0.094	0.550	0.225	0.004	0.701	0.350	0.256	0.963
二重透過壁型						一重透過壁型			
$\theta_{R2} = \theta_{R3} = 0$, $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.393$ rad.									

表-2・3・1 最小の反射率

最も小さくする r_{R2} , r_{R3} , l_1/L , l_2/L の組合せを $\theta_{R2} = \theta_{R3} = 0$ の場合について, $\theta_{T2} = \theta_{T3} = 0$, -0.196(rad), -0.393(rad.)の3つの値別に示したもので, 計算は $r_{R2} \ge r_{R3}$

はともに0.075 から0.700 の範囲をほぼ0.025 間隔で, $L/L \ge I_2/L$ はともに0.031 から0.250 の範囲をほぼ0.031 間隔で変化させておこなったものである.また、 γ_R^* を 最小にする組合せが複数個ある場合はその中で $|\overline{R}_{H}^*/\overline{H}_{I}|$ を最小にする組合せを採用して いるので、 γ_R^* に対応する $|\overline{R}_{H}^*/\overline{H}_{I}|$ の値も同時に示してある.さらに、同表には既述の一 重透過壁型の γ_R^* の最小値とそのときの r_R の値と $|\overline{R}_{H}^*/\overline{H}_{I}|$ の値が比較のため示されてい る.

同表によれば、透過壁で位相のずれない場合は、二重透過壁型の最小の反射率は一重透 過壁型と差異はほとんどない、しかし、透過壁で波の位相がずれるにともない、同一の *l*/L に対し二重透過壁型の最小の反射率が一重透過壁型より小さくなり消波効果が高くな ることが明らかである。また、 $|\mathbf{R}_{\rm H}^*/\mathbf{H}_{\rm I}|$ については二重透過壁型の方が僅か一例を除いて 全て一重透過壁型よりも小さく、この面についても二重透過壁型の方が優れている。また、 麦-2・3・1 に示されているように、無次元遊水部長 *l*/L は二重透過壁型の方が一重透過 壁型よりかなり小さくても $\gamma_{\rm R}^*$ は充分小さくなり、例えば、 $\theta_{\rm T2} = \theta_{\rm T3} = -0.196$ (rad.) では *l*/L = 1/8 で $r_{\rm R2} = 0.075$, $r_{\rm R3} = 0.350$, *l*₁/L = 0.031, *l*₂/L = 0.094 で $\gamma_{\rm R}^* =$ 0.185、 $|\mathbf{R}_{\rm H}^*/\mathbf{H}_{\rm I}|$ = 1.075 となり消波効果は充分高いことが期待される.

第3節 規則波による水理実験

3-1 実験装置と実験方法

前節の理論解析の妥当性を検討するため二次元造波水槽で水理実験をおこなった.用い た水槽は大阪大学工学部土木工学教室にある屋外鋼製造波水槽(長き50^m× 幅0.65^m×高さ0.9^m)である.実験は一重透過壁型の場合はS=1/15の一様勾配の 傾斜水域と一定水深水域の両方でおこない,前者では砕波を含めて shoaling による波の 変形のある場合,後者では shoaling による波の変形のない場合の鉛直消波岸壁による波 の変形を検討する.一方,二重透過壁型の場合は,一定水深域の水域のみに対して水理実験 をおこなった.なお、一定水深域の状況は図-2·3·17に示すように造波機の設置してあ る水槽端から25^m離れた地点より小段を設けて水深を浅くし(25^{cm}あるいは22^{cm}),こ の水域の後端部に消波岸壁を設置している.なお、消波岸壁の模型幅の関係で、水路を2分 割し幅の広い方の水路(50^{cm})に消波岸壁を設置している.実験波および水位変動は全て 電気抵抗線式水位計で計測し、その計測時間は消波岸壁からの反射波が再入射しない範囲



図-2・3・17 実 験 装 置

である.またその記録は全てペン・レコーダーでおこなっている. 消波岸壁前面の合成波 高は原則として 1^{cm} 間隔でほぼー波長間にわたり計測したが必要な場合にはさらに間隔を 密にして計測した.そしてこの合成波高より Healyの方法で消波岸壁の反射率を求めた. 一方,遊水部内の水位変動は不透過壁面上の水位変動を計測して代表させている.実験諸 元は表 - 2・3・2(一重透過壁型)と表 - 2・3・3(二重透過壁型)に示されている.なお, 同表でBは透過壁厚,Dは円孤直径,mは開口比である.

透過壁自体の反射率は背後に不透過壁面を置かない状態での壁前面の合成波高分布から Healyの方法で求め、透過率については壁背面より1/2波長離れた地点の波高を採用して 算定した。透過壁による反射波の位相のずれ(θ_R)については、壁前面の部分重複波高の 波高分布から算定したが、著者らの用いた多孔壁、縦スリット壁と鉛直ブロック壁の両方 とも前面の合成波高分布は壁面で最大値をとり、また壁面から沖方向ほぼ1/4 波長離れた地点 で最小値を示すため、反射波の位相のずれ $\theta_{R2} = 0$ として取り扱えることが判明した。 方、透過波の位相のずれ(θ_{T2})については、壁後面上(岸側)とそれより6^{cm} 岸側(ほぼ 1/25 波長)に離れた2 地点で計測された水面波形の峰と壁前面上(沖側)で計測された 水面波形の峰の位相のずれより算定した。その結果、壁厚0.6^{cm} の多孔壁については透 過波の位相のずれは $\theta_T \cong 0$ となること、壁厚1.5^{cm}の縦スリット壁については $\theta_T \cong$

- 193 -

	S =	S = 1/15	
壁厚: B	記号	数 值	数值
	波形勾配: H ₀ /L ₀	0.01,0.02,0.03	0.01,0.02,0.03,0.04
0.8 ^{cm}	壁厚・孔径比:B/D	0.366,0.68,1.36	0.366
(多孔壁)	比水深: h/L	0,133,0.210,0.284	0.026,0.0497,0.0714
	孔径・波高比:D/H ₀	0.35,0.68,1.18	0.26,1.18
	無次元遊水部長:1/L	$0.044 \sim 0.750$	$0 \sim 0.50$
	開口比:m	$0.100 \sim 0.450$	0.186
	波形勾配:H/L	0.024 , 0.028	
1.5 ^{cm}	壁厚・波長比: B/L	0.013	
(縦スリット壁)	比水深: h/L	0.159] /
	無次元遊水部長: 1/L	0~1.0] /
	開口比:m	$0.111 \sim 0.300$] /
	波形勾配:H/L	0.038] /
11.3 ^{cm}	壁厚・波長比: B/L	0.0715,0.143] /
22.6 ^{cm}	比水深: h/L	0.159	
(鉛直ブロック壁)	無次元遊水部長: 1/L	0~1.0	
	開口比:m	0.50	V

表-2・3・2 実験諸元(一重透過壁の場合)

- 0.151(rad.)となった.またB= 11.3 cm と 22.6 cm の鉛直ブロック 壁については、おのおの $\theta_{T} \cong -0.452$ (rad.)と $\theta_{T} \cong -0.898$ (rad.)となり、 この場合 $\theta_{T} \cong -2\pi B/L$ の値となる 事が判明した.なお、鉛直消波岸壁は 波により振動しないように固定されて いる.以後実験結果にもとづき、前節 の理論の妥当性について論じていく.

表-2・3・3 実験諸元(二重透過壁の場合)

			the second s
記	号	数	値
設置水深:	h (cm)	22	.0
透過壁厚:	B(cm)	1	.5
周 期:	T(sec)	1	.0
比水深:	h/L	0.1	59
入射波高:	H(cm)	3.0,	3.5
波形勾配:	H/L	0.024 ~	- 0.028
無次元遊小	<部長: l ₁ /L	0~	8 /32
無次元遊小	<部長: <i>l₂/</i> L	0~	24/32
無次元遊水	<部長:1/L	0~	24/32

3-2 一重透過壁の場合

3-2·1 反射率 $\gamma_{\rm R}^*$

まず最初に、透過壁 で位相のずれない場合 を取りあげる。図-2 ・3・18はS=1/15の一 様傾斜面の値であるが、 γ_R^* に及ぼすl/Lの効果 は透過壁部の設置水深 h/H_0 の値により異な り、 $h/H_0 = 0.5$ のよ うに砕波点以浅に鉛直 消波岸壁が設置される 場合はl/Lの変化に伴う γ_R^* の変化は、l/L=0.25で 小さく、l/L=0.50で大き くなるが*そ*の差は僅かであ





ってきわめて変化がないことが認められる.これは砕波後のように波の減衰が大きい場合には遊 水部での波の反復反射により生じる波の位相差による消波効果より砕波による波自体の減 衰が大きいためで、このことは既述の図-2・3・2と図-2・3・3に示す式(2・3・5)と 式(2・3・6)の理論値の傾向と一致している. 一方,設置水深h/H₀ = 1.5,3.0といった 砕波点以深に消波岸壁が設置されると、 γ_{R}^{*} はl/L=0,0.5で大きく、x = 0.25で小さ くなっており、遊水部での波の反復反射の効果が十分認められる. 図-2・3・19,図-2・ 3・20 はS = 0 (水平床)の場合について示したもので、図-2・3・19 中には遊水部内の 水位が一様に上下するという考えのもとで解かれたRichey & Sollitt の解も比較のため に示してある. なお、図-2・3・20 には理論値が一つしか示されていないが、これは両方 の実験値に対し同一の値を示すためである. 図-2・3・19 と図-2・3・20 によれば、l/L= $1/4 \cdot (2N)$, N=0, 1, 2, …で γ_{R}^{*} は大きく、 $l/L=1/4 \cdot (2N+1)$, N=0, 1, 2, … で小さくなりS = 1/15の場合より遊水部での波の反復反射の効果が明確である. 一方, Richey & Sollitt の値はl/L > 1/8となると実験値との差異はきわめて大きく, ダッシュ







図-2・3・20 γ_{R}^{*} に及ぼすl/Lの効果 (S=0,m=0.186,h/H=10.1の場合)

- ポットのモデルを用いた上述の Richey & Sollitt の考え方では多孔壁鉛直消波岸壁の 消波機構は物理的に説明できない. これは l/L > 1/8 と大きくなると多孔壁と不透過壁 間の遊水部の水塊が,上下一様に昇降しないためで. Richey & Sollitt の仮定と明らかに 相違するためである.一方,波の反復反射を考えた式 (2・3・5),(2・3・6)は実験値と比 較的よく一致しており,この反復反射の考え方で十分このような場合の消波機構を説明す ると考えてよかろう.しかし,図-2・3・19,2・3・20より明らかなように,波の反復反 射を無限に考える式 (2・3・5)より式 (2・3・6)のほうが比較的よく実験値と一致してお り,このため精度を高めるには式 (2・3・6)よりさらに4個の高次項を採用した算定式を 用いると十分である.つぎに,図-2・3・21 ~ 図-2・3・23 は γ_{R}^{*} と $|\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ に及ぼす 透過壁での位相のずれ θ_{T2} の効果を示したものである.図-2・3・21 は透過壁厚・波長 比 B/L = 0.013 (縦スリット)。図-2・3・22 は B/L = 0.072,図-2・3・23 は B/L=

0.143 の場合の γ_{R}^{*} と $|\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ と1/Lの関係を示したもので, 図中の黒印(•) は $\gamma_{\rm R}^*$ の実験値, 横 バー付き黒印(+)は | R_H^{*}/ H_I | の実 験値、曲線は理論値を示してい る. なお. 図中の理論値は r_{B1} = 1.0, $\theta_{R1} = 0$ の完全反射の条件, $\theta_{T}, r_{R}, \theta_{R} (=0)$ は実験値, r_{T2} はほぼ実験的に1-r_{R2}となるの で $r_{T2}=1-r_{R2}$ を用いて計算され たもので、 θ_{T2} と r_{R2} の実験値 は図中に数値として示されてい る. 図-2・3・21 に示すように 実験値と比較的よく一致するの は無限の反復反射にもとづく式 (2・3・5)であって、有限の反復 反射にもとづく式(2・3・6)の値 と実験値との差異は前者より大き い. これは. 式(2・3・6)の誘導 時に $\overline{\alpha}^4 r_R r_{R1} r_T^2$ 以上の項を微



図-2・3・21 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{L}|$ に及ぼす l/Lの効 果 (B/L = 0.013, θ_{T} = 0.151 (rad.)の場合)

小項として省略したこと に帰因するもので、実際 には高次項は省略できな いことを示している。し たがって、図-2・3・22, 図-2.3.23には無限の 反復反射にもとづく式($2 \cdot 3 \cdot 5) \geq (2 \cdot 3 \cdot 9)$ の値のみが示されている. $\boxtimes -2 \cdot 3 \cdot 22, \boxtimes -2 \cdot 3 \cdot$ 23に示すように式(2・ **3.5**)の理論値は実験値 と比較的よく一致してお り透過壁厚が厚く波の位 相がずれる場合でも、透 過壁と不透過壁間で の波の反復反射を無 限に考えることによ り鉛直消波岸壁の消 波特性を比較的精度 高く算定できること が判明した。なお, $\boxtimes -2 \cdot 3 \cdot 21 \sim \boxtimes -$ 2.3.23 によれば | θ_{T2} | が大きくなる につれて、 γ_{R}^{*} を最 小にする(1/L)_Bは 位相のずれのない (θ_{T2}=0)場合の 1/4 より次第に小 さくなり, 工学的な



- 198 -

面からは好ましいが.後 述する遊水部内の水位変 動 $|\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}| \geq \gamma_{R}^{*}$ は同一 の(1/L) に対し同時に 小さくできないことが認 められ、このことは既述 の2-1・3で指摘した とおりである。 このよう に、 $\gamma_{\rm R}^*$ については $\theta_{\rm T2}$ が重要な要素となるが. 2-1.3でも指摘した ように ア は透過壁の反 射率ア によっても著 しく変るはずである. 図-2·3·24 は透過壁 の反射率アの変化に伴 うなの値を一例として l/L = 1/8, 1/4, 1/2の3ケースに示したもの で、 $\theta_{T} = \theta_{R} = 0$ の場合 である。同図には1/L =1/2, 1/L=1/4 の実 験値も同時に示してある が、 r_R が r_{R0} 、つまり 図-2・3・14 に示す値 をとるとき、γ*がほぼ 最小になっており、 γ_{R}^{*} を最小にする多孔壁の 最適なr_Rが存在するこ とが実験的にも明らか になった.また、こう









いった遊水部を有する消波岸壁の消波効果 r_R^* を遊水部をもたないパイプ式消波岸壁と比較すると、図-2・3・25 に一例として示されるように、その差異は $l/L \cong 0.25$ 近傍であらわれ、例えば、式(2・3・11)($\theta_T = \theta_R = 0$ 場合)を満すようにl/Lを決めるとパイプ 消波岸壁より2倍も消波効果が高まり、遊水部を有する型にする利点は大きい.

3-2·2 遊水部の水位変動 R_H/H_I

既に図-2・3・21 ~ 図-2・3・23 に示したように、 $|\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ の実験値は γ_{R}^{*} と同様 *l*/L の値の増大にともない規則的に増減する. 透過壁で透過波の位相 θ_{T} がずれても、反射波 の位相 θ_{R} がずれない限り、 $|\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ の実験値の極小値と極大値を示す *l*/Lは図-2・3・ 26 に示す位相のずれない $\theta_{R} = \theta_{T} = 0$ の場合と同様で、 *l*/Lが式(2・3・11)を満すと きは極小値、式(2・3・12)を満すときは極大値を示し、2-1・1 の解析の妥当性が検証 できる. また、 $\theta_{T} \neq 0$ 、つまり透過波の位相がずれる場合は、図-2・3・26と異なり、 無限の反復反射にもとづく式(2・3・9)で算定する方が実際の現象とよく一致することは γ_{R}^{*} と同様であり、図-2・3・21 から明らかである。図-2・3・26によれば Richey & Sollitt の理論値は *l*/L > 1/8 になると、実験値との差異は大きく遊水部内の水位変動は Richey&Sollittの理論では算定できない. これは、 γ_{R}^{*} の項でも指摘したように、水面が 上下一様に昇降しないためである.

3-3 二重透過壁の場合

ここでは、2-2の二重透過壁型に対する理論解析の妥当性について実験的な検証を加 える.まず、無限の反復反射の考えにもとづく算定式と有限の反復反射にもとづく算定式 のいずれが実験値と一致するかをまず検討してみよう。 著者は全ての実験値に対し理論 値との比較検討をおこなったが、その代表例として図-2・3・27 ~ 図-2・3・30 を示す. この図に示されているように実験値と比較的よく一致するのは、無限の反復反射の考え方 にもとづく算定式の式(2・3・21)と式(2・3・29)であり、有限の反復反射の考えにもとづ く算定式の式(2・3・24)と式(2・3・32)では実験値との差異が前者の場合より大きくなっ ている.なお、同図に示した理論値において θ_{T2} , θ_{R3} , r_{R2} , r_{R3} , r_{T2} , r_{T3} の値は実験で 得られた値、(図-2・3・27,図-2・3・28については $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151(rad.)$, $\theta_{R2} = \theta_{R3}$ =0, $r_{R2} = r_{R3} = 0.306$, $r_{T2} (= r_{T3}) = 1 - r_{R2}$ の値、図-2・3・29,図-2・3・30については,

-200 -



図-2・3・26 不透過壁面での水位変動



図 – 2・3・27 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}| \geq l_{2}/L$ の関係($l_{L}/L = 5/32$ の場合)





図-2・3・29 γ^{*}_Rと| ¯^{*}_H/ H₁|と*l*₂/L の関係(*l* 1/L = 3/32 の場合)

図-2・3・28
$$\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}| \geq l_{2}/L$$
の
関係($l_{1}/L = 3/32$ の場合)

 $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151 (rad.), \theta_{R2} = \theta_{R3} = 0,$ $r_{R2} = 0.639, r_{R3} = 0.262, r_{T2} (r_{T3}) = 1 - r_{R2} (r_{R3}) の値)を用いて計算したもの$ である.



図-2・3・30 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{I}| \geq l_{2}/\mathbf{L}$ の 関係($l_{1}/\mathbf{L} = 2/32$ の場合) このことは、この種の消波岸壁の消波 特性を反復反射の考え方に基づき説明 する場合は、有限な反復反射を考える 場合に省略したように7歳については $\bar{\alpha}_{1}^{6} \bar{\Gamma}_{R2}^{2} \bar{\Gamma}_{R3}^{2} \bar{\Gamma}_{T3}^{2}$ 以上の項、 $|\bar{R}_{H}^{*}/\bar{H}_{I}|$ については $\bar{\alpha}_{1}\bar{\alpha}_{2}^{7} \bar{\Gamma}_{T2} \bar{\Gamma}_{T3} \bar{\Gamma}_{R1} \bar{\Gamma}_{R2}^{4}$ 以上 の項を微小項として省略できないこと を示している、したがって、以後理論 式として無限の反復反射にもとづく式 (2・3・21)と式(2・3・19)をとりあ げることとし、同式の妥当性について さらに論議をすすめる。

図-2·3·31 によれば、 $|\bar{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\bar{\mathbf{H}}_{I}|$ の 実験値と理論値はよく一致しており、 理論で予測されるように $|\bar{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\bar{\mathbf{H}}_{I}|$ の極 小値は $l_{2}/L = 8/32 \ge 24/32$ で示し その再現間隔は2-2 で述べたように、 $l_{2}/L = 1/2$ である.また. γ_{R}^{*} につ いては $|\bar{\mathbf{R}}_{H}^{*}/\bar{\mathbf{H}}_{I}|$ ほど理論値と計算 は一致せず、極小値を与える l_{2}/L の 値は計算値の方が若干実験値より大

きいが、全体として両者は比較的一致しているとみなしてよかろう。同様のことは図-2・3・32 についてもいえる。この図-2・3・31 と図-2・3・32 によれば、 $l_1/L = 6/32$ の場合(図-2・3・32)は $l_1/L = 2/32$ の場合(図-2・3・30)より、 l_2/L の増大にと もなう γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の変化はかなり小さく,理論で予測されるように γ_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ に 及ぼす l_1/L の効果は l_2/L と同様に大きい。

図-2·3·33 と図-2·3·34 は二重透過壁型と一重透過壁型の r_{R}^{*} と $|\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ の差異を示したもので、図-2·3·33 は同特性の透過壁を二重に用いた、 $r_{R2} = r_{R3} = 0.306$ 、



図-2・3・31 $\gamma_{\rm R}^* \geq |\overline{\mathbf{R}}_{\rm H}^* / \overline{\mathbf{n}}_{\rm I}|$ に及ぼす l_2/L の効果



図 - 2・3・32 $\gamma_{R}^{*} \geq |\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ に及 ぼす l_{2}/L の効果



図-2・3・33 二重透過壁型と一重透過壁型の消波特性の差異($\mathbf{r}_{R2} = \mathbf{r}_{R3}$ = 0.306, $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -$ 0.151(rad.), $\theta_{R2} = \theta_{R3} = 0$ の場合)

 $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151(rad.) の場合, 図-2·3·34 は反射率のみの異なる透過壁を二重に用$ $いる場合で r_{R2}=0.262, r_{R3}=0.167, <math>\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151(rad.)$ の場合である. なお, 両図で横バー付き実験値(-〇-, -〇, -〇, -〇) は全て一重透過壁型に対するもので あり, 図-2·3·34 の-〇- と〇-はおのおの r_R=0.262 に対する $\gamma_R^* \ge [\overline{R}_H^*/\overline{\Pi}_l]$ の値, -〇-, -〇- はおのおの r_R= 0.167 に対する $\gamma_R^* \ge [\overline{R}_H^*/\overline{\Pi}_l]$ の値である. この図-2·3· 33 と図-2·3·34 によれば, 理論値と実験値は比較的よく一致しており, このことより 一重透過壁型と二重透過壁型の消波特性の差異は理論式(式(2·3·21) と式(2·3·29) あるいは式(2·3·5) と式(2·3·9))により比較的精度高く算定できること, 同一の無 次元遊水部長($l_1 + l_2$)/L に対して $\gamma_R^* \ge [\overline{R}_H^*/\overline{\Pi}_l]$ は同時に一般的には極小値をとらな いこと, などが水理実験により検証された.



図-2・3・34 二重透過壁型と一重透過壁型の消波特性の差異 ($\mathbf{r}_{R2} = \mathbf{0.262}, \mathbf{r}_{R3} = \mathbf{0.167}, \theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151$ (rad.), $\theta_{R2} = \theta_{R3} = \mathbf{0}$ の場合)

第4節 多成分波に対する理論解析

第2節,第3節では、規則波をとりあげて、鉛直消波岸壁の消波特性および浅海波の変形について論じてきた。以上の論議からわかるように、このタイプの波浪制禦法は入射波 長が極めて重要な要素となっている。実際の海洋の風浪は不規則な波であるから波長も不

-206 -

規則であって,特定の波長に対して論議してきた消波特性がこのような不規則波に対して 適用できるかどうか疑問である.したがって,この不規則波に対する消波特性を明らかに しておく必要がある.本節と次節では,この不規則波に対する効果を一重透過型の鉛直消 波岸壁のみをとりあげて,論議をおこなう.

不規則波は多くの異なった周期の波により構成されているため、従来この不規則波は多 成分波の重ね合せとして取り扱われている。 消波特性も構成成分波の消波特性の単純 な重ね合せとして取り扱いうるなら、不規則波に対する消波効果の推算は比較的容易であ る.そこで、本論では構成成分波の単純な重ね合せとして、不規則波の消波岸壁前面水域 の合成波 $\eta_c(x,t)$ と遊水部の不透過壁面(x=-l)での水位変動 $\eta_R(t)$ が表わされるも のと仮定する.なお、lは図- $2\cdot3\cdot1$ に示す遊水部長である.いま、岸壁に入射する不 規則波、 $\eta_1(x,t)$ を式($2\cdot3\cdot34$)で与えるものとする.

$$\eta_{I}(x, t) = \sum_{J=1}^{\infty} \frac{1}{2} H_{IJ} \cos(\sigma_{J} t + k_{J} x + \theta_{J}) - (2 \cdot 3 \cdot 34)$$

なお、上式で $\sigma_J = 2\pi/T_J$, T_J は周期, $k_J = 2\pi/L_J$, L_J は水深hにおける波長, θ_J は位相, H_{IJ} は入射波高, *x* は透過壁前面を原点とし沖方向を正軸とする水平距離である. また, 添字 J は構成成分波を示し、2 成分合成波の場合は J = 1 と 2, 3 成分合成波の場 合は J = 1, 2 と 3 まで採用すればよい.

構成成分素波の個々の岸壁前面水域での重複波形 $\eta_{cJ}(x,t)$ と遊水部内の不透過壁面 での水位変動 $\eta_{RJ}(t)$ は第2節で導いた遊水部内での波の反復反射に基づいた関係式を用 いると式(2・3・35),式(2・3・36)と式(2・3・37),式(2・3・38)で与えられる.⁹⁾

$$\begin{cases} \eta_{cJ}(x,t) = \frac{1}{2} H_{IJ}\cos(\sigma_{J}t + k_{J}x + \theta_{J}) + \frac{1}{2}r_{RJ}H_{IJ}\cos(\sigma_{J}t - k_{J}x + \theta_{J} + \theta_{RJ}) \\ + \frac{1}{2}r_{TJ}^{2}H_{IJ}\cos(\sigma_{J}t - k_{J}x + \theta_{J} + 2\theta_{TJ} - \frac{4\pi l}{L_{J}}) - (2 \cdot 3 \cdot 35) \\ \left(\frac{1}{2}r_{TJ}^{2}r_{RJ}H_{IJ} \text{ 以上の項を微小項として} \right) \\ \text{省略した有限反復反射の場合} \end{cases}$$
$$\eta_{cJ}(x,t) = \frac{1}{2} H_{IJ}\cos(\sigma_{J}t + k_{J}x + \theta_{J}) + \frac{1}{2}r_{RJ}H_{IJ}\cos(\sigma_{J}t - k_{J}x + \theta_{J} + \theta_{RJ})$$

$$\begin{aligned} +\frac{1}{2} & \frac{r_{TJ}^{2} H_{IJ}}{1+r_{RJ}^{2}-2r_{RJ}\cos(-\frac{4\pi l}{L_{J}}+\theta_{RJ})} & \cos(-k_{J}x+\sigma_{J}t+\theta_{J}+2\theta_{TJ}-\theta_{U}^{*}-\frac{4\pi l}{L_{J}}) \\ & ------(2\cdot3\cdot36) \end{aligned} \\ tttl, \theta_{IJ}^{*} = tan^{-1} \left\{ \frac{r_{RJ}\sin(-\frac{4\pi l}{L_{J}}+\theta_{RJ})}{r_{RJ}\cos(-\frac{4\pi l}{L_{J}}+\theta_{RJ})-1} \right\} \\ & (\text{ mRg} \overline{\varrho} \overline{\varrho} \overline{\varrho} \overline{h} \mathcal{O} \overline{h} \overline{h} \overline{h} \right) \\ & (\text{ mRg} \overline{\varrho} \overline{\varrho} \overline{\varrho} \overline{h} \mathcal{O} \overline{h} \overline{h} \overline{h} \overline{h} \right) \\ \eta_{RJ}(t) = r_{TJ} \cdot H_{IJ}\cos(\theta_{J}+\theta_{TJ}-\frac{2\pi l}{L_{J}}+\sigma_{J}t) + r_{TJ}r_{RJ}\cos(\theta_{J}+\theta_{TJ}+\theta_{RJ}-\frac{6\pi l}{L_{J}}+\sigma_{J}t) \\ & ------(2\cdot3\cdot37) \\ & \left(\frac{r_{TJ}r_{RJ}^{2}H_{IJ}}{\sqrt{1+r_{RJ}^{2}-2r_{RJ}}\cos(\frac{4\pi l}{L_{J}}-\theta_{RJ})} \cos(\theta_{J}+\theta_{TJ}-\frac{2\pi l}{L_{J}}-\theta_{2J}^{*}+\sigma_{J}t) \right) \\ & ------(2\cdot3\cdot38) \\ tttl, \theta_{2J}^{*} = tan^{-1} \left\{ \frac{r_{RJ}\sin(\theta_{RJ}-\frac{4\pi l}{L_{J}})}{r_{RJ}\cos(\theta_{RJ}-\frac{4\pi l}{L_{J}})-1} \right\} \end{aligned}$$

(無限の反復反射の場合)

上式で、 r_{TJ} は透過壁での透過率、 r_{RJ} は透過壁での反射率、 θ_{RJ} は透過壁での反射波 の入射波に対する位相のずれ、 θ_{TJ} は 透過 壁で の 透過 波 の 入射波 に 対 す る 位 相の ずれ、である、なお、式(2・3・35)~式(2・3・38)は透過壁と不透過壁間の遊水部 では摩擦や砕波による波高減衰はなく、かつ、不透過壁では波は完全反射するものとし て導かれている.

したがって、式(2・3・34)で与えられる不規則波に対する岸壁前面水域の合成波形

- 208 -

η_c(x,t)は式(2·3·35)あるいは式(2·3·36)の単純重ね合せとして若干の計算により式(2·3·39)あるいは式(2·3·40)で与えられる.

$$\theta_{6J}^{*} = \tan^{-1} \left\{ \frac{-\sin k_{J} x + r_{RJ} \sin (k_{J} x - \theta_{RJ}) + \frac{r_{TJ}^{2}}{\sqrt{1 + r_{RJ}^{2} - 2r_{RJ} \cos (\frac{4\pi l}{L_{J}} - \theta_{RJ})}} \cdot \sin (k_{J} x - 2\theta_{TJ} + \theta_{1J}^{*} + \frac{4\pi l}{L_{J}}) \right\} \frac{1}{\sqrt{1 + r_{RJ}^{2} - 2r_{RJ} \cos (\frac{4\pi l}{L_{J}} - \theta_{RJ})}} \cdot \cos (k_{J} x - 2\theta_{TJ} + \theta_{1J}^{*} + \frac{4\pi l}{L_{J}})}{\sqrt{1 + r_{RJ}^{2} - 2r_{RJ} \cos (\frac{4\pi l}{L_{J}} - \theta_{RJ})}} \cdot \cos (k_{J} x - 2\theta_{TJ} + \theta_{1J}^{*} + \frac{4\pi l}{L_{J}}) \right\}$$

(無限の反復反射の場合)

また、不透過壁面での不規則波の水位変動 $\eta_{R}(t)$ は式(2·3·37)あるいは式(2·3·38)の 単純重ね合せとして式(2·3·41)あるいは式(2·3·42)で与えられる.

$$\begin{split} \eta_{\rm R}(t) &= \sum_{\rm J=1}^{\infty} \, r_{\rm TJ} \, {\rm H}_{\rm IJ} \, \sqrt{1 + r_{\rm RJ}^2 + 2r_{\rm RJ} \cos\left(\frac{4\pi l}{{\rm L}_{\rm J}} - \theta_{\rm RJ}\right)} \cdot \, \cos\left(\sigma_{\rm J}t + \theta_{\rm TJ}^*\right) \\ &- \cdots \cdots (2 \cdot 3 \cdot 41) \\ tt t, \\ \theta_{\rm TJ}^* &= \tan^{-1} \Biggl\{ \frac{\sin\left(\theta_{\rm J} - \frac{2\pi l}{{\rm L}_{\rm J}} + \theta_{\rm TJ}\right) + r_{\rm RJ} \cos\left(\theta_{\rm J} - \frac{6\pi l}{{\rm L}_{\rm J}} + \theta_{\rm TJ} + \theta_{\rm RJ}\right)}{\cos\left(\theta_{\rm J} - \frac{2\pi l}{{\rm L}_{\rm J}} + \theta_{\rm TJ}\right) + r_{\rm RJ} \cos\left(\theta_{\rm J} - \frac{6\pi l}{{\rm L}_{\rm J}} + \theta_{\rm TJ} + \theta_{\rm RJ}\right)} \Biggr\} \\ & \left(\begin{array}{c} r_{\rm TJ} \, r_{\rm RJ}^2 \, {\rm H}_{\rm IJ} \, {\rm U} \, {\rm LO} \, {\rm Ig} \, \epsilon \, {\rm W} \, {\rm M} \, {\rm Ig} \, {\rm U} \, {\rm C} \, {\rm C} \, \\ {\rm Ig} \, {\rm W} \, {\rm U} \, t \, {\rm T} \, {\rm Rg} \, {\rm Ig} \, {\rm Ig} \, {\rm U} \, {\rm U} \, {\rm C} \, \\ {\rm Ig} \, {\rm W} \, {\rm U} \, {\rm Ig} \, {\rm$$

第5節 2成分合成波と3成分合成波による水理実験

ここでは、多成分合成波の最も単純な形として2成分合成波と3成分合成波をとりあげ て、水理実験を行ない上述の線型理論の妥当性について検討を加える
5-1 実験装置と実験方法

実験は大阪大学工学部土木工学教室の片面ガラス張りの屋内鋼製造波水槽(長さ30^m× 幅0.75^m×高さ1.0^m)を用いておこなわれた.水槽の一端には動電型加振機を利用した フラップ型造波機が設置されている.水深は造波機の設置してある水槽端から約8^m離れ た地点より小段を設けて水深を浅くして22^{cm}の一定水深とし、この水域に消波岸壁を設 置している.なお、消波岸壁の模型の関係で水路を2分割し、幅の広い水路(40^{cm})に 消波岸壁を設置している.実験波および水位変動の計測は全て電気抵抗線式水位計でおこ なったが、その方法は2成分波、3成分波が完全に合成された状態になってから透過壁と不 透過壁を同時に設置して計測し、その計測時間は消波岸壁からの反射波が再び入射しない

	Y			
RUN	WAVE	周期:T(sec)	波高:H(cm)	遊水部長 l : (cm)
RUN-1 ~ RUN-5	W 1	1.00	1.30	0,10,15.6,31.3,62.5
RUN-6 ~ RUN-10	W 2	0.64	0.75	"
RUN-11 ~ RUN-15	W 3	W1,W2の波の合成波 H _I max = 2.05 ^{cm}		"
RUN-16 \sim RUN-21	W4	1.00	2.00	0,15.6,31.3,46.9,62.5,93.8
RUN-22 ~ RUN-27	W 5	0.64	1.05	"
RUN-28 \sim RUN-33	W6	W4とW5の波の合成波 H ₁ max= 2.26 ^{cm}		"
RUN-34 \sim RUN-40	W 7	1.00	1.05	0,11.4,15.6,22.8,31.3,46.9,62.5
RUN-41 ~ RUN-47	W8	0.80	2.05	"
RUN-48 \sim RUN-54	W9	W7とW8の波の合成波 H ₁ max=2.88 ^{cm}		"
RUN-55 \sim RUN-60	W10	1.25	0.60	0,15.6,31.3,41.5,62.5,83.0
RUN-61 \sim RUN-66	W11	1.00	1.45	"
RUN-67 \sim RUN-72	W12	0.64	1.50	//
RUN-73 \sim RUN-78	W13	W10~W12の波の合成波 H ₁ max=3.45 ^{cm}		"
RUN-79 \sim RUN-85	W14	1.25	1.02	0,22.8,31.3,41.5,65.0,81.0,105.0
RUN-86 ~ RUN-92	W15	1.00	0.87	"
RUN-93 \sim RUN-99	W16	0.80	1.19	"
RUN-100~ RUN-106	W17	$W14 \sim W16$ $H_1 max = 2.5$	の波の合成波 96 ^{cm}	"

表-2.3.4 実験種目

範囲である.また,その記録は全て磁気テープに集録した.消波岸壁前面水域の重複波 形は原則として1^{cm} 間隔でほぼ一波長間にわたり計測したが,必要な場合にはさらに間 隔を密にしている.実験に用いた透過壁は壁厚0.8^{cm} で開口比0.186 のァクリ製の多孔 壁(円孔直径は1.4^{cm})であり,後面の不透過壁と同様,波により振動しないよう固定さ れている.

本研究でおこなった実験種目は表 - 2·3·4に示すように、106 種目であるが、そのう ち2 成分合成波についてはW. - 3、W. - 6、W. - 9の3 種類の波に対し18 種目、3 成 分合成波についてはW. - 13とW. - 17の2 種類の波に対し13 種目で、その他は個々の 規則波に対する実験をおこなっている。

5-2 実験波

実験波は合成すべき成分波(3成分波の場合は3つの成分波)とそれらを多成分発振器 で合成させた合成波を磁気テープにあらかじめ収録しておき、これを加振機の入力として 与えて波を生起せしめる。

本実験で計測された(水探22^{cm})合成波のフーリエ成分素波と基本成分波を単独に生起 させた場合の関係の数例を示したのが図-2·3·35 である。本実験で用いた合成波は、図 -2·3·35(b)のW.-9の波については周波数1.5^{HZ}で波高0.45^{cm}の非線型波の発生が認 められたが、それ以外の波についてはほとんど非線型成分波は無視できる程度に小さい。 また、こういった2成分波、3成分波の波形は正弦波の波形と異なり、図-2·3·36(W. -3の進行波)に示すように複雑な波形である。このW.-3の2成分合成波が鉛直不透 過壁で反射する場合の重複波の時間波形は図-2·3·37に示すように、x = 0の壁面では 複雑な波形を示すが、壁面より沖方向へ0.64秒の波については1/2波長、1.0秒の波に ついては1/4 波長離れたx = 31.3^{cm}の地点では周期がほぼ0.64秒の整正な波形となり、

また,壁面より0.64秒の波につ いては3/4 波長,1.0 秒の波に ついては3/8 波長離れた x = 46.9^{cm}の地点では周期がほぼ 1.0 秒の整正な波形となってい る、これは x = 31.3^{cm}の地点 では1.0 秒の波, x = 46.9^{cm}



図-2·3·36 2成分合成波(₩.-3)



1 213 1

1.0

(c)



の地点では 0.64 秒 の波の重複波が ほぼ節の位置となるため波高が極め て小さくなるので,それ以外の卓越 成分波,つまり x = 31.3^{cm} では 0.64 秒の波, x = 46.9^{cm} では 1.0 秒の波が出現していることを示して おり,1.0 秒の波と 0.64 秒の成分 波は自由波となっていることが確認 できる.なお、図 - 2·3·35に示し た成分波高スペクトルは、8 秒間の 時間波形を 1/25 秒間隔でサンプリ ングしてデータ数 200 個として調和 解析法で求めた ものである.

- 5-3 実験結果とその検討
- 図-2·3·37 重複波の波形(W.-3の波が 鉛直不透過壁で反射する場合)

5-3・1 水面波形(重複波の波高 分布)

まず,実験結果を示し、つい

で第4節の理論解析の妥当性について検討を加えていく. 図-2・3・38 に一例として示さ れているように,最も簡単な2成分合成波の場合でも,鉛直消波岸壁前面水域での重複波 の時間波形および遊水部内の不透過壁面での水位の時間変化は単一成分波の場合とは著 しく異なっている. このうち,消波岸壁前面水域での重複波高の地点(*x*)別の最大値を η_{max} と記し(地点 *x*₀ における重複波形 $\eta_c(x_0, t)$ の最大値を η_{max}), この 1/2 η_{max} の分布形状 の数例を2成分合成波について示したのが図-2・3・39と図-2・3・40 であり,図中の上 二つは単一成分波,下の図は合成波に対するものである.なお,図中の・印は実験値,曲 線は式(2・3・35)及び式(2・3・39)にもとづく計算値である.実験に用いた透過壁では 波の位相のずれがほとんどないので, $\theta_R = \theta_T = 0$ として,計算式(2・3・35)と式(2・3・ 39)により算出している.¹⁰⁾ また,計算に用いた透過壁での $r_T \ge r_R \ge \theta_J$ の値は表-2・ 3・5† に示されており,同表の値は全て実験で求めた値である.



図-2·3·38 重複波の波形(W.-3の波で, *l*=31.3^{cm}の場合)

WAVE	T sec	r _R	г _т	θ
W. – 3	0.64	0.29	0.71	0
	1.00	0.29	0.71	-0.263(rad)
W 6	0.64	0.36	0.64	0
	1.00	0.32	0.68	-0.263(rad)
W 9	0.80	0.30	0.70	0
	1.00	0.30	0.70	-0.184(rad)
W. — 13	0.64	0.30	0.70	0
	1.00	0.30	0.70	2.714(rad)
	1.25	0.24	0,76	-1.042(rad)
W. – 17	0.80	0.30	0.70	0
	1.00	0.23	0.881	0.299(rad)
	1.25	0.23	0.76	2.6136(rad)

表-2.3.5 数 值

 $\boxtimes -2 \cdot 3 \cdot 39$ (a), $\boxtimes -2 \cdot 3 \cdot 39$ (b) に示す W_1 -3と W_2 -6の波につい ては実験値と計算値はよく一致して おり単成分波の単純な重ね合せで現 象が充分説明できると判断してさし つかえなかろう。また、図-2・3・ 40 に示すW. -9の波については周 期0.67 秒(周波数1.5^{HZ})波高0.45 ^{cm}の非線型干渉波が生じるため、こ の干渉効果を考慮していない式(2・ 3・39)の計算値は実測値とW.-3, W. -6の波ほどには一致しないが. それでも比較的よく一致しており. この程度の非線型干渉波が形成され ても単成分波の単純重ね合せでほぼ 取り扱いうるとしてさしつかえなか ろう.

> 一方,3成分合成波について も図-2・3・41,図-2・3・42 に示すように単成分波の単純な 重ね合せとしてもとめられる式 (2・3・39)によってほぼ岸壁前面 水域の波高分布が求められるこ とが実証される.このことは他 のケースについても実験値と計 算値が比較的一致していること を付記しておく.なお,図-2・ 3・39~図-2・3・42に示した 計算値と実験値では波高の極値

†第5節における計算値は全て表 – 2·3·5 に示す $r_{\tau} \ge r_{R} \ge \theta_{J}$ の値を用いて計算されている.

図-2・3・39 岸壁前面水域での重複波の波高分布(W.-3とW.-6の2成分合成波)

図-2・3・40 岸壁前面水域での重複波の波高分布(W.-9の2成分合成波)

図-2・3・41 岸壁前面水域での重複波の波高分布(W.-13の3成分合成波)

の出現地点に若干の差異が認められる.これは(i)計算では微小振幅波理論による波長を用いていること,(ii)不透過壁で波が完全反射すると仮定していること,(ii)透過壁での波の位相のずれを完全に無視していること,などにある程度原因しており,この諸点を修正すれば計算値の精度はさらによくなるものと思われる.

5-3.2 消波効果

消波岸壁の消波効果を示す一指標として、岸壁前面水域での波の反射率が従来主に規則 波に対して用いられてきている。入射波と反射波が共に微小振幅正弦波の場合はHealyの 方法によれば、反射率 γ_{R}^{*} と重複波の無次元最大波高H_{max}/H₁(H_{max} は重複波の最大波高

- 218 -

図-2・3・42 岸壁前面水域での波高分布(W.-17の3成分合成波)

で図-2·3·39 ~ 図-2·3·42に示す単成分波の η_{max}の中の最大値, H₁は入射波高)は 式(2·3·43)を満しているはずである.

 $1 + \gamma_{R}^{*} = H_{max} / H_{I}$ (2.3.43)

しかし, 著者らの実験によれば(過去の実験も含む¹¹⁾¹²⁾, 図-2·3·43に示すように, $1+\gamma_R^* > H_{max}/H_I となる場合が多く,式(2·3·43)は一般的には完全に成立していないが, <math>1+\gamma_R^*$ が小さくなれば, H_{max}/H_I はそれに応じて小さくなっていることが認められる. したがって, 岸壁前面水域の消波効果を高めるには H_{max}/H_I を極力小さくするとよいわけであって, この H_{max}/H_I も消波効果を表わす一指標として考えてさしつかえない. 本論で取扱っているような多成分波の反射率の算定法について一・二の方法^{13) 14)}が提案されているが, 著者は上述の規則波に対する H_{max}/H_I の指標に着目し, H_{max}/H_I に対応するものとして岸壁前面水域での無次元最大波高 H_m^* を式(2·3·44), 遊水部内の不透過壁面での無次元最大水位変動 R_m^* を式(2·3·45)で定義して,

$$H_{m}^{*} = \left[\eta_{c}(x, t) \right]_{max} / \left[\eta_{t}(x, t) \right]_{max} \qquad (2 \cdot 3 \cdot 44)$$

$$\mathbf{R}_{m}^{*} = \left[\eta_{R}(t) \right]_{max} / \left[\eta_{I}(x, t) \right]_{max} \qquad (2 \cdot 3 \cdot 45)$$

このR^{*} とH^{*} の特性について論議をすすめていく。

このH^{*}_mおよびR^{*}_mと遊水部長 *l* との関係をW. - 3, W. - 6, W. - 9の3つの2成分合 成波について示したのが、図-2·3·44である。また、W. - 17 とW. - 13の2つの3成 分合成波とその基本成分波について示したのが図-2·3·45と図 - 2·3·46であって、図 中の ◆ , ○ , ● , ● 印は実験値、曲線は計算値である。なお、式(2·3·44)、式 (2·3·45)で用いた $\eta_c(x,t)$ は式(2·3·39)、 $\eta_R(t)$ は式(2·3·41)、 $\eta_t(x,t)$ は式(2·3·34) で与えられる値である.なお、 $\eta_1(x,t)_{max}$ は表-2·3·4 に H_t_{max} の値として示してある。

図-2・2・44, 図- 2・2・45 と図-2・2・46に示すように,実験値と計算値の一致度合 合が比較的よいことから,式(2・3・44)と式(2・3・45)で $H_m^* \ge R_m^* \le R_m^* \ge R_m^* \le R_m^* \le R_m^* \le R_m^* \ge$

図- 2·3·44 II^{*}_m と R^{*}_m と *l* の関係(2 成分合成波)

消波効果がよいことを意味するもので ある.また、本実験で用いた3成分合 成波、つまり卓越成分波の波高が同程 度の場合の合成波に対して消波効果を 高めるには、遊水部長 l としては最も 短い周期の卓越成分波(W.-13 では T=0.64 秒, W.-17 ではT=0.80 秒)の消波効果を最も高める遊水部長 l を採用すれば充分であるということ が認められる.しかし、成分波の波高 が重要な要素となるので、最も短かい

周期の成分波高が他の長い周期の成分波高に比して著しく小さいときは上述の著者の 実験結果とは異なるものと推定されるので、この点については実際設計する場合には注意 を必要とする。

図-2・3・45 (a) H^{*}_m と l の関係(W.-17の3成分合成波の場合)

図 – 2・3・45 (b) R^{*} と *l* の関係 (W. – 17 の 3 成分合成波の場合)

図-2·3·46 H^{*}_mと R^{*}_mと lの関係(W.-13の3成分合成波)

第6節 不規則波による水理実験

6-1 実験装置と実験方法

不規則波の実験に対しても実験装置及び計測器と記録器は既述の2成分と3成分合成波 の場合と同一のものを用いている.不規則波はホワイト・ノイズを狭帯域フイルターを通 して生起波がRayleigh 分布するように設計された不規則波発生装置¹⁵⁾により生起させる. 不規則波に対する実験も,第5節と同様、岸壁前面水域での重複波と不透過壁での水位変 化を計測するが,透過壁前面水域では壁面より1.5°m 間隔で沖方向に180°m の範囲にわ たり各測点について100 秒間の水位変動を計測した.なお,この180°m の測定範囲は

- 224 -

表-2・3・6に示すW,-18 と W,-19の実験波のパワー・スペクトルの最大値を示す周 波数 f_cの波に対しておのおの2,6 波長と2.0 波長の範囲に対応している. 水位記録の解

RUN	WAVE	透過壁厚: B (cm)	遊水部長: l (cm)
RUN-107~RUN-114	W18	0.8	0,10.2,16.4,20.5,30.7,41.0,61.4,82.0
RUN-115~RUN-121	"	11.3	2.8,5.7,8.5,11,3,14.1,17.0,22.6
RUN-122~RUN-128	W19	11.3	"

表-2·3·6 実験種目(不規則波)

析は, 消波岸壁による反射波が岸壁に再入射しない範囲に対しておこなう必要があり, この範囲はパワー・スペクトルのピーク周波数 fcの波を代表波として選んで規則波換算をお こない, この波の再入射しない波数が50 ~ 60 波(記録時間40 秒)となることから,

100 秒間の記録より前半の 40 秒の記録 を原則として採用して解析をおこなって いる. 図-2・3・47 に示す W.-18と W. -19の不規則波(入射波)のパワー・ スペクトルもこの 40 秒間に対応する水 位記録を1/25 秒間隔でサンプリングし てデーター数1000個,自由度30で Blackman-Tukey 法で求めたものであ る. なお,後述の図-2・3・49,図-2・3・50の遊水部内の水位変動のスペ クトルも同様の方法で求められたもの である。有義波高と有義周期はゼロア ップ・クロス法で求め、その値は表-2・3・7に示している. なお,実験種目 は表-2.3.6 に示すように22種目で あり、また、透過壁としては第5節で 用いた多孔壁以外に壁厚11.3 ㎝の鉛

図-2・3・47 発生波のパワ-・スペクトル

直ブロック型透過モデル(空隔率50%)を用いている.

- 225 -

表─2・3・7 数

値

透過壁厚 WAVE Tsec 有義波 θ (rad.) r_R r _T :(cm) 0.78 0.29 0.73 2.582 0.29 0.770.73 -0.761 $= 1.50^{HZ}$ fc 0.8 0.69 0.33 0.68 3.799 $H_{1 max} = 3.24^{cm}$ 0.65 0.33 0.73 -0.731 $T_{\rm 1\,max} = 0.70^{\rm sec}$ 0.38 1.883 0.61 0.71 W. -18 0.40 0.78 0.71 2.582 $H_{I \ 1/3} = 2.05^{\,cm}$ 0.73 0.38 -0.761 0.71 $T_{1.1/3} = 0.70^{\text{sec}}$ 11.3 0.69 0.38 0.80 3.799 $H_{I\,1/10} = 2.68^{\,cm}$ -0.7310.65 0.41 0.57 $T_{I 1/10} = 0.69^{sec}$ 0.61 0.35 0.50 1.883 1.00 0.31 0.76 3.475 $f_{c} = 1.32^{HZ}$ $H_{I_{max}} = 3.81^{cm}$ 0.92 0.31 0.76 3.591 $T_{1max} = 0.70^{sec}$ 0.86 0.44 0.65 0.926 W. -19 H_{1 1/3} = 2.73 ^{cm} 11.3 0.77 0.42 0.67 1.065 $T_{1 1/3} = 0.78^{sec}$ 0.38 0.112 0.73 0.71 $H_{I 1/10} = 3.41$ cm $T_{1 1/10} = 0.71$ sec 0.69 0.38 0.80 -0.358

> (f_c:パワー・スペクトルの最大値を示す周波数,H_{imax}:最大波高, T_{1max}:最大波高の周期,H_{11/3}: 有義波高, T_{11/3}: 有義波の周期 H_{11/10}:1/10 **最**大波高, T_{11/10}:1/10 **最大**波の周期

6-2 実験結果とその検討

6-2・1 前面水域の波高分布

岸壁前面水域あるいは遊水部内の水位変動は2成分,3成分波の場合より極めて複雑である ことはいうまでもないが,第5節に対応して論議をすすめるため,まず,岸壁前面水域の 重複波の波高分布特性について述べる.

重複波高として最大重 複波高H_{cmax}と 1/10 最大重複波高H_{c1/10} と 有義重複波高H_{c1/13}

をとりあげてェにとも なう波高分布をそれぞ れの入射波の波高で無 次元化して示した例が 図-2·3·48 であり、 同図には無次元化波高 に対応する無次元周期 も同時に示されている。 なお, $H_m = H_{cmax} /$ H_{1max} , $(H_m)_{1/10} = H_{C1/10}$ $/H_{11/10}$, $(H_m)_{1/3} = H_{C1/3}$ $/H_{11/3}$, T_m , $(T_m)_{1/10}$, $(T_m)_{1/3}$ はおのおの H_{cmax} , $H_{c1/10}$, $H_{c1/3}$ に対応する周期をおの おのの入射波に対する 周期Timax, T_{11/10}, T_{11/3} で無次元化されたもの である.

例として、図-2・3 ・40(a),(b) に示されて いるように $H_m = H_{c max}$ / $H_{1 max}$, $(H_m)_{1/10} =$ $H_{C1/10} / H_{11/10}$, $(H_m)_{1/3}$

= $H_{c_{1/3}}/H_{1,1/3}$ はxの増大にともない極大値と極小値を交互に示して変化している。そして、その絶対値には差異はあるものの、xの増大にともなう波高の分布形状の概略は H_m 、 $(H_m)_{1/10}$ と($H_m)_{1/3}$ とも類似しており、したがって、 $H_{cmax}/H_{1max} = H_m$ 一波のみを抽出

- 227 -

(W.-19の不規則波)

6-2・2 遊水部内の水位変動

遊水部内の不透過壁面上での水位変動のパワー・スペクトルS(f)をB=11.3°mの場

有義重複波高とい った波高の大きい部分 の平均量の特性が比較 的精度高く推測できる ことを示していると考 えてよかろう. 一方, 周期についてはTm. $(T_m)_{1/10}, (T_m)_{1/3} \ge 6$ にxの増大にともなう 変化は小さくその値は ほとんど1より大きく なっており、この傾向 $dT_m \downarrow b(T_m)_{1/3} O$ 方が著るしい、このこ とは、重複波の最大波 高, 1/10 最大波高,

して論議しても1/10

最大重複波高あるいは

有義波高の周期は 入射波のそれぞれに対 する周期より長くなる ことを示している.な お,H_mとT_m,(H_m)_{1/10} と(T_m)_{1/10},(H_m)_{1/3}と (T_m)_{1/3}の相関関係は 明確でない.

図 2・3・49 遊水部内不透壁での水位変動のパワー・スペクトル(W.-18の不 規則波)

合について示すと図-2·3·49,図-2·3·50となる、同図によれば、パワー・スペクトル のピーク周波数 fc 近傍の1.2^{HZ}~1.5^{HZ}の波のパワーは無次元遊水部長1/B が大きくな るにつれてほぼ単調に減少している、これは 1.2^{HZ} ~1.5^{HZ}の成分波の波長Lf と1 との比 $1/L_f$ が1/B=1.5~2.00でほぼ1/4となり、したがって第3節の規則波で明らかにした ように水位変動が極小値をとるためと考えられる。また、同図によれば、 2.0^{HZ} ~ 6.0^{HZ} 間 の周波数の波のパワーが1/Bの増大にともない著しく変動している。これは 2.0^{HZ} ~

図-2・3・50 遊水部内不透壁での水位変動のパワースペクトル(W.-19の不規則波)

6.0^{H2}の波の波長がピーク周波数 fc 近傍の1.2^{H2}~1.5^{H2}の波に比してかなり短いので、 1/Bの増大にともない遊水部間での反復反射の効果が著るしいためと推測される.また パワー・スペクトル全体としては1/Bの増大にともない偏平になっていく傾向も認め られる.

6-2·3 消波特性

ここでは、2成分波および3成分波と同様に、岸壁前面水域および遊水部内不透過壁面 上での水位変動の最大値H^{*} とR^{*} をとりあげて、第5節と同様の論議をおこなう.また、 従来不規則波を1/3有義規則波に換算して論議される場合が多いので、その妥当性をこの消 波岸壁について検討していく.

H^{*}_m と R^{*}_m を式(2・3・44),式(2・3・45)を用いて図-2・3・48に示すパワー・スペクト ルに対して正確に計算することは極めて煩雑である。図-2・3・48に示すパワー・スペク トルをフーリエ成分波高表示にすると図-2・3・51となるので、W.-19の波については 1.00^{H2},1.08^{HZ},1.16^{HZ},1.30^{HZ},1.37^{HZ},1.45^{HZ}の周波数の波を卓越成分波とみなし 6 成分合成波として便宜上近似し、また、W.-18の波については1.28^{HZ},1.38^{HZ},1.45^{HZ}

1.55^{H2}, 1.65^{H2} の5つの
 周波数の波を卓越成分波
 とみなして5成分合成波
 として計算をするものと
 する.なお、図-2·3・
 51,は図-2·3·48 を
 求めた同一の時間波形を
 1/25 秒間隔でサンプリングして調和解析して求めたものである.

図-2·3·52, 図-2· 3·53, 図-2·3·54 は H^{*}_m と R^{*}_m と l/L との関 係を示したもので, 図中 の・印は実験値であり, 実線の曲線は6 成分ある いは5 成分合成波に対す る計算値, 破線は 有

図-2・3・51 成分波高スペクトル

義波に対する計算値である.なお,波長Lは 有義波については表 -2·3·7 に示すT_{1/3}の周期 に対する波長,5 成分あるいは 6 成分合成波の場合は実験値と同様最大波高に対応する周期

図-2·3·52 H^{*}_mとR^{*}_mと1/Lの関係(W.-18の不規則波)

- 232 -

図- 2・3・53 H^{*} と R^{*} と (*l* + B)/L あるいは *l* /L との関係 (W. - 18の不規則波)

- 233 -

図- 2・3・54 H^{*}_mと R^{*}_mと1/Lの関係(W.-19の波)

- 234 -

T_{max}(表-2・3・7に示されている)の波長を用いている.既に第3節で指摘したように, 透過壁厚が厚くなって波の位相がずれる場合は無限の反復反射を考える方が実験とあうた め,図-2・3・53と図-2・3・54に示す計算式は無限の反復反射にもとづく式(2・3・36), 式(2・3・38),式(2・3・40)と式(2・3・42)を用いている.なお,図-2・3・52に示す B=0.8^{cm}の場合は第5節と同様有限の反復反射にもとづく,式(2・3・35),式(2・3・ 37),式(2・3・39)と式(2・3・41)を用いている.また,これらの計算値は表-2・3・7 に示す実験値を用いておこなわれている.

図-2·3·52 に示すW.-18の不規則波に対するH^{*} と R^{*} の実験値は、ともに I/L ≃ 0.25 で極小値, 1/L ≈ 0.5 前後で極大値を示し, 規則波と同様の特性を示すが, 1/L > 0.5 の範囲の変化は規則波に比して小さいことが特徴的である。 1/L ≤ 0.5 では計算値 は1/3 有義波換算値と5 成分波合成近似値との差異がないため、両者の計算値はいずれも 実験値とよく一致している。なお、1/L>0.6では1/L=0.75と1/L=1.0に対する実 験値がないので計算値との完全な比較検討はできないが,第5節で述べた2成分,3成分 合成波に対する結果より判断すれば、1/Lの増大にともなう実験値の変化は小さく1/3 有義波換算値(図中の破線の曲線)より5成分合成波の値に近い値を示すものと著者 は 考えている. 図-2·3·53はB=11.3^{cm}(B/L_{1 max} ≈ 0.151,L_{1max}はT_{1 max}に対応する 波長) の透過壁での波の位相がずれる場合について示したものであり, この場合の波の 位相のずれは予備実験で既に著者らが求めた、 $\theta_{RJ} = 0$, $\theta_{TJ} = -2\pi(B)/L_J$ の関係式を用い いており、 $\mathbf{M} = \mathbf{2} \cdot \mathbf{3} \cdot \mathbf{54}$ についても同様である。 $\mathbf{H}_{m}^{*} \ge \mathbf{R}_{m}^{*}$ の実験値と計算値の絶対値には 若干の差異はあるものの、計算値と実験値の傾向は比較的よく一致しており(1+B)/L< 0.5 の範囲については充分計算により $H_m^* \ge R_m^*$ を推算できるといえる. 図-2·3·54 は B = 11.3°^m (B/L_{1 max} ≅ 0.151)の場合で, W.-19の波に対する値を示したものであ る. 6 成分合成波近似値は H_m^* については実験値と差異が認められる. これは 6 成分合成 波では近似が不充分であることが大きな原因と考えられ、W.-19の波については7成分 以上の成分波合成として近似させて精度を高める必要があるといえる。一方, 有義 波換算値は実験値と H_m^* と R_m^* ともかなりよく一致している. したがって、図-2·3·52 ~図-2·3·54より判断すれば、工学上特に重要なHm と Rm を極力小さくするための遊水 部長しとその時のH^{*} と R^{*}_mの概略値は不規則波を 有義波(規則波)に換算して,著 者の提案した反復反射にもとづく式(2・3・35)~式(2・3・38)を用いると比較的精度 高く求めうることが検証されたと考えてよかろう.また、図-2・3・52~図-2・3・54 には比較のため、 $(H_m^*)_{1/10}, (R_m^*)_{1/10}$ の実験値(図中-〇印)と(H_m^*)_{1/3}, (R_m^*)_{1/3}の実験値

(図中 ◆ 印)が示されている. なお, (H^{*}_m)_{1/10} と(H^{*}_m)_{1/3}は岸壁前面水域での 1/10 裏 有義重複波高の最大値をおのおの入射波の1/10最大波高, 大重複波高の最大値、 有義波 高で無次元化した値, $(\mathbf{R}_{m}^{*})_{1/0} \geq (\mathbf{R}_{m}^{*})_{1/3}$ は不透過壁での 1/10 最大重複波高, 有義重複波高をおのおの入射波の1/10 最大波高, 有義波高で無次元化した値である. なお実験値は無次元化するとき用いた有義波高の波長を用いて, *l /* L , (*l* + B) / L の値 に対して示されている。同図によれば、 $(H_m^*)_{1/10}, (H_m^*)_{1/3}, (R_m^*)_{1/10}, (R_m^*)_{1/3}$ といった 平均量に対しても、 1/L あるいは(1+B)/L の変化にともなう値の挙動は最大波高一波 のみを取りあげた H_m^* , R_m^* とほとんど一致しており、その値の絶対値も H_m^* , R_m^* とほとんど 大差がないことがわかる、このことは H_m^* , R_m^* を論議すれば、 $(H_m^*)_{1/10}$, $(H_m^*)_{1/3}$, $(R_m^*)_{1/10}$ $(R_m^*)_{1/3}$ といった平均量の特性もまた充分よく推測できることを示している.また, $(H_m^*)_{1/10}, (H_m^*)_{1/3}, (R_m^*)_{1/10}, (R_m^*)_{1/3}$ の実験値は $l/L \leq 0.6$ の範囲で計算値と比較的 よく一致している(図-2·3·46の合成波の H_m^* については大きくずれる).以上綜合す ると、工学上特に有意義な *l*/L ≤ 0.30 の範囲では、 有義波に不規則波を換算して 求めた計算値は H_m^* と R_m^* および(H_m^*)_{1/10}, (H_m^*)_{1/3}と(R_m^*)_{1/10}, (R_m^*)_{1/3}の実験値と比較 的よく一致していることから、この種の遊水部を有する鉛直消波岸壁を現地海岸へ施工す る場合の極めて有用な基礎資料が得られたといえよう.

第7節 結 論

以上,本論では遊水部を有する鉛直消波岸壁をとりあげて,規則波,2成分合成波,3 成分合成波と不規則波に対する消波効果とそれにともなう浅海波の変形を,遊水部内の水 面振動,岸壁前面水域での反射率と重複波の最大波高の面よりとらえて,実験的・理論的 に検討を加えてきた。本章で得られた結論を要約すればつぎのようである。

1) 一重透過壁及び二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の消波特性は遊水部間での波の反復 反射を考え、それにより形成される成分素波を単純に重ね合せることにより充分理論的に 算定できる。つまり、規則波については、一重透過壁型の場合は、反射率 γ_{R}^{*} は式(2・3・ 5)、式(2・3・6)、遊水部内の水位変動 $|\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ は式(2・3・9),式(2・3・10)で算定で きる。また、二重透過壁型の場合は、 γ_{R}^{*} は式(2・3・21),式(2・3・24)、 $|\overline{R}_{H}^{*}/\overline{H}_{I}|$ は式 (2・3・29)、式(2・3・32)で算定できる。なお、透過壁で波の位相がずれる場合は、反 復反射を無限に考えて導いた、式(2・3・5)、式(2・3・9)、式(2・3・21)、式(2・3・29) で算定しなければならない。 2) 一重透過壁の鉛直消波岸壁については,現地不規則風浪の卓越成分波の抽出が正確 であれば,その成分波の線型重ね合せにより式(2・3・39)~式(2・3・42),式(2・3・44), 式(2・3・45)で充分精度高く消波特性の算定ができる。

3) 不規則波に対し、最も消波効果を高める遊水部長とその時の消波特性の概略値は不規則波を
 有義波に換算して、一重透過壁型については式(2・3・9)と式(2・3・5)及び式(2・3・6)と、式(2・3・10)で算定可能と考える。

参 考 文 献

- Jarlan, G.E.: A perforated wall breakwater, The Dock & Harbour Authority, Vol.XL1, No. 486, April. 1961, pp. 394 ~ 398.
- 2) Boivin, R. : Comments on vertical breakwaters with low coefficients of reflection, The Dock & Harbour Authority, Vol. XLV, No. 524, Jun. 1964, pp. 56 ~ 60.
- 3) Terrett, F.L., and Osorio, J.D.C. and Lean, G.H. : Model studies of perforated breakwater, Proc. of 11th Ccnf. on Coastal Eng. Vol. II, 1968, pp.1104 ~ 1120.
- 4) Marks, W. and G.E.L., Jarlan : Experimental studies on a fixed perforated breakwater, Proc. of llth Conf. on Coastal Eng. Vol. II, 1968, pp.1121 ~ 1140.
- 5) Richey, E.P. and C.K. Sollitt : Wave attenuation by porous walled breakwater, Journal of A S C E., August, 1970, pp.643 ~ 663.
- 6)井島武士・奥蘭英明・湯村やす・坂井久雄:遊水部を持つ直立消波防波堤と護岸,第 19回海岸工学講演会論文集,1972,pp.185~192.
- 7) 椹木亨・岩田好一朗:多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性に関する二・三の考察,土木 学会論文報告集,第220号,12月,1973,pp.53~63.

- 8) 椹木亨・岩田好一朗:二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の消波効果について、土木 学会論文報告集,(投稿中), 1976.
- 9) 椹木亨・岩田好一朗・冨士川洋一:不規則波に対する鉛直消波岸壁の消波効果に関 する検討,土木学会論文報告集,(投稿中), 1976.
- 10)7)と同じ
- 11)7)と同じ
- 12) 8)と同じ
- 13) 鹿島遼一: 不規則な波の入射および反射エネルギースペクトルの測定法について,第
 15回海岸工学講演会講演集,1968, pp.91~98.
- 14)合田良実・鈴木康正:不規則波に対する反射波の分離法について,土木学会関東支 部年講概要集,昭和49年.
- 15) 椹木亨・岩田好一朗・田端竹千穂:造波機の性能について、土木学会論文報告集、
 第189号、1971、pp.53~61。

第4章 離岸堤の設置にともなう浅海波 の変形機構とその制御工法に関 する基礎的研究

第1節概説

近年海岸堤防越波量の低減をもたらし、さらに沿岸漂砂をその背後に堆積させていわゆ るトムボロ地形を形成する機能をもつ離岸堤が特に侵蝕の激しい 海岸の防災工法として 広く施工されてきていることはよく知られている.また、この離岸堤工法は自然環境回復 の一環としての人工養浜による砂浜の造成工法の附帯工法としてもよく用いられているこ とは周知の事実である.

このように、離岸堤工法は防災面のみならず、自然環境の回復と維持の面でも極めて意 義深い工法であるため従来から実験的かつ理論的な検討が加えられてきており、離岸堤の もつ波浪滅殺と漂砂の堆積の機構が次第に明らかになってきている。"しかし、後述する ように離岸堤の配置計画、例えば、離岸堤の設置距離、あるいは、設置間隔などについて は不明な点が多く、離岸堤の構築にあたっては経験的・試行的な点に依拠する所が多く水 理学的に解決すべき問題点が多く残されている。

いうまでもなく,離岸堤のもつ波浪低減機能は離岸堤の(1)設置個数,(ii)天端上の越波の 許容の有無,(ii)不透過堤か透過堤か,(i)海岸堤防及び養浜工(人工養浜工)の近接の有無, などといった各種の設置状況により異なるはずであり,この特性を解明すべく従来3次元的 な取り扱いとその単純化された2次元的な取り扱いの両面より実験的・理論的な検討が加 えられてきた.

このうち2次元の取り扱いについては離岸堤を一基設置する場合は,離岸堤を透過ある いは不透過な潜堤,あるいは防波堤として取り扱うことができて、この面での研究は古く から行なわれてきた. Newman²)や Black- Mei³は離岸堤を不透過潜堤として変分法と積 分方程式を用いて境界値問題として反射率・透過率を求めており,井島⁴)は第3章の消 波岸壁の項で紹介したと同様のより簡単な手法で境界値問題として透過及び不透過潜堤に よる波の反射率と透過率などを理論的に求めた.また第2章の概説で述べたように,近藤⁵ ら,Sollitt & Cross⁶,富永・坂本ⁿらは捨石堤に対する反射率と透過率の理論解を求め その妥当性を実験的に検証している.一方,細井・富永⁸1は実験的に検討を加えて離岸堤 による波高低減は堤体高,堤体幅,設置水深により支配されることを示し,合田・竹田⁹ は越波による防波堤背後への透過波高が静水面上の天端高と入射波との比により決定される として実験結果から実験式を提案した.また,中村・白石・佐々木¹⁰は主に不透過潜堤上 の砕波による消波効果について実験的検討を加えて所要の消波効果を与える算定図表を提 案した.なお,不規則波を対象として論議を行なったものには堀川ら¹¹やThornton¹²ら などの主たる研究があり,堀川らは潜堤による風波の減衰の実験を行ないスペクトル解析 法により,潜堤通過直後の波は非線型性が強いこと,潜堤による各成分波の波高低減は規 則波とほぼ同傾向であることを示し規則波に対して得られた成果が不規則波に拡張できう ることを指摘した.

しかしながら,離岸堤を1基だけでなく複数基(2次元的に)設置したり,あるいは他 の透過性構造物と併置する場合については特殊な場合を除いて実際に現地海岸に施工され ないので水理学的な興味はあるがほとんど取り扱われていない.また離岸堤背後に海岸堤 防が近接している場合,あるいは養浜工法で離岸堤を用いる場合などにみられるように海 岸堤防あるいは造成養浜工などが近接しているような状態での離岸堤の波浪低減機能は離 岸堤1基の場合と当然異なると考えられるが、この点に関する系統的な研究はほとんどな されていない.

一方,3次元の取り扱いは2次元の取り扱いよりも工学上極めて重要である.この3次 元の取り扱い面で離岸堤が単独に存在する場合で不透過堤で且つ天端を波が越波しない場 合については,いわゆるSommer feldの回折理論¹³⁾あるいはその理論解を用いた田中¹⁴⁾の 手法により離岸堤背後への透過波の算定が明確にできる.しかし不透過堤でも,潜堤とな る場合,あるいは越波をゆるさなくても空隙率の大きな透過堤の場合のように、回折波以 外に離岸堤を通過して伝達する波が共存するような場合の透過波の算定に関する系統的な 研究はない.また離岸堤の他に,他の構造物が近接するような複合された状況,例えば, 離岸堤の岸側に海岸堤防が近接している場合については豊島¹⁵⁾,著者ら¹⁶⁾などの若干の 実験的な考察もあるが,詳細な論議は充分なされていない.僅か,長周期波を対象として 半無限長の離岸堤背後に海岸堤防が存在する場合の海岸堤防前面の波高を求めた和田¹⁷⁾の 理論解がある程度である.しかし,この和田の解も現地で必要とされる短周期波への拡張 は無理がある.

このように、3次元の取り扱いは工学的な意味、防災上の意義からいって、2次元の取 り扱いに比して極めて重要であるにもかかわらずその系統的な論議がなされていないのは、 解析上の困難さもあるが、防災工学上直ちに海岸堤防越波に結びつけるため、その越波流 量係数の中に離岸堤による波浪低減効果を同時につつみ込んで取り扱ってきた点によると ころが極めて大きいと判断される.しかし,海岸水理学の基本に立ちかえってみると,離岸 堤による回折波と透過波が共存する波動場の特性は明解に解明しなければならない問題で あることはいうまでもない.

本章では,近年わが国においてよくみうけられる離岸堤の岸側に人工養浜工と海岸堤防 が近接している複合された状態をとりあげて,それにともなう浅海波の変形を2次元の面 から論議するものである.なお2次元の取り扱いでは暴風高潮時を想定し,したがって離 岸堤は潜堤になるものとして取り扱うこととする.

第2節 理論解析

2-1 海岸堤防前面波高と養浜工前面反射率及び離岸堤前面反射率について

この理論解析においては、概説でも述べたように、異常潮位で離岸堤が潜堤となりこの 潜堤を通過した波が海岸堤防への卓越来襲波となる二次元モデルを想定して、図-2・4・1 に示すような人工養浜工と離岸堤が海岸堤防前面に存在する場合の海岸堤防前面波高と養 浜工前面反射率と離岸

堤前面反射率を求める. いま離岸堤を越えて海 岸堤防に入射してくる 波が離岸堤と堤防間で 無限に反復反射を行な うものとする.第2章 第3章同様式(2·4·1)に 示す表示式を用いると, 無次元表示の海岸堤防 前面波高 $| \overline{H}_c^* / \overline{H}_l |$, 離岸堤前面の反射率 $\gamma_R = | \overline{H}_r^* / \overline{H}_l |$, 養浜工 前面の反射率 $| \overline{H}_s^* / \overline{H}_l |$ はおのおの式 (2·4·2),

図-2·4·1 反復反射状況

式(2・4・3),式(2・4・4)で与えられる.

入射波:
$$\overline{H}_{I} = H_{I} \exp(i\hat{\theta}_{I})$$

反射率: $\overline{\gamma}_{RJ} = \gamma_{RJ} \exp(i\hat{\theta}_{RJ}), (J=1, 2, 3, 4)$
透過率: $\overline{\gamma}_{TJ} = \gamma_{TJ} \exp(i\hat{\theta}_{TJ}), (J=2, 3, 4)$
滅衰率: $\overline{\alpha}_{J} = \alpha_{J} \exp(-2\pi i x/L), (J=1, 2)$
 $\alpha_{J} = \exp(-\varepsilon_{J} x/L_{J}), (J=1, 2)$

$$\left| \overline{H}_{C}^{*} \right| = \left| \overline{\alpha}_{1} \ \overline{\alpha}_{2} \ \overline{\gamma}_{T2} \overline{\gamma}_{T4} \left(1 + \overline{\gamma}_{R1} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\overline{\alpha}_{2}^{2} \cdot \overline{\gamma}_{R3} \cdot \overline{\gamma}_{R1} \right)^{n-1} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\overline{\alpha}_{1}^{2} \ \overline{\gamma}_{R2} \overline{\gamma}_{R4} \right)^{n-1} \right| \cdot$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \overline{\alpha}_{1}^{2} \ \overline{\alpha}_{2}^{2} \ \overline{\gamma}_{R1} \overline{\gamma}_{R4} \overline{\gamma}_{T2} \overline{\gamma}_{T3} \ \sum_{n=1}^{\infty} (\ \overline{\alpha}_{2}^{2} \ \overline{\gamma}_{R3} \ \overline{\gamma}_{R1})^{n-1} \sum_{n=1}^{\infty} (\ \overline{\alpha}_{1}^{2} \ \overline{\gamma}_{R2} \ \overline{\gamma}_{R4})^{n-1} \right\}^{n-1} \left| \left| \overline{H}_{1} \right| \right|$$

したがって,

$$\left|\frac{\bar{\mathbf{H}}_{c}^{*}}{\bar{\mathbf{H}}_{I}}\right| = \left|\bar{\alpha}_{1} \cdot \bar{\alpha}_{2} \cdot \bar{\gamma}_{T2} \cdot \bar{\gamma}_{T4} \left(1 + \bar{\gamma}_{R1}\right) \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{2}^{2} \, \bar{\gamma}_{R3} \, \bar{\gamma}_{R1}}\right) \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{1}^{2} \, \bar{\gamma}_{R2} \, \bar{\gamma}_{R4}}\right) \times \left\{\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{1}^{2} \, \bar{\alpha}_{2}^{2} \, \bar{\gamma}_{R1} \, \bar{\gamma}_{R4} \, \bar{\gamma}_{T2} \, \bar{\gamma}_{T3} \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{2}^{2} \, \bar{\gamma}_{R3} \, \gamma_{R1}}\right) \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{1}^{2} \, \bar{\gamma}_{R2} \, \bar{\gamma}_{R4}}\right)\right\}\right|^{-\dots} (2 \cdot 4 \cdot 2)$$

$$\begin{split} \left| \vec{\mathbf{H}}_{\mathbf{r}}^{*} \right| &= \left| \vec{\gamma}_{R4} + \vec{\gamma}_{T4}^{2} \ \vec{\alpha}_{1}^{2} \ \vec{\gamma}_{R2} \ \vec{\gamma}_{R2} \ \vec{\gamma}_{R2} \ \vec{\gamma}_{R4} \ \right|^{n-1} \\ &+ \vec{\alpha}_{1}^{2} \ \vec{\alpha}_{2}^{2} \ \vec{\gamma}_{R1} \ \vec{\gamma}_{T2} \ \vec{\gamma}_{T3} \ \vec{\gamma}_{T4}^{2} \ \sum_{n=1}^{\infty} \left(\ \vec{\alpha}_{2}^{2} \ \vec{\gamma}_{R1} \ \vec{\gamma}_{R3} \ \right)^{n-1} \cdot \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \left(\ \vec{\alpha}_{1}^{2} \cdot \vec{\gamma}_{R2} \cdot \vec{\gamma}_{R4} \right)^{n-1} \right\}^{2} \times \right. \\ &\left. \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \ \vec{\alpha}_{1}^{2} \cdot \vec{\alpha}_{2}^{2} \cdot \vec{\gamma}_{R1} \cdot \vec{\gamma}_{R4} \cdot \vec{\gamma}_{T2} \cdot \vec{\gamma}_{T3} \ \sum_{n=1}^{\infty} \left(\ \vec{\alpha}_{2}^{2} \ \vec{\gamma}_{R1} \vec{\gamma}_{R3} \right)^{n-1} \cdot \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \left(\ \vec{\alpha}_{1}^{2} \ \vec{\gamma}_{R2} \ \vec{\gamma}_{R4} \right)^{n-1} \right\}^{n-1} \right| \left| \ \vec{H}_{1} \right| \\ &\left. \gamma_{R}^{*} = \frac{\left| \vec{H}_{T}^{*} \right|}{\left| \ \vec{H}_{1} \right|} = \left| \ \vec{\gamma}_{R4} + \ \vec{\alpha}_{1}^{2} \ \vec{\gamma}_{R2} \ \vec{\gamma}_{T4}^{2} \ \left(\frac{1}{1 - \vec{\alpha}_{1}^{2} \ \vec{\gamma}_{R2} \ \vec{\gamma}_{R4}} \right) \right. \end{split}$$

$$+ \bar{\alpha}_{1}^{2} \bar{\alpha}_{2}^{2} \bar{\gamma}_{R1} \bar{\tau}_{T2} \bar{\tau}_{T3} \bar{\tau}_{T4}^{2} \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{2}^{2} \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R3}} \right) \left(\frac{1}{1 - \bar{\alpha}_{1}^{2} \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R4}} \right)^{2} \times$$

$$\left\{\frac{1}{1-\bar{\alpha}_{1}^{2}\bar{\alpha}_{2}^{2}\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R4}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}}\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_{2}^{2}\bar{\gamma}_{R1}\bar{\gamma}_{R3}}\right)\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_{1}^{2}\bar{\gamma}_{R2}\gamma_{R4}}\right)\right\}\right| -\cdots - (2\cdot 4\cdot 3)$$

$$\left| \overline{\mathbf{H}}_{\mathsf{S}}^{*} \right| = \left| \overline{\alpha}_{1} \overline{\gamma}_{\mathsf{T}4} \sum_{\mathsf{n}=1}^{\infty} \left(\overline{\alpha}_{1}^{2} \overline{\gamma}_{\mathsf{R}2} \overline{\gamma}_{\mathsf{R}4} \right)^{\mathsf{n}-1} \cdot \left\{ \overline{\gamma}_{\mathsf{R}2} + \overline{\alpha}_{2}^{2} \overline{\gamma}_{\mathsf{R}1} \overline{\gamma}_{\mathsf{T}2} \overline{\gamma}_{\mathsf{T}3} \sum_{\mathsf{n}=1}^{\infty} \left(\overline{\alpha}_{2}^{2} \overline{\gamma}_{\mathsf{R}1} \overline{\gamma}_{\mathsf{R}3} \right)^{\mathsf{n}-1} \right.$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \left(\bar{\alpha}_{1}^{2} \, \bar{\gamma}_{R2} \, \bar{\gamma}_{R4} \right)^{n-1} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \bar{\alpha}_{1}^{2} \, \bar{\alpha}_{2}^{2} \, \bar{\gamma}_{R1} \, \bar{\gamma}_{R4} \, \bar{\gamma}_{T2} \, \bar{\gamma}_{T3} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\bar{\alpha}_{1}^{2} \, \bar{\gamma}_{R2} \, \bar{\gamma}_{R4} \right)^{n-1} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\bar{\alpha}_{2}^{2} \, \bar{\gamma}_{R1} \, \bar{\gamma}_{R3} \right)^{n-1} \right\}^{n-1} \right\} \left| \cdot \left| \overline{H}_{I} \right|$$

$$\frac{\left|\overline{\mathbf{H}}_{s}^{*}\right|}{\left|\overline{\mathbf{H}}_{1}\right|} = \left|\left(\frac{\overline{\alpha}_{1}\overline{\gamma}_{\mathsf{T4}}}{1-\overline{\alpha}_{1}^{2}\overline{\gamma}_{\mathsf{R2}}\overline{\gamma}_{\mathsf{R4}}}\right)\left\{\overline{\gamma}_{\mathsf{R2}} + \left(\frac{\overline{\alpha}_{2}^{2}\overline{\gamma}_{\mathsf{R1}}\overline{\gamma}_{\mathsf{T2}}\overline{\gamma}_{\mathsf{T3}}}{(1-\overline{\alpha}_{2}^{2}\overline{\gamma}_{\mathsf{R1}}\overline{\gamma}_{\mathsf{R3}})(1-\overline{\alpha}_{1}^{2}\overline{\gamma}_{\mathsf{R2}}\overline{\gamma}_{\mathsf{R4}})}\right)\right|$$

$$\left(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_{1}^{2}\,\bar{\alpha}_{2}^{2}\,\bar{\gamma}_{RI}\bar{\gamma}_{RI}\bar{\gamma}_{RI}\bar{\gamma}_{T2}\bar{\gamma}_{T3}(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_{1}^{2}\bar{\gamma}_{R2}\bar{\gamma}_{R4}})(\frac{1}{1-\bar{\alpha}_{2}^{2}\bar{\gamma}_{RI}\bar{\gamma}_{R3}})\right)\right\}$$

 $-----(2 \cdot 4 \cdot 4)$

. [

なお、式(2・4・1)~式(2・4・4)で $i = \sqrt{-1}$ の虚数、 $\varepsilon_1 =$ 減衰係数(J=1,2)、 x =離岸堤からの距離、 $L_J =$ 水深 h_J (J=1,2)における波長、 $h_1 =$ 離岸堤設置水深、 h_2 = 養浜工の天端水深、 $\hat{\theta}_1$ 、 $\hat{\theta}_{RJ}$ 、 $\hat{\theta}_{TJ} =$ 位相角、 $\alpha_1 =$ 離岸堤と人工養浜工先端の間の水深 h_1 での減衰率(=exp(- $\varepsilon_1 x/L_1$))、 $\alpha_2 =$ 人工養浜工先端部と海岸堤防間の水深 h_2 での減 衰率(= exp(- $\varepsilon_2 x/L_2$))、添字TJは透過、RJは反射に関する量を示し、この場合のJは 図-2・4・1に示すように、J=1は海岸堤防、J=2、3は人口養浜工先端部、J=4 は離岸堤部分での値を示し、したがって γ_{T4} は離岸堤での透過率を示す。また $l_2 =$ 養浜工 長であるため海岸堤防からの離岸堤の設置距離は($l_1 + l_2$)となる。

したがって,水深急変にともなう浅海波の反射率 アボと透過率 アボが与えられると,養

浜工長 l_2 , 離岸堤の設置距離($l_1 + l_2$)の変化にともなう $|\mathbf{H}_c^*|$, $|\mathbf{H}_r^*|$, $|\mathbf{H}_s^*|$ などの諸量の特性が判明することになる.

第3節 水理実験

3-1 規則波の実験

3-1・1 実験装置と実験方法

実験は一端にプランジャー型造波機が設置された長さ50^m×高さ0.9^m×幅0.65^mの 片面ガラス張りの屋外2次元鋼製造波水槽および一端にフラップ型造波機が設置された長 さ30^m×高さ0.95^m×幅0.70^mの片面ガラス張りの屋内2次元鋼製造波水槽の二つの 水槽を用いて行なった。屋外の水槽では主に階段状に水深が急変する場合の浅海波の反射 率と透過率と入射波に対する反射波と透過波の位相のずれについて実験を行ない、屋内の 水槽では図-2.4.1 に示すような状況の下での離岸堤が設置されている場合と設置され ていない場合の両方について,浅海波による海岸堤防での合成波高と階段状水深急変部及び 離岸堤前面での反射率について実験を行なった。波の計測は全て電気抵抗線式波高計でお こない,記録はペン・レコーダーと電磁オシログラフでおこなった。

反射率の算定は、水深急変部から(離岸堤がある場合は離岸堤から、離岸堤がない場合 は階段状水深急変部から)3/4 波長間を1^{cm}~10^{cm} 間隙で水位変動を計測し,Healy の 方法で求めた.一方,階段状に水深が急変する場合,あるいは離岸堤による透過率は、水 深急変地点より波の進行方向に1^{cm}~10^{cm} 間隙でほぼ半波長間にわたり6~15 地点で 計測し、原則として波形の乱れがないL/4(L=波長)地点の波高を用いて透過率を算定 したが、L/4 地点でも波形が乱れている場合はそれより後方の数地点の計測波高を算術 平均して透過波高として採用し透過率の算定を行なった.また、模型は全て木製とし、本 章で示す実験は表 - 2·4·1の実験諸元に示すように、離岸堤の幾何特性は一種類に限定 して実験を行なっている.

3-1・2 階段状水深急変にともなう浅海波の反射率,透過率と位相差

本章の**第2節**で示したように,式(2・4・2)式(2・4・3)で, *l*₁,(*l*₂+*l*₁)の効果を論

- 244 -

表-2•4•1 実 験 諸 元

記	号	数值
周	期:T(sec)	0.8 , 1.0
水	深:hı(cm)	40 , $15 \sim 30$
相対水	深:h ₂ /h ₁	0 ~ 0.80
潜水	比: h*/h1	0.82
比水	深:h _i /L ₁	0.183 ~ 0.358
波形勾	配:H ₁ / L ₁	$0.045\sim0.020$, $0.0037\sim0.0050$
波形勾	配:H ₂ /L ₂	$0.040 \sim 0.020$
養浜長・波井	長比: <i>Ⅰ</i> 2/L1	$0 \sim 1.75$
無次元離岸堤設長	置長: l_1/L_1	0.50 , 0.75

議するには養浜工前端部の階段上 に水深が急変する場合の γ_{T2}, γ_{T3} , $\gamma_{R2}, \gamma_{R3}, \hat{\theta}_{R2}, \hat{\theta}_{R3}, \hat{\theta}_{T2}, \hat{\theta}_{T3}, を精度$ 高く算定しなければならない。こ の階段状に水深が急変する場合の 波の変形についてはLamb¹⁸ Bartholomeusz,¹⁹⁾ Newman,²⁰⁾ Miles,²⁰⁾ Dean²²⁾ Johnson-Fucks-Morison²³⁾ 井島²⁴⁾ 伊藤・谷本²⁵⁾ 椹木・岩田²⁶⁾ らが理論解析を試みてその変形特 性を明らかにしている。本章で行 なった水理実験結果によれば、反 射率と透過率は図-2・4・2 に-例として示されているように井島 の理論解が比較的よく実験値と一 致しているが、このうちh1から h_2 へ進む場合の透過率 γ_{T2} につい ては $h_2/h_1 \rightarrow 0$ にともない γ_{T2} は

図-2・4・2 γ_{T} , $\gamma_{R} \geq h_{2}/h_{1}$ の関係 - 245 -

図-2・4・3 水深急変による透過波と反射波の位相のずれ

大きくなるが、 h_2 が小さくなり $h_2/h_1 < 0.2$ になると砕波するため $h_2/h_1 \rightarrow 0$, $\gamma_{T2} \rightarrow 2$ となる事実は水理実験により著者は確認することができなかった。また、 図-2・4・2に示 す実験結果も含めて、浅水波は浅海から深海へ進行する場合と深海から浅海へと波が伝播 するいずれの場合もほぼ反射率が等しくなることが水理実験より明らかにされた。一方、 位相角 $\hat{\theta}_{TJ}$, $\hat{\theta}_{RJ}$ (J=2,3)については従来あまり論議されておらず実験的な検討を加えた 例は著者の知見では見当らないため、本章で行なった図-2・4・3に示す実験結果に基づ き若干の考察を加える。なお、 図-2・4・3に示した $\hat{\theta}_{RJ}$, $\hat{\theta}_{TJ}$ (J=2,3)は全てラジアン表 示であり、 $\hat{\theta}_{RJ} \geq \hat{\theta}_{TJ}$ はつぎのようにして求めたものである。まず、 $\hat{\theta}_{R2}$, $\hat{\theta}_{R3}$ の算定は部 分重複波を

 $\frac{1}{2} H_{I} \cos(k_{p} x - \sigma_{1} t) + \frac{1}{2} \gamma_{RJ} H_{I} \cos(k_{p} x + \sigma_{1} t + \hat{\theta}_{RJ}), (J = 2, 3) \cdots (2 \cdot 4 \cdot 5)$ と表示して、この式の最大値と最小値を与える地点 x が実験値と一致するようにして $\hat{\theta}_{R2}$,
$\hat{\theta}_{R3}$ を決定した。ここで、 $k_p = 2\pi/L_p$, $L_p = 水深 h_p$ での波長、p = J - 1, $\sigma_1 = 2\pi/T$, T = 波の周期、t = 時間、 $x = 水深急変部を座標軸原点にもつ水平距離である。一方、<math>\hat{\theta}_{T2}$ と $\hat{\theta}_{T3}$ は座標軸原点での波面連続条件、つまり、

 $\hat{\theta}_{TJ} = \sin^{-1} \{ (-\gamma_{RJ} / \gamma_{TJ}) \sin(\varepsilon_{RJ}) \}, (J=2,3)$ -------(2・4・6) より求めたものである。ただし、透過波は

 $\frac{1}{2} \gamma_{TJ} H_{I} \cos(k_{m} x - \sigma_{1} t + \hat{\theta}_{TJ}), (J=2,3) -----(2\cdot4\cdot7)$ で表示しており、 $k_{m} = 2\pi/L_{m}, L_{m} = 水深h_{m}$ での波長であって、添字mはJ=2のと きm=2, J=3のときm=1となる.なお図-2・4・3に示す $\hat{\theta}_{R2}, \hat{\theta}_{R3}, \hat{\theta}_{T2}, \hat{\theta}_{T3}$ の算定 に用いた $\gamma_{TJ}, \gamma_{RJ}, (J=2,3)$ は全て実験値を用いている.図-2・4・3より $\hat{\theta}_{T2}, \hat{\theta}_{T3}$ は ほとんど0として無視してさしつかえないが、 $\hat{\theta}_{R2}, \hat{\theta}_{R3}$ は著者の実験範囲(0.2<h2/h1 <0.8では0.3^(rad) $\leq \hat{\theta}_{R2}, \hat{\theta}_{R3} \leq 2.2$ ^(rad)の比較的大きな値をとり、この位相のずれは 無視することはできない.またこの $\hat{\theta}_{R2}, \hat{\theta}_{R3}$ は $\sigma_{1}^{2}h_{1}/g$ とH/Lの値により若干変動するが、 h_{2}/h_{1} による変動が支配的であり、 $h_{2}/h_{1} = 0.5$ 近傍で極大値を示す曲線として与えられ るようである.この事実は従来の研究者が用いたような $\hat{\theta}_{R2} = \hat{\theta}_{R3} = \pi$,あるいは $\hat{\theta}_{R2} = \hat{\theta}_{R3} = 0$ の仮定は成立していないことを示している.

3-1・3 浅海波の変形に及ぼす養浜工長の効果

離岸堤の設置距離($l_1 + l_2$)の $|\overline{\mathbf{h}}_{c}^{*}| \geq |\overline{\mathbf{h}}_{r}^{*}|$ に及ぼす効果を検討する前に養浜工のみによ る効果について検討しておく. 図-2・4・4 は海岸堤防前面の無次元波高 $|\overline{\mathbf{h}}_{c}^{*}/\overline{\mathbf{h}}_{l}|$ と養浜 工前面の反射率 $|\overline{\mathbf{h}}_{s}^{*}/\overline{\mathbf{h}}_{l}|$ と無次元養浜工長 l_2/L_2 の関係を示した一例であり, 図中の曲線 は式(2・4・2)と式(2・4・4)で $\overline{\gamma}_{R4}=0, \overline{\gamma}_{T4}=1.0, \overline{\alpha}_{l}=1.0, \overline{\gamma}_{R1}=0.85$ (実験値を採用する)と置 き, $\gamma_{TJ}, \gamma_{RJ}, \hat{\theta}_{TJ}, \hat{\theta}_{RJ}, (J=2,3)$ は表-2・4・2に示す実験値を用いて計算した値であ る. 図-2・4・4 によれば, $|\overline{\mathbf{h}}_{c}^{*}/\overline{\mathbf{h}}_{l}|$ と $|\overline{\mathbf{h}}_{s}^{*}/\overline{\mathbf{h}}_{l}|$ の実験値は l_2/L_2 により規則的に増減し, その値はほぼ理論値と一致している. このことから, 式(2・4・2)と式(2・4・4)の妥当性 つまり海岸堤防と人工養浜工先端の間で波の反復反射を考えることにより海岸堤防前面 波高 $|\overline{\mathbf{h}}_{c}^{*}|$ と $|\overline{\mathbf{h}}_{s}^{*}|$ の算定の可能性が検証される. なお $|\overline{\mathbf{h}}_{c}^{*}|$ の実験値は 堤防前面の波の打ち上げ高さを計測しているため理論値よりやや大きくなっているものと思われる. さらに表-2・4・2に示す実験値を用いて式(2・4・2)に基づき堤防前面波高 $|\overline{\mathbf{h}}_{c}^{*}/\mathbf{h}_{l}|$ に及ぼす l_2/L_2 の効果を σ_{1}^{2} h₁/g =1.61, 0.4 ≤ h_2/h_1 ≤ 0.8 の範囲について示すと図-2・4・5 のごとくで ある. 同図によれば h_2/h_1 の値により $|\overline{\mathbf{h}}_{c}^{*}/\overline{\mathbf{h}}_{l}|$ の値は幾分変化するが, $|\overline{\mathbf{h}}_{c}^{*}/\overline{\mathbf{h}}_{l}|$ を小さく $\vec{\sigma} \, \mathcal{Z} \, | \mathcal{L}_2 \cong 0.375 + \frac{1}{2} \, \mathrm{N} \, ,$ $(\mathrm{N} = 0, 1, 2, \cdots)$ $\cdots \cdots \cdots (2 \cdot 4 \cdot 8)$

を満すように養浜工長 l_2 を決めるとよいことが判明する. また,逆に, l_2 を次式を満すように決めると $|\mathbf{H}_2'/\mathbf{H}_1|$ が極めて

 $l_2/L_2 \simeq 0.125 + \frac{1}{2} N,$ (N=0.1.2....)

----- (2 • 4 • 9)

大きくなるので防災上の面で は充分注意しなければならな い. なお式(2・4・8)及び式 (2・4・9)は,図-2・4・5よ り求められる実験式であるこ



表-2・4・2 計算に用いた数値

SYM Figs	H/L	h ₂ ⁄h ₁	γ_{R2}	$\gamma_{ m R3}$	γ_{R4}	γ _{τ2}	$\gamma_{{\scriptscriptstyle{\mathrm{T}}}3}$	γ _{T4}	$\boldsymbol{arepsilon}_{\mathtt{R2}}$	$arepsilon_{ extsf{R}3}$	$oldsymbol{arepsilon}_{ extsf{R4}}$	$oldsymbol{arepsilon}_{ extsf{T2}}$	$arepsilon_{ ext{T}3}$	$\boldsymbol{arepsilon}_{\mathrm{T4}}$
2.4.4	0.04	0.4	0.12	0.16		0.87	0.91		1.21	1.59		0.14	0.17	/
2.4.5	0.04	0.4	0.12	0.16		0.87	0.91		1.21	1.59		0.14	0.17	
	"	0.6	0.13	0.07		0.96	0.92		1.03	1.17		0.12	0.13	
	0.02	0.8	0.05	0.06		0.96	1.01		0.35	1.64		0.05	0.06	\angle
2.4.6	0.02	0.4	0.15	0.15	0.37	0.94	0.86	0.78	1.12	1.18	-1.12	0.15	0.17	0.43
2.4.7	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
2.4.8	0.04	0.4	0.12	0.16	0.37	0.87	0.91	0.78	1.21	1.59	-1.12	0.14	0.17	0.43
	"	0.6	0.07	0.13	"	0.96	0.92	"	1.03	1.17	"	0.12	0.13	"
	0.02	0.8	0.06	0.05	"	0.97	0.99	"	0.35	1.64	"	0.02	0.06	"

ことを付記しておく.

3-1・4 浅海波の変
 形に及ぼす離岸堤設置
 距離(l₁+l₂)の効果

 $\mathcal{L}\mathcal{L}\mathcal{C}\mathcal{C}\mathcal{C}\mathcal{L}$ に及ぼす $(l_1 + l_2)$ の効 果を明らかにする。表 - 2·4·2 に示す実験値 を用いて式(2・4・2)で 与えられる $|\overline{H}_{c}^{*}/\overline{H}_{I}|$ と、 式(2・4・3)で与えられ る |H, / H, | の計算値と 実験値の比較の一例を 示したのが、図-2・4 ・6 と図-2・4・7 であ る. なお図-2.4.6は $l_1/L_1 = 0.5$ の場合,図 $-2 \cdot 4 \cdot 7$ (\$ $l_1/L_1 =$ 0.75 の場合の値である. また、同図に示した計 算値は $\bar{\alpha}_1=1$, $\bar{\alpha}_2=1$, **γ**_{R1}=0.85(実験値を採 用)として求められてい る. 同図によれば、海岸 堤防前面合成波高 Hc/ H の実験値は理論値より 若干大きいがその傾向 はよく一致している. とくに I_2/L_2 の変化に



図-2・4・6 $|\overline{\mathbf{H}}_{c}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{l}| \geq \gamma_{R}^{*}$ に及ぼす l_{2}/\mathbf{L}_{2} の効果 ($l_{1}/\mathbf{L}_{1} = 0.5$ の場合)



ともなう Hc/H の変化は 著しく, l₂/L₂の増大に ともない規則正しく極大・ 極小値をとりその極値を示 す 1,/L, の値は実験値と理 論値では極めてよく一致し ている。一方,反射率アに ついては、図-2.4.7に示 す1,/L1=0.75の場合は実 験値と理論値は必ずしも一 致しないが、図-2.4.6に 示す 1,/L1=0.5 の場合には 実験値と理論値は極めてよく 一致していることが認められ る。したがって、人工養浜工、 離岸堤が海岸堤防前面に近接 して構築される場合でも浅海

図-2・4・7 $|\overline{\mathbf{H}}_{c}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{I}| \geq \gamma_{R}^{*}$ に及ぼす l_{2}/\mathbf{L}_{2} の効果 ($l_{1}/\mathbf{L}_{1} = 0.75$ の場合)

波が海岸堤防と離岸堤間で反復反射をおこない、この反復反射に基づく式(2・4・2)と式 (2・4・3)で海岸堤防前面合成波高 | $\overline{\Pi}_{c}^{*}$ |と離岸堤前面の反射率 γ_{R}^{*} の算定がほぼできると考 えてよかろう. さらに、 $\sigma_{1}^{2} h_{1}/g = 1.61$ の場合の | $\overline{\Pi}_{c}^{*}/\overline{\Pi}_{1}$ |と γ_{R}^{*} に及ぼす($l_{1}/L_{1} + l_{2}/L_{2}$) と h_{2}/h_{1} の効果の一例を式(2・4・2)と表-2・4・2より計算して示すと図-2・4・8となる 同図によれば、本計算の対象とした 0.4 $\leq h_{2}/h_{1} \leq 0.8$ の範囲に対して | $\overline{\Pi}_{c}^{*}/\overline{\Pi}_{1}$ | を小さく するには

$$(l_1/L_1 + l_2/L_2) \approx 0.85 + \frac{1}{2} N, (N = 0, 1, 2, \dots) \dots (2 \cdot 4 \cdot 10)$$

を満すように $l_1 \ge l_2$ を決めるとよいことが判明する.また、 h_2/h_1 の値により若干変化するものの、 $l_1 \ge l_2$ が

$$(l_1/L_1 + l_2/L_2) \cong 0.6 + \frac{1}{2} N, (N=0, 1, 2, \dots) \dots (2 \cdot 4 \cdot 11)$$

を満すように決めると逆に |Hc/H1| が極めて大きくなることが明らかになった。なお、こ



の式(2・4・10)及び 式(2・4・11)の右辺 常数項は式(2・4.8) 及び式(2・4・9)と同 様位相のずれにともな って生じる値で実験的 に求められた値である.

3-2 不規則波の実 験

以上,規則波を対象 として論議をすすめて きたが、実際の現地波 浪は不規則な波である. したがって、不規則波 に対し若干の実験を行 ない3-1の規則波に 対する結果との関連性 を明らかにする。なお ここでは海岸堤防前面 の合成波高 | H^{*}_c | のみを 論議の対象とし、離岸 堤前面の反射波高 Hr については解析上の精 度が悪いためここでは 論議しない.

図-2・4・8 $|\overline{\mathbf{H}}_{c}^{*}/\overline{\mathbf{H}}_{I}|$ に及ぼす $(l_{1}/\mathbf{L}_{1}+l_{2}/\mathbf{L}_{2})$ の効果 - 251 -

3-2・1 実験装置と実験方法

実験は規則波の実験を行なった屋内2次元鋼製造波水槽で行ない、実験波はホワイトノ イズを狭帯域フィルターを通して生起波高がレーリィ分布をとるように設計された不規則 波発生装置²⁹⁾を用いて発生させた、実験は図-2・4・1 にすような海岸堤防、養浜工と離 岸堤が共存する場合だけをとりあげて行ない、 $h_1 = 40$ cm, $h_2/h_1 = 0.4$ の条件を規則波実 験より代表的なものとして選びだし、これに対して、 $l_1/L_{p1} = 0.5 \ge 0.75(2 種類)$ 、 $l_2/L_{p2} = 0 ~ 1.5(13 種類) 変えて実験を行なった.なお、<math>L_{p1}$ 、 L_{p2} は発生した不規 則波のパワー・スペクトルのピーク周波数 f_p の成分波の水深 $h_1 \ge h_2$ での波長であり、微 小振幅波理論に基づき計算した値である。また、水位変動は全て電気抵抗線式波高計で計 測し、解析の都合上記録は全て磁気テープで行なった。パワー・スペクトルは記録波形を 1/12.5 秒間隔でサンプリングして、自由度 30、データー 個数 750 個として Blackman ~ Tukey 法で求めた、一方、有義波高はゼロアップ・クロス法で求めている。

3-2・2 実験結果とその検討

ここでは、図-2・4・9 に示すピー ク周波数 $f_p = 1.125^{H2}$ のパワースペ クトルを有する不規則波に対する実 験結果について論述していく、図-2・4・10 に示すように海岸堤防前面 の水位変動および離岸堤前面の水位 変動のパワー・スペクトル形状とピ ーク周波数は、養浜工長 l_2/L_2 と離 岸堤の設置距離($l_1/L_1 + l_2/L_2$)に より著しく異なることが認められ る、そしてその変化は l_2/L_2 の増大 にともないほぼ周期的に増減するこ とから、規則波と同様不規則波の場 合にも離岸堤と海岸堤防間での波の 反復反射の効果が比較的卓越してい







図-2・4・10 海岸堤防及び離岸堤での水位変動のパワー・スペクトルの一例

るものと推察される. この反復反射の効果を海岸堤防前面の1/3と1/10 最大波高と入 射波のピーク周波数 $f_p = 1.125^{HZ}$ の波高の変化の面より検討してみる. 図-2・4・11 は $l_1/L_{p1} = 0.5 \ge l_1/L_{p1} = 0.75$ の場合の l_2/L_{p2} の変化にともなう $\sqrt{S(f_p)/S_0(f_p)}$, $H_{1/3}^*/H_{11/3}$, $H_{1/10}^*/H_{11/10}$ の値を示したもので, $S_0(f_p)$ は図-2・4・9に示す入射波のピ - ク周波数 $f_p = 1.125^{HZ}$ のパワー・スペクトルの値, $S(f_p)$ は海岸堤防前面の $f_p = 1.125^{HZ}$ のパワー・スペクトルの値, $H_{1/3}^*/H_{11/3}$, $H_{1/10}^*/H_{11/10}$ はおのおの海岸堤防前面 合成波高の 有義波高と1/10最大波高をおのおのの入射波の値で無次元化された値で ある. なお, 図-2・4・11に示した計算値は図-2・4・9に示すようにピーク周波数 $f_p = 1$



図-2・4・11 海岸堤防前面波高に及ぼす離岸堤の設置距離 (*l*₁/L₁+*l*₂/L₂)の効果(不規則波の場合)

距離がほぼ推定できることが明らかになったといえる。

1.125 地の成分波を 規則波に置換して式 (2・4・2) により求 めた値である。 同図 によれば,H^{*}_{1/3}/H_{11/3} $\sqrt{S(f_p)/S_0(f_p)}$, H^{*}_{1/10}/H_{1 1/10}の実験 値は 12/Lp2 の値に よりほぼ周期的に増 減し、その極大値と 極小値を与える 12/ $L_{p_2} l t 0.25 \leq l_2/$ L_{p2}の範囲で実験値 と計算値との差異は 比較的小さい。この ことは不規則波浪に ついても離岸堤と海 岸堤防間で反復反射 が生じることを示し ており、さらに入射 波のパワー・スペク トルの最大値を与え る周波数foの波を 規則波に置換すると とにより式(2・4・2) で海岸堤防前面の合 成波高を小さくする 最適な離岸堤の設置

第4節 結 論

以上,本章では海岸堤防と人工養浜工と離岸堤が共存する場合の浅海波の変形を海岸堤防前 面波高と離岸堤前面反射波高の面から論じてきた。本章でとりあげた2次元モデルについ ては,浅海波は離岸堤と海岸堤防間で反復反射し,水深急変にともなう浅海波の反射率, 透過率と入射波に対する反射波と透過波の位相のずれが判明すると式(2・4・2),式(2・4 ・3)で堤防前面波高と離岸堤前面での波高が比較的精度高く求まることを規則波の実験 で明らかにした。また不規則波の実験でも反復反射が顕著に認められ、入射波のパワー・ スペクトルのピーク周波数 fpの成分波を規則波に置換することにより堤防前面波高を低 減せしめうる離岸堤の設置距離をある程度推定できることを明らかにした。

いうまでもなく、本章でとりあげた2次元モデルは現地海岸では特殊な場合であって、 一般には離岸堤開口からの回折波も同時に考慮した3次元の面から論議しなければならな い. 3次元の面から著者は若干の検討を水理実験により既に加えており、³⁰⁾2次元より複 雑であるが反復反射の効果が認められている.本章で取り扱った離岸堤のような構造物 が複合状態で設置されている場合の浅海波の変形を3次元から論議する研究が概説で記 したように極めて少なく、今後解決すべき課題の一つであるといえよう.

参考文献

- 1) 豊島修:現場のための海岸工学, 侵蝕編, 森北出版, 1972, pp.227~313.
- 2) Newman, J.N.: Propagation of water waves over an infinite step, Journal of Fluid Mech., Vol.23, part2, 1965, pp.399 ~ 415.
- 3) Mei, C.C.& J.L. Black: Scattering of surface waves by rectangular obstacles in water of finite depth, Journal of Fluid Mech., Vol.38, part3, 1969, pp.499 ~ 511.
- 4) 井島武士: 潜堤の効果に関する理論的研究,第18回海岸工学講演会論文集,1971.
 pp.141~148.

- 5) 近藤俶郎: 透過性防波堤の伝達波,第16回海岸工学講演会講演集。1969, pp. 321 ~ 328.
- 6) Sollitt, C.K. and R.H. Cross: Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, MIT, R.M. Parsons Lab. Tech. Rep. No. 147, 1972.
- 7) 富永正照・坂本忠彦:透過性構造物による波の変形に関する研究(1),第16回海岸工学講演会講演集,1969,pp,309~319.
- 8)細井正延・富永正照:離岸堤による波高減衰について,第6回海岸工学講演会講演集, 1959, pp.121~123.
- 9)合田良実・竹田英章: 越波による防波堤背後への波高伝達率, 第13回海岸工学講演 会講演集, 1966, pp.87 ~ 92.
- 10) 中村充・白石英彦・佐々木泰雄:潜堤による消波について,第13回海岸工学講演会 講演集 1966, pp.76 ~ 79.
- 11) 堀川清司・小林修蔵:潜堤による風波の減衰機構について,第15回海岸工学講演会 講演集,1968,pp.340~349.
- 12) Thornton, E.B. and R.J. Calhoun: Spectral resolution of breakwater reflected waves, Proc. of A S C E., WW4, November, 1972, pp.443 ~ 460.
- 13) Sommerfeld : Théorie mathematigue de la diffraction, Math. Ann. Vol. 47, 1896, pp.317 ~ 374.
- 14)田中清:防波堤の水理,土木工学の最近の進歩,土木学会,1953, pp.99~113.
- 15)豊島修: 離岸堤工法の設計指針, 第18回海岸工学講演会論文集, 1971, pp. 155~159.
- 16) 椹木亨・岩田好一朗:堤防越波量に及ぼす離岸堤背後地形の効果に関する実験的研究
 一 離岸堤の効果に関する研究第一報 (第18回海岸工学講演会講演集,1971,pp. 269 ~ 273.

- 17)和田明:防波堤で遮蔽された水域の擾乱波について,第9回海岸工学講演会講演集, 1962, pp.38~43.
- 18) Lamb, H.: Hydrodynamics (6th ed.), Cambridge Univ. Press, 1932, 176, pp.262
 ~ 263.
- 19) Bartholomeusz, F.F.: The reflection of long waves at a step, Proc. Camb. Phil. Soc., 54, 106, 1958, pp.106 ~ 118.
- 20) 2)と同じ
- 21) Miles, J.W.: Surface wave scattering mat rix for a shelf, Journal of Fluid Mech., 28, 4, 1967, pp.755 ~ 767.
- 22) Dean, R.G.: Estuary and Coastlines Hydrodynamics (by Ippen), New York, McGraw-Hill., 1966, pp.71 ~ 77.
- 23) Johnson Fuchs Morison : Damping action of submerged breakwaters, Trans. AGU., Vol. 32, No. 5, 1951, pp. 704 ~ 718.
- 24) 井島武士:最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用,水工学夏期研修 会講義集,1971.pp.I-13~I-15.
- 25) 伊藤喜行・谷本勝利:波高線交差領域での波の屈折,第19回海岸工学講演会論文集, 1972, pp.325~330.
- 26) 椹木亨・岩田好一朗:水深急変部での波の変形について 堤防越波量に及ぼす前面 海浜地形の効果について — ,昭和48年度土木学会関西支部年次学術講演概要, 1973, pp. II-46-1~II-46-3.
- 27) 22)と同じ.
- 28) 26)と同じ.

- 29) 椹木亨・岩田好一朗・田端竹千穂:造波機の性能について、土木学会論文報告集, No.189,1971, pp.53~61.
- 30) 椹木亨・岩田好一朗・森永勝登:堤防前面波高に及ぼす離岸堤の設置距離の効果に 関する一実験(3次元の場合),昭和51年度土木学会関西支部年次学術講演概要, 1976, pp.11-65-1~11-65-2.

結 語 • 謝 辞

本論文は浅海波の変形機構と波浪制禦に関する基礎的研究と題し,第1編第3章と第2 編第4章の2編7章より構成されている.第1編は浅海波の砕波変形機構について論じた ものであり,第2編は構造物による浅海波の変形機構とその制禦法,特に波の位相差を利 用した浅海波の制禦工法について述べたものである.得られた結論を要約すれば以下の通 りである.

序論では本研究の目的と内容について示し、本研究の意義をあきらかにした。ついで、 第1編では波浪の予測の面で従来ほとんど解明されていなかった浅海波の砕波変形機構に ついて論じた。

第1編第1章では, 砕波変形機構に関する従来の研究成果と問題点を明らかにして本研究の位置づけを行なった.

第1編第2章では、非周期性の波として段波をとり挙げて、段波の砕波変形機構を理論 と実験の面より明らかにしたものである.まず、波状段波を構成する分散波の波速が理想 段波の波速に等しいという実験事実に基づき、理想段波から波状段波へ変形する分散機 構は波面曲率が伝達項として作用するためである事を明らかにし、遷移過程での分散波の 波峰と波谷の存在する領域を明らかにした。遷移過程での分散波は、砕波しない場合、 spilling breaker となる場合、 plunging breaker となる場 合の4つの形態に分類され、これが理想段波波高・静水深比のみで一義的に決まる事が水 理実験により明らかにされた。このうち、砕波しない分散波についてはKorteweg & De Vries の方程式で、遷移過程での分散波の変形特性が充分説明できることを明らかにし、 さらに plunging breaker, surging breaker に対する砕波限界式を誘導し、初期水位上昇 速度が大きいほど分散波は早く砕波する事を理論と実験の両面から明らかにした。

第1編第3章では,第1編第2章と異なり,周期波をとりあげて,砕波変形の内部機構について主に水理実験面を主体にして論じたものである.実験は前端部が1/12の一様勾配を有しその背後が水平床という複合状態の水平床で行ない,従来の傾斜水域で認められた水深変化にともなう shoaling の効果.反射の効果,wave set-up の効果を極力なくしている.まず,水理実験を行ない,上記の一定水深域での砕波の挙動の実態を調らべて,砕波型式,砕波時波高,砕波時峰高,砕波時流速,砕波後の波高,波速,波形,流速の変化,砕波の乱れなどの特性を明らかにした.特に, spilling breaker の場合は plunging breaker

と異なりhorizontal roller と splash の形成を伴わず、 両砕波型の差異は horizontal roller と splash の形成の有無にある事, 砕波直後の気泡連行領域では, 気泡連行を伴 わない領域より波高減衰が著るしい事. この気泡連行領域では波は基本周波数以外に高 次の調和周波数成分波が生起し, 成分周波数が高くなるにつれて順次 f^{-1} , f^{-2} , $f^{-2/3}$, $f^{-1/2}$ に比例するするような波高分布を一種の "平衡勾配" として形成する事が明らか にされた. ついで, 砕波後の波高減衰に及ぼす, horizontal roller, 底面摩擦力の効果 を定量的に評価し, 砕波直後の気泡連行領域では horizontal roller, 底面摩擦力は波高 減衰に大きな寄与をしない事. 気泡連行を伴わない 波形が再び整正になった領域での 波高減衰は底面摩擦力によりはぼもたらされる事を明らかにした. 最後に, 気泡連行領 域では連行気泡量は乱れの強さを示す一指標とみなして, 乱れのモデル化を行なって, 砕波後の波動式を誘導し, その妥当性を水理実験値とつき合せて明らかにした. しかし, 乱れのモデル化については二・三の仮定があり, その仮定の妥当性については必ずしも 実験事実と充分一致しないところがあり問題点が残っている. また, このように, 砕波 後の波高減衰には著 しいもの があるが, その間に消失する波動エネルギーの大部分が 平均水位の上昇に変換される事も明らかにしている.

第2編では構造物による浅海波の変形機構とその制禦工法,特に波の位相差を利用した工法について論じたもので,第1編と異なり不規則波浪にも言及している.

第2編第1章では第2編でおこなう研究の内容と既往の研究成果と問題点を明らかにして、本研究の位置づけを行なった.

第2編第2章では、透過性構造物として、多孔壁型透過性構造物、横スリット型透 性構造物が一基のみ設置される場合を取り挙げて、構造物による反射率と透過率とエ ネルギー損失を算定する計算式を誘導し、その妥当性を水理実験により明らかにした. ついで、横スリット型透過性構造物が複数基設置される場合を取り挙げて、構造物間 での波の反復反射を考えて、それら反復反射波を線形的に加え合せる事により複数構造 物による反射率と透過率とエネルギー損失を算定する計算式を誘導し、その妥当性を水 理実験により明らかにするとともに、反復反射波の位相が兀ずれるように透過性構造物 の設置間隔を決めると、現地不規則波浪に対しても構造物による反射率と透過率を同時 に小さくする事ができて波浪制禦に極めて好ましい事を明らかにした.

第2編第3章では、遊水部を有する鉛直消波岸壁(護岸)を取り挙げて、消波岸壁に よる浅海波の変形とその制禦工法について論じた。まず、前面透過壁として、透過壁が 一重の場合を取り挙げて、遊水部間での反復反射波を線形的に加え合せて、消波岸壁に よる浅海波の反射率,遊水部内の水位変動を求める算定式を誘導してその妥当性を水理 実験により明らかにするとともに、消波効果を最も高める消波岸壁の構造型式の提案を 行ない、その妥当性についても水理実験より明らかにした。つぎに、前面透過壁として 二重の透過壁を有する型の消波岸壁型式、つまり、遊水部を2ケ所有する型の消波岸壁 を取りあげ、一重透過壁型の場合と同様の手法で浅海波の反射率、遊水部内の水位変動 の算定式を誘導してその妥当性を水理実験により明らかにした。また、前述の一重透過 壁型の消波岸壁との消波特性の差異を明らかにして、最も消波効果の高い岸壁構造(透 遇壁の反射率と透過率、遊水部間距離)の提案を行なった。最後に、一重透過壁型の消 波岸壁を再び取り挙げて、現地不規則波に対する消波効果に検討を加えた。不規則波と して、最も簡単な二成分、三成分合成波と高次周波数のパワー・スペクトルの勾配が f⁻⁶に比例するようなNeumann型のパワー・スペクトルを有する多成分波を用いて、理 論と実験の両面より検討を加えて、現地不規則波浪に対し最も消波効果を高める遊水部 長と透過壁の水理特性は、不規則波を 有義波の規則波換算して、規則波に対して誘導 された算定式を用いる事により精度高く求まる事を明らかにした。

第2編第4章では、海岸堤防前面に養浜工が施工され、さらにその沖側に離岸堤(潜堤)が設置された海岸に浅海波が来襲する場合の二次元モデルに対する浅海波の変形と その制禦を論じた.まず、離岸堤と海岸堤防間で波の反復反射を考えて、この反復反射 を.上述の第2編第2章、第2編第3章と同様、線型的に重ね合せて、離岸堤前面の反 射率と、海岸堤防前面合成波高を求める算定式を誘導した。そして、その妥当性を水理 実験により明らかにするとともに、海岸堤防前面波高を極力小さくするには反復反射波 の位相が兀の奇数倍ずれるように、離岸堤と海岸堤防間距離、離岸堤と養浜工先端間距 離を決める必要のある事を指摘した。不規則波に対しては、不規則波をパワー・スペクトル のピーク周波数の規則波に換算して、既に規則波に対して誘導された式を用いる事により、海 岸堤防前面波高の特性、海岸堤防前面波高を極力小さくする波浪制禦のための離岸堤と 養浜工の設置条件などは比較的精度高く求まる事を明らかにした。

上述したように、本論文では浅海波の砕波変形機構、透過性構造物による浅海波の変 形機構と位相差を利用した波浪の制禦工法について理論と実験の両面から論じてきた. 浅海波の砕波変形機構については、現象面から砕波変形特性をかなり詳細にわたって明 らかにし、さらにその変形の内部機構については相当つっ込んだ論議をした積りである. なお、砕波後の乱れのモデル化については必らずしも完全とはいえず、この点について 今後更に検討していかなければならない.また,位相差を利用した波浪制禦工法は,現在 あまり施工されていないが今後発展的に用いられる工法と考える.本論文で得られた研究 成果はこの種の工法を進展させていく上で重要な寄与をするところが多いと信ずる.

本研究の遂行と本論文のとりまとめに終始熱心な御指導御鞭達いただきました大阪大学 工学部構木亨教授に衷心より感謝の意を表します.

本研究の緒端を与えられ、本研究を遂行するに際し終始適切な御助言と鋭い御批判を賜 り御指導御鞭達いただきました大阪大学工学部室田明教授に衷心より感謝の意を表します.

水工学上の諸問題について日頃より御教示を賜り,本研究に対し有益な御助言をいただ いた大阪大学工学部村岡浩爾助教授に衷心より感謝の意を表します.

また、本研究において、水理実験、電算機による数値計算および資料整理に多大の御協 力を頂いた諸氏に御礼申し上げます.

最後に、本論文の図面作成に御協力を得た大阪大学工学部一宮孝信技官に御礼申し上げ ます.