

Title	直立式透過性構造物における波変形の研究
Author(s)	井田, 康夫
Citation	大阪大学, 1995, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3081562">https://doi.org/10.11501/3081562</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University

直立式透過性構造物における  
波変形の研究

平成7年1月

井田 康夫

直立式透過性構造物における  
波変形の研究

平成7年1月

井田 康夫

## 目 次

第1章 序 論	1
<参考文献>	4
第2章 透過性構造物内の流体運動の実態解析	6
第1節 概説	6
第2節 流体運動の実態解析の必要性	6
第3節 流体運動の可視化と画像解析	8
3.1 概要	8
3.2 計測システム	10
3.3 粒子追跡手法	11
3.4 可視化実験	13
3.5 画像解析の方法	14
3.6 解析結果	16
3.7 結び	20
第4節 振動流における流体運動の実態	20
4.1 概要	20
4.2 実験方法	21
4.3 実験結果と考察	23
4.4 結び	37
第5節 結語	38
<参考文献>	38
第3章 波変形におよぼす波と構造材料の相対比の効果	40
第1節 概説	40
第2節 透過率の次元解析と関数形	40
第3節 波と空隙の相対比を考慮した透過率実験	42
3.1 概要	42
3.2 実験方法	42
3.3 実験結果と考察	46
第4節 透過率算定の試み	60
第5節 結語	65
<参考文献>	66

第4章 透過性構造物における内部の流体抵抗の解析	68
第1節 概説	68
第2節 線形抵抗係数	69
第3節 線形抵抗係数の実測値とその特性	71
3.1 線形抵抗係数の算出	71
3.2 線形抵抗係数の特性	71
3.3 線形抵抗係数におよぼす慣性係数の影響	74
3.4 線形抵抗係数の推定式とその検証	77
第4節 結語	79
<参考文献>	80
第5章 空隙スケールの効果ならびに線形抵抗評価の波変形予測への応用	81
第1節 概説	81
第2節 空隙スケールの効果を考慮すべき構造物の事例	81
2.1 概要	81
2.2 幅広潜堤における透過率	82
2.3 緩傾斜堤における打上高	86
2.4 結び	89
第3節 線形抵抗係数による波変形計算の事例	89
3.1 概要	89
3.2 複合堤における波変形の計算法	89
3.3 実験方法	91
3.4 実験と計算の結果	93
3.5 結び	96
第4節 透過性構造物による波変形に関する模型実験の限界	97
4.1 概要	97
4.2 線形抵抗係数の相似則	97
4.3 粒径レイノルズ数と模型実験の信頼度	98
4.4 結び	101
第5節 結語	101
<参考文献>	102
第6章 結論	104
謝辞	107

## 第1章 序 論

国土が狭隘で、しかもその70%を山地が占めるわが国は、当然沿岸部における人口集中は著しく、総人口の60%以上の人々が生活し、GNPの約60%を生産している。したがってこのような地域での空間確保のため、ウォーターフロントおよびジオフロント開発に対する社会的要請は根強いものがある。

特にウォーターフロントは、面積に較べ海岸線延長が長いというわが国の地理的特徴を活用する場であり、大港湾を有する著名な工業地帯に加え、新産業都市(1965年制定)も15都市中、1つを除き臨海部に立地している。

1977年には初めて「沿岸域」という概念が第3次全国総合開発計画の中で使われ、国土空間、海洋空間に次ぐ第3の開発空間と位置付けられた<sup>1)</sup>。

しかしこのような産業活動の場としての臨海部の利用の他に、近年では環境面にも配慮した「地球との共生」をスタンスとした事業が沿岸域において活発に進められており、今後もその規模の拡大は必至であろう。これらの事業は次のような内容を単独あるいは複合的な目的としている場合が多い。

- (1)水産関連施設の整備(栽培漁業への支援)
- (2)海洋性レクリエーション施設の整備(余暇の充実)
- (3)都市活性化のための基盤施設の整備(国際交流などの促進)

このような施設が沿岸域に建設される場合、その位置は通常20～30m以浅の海域と考えられるが、施設の有効利用や水域の安全管理のためには、従来にも増してきめ細かい波浪の制御が必要となる。

この種の構造物には建設目的により、①可能な限り消波効果を挙げ、構造物前方あるいは後方水域の静穏性を確保したい場合、あるいは②適度な透過波浪を発生せしめ、これを利用する場合のような波浪制御条件の他、具備すべき要件として優先度は異なるものの景観に優れ、海水交換性、施工性、漂砂制御性などの諸特性の高さが要求される。

以上の理由から、実海域においては傾斜型ならびに直立型の透過性構造物が防波堤、消波堤、離岸堤、潜堤などとして広く用いられている。また特に景観上の配慮から幅広潜堤(人工リーフ)の施工例も増加しつつある。

これらの構造物のうち、傾斜型構造物は1950年代の異型コンクリートブロックの開発により、今日では内部に低透水性の材料を用い、表層部にこのコンクリートブロックを配置

する構造様式が多い。また直立型構造物としては、*Jarlan*による多孔壁式ケーソン堤(1961)に始まり、その後順次改良を加えられたものが多数施工され、主として小水域の静穏化に貢献している。そして人工リーフ型式の構造物は、幅広の透水層の効果により、海域の景観を損なわずに波浪を減衰させるものである。

以上の三タイプの構造物の共通点は、形状や大きさは多種多様であるが、三者とも内部に空隙を有していることである。そしてこの空隙の存在が構造物の表面や内部における摩擦ならびに断面の急拡縮による損失や、水流の衝突による乱れを発生せしめ、結果として波エネルギーの逸散を起こさせる本質的な要因となる。

このようなことから施工実績の増加と相俟って、透過性構造物による波浪変形に関する研究はおおいに進展した。実験的研究は、沼田<sup>2)</sup>に代表されるブロック積み堤の透過率に関する実験式の他、多数の研究があるが、いずれも入射波や構造物の特性を個別に変数としており、波の変形に大きく関係すると考えられる入射波と構造物のスケールの相対比については取り扱われていない。また、これらの実験式を現地に適用するに際し必要となるレイノルズ数についても、その適用限界まで踏み込んだ論議はなされていない。

一方、解析的研究は *Navier-Stokes* の運動方程式を用いた富永ら<sup>3)</sup>の手法、長波の振動方程式に基く近藤ら<sup>4)</sup>の手法、固有関数展開法による *Sollitt* ら<sup>5)</sup>の研究があるが、いずれも空隙の内部における流体運動変化が不明確なため、現地の構造物による波変形の計算に適用するには困難がある。例えば、*Sollitt* らの提示した運動方程式中の線形抵抗係数は、構造物による波エネルギーの逸散量を表わす極めて重要な量であるが、その内容や数値については示されていない。同様に、線形抵抗係数を用い、緩勾配方程式によって潜堤近傍の波動場解析を行なった *Somchai*<sup>6)</sup> や泉宮ら<sup>7), 8)</sup>の研究においても前者は複雑な繰返し計算が必要であり、後者はブロック積み傾斜堤に対して線形抵抗係数の実験式を示しているが、実験数が少なく、信頼度に問題を残している。このようなことから広く行われている平面波浪場の解析においても、現状では各種の構造物による波エネルギーの逸散量が明確にされているとは言い難い。

以上のように透過性構造物による波の変形を扱う場合、多くの重要事項が未解明である原因の一つは構造物内部における非定常、非線形な流体運動の実態が、計測が極めて困難という理由から明らかにされていないことにあり、実態解明のための研究例も皆無に等しい。したがって構造物内のエネルギー減衰のメカニズムを知る上で、内部の流体運動の変化を知り、適切な手法による流体運動の実態を把握することは急務と考える。

本論文は、このような透過性構造物における波浪変形予測の情勢を背景として、振動流場の透過層における流体計測法を確立した後、流体抵抗の評価を試みる。そしてこの結果を波動場の直立式透過性構造物に適用し、空隙スケールの効果をも考慮した波変形の簡便な計算法を提案するとともに、この計算過程に取り入れる線形抵抗係数の考察により、波変形に対する粘性の効果ならびに水理模型実験の縮尺限界についても論議することを目的として研究を実施したものである。

まず第2章では、透過性構造物内部における流体運動の実態解析の必要性を述べた上、非定常性において波運動と同等と考えられる振動流を対象に、透過層中の流れの可視化と画像解析を試み、複雑な流れ場における2次元の流体計測法を提案する。次いで、数種の振動流を対象に、透過層内外の流況パターン、2方向流速成分の時系列変化、圧力降下量などを計測して透過性構造物内部の流体運動の実態解析を行ない、波動下の流体抵抗を取り扱うための基礎資料を得る。

第3章では、透過性構造物による波の変形をその透過率で代表すると、透過率に関する次元解析の結果から、入射波高と空隙長さの相対比が重要な因子となることを示した上、多数の透過率実験を実施し、実験結果のパラメータ解析を行ない、透過率が波形勾配と一義的関係にあるという従来の理解と異なる事実を例示した後、空隙スケールをも考慮したブロック積み堤における透過率算定式の導出を試みる。

第4章では、*Sollitt*らの考え方に基く透過性構造物による波変形の解析解を長波に適用した透過率式を示し、この式より構造物によるエネルギー逸散を線形的に表現するという観点から線形抵抗係数の式を誘導する。そしてこれに第3章で行なった実験の条件と実測透過率を代入し、求められた多数の線形抵抗係数の値から、波高と空隙長さの相対比、レイノルズ数ならびに慣性係数と、線形抵抗係数の関係を明らかにする。さらに、この線形抵抗係数を第2章の結果を用いて修正する。

そこで以上の結果を見極め、粘性の効果も考慮にいたした簡便な線形抵抗係数の推定式を提案し、その妥当性を透過率の算定値と実験値を照合して検証する。

第5章では、前章までに得られた結果を他の空隙構造を持つ海岸構造物に適用し、3つの事例についてその適応性を検討する。まず第3章で得られた直立式透過性構造物による波の減衰に果す空隙スケールの効果について、最初に天端が水面下にあり、のり面を持つ幅広潜堤における透過率に、次に透水層斜面を持つ緩傾斜堤における打上高について実験結果より、その効果を確認する。



また、表層に較べ、低透水性のコア層を持つ複数の堤体材料からなる構造物を対象に、第4章の線形抵抗係数推定式の適用手法を検討し、この手法による透過率の算定値と実験結果の照合によりその適否を検証する。

さらに、線形抵抗係数式を基に、この無次元の係数を現地とモデルとの間で一致させ、透水性から決まる縮尺を示し、これを検討するとともに、波変形の実験における粒径レイノルズ数に着目して、粘性効果の観点から模型実験の限界についても論議する。

最後に第6章では、本論文で得られた主要な結果を要約するとともに、今後に残された問題点について述べる。

#### 参考文献

- 1)近藤健雄:沿岸域開発における問題点について,海環境制御施設研究会資料, *pp.1-8*, 1994.
- 2)沼田淳:ブロック堤の消波効果に関する実験的研究,第22回海岸工学講演会論文集,土木学会, *pp.501-506*, 1975.
- 3)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,第16回海岸工学講演会講演集,土木学会, *pp.309-319*, 1969.
- 4)近藤倅郎・藤間聡:透過性防波堤の水理特性,第17回海岸工学講演会講演集,土木学会, *pp.155-162*, 1970.
- 5)*Sollitt.C.K. and R.H.Cross, III :Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, Ralph M, Parsons Laboratory, MIT, Report No.147, 250p., 1972.*
- 6)*Somchai Rojanakamthorn*・磯部雅彦・渡辺晃:透過潜堤による波浪変形の解析モデル,海岸工学論文集,土木学会,第36巻, *pp.643-647*, 1989.
- 7)泉宮尊司・遠藤雅人:潜堤および透過性構造物のある海岸における波動場解析,海岸工学論文集,土木学会,第36巻, *pp.638-642*, 1989.
- 8)泉宮尊司・古俣弘和・水上淳:透過性波浪制御構造物の線形抵抗係数および局所的反射率に関する研究,海岸工学論文集,土木学会,第37巻, *pp.544-548*, 1990.
- 9)榎木亨:波と漂砂と構造物,技報堂出版, *482p.*, 1991.

10) 近藤俣郎・竹田英章:消波構造物, 森北出版, 275p., 1983.

## 第2章 透過性構造物内の流体運動の実態解析

### 第1節 概説

海岸エネルギーの吸収による消波構造物の最も多用されているのは消波ブロック構造であろう。消波ブロック構造物は30～60%の空隙を持ち、その空隙中の波の乱れあるいは相互干渉等により、波のエネルギーを消費し、波の低減を行なっている。

このような構造物の設計においては、波の変形予測は欠くことのできないものであるが、透過性構造物として極めて施工例の多い傾斜型防波堤や、離岸堤でさえ、構造物内部における流体抵抗が、實際上、どの程度なのか見積もる手法は殆ど開発されていない。

しかしながら、緩勾配方程式などによる波浪変形解析には、エネルギー逸散量の具体的評価は、是非必要となる。

これらの流体抵抗を、簡便的に表すものの1つに線形抵抗係数がある。しかしながら、現地はおろか、室内実験のレベルでも、これについて十分検討されていない。この原因は、空隙内の非定常流体運動が、計測上の困難さのため、どのような流速変動を示すのか正確に捕捉されていないことが、その主な理由と思われる。

本章ではまず振動流下での透過性構造物内の流体運動の可視化を試み、空隙内の流れの挙動を明らかにする。そして、透過層内の流速と、圧力勾配などの各種物理量との関係を明らかにし、透過性構造物によるエネルギー逸散量を算定するための基礎資料を得ようとして解析を進めた。

### 第2節 流体運動の実態解析の必要性

一般に、空隙を持つ構造物中を波が進行する場合、これを力学的に記述するには多くの因子が、複雑に関係する。このため、基礎式やその近似、抵抗の評価の相違などから、近藤<sup>1)</sup>や *Madsen* などの長波の振動方程式を拡張した手法、富永ら<sup>2)</sup>、井島ら<sup>3)</sup>のナビエーストークスの運動方程式に基づく方法、井島ら<sup>4)</sup>のグリーン公式を用いる方法など、解析手法は従来、多数提案されている。ここでは、*Sollitt* ら<sup>5)</sup>の考え方を紹介し、内部流体運動がどのようにとらえているかを明らかにしておく。いま、図-2.1のような透過性構造物を考え、座標、領域、流速を図のように定義し、水を非圧縮性流体とすると、式(2.1)の連続式が成り立つ。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

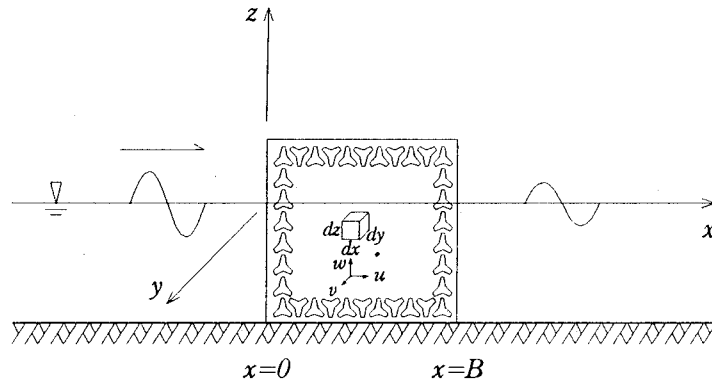


図-2.1 座標と記号の定義

次に、運動量保存則により、式(2.2)の慣性力項、圧力項、抗力項の関係式が得られる。

$$s \frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \gamma z) - \frac{\nu \varepsilon}{K_p} q - \frac{\varepsilon^2 C_f}{\sqrt{K_p}} q |q| \quad (2.2)$$

ここに、 $s$ :慣性係数 $\{1 + \text{func}(CM)\}$ 、 $K_p$ :透水係数、 $C_f$ :乱流抵抗係数、 $\nu$ :水の動粘性係数、 $\rho$ :水の密度、 $\gamma$ :水の単位体積重量、 $CM$ :付加質量係数、 $q$ :浸透流速ベクトル、 $p$ :圧力、 $\varepsilon$ :空隙率、 $t$ :時間、 $z$ :鉛直座標、 $\nabla$ :微分演算子である。

ここで、式(2.2)は非線形な式であるため、右辺第2項と第3項を次のように近似し、Lorentzの等価仕事則を用いて線形化する。

$$\begin{aligned} \frac{\nu \varepsilon}{K_p} q + \frac{\varepsilon^2 C_f}{\sqrt{K_p}} q |q| &\rightarrow foq \\ f &= \frac{1}{\sigma} \frac{\int_V \int_t^{t+T} \varepsilon^2 \left[ \frac{\nu q^2}{K_p} + \frac{C_f \varepsilon}{K_p^{1/2}} |q|^3 \right] dt dV}{\int_V \int_t^{t+T} \varepsilon q^2 dt dV} \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここに、 $f$ :線形抵抗係数、 $\sigma$ :角周波数、 $V$ :コントロールボリュームである。これを式(2.2)に代入すれば、式(2.4)の線形化された運動方程式が得られる。

$$s \frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \gamma z) - foq \quad (2.4)$$

このように線形化された結果を用いれば、固有関数展開法により、各領域の速度ポテンシャル、分散関係式を表わし、そして、 $x=0$  および  $B$  の2つの境界で、圧力と水平流速の連続条件から、未知数の複素振幅を求めることができ、透過率、反射率が得られる。

しかし、ここで問題となるのは式(2.3)及び式(2.4)にある線形抵抗係数( $f$ )や慣性係数( $s$ )の値である。当然、これらを決定するためには、透水係数( $K_p$ )、乱流抵抗係数( $C_f$ )、付加質量係数( $C_M$ )が既知でなければならない。

特に、線形抵抗係数については、緩勾配方程式を用いた *Somchai* ら<sup>6)</sup>、泉宮ら<sup>7), 8)</sup>による波浪場の変形解析においても、煩雑な繰返し計算を行ない、実験によってこれを求める必要があるが、現時点ではその実態はほとんどわかっていない。

この原因は、透過性構造物中における流体の挙動が明らかになっていないためであり、早急な解決が望まれている。このためには、空隙内の流体運動を可視化して、詳しい解析を行ない、空隙中の時間的、空間的流速分布と圧力勾配の関係など、構造物によるエネルギー逸散に係る物理量を把握しなければならない。

このような観点から、非定常状態における透過性構造物内部の流体運動の実態解析を試みた。

### 第3節 流体運動の可視化と画像解析<sup>10), 11), 12), 13), 14)</sup>

#### 3.1 概要

非定常の流れ場や波浪場を対象とした室内実験において、場の性質を最も直截的に表す方法は、流速を空間的、時間的に把握することである。解析対象によっては断面平均的な流速でもって表わすことも多いが、任意の位置での正確な情報を、多数同時に入手することが望ましい。このようなことから、種々の流速計の開発とともに、水の流れを対象としたものだけでも、図-2.2に示すように多くの可視化技術が開発されてきた<sup>9)</sup>。

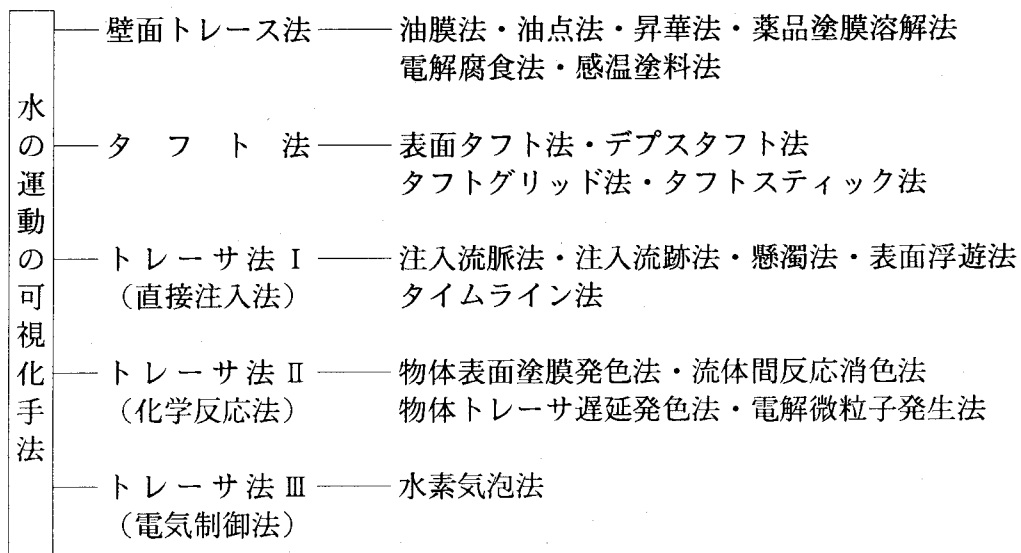


図-2.2 水の運動の可視化手法

一般的に、波、流れ場の流体計測は、レーザー・ドップラー流速計などにより広く行なわれてきているが、流体運動の可視化と、これに続く定量的解析を正確に行なうためには、次の要件を充足しなければならない。

- ①場を乱さない非接触型の計測である。
- ②点計測ではなく、二次元あるいは三次元に展開している多数の粒子の同時情報を、連続的な時系列データとして得られる。
- ③計測データが短時間に処理でき、例えば時間ステップごとの流速ベクトル図が容易に得られる。

しかしながら、透過性構造物内のような、複雑な形状の空隙における流体運動を的確に把える計測技術はまだ確立されていない。つまり、計測システムとして、「目視不能の三次元空間」の運動を、「非接触型」で、「多点同時」に、「連続的」なデータを、「適切に処理、解析」できる等の条件を満足しなければならない。

このためには、「構造物を透明化」し、「流体と同じ屈折率」にした上で、「適切なトレーサー」の運動を、「超高速ビデオカメラ」で可視化し、「画像解析」による方法で、流体運動を明らかにする方法が最適と考えられる。

本節では、可視化と画像解析の手法を検討するため、透明板で製作された振動流水槽中に、極めて透明度の高い消波ブロック模型で透過層をつくり、空隙中のトレーサーの運動を、水槽の外から超高速ビデオカメラで計測する。そして、自動粒子追跡アルゴリズムにより粒子を追跡し、画像解析により流体場を明らかにする。その結果、信頼するに足る解析結果が得られれば、この手法をもって空隙中の流体計測が可能と判断できる。

### 3. 2 計測システム

#### (1)超高速ビデオカメラ

ビデオ画像計測において、最大の難点はこの計測方法に对应するビデオカメラが存在しなかったことである。通常のビデオカメラ(30pps)では、比較的遅い現象でも流体計測には用いられない。そこで今回は、近畿大学理工学部、江藤剛治教授の開発された、世界最高速のビデオカメラ(256×256画素で、4500pps)を使用させていただき、解析を進めた。このカメラは高速に加えて、完全同期、無歪み、イメージインテンシファイヤ内蔵という特徴を持つ。

#### (2)透明体模型

この計測の第2のネックは、透明度が高く、水に近い屈折率で、硬度があり、そして比重は1より相当大きい模型を必要とすることである。そこで、次の方法で、テトラポット型の模型を製作した。

製作方法：メタクリル酸メチルモノマーを主剤とし、この中の重合禁止剤を5%水酸化ナトリウムで除去した後、残留水分を無水硫酸ナトリウムを加えて一日静置する。

この精製済みの溶液に重合開始剤(ベンゾイルパーオキシド:爆発性のある危険物質)を加える。この溶液を40℃に加熱して粘性を高め、ブロック型枠に流し込む。これを三日位、放置すると硬化し、極めて透明度の高い模型が得られる。この模型の屈折率は1.498である。

#### (3)流体

透過層内の粒子運動を外部から歪無しに計測するためには、透明ブロックと同じ屈折率の流体を使用する必要がある。このため、ヨウ化ナトリウム水溶液(重量百分率64%)を

用いている。

#### (4)トレーサー粒子

定量的測定を行なうためにはトレーサー粒子の大きさ、比重、個数が問題となる。特に比重は、使用する流体の比重に合わせなければならないが、今回の実験では、乱れの強い現象であるため、流体よりやや比重は小さいが、入手の容易な、比重  $1.4$ 、直径  $30\mu\text{m}$  程度のポリ塩化ビニル(細粒)を用いている。

#### (5)照明

出力  $200\text{mW}$  のアルゴンイオンレーザーの励起光を、光学レンズを通して約  $5\text{mm}$  厚のシート光として用いている。

### 3. 3 粒子追跡手法

画像解析による流れ場の粒子追跡手法は、研究の目的、解析時間と費用、解析精度を勘案して、研究者が判断し、次のいずれかの方法を採用している。

- ①個々の粒子を追跡する方法(*PTV*)
- ②多数の粒子群の分布パターンを追跡する方法。

ここでは、解析精度を重視し、*PTV*による解析を行なう。具体的には近畿大学で開発された、粒子自動追跡アルゴリズムを主とする図-2.3に示すフローにしたがい画像解析を行なうが、各ステップの内容を簡単に説明する。

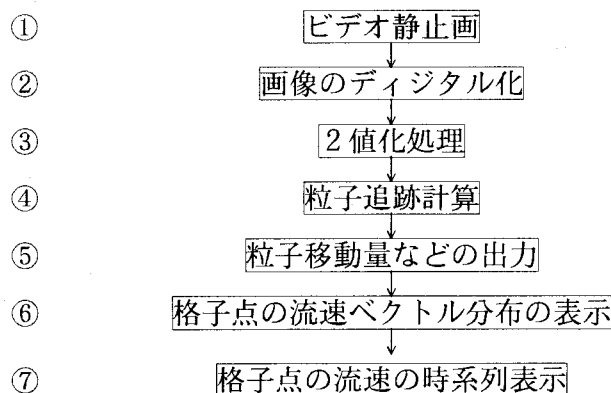


図-2.3 粒子追跡のフロー



### ①ビデオ静止画および②画像のデジタル化

超高速ビデオカメラの記録から、静止画を連続的、あるいは間歇的に1画面ずつデジタル化する。

### ③2値化処理

デジタル化された画像から、粒子のみを取り出すために、2値化処理を行なう。この場合、画像内の不要な粒子やノイズを除去し、以後の解析を円滑に進めるため、所要の粒子の直径や輝度により粒子を選別し、各粒子の空間情報(座標、粒子面積)を得る。

### ④粒子追跡計算

2値化処理によって得られる多数の粒子の情報を1画面ごとに追跡する。この粒子追跡の根幹は、次の3項目である。

1)前時刻の粒子情報(粒子の位置、粒子面積など)から、カルマンフィルターを用いて、現時刻の粒子情報を推定する。

2)前時刻と現時刻の粒子間で、同一の粒子かどうかの対応付けを $\chi^2$ 検定により行なう。この方法は、まず個々の粒子の推定値と実測値の誤差を求め、これを粒子情報の最適推定分散値を用いて正規化する。これより、座標 $(x, y)$ 、粒子面積に関する3つの独立変数が得られる。これらの自乗和は自由度3の $\chi^2$ 分布にしたがうため、最小の $\chi^2$ 値を持つものを同一粒子と判定する。

3)流れの三次元性が強い場合には、各時間ステップで粒子の消滅、出現がある。この場合、新たに出てきた粒子に、情報の初期値を与えねばならない。このため、前時刻の粒子と対応付いた粒子でドロネ三角形網(最小角を最大にする三角形網を形成する)をつくり、出現した粒子が含まれる三角形の各頂点の粒子情報から、その粒子の情報を内挿する。

### ⑤粒子移動量などの出力

所定の時間内の粒子の運動を、各時間ステップで対応付いた粒子の位置や移動量を連続的に出力する。

### ⑥格子点の流速ベクトル分布の表示

断面内に所要の格子点を設け、対応付いた粒子の移動量から、各格子点の流速ベクトルの分布を表示する。

### ⑦格子点の流速の時系列表示

所要の格子点の流速、またはこの格子点を中心とする半径 $r$ の領域内の平均流速を求め、

$x, y$  方向の流速の時系列的変化を表示する。

### 3. 4 可視化実験<sup>15)</sup>

実験は図-2.4に示す高さ  $15\text{cm}$ 、幅  $20\text{cm}$ 、長さ  $147\text{cm}$  の U 字型振動流水槽(透明アクリル樹脂製)の中央部に、長さ  $60\text{cm}$  の透過層を設置して行なった。この透過層は写真-2.1の透明ブロック模型(高さ  $7.2\text{cm}$ )を乱積みに填充し、両端を金網で被覆している。

振動流は、水槽の鉛直部にあるピストンを、無断変速機付きモーターにより、周期  $2.55\text{sec}$  で、 $10.3\text{cm}$  上下動させて発生せしめた。

流体は前述のように、透明ブロックと屈折率が等しくなるように濃度を重量百分率  $64\%$  に調製したヨウ化ナトリウム水溶液を用いている。

計測は、トレーサー粒子(ポリ塩化ビニル)を投入し、粒子の挙動がほぼ安定した後、超高速ビデオカメラにより、 $750\text{pps}$  で  $6\text{sec}$  間の流況を記録した。そして、これを  $30\text{pps}$  で、ビデオテープに再録した。計測断面は、透過層内外の流体運動を把握するため、透過層境界部を中心とする  $15 \times 15\text{cm}$  の鉛直面で、ここに、レーザーによるシート光を、上方から  $5\text{mm}$  厚で照射している。また、この鉛直面は水槽側面より  $2\text{cm}$  奥側にある。

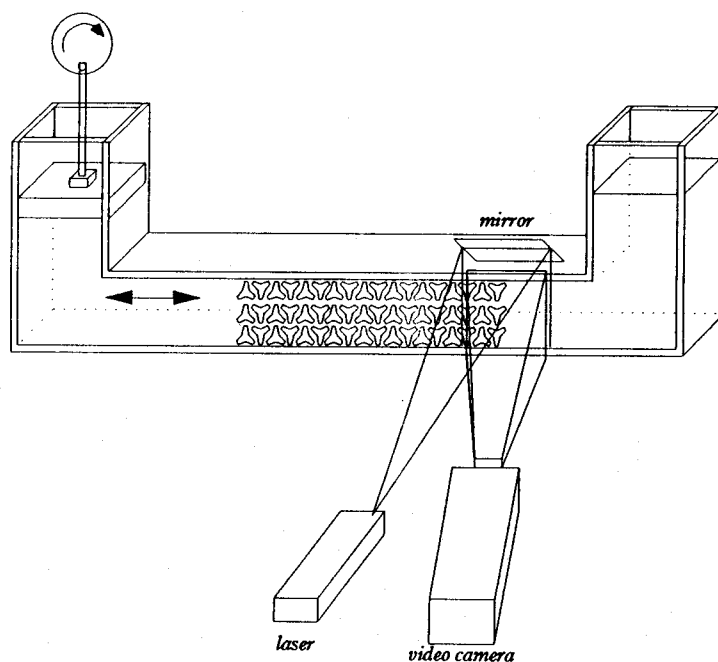


図-2.4 実験装置の概要

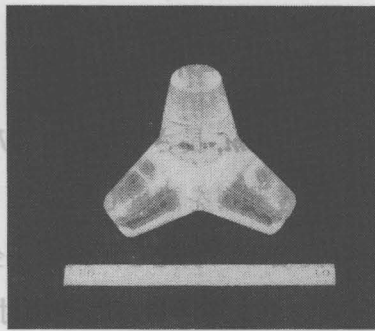


写真-2.1 透明ブロック模型

### 3. 5 画像解析の方法

画像解析は、画像処理装置(*nexus6510*)とパソコン(*PC-9801VM*)を用い、粒子の追跡計算は *EWS(SUN SPARCSTATION IPX)*で行なった。解析の対象とする静止画像は、1周期分で、 $2.55\text{sec} \times 750\text{pps} = 1912$ 枚という膨大な数となる。そこで、次の二つのサンプリング方式により解析し、その時間、精度などを比較、検討した。図-2.5にサンプリング方法の比較を示す。

方法(I)：等間隔サンプリング方式で、5コマごとにサンプリングし、合計387画面で解析する。

方法(II)：間歇サンプリング方式で、1~15コマ目まで連続してサンプリングした後、45コマを空け、再び61~75コマ目までをサンプリングする方法で、合計495画面で解析する。

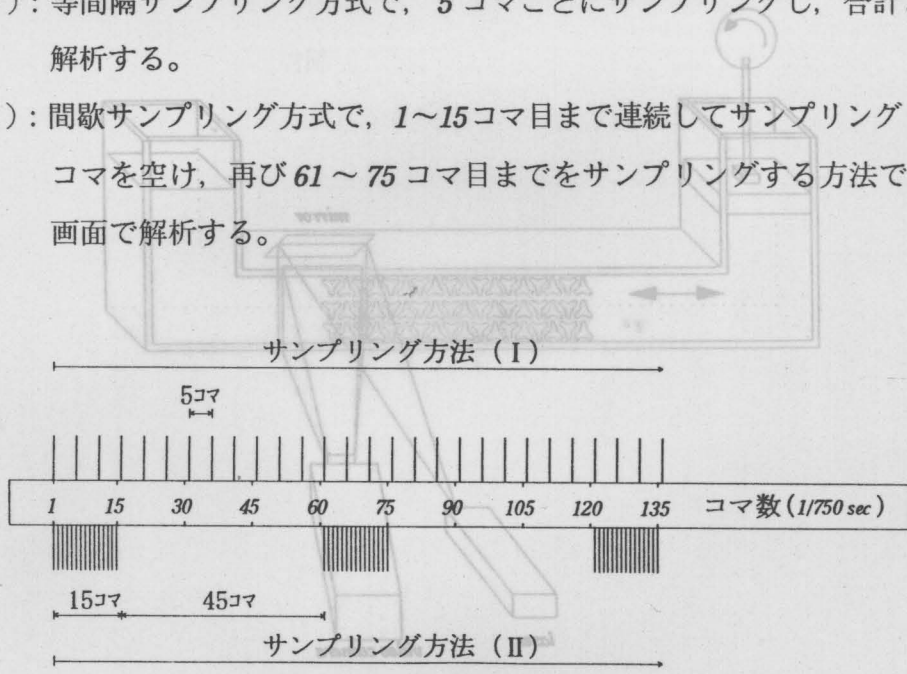


図-2.5 画像解析のサンプリング方法の比較

解析の手順は、図-2.3のフローにしたがって行なった。以下に透過層境界部の粒子追跡の例を示す。

写真-2.2はビデオ静止画で、これを2値化したものを写真-2.3に示す。その後、粒子の追跡計算を行ない、各時間ステップの対応付いた粒子の位置と移動量を示したものが写真-2.4である。さらに、写真-2.5は対応付いた粒子の、ある時刻の流速ベクトルを表わしている。このような過程を経て、格子点の流速ベクトル図などの結果が得られる。

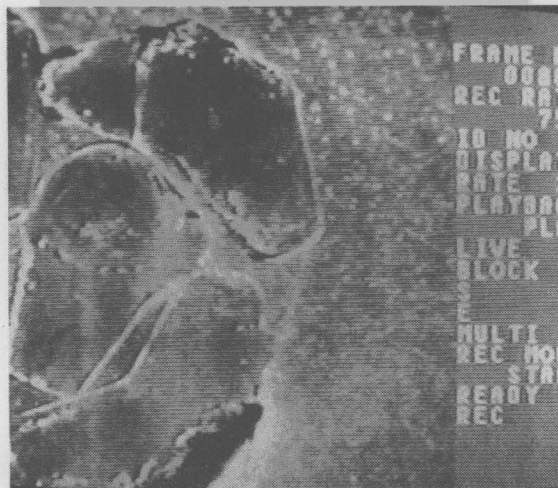


写真-2.2 ビデオ静止画像

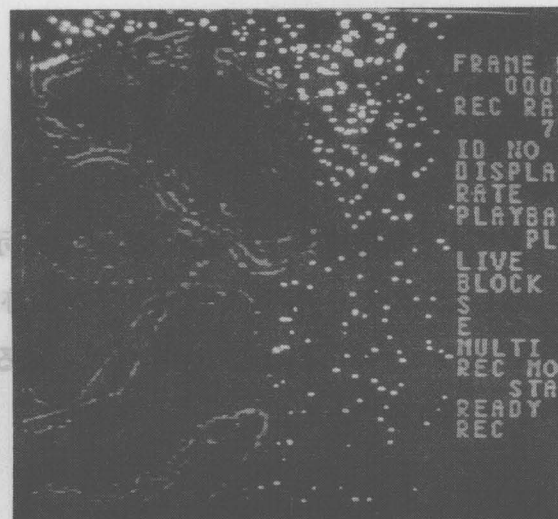


写真-2.3 2値化処理

紙千枚の暗黒背景に白く点状の粒子が散らばっている。図 2.5-3 は、この粒子の分布を示している。

。を示す網の粗

千枚、そのうち、を示す。E.S. 1  
図 2.5-3 は、この粒子の分布を示している。  
は、透過層境界部では各コマで 7 割程度が対応付けられるが、内部においては、  
運動の三次元性が強く、平均 5 割程度である。

上層木子におし E.S. 1 真実  
谷、この粒子の分布を示している。  
、このうち、を示す。E.S. 1 真実  
図 2.5-3 は、この粒子の分布を示している。

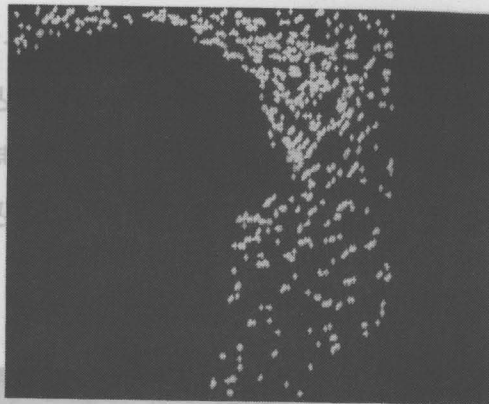


写真-2.4 粒子位置と移動量

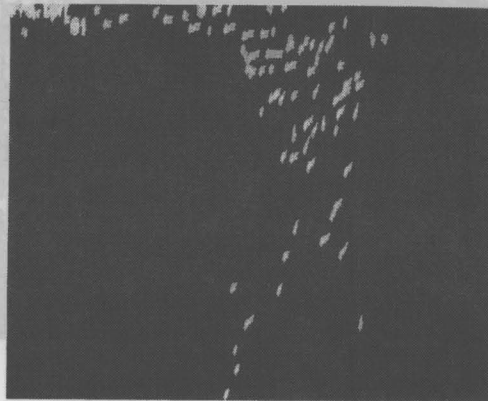


写真-2.5 流速ベクトル

### 3. 6 解析結果

#### (1) 流速ベクトルの空間分布

方法 I によるサンプリングによる解析結果の出力例を図-2.6 に示す。この図は 5 コマごとの粒子位置を、連続的に示したもので、対応付いた各粒子の軌跡が読み取れる。この場合の粒子は、透過層境界部では各コマで 7 割程度が対応付けられるが、内部においては、運動の三次元性が強く、平均 5 割程度である。

図 2.5-3 は、この粒子の分布を示している。

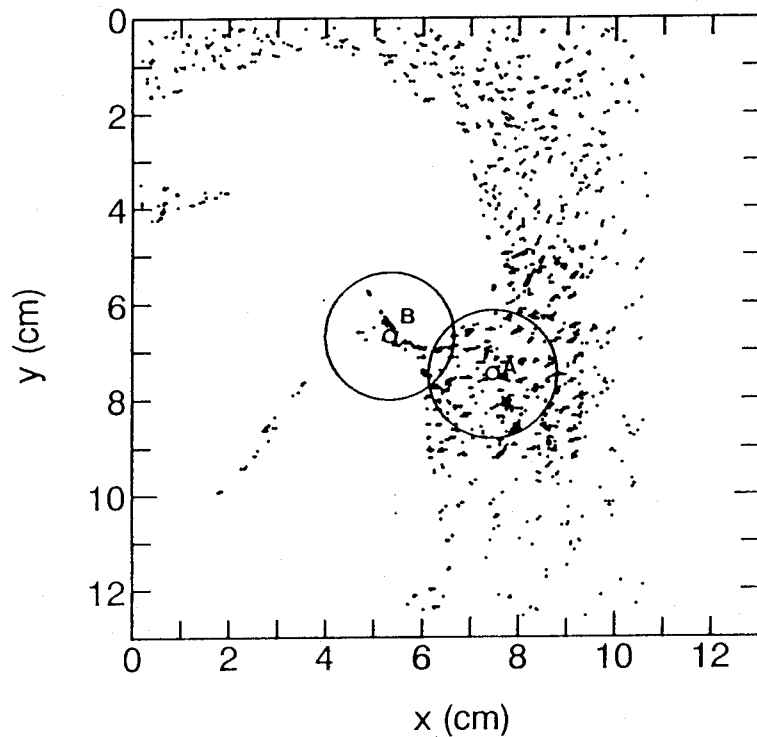


図-2.6 粒子の軌跡

そこで、対応付けのよい外部のみに格子点を設定し、流速ベクトルの空間分布を見ることにし、この例を図-2.7に示す。

この図は、全体としては右向きに流れている時刻の、流速ベクトル図であるが、渦の形成が顕著に見られ、録画の原画と対比してもほぼ流況を把握している。また、他の時刻においても、流況にあったベクトル図が得られており、可視化実験と解析の手法が妥当であることを示している。

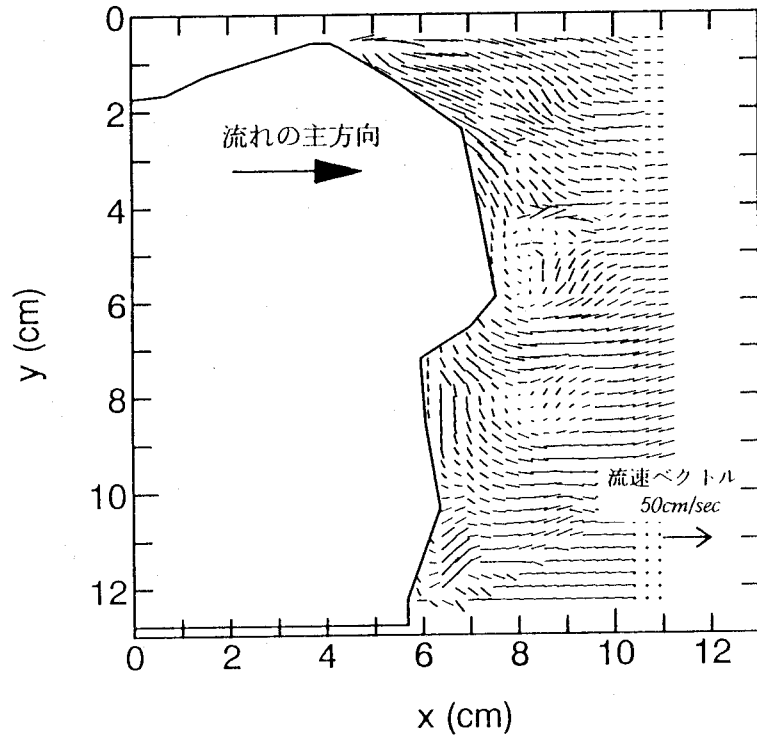


図-2.7 格子点の流速ベクトル

(2) 流速成分の時間的变化

任意の位置における各時刻の流速ベクトルから、水平、鉛直方向の流速成分  $u, v$  の時間的変化を取り出してみる。図-2.6中のA点を対象に、サンプリング方式(I)の5コマごとの  $u, v$  を1周期分示したものが図-2.8である。また、サンプリング方式(II)により、15コマ連続のサンプリングを断続的に行って得られた結果を図-2.9に示す。この図中の○印は15コマ間の平均値を表わし、その間の流速の変動幅を縦線で示している。この場合の座標はA点ではなく、A点を中心とした半径1.6cmの面積で、この面積に含まれる多数の粒子の平均流速が図に示されている。

図-2.8と、図-2.9を比較すると、 $u, v$ とも平均値まわりの変動量に多少の差は認められるが、平均値の挙動はほぼ類似している。このため、サンプリング方式の違いによる流速計算結果の差はほとんどないと考えてよからう。

したがって、サンプリング方式(II)を用いれば、5コマごとの粒子の対応付けが低調であった透過層内部の解析も可能と判断される。そこで、図-2.6のB点を中心とする部分

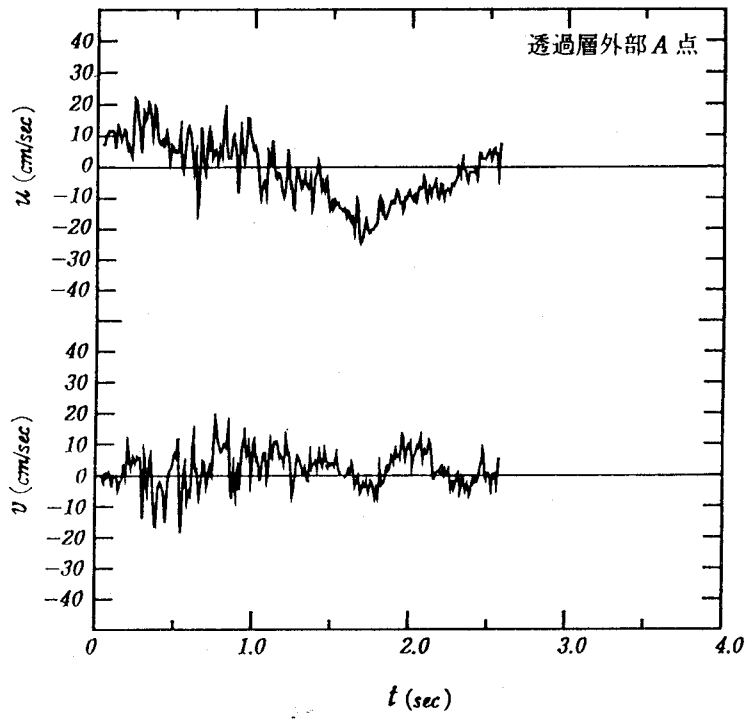


図-2.8 格子点の流速成分の変動(A点)

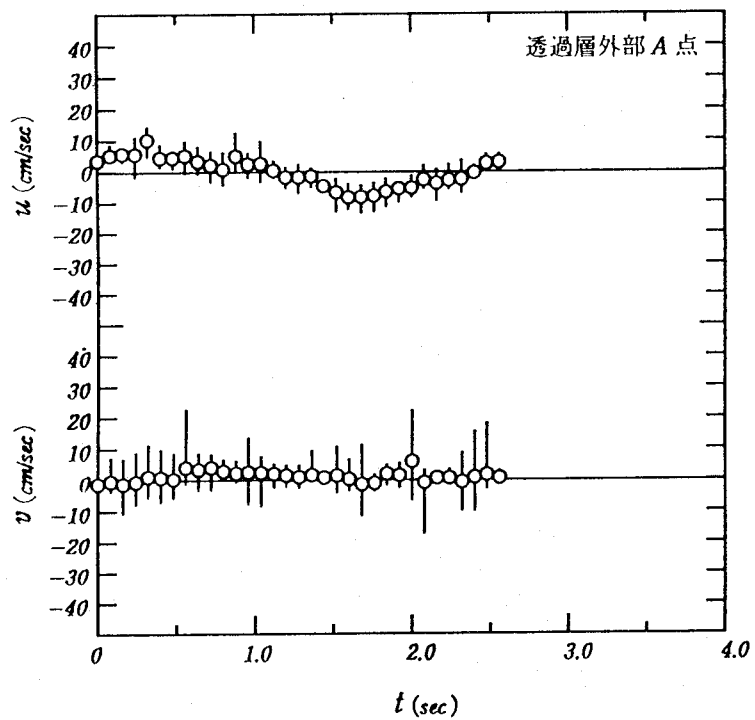


図-2.9 流速成分の変動(A点付近)



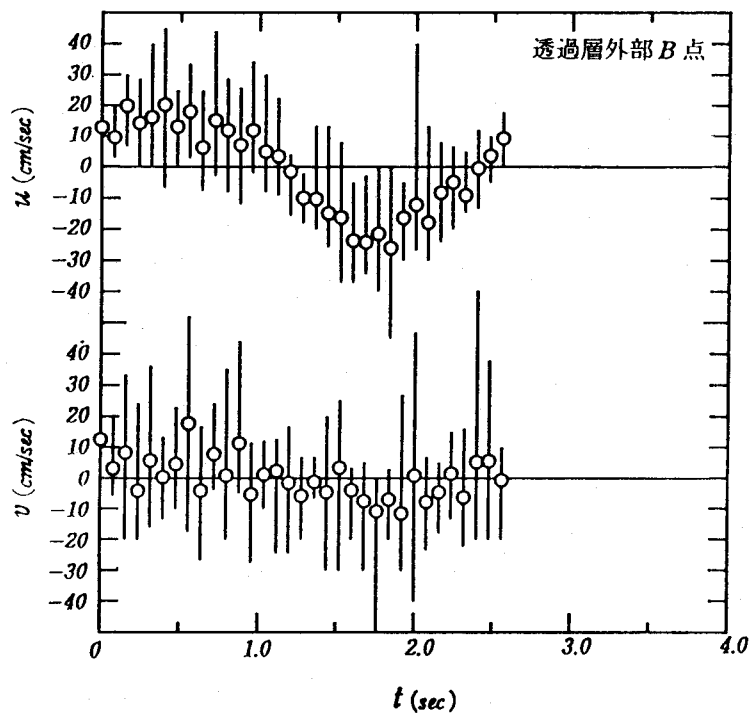


図-2.10 流速成分の変動(B点付近)

の流速を求め、図示したものが図-2.10である。この図は、透過層内部の流体運動を知る重要な手掛りになるものである。

### 3. 7 結び

透過層内外の流体運動の可視化実験と、それに基く画像解析を行なった。その結果、鮮明な画像が得られれば、画像解析による流体場の解明が可能と判断され、今日まで不明であった海岸工学分野の未解決の問題の解明にも有効な手法と考える。

## 第4節 振動流における流体運動の実態

### 4. 1 概要

消波ブロックや捨石からなる構造物による波の変形は、本章第2節で述べたように種々のモデル方程式による研究が行なわれている。一方、これらと立場を異にして京藤ら<sup>16)</sup>・<sup>17)</sup>は規則配列された球体の基本セルを対象に、流体の基本変形(平行移動、剛体回転など)

をも含むミクロな視点の理論から、構成方程式を決定する手法により波の変形予測に取り組んでいるが、両者とも理論と実験値は十分、一致しているとは言い難い。これは複雑な空隙構造中の流体運動を非接触方式で、多点同時に計測することが極めて難しく、その結果、構造物によるエネルギー逸散量の算定が容易でないことが原因の一つと思われる。

このような状況の中、前節に示したように、超高速ビデオカメラを用いた画像解析法により、構造物内の二次元的な水粒子の挙動を捕捉することが可能となった。

そこで本節では、波運動の非定常性を振動流で代表し、この流れ場中に設置した透過層内部および境界部の水粒子の挙動を画像解析法を用いて明らかにする。また同時に透過層による圧力降下量も計測し、多孔体中の平均流速と平均圧力勾配の関係についても考察する。そして、波浪場の透過性構造物によるエネルギー逸散量を推定するための基礎資料を得ようとするものである。

#### 4. 2 実験方法

実験は、図-2.11に示すピストン式U字型振動流水槽(水平部:断面 $20 \times 15\text{cm}$ 、長さ $150\text{cm}$ )の中央部に、透明な消波ブロック模型(メタクリル酸メチル製、1個の高さ $7.2\text{cm}$ )を用い、長さ $60\text{cm}$ の透過層を設置して行なった。

流速の測定は、前節に示した計測機器および方法で、画像解析によって行ない、計測対象領域は透過層の中央部(領域A)と境界部(領域B)で、いずれも約 $15\text{cm} \times 15\text{cm}$ の断面である。

この場合の画像のサンプリングは、前出の間歇方式(方法II)により、 $1/750$ 秒ごとの画像を15コマ連続して取り込み、45コマ分を空けて、再び15コマ連続して取り込む方法で各一周分行なった。

圧力は、透過層の両端からそれぞれ $5\text{cm}$ 内部の断面中心点(C, D点)より導圧し、差圧計により振動流下の両者の差圧を計測した。

また、水槽の鉛直部水面付近(E点)にサーボ式水位計を設置し、この記録から断面平均流速を求めた。

り頭二隔千流交の流りも二去するを宝光さ左器式如辭、さ々編野の点野はロでシは合よき  
 な辨野はれこ。ノノ獲ノ言おうるノノ丁ノ遊一、位十お編野実ち編野もさ香画、なるノノ丁ノ入脈  
 録のチ、ノノ獲ノ丁の遊ゆるこるを隔指に却同点を、ノノ左式越遊非さ憶野林流の中查謝額空

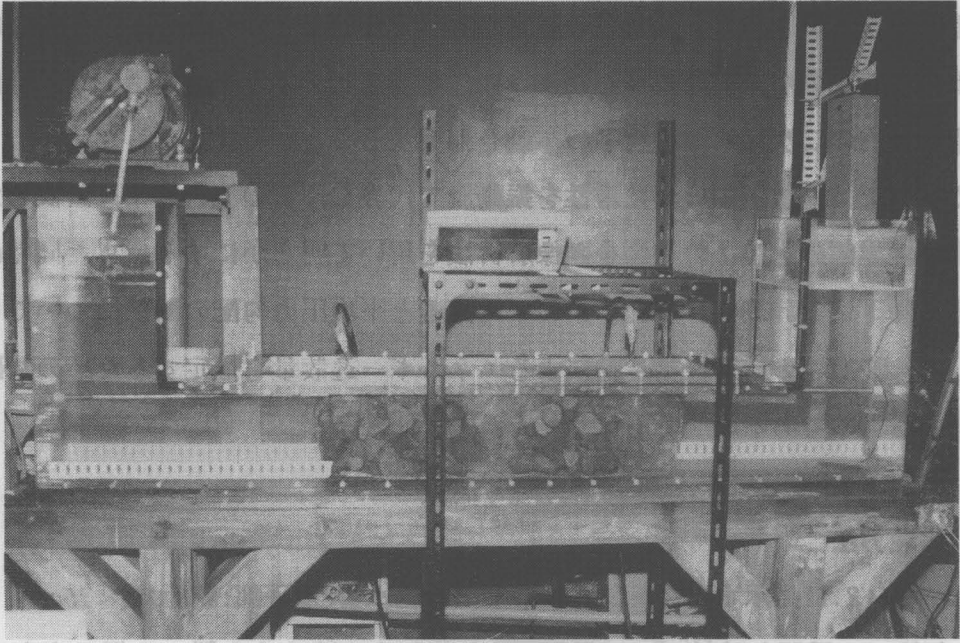


写真-2.6 実験装置概況

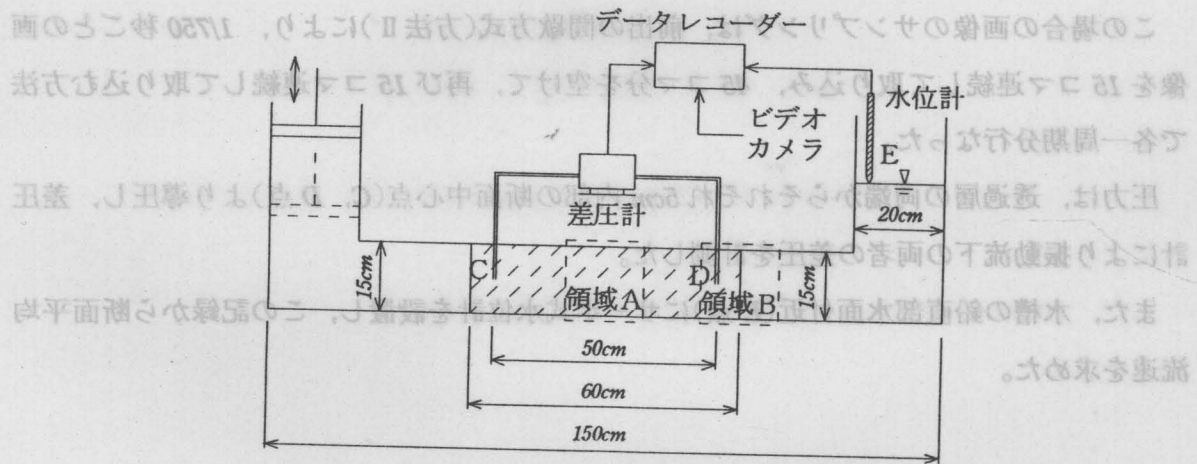


図-2.11 実験装置

なお、圧力、水位の記録にはデータレコーダを用いたが、これらと画像上の粒子運動を関係付けるため、画像計測時間を信号入力して同期させた。この場合、撮影速度は 750 pps で行なったため、撮影時間は 6sec である。

次に、振動流はピストン移動量(10.3 および 5.4cm)および周期(2.00, 2.55 および 3.32sec)を組合わせて、6種類とし、その詳細を表-2.1に示す。以後、ピストン移動量の大小を  $B, S$ 、周期の長短を  $S, M, L$  で表わし、振動流のタイプをピストン移動量、周期の順に、 $BS \sim SL$  のように呼称する。

表-2.1 振動流の種類

振動流タイプ	$BS$	$BM$	$BL$	$SS$	$SM$	$SL$
ピストン移動量 $a$ (cm)	10.3	10.3	10.3	5.4	5.4	5.4
周期 $T$ (sec)	2.00	2.55	3.32	2.00	2.55	3.32

#### 4. 3 実験結果と考察

##### (1) 流速計測法の検証

透過層内の流速測定に先立ち、この計測法の適否を検討するため、透過層を設置しない場合の水平( $x$ )方向の流速成分( $U$ )を、透過層予定位置の中央付近の広範な領域(半径  $r=15cm$ )において計測した。この結果を図-2.12に示す。図中、○印は  $1/750(sec) \times 15$  (コマ)の平均値で、その上下の実線は 15 コマ中の最大値、最小値を示す変動幅である。

また、図中の実線は、水槽水面の変動をとらえた水位計の記録(水位-時間曲線)から求めた断面平均流速の変化を表わしたものである。これらの図より、 $U$ はほぼ妥当な正弦波形を示しており、両者の代表流速振幅は表-2.2に示すようにかなり良く一致している。

この結果、画像解析法により提供される流速測定結果はほぼ信頼できるものと考えてよい。

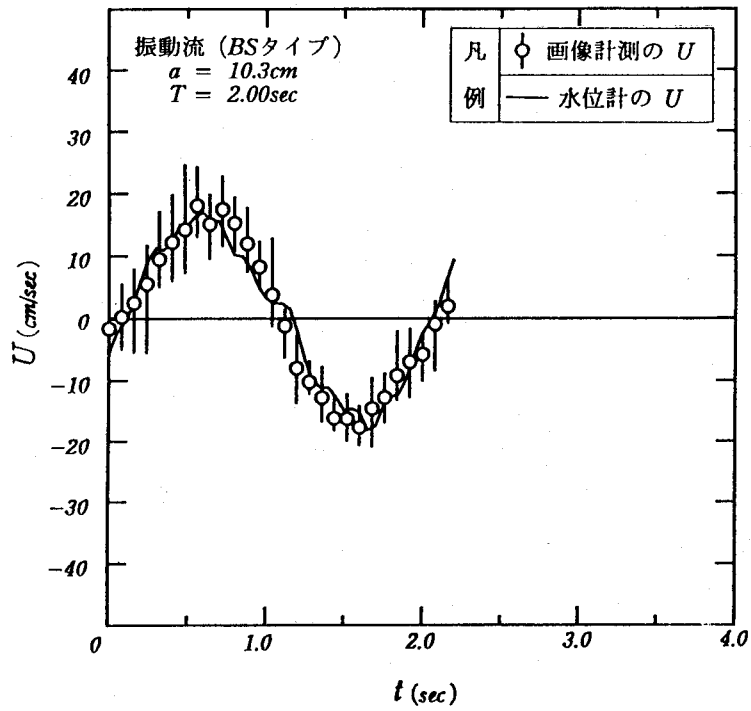


図-2.12(a) 水平流速成分の比較(BSタイプ)

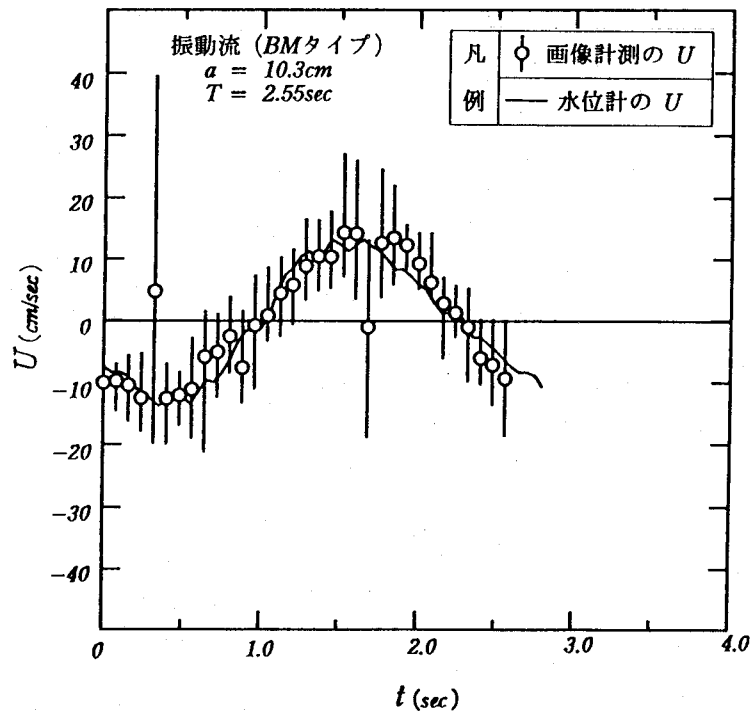


図-2.12(b) 水平流速成分の比較(BMタイプ)

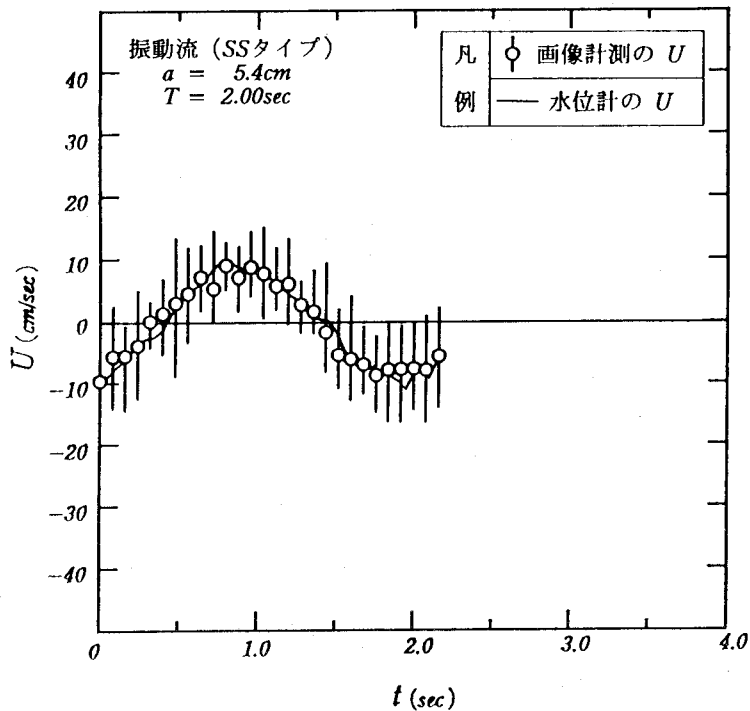


図-2.12(c) 水平流速成分の比較(SSタイプ)

表-2.2 代表流速振幅の比較

タイプ	方 法		① ②
	①画像計測	② 水位計	
BS	22.3cm/sec	22.7cm/sec	0.98
BM	16.9cm/sec	16.8cm/sec	1.01
SS	11.6cm/sec	13.0cm/sec	0.89

(2) 透過層境界部の流況

透過層と外部との境界における水粒子の挙動を明らかにすることは透過性構造物による波や流れの減衰を論ずる上で重要である。ここではBMタイプの振動流を用い、図-2.11に示す領域Bにおいて透過層境界部周辺の流速ベクトルの空間分布や流速成分の時系列変化を取り上げる。

図-2.13(a)～図-2.13(d)は透過層外部の格子点の流速ベクトル図で、1周期

( $T=2.55\text{sec}$ )の流体運動を  $5/750\text{sec}$  ごとに解析して作製した 387 枚のうちの代表例として、境界部における流れの状態が①内部から外部に向かう最強流出時、②転流時、③外部から内部へ向かう最強流入時、および④転流時の 4 パターンを示している。

これらの流速ベクトル図の代表例から、透過層境界部における水粒子の運動の状況が推定できる。なお、この図の考察に際し、図中の上部の流速ベクトルは、水槽上面と透過層を構成するブロックの間でできる大きな空隙による乱れであり考察対象から除く。

図-2.13(a)の A 点付近は構造物から外部へ、斜め下向きに水粒子が運動している状態が、同図(c)は逆に構造物中へ斜め上向きに水粒子が運動している状況がわかる。また同図(b)および(d)はこの付近の流速がほとんどない転流時の様子が認められる。

これらの図を総合すると、時間の経過にともなう流速ベクトルの空間的变化や、これにともなう渦の発達、消散の状況が把握できる。また境界から  $5\text{cm}$  程度離れても、構造物による大きな水流の乱れが存在することも判明した。

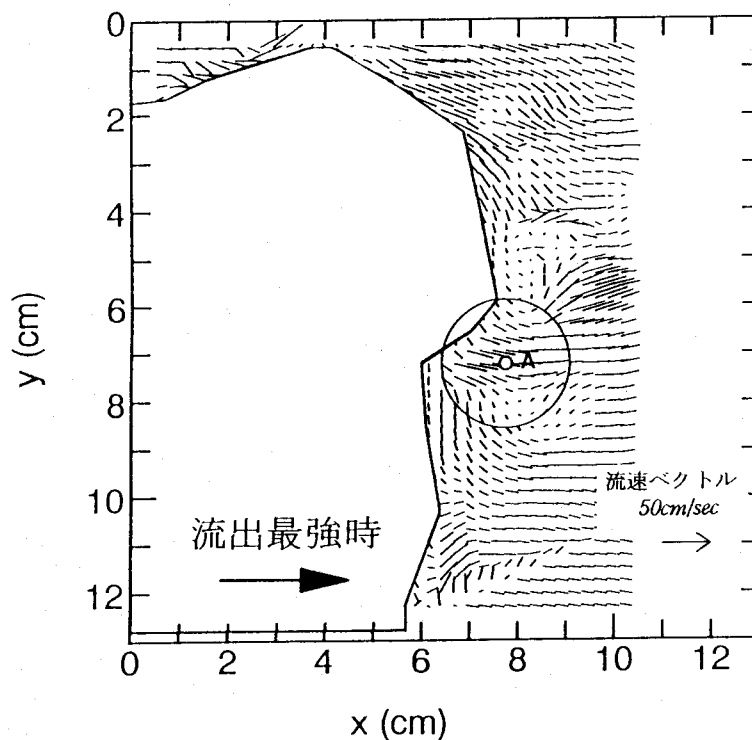


図-2.13(a) 流速ベクトル図(流出最強時)

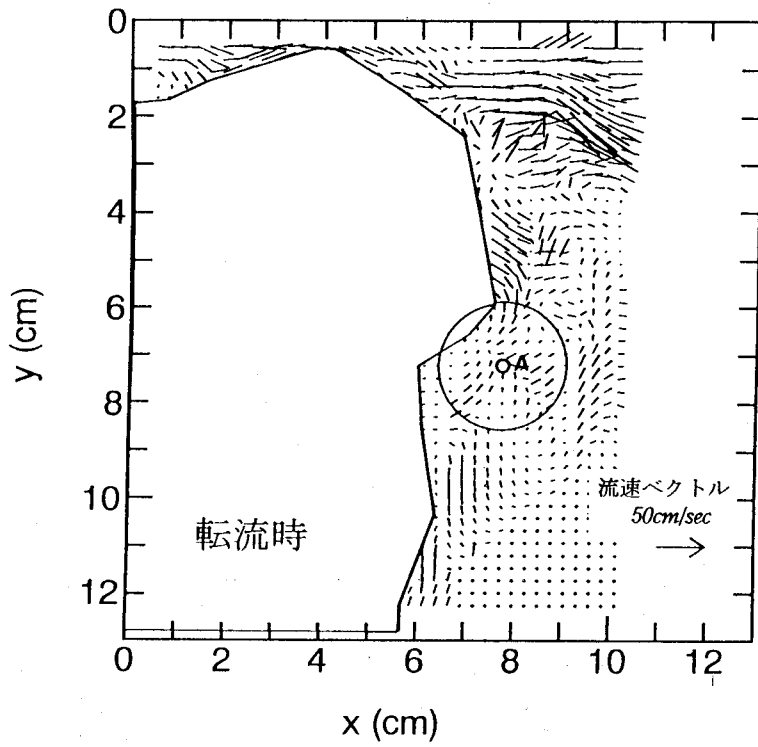


図-2.13(b) 流速ベクトル図(転流時)

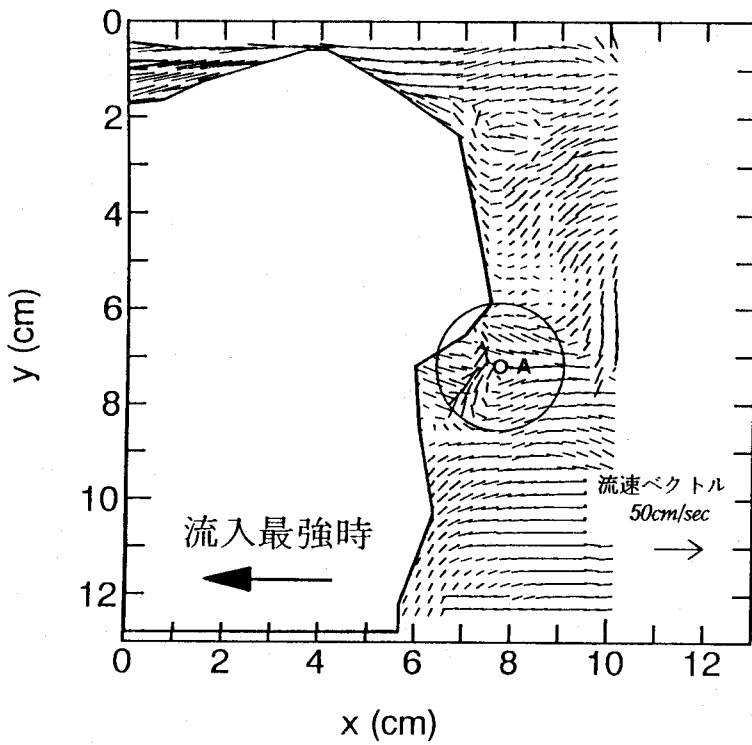


図-2.13(c) 流速ベクトル図(流入最強時)



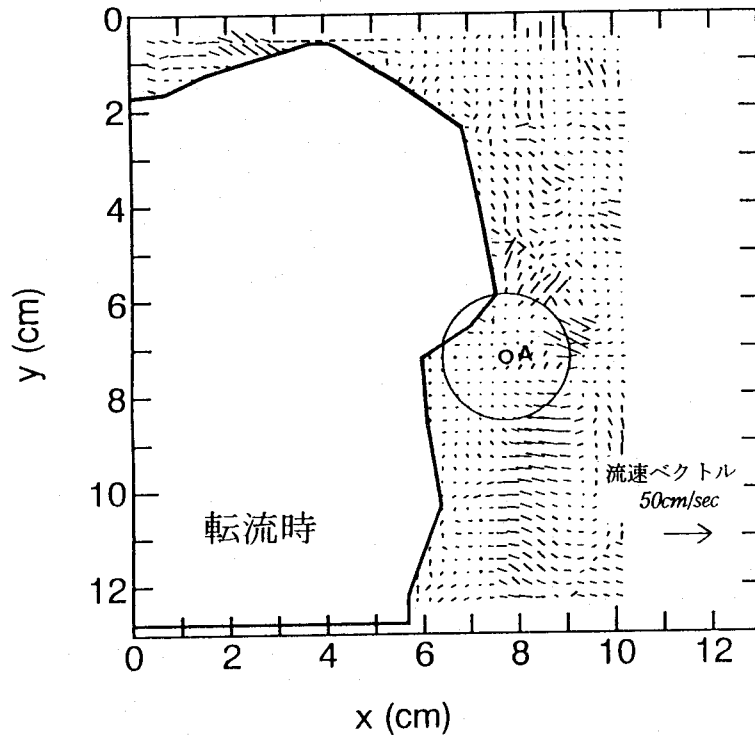


図-2.13(d) 流速ベクトル図(転流時)

次に透過層境界部付近における流速の変動特性を見るため、図-2.13中のA点を中心とする半径1.6cmの範囲の平均化された流速成分( $u, v$ )の変化を図-2.14に示す。A点は境界に近く、ブロックの配置状況から見て構造物を流出入する水粒子の顕著な運動が行なわれる位置にある。

図-2.14によれば、A点近傍の流速の時間的变化は多少のバラツキは見られるものの、図-2.13の各時刻に対応する流速の変動が認められる。すなわち、水平流速成分( $u$ )については時刻 $t=0.3\text{sec}$ 付近で、右向き(+) $u$ の流速が最大となり、 $t=1.6\text{sec}$ 付近では左向き(-) $u$ の流速が最大となっており、これらに対応してその時刻の鉛直流速成分( $v$ )はそれぞれ下向き(+) $v$ および上向き(-) $v$ となっていることから、A点付近では構造物の空隙へ流出入する水粒子が斜め方向に運動していることがわかる(図-2.13(a)および同図(c)参照)。

また、 $u$ の代表流速振幅の大きさは約 $25\text{cm/sec}$ であり、後述の透過層内部の代表流速振幅と大略、一致している。

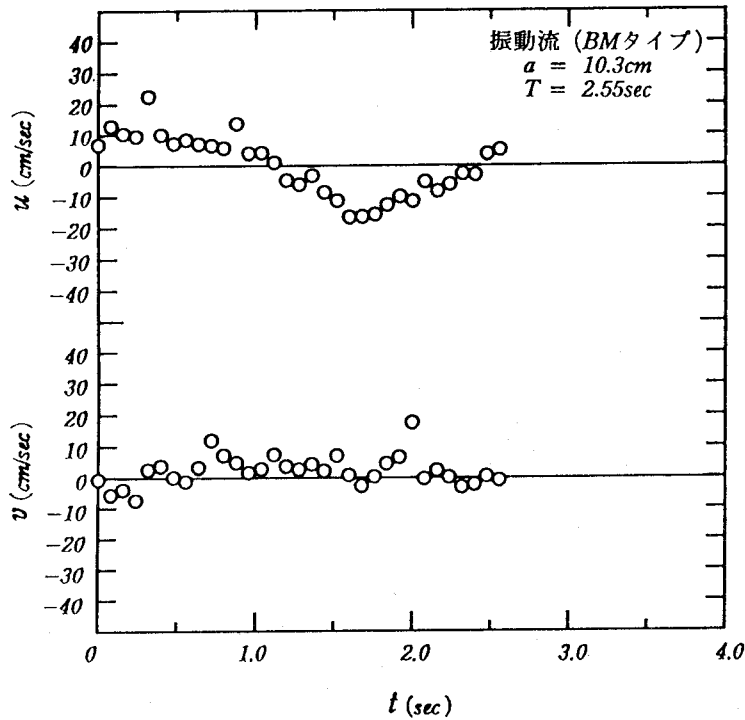


図-2.14 流速成分の変動(A点付近)

以上のように、透過層境界部の流況が明らかになったが、境界部における断面の急変にともなう特殊な流体運動が行なわれている状況は認められない。

### (3) 透過層内部の流況と圧力変動

透過層内部の流体運動を明らかにするため、6種類の振動流を対象に、図-2.11に示す透過層中心部の領域A(15×15cm)において、画像中の全粒子を解析して平均流速成分( $u$ ,  $v$ )を求めるとともに、一定の透過層長(50cm)における圧力変動をその両端部の差圧としてとらえ、これを水槽の水面変動と併せて計測した。

なお、 $u$ ,  $v$ の解析対象を領域A全体とした理由は、狭い範囲の解析データでは局所性が強く、場の流速を代表し得ないと判断したためである。

#### ① 水面変位と圧力変動の実測波形

水槽一端の水面変位と、透過層内の圧力変動の時間波形ならびにビデオカメラの撮影時間(画像解析の対象時間)の関係を示す実測記録を図-2.15に示す。この図より、水面変位

ならびに圧力変動は時間とともに滑らかに変化している上、各周期における水面変動量ならびに圧力の極値もほとんど差のないことがわかる。

したがって、今後のデータ処理はビデオカメラによる画像の記録が行なわれている間であれば、そのうちの任意の1周期分を解析対象にすればよいことがわかった。

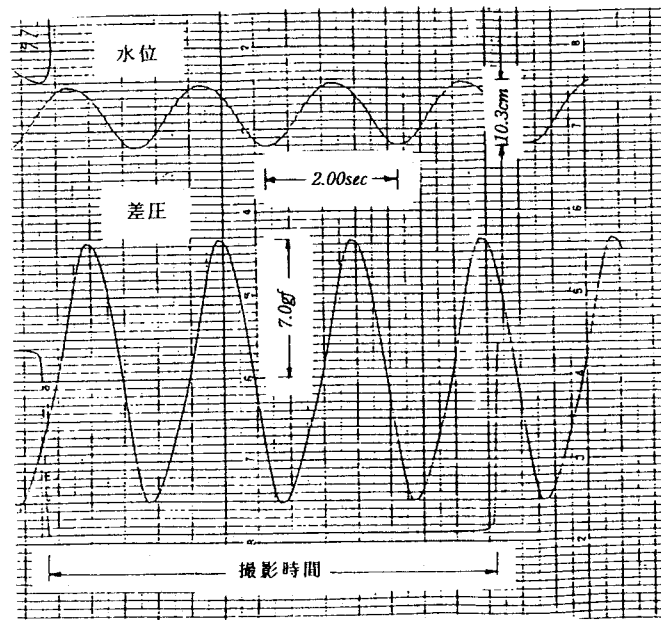


図-2.15 差圧と水位の実測波形

## ②透過層内部の流速成分と圧力の変動特性

透過層中央部(領域A)の流速成分( $u, v$ )と、この部分を挟む区間の差圧( $\Delta p$ )の時間的変化を6種類の振動流について調べる。

図-2.16は領域Aにおける  $1/750(\text{sec}) \times 15$ (コマ)の時間帯における粒子の移動状態を一括して表わした例であるが、このような画像中の対応付けのできた粒子を対象にし、15コマ間の  $u, v$  を解析してその平均値を求めて図示し、これに  $\Delta p$  と水槽一端の水位( $\eta$ )の記録を重ね合わせたものが図-2.17(a)~図-2.17(f)である。

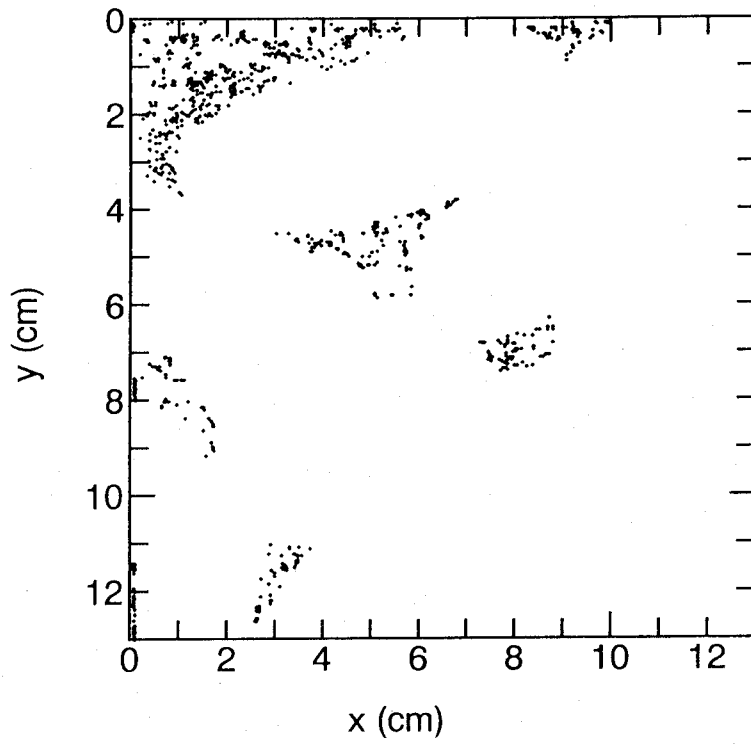


図-2.16 透過層中央部(領域A)の粒子移動量の例

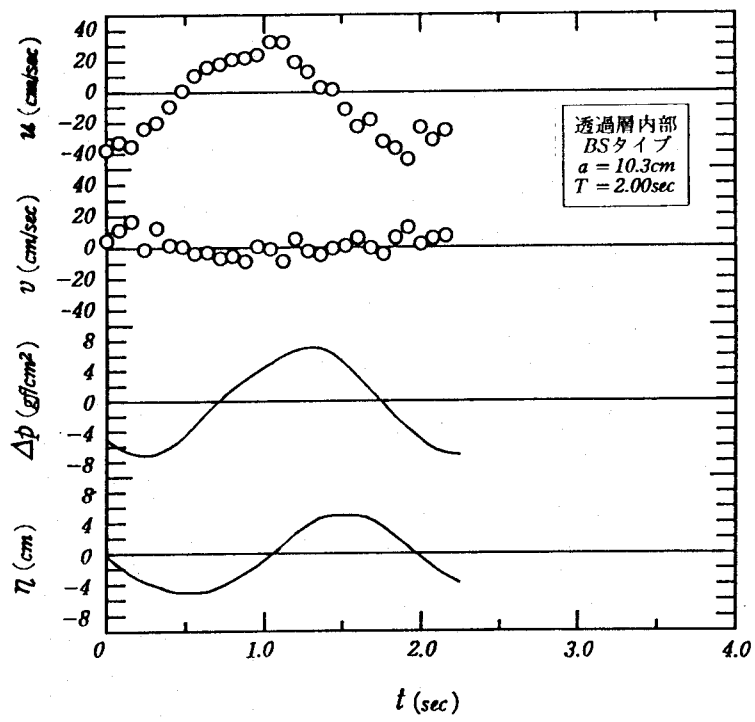


図-2.17(a) 透過層内部の流速と差圧(BSタイプ)

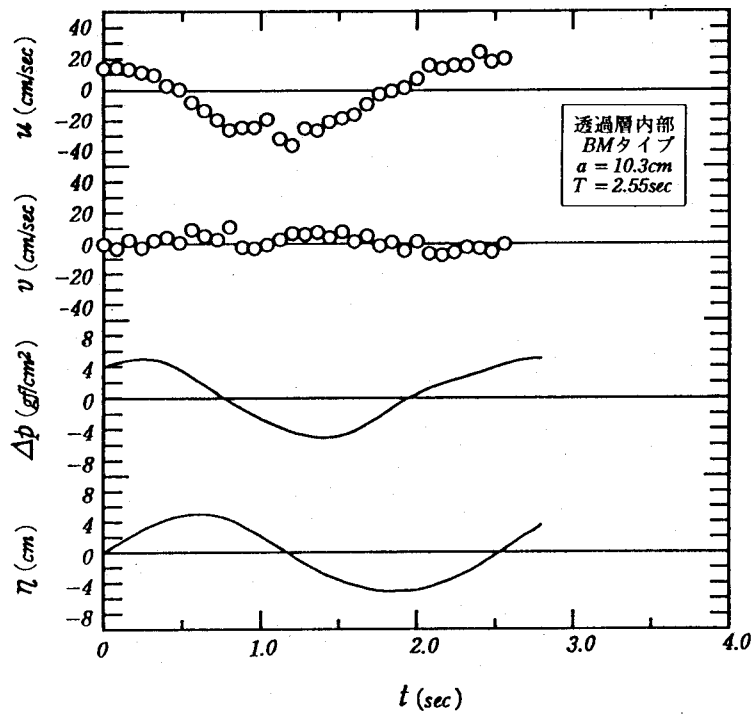


図-2.17(b) 透過層内部の流速と差圧(BMタイプ)

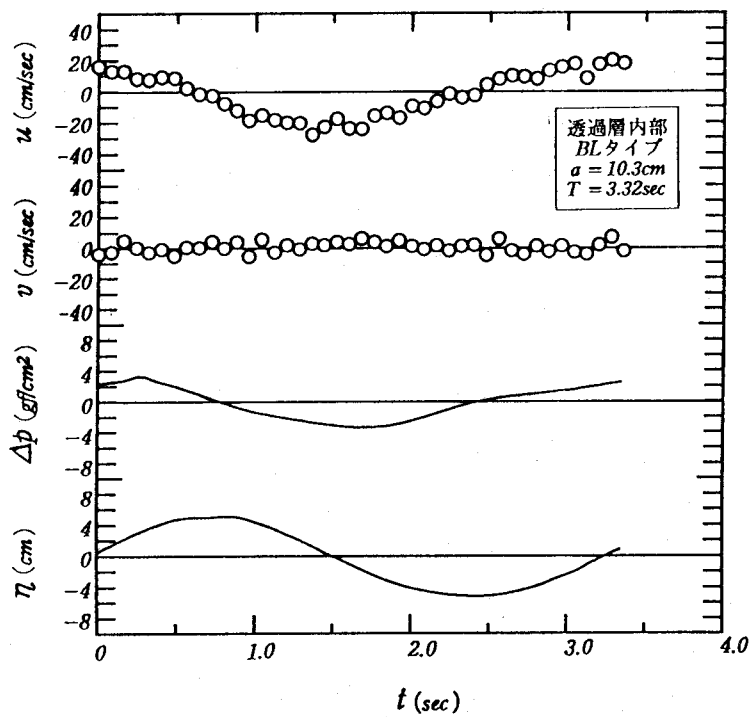


図-2.17(c) 透過層内部の流速と差圧(BLタイプ)

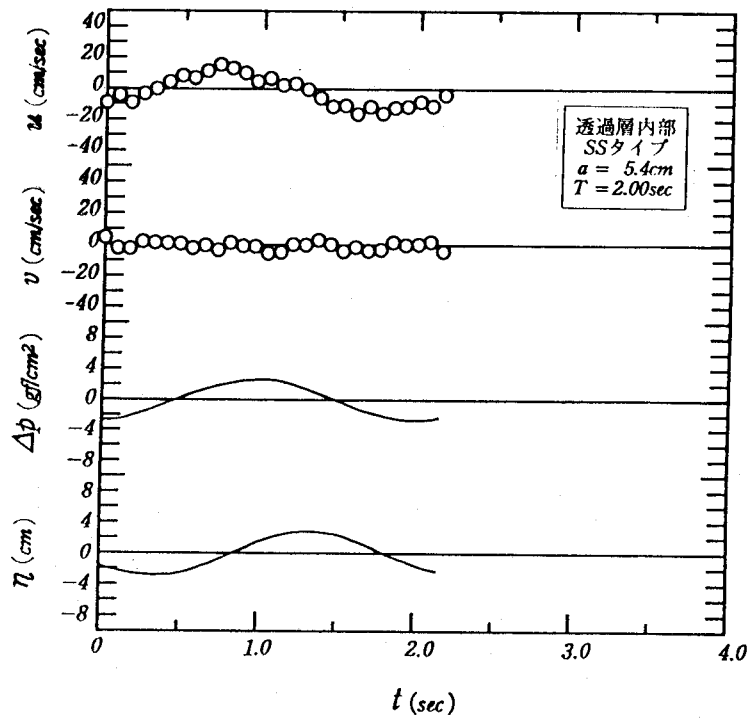


図-2.17(d) 透過層内部の流速と差圧(SSタイプ)

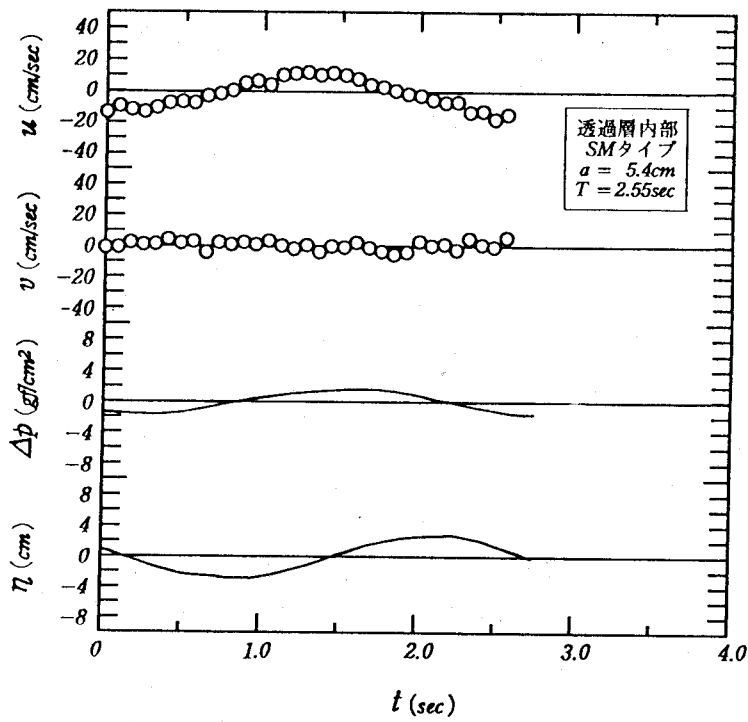


図-2.17(e) 透過層内部の流速と差圧(SMタイプ)

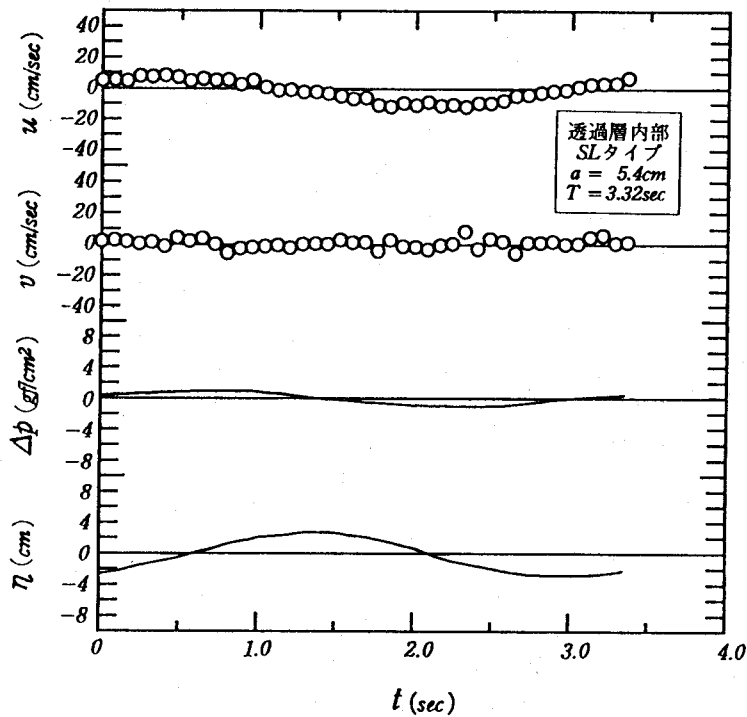


図-2.17(f) 透過層内部の流速と差圧(SLタイプ)

図中、 $u$  は右向きを正、左向きを負で、 $v$  は上向きを負、下向きを正で表わし、 $\Delta p$  は図-2.11のC、D点の圧力、 $p_C, p_D$  が  $p_C > p_D$  の時に正、 $p_C < p_D$  の時に負で表示している。また  $\eta$  は静水面を0として、これの上、下を正、負で示している。

これらの図から、 $u, v$  はおおむね正負の値を反復しており、ピストン移動量が大きいほど、また周期が短いほど、 $u, v$  の変動量は大きくなり、BSタイプはSLタイプの約3倍にも達している。

また、 $\Delta p$  の時間的变化はほぼ正弦波的な時間波形を示して推移し、衝撃的もしくは不連続な圧力変化は認められない。そしてその差圧の大きさは流速、特に  $u$  の大きさに比例しており、空隙内の流速と圧力の密接な関係を示している。

さらに  $\eta$  の変位曲線は、計測位置がU字型水槽の一端であるため、 $u, v$  および  $\Delta p$  と位相は異なるが、透過層を通過する流れが、全体として滑らかに変化し、これが断面平均流速の変化として表われていることを示している。

以上の各物理量の時間的变化のうち、流速と圧力のピーク時間のずれは京藤らも注目し

ているようになり認められる。このため、多孔体中の流れ場において、単一物体に働く抗力式を多孔体に用いてよいか、またその抗力は振動流の場合、周期依存性はどうかなどの基本的問題にも大きく関係し、付加質量項と抗力項という一般的表現への位相の組入れ方が簡単ではないことを示している。

### ③代表流速振幅と粒径レイノルズ数の相関

振動流が構造物中を通る際、構造物の空隙率や空隙の形状に応じた空隙内流速が生起する。

そこで、図-2.17の振動流の各タイプにおいて、空隙内流速を水平流速  $u$  の代表流速振幅 ( $u_0$ ) として代表し、水位計から求めた代表流速振幅 ( $U$ ) との比、  $u_0/U$  で空隙内の流速の変動の程度を表わすことにする。(この場合、 $U$  は画像計測により求めた透過層の無い場合の代表流速振幅 ( $u_0^*$ ) とほぼ一致していることは先に述べた。)

この代表流速振幅の比、  $u_0/U$  をここでは流速倍率 ( $M$ ) と呼ぶ。

次に、この  $M$  は、後述の空隙代表径を用いたこの流れ場の粒径レイノルズ数 ( $Re = U \cdot d'/\nu$ ) と当然、大きく関係することが考えられるため、両者の相関を見ることにし、この結果を表-2.3および図-2.18に示す。なお、 $Re$  の計算に際し、空隙代表径 ( $d'$ ) は、テトラポッド乱積み構造においては空隙率が50%となるため、ブロック1個と同体積の球の直径で表わし、 $d'=4.6\text{cm}$  となる。また、流体の動粘性係数 ( $\nu$ ) はヨウ化ナトリウム水溶液(重量百分率64%)を用いた実験であるため  $\nu = 0.016\text{cm}^2/\text{sec}^{18)}$  とした。



表-2.3 透過層内の流速

振動流タイプ	BS	BM	BL	SS	SM	SL
ピストン移動量 $a$ (cm)	10.3	10.3	10.3	5.4	5.4	5.4
周期 $T$ (sec)	2.00	2.55	3.32	2.00	2.55	3.32
水位計から求めた 平均流速振幅 $U$ (cm/sec)	22.71	16.82	14.30	12.95	9.93	8.08
画像計測から求め た平均流速振幅 (透過層無し) $u_0^*$ (cm/sec)	22.31	16.86	—	11.64	—	—
画像計測から求め た平均流速振幅 (透過層有り) $u_0$ (cm/sec)	38.21	30.08	23.73	15.63	14.67	10.01
流速倍率 $M = \frac{u_0}{U}$	1.68	1.79	1.66	1.20	1.48	1.24
粒径レイノルズ数 $Re = \frac{U \cdot d'}{\nu}$	6528	4834	4110	3723	2853	2322

$d'$  : テトラポッドの空隙代表径 (4.6cm)  
 $\nu$  : 液体(ヨウ化ナトリウム水溶液)の動粘性係数 (0.016cm<sup>2</sup>/sec)

図-2.18中のプロットの分布から、次の仮定のもとに、最小自乗法により  $M$  と  $Re$  の関係式を求めた。

(仮定) 1)  $M$  と  $Re$  は、 $M \propto a \cdot \text{EXP}(b \cdot Re)$  ( $a, b$ : 定数) で表わす指数関係にある。

2) 空隙率が 50% であるため、平均的に考えれば断面積が 1/2 になることから、 $M$  は 2.0 に漸近する。

この結果、 $a=1.18$ 、 $b=-0.00024$  となり、流速倍率式として次式が得られた。

$$M = 2.0 - 1.18 \cdot \text{EXP}(-0.00024 \cdot Re) \quad (2.5)$$

ここに、 $Re$ : 粒径レイノルズ数(= $U \cdot d' / \nu$ )、 $U$ : 構造物が無い場合の代表流速振幅、 $d'$ : 空隙代表径、 $\nu$ : 流体の動粘性係数である。

以上のことから、空隙率 50% の構造物中の流れにおいては  $M$  の値は  $EXP(-Re)$  によって変化し、式(2.5)により、ある程度計算可能となった。

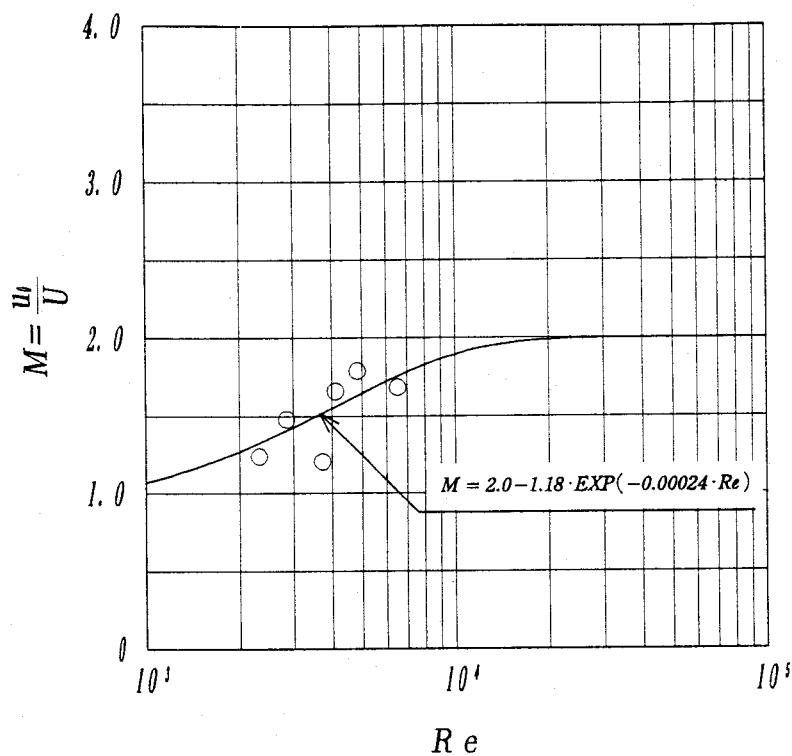


図-2.18 流速倍率と粒径レイノルズ数の関係

したがって、その挙動が不明であった複雑な空隙中の流体運動において、空隙中の流速は断面平均的な代表流速の考え方を修正することにより算定できることになり、この結果を振動流だけでなく波浪場にも拡張できるものとして今後の解析を進めていく。

#### 4. 4 結び

振動流を対象に、透過層中の流体の挙動を明らかにするため、構造物内部および境界部において画像解析法を用いて流れ場を計測し、この解析法の有用性を実証するとともに、空隙内の流速が粒径レイノルズ数の関数であることを指摘し、この実験式を提示した。この場合、便宜的に空隙内の流速の変化の程度を示す流速倍率を、構造物が無い場合の流速に対する倍率で示している。また、同時に計測した透過層内の差圧記録から、空隙内の流速と差圧は比例関係にあること、さらに両者のピーク時間にずれのあることが明らかとな

った。したがって一律に流速変化をこの差圧のみで論議することができず、今後の検討項目と考えている。

## 第5節 結言

本章ではまず、透過性構造物における流体運動の実態解析の必要性を述べた上、具体的な流れ場において構造物中の流体運動の可視化と、これに続く画像解析手法の開発を試みた。

その結果、透明体模型の製作法他、これと流体との屈折率のマッチング、画像処理におけるサンプリング方法など技術上の多くの成果を得、振動流場における流体運動の実態解明にあたり適切な手法であることが確認された。

そこで、6種類の振動流を対象に、透過層内部ならびに境界部における流体の計測と解析を行なった結果、空隙内の流速が粒径レイノルズ数の関数であることを示した上、その実験式を提示した。また、流速の計測と同時に行なった透過層内の圧力変動の記録から、空隙内の流速と圧力はほぼ比例関係にあるものの、そのピーク時間にずれのあることもあり、一律に結びつけることはできなかった。

以上のことより、本章で得られた結果のうち、特に空隙内の流速を推定する実験式は、粒径レイノルズ数の高い領域でも適用性があり、今後透過性構造物における波変形の解析にあたり、有用であると思われる。

## 参考文献

- 1) 沼田淳: ブロック堤の消波効果に関する実験的研究, 第22回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.501-506, 1975.
- 2) 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, 第16回海岸工学講演会講演集, 土木学会, pp.309-319, 1969.
- 3) Ijima, T., C.R.Chou, and A.Yoshida: *Method of analysis for two-dimensional water wave problems, Proc. 15th Coastal Eng. ASCE, pp.2717 - 2736, 1976.*
- 4) 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

- 会講演集, 土木学会, pp.121-130, 1971.
- 5) Sollitt, C.K. and R.H. Cross, III: *Wave reflection and transmission at permeable breakwaters*, Ralph M. Parsons Laboratory, MIT, Report No.147, 250p., 1972.
  - 6) Somchai Rojanakamthorn・磯部雅彦・渡辺晃: 透過潜堤による波浪変形の解析モデル, 海岸工学論文集, 土木学会, 第36巻, pp.643-647, 1989.
  - 7) 泉宮尊司・遠藤雅人: 潜堤および透過性構造物のある海岸における波動場解析, 海岸工学論文集, 土木学会, 第36巻, pp.638-642, 1989.
  - 8) 泉宮尊司・古俣弘和・水上淳: 透過性波浪制御構造物の線形抵抗係数および局所的反射率に関する研究, 海岸工学論文集, 土木学会, 第37巻, pp.544-548, 1990.
  - 9) 流れの可視化学会: 新版流れの可視化ハンドブック, 朝倉書店, 514p., 1992.
  - 10) 江藤剛治・竹原幸生: 多数のトレーサー粒子の自動追跡アルゴリズムの開発, 水工学論文集, 第34巻, pp.686-694, 1990.
  - 11) 江藤剛治・竹原幸生: 流体中の粒子の自動追跡アルゴリズム, 土木学会第46回年次学術講演会概要集, 第II部門, pp.526-527, 1991.
  - 12) 江藤剛治: 4500枚/秒の高速ビデオカメラ, テレビジョン学会誌, vol.46, No5, pp.543-545, 1992.
  - 13) 竹原幸生・江藤剛治・道奥康治・島崎正則: 画像上の多数の粒子の自動追跡アルゴリズム, 土木学会第48回年次学術講演会概要集, 第II部門, pp.14-15, 1993.
  - 14) 竹原幸生・江藤剛治・道奥康治: 粒子追跡による流れ計測のための新技術の開発, 水工学論文集, 第38巻, pp.698-696, 1994.
  - 15) 井田康夫・榎木亨・須貝輝博: 超高速ビデオカメラを用いた透過性構造物内部の流体運動可視化に関する実験, 海洋開発論文集, 土木学会, vol.10, pp.307-312, 1994.
  - 16) 京藤敏達・大沼孝之・高橋幸治・西村仁嗣: 多孔体を通過する非定常流の構成方程式, 海岸工学論文集, 第39巻(2), pp.601-605, 1992.
  - 17) 京藤敏達・佐藤宏通・西村仁嗣・椎貝博美: 多孔質防波堤内の水面波の構成方程式とその問題点, 土木学会論文集, 土木学会, No.485, II-26, pp.103-110, 1994.
  - 18) 日本化学会: 化学便覧, 基礎編II, 丸善, 762p., 1993.
  - 19) 榎木亨: 波と漂砂と構造物, 技報堂出版, 482p., 1991.

### 第3章 波変形におよぼす波と構造材料の相対比の効果

#### 第1節 概説

透過性構造物は防波堤、離岸堤などとして多用されているほか、近年では目的に応じた透過波浪や海水交換を期待するリゾート海浜や水産増養殖施設などの消波堤として使用されている。

これらの構造形式は多種多様であるが消波ブロックや割石を積み上げた傾斜堤形式の施工実績が多い。このため従来、ブロック積み堤の計画・設計に資する目的で透過率、反射率に関する多くの研究が行なわれ、沼田<sup>1)</sup>に代表される多数の実験公式<sup>2)</sup>・<sup>3)</sup>が提案されている。しかしながらこれらの算定式は、ブロックの空隙率や堤体幅の無次元量など構造物側の条件が主体となっており、入射波の特性と構造物の特性との相互の関係が式中に充分反映されていない。

一方富永・九津見<sup>4)</sup>は海岸堤防前面の消波工における透過率の検討に際し、波高とブロックの大きさの比の重要性を指摘している。

したがって、沼田らの実験公式に対して模型のスケール効果を明らかにしておかなければ現地への適用はできない。

また現実には大規模消波堤の場合には表層のブロックの大きさは来襲波に対する安定論から定まることが多いが、中詰め工の消波効果を論議する上においてもブロックの大きさの効果を明らかにしておかなければならない。

本章では以上のような観点から堤体内部の抵抗を考える場合、入射波側の流速を代表する波高と、構造物側の流速を支配するブロックの大きさ、言い換えれば空隙の大きさの比が重要な因子となる点に注目し、規則波を用いて直立の球積み堤とブロック積み堤の透過率実験を行ない、波変形におよぼす空隙スケールの効果すなわち模型のスケール効果について実験結果から検証する。

#### 第2節 透過率の次元解析と関数形<sup>10)</sup>

連続した空隙を有する構造物を通過する波の透過現象は波の特性(波高、波長など)、構造物の材料特性(個体の形状および大きさ、空隙率などを透水係数で表わす)ならびに構造物の形状特性(天端高、堤体幅、のり面勾配など)、さらには構造物の設置水深が複雑に関

係する。

一般に水平床上に設置された透過性構造物を通過する波は次の諸量が関係する。

$$\Phi(H_T, H_I, L, h, k, B, a, R, \rho, g) = 0 \quad (3.1)$$

ここに、 $H_T$ :透過波高,  $H_I$ :入射波高,  $L$ :入射波長,  $h$ :水深,  $k$ :透水係数,  $B$ :堤体幅,  $a$ :のり面勾配,  $R$ :天端高,  $\rho$ :水の密度,  $g$ :重力加速度である。これらの記号を図-3.1に表示する。

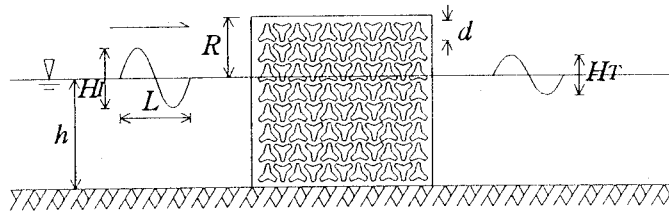


図-3.1 記号説明図

次に透過現象を基本的にとらえるため次のように考える。

1) のり面上における砕波などの影響を除くため、構造物は直立とする。

2) 波は非越波とする。

3) 透水係数は空隙構造が持つ波の通過し易さを示す指標の1つで、定常流の場合、空隙の形状と大きさおよびその配置により決まる。したがって構造物に用いられる材料の形とその積み方(空隙率)が決まればその材料1個の代表長さで透水係数は表現できることから、波の場合にもその考え方を適用し、かつその代表長さを、流体運動が空隙中で行なわれることから、空隙の代表長さで表わす。

この結果、堤体材料の形および空隙率が特定されれば式(3.1)は次式のようなになる。

$$\Phi(H_T, H_I, L, h, d', B, \rho, g) = 0 \quad (3.2)$$

ここに、 $d'$ :空隙の代表長さである。

そこで式(3.2)に対する次元マトリクスを作り、得られた無次元量を整理すると式(3.3)となる。

$$\Phi\left(\frac{H_T}{H_I}, \frac{H_I}{L}, \frac{h}{L}, \frac{B}{L}, \frac{H_I}{d'}\right) = 0 \quad (3.3)$$

よって透過率  $K_T$  の関数形は次式のように表記できる。

$$K_T = \frac{H_T}{H_I} = \Phi \left( \frac{H_I}{L}, \frac{h}{L}, \frac{B}{L}, \frac{H_I}{d'} \right) \quad (3.4)$$

式(3.4)のうち、空隙の代表長さに対する入射波高の大きさを示す無次元量  $H_I/d'$  は次の理由から構造物内部の流速比を示すと考えられる。すなわち波運動の水平水粒子速度  $u$  が

$$u = \frac{\pi H \cosh 2\pi h/L}{T \sinh 2\pi h/L} \quad (3.5)$$

で表わされるので、 $T$  および  $h$  を一定とすると水粒子速度は波高で表わされる。

次いで、 $d'$  は定常流において透水係数と一義的な関係がある。透水係数は流速の次元を持つことから、前述したように  $H_I/d'$  は構造物内部の流速比を示すものであり、このことから、波高と空隙長さの相対比は内部の流体運動や抵抗を表現する際の重要な因子の1つと考えられる。

### 第3節 波と空隙の相対比を考慮した透過率実験<sup>10), 11)</sup>

#### 3.1 概要

透過性構造物による波の変形をその透過率で代表すると、構造物材料の形、大きさ、空隙率を固定すれば、波形勾配、水深波長比、相対堤体幅および波高・空隙長さ比の関数で表わされることを先に示した。

そこで、これらの無次元量、特に波高・空隙長さ比が波の変形におよぼす効果を透過率実験により明らかにして行こう。このため空隙形状が一定で均一に分布する球と、任意形状の不均一な空隙を構成するブロック模型でそれぞれ直立堤を構築し、実験結果より波と空隙の相対的な比(これをここで空隙スケールと呼ぶ)の効果について考察を加え、その効果を考慮した透過率の算定式を導くこととする。

#### 3.2 実験方法

##### (1) 実験装置および方法

実験は、高さ  $0.9m$ 、幅  $0.8m$ 、長さ  $30m$  の造波水槽に、図-3.2に示す、大きさの異なるガラス球およびテトラポッド模型を、それぞれ空隙を最小となるように積み上げた直立堤

(両端は金網で被覆)を設け、堤体幅を変化させて透過波高を測定し、これを入射波高で除して透過率を算出した。天端高は越波させないようにすべて  $0.9m$  である。

透過波高の測定は、透過後の波が安定する堤体後面より  $2m$  の位置で行ない、入射波高は同位置における構造物を設置しない場合の値を用いた。波高の測定はいずれも水槽側面に貼付したスケール(最小目盛り  $1mm$ )上の水位をビデオカメラで記録し、これを再生して読み取った。

なお実験はすべて2回ずつ行い、透過率はその平均値で表わすものとする。

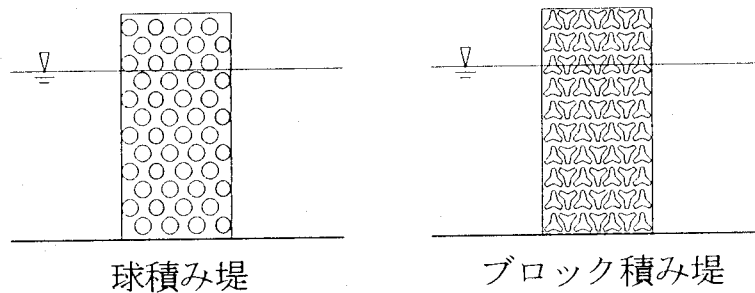


図-3.2 堤体概略図

## (2) 実験の種類

実験に用いた入射波はすべて規則波で、表-3.1(a)および表-3.1(b)に示すように4つの相対水深グループに分けられる球積み堤で10個、ブロック積み堤で68個の波である。

堤体は球積み堤の場合、ガラス球を3種類(直径  $d=1.6, 2.5$  および  $3.8cm$ )を用いて4種類の堤体(堤体幅  $B=10, 20, 30$  および  $60cm$ )をつくり、ブロック積み堤では4種類のテトラポッド模型(高さ  $d=4.5, 7.2, 12.2$  および  $18.9cm$ )を用いて3~4種類の堤体( $B=10 \sim 200cm$ )を構築し、波高・空隙長さ比ならびに相対堤体幅の値が広範囲に得られるように配慮した。構造物の詳細を表-3.2(a)および表-3.2(b)に示す。



表-3.1(a) 入射波の諸元(球積み堤)

相対水深 $h/L$	0.100 (0.095 ~ 0.104)	0.126 (0.122 ~ 0.132)
水深 $h$ (cm)	45 ~ 60	40 ~ 65
波高 $H_I$ (cm)	6.0 ~ 17.2	6.4 ~ 16.1
周期 $T$ (cm)	2.2 ~ 2.6	1.8 ~ 2.2
波長 $L$ (cm)	433 ~ 593	327 ~ 505
波形勾配 $H_I/L$	0.010 ~ 0.040	0.020 ~ 0.047
波の個数	5	5
	10	

表-3.1(b) 入射波の諸元(ブロック積み堤)

相対水深 $h/L$	0.084 (0.081 ~ 0.086)	0.100 (0.095 ~ 0.104)	0.126 (0.119 ~ 0.131)	0.169 (0.157 ~ 0.183)
水深 $h$ (cm)	30 ~ 45	30 ~ 60	30 ~ 70	30 ~ 70
波高 $H_I$ (cm)	5.8 ~ 15.4	5.9 ~ 18.8	5.6 ~ 18.3	10.2 ~ 20.4
周期 $T$ (cm)	2.00 ~ 2.60	2.00 ~ 2.60	1.60 ~ 2.40	1.50 ~ 1.80
波長 $L$ (cm)	356 ~ 522	287 ~ 593	253 ~ 577	308 ~ 403
波形勾配 $H_I/L$	0.010 ~ 0.030	0.010 ~ 0.034	0.016 ~ 0.047	0.026 ~ 0.056
波の個数	12	17	27	12
	68			

表-3.2(a) 構造物の諸元(球積み堤)

ガラス球の直径 $d$ (cm)	1.6	2.5	3.8
空隙代表径 $d'$ (cm)	1.1	1.8	2.7
堤体幅 $B$ (cm)	10, 20, 30, 40		
波高・空隙代表径比 $H_I/d'$	5.3 ~ 15.2	3.4 ~ 9.8	2.2 ~ 6.4
相対堤体幅 $B/L$	0.034 ~ 0.183		

表-3.2(b) 構造物の諸元(ブロック積み堤)

ブロックの高さ	$d$ (cm)	4.5	7.2	12.2	18.9
空隙代表径	$d'$ (cm)	2.9	4.6	7.9	12.1
堤体幅	$B$ (cm)	10, 20, 30, 40	20, 40, 60	30,40,60,100	60,80,120,200
波高・空隙代表径比	$H/d'$	1.24 ~ 4.53	0.78 ~ 2.83	0.46 ~ 1.67	0.30 ~ 1.80
相対堤体幅	$B/L$	0.017 ~ 0.158	0.034 ~ 0.237	0.051 ~ 0.395	0.101 ~ 0.791

### (3)空隙の代表長さ

透過性構造物が内包する空隙は多種多様であり、個体を積み上げる形式の場合でも積み方により空隙の形状や規模は当然変化する。本論文においては球およびテトラポッド模型を用い、空隙を最小となるように積み上げて堤体を構築しており、この場合に構成される空隙を扱い易くするために空隙1個分を同体積の球で表わし、その直径をもって空隙の代表長さとする。これを以後、空隙代表径( $d'$ )と呼称することとするが、以下に $d'$ に関して球積み堤、ブロック積み堤に分けて詳細を述べる。

#### 1)球積み堤

ガラス球を空隙が最小となるように積み上げると基本形は図-3.3のように六方最密配列<sup>5)</sup>となる。このようなユニットセルを積み上げれば球積み堤ができる。この場合、表-3.3に示すようにユニットセルの全体積は、立方配列の場合を1とすると六方最密配列は0.707倍となり、空隙体積は同じく0.183倍となる。したがって空隙率は26%である。この1個の空隙体積を $(1/6)\pi d^3$ と置くことにより、空隙代表径( $d'$ )が計算できる。各ガラス球の $d'$ を表-3.2(a)に示す。

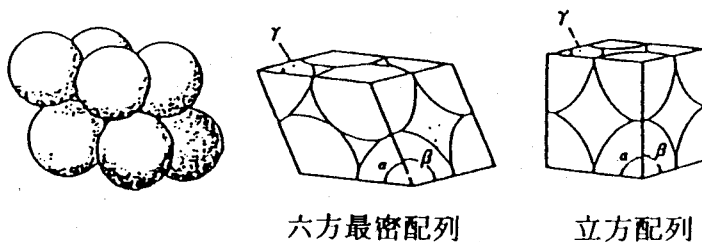


図-3.3 球の配列

表-3.3 ユニットセルの比較

	六方最密配列	立方配列
	$\alpha = \beta = 60^\circ \quad \gamma = 90^\circ$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
底面積 $A$	$\sqrt{3}/2$	1.0
全体積 $V_{unit}$	0.707	1.0
空隙体積 $V_{pore}$	0.183	0.476
空隙率 $\varepsilon$	0.26	0.48

ただし  $V_{unit}$  : ユニットセルにおける全体積  
 $V_{pore}$  : ユニットセルにおける空隙体積

## 2) ブロック積み堤

テトラポッド模型を最密に注意深く積み上げれば、その空隙率は50%となることから、空隙1個の体積はブロックと同体積とみなし、これを  $(1/6)nd^3$  と置くことにより、空隙代表径( $d'$ )が計算できる。各ブロックの  $d'$  を表-3.2(b)に示す。

## 3. 3 実験結果と考察

堤体材料の大きさ、堤体幅ならびに入射波の組合わせから、球積み堤では120個、ブロック積み堤では1020個の透過率実測値を得た。これらの多数のデータを3.2で記述した重要な因子である相対水深、波形勾配、波高・空隙代表径比および相対堤体幅で整理し、透過率との関係を明らかにする必要があるが、これらのうち相対水深は球積み堤で2種、ブロック積み堤でも4種しかないことから、相対水深が一定のもとで他の3つの因子と透過率の関係について考察する。

### (1) 波高・空隙代表径比の効果

図-3.4~図-3.5は透過率に対する  $H/d'$  の効果を  $B/L$  をパラメータに表わしたもので、 $H/L$  はすべて0.015~0.020の範囲にある。これらの図より、 $h/L, B/L$  の値にかかわらず、球積み堤、ブロック積み堤の双方で  $H/d'$  の増加にともなって  $Kt$  は小さくなる。

そしてこの減少傾向は球積み堤よりもブロック積み堤で明らかに認められる。またこのような特徴は他の波形勾配でも明瞭に認められる。

この結果、波の大きさと空隙の大きさの比が透過率に大きく関係し、この比が大きくなるほど透過率は小さくなることが判明した。

富永・九津見は海岸堤防前面の消波工を検討する過程で、波高とブロック長の比を取り上げたが、実験ケースも少なく、この比の範囲も充分ではなかったため、その重要性の指摘のみにとどまっている。

波高・空隙代表径比は浅海表面波の水粒子速度を決定する波高と、空隙構造の透水係数を表わす空隙代表径の比が内部流速の変化に大きく係わることを意味しており、今後透過現象を考えていく上で極めて重要な数値である。

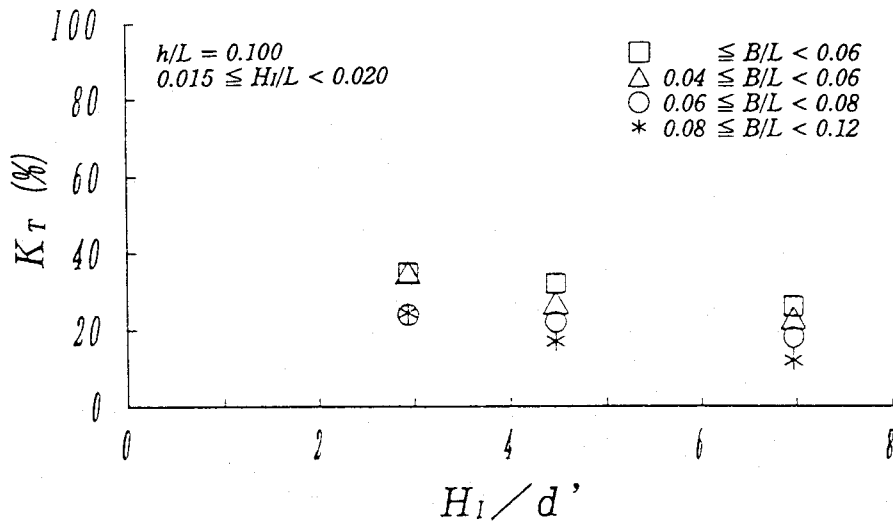


図-3.4(a) 透過率と波高・空隙代表径比(球積み堤)

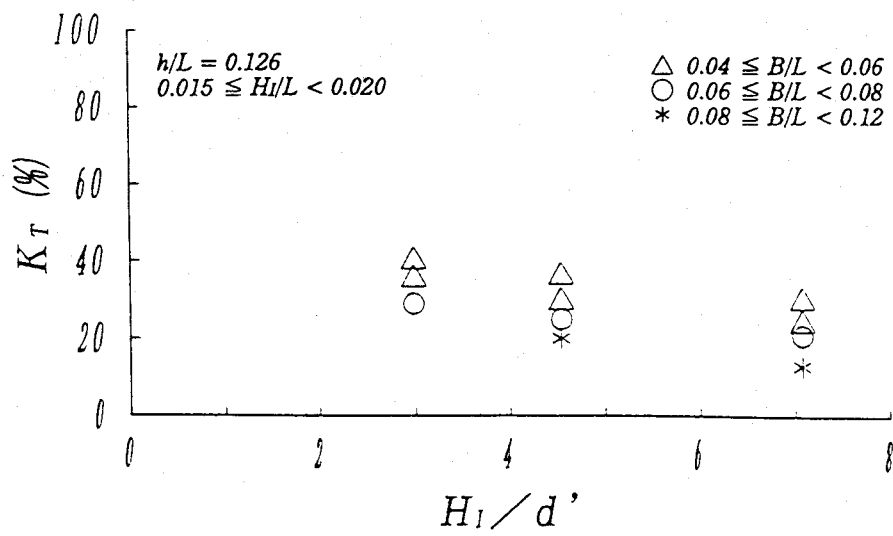


図-3.4(b) 透過率と波高・空隙代表径比(球積み堤)

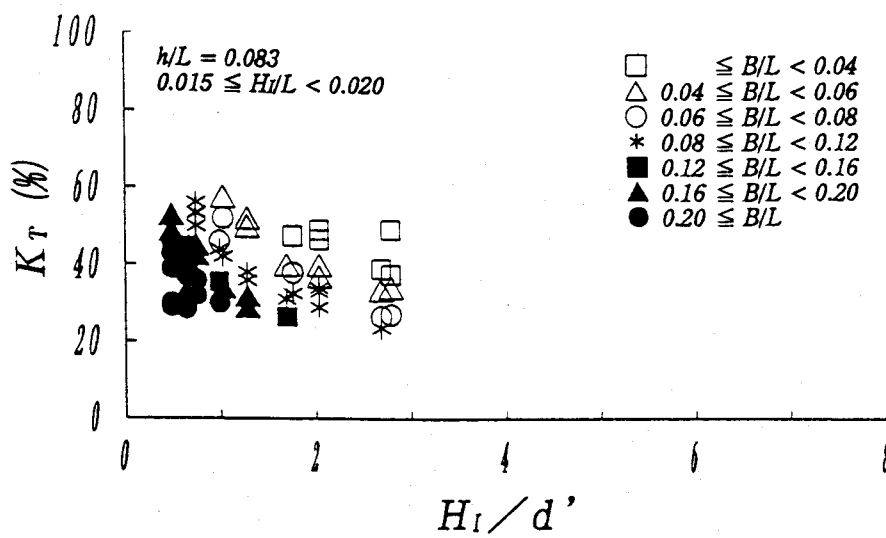


図-3.5(a) 透過率と波高・空隙代表径比(ブロック積み堤)

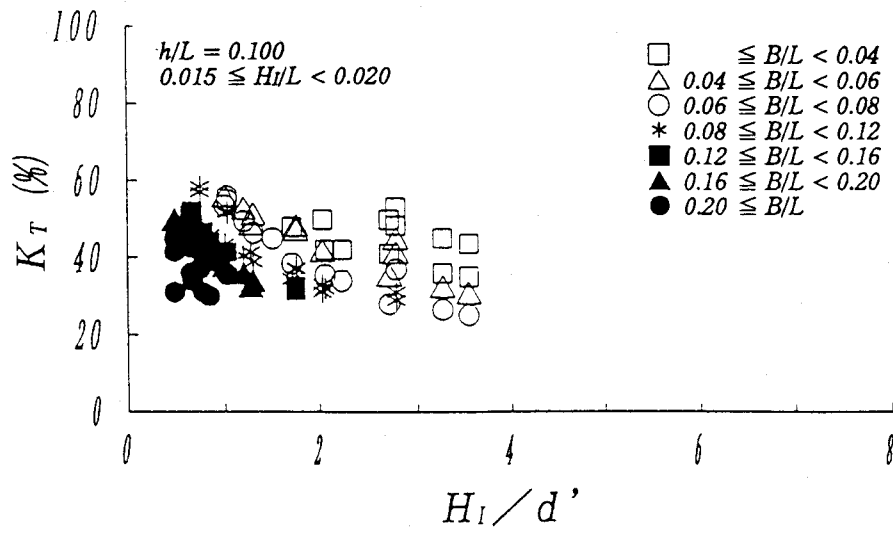


図-3.5(b) 透過率と波高・空隙代表径比(ブロック積み堤)

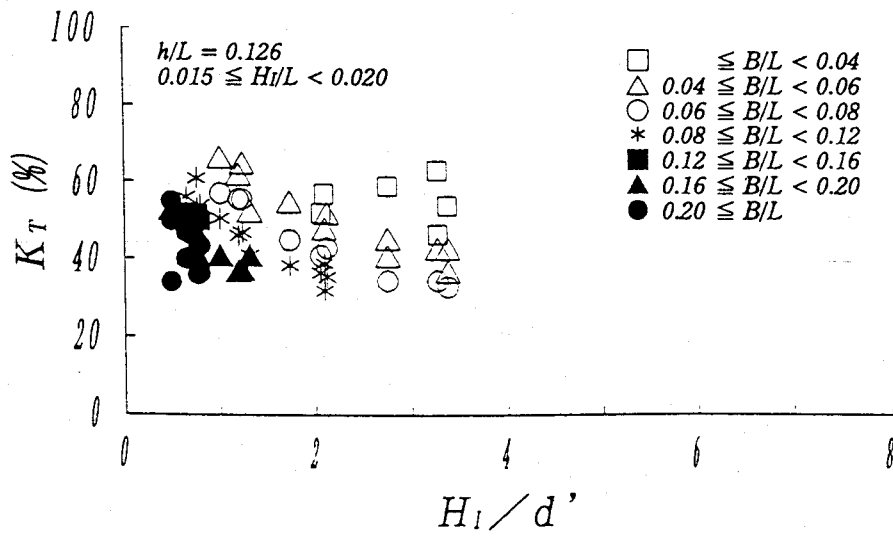


図-3.5(c) 透過率と波高・空隙代表径比(ブロック積み堤)

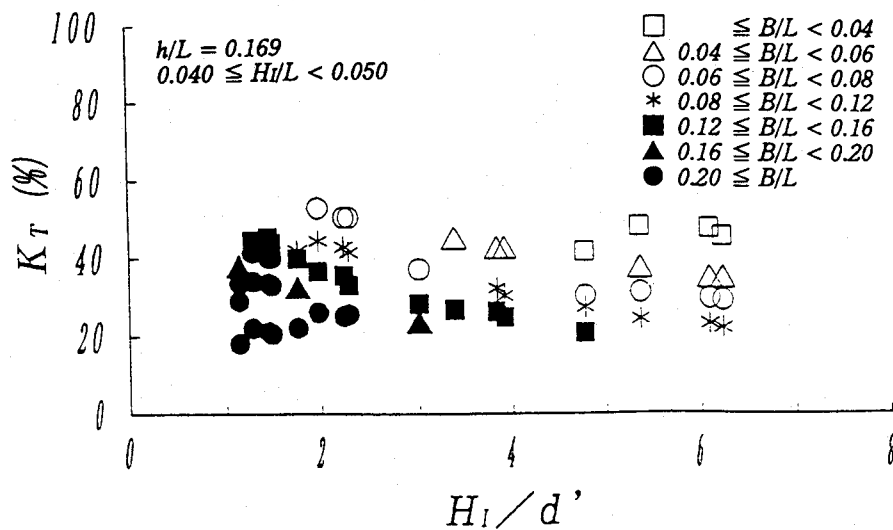


図-3.5(d) 透過率と波高・空隙代表径比(ブロック積み堤)

## (2) 相対堤体幅の効果

近藤・藤間<sup>6)</sup>による傾斜式立体格子構造物の波高伝達率や、出口・樁木ら<sup>7)</sup>の透過層上の波の変形に関する研究からもわかるように、構造物の堤体幅や透過層の長さが波の変形に極めて大きく関係する。ここでは、この堤体幅の効果を明らかにしておくが、この堤体幅の効果は入射波の波長との関係において論議する必要がある。このため式(3.4)の通り、透過率に対する  $B/L$  (これを相対堤体幅という) の効果を実験結果より見てみよう。

透過率に対する相対堤体幅の影響を、 $H_1/d'$  をパラメータに示したものが図-3.6～図-3.7で、図中の  $H_1/L$  はすべて  $0.015 \sim 0.020$  = 一定の範囲にある。図から明らかのように、いずれの  $h/L$ ,  $H_1/d'$  においても  $B/L$  の増加にしたがって  $K_T$  は小さくなり、その減少の度合は図-3.7(d) を見れば指数関数的である。この傾向は球積み堤の実験値では明らかではないが、ブロック積み堤では顕著に見られる。そしてこれらの関係は波形勾配の値が異なっても同じ傾向を持つ。

このような透過率に対する相対堤体幅の効果は先に述べた出口・樁木らの知見と一致す

る。

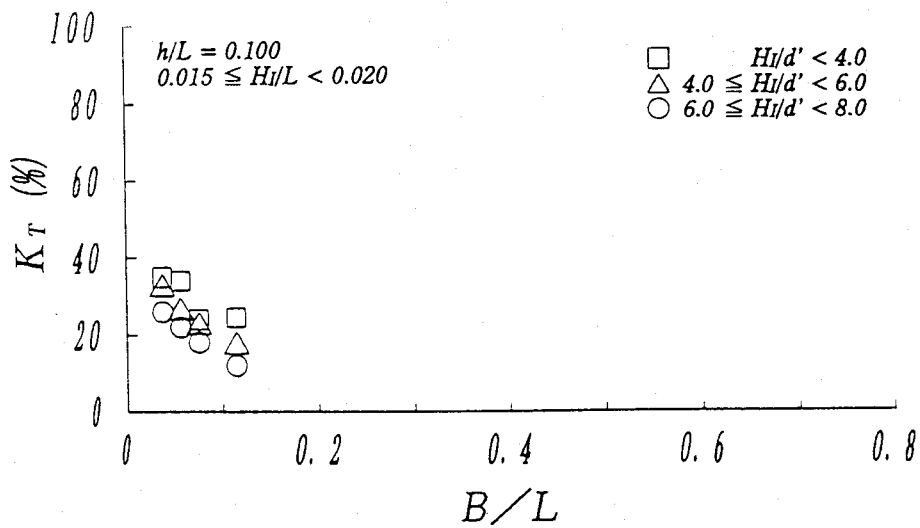


図-3.6(a) 透過率と相対堤体幅(球積み堤)

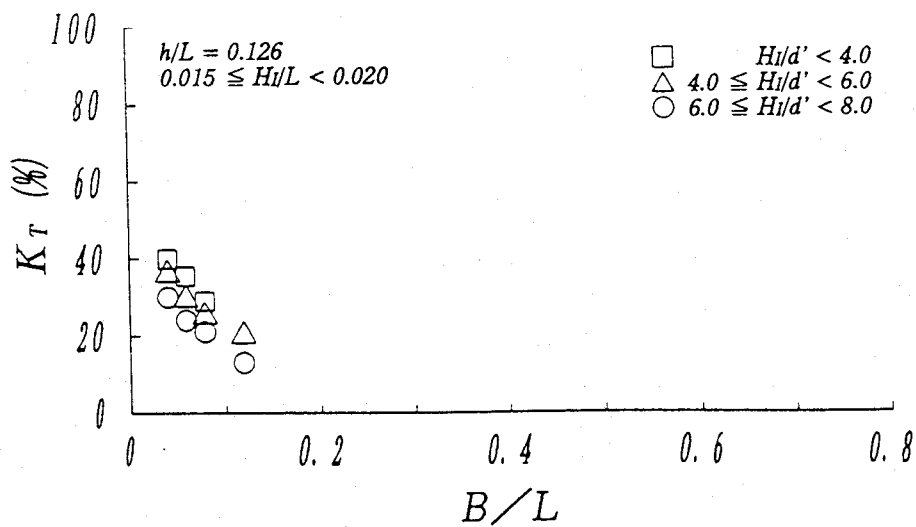


図-3.6(b) 透過率と相対堤体幅(球積み堤)



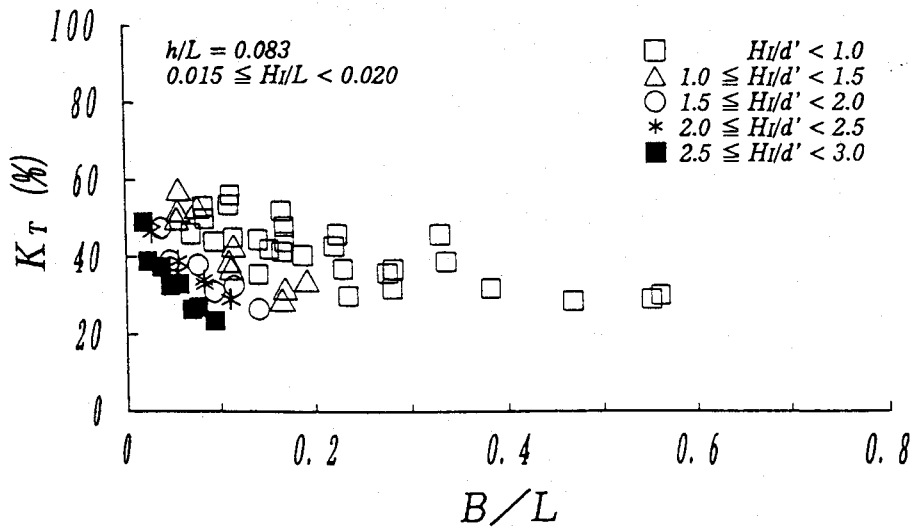


図-3.7(a) 透過率と相対堤体幅(ブロック積み堤)

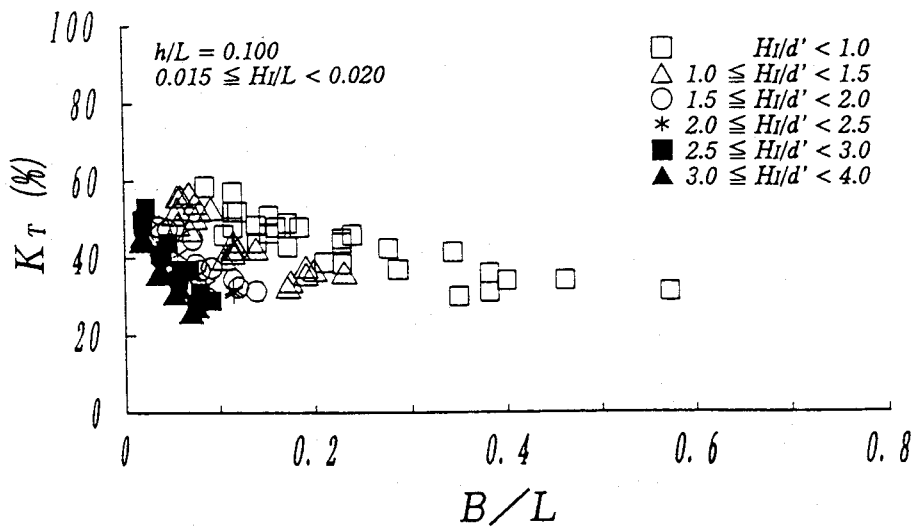


図-3.7(b) 透過率と相対堤体幅(ブロック積み堤)

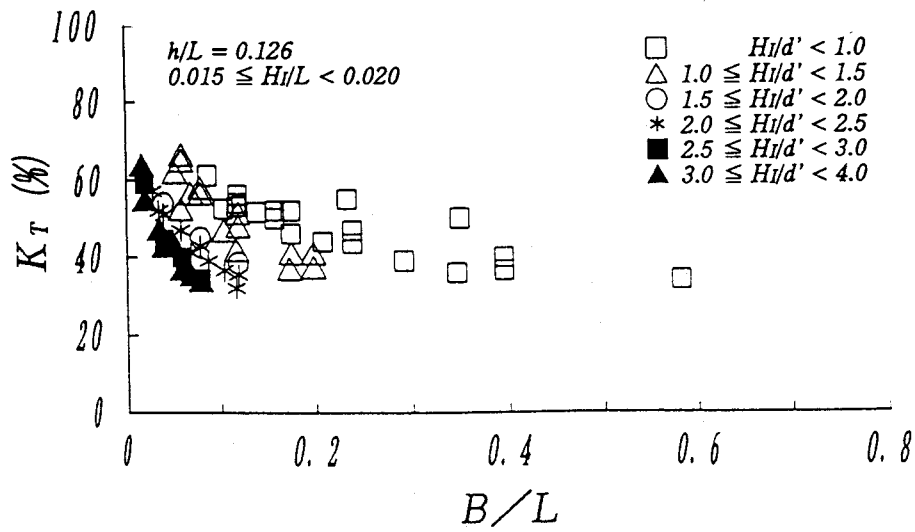


図-3.7(c) 透過率と相対堤体幅(ブロック積み堤)

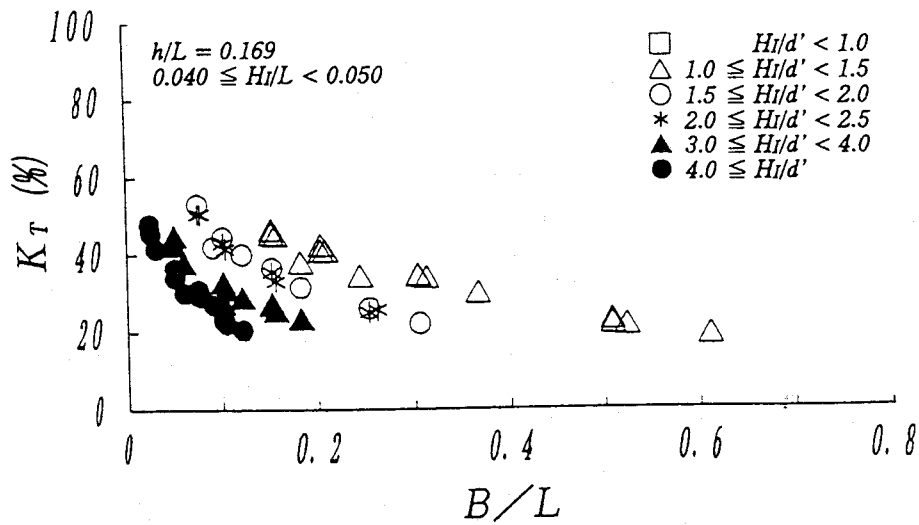


図-3.7(d) 透過率と相対堤体幅(ブロック積み堤)

(3) 波形勾配の効果

図-3.8～図-3.9は、透過率に対する  $H_I/L$  の効果を  $B/L$  をパラメータに表わしたものである。これらの図から  $h/L$ ,  $B/L$  の値にかかわらず,  $H_I/d'$  を固定すれば, いずれも  $H_I/L$  の増加にともなう  $K_T$  の変化はあまり大きくなく, ほとんど変化の見られない場合もある。このことは透過性構造物による波の変形を扱う場合, 一般に知られている波形勾配によって  $K_T$  が左右されるという事実と一致しない。そこで念のため他の  $H_I/d'$  についても考察を加えたものが図-3.10～図-3.11である。この一連の図からも  $H_I/d'$  の値が異なってもやはり,  $K_T$  の  $H_I/L$  に関する依存性はそんなに大きくないことは明らかである。

このように透過率におよぼす波形勾配の効果は, 従来言われているように, 「石やブロック積み構造における透過率は, 波形勾配の増大にともなって指数関数的に減少する」<sup>8), 9)</sup> という単純なことではなく, 相対水深, 波高・空隙代表径比および相対堤体幅の条件を整えて判断するとそれほど大きくないことが判明した。

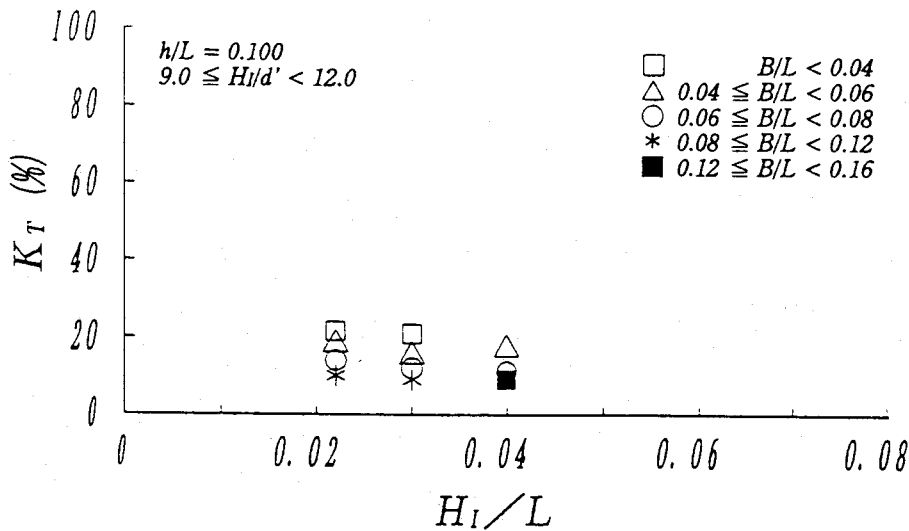


図-3.8(a) 透過率と波形勾配(球積み堤)

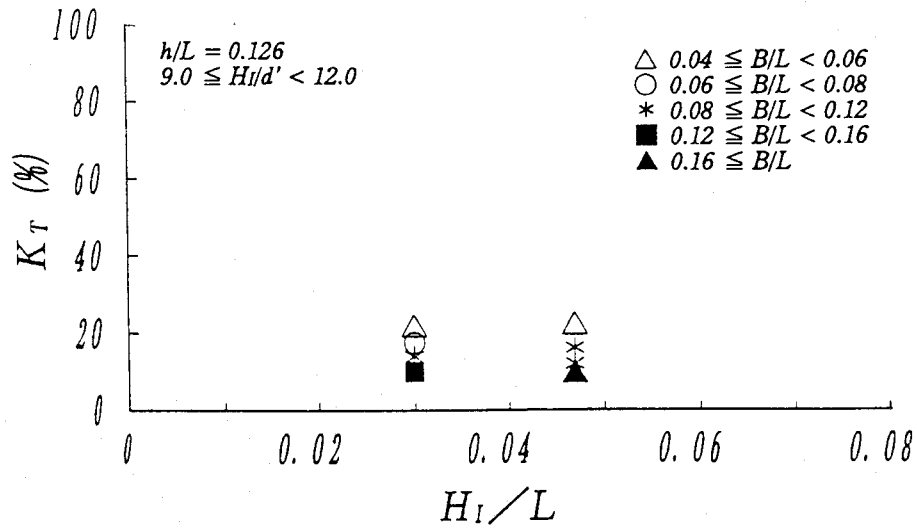


図-3.8(b) 透過率と波形勾配(球積み堤)

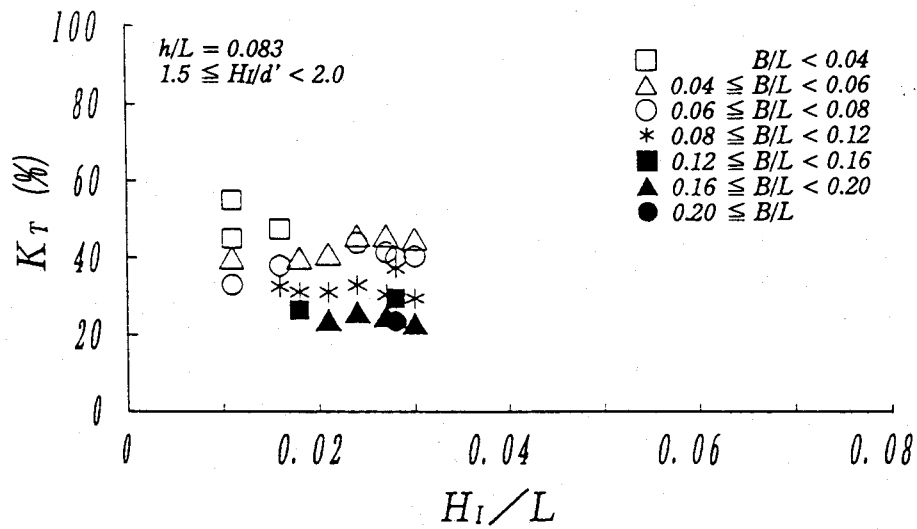


図-3.9(a) 透過率と波形勾配(ブロック積み堤)

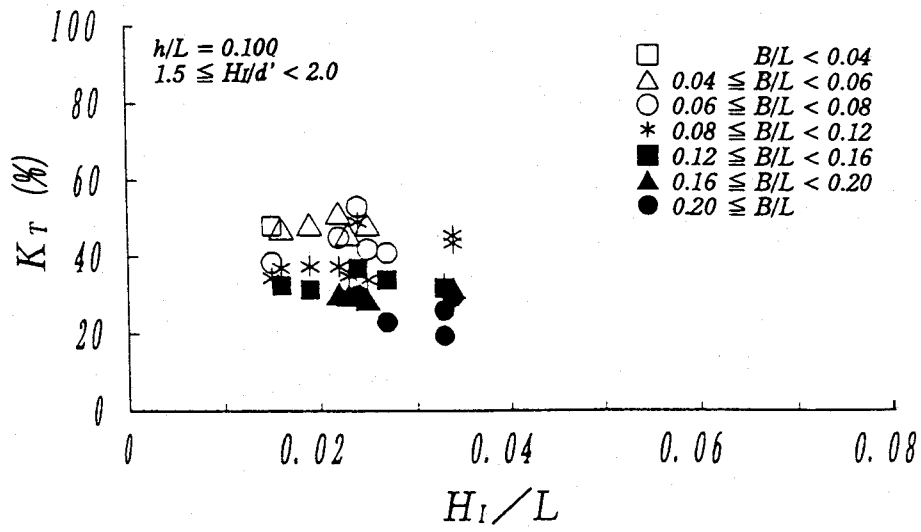


図-3.9(b) 透過率と波形勾配(ブロック積み堤)

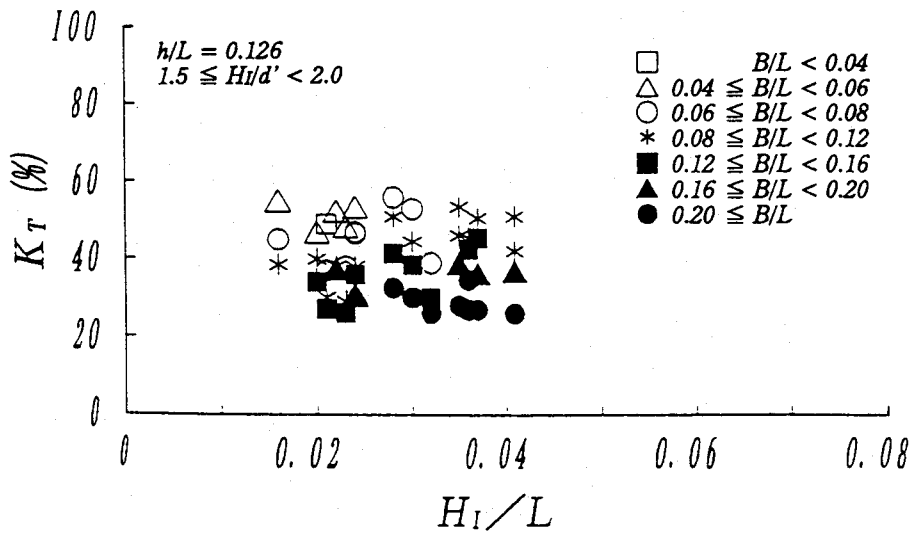


図-3.9(c) 透過率と波形勾配(ブロック積み堤)

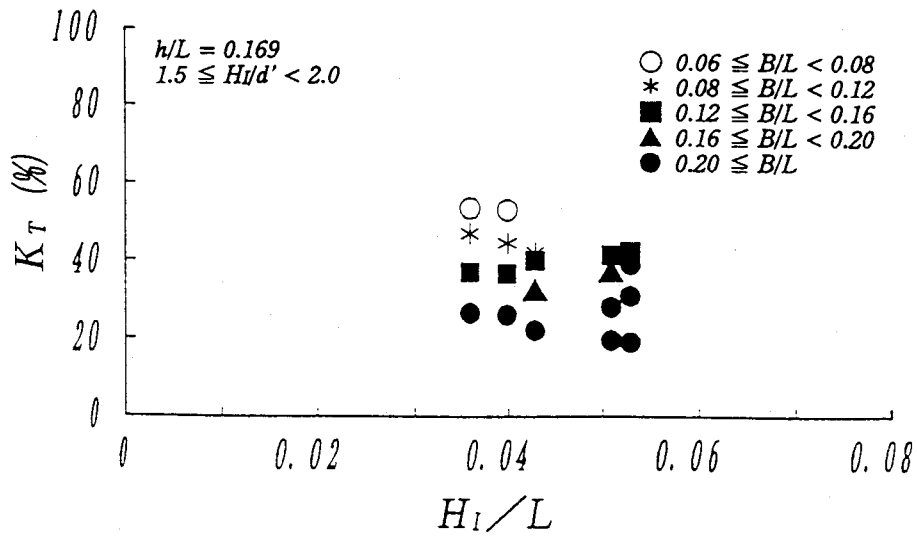


図-3.9(d) 透過率と波形勾配(ブロック積み堤)

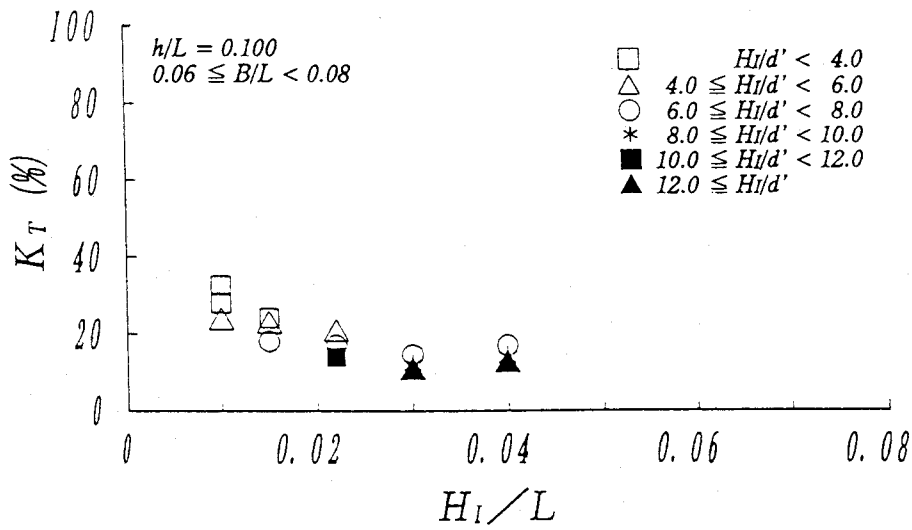


図-3.10(a) 透過率と波形勾配(球積み堤)

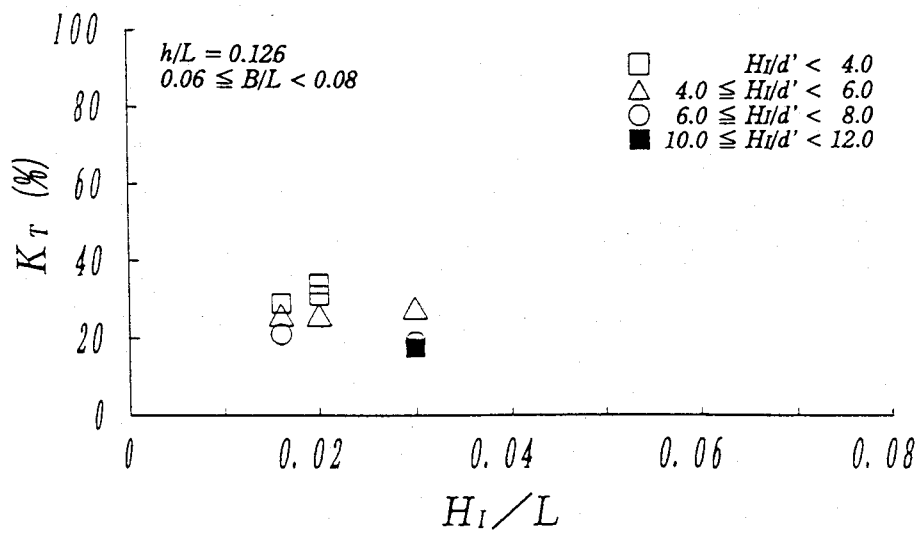


図-3.10(b) 透過率と波形勾配(球積み堤)

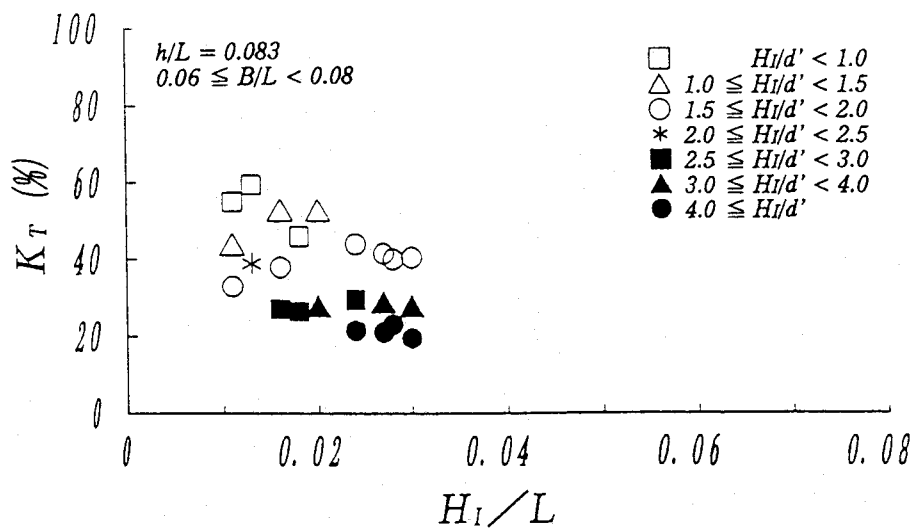


図-3.11(a) 透過率と波形勾配(ブロック積み堤)

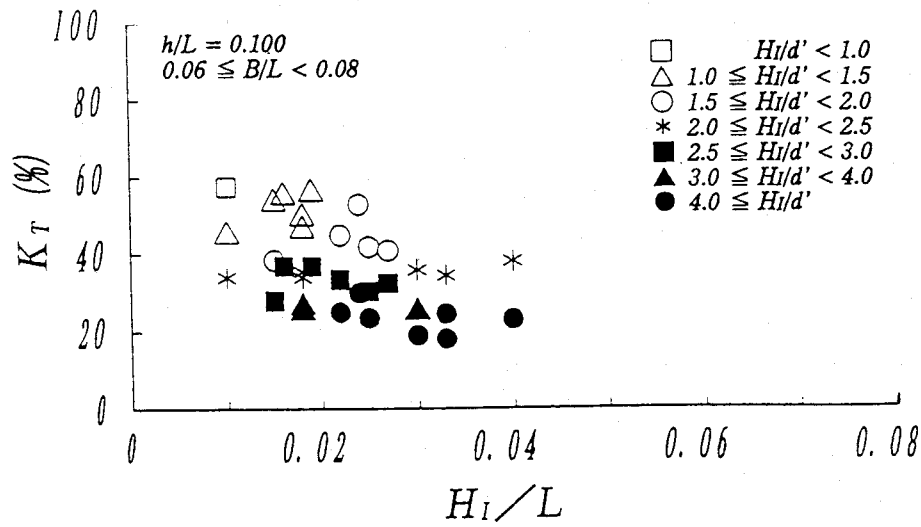


図-3.11(b) 透過率と波形勾配(ブロック積み堤)

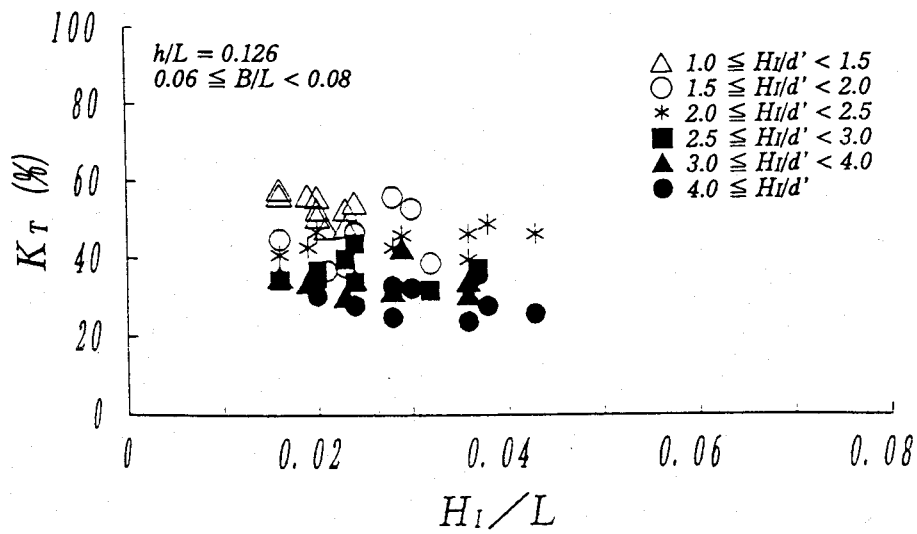


図-3.11(c) 透過率と波形勾配(ブロック積み堤)



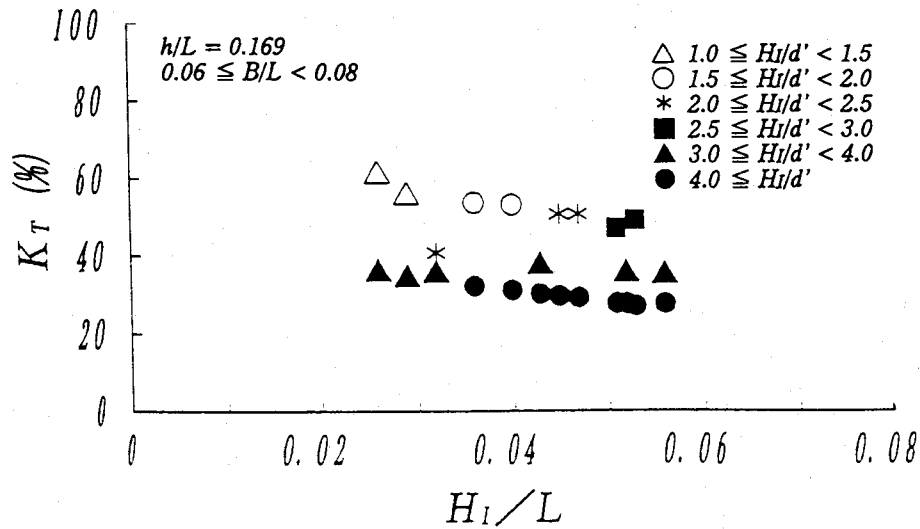


図-3.11(d) 透過率と波形勾配(ブロック積み堤)

以上のように本節では波高・空隙代表径比, 相対堤体幅ならびに波形勾配が, 透過率におよぼす効果を検討したが, 単に入射波の特性を表わす波形勾配よりも, 構造物のスケールと波のスケールとの相対的な比を, 水平方向に表わす相対堤体幅ならびに鉛直方向に表わす波高・空隙代表径比の影響の方が大きいことが分った。

#### 第4節 透過率算定の試み<sup>10)</sup>

前節の結果を踏まえブロック積み堤の透過率を算定するための実験公式を導いてみよう。

透過率におよぼす各無次元量の影響度は  $H_1/d'$  および  $B/L$  の方が  $H_1/L$  よりも大きいことから透過率を式(3.6)のように記述する。

$$K_T = C (H_1/d')^\beta (B/L)^\gamma \quad (3.6)$$

ここに,  $C, \beta, \gamma$  は  $H_1/d', B/L$  に対しては定数である。

しかし式(3.6)中には  $h/L$ ,  $H_i/L$  が含まれていないので  $C, \beta, \gamma$  は  $h/L$ ,  $H_i/L$  の関数になるものと考えられる。

次に式(3.6)の  $C, \beta, \gamma$  を求めるため、両辺の対数を取り、次のように置換する。

$$\log K_T = \log C + \beta \log(H_i/d') + \gamma \log(B/L) \quad (3.7)$$

$\log K_T = Y$ ,  $\log C = A$ ,  $\log(H_i/d') = X$ ,  $\log(B/L) = Z$  とすると式(3.7)は次式のようにおける。

$$Y = A + \beta X + \gamma Z \quad (3.8)$$

次に式(3.8)の  $Y$  を移項して式(3.9)に示す残差  $\epsilon_i$  を求めるとこれの二乗和は式(3.10)となる。

$$\epsilon_i = Y_i - A - \beta X_i - \gamma Z_i \quad (3.9)$$

$$\sum_{i=1}^n \{\epsilon_i\}^2 = \sum_{i=1}^n \{Y_i - A - \beta X_i - \gamma Z_i\}^2 \quad (3.10)$$

式(3.10)を  $A, X, Z$  でそれぞれ偏微分し、これらの極値が0となるように式(3.11)を解いて、 $C, \beta, \gamma$  を求める。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial A} \sum_{i=1}^n \{\epsilon_i\}^2 &= -2 \sum_{i=1}^n \{Y_i - A - \beta X_i - \gamma Z_i\} \\ &= -2 \left\{ \sum_{i=1}^n Y_i - nA - \beta \sum_{i=1}^n X_i - \gamma \sum_{i=1}^n Z_i \right\} \\ \frac{\partial}{\partial \beta} \sum_{i=1}^n \{\epsilon_i\}^2 &= -2 \sum_{i=1}^n X_i \{Y_i - A - \beta X_i - \gamma Z_i\} \\ &= -2 \left\{ \sum_{i=1}^n X_i Y_i - A \sum_{i=1}^n X_i - \beta \sum_{i=1}^n X_i^2 - \gamma \sum_{i=1}^n X_i Z_i \right\} \\ \frac{\partial}{\partial \gamma} \sum_{i=1}^n \{\epsilon_i\}^2 &= -2 \sum_{i=1}^n Z_i \{Y_i - A - \beta X_i - \gamma Z_i\} \\ &= -2 \left\{ \sum_{i=1}^n Z_i Y_i - A \sum_{i=1}^n Z_i - \beta \sum_{i=1}^n X_i Z_i - \gamma \sum_{i=1}^n Z_i^2 \right\} \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} [Y] - nA - \beta[X] - \gamma[Z] &= 0 \\ [XY] - A[X] - \beta[X^2] - \gamma[XZ] &= 0 \\ [ZY] - A[Z] - \beta[XZ] - \gamma[Z^2] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

そこで全データを波形勾配ごとに57種類に分類し、さらにこれを値の近い範囲で、例えば  $H_i/L = 0.010 \sim 0.012$ ,  $0.013 \sim 0.015$  などにグループ化し、式(3.11)により相対水深

別にこれの多変量解析を行い、 $h/L=0.083$ で5個、他の相対水深(0.100, 0.126, 0.169)でそれぞれ7個、合計26個の $C, \beta, \gamma$ を得た。

次に、これらの $C, \beta, \gamma$ と波形勾配の関係を考察する。

(1)  $C$ と波形勾配の関係

図-3.12は前述の方法で得た $C$ と $H_I/L$ の関係を表わしたもので、この図よりいずれの相対水深でも $H_I/L$ の増加にともなう $C$ の変化はあまり大きくなく、特に $H_I/L > 0.025$ の領域では $C$ の差はほとんどない。全体的に見ても $C$ の値は0.15～0.23の間にあり、 $H_I/L$ にかかわらず $C$ は一定と見てよい。

そこで $C$ の全平均を求め、次式を得た。

$$C = 0.19 \quad (3.12)$$

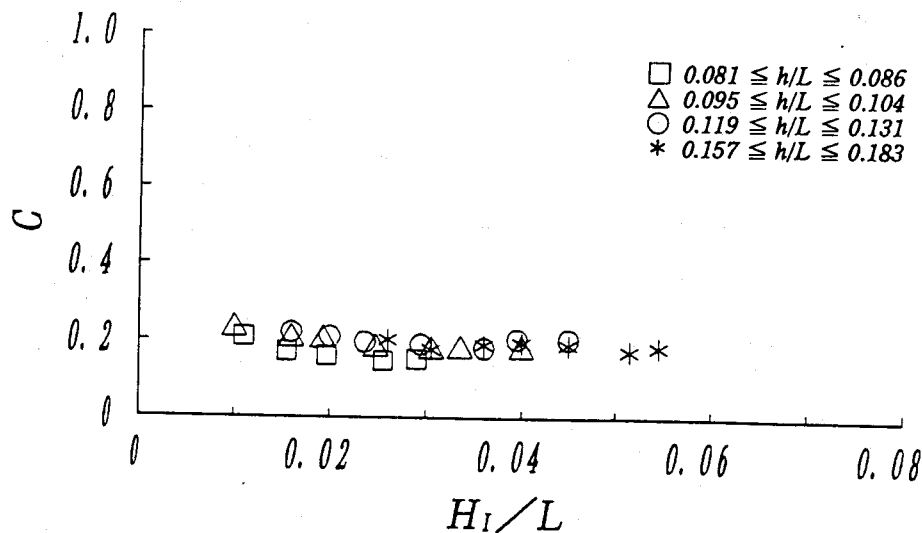


図-3.12  $C$ と波形勾配(ブロック積み堤)

(2)  $\beta$ と波形勾配の関係

図-3.13は相対水深ごとに $|\beta|$ と $H_I/L$ の関係を示したもので、いずれの相対水深でも $H_I/L$ の増加につれて $|\beta|$ は単調に大きくなり、かつ相対水深による $|\beta|$ の差もあまり

大きくない。

そこで  $|\beta|$  と  $H_1/L$  の間に線形関係を仮定して回帰式を求め、次式を得た。

$$\beta = a_1 + b_1(H_1/L) \quad (3.13)$$

ここに、 $a_1 = -0.41$ ,  $b_1 = -4.2$  である。

この回帰式に対する相関係数は  $0.81$  で、相関は良好である。

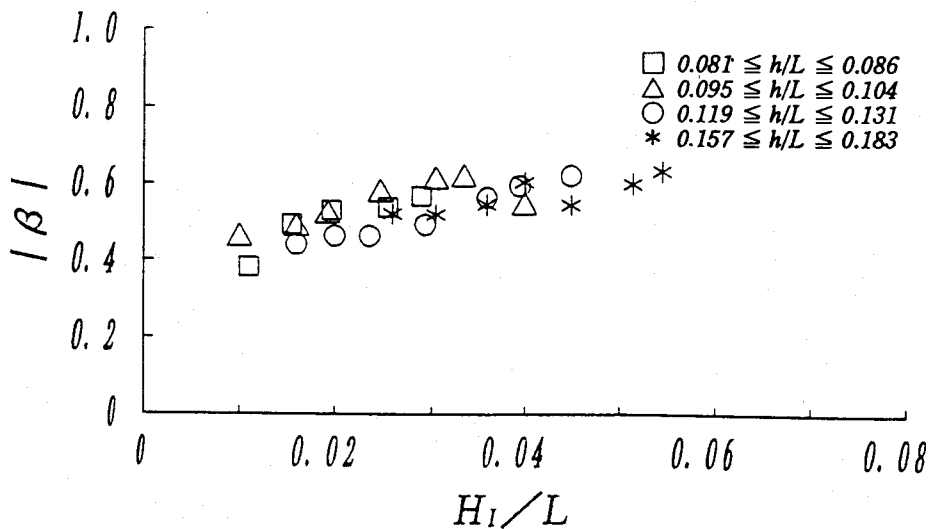


図-3.13  $\beta$  と波形勾配(ブロック積み堤)

### (3) $\gamma$ と波形勾配の関係

図-3.14は相対水深ごとに  $|\gamma|$  と  $H_1/L$  の関係を示したもので、相対水深にかかわらず  $H_1/L$  の増加にともなって  $|\gamma|$  は直線的に大きくなり、そのうえ、相対水深による  $|\gamma|$  の差もほとんど認められない。

そこで  $\beta$  と同様に  $|\gamma|$  と  $H_1/L$  の間に線形関係を仮定し、次式の関係を得た。

$$\gamma = a_2 + b_2(H_1/L) \quad (3.14)$$

ここに、 $a_2 = -0.29$ ,  $b_2 = -5.5$  である。

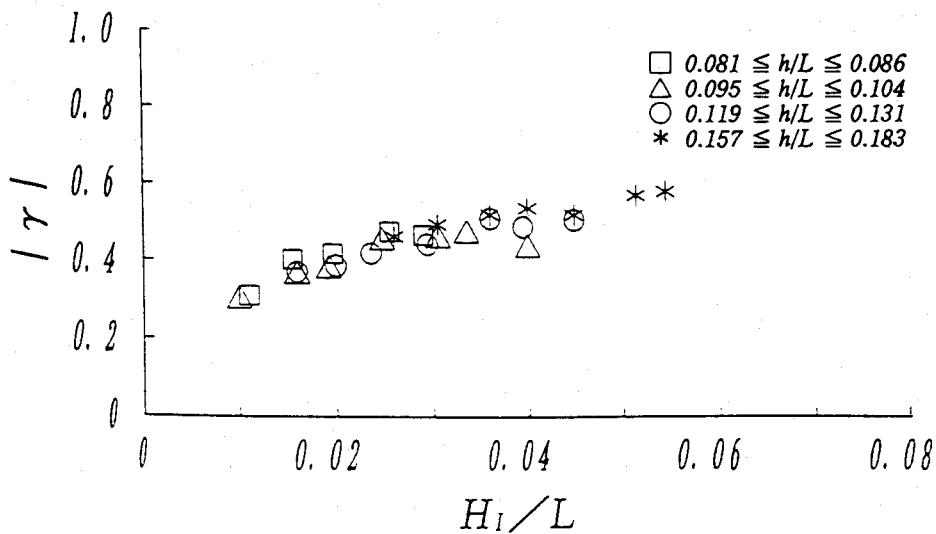


図-3.14  $\gamma$ と波形勾配(ブロック積み堤)

この回帰式に対する相関係数は 0.92 で、非常に良好な相関関係を有している。このようにして  $C, \beta, \gamma$  が得られたので、これを式(3.6)に用いて、取りまとめると透過率算定式は式(3.15)となる。

$$\begin{aligned}
 K_T &= 0.19(H_1/d')^\beta (B/L)^\gamma & (3.15) \\
 \beta &= -0.41 - 4.2H_1/L \\
 \gamma &= -0.29 - 5.5H_1/L
 \end{aligned}$$

次に、式(3.15)により透過率の計算を行ない、得られた計算透過率( $K_T$  CAL)と実験透過率( $K_T$  EXP)を照合すると図-3.15が得られた。この図によるとプロットはおおむね線上に沿い、一定の傾向を示しており、総数 1020 個のうち誤差の割合が  $\pm 10\%$  にあるものが 609 個で、全体の 59.7%、また  $\pm 20\%$  には 93.8% にあたる 957 個が存在する。そしてこれらの誤差の分布はほぼ正規分布を呈しており、偏りは見られない。また  $h/L, H_1/L, H_1/d'$  ならびに  $B/L$  について誤差の分布特性を調べたが、特に取り上げるべき特徴は見出せなかった。

また図中にはやや誤差の大きい部分も認められるが、これは  $C, \beta, \gamma$  式の決定において対数化による直線回帰や、拗りや曲がりのある分布を 1 本の回帰式で表現したことなど

に起因すると考えられる。

以上のように透過現象における空隙スケールの重要性を波高・空隙代表径比で表現し、これと相対堤体幅の関数として透過率の算定を試みた結果、実験値とかなり良い一致を示した。したがって構造物と入射波の相互の特性を表わす波高・空隙代表径比が波の変形を考えるに際し、かなり有用であることが確認された。

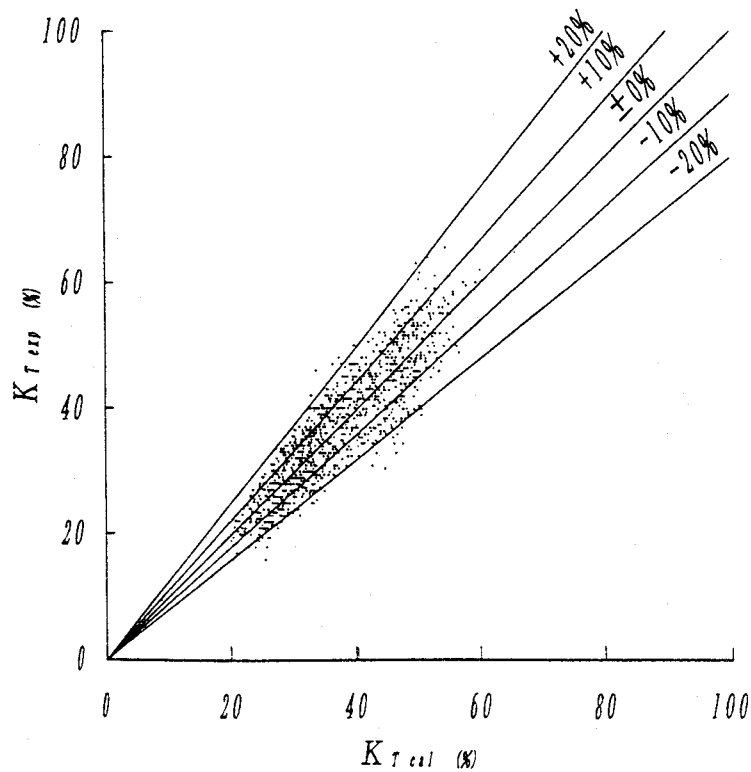


図-3.15 透過率の実験値と計算値の比較(ブロック積み堤)

#### 第5節 結語

消波堤など単体を積み上げて空隙を持つ構造物をつくり、波の変形を期待する場合、ともすれば入射波側の特性、構造物側の特性が個別に論議されてきた。

そこで本章では空隙の持つ機能を、入射波側、構造物側の相互の特性を波高・空隙代表径比として採り上げ、基本的な空隙を形成する球積み堤と、一般的なブロック積み堤を対象に透過率実験を行ない、この比の波変形に対する有用性を検討した。その結果、波高・空隙代表径比の増大にともなって透過率は指数関数的に減少し、波変形を扱う上で重要な因子であることが判明した。またこの比を一定にして透過率と波形勾配の関係をみれば、

従来言われているような波形勾配の増大にともなって透過率は指数関数的に減少するという一義的な関係は認められないことが明らかになった。さらに波高・空隙代表径比と相対堤体幅を変数として多数のデータから回帰分析を行ない、透過率の算定式を確立し、その計算結果と実験値を比較してみると良い一致を示した。

#### 参考文献

- 1) 沼田淳: ブロック堤の消波効果に関する実験的研究, 第22回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.501-506, 1975.
- 2) 三浦晃・遠藤茂勝: ブロック積傾斜防波堤の波高伝達率に関する実験的研究, 第23回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.112-116, 1976.
- 3) 竹田英章・及川研・宮地陽輔・竹本洋一・上西隆広: 傾斜堤の波高伝達率算定法に関する実験的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.400-404, 1983.
- 4) 富永正照・九津見生哲: 海岸堤防の消波工の規模と消波効果, 第19回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.211-216, 1972.
- 5) 三輪茂雄: 粉粒体工学, 朝倉書店, 398p., 1970.
- 6) 近藤徹郎・藤間聡: 透過性構造物における碎波の変形, 第20回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.95-99, 1973.
- 7) 榎木亨・出口一郎・岡原義典: 幅広潜堤の波浪減衰効果とその縮尺効果について, 海岸工学論文集, 土木学会, 第36巻, pp.633-637, 1989.
- 8) 岩崎敏夫・沼田淳: 透過性防波堤の波高伝達率に関する実験的研究, 第16回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.329-333, 1969.
- 9) 服部昌太郎・堺和彦: ブロック積み防波堤の波高伝達率に関する実験的研究, 第20回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.55-61, 1973.
- 10) 榎木亨・井田康夫・福田護: 消波堤の透過率に対するブロックスケールの効果について, 海洋開発論文集, 土木学会, vol.6, pp.287-291, 1990.
- 11) 菅智浩・榎木亨・井田康夫・後野正雄: 消波堤の透過率に関する空隙スケールの効果, 土木学会第46回年次学術講演会講演概要集第Ⅱ部, 土木学会, pp.840-841, 1991.

12) 榎木亨:波と漂砂と構造物, 技報堂出版, 482p., 1991.



## 第4章 透過性構造物における内部の流体抵抗の解析

### 第1節 概説

第3章においては構造物の内部機構については論議せず、実用的な透過率算定についてのみ論議を進めたが、本章では内部の流体運動特性について論を進めていく。

捨石、ブロック等で構築される透水性の高い構造物による波の変形予測には第3章第2節で示したように土質工学等で用いられる線形ダルシー則は通用せず、フォルヒハイマー型の非線形抵抗則を非定常場に適用した式を用いる必要がある。そのためにはこの条件下で、式(2.3)で示した乱流抵抗係数( $C_f$ )、透水係数( $K_p$ )や線形抵抗係数( $f$ )、さらには付加質量係数( $C_M$ )を明らかにしなければならない。しかしこれらの係数は出口ら<sup>1)</sup>の砕石を用いた非定常透水試験の成果や、泉宮ら<sup>2)</sup>のブロック積み堤を対象とした線形抵抗係数の数少ないデータなどがあるものの、普遍的な内容はまだ得られていない。

一方、従前の水理模型実験による波の変形予測も *Delmonte*<sup>3)</sup> が球積み堤による実験結果から、レイノルズ数の重要性を指摘しているものの、モデルと大きく異なる現地の高レイノルズ数領域における予測手法に適用できるのか疑問の残るところである。

また、波変形に対するレイノルズ数の効果については服部・堺<sup>4)</sup>もブロック積み防波堤の実験結果から、入射波に関するレイノルズ数が波高伝達率に関係すると述べるにとどまっている。

このようなことから本論でも第2章で、振動流中のブロック層における内部流体運動の実態解明を試みたが、現時点ではエネルギー逸散にともなうこれらの係数の数値やその関係を定式化する段階にいたっていない。

しかしながら空隙内の流速が構造物のない場合の流速の  $M$  倍となり、しかも粒径レイノルズ数と指数関係にあることを実証し、その詳細を式(2.5)に示したので、本章ではこの結果を用いて構造物による抵抗を評価していくことを試みる。

そこで本章では、波が透過性構造物を通過する際に生ずる2種類の抵抗、即ち波の衝突時の瞬間的なものと、構造物を透過中に生じる継続的なものを合算して線形的な総抵抗とみなし、これを線形抵抗係数( $f$ )で表すこととし、*Sollitt*ら<sup>5)</sup>の考え方に基く長波領域における透過率を表わす式からまず線形抵抗係数を誘導する。そしてこの式に第3章の直立ブロック堤の透過率実験の諸値を代入して実測による線形抵抗係数を求め、そのオーダーを見極めた上、これと空隙スケールとの関係を、波高・空隙代表径比や粒径レイノルズ数

を用いて明らかにする。加えて捨石やブロック構造物における付加質量係数が詳らかでないため、この値の違いが線形抵抗係数に与える影響についても確認した上で、ブロック構造物の総抵抗を表す線形抵抗係数の実験式を提案する。

## 第2節 線形抵抗係数<sup>8)</sup>

直立透過堤における波変形について *Sollitt* らの手法は、**図-4.1**のように領域を分割し、非回転運動における微小振幅波の速度ポテンシャル、圧力、分散関係式を各領域で示した上、 $x=0$  および  $B$  の境界面において圧力と水平流速の連続性から接合するものである。ここでブロックに作用する抗力項が非線形項となるため、何らかの方法で線形化が必要となる。このため *Lorentz* の等価仕事則を用いて線形化し、反射波、透過波の複素振幅を式(4.1)のように示している。

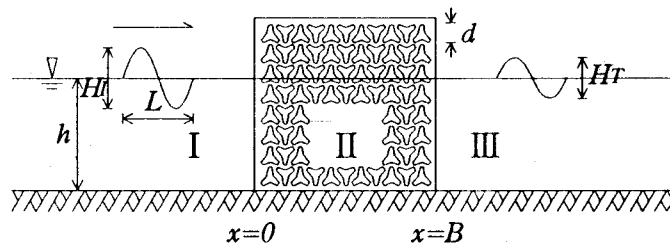


図-4.1 記号の説明

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_{rn} \frac{K_m^2 - k_1^2}{K_m^2 - k_n^2} \left( \frac{k_n}{k_1} + \frac{\varepsilon}{s - if} \frac{K_m}{k_1} \right) + e^{-iK_m B} \sum_{n=1}^{\infty} C_{tn} \frac{K_m^2 - k_1^2}{K_m^2 - k_n^2} \left( \frac{k_n}{k_1} - \frac{\varepsilon}{s - if} \frac{K_m}{k_1} \right) =$$

$$1.0 - \frac{\varepsilon}{s - if} \frac{K_m}{k_1} \quad (4.1a)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_{rn} \frac{K_m^2 - k_1^2}{K_m^2 - k_n^2} \left( \frac{k_n}{k_1} - \frac{\varepsilon}{s - if} \frac{K_m}{k_1} \right) + e^{iK_m B} \sum_{n=1}^{\infty} C_{tn} \frac{K_m^2 - k_1^2}{K_m^2 - k_n^2} \left( \frac{k_n}{k_1} + \frac{\varepsilon}{s - if} \frac{K_m}{k_1} \right) =$$

$$1.0 + \frac{\varepsilon}{s - if} \frac{K_m}{k_1} \quad (4.1b)$$

ここで、 $C_{m:n}$  次モード複素反射波振幅、 $C_{t:n}$  次モード複素透過波振幅、 $K_{m:m}$  次モードの構造物内の複素波数、 $k_n:n$  次モードの波数、 $k_1$ : 進行波モードの波数、 $f$ : 線形抵抗係数、 $s$ : 慣性係数、 $\epsilon$ : 空隙率、 $B$ : 堤体幅、 $i = \sqrt{-1}$  である。

次に式(4.1)に長波の条件を与えて簡略化すると、反射率( $K_R$ )、透過率( $K_T$ )に関し式(4.2)が得られる。

$$K_R = \left\{ \frac{(s - \epsilon^2)^2 + f^2}{(s + \epsilon^2)^2 + \left( f + \frac{2\epsilon\sqrt{gh}}{\sigma B} \right)^2} \right\}^{1/2} \quad (4.2a)$$

$$K_T = \frac{1}{\left\{ \left( 1 + \frac{\sigma B f}{2\epsilon\sqrt{gh}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma B (s + \epsilon^2)}{2\epsilon\sqrt{gh}} \right)^2 \right\}^{1/2}} \quad (4.2b)$$

そこで、式(4.1)および(4.2)に含まれる線形抵抗係数が、一般に波が直立透過堤を通過する際に生じる次の2つのエネルギー逸散を表わすものとする。

- ① 波が構造物に衝突する際の短時間のエネルギー逸散
- ② 波が構造物を透過する間の摩擦、断面変化などによる継続的なエネルギー逸散

このため式(4.2b)の透過率式から次のように線形抵抗係数式を導く。

式(4.2b)より

$$\left[ \left( 1 + \frac{\sigma B f}{2\epsilon\sqrt{gh}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma B (s + \epsilon^2)}{2\epsilon\sqrt{gh}} \right)^2 \right] K_T^2 = 1$$

これより

$$1 + \frac{\sigma B f}{\epsilon\sqrt{gh}} + \frac{\sigma^2 B^2 f^2}{4\epsilon^2 gh} + \frac{\sigma^2 B^2 (s^2 + 2s\epsilon^2 + \epsilon^4)}{4\epsilon^2 gh} = \frac{1}{K_T^2}$$

$$\frac{\sigma B f}{\epsilon\sqrt{gh}} + \frac{\sigma^2 B^2 f^2}{4\epsilon^2 gh} \equiv A \text{ と置くと}$$

$$A = \frac{1}{4} \left( \frac{\sigma B f}{\epsilon\sqrt{gh}} \right)^2 + \frac{\sigma B f}{\epsilon\sqrt{gh}}$$

で表され、さらに  $\frac{\sigma B f}{\epsilon\sqrt{gh}} \equiv X$  と置き換えると

$$\frac{1}{4} X^2 + X - \left( \frac{1}{K_T^2} - \frac{\sigma^2 B^2 (s^2 + 2s\epsilon^2 + \epsilon^4)}{4\epsilon^2 gh} - 1 \right) = 0$$

となる。これより  $X$  は次のように求められる。

$$X = -2 \pm \left\{ 4 + 4 \left[ \frac{1}{K_T^2} - \frac{\sigma^2 B^2 (s^2 + 2s\varepsilon^2 + \varepsilon^4)}{4\varepsilon^2 gh} - 1 \right] \right\}^{1/2}$$

この結果、線形抵抗係数は式(4.3)となる。

$$f = \frac{\varepsilon \sqrt{gh}}{\sigma B} \left\{ -2 \pm 2 \left[ \frac{1}{K_T^2} - \frac{\sigma^2 B^2 (s^2 + 2s\varepsilon^2 + \varepsilon^4)}{4\varepsilon^2 gh} \right]^{1/2} \right\} \quad (4.3)$$

この式(4.3)に実験条件と透過率の実測値を代入すれば、得られる線形抵抗係数は波の衝突や透過にともなう総ての抵抗を線形的に考慮したものと考えてよからう。

### 第3節 線形抵抗係数の実測値とその特性<sup>8), 9)</sup>

#### 3. 1 線形抵抗係数の算出

線形抵抗係数は、第3章のブロック積み堤の透過率実験値とその実験条件を、式(4.3)に代入して算出する。この場合、式(4.3)が長波条件における式であり、採用する実験値は相対水深 0.05 以下の実験条件が望ましいが、実験装置の制約もあり、表-3.1(b)中の相対水深 0.081 ~ 0.086 の長波近似領域とみなせる 12 個の波と、表-3.2(b)の構造物諸元の組み合わせによる合計 180 個である。

この計算に際し、式中の空隙率( $\varepsilon$ )は構造物がテトラポッド模型の乱積み堤であることから、 $\varepsilon = 0.5$  とする。また慣性係数( $s$ )は近藤<sup>6)</sup>によると、石やブロック積みのように空隙の大きさが材料単体の大きさと同程度の場合は式(4.4)に示す範囲にある。

$$1 \leq s \leq (1 + \varepsilon) \quad (4.4)$$

したがってこの場合の  $s$  は 1 ~ 1.5 となることから、中間値の  $s = 1.2$  を用いた。なお  $s$  の値が線形抵抗係数におよぼす影響については後述する。

#### 3. 2 線形抵抗係数の特性

式(4.3)によって得られる線形抵抗係数は透過率( $K_T$ )、水深( $h$ )、角周波数( $\sigma$ )、堤体幅( $B$ )および空隙率( $\varepsilon$ )によって決まる。したがって  $K_T$  を左右する量として、先に  $H/L$  および  $H/d'$  は論議したが、さらに従来の透水試験を参照すれば、レイノルズ数の効果をこの場合も明らかにしておく必要がある。

しかし波の非線形性を表わす波形勾配は本実験の場合、0.011 ~ 0.030 と狭い範囲にあ

るため、これによって線形抵抗係数の変化を見ることは困難である。

結局、波高・空隙代表径比およびレイノルズ数の変化による線形抵抗係数の動態を調べることにより、これの波変形解析への適用や、波変形に関する模型実験の縮尺限界に対する論議が可能となる。

(1) 波高・空隙代表径比の影響

式(4.3)により計算された線形抵抗係数と、波高・空隙代表径比の関係を波形勾配別に整理し、図-4.2に示す。図から、 $H_1/d'$ の増加とともに、 $f$ がおおむね一次関数的に大きくなるのがわかる。このことは任意の空隙を持つ構造物を波が通過する状態を想定すれば、波の規模が大きいほど $f$ は大きくなり、その結果、透過率が小さくなるような現象であり容易に理解される。

また $H_1/d' > 2$ において、 $H_1/L$ による $f$ の変動幅が大きい。この理由の1つは波形勾配による非線形性に依るものと思われる。これは $f$ の算出に際し、式(4.3)自体は線形化されているが、ここに代入した $K_T$ は実験上の非線形性を包含したものであり、この結果、 $f$ に非線形性が表われたと理解できる。もう一つの理由は粘性の効果、すなわちレイノルズ数の違いによるものと考えられる。

しかし全般的には $f$ は $H_1/d'$ と線形関係にあり、この比の増加とともに大きくなるものと見てよい。

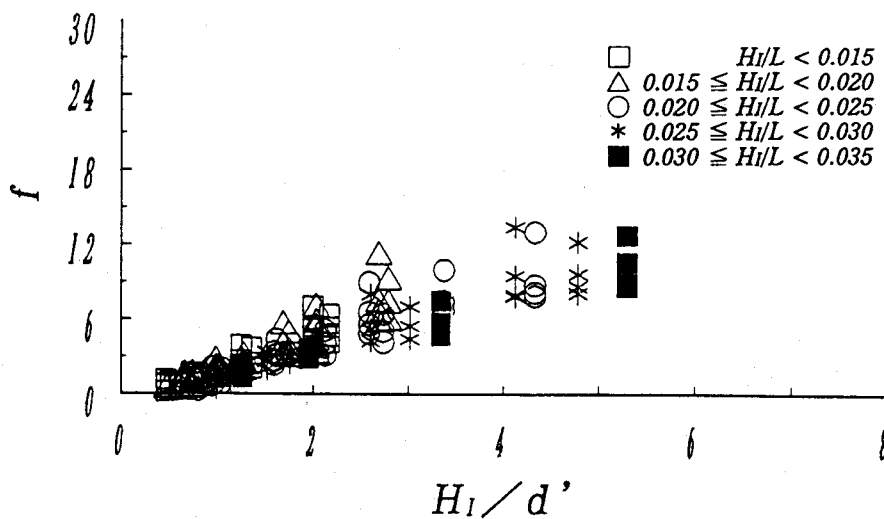


図-4.2 線形抵抗係数と波高・空隙代表径比

## (2) 粒径レイノルズ数の影響

一般に狭い空隙内で流体運動が行われるとき、レイノルズ数とその運動や、運動のもたらす結果に大きく関係することはよく知られている。しかし波変形に関しては、一般的に重力および慣性力が他の力よりも卓越する現象であり、レイノルズ数が直接論議されることは少なかった。しかしブロック構造の空隙中の流体運動において、波の規模や水粒子速度と、空隙の形や大きさの関係によっては粘性効果を考慮する必要があるが、本節ではブロック積み堤について、レイノルズ数が波変形におよぼす影響について検討することにする。

この場合、レイノルズ数の定義が問題となるが、透過現象の本質を失わず、かつ簡潔に表現できるという視点から粒径レイノルズ数( $Re$ )を用いることとし、第2章第2節で得られた結果を活用し、式(2.5)から次式のように定義する。

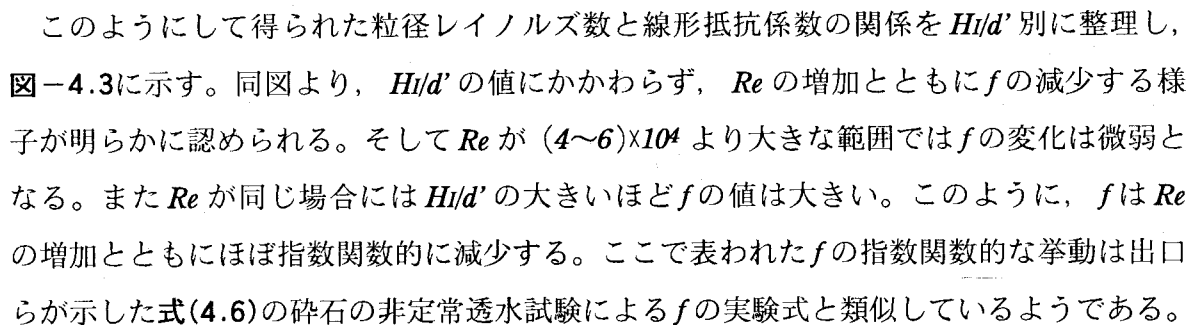
$$Re = u_0 \cdot d' / \nu \quad (4.5a)$$

$$u_0 = MU \quad (4.5b)$$

$$M = 2.0 - 1.18 \cdot \text{EXP}(-0.00024 \cdot Re^*) \quad (4.5c)$$

$$Re^* = U \cdot d' / \nu \quad (4.5d)$$

ここに、 $Re$ :空隙内の水平水粒子速度による補正後の粒径レイノルズ数、 $Re^*$ :長波の水平水粒子速度による補正前の粒径レイノルズ数、 $M$ :流速倍率、 $u_0$ :空隙内の水平水粒子速度、 $U$ :長波の水平水粒子速度、 $d'$ :ブロックの空隙代表径、 $\nu$ :動粘性係数( $0.01\text{cm}^2/\text{sec}$ )である。

このようにして得られた粒径レイノルズ数と線形抵抗係数の関係を  $H/d'$  別に整理し、 図-4.3に示す。同図より、 $H/d'$ の値にかかわらず、 $Re$ の増加とともに $f$ の減少する様子が明らかに認められる。そして $Re$ が $(4\sim 6) \times 10^4$ より大きな範囲では $f$ の変化は微弱となる。また $Re$ が同じ場合には $H/d'$ の大きいほど $f$ の値は大きい。このように、 $f$ は $Re$ の増加とともにほぼ指数関数的に減少する。ここで表われた $f$ の指数関数的な挙動は出口らが示した式(4.6)の碎石の非定常透水試験による $f$ の実験式と類似しているようである。

$$f = \{20 + 30(q\sigma/d_{50})\} / Rd^{0.5} \quad (4.6)$$

ここに、 $Rd = q d_{50} / \nu$ 、 $q$ :平均浸透流流速振幅、 $d_{50}$ :碎石の中央粒径( $1.3 \sim 3.3\text{cm}$ )、 $\sigma$ :角周波数である。

以上のように空隙を有する構造物による波変形を扱う場合にはレイノルズ数が重要な役割を担うことは明らかである。

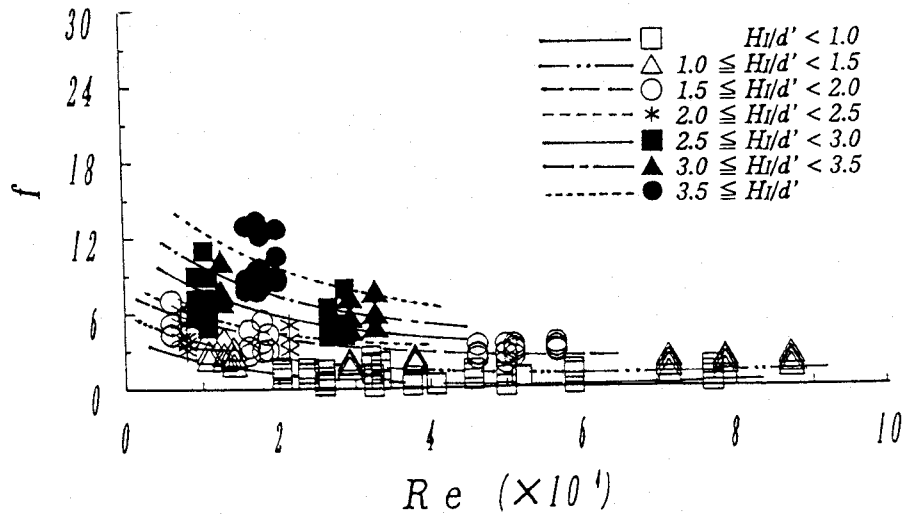


図-4.3 線形抵抗係数と粒径レイノルズ数

### 3. 3 線形抵抗係数におよぼす慣性係数の影響

捨石やブロック積みのような、規模の大きい空隙を取り扱う場合の慣性係数は近藤による式(4.4)の他、中村ら<sup>7)</sup>によるブロック積み堤に対する波力算定において $s=1 \sim 2$ という指摘もあり、正確にはわかっていない。もちろん現地で多数施工されている割石を中詰めし、異形ブロックで表面を被覆するタイプの構造物は、形状や大きさの異なる空隙が混在しており、慣性係数の値を知るすべもない。しかしこの慣性係数の値の選択は波浪変形の予測においては重要な事項である。

そこで本節では既にブロック積み堤の場合に、 $s=1.2$ として線形抵抗係数の計算を進めたが、この値の違いが線形抵抗係数に与える影響を見るため、 $s=1.2$ を基準とし、 $s=1.1$ ,  $1.25$ ,  $1.3$ および $1.5$ の場合のそれぞれの線形抵抗係数を式(4.3)から算出し、その差異を求めた。

図-4.4(a)~図-4.4(d)は $s=1.2$ を用いた場合の線形抵抗係数 $f_{1.2}$ を基準値とし、他の $s$ の場合の $f$ との差、 $(f-f_{1.2})$ と $H/d'$ の関係を示したものである。これらの図によれば、

$H_I/d'$  の増加にともなって  $s$  の違いによる  $(f-f_{1.2})$  の差は小さくなり、 $H_I/d' < 1$  の領域で、 $s = 1.5$  の場合にこの差がやや大きくなるが、全体的に見れば  $s$  の差による  $f$  の差異は  $\pm 0.2$  程度である。このことは  $f$  値が  $1 \sim 10$  のオーダーであることを考慮すれば  $s$  すなわち慣性係数の差異に基づく  $f$  の差は許容できる範囲であり、長波近似領域の波を対象とするブロック積み堤による波変形を考える場合、 $s = 1.0 \sim 1.3$  の値を用いれば充分と思われる。

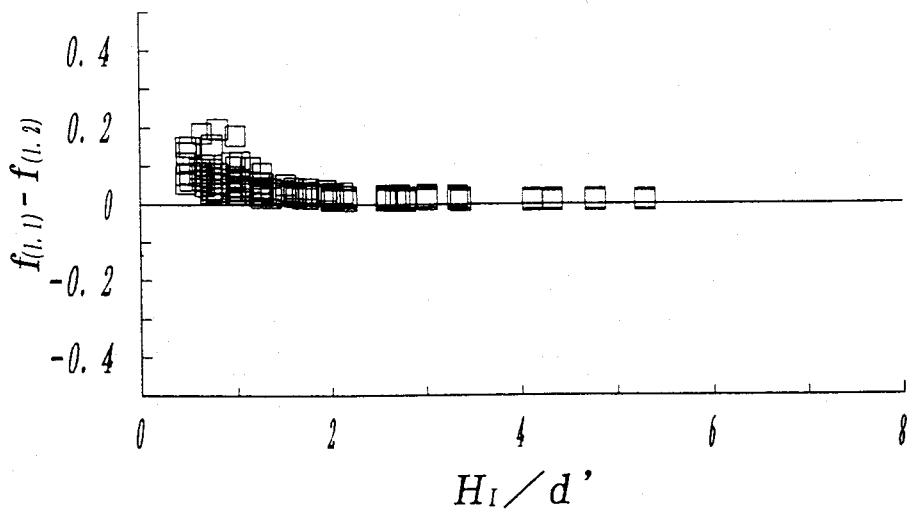


図-4.4(a) 線形抵抗係数におよぼす慣性係数の影響( $s=1.1$ の場合)



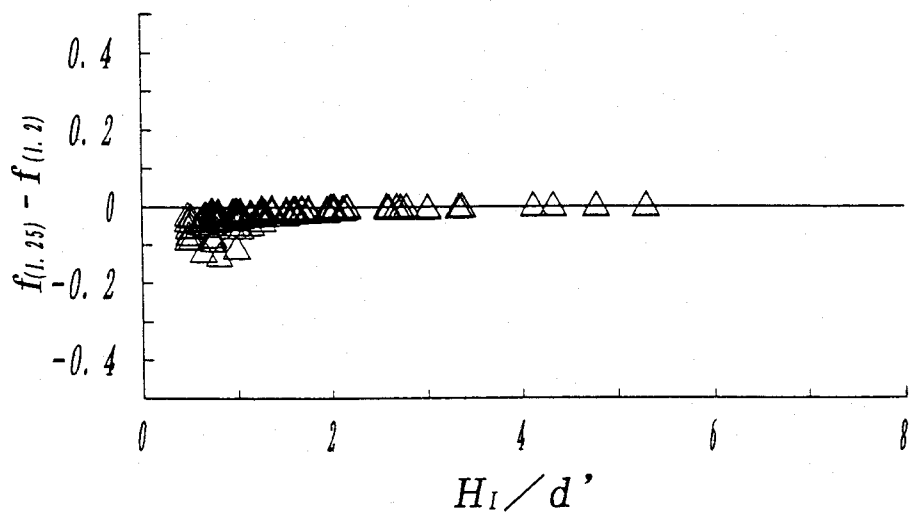


図-4.4(b) 線形抵抗係数におよぼす慣性係数の影響( $s=1.25$ の場合)

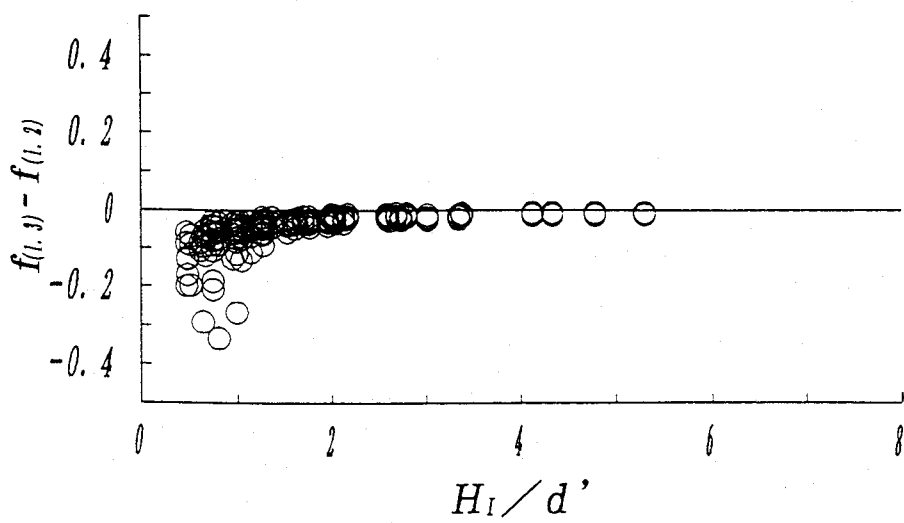


図-4.4(c) 線形抵抗係数におよぼす慣性係数の影響( $s=1.3$ の場合)

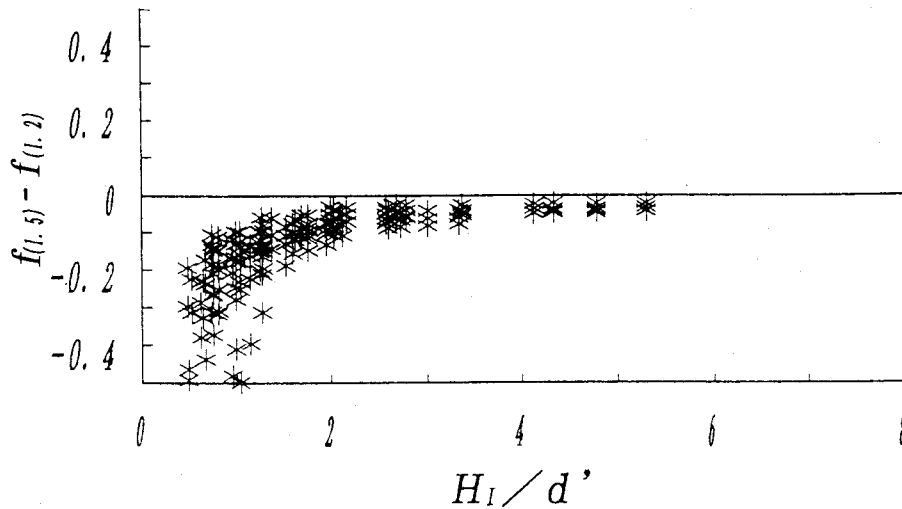


図-4.4(d) 線形抵抗係数におよぼす慣性係数の影響( $s=1.5$ の場合)

### 3. 4 線形抵抗係数の推定式とその検証

前述のように式(4.3)を用い、ブロック積み堤における線形抵抗係数の特性を、波高・空隙代表径比、粒径レイノルズ数、そして慣性係数との関係より明らかにした。その結果、線形抵抗係数は次の特徴を持つことが確認された。

- ①波高・空隙代表径比の増加にともない、直線的に増大する。
- ②粒径レイノルズ数の増加にともない、指数関数的に減少する。
- ③慣性係数との関係は微弱で、これを1.1～1.3程度にとればよい。

このうち、②の特徴は図-4.3と式(4.6)との比較から、線形抵抗係数は粒径レイノルズ数の $-0.5$ 乗に比例すると判断してもよい。

そこで、これらの関係をブロック積み堤への入射波と、構造物側の諸元が設定されれば、線形抵抗係数が算定できるように実験式を模索することにし、式(4.7)の仮定のもとに図-4.5を作製した。

$$f = a \cdot (H_l/d') / Re^{0.5} \quad (4.7)$$

ここに、 $a$ :定数である。

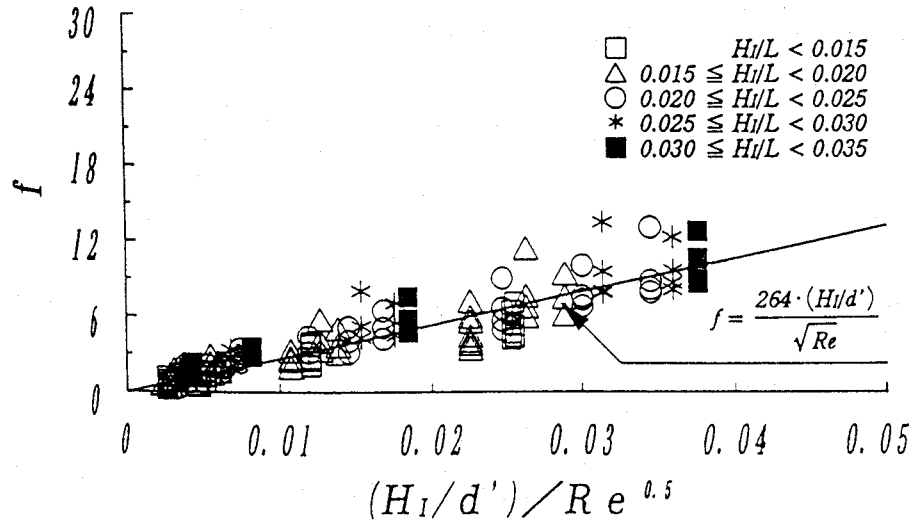


図-4.5 線形抵抗係数の回帰分布

図-4.5より、各プロットは、直線回帰による表現が可能と考えられる。そこで、この実験結果よりその回帰式を求めると式(4.8)が得られた。この場合、相関係数は0.83である。

$$f = 264 \cdot (H_I/d') / Re^{0.5} \quad (4.8)$$

次に、この式の妥当性を検証するため、式(4.8)により算出した $f$ を、透過率算定式である式(4.2b)に代入して計算透過率 $KT(CAL)$ を求め、同条件の実験値 $KT(EXP)$ と比較する。この結果を図-4.6に示す。

図-4.6より、 $KT(CAL)$ と $KT(EXP)$ はおおむね良い一致を示し、両者の誤差の割合 $(KT(CAL) - KT(EXP)) / KT(CAL)$ は±20%以内に総数の8割強が存在する。

以上のことから、実験ならびに現地における線形抵抗係数の見積りや、透過率、反射率などの波浪変形の予測にあたり、式(4.8)は線形抵抗係数の推定式として、ある程度使用できると考える。

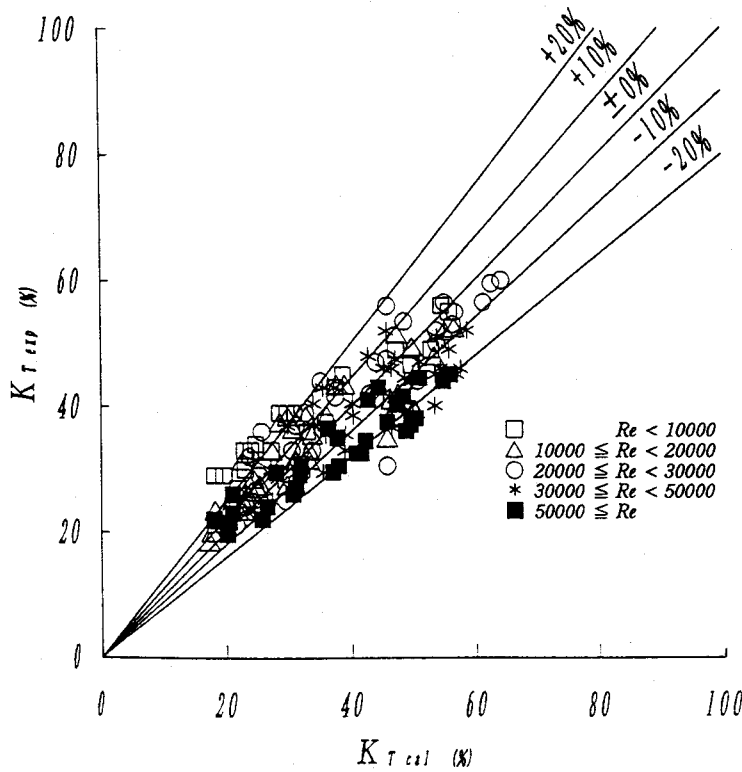


図-4.6 透過率の計算値と実験値の比較

#### 第4節 結語

本章ではブロック内のエネルギー逸散を線形的な抵抗の和と考えて、*Sollitt* らの考え方にしたがって、長波領域における透過率算定式から線形抵抗係数式を導いた。そしてこの式に第3章のブロック積み堤の実験条件や実験値を代入して、線形抵抗係数の実態把握に努めた。その結果、線形抵抗係数は①1～10のオーダーである、②波高・空隙代表径比の増加とともに増大する、③粒径レイノルズ数の $-0.5$ 乗に比例する、④慣性係数には左右されない等の特性が明らかとなった。そして線形抵抗係数を波高・空隙代表径比と線形関係にあり、粒径レイノルズ数の $-0.5$ 乗に比例する形でその推定式を得た。なお、この際の粒径レイノルズ数は式(4.5)で補正した値を用いている。

次にこの式の妥当性を検証するため、前記実験式で求めた線形抵抗係数を透過率算定式に代入し、得られた透過率の計算値と、実験値を照合したところ、この線形抵抗係数の推定式がほぼ妥当な値を与えることが確認された。

これにより、構造物によるエネルギー逸散を、便宜的に線形抵抗係数によって取り扱え

ることが実証でき、構造物による波の減衰を説明することができた。

#### 参考文献

- 1) 出口一郎・榎木亨・白谷宏司: 透水層上の波浪変形に対する非線形非定常 *Darcy* 則の適用性について, 第35回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.487-491, 1988.
- 2) 泉宮尊司・古俣弘和・水上淳: 透過性波浪制御構造物の線形抵抗係数および局所的反射率に関する研究, 海岸工学論文集, 土木学会, 第37巻, pp.544-548, 1990.
- 3) *Delmonte, R.C.: Scale effects of wave transmission through permeable structures, Proc. 13th. ICCE, pp.1867-1872. 1972.*
- 4) 服部昌太郎・堺和彦: ブロック積み防波堤の波高伝達率に関する実験的研究, 第20回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.55-61, 1973.
- 5) *Sollitt, C.K. and R.H.Cross, III: Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, Ralph M. Parsons Laboratory, MIT, Report No.147, 250p, 1972.*
- 6) 近藤倣郎: 直立消波構造物の水理特性, 第17回水工学に関する夏期研修会講義集, B 海岸・港湾コース, 土木学会, B-1-1 ~ B-1-16, 1981.
- 7) 中村孝幸・小野塚孝: 異形ブロック堤における部材波力の特性とエネルギー逸散機構について, 第35回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.712-716, 1988.
- 8) 榎木亨・井田康夫・後野正雄・菅智浩: ブロック積み消波堤の線形抵抗係数に関する実験的研究, 海洋開発論文集, 土木学会, vol.7, pp.155-159, 1991.
- 9) 榎木亨・井田康夫・後野正雄・菅智浩: 透過性構造物による波変形の模型実験の限界について, 海岸工学論文集, 土木学会, 第39巻(2), pp616-620, 1992.
- 10) 榎木亨: 波と漂砂と構造物, 技報堂出版, 482p, 1991.

## 第5章 空隙スケールの効果ならびに線形抵抗評価の波変形予測への応用

### 第1節 概説

直立式透過性構造物における波の減衰を取り扱う場合、第3章では、入射波と構造物の相互の特性を、波の大きさと空隙の大きさの相対比を用いて表現したところ、この比が波の変形に際して、極めて重要な役目を果たすことを見い出した。また、この比を変数として導いた線形抵抗係数の推定式が、波の構造物通過にともなうエネルギー逸散量のある程度、表現できることを第4章で述べた。

そこで本章では、波の減衰度を求めるに際し、重要な意味を持つこの2つの事柄を、他の空隙構造を持つ海岸構造物に適用して、その適応性を検討する。

具体的には、まず直立透過堤に較べ、天端が水面下にあり、のり面も持つ幅広潜堤(人工リーフ)の透過率と、斜面に透水層(下層は不透水層)を持つ緩傾斜堤の打上高の2例について、波高・空隙代表径比に代表される空隙スケールの価値を探り、これが波変形におよぼす影響について検討する。

次に、大重量のブロックを用いた表層部の内部に、小重量のコア層を持つ複合的なブロック堤に対し、単一粒径の構造物による実験から導出した線形抵抗係数式の適用手法を検討し、実験値と照合して、その適否を検証する。

そして最後に、波変形の模型実験の適用性について論議を進めていく。通常、このような場合、重力、慣性力が卓越することから、フルード則に基く慣行的な模型縮尺が選定されている。しかし、先に明らかにしたように内部抵抗の影響が認められる場合でも、フルード則だけでよいのであろうか疑問視せざるを得ない。このような点に関し、本論文で求めた線形抵抗係数式を基に、この係数を現地と模型との間で一致させ、透水性から決まる縮尺を示し、これを検討する。また、実験時の粒径レイノルズ数も波の変形を取り扱う場合には重要であり、低レイノルズ数領域では粘性の影響を受け、透過波高などが実際より過小に表れる怖れがある。このような点にも着目して、模型実験における縮尺の限界について考える。

### 第2節 空隙スケールの効果を考慮すべき構造物の事例

#### 2.1 概要

直立ブロック積み堤による波の変形には、入射波や構造物の個々の特性ではなく、波の大きさに対する空隙のスケールというような観点で、両者の相互特性を表わさねばならぬことは先に述べた。

具体的には、一般に知られている相対堤体幅の他、第3章で波高・空隙代表径比が、極めて重要な無次元量であることを示した。

このような重要度の高い物理量は、直立ブロック積み堤だけではなく、透過構造を持つ広い範囲の構造物で、波浪の変形、減勢機構にその程度の差はあれ密接な関連性を有しているはずである。

そこで本節では、近年、主として景観上の理由から、離岸堤に代わり、多数、施工されつつある幅広潜堤(人工リーフ)における透過率や、急傾斜型の海岸堤防、護岸に代わり、施工例が増加している、フィルター層を持つ緩傾斜型構造物におけるける打上高を対象に、波の変形におよぼす空隙スケール、すなわち波高・空隙代表径比の影響を検討する。

## 2. 2 幅広潜堤における透過率<sup>6)</sup>

### (1) 実験目的

海浜の安定化と水質改善、さらには景観上の視点から、透過型幅広潜堤の施工例は増加している。これにともない潜堤による波浪変形の研究も活発に行われている。

しかし、強制碎波、表面摩擦および透過抵抗によるそれぞれのエネルギー逸散が、波の変形にどの程度、関係するのか出口ら<sup>1)</sup>の研究があるが十分に明確ではない。特に表面摩擦、透過抵抗に対する空隙スケールの効果はほとんど知られていない。この点を解明することは、波変形の数値解析に用いられる線形抵抗係数の、適切な評価にもつながるものと思われる。

そこで、幅広の透過型潜堤において、透過率の実験を行い、空隙スケールを表わす波高・空隙代表径比の効果を検討する。

### (2) 実験方法

実験は、幅  $0.8m$ 、深さ  $1.2m$ 、長さ  $50m$  の造波水槽に、図-5.1および表-5.1に示す潜堤を設置し、表-5.2の入射波を作用させて、透過率を測定した。潜堤は天端幅( $B$ )、堤高( $D$ )ならびにのり面勾配( $S$ )は一定であるが天端水深( $h_b$ )は、 $5 \sim 15cm$  の3種類に変化させた。また、堤体は3種類のテトラポッド模型をそれぞれ乱積みし、金網で被覆したもので

ある。なお、透過波高は堤体の裏のり尻より 3m 後方の位置で、容量式波高計により測定し、入射波高は同位置における構造物を設置しない場合の値とした。

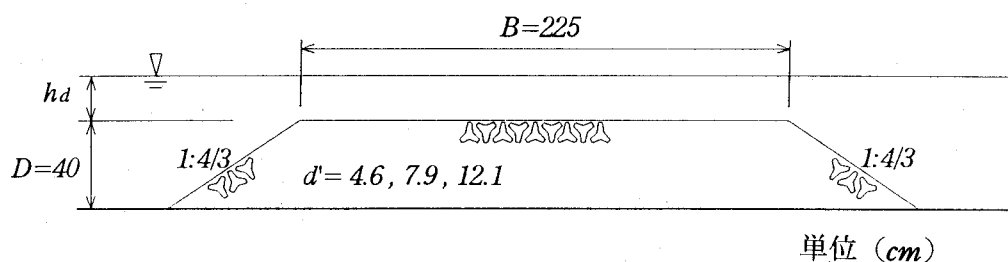


図-5.1 潜堤断面

表-5.1 構造物の諸元

天端水深	$h_D$ (cm)	5, 10, 15
天端高	$B$ (cm)	225
堤高	$D$ (cm)	40
のり面勾配	$S$	1:4/3
テトラポッドの高さ $d$	(cm)	7.2, 12.2, 18.9
空隙代表径	$d'$ (cm)	4.6, 7.9, 12.1

表-5.2 入射波の諸元

水深 $h$	(cm)	45, 50, 55
波高 $H_I$	(cm)	3.4 ~ 13.2
周期 $T$	(cm)	1.54 ~ 3.08
波長 $L$	(cm)	281 ~ 688
波形勾配 $H_I/L$		0.007 ~ 0.025
相対水深 $h/L$		0.08 ~ 0.16
波の個数		42

(3) 波高・空隙代表径比の影響

図-5.2は、透過率と波高・空隙代表径比の関係を、 $h_D/H_I$  別に整理したものの1例で



ある。図から、いずれの  $hd/H_i$  においても  $H_i/d'$  の増加にともない、 $K_T$  は指数関数的に減少し、その減少の割合は  $hd/H_i$  が小さくなるほど大きい。

また、 $H_i/d'$  が同じ場合、この値の小さい領域では、 $hd/H_i$  の増減による  $K_T$  の変動はほとんど認められないが、 $H_i/d'$  が大きい領域では、 $hd/H_i$  が大きくなると、 $K_T$  は大きくなる傾向が見られる。このように、 $H_i/d'$  による透過率の変動傾向は、直立ブロック積み堤の場合と同様であり、潜堤タイプで、天端が水面下に没している構造物においても、波変形解析における波高・空隙代表径比の有用性が確認された。

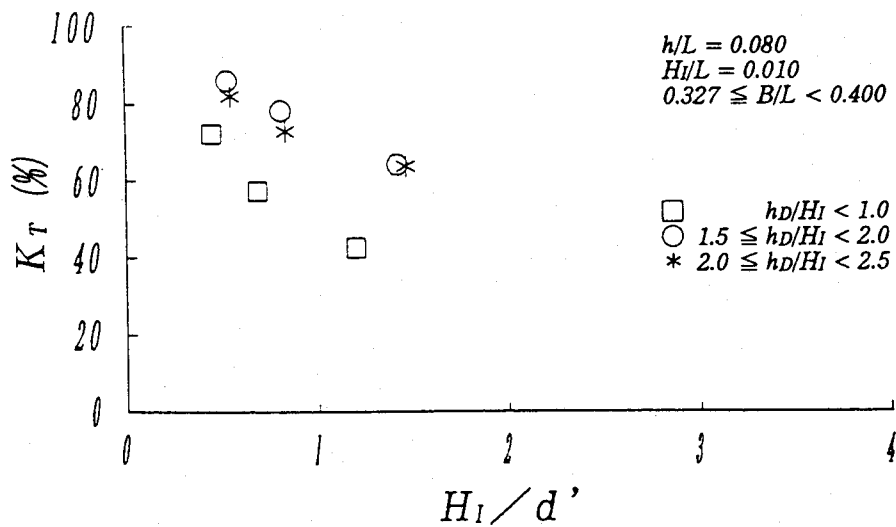


図-5.2(a) 透過率と波高・空隙代表径比

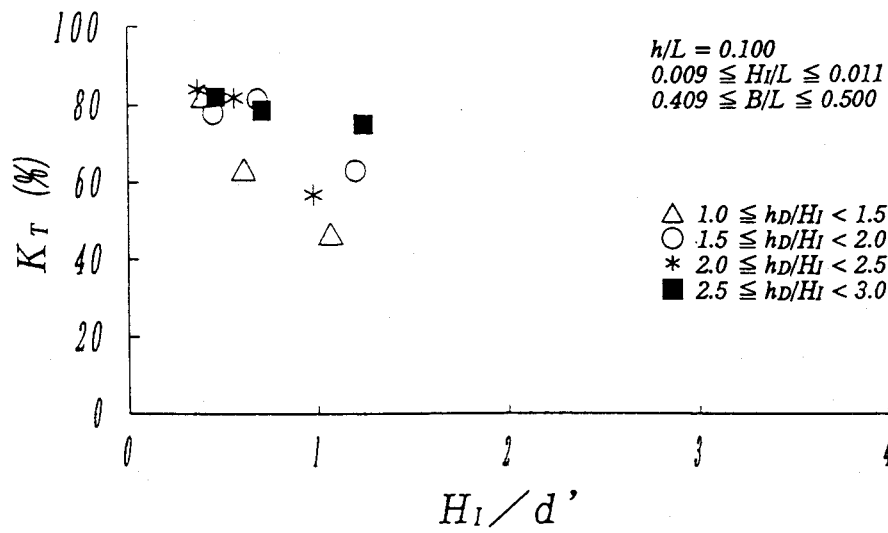


図-5.2(b) 透過率と波高・空隙代表径比

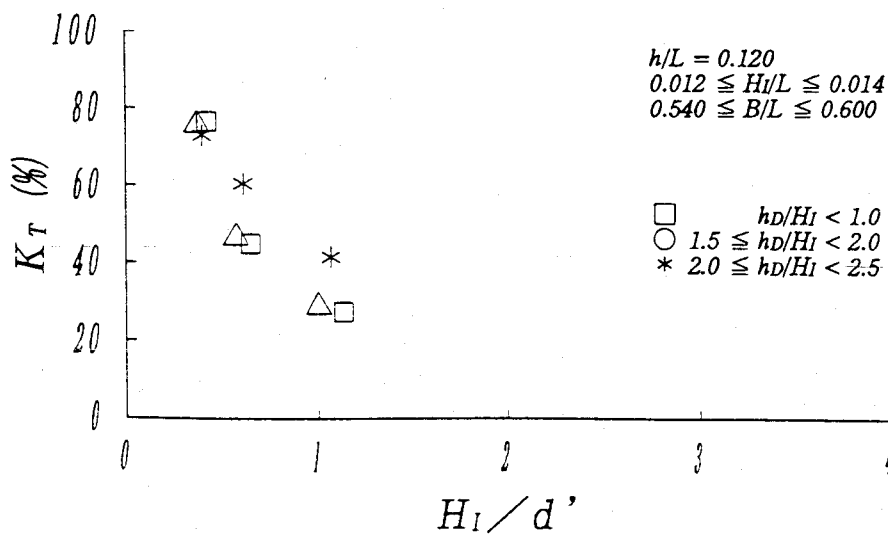


図-5.2(c) 透過率と波高・空隙代表径比

## 2. 3 緩傾斜堤における打上高<sup>8)</sup>

### (1) 実験目的

緩傾斜の護岸や海岸堤防は、海浜の有効利用や景観上の観点から、近年の施工実績は多い。しかし、これらの計画に際し重要な条件となる打上高が、高橋ら<sup>2)</sup>による波形勾配や層厚に着目した研究はあるものの、波と構造物の相互特性とどのように関係するのか明らかではない。第3章の直立ブロック積み堤や、本章の透過型潜堤における透過率が、波高・空隙代表径比に大きく支配される事実から見て、緩傾斜堤における打上高も、この比に影響されることが予測される。

そこで、ガラス球を用いた緩傾斜の透過堤(底面は不透過構造)の堤体材料、のり面勾配を変化させ、打上高と波高・空隙代表径比の関係を明らかにする。

### (2) 実験方法

実験は、前項と同じ造波水槽に、図-5.3および表-5.3に示す緩傾斜堤を、造波板から40mの位置に設置して行なった。

堤体材料は直径 $d=1.6$ および $3.8\text{cm}$ のガラス球(空隙代表径 $d'=1.1$ および $2.7\text{cm}$ を用い、層厚は $t=10\text{cm}$ である。また堤体の斜面勾配( $S$ )は $1:3$ および $1:5$ である。入射波は表-5.4に示すように24種類を用いた。

打上高( $R$ )はビデオ再生画において、越波後、第6波から第13波までの、斜面に沿った平均打上長さを鉛直高に換算したものである。

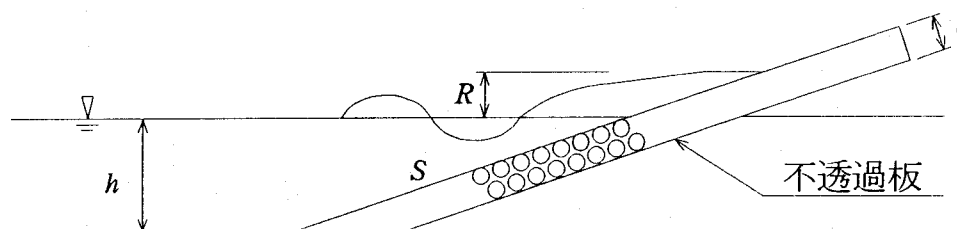


図-5.3 緩傾斜堤断面

表-5.3 構造物の諸元

透過層厚	$t$ (cm)	10
のり面勾配	$S$	1:3 , 1:5
ガラス球直径	$d$ (cm)	1.6 , 3.8
空隙代表径	$d'$ (cm)	1.1 , 2.7

表-5.4 入射波の諸元

水深 $h$ (cm)	40, 50
波高 $H_i$ (cm)	3.2 ~ 14.7
周期 $T$ (cm)	1.83 ~ 2.94
波長 $L$ (cm)	333 ~ 625
波形勾配 $H_i/L$	0.010 ~ 0.029
相対水深 $h/L$	0.08 ~ 0.12
波の個数	24

(3) 波高・空隙代表径比の影響

図-5.4は、相対打上高( $R/H_i$ )と、波高・空隙代表比( $H_i/d'$ )の関係を示したもので、同図より、堤体材料にかかわらず、 $H_i/d'$ の増加とともに、 $R/H_i$ は大きくなっている。これは第3章の直立球積み堤の実験において、 $H_i/d'$ の増加にともなって、透過率が減少するのと同様に、緩傾斜堤の透水層においても、斜面を遡上する波が、透水層内部に浸透しにくくなり、このため、打上高が大きくなることを示している。

以上のことから、緩傾斜堤においても、直立堤の場合と同様に、空隙スケールが波の変形に大きく関係することがわかった。

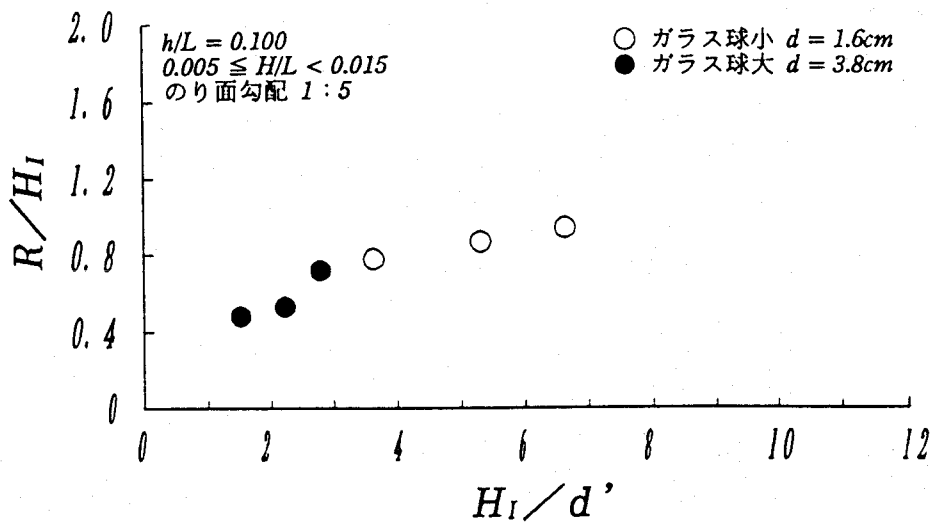


図-5.4(a) 相対打ち上げ高と波高・空隙代表径比

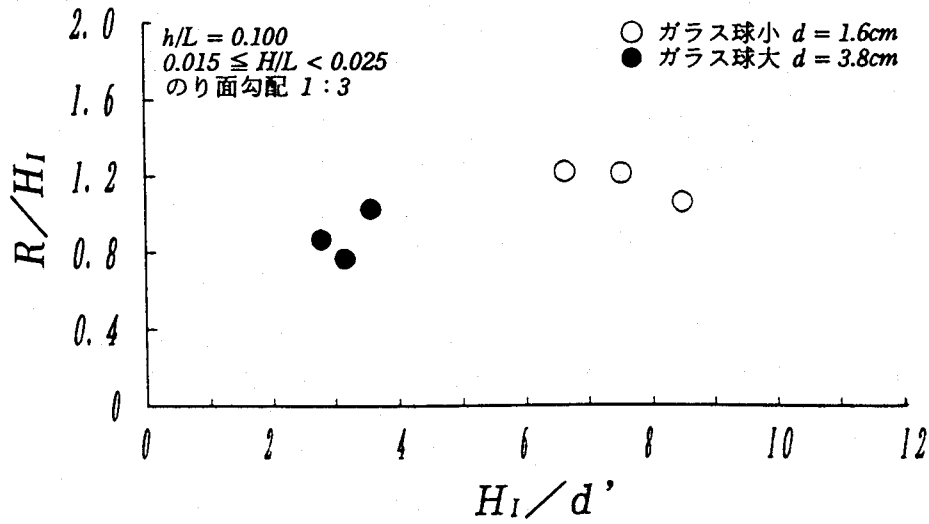


図-5.4(b) 相対打ち上げ高と波高・空隙代表径比

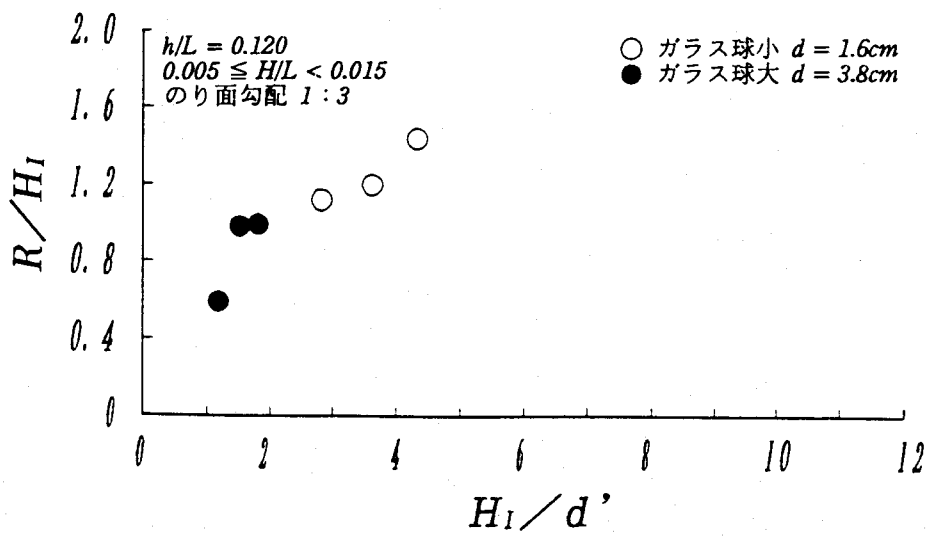


図-5.4(c) 相対打ち上げ高と波高・空隙代表径比

## 2. 4 結び

本節では、直立透過堤において、空隙スケールが波変形に大きく関係するという第3章の結論を受け、近年、施工例の多い幅広潜堤の透過率や、緩傾斜堤の打上高に対して、空隙スケールの効果を見たところ、両者ともその影響は大きく、波変形を考える場合、波高・空隙代表径比などに代表される波と構造物の相互特性の重要性が改めて確認された。

したがって、今後の海岸構造物の計画、設計においてはこのような入射波と構造物材料の相対比を考慮した波変形の予測を行なう必要がある。

## 第3節 線形抵抗係数による波変形計算の事例<sup>4), 5), 7), 9), 10), 11)</sup>

### 3. 1 概要

第4章では透過性構造物における波変形について、波の通過にともなうエネルギー逸散が、入射波の衝突による短時間のものと、透過中の摩擦や断面変化による継続的なものがあり、両者を包含した形で線形抵抗係数を求めて、これの推定式を得た。

そして、これを単一粒径の直立ブロック積み堤の透過率の計算に適用して実験値と照合し、一応の成果を見た。

しかし、現地の海岸構造物においては、その安定性の面から内部に寸法の小さい低透水性のコア(割石、小型の異形ブロックなど)を有し、表層のみを重量の大きい(寸法の大きい)高透水性のブロック、粗石で覆うような施工例が多い。

そこで、本節では粒径の異なる材料で構成される直立透過堤を想定し(これを複合堤と称しておく)、線形抵抗係数を用いた簡便な波変形の計算の可能性を検討する。そして多様な条件を設定して、複合ブロック積み堤の透過率を計算し、これを実験値と照合して、計算法の妥当性を検証する。併せて実験によりコア層の有無(無い場合は遊水部となる)、遊水部幅ならびにコア層の位置が波変形におよぼす効果についても言及する。

### 3. 2 複合堤における波変形の計算法

図-5.5(a)に示すような単一粒径の材料で構成される一体構造のブロック積み堤(ここでは単層堤と呼ぶ)については第4章において式(4.2b)および式(4.8)により透過率の計算を行ない、式(4.8)の線形抵抗係数の推定式の有用性を確認している。

$$K_T = \frac{1}{\left\{ \left( 1 + \frac{\alpha B f}{2\varepsilon \sqrt{gh}} \right)^2 + \left( \frac{\alpha B (s + \varepsilon^2)}{2\varepsilon \sqrt{gh}} \right)^2 \right\}^{1/2}} \quad (4.2b)$$

$$f = 264 \cdot (H_i/d') / Re^{0.5} \quad (4.8)$$

そこで、次の2種類の透過堤について、透過率の計算法を検討する。

図-5.5(b)は、図-5.5(a)の堤体を2分割し、その間を遊水部としたもので、複層堤と呼ぶことにする。この場合、堤体は2つに分割されているものの、実質部の堤体幅は単層堤と同じであるため、式(4.2b)および式(4.8)によって透過率の計算を行なう限り、遊水部の存在は、計算上、反映されない。したがって、複層堤の透過率と、実質部の合計堤体幅と等しい堤体幅を持つ単層堤の透過率は同値となる。このため必要があれば、複層堤の場合は、別途、遊水部の効果を何らかの方法で取り込まなければならない。

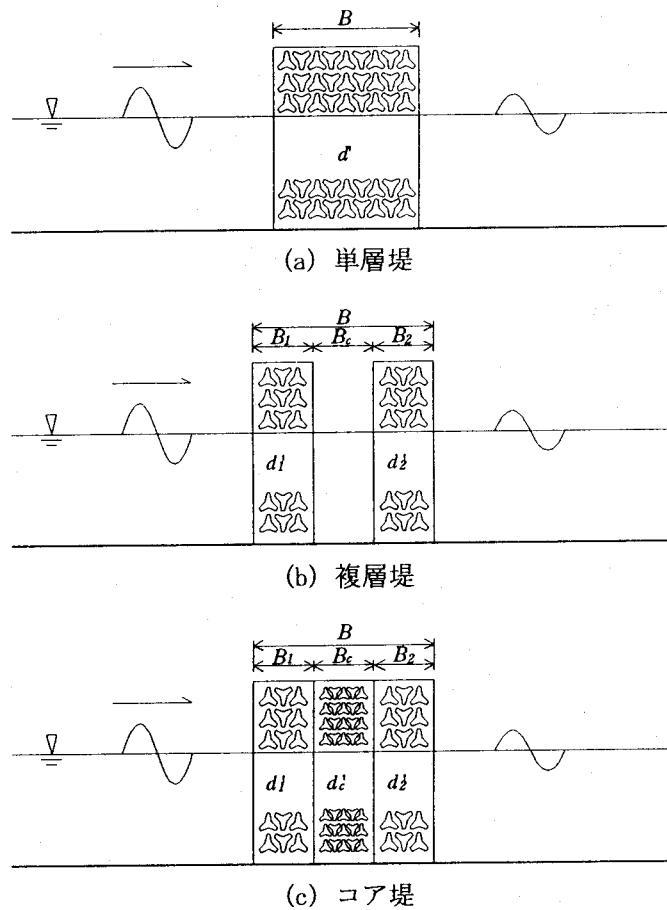


図-5.5 ブロック積み堤の種類

次に、図-5.5(c)は、図-5.5(b)の遊水部に代わり、小寸法のコア材料を用いてコア層としたもので、このような表層に比べて小寸法の材料を用い、透水性の異なる部分を有する構造のものを便宜上、コア堤と呼ぶことにする。この場合の透過率の計算法で、最もラフな方法は、第1層から、コア層、第2層へ順に式(4.2b)および式(4.8)を適用することであり、結局、コア堤全体としての透過率  $K_T$  は次式のようにになる。

$$K_T = K_{T1} \cdot K_{Tc} \cdot K_{T2} \quad (5.1)$$

ここに、 $K_{T1}$ 、 $K_{Tc}$ 、 $K_{T2}$ ：各層の透過率で、添字 1, c, 2 は第1層、コア層、第2層を示す。

しかし、この方法は各層間の波の干渉を明らかに無視したものであり、實際上、式(5.1)が成立するとは考えられない。

そこで、コア堤全体としての空隙の効果を表わす方法を考えてみる。この場合、各層の材料の大きさ(空隙の大きさ)のみでなく、全体に占める各層のボリュームが表現されなければならない。このような意味から、各層の空隙代表径( $d'$ )を各層の占める体積による重みを付けて平均する方法により、コア堤全体の空隙特性を平均空隙代表径( $d_m'$ )として表わしたものが式(5.2)である。そして、この式により計算される  $d_m'$  を式(4.2b)に代入すればコア堤全体による透過率が求められる。

$$d_m' = \frac{d_1' \cdot B_1 + d_c' \cdot B_c + d_2' \cdot B_2}{B_1 + B_c + B_2} \quad (5.2)$$

ここに、 $d'$ ：各層の空隙代表径、 $B$ ：各層の層幅である。

このような方法によれば、コア堤のような複合構造物の透過率も簡便な方法で計算可能となる。

### 3. 3 実験方法

実験は、幅 0.8m、深さ 1.2m、長さ 50m の造波水槽の中央部に、図-5.5に示すように、テトラポッド模型を用いて、単層堤、複層堤そしてコア堤の3種類の直立堤を設置し、堤体後方 3m の位置で、容量式波高計により透過波高を測定した。そして、これを同位置における構造物を設置しない場合の波高で除し、透過率を求めた。

使用したテトラポッド模型は3種類で、これらの空隙代表径( $d'$ )は 2.9 ~ 7.9cm(ブロック1個の高さは 4.5 ~ 12.2cm)である。これを金網で被覆し、越波しない高さまで乱積みした。入射波は相対水深がすべて 0.08 の、長波近似領域にある6種類で、これを表-5.5に示す。また構造物の諸元は表-5.6の通りである。



表-5.5 入射波の諸元

水深 $h$ (cm)	50
波高 $H_I$ (cm)	6.4 ~ 12.0
周期 $T$ (cm)	2.94
波長 $L$ (cm)	625
波形勾配 $H_I/L$	0.010 ~ 0.019
相対水深 $h/L$	0.08
波の個数	6

表-5.6 構造物の諸元

種類	No.	第1層		コア層		第2層		全体	
		$B_1$	$d_1'$	$B_c$	$dc'$	$B_2$	$d_2'$	$B$	$d_m'$
コア堤	1	20	4.6	20	2.9	20	4.6	60	4.0
	2	20		40		20		80	3.8
	3	20		40		60		120	4.0
	4	40		20		40		100	4.3
	5	40		40		40		120	4.0
	6	60		40		20		120	4.0
	7	20	20	20		60	6.2		
	8	20	40	20		80	6.9		
	9	20	40	60		120	6.2		
	10	40	20	40		100	6.9		
	11	40	40	40		120	6.2		
	12	60	7.9	40		20	7.9	120	6.2
	13	20	20	20		60	6.8		
	14	20	40	20		80	6.3		
	15	20	40	4.6		60	120	6.8	
	16	40	20	40		100	7.2		
	17	40	40	40		120	6.8		
	18	60	40	20		120	6.8		
複層堤	19	20	2.9	-	20	2.9	60(40)	2.9	
	20	20	4.6	-	20	4.6	60(40)	4.6	
	21	20	7.9	20	-	7.9	60(40)	7.9	
	22	20	4.6	-	-	4.6	100(80)	4.6	
	23	40	7.9	-	40	7.9	100(80)	7.9	
	24	40	4.6	40	-	4.6	120(80)	4.6	
	25	40	7.9	-	-	7.9	120(80)	7.9	
単層堤	26	20	2.9	-	-	-	20	2.9	
	27	20	4.6	-	-	-	20	4.6	
	28	20	7.9	-	-	-	20	7.9	
	29	40	2.9	-	-	-	40	2.9	
	30	40	4.6	-	-	-	40	4.6	
	31	40	7.9	-	-	-	40	7.9	

なお、コア堤の実験に先立ち、遊水部の有無ならびに遊水部幅が透過率におよぼす影響を調べるため、すべて同一の材料を用いた単層堤と、コア部分を遊水部とした複層堤について同様の実験を行なった。

また堤体幅が同じであっても、コア層の位置の違いが透過率に与える影響を検討するため、 $B$ および $B_c$ を一定とし、 $B_1$ 、 $B_2$ を変化させて透過率の差異を検討することにした。

### 3. 4 実験と計算の結果

#### (1) 遊水部の効果

直立透過堤が単一堤体でなく、遊水部を持つ複数の堤体の場合は、たとえ実質部の堤体幅が同じでも、透過後の波浪の様相は異なる可能性がある。したがって、コア堤による波変形を取り扱う場合にも、コアによる効果と、遊水部による効果を予め確認しておく必要がある。そこで遊水部の有無と、遊水部幅の広狭が透過率におよぼす影響について実験により調べる。

まず、遊水部の有無による効果については、単層堤の透過率と、堤体材料および実質堤体幅が等しい複層堤の透過率を比較すればよいので、図-5.6にその結果を示す。この図より、 $H_I/d' \approx 1$ 近辺で、やや単層堤の透過率が小さくなっているが、全体的には広範な $H_I/d'$ の領域において、単層堤と複層堤の透過率にほとんど有意な差は認められない。

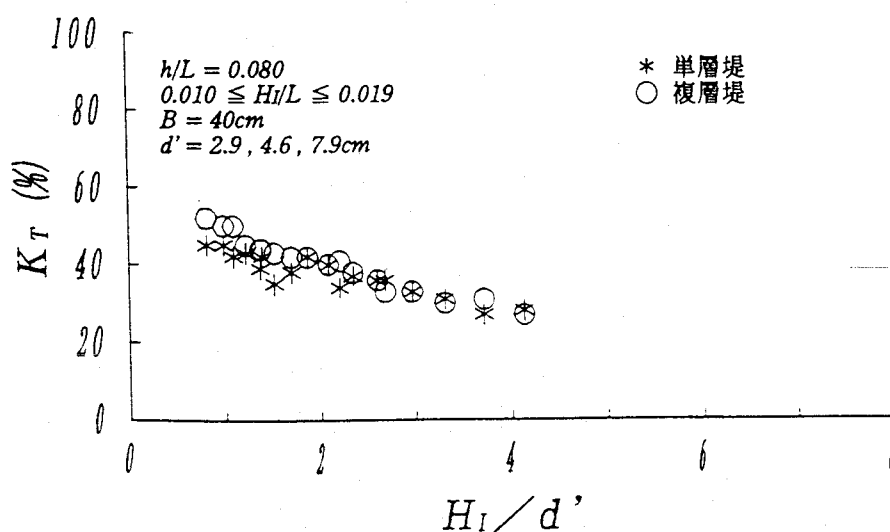


図-5.6 遊水部の有無と透過率

次に、遊水部幅の効果を見るため、これ以外の条件はすべて等しい複層堤の実験結果を図-5.7に示す。この図より、複層堤の遊水部幅が、20cm から 40cm に倍増しても、透過率にはほとんど差のないことが明らかである。

以上のことより、波長に比べ、遊水部幅があまり大きくない本実験のような場合は、波変形におよぼす遊水部の効果はほとんど表われないと考えてよい。

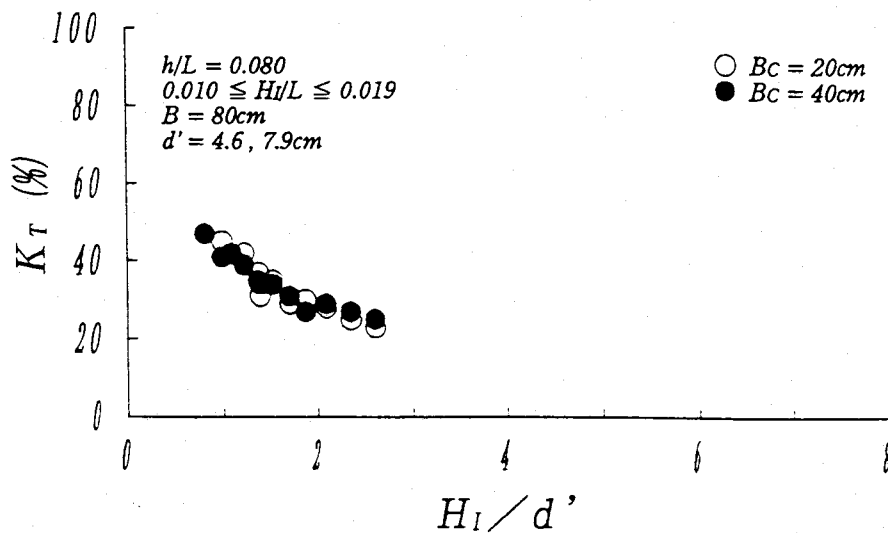


図-5.7 遊水部幅の効果

## (2) コア層の位置の影響

コア堤の透過率を算定する前に、堤全体の中でコア層の位置が透過率に与える影響について検討しておく必要がある。

この場合、コア層厚、堤体幅ならびに各層のブロックの大きさが一定の堤体でも、コア層の位置により沖側表層厚と岸側表層厚が異なってくる。したがって、表層とコア層の境界面の位置が変わることにより、堤体内部の波の反射反復現象に影響を与え、その結果、透過率に変化をもたらす可能性がある。

このため、コア層の位置により透過率が変化するならば、式(5.2)で示した堤体全体の

空隙の大きさを表わす平均空隙代表径( $d_m'$ )を用いた波変形の計算手法は妥当性を欠くことになる。

このような観点から、表-5.6中のNo.9, No.11 および No.12 の実験条件であるコア層厚40 cm, 堤体幅120cmの堤体において、コア層中心位置が堤体前面から40, 60 および 80cm の場合の、透過率の実験結果を比較したものを図-5.8に示す。図-5.8から明らかなように、コア層中心位置の違いによる透過率の変化はほとんど認められない。このことは近藤ら<sup>3)</sup>の傾斜型透過堤における検討結果とも合致する。

したがって、このような結果から堤体幅、コア層厚ならびに各層のブロックの大きさが同じであれば、コア層の位置に関係なく、透過率はほとんど変化しないことが明らかになった。このため波変形の計算を行なうにあたり、式(5.2)による堤全体の空隙の大きさを表わす平均空隙代表径を用いる波変形の計算手法が適用できると考えられる。

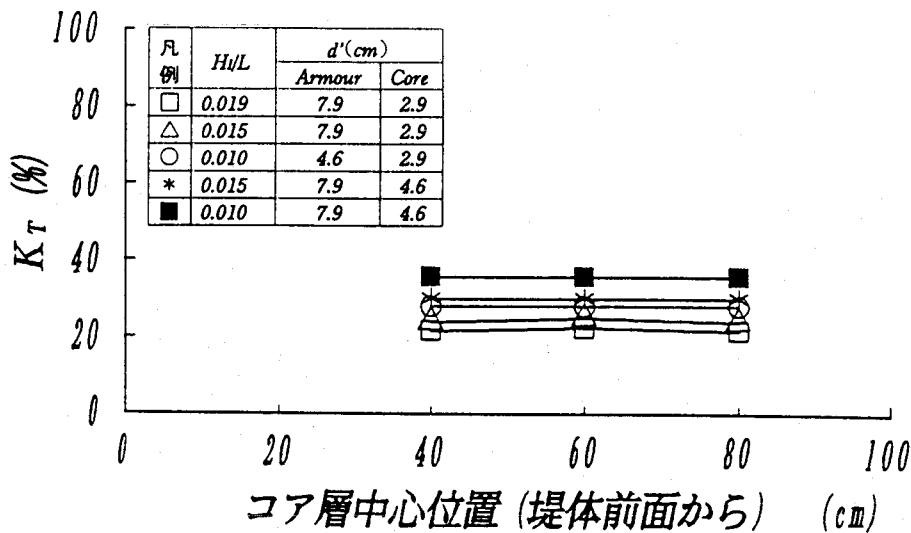


図-5.8 コア位置の効果

### (3) コア堤の透過率

透過率の計算手順はまず式(5.2)により、表-5.6の構造物の諸元を用いて、平均空隙代

表径を計算する(計算結果は表-5.6に記載)。そしてこの値を式(4.2b)に代入して透過率を算定する。

図-5.9はこのようにして計算された透過率と、実験値を対比したもので、粒径レイノルズ数別に整理している。この粒径レイノルズ数は  $dm'$  を用いて計算されたものである。

図-5.9より、計算値と実験値の誤差の割合、 $(K_T(CAL)-K_T(EXP))/K_T(CAL)$  は  $K_T$  の小さい領域で、実験値の方が計算値より大きくなる傾向が認められるが、コア堤を対象とした式(5.2)および式(4.2b)による透過率の計算法がおおむね妥当であることを示している。また、同図より透過率に対する粒径レイノルズ数の特別な分布特性は認められない。

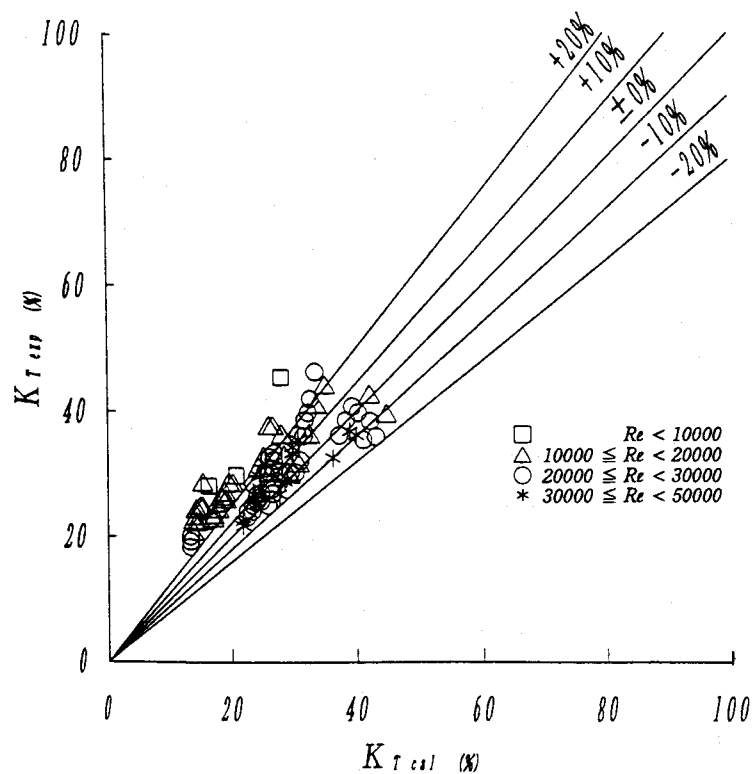


図-5.9 透過率の計算値と実験値

### 3. 5 結び

大寸法の堤体材料の内側に、小寸法の材料からなるコアを有する複合堤の透過率を対象に、線形抵抗係数の推定式を用いて、簡単に行なえる波変形計算の事例研究を実施した。その結果、線形抵抗係数の推定式に含まれる空隙代表径を、コア堤の空隙特性を一括して表現できるよう各層の空隙代表径を、その層のボリュームで重みを付けて平均した平均空

隙代表径に置き換えて、透過率の計算を行なえば、簡単な計算法にもかかわらず、かなりの精度が得られることがわかった。このことは線形抵抗係数の推定式の汎用性を意味するものとする。

#### 第4節 透過性構造物による波変形に関する模型実験の限界<sup>5)</sup>

##### 4・1 概要

透過性構造物による波の変形を取り扱う場合、基礎方程式が充実し、計算方法も飛躍的に発展している今日でさえ、水理模型実験はなお有力な予測手段である。その際、通常粘性力よりも重力や慣性力が卓越する現象であることから、フルード則による各種物理量の縮尺が用いられる<sup>11), 12)</sup>。しかし多くの水理現象は大なり小なり粘性の影響を受け、レイノルズ数が深く関係することは明らかである。*Delmonte*<sup>13)</sup>や服部ら<sup>14)</sup>も透過性構造物による波変形を考えるに際し、レイノルズ数の重要性を指摘しているが、モデルと現地のレイノルズ数が数倍から十数倍も異なることに對し、相似性に関する具体的な考慮がなされていることは少ない。

ここでは、第4章で示した線形抵抗係数の相似性と、粒径レイノルズ数を考慮した波変形の模型のスケール効果について検討する。

##### 4・2 線形抵抗係数の相似則

線形抵抗係数の相似性についてはレイノルズ数の効果も考慮した式(4.8)に基いて検討する。現地とモデルの線形抵抗係数をそれぞれ $f_p$ ,  $f_m$ とし、これらを式(4.8)より次のように表す。

$$f_p = 264 \frac{(HI)_p}{(d')_p} \frac{\sqrt{\nu}}{\sqrt{(u_0)_p} \sqrt{(d')_p}} \quad (5.3a)$$

$$f_m = 264 \frac{(HI)_m}{(d')_m} \frac{\sqrt{\nu}}{\sqrt{(u_0)_m} \sqrt{(d')_m}} \quad (5.3b)$$

ここに、添字 $p, m$ は諸量の現地およびモデルの値である。

透過性構造物による波の変形を考えるにあたり、例えば透過率を取り上げると、現地と模型の間で、透過率が同じ値であるためには無次元量である線形抵抗係数は式(5.4)の関

係が成立しなければならない。

$$f_p = f_m \quad (5.4)$$

この関係から次式が得られる。

$$\frac{(HI)_p}{(d')_p} \frac{\sqrt{v}}{\sqrt{(u_0)_p} \sqrt{(d')_p}} = \frac{(HI)_m}{(d')_m} \frac{\sqrt{v}}{\sqrt{(u_0)_m} \sqrt{(d')_m}}$$

これより空隙代表径と入射波高の比を求めると次のようになる。

$$\frac{(d')_m}{(d')_p} = \left[ \frac{(HI)_m}{(HI)_p} \right]^{1/3} \quad (5.5)$$

この式(5.5)の両辺は幾何学的な縮尺を表しているにもかかわらず、異なった縮尺を示している。右辺の[ ]内の $(HI)_m/(HI)_p$ は模型の縮尺( $n$ )を表わし、このことから空隙代表径の比は、

$$\frac{(d')_m}{(d')_p} = n^{1/3} \quad (5.6)$$

となる。

これまでの透過堤による波変形の実験は、異形ブロックの大きさも模型縮尺にしたがっており、式(5.6)の結果によれば、 $f_p = f_m$ とはならないため現地とモデルの線形抵抗係数が異なることが予想される。このことから、現実問題としてはレイノルズの相似則を完全に満足するような波変形の模型実験は不可能であり、レイノルズ数のあまり影響しない範囲で実験することが必須となろう。以降にこのレイノルズ数について、具体的にどのような範囲なのか検討しておこう。

#### 4. 3 粒径レイノルズ数と模型実験の信頼度

ブロック積み堤による波変形の実験によれば、図-4.3に見られるように、粒径レイノルズ数の増加にともない、線形抵抗係数は指数関数的に減少し、ある粒径レイノルズの領域で $f$ の変化は微弱となる。そして粒径レイノルズ数がこの値以上に大きくなっても線形抵抗係数には関与せず、波の変形に対して大きな影響を与えない。このような粒径レイノルズ数の限界値を $(Re)_c$ で表わす。

いま、透過性構造物による波変形の実験を行うにあたり、実験上の粒径レイノルズ数を $(Re)_m$ とすると、この値と $(Re)_c$ の大小関係により、図-5.9に示すように、次の2つのケースが考えられる。

(1) ケース I :  $(Re)_m < (Re)_c$  の場合

$f_m$  は  $(Re)_m$  の減少にともない、急激に大きくなる領域であり、現地の  $f_p$  に比べ、かなり大きくなる。このため、このような範囲で透過堤の模型実験を行なうと、透過波高やこれにともなう波力などを過小評価することになる。

(2) ケース II :  $(Re)_m > (Re)_c$  の場合

$(Re)_m$  の値にかかわらず  $f_m$  はほとんど変化せず、ほぼ一定と考えてよい。このため、この領域の  $(Re)_m$  で行なわれた波変形に関する実験結果に関してはレイノルズ数の効果は無視してよく、その再現性は高いと考えられる。

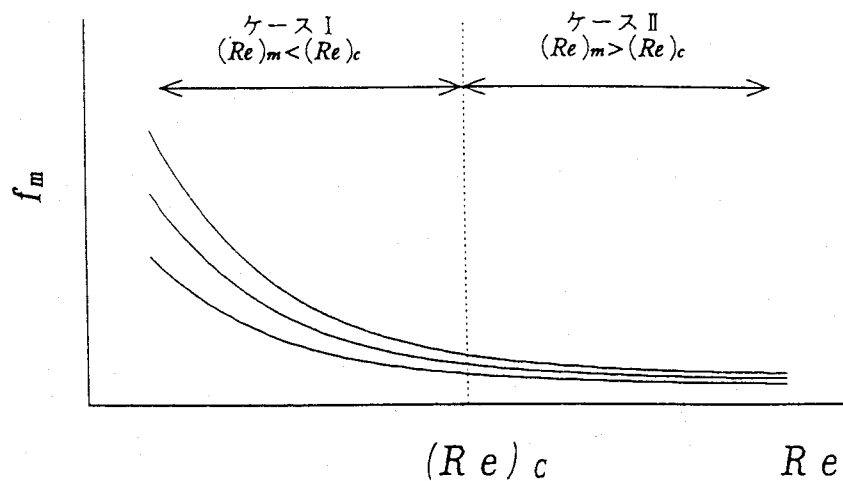


図-5.10 粒径レイノルズ数の限界

このように粒径レイノルズ数と模型実験の縮尺の間には、極めて重大な関係が存在する。しかし、図-4.3においては  $H/d'$  の大きい値の場合には、 $Re$  の大きい場合のデータが少なく、模型縮尺の選定に際し、明確な指標となる限界の粒径レイノルズ数は示し得なかった。しかしながら図全体の  $f_m$  の変動傾向からみて、限界レイノルズ数は  $(Re)_c = (4 \sim 6) \times 10^4$  程度と考えてよいようである。



これを具体的な現地条件と模型縮尺の関係で検討してみよう。いま、6.3ton型テトラポッド乱積み構造物による波の変形を模型実験で再現する場合を考え、設置水深2m、入射波の波高2m、周期10.0secを想定し、模型縮尺が1/10、1/20、1/30および1/50の場合の粒径レイノルズ数を表-5.7に示す。

表-5.7 模型縮尺と粒径レイノルズ数

模型縮尺 $n$	現地	1/10	1/20	1/30	1/50
設置水深 $h$ (cm)	500	50	25	16.7	10
入射波高 $H_I$ (cm)	200	20	10	6.7	4
長波の水平水粒子速度 $U$ (cm/sec)	140.00	44.27	31.30	25.66	19.80
空隙代表径 $d'$ (cm)	168.4	16.84	8.42	5.61	3.37
補正前の粒径レイノルズ数 $Re^*$	$2.36 \times 10^6$	74600	26400	14400	6700
流速倍率 $M$	2.000	1.999	1.997	1.963	1.762
補正後の粒径レイノルズ数 $Re$	$4.72 \times 10^6$	149100	52800	28300	11800

計算条件  $\left( \begin{array}{l} 6.3\text{ton型テトラポッド乱積み構造物(空隙率50\%) \\ \text{入射波の周期 } 10.0\text{sec } (h/L=0.07) \end{array} \right)$

表-5.7より、 $(Re)_c = (4 \sim 6) \times 10^4$ であれば、このような実験における限界の模型縮尺は1/20程度であり、1/30あるいはこれ以上の小規模な模型を採用すべきでないことは明白である。

すなわち、実験における粒径レイノルズ数が $(Re)_c$ より十分大きな場合の実験結果はそのまま現地へ適用できる。しかし、 $(Re)_c$ より小さな粒径レイノルズ数における実験は、レイノルズ数の影響を無視できず、実験結果を現地へ適用することは難しいと考えられ、このような模型縮尺は選ぶべきではなからう。

以上のようにブロック積み堤のような構造物による波変形の実験においては図-4.3に基く場合と、図-4.5(あるいは式(4.8))に基く場合とではレイノルズ数あるいは模型の縮尺に対する結果が異なっている。現段階では高レイノルズ数領域での実験結果が少なく、

これ以上の考察は難しい。しかし、波の変形について現地とモデルとの対応を考えると、レイノルズ数の影響をさらに明らかにすることは今後の重要な課題となる。

#### 4. 4 結び

透過性構造物における波変形を予測する水理模型実験について考察を行なった。その結果、線形抵抗係数が波高・空隙代表径比と線形関係にあり、かつ粒径レイノルズ数の $-0.5$ 乗に比例するという実験事実を前提とすれば、模型の空隙長さは、模型縮尺の $1/3$ 乗に縮めなければならない。また、模型における粒径レイノルズ数が $(4\sim 6)\times 10^4$ 程度よりかなり小さい場合、現地の線形抵抗係数よりはるかに大きい値が出現し、実験上の数値、例えば透過波高やそれに基く波力は過小に計測されることになる。

以上の2点は波変形の予測手法としての水理模型実験に対する極めて重要な問題提起と考える。

#### 第5節 結語

直立式透過性構造物における波変形の研究によって得られた結果を、他の形式の構造物に適用したり、水理模型実験の本質に係わる論議に応用した。その結果、空隙に対する波の大きさを表わす波高・空隙代表径比が、幅広潜堤の透過率や、緩傾斜堤の打上高に対し、重要な因子であることが明らかにされ、この空隙スケールを表わす数値が、空隙を持つ構造物の波変形や波力の問題に広く活用できる見通しが得られた。

また、単一粒径の構造物の実験から得られた線形抵抗係数の推定式を、粒径の異なるコアを持つ透過性構造物に適用し、波変形の計算を行ったところ、十分な精度での推定値が得られた。この場合、堤体全体の空隙スケールの評価方法が重要であるが、堤体各部の空隙の大きさとそのボリュームを重み付きで平均して、平均空隙代表径を求め、これにより透過率等を計算する手法が実用上有効である。

そして、線形抵抗係数を求める際、式中にレイノルズ数が含まれていることから、広く一般に行われている波浪変形に関する模型実験について考察を行なった。線形抵抗係数の推定式にしたがい、無次元量であるこの値を現地と一致させるためには、模型の粒径を、模型縮尺の $1/3$ 乗にしなければならない。

このようなことは現実には不可能なことである。また、このことは、粒径レイノルズ数

と線形抵抗係数の関係からも明らかで、高レイノルズ数領域では線形抵抗係数がほぼ一定であるのに対し、低レイノルズ数領域ではレイノルズ数の減少とともに線形抵抗係数は急激に大きくなる。そして、これらの領域の限界値は、 $(4\sim 6)\times 10^4$  程度であるから、模型実験のレイノルズ数によっては、現地以上の抵抗がある中で、波変形の実験が行なわれ、例えば、透過波高などは過小に表れている怖れがある。

このように現状のフルード則に基づく模型実験は、粘性に対する相似性が配慮されておらず、特に低レイノルズ数領域ではその影響が大きいので、このようなスケールでの模型実験で避けなければならない。

#### 参考文献

- 1) 榎木亨・出口一郎・岡原義典:幅広潜堤の波浪減衰効果とその縮尺効果について, 海岸工学論文集, 土木学会, 第36巻, pp.633-637, 1989.
- 2) 高橋敏彦・沼田淳・首藤伸夫:緩傾斜堤への波の打ち上げ高の一推定法, 海岸工学論文集, 土木学会, 第38巻(1), pp.501-505, 1991.
- 3) 近藤倣郎・藤間聡・葛西勝栄:透過性防波堤におけるコアの効果に関する研究, 第22回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.495-499, 1975.
- 4) 榎木亨・井田康夫・後野正雄・菅智浩:ブロック積み消波堤の線形抵抗係数に関する実験的研究, 海洋開発論文集, 土木学会, vol.7, pp.155-159, 1991.
- 5) 榎木亨・井田康夫・後野正雄・菅智浩:透過性構造物による波変形の模型実験の限界について, 海岸工学論文集, 土木学会, 第39巻(2), pp.616-620, 1992.
- 6) 井田康夫, 岩西光治, 岸本邦一:幅広潜堤による波浪減衰に関する実験, 土木学会第47回年次学術講演会講演概要集第Ⅱ部, pp.1120-1121, 1992.
- 7) 井田康夫・榎木亨・後野正雄・岩西光治:コアを有する透過性構造物による波浪変形の計算法, 海洋開発論文集, 土木学会, vol.9, pp.193-197, 1993.
- 8) 井田康夫, 岸本邦一, 須貝輝博:緩傾斜堤の打ち上げ高に関する粗度および透水層の効果, 土木学会第48回年次学術講演会講演概要集第Ⅱ部, pp.856-857, 1993.
- 9) Yasuo Ida, Toru Sawaragi, Masao Nochino, Tomohiro Suga and Koji Iwanishi : An

*Experimental Study on Dimensionless Linearized Friction Coefficient and on Its Application of a Permeable Structure, Memoirs of the Osaka Institute of Technology, Series A, vol.38, No.1, pp.1-12, 1994.*

- 10) 須貝輝博, 井田康夫: コアを有する透過性構造物における波変形計算法の改良, 土木学会第49回年次学術講演会講演概要集第Ⅱ部(B), pp.804-805, 1993.
- 11) 椎貝博美: 水理実験法, 森北出版, 152p., 1978.
- 12) 江守一郎・D.J. シューリング: 模型実験の理論と応用, 技報堂出版, 255p., 1977.
- 13) Delmonte, R.C.: Scale effects of wave transmission through permeable structures, Proc.13th. ICCE, pp.1867-1872, 1972.
- 14) 服部昌太郎・堺和彦: ブロック積み防波堤の波高伝達率に関する実験的研究, 第20回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.55-61, 1973.
- 15) 榎木亨: 波と漂砂と構造物, 技報堂出版, 482p., 1991.

## 第6章 結 論

近年の沿岸域における透過性構造物建設に関する諸情勢の変化は、単に静穏水域を創出するだけでなく、適度な波浪を透過させ得る波浪制御の技術が要請されている。このような時代の要請に応える方法の一つは、第一線の現場技術者が簡便に使用できる波浪変形予測の手段を指し示すことであり、少なくとも二次元的には構造物の標準断面と波の変形程度の間を、簡易な計算で明らかにさせる必要がある。

このため本論文では、直立式透過性構造物を取り上げ、構造物内部の流体運動の実態を明らかにするとともに、流体抵抗の評価とこれにともなう簡便な波変形の予測手法について論議してきた。

まず第1章では、最近の沿岸域に対する積極的な利用気運に鑑み、その利用目的と透過型波浪制御構造物建設の概観について述べ、これらの構造物による波変形に関する現在までの研究の問題点を指摘することにより、本論文の位置付けとその目的を明らかにした。また、本論文の構成と概要についても紹介した。

第2章では、透過性構造物による波変形を扱う際に、その根本となる流体運動を明らかにするため、非定常性において波運動と共通性のある振動流を対象に、可視化と画像計測法を確立した上、透過層内の流体運動を計測し、二次元流速成分の時間的変化を透過層による圧力変動量などと関係付けて、内部の運動実態を明らかにした。さらに、空隙内の流速の計測結果から、これが粒径レイノルズ数と指数関係にあり、これの実験式を示した。

第3章では、直立式透過性構造物による波の変形を透過率で代表し、これに関する次元解析を行い、空隙のスケールを表わす波高と空隙長さの相対比(波高・空隙代表径比)が重要な因子であることを指摘した。そしてこのことを実験結果から検証した他、透過率が波形勾配と一義的関係にあるという従来の一般的理解と異なる事実も明らかにした。さらに、多数の実験結果を多変量解析し、空隙スケールを考慮した実用的レベルでの透過率算定式を導出し、この算定方法の妥当性を実験値との照合により検証した。

第4章は、長波領域における透過性構造物について、*Sollitt*らの考え方に基く透過率式から、線形抵抗係数の式を誘導し、これに第3章で行なった透過率実験の、条件と透過率実験値を代入して実測の線形抵抗係数を得た。そしてこの係数と、波高・空隙代表径比、粒径レイノルズ数ならびに慣性係数の関係を明らかにした。この場合、レイノルズ数の計算には第2章で得られた透過層内部の流体運動の解析結果を導入して、代表流速の評価法

を明確に示した。以上の結果を踏まえて線形抵抗係数の推定式を提示し、この式から得られる線形抵抗係数の値を透過率式に用いて透過率を算出した。そしてこのような線形抵抗係数を用い、粘性も考慮した計算手法の妥当性を実験値と照合することにより確認した。

第5章では、前章までに得られた直立式透過性構造物に対する研究結果を、他の空隙構造を持つ海岸構造物に適用し、その適応性を明らかにした。まず第3章で得られた波の変形におよぼす空隙スケールの効果を見るため、幅広潜堤における透過率と、透水層を持つ緩傾斜堤の打上高について実験を行ない、いずれも波高・空隙代表径比が波の変形に大きく関係することを確認した。次に、堤体材料が単一粒径ではなく、低透水性のコア層を持つ直立式透過性構造物を対象に、第4章で示した線形抵抗係数の推定式を適用する手法を検討した結果、各層の空隙代表径を、それが占める体積により重みを付けて平均し、この値を堤体全体の空隙代表径として線形抵抗推定式に用いれば、簡便で、精度の良い波変形の予測が可能であることを示した。

またこの章では、波変形に関する模型実験の信頼性と実験縮尺の限界についても論議した。その結果、線形抵抗係数をモデルと現地の間で一致させるためには、その粒径縮尺を模型縮尺の1/3乗にする必要があるが、現実的には困難であることと、モデルのレイノルズ数が $3 \times 10^4$ 程度以下になれば、線形抵抗係数は急激に大きくなり、現地以上の線形抵抗係数のもとで得られる透過率などの実験値は過少に表われている可能性が高い。

このため、波変形に関する模型実験のレイノルズ数は $4 \times 10^4$ 程度以上で行なう必要があることを明らかにした。

以上が本論文で得られた主要な内容であるが、最後に本論文で検討できなかった問題点について述べる。

本論文では、透過層内部における非定常な流体運動の実態解析を、振動流を対象として行なったが、可視化と画像解析による計測が可能となった現在、次段階として波動下の流体運動を解明することが重要である。この場合、水粒子の運動は三次元性が強くなることから、粒子追跡の手法はビデオカメラを2台同時に用いる三次元解析により、画像ごとの粒子対応率を改善する必要がある。

次に、振動流中の空隙における実流速を流量流速と関連付け、この結果を線形抵抗係数の推定に直接、用いたが、波動下において両者の関係を実験により検証することが必要と思われる。

また、本論文で示した簡便的な波変形の計算手法でなく、運動方程式を用いた力学的な

記述をするためには、第2章による振動流の実験結果に加えて、異形ブロックの非定常透水係数を実験により求めればよいので、実験規模は大きくなるが取り組むべき重要な課題と考える。

最後に、本論文は透過性海岸構造物による簡便な波変形の計算が可能であることを示したが、この手法によって予測される透過波のエネルギーフラックスにより、構造物に期待される背後水域の水質改善がどの程度行なわれるのか検討することも今後に残された課題と思われる。

## 謝 辞

本論文は大阪大学工学部土木工学科 榎木 亨教授の御指導のもとで研究内容を取りまとめたもので、5年有余にわたり終始御懇篤なる御指導と御鞭撻を賜った同先生に衷心より深謝致します。また大阪大学工学部土木工学科 村岡浩爾教授には本論文全般にわたり御校閲を賜わり、御指導と御助言をいただきました。ここに厚く感謝の意を表します。

近畿大学理工学部 江藤剛治教授には本論文の核となる空隙内の流体運動の解析にあたり、実験施設・備品の使用を御許可いただいた上、適切な御助言を賜わり、深く感謝致します。また同、竹原幸生助手には解析ソフトの運用などについて特段の御指導と御協力をいただき厚く謝意を表します。

また、大阪工業大学工学部土木工学科 福田 護教授、後野正雄助教授および高田 巖元講師には研究の端緒の段階で格別の御指導と御協力を、同、岡村宏一教授には終始変らぬ激励を、さらには同、応用化学科 飯田健郎教授には透明体模型の開発にあたり全面的な御協力を、それぞれ賜った。ここに深く感謝致します。

さらに、大阪大学工学部土木工学科 出口一郎助教授をはじめ、榎木研究室の現役ならびにOBの先生方には貴重な御意見を賜ったことに対し、あらためて謝意を表します。

最後に、本論文を構成する各研究において実験や計算、作図に多大な御協力をいただいた歴年の大阪工業大学大学院生、菅 智浩、竹本元計、岩西光治、岸本邦一、須貝輝博の諸氏をはじめ、平成6年度までの多数の卒業研究生諸氏の努力がなければ本研究をまとめることはできなかったであろうことを記して、ここに深く御礼申しあげる次第である。