

新 制

工

675

京大附図

波と流れの共存場における
水理特性に関する研究

昭和61年5月

浅野敏之

波と流れの共存場における 水理特性に関する研究

昭和61年5月

浅野敏之

目 次

第1章 結 論	1
第2章 波と流れの共存場における波の水粒子速度の特性	4
第1節 概 説	4
第2節 波と流れの共存場における底面乱流境界層の線型理論	5
2.1 基礎方程式	5
2.2 境界層方程式の解法	8
2.3 計算結果および考察	11
2.4 摩擦係数に関する考察	14
第3節 非線型の乱流境界層方程式の数値解析	15
3.1 解析の目的	15
3.2 有限要素法による層流境界層の非線型計算	16
3.3 有限要素法による乱流境界層の非線型計算	20
第4節 実験結果と解析結果との比較検討	25
4.1 実験装置, 実験方法	25
4.2 波動場に対する実験結果と解析結果との比較検討	28
4.3 共存場に対する実験結果と解析結果との比較検討	31
4.4 考 察	34
第5節 結 語	38
第3章 波と流れの共存場における流れの特性	42
第1節 概 説	42
第2節 波動の重畳による平均底面摩擦力の変化	43
2.1 底面摩擦を考慮した波と流れの共存場の質量保存式, 運動量保存式 およびエネルギー保存式	43
2.2 波の重畳による平均水面の変化	51
第3節 共存場における平均流の流速分布	56
3.1 実験結果	56
3.2 平均流の流速分布の計算モデル	61
第4節 波と流れが斜交する場合の平均底面摩擦力の特性	64
4.1 斜交場における底面摩擦項の表示に関する検討	64

4.2	波と流れが斜交する場合の底面せん断応力の特性	66
4.3	波と流れが斜交する場合の掃流砂運動に関する考察	67
第5節	結語	70
第4章	波と流れの共存場に設置された円柱に作用する流体力に関する研究	73
第1節	概説	73
第2節	共存場における円柱周辺の後流渦パターン	74
2.1	実験装置・実験方法	74
2.2	波動場における後流渦パターンの分類	74
2.3	共存場における円柱周辺の流況を記述するパラメータ	76
2.4	実験結果および考察	77
第3節	直方向力の特性	79
3.1	実験装置・実験方法	79
3.2	直方向力の表示式	80
3.3	実験結果および考察	81
第4節	揚力の特性	85
4.1	揚力の変動周波数	86
4.2	極値揚力と揚力係数の特性	88
4.3	共存場における揚力の算出モデル	91
第5節	結語	96
第5章	流れを利用した消波に関する研究	100
第1節	概説	100
第2節	流れによる消波機構	102
2.1	流れの上の波動理論	102
2.2	流れによる砕波	106
2.3	流れによるエネルギー伝播の阻止	113
第3節	空気防波堤の消波性能とその向上	120
3.1	空気防波堤の不規則波に対する消波性能	120
3.2	流れによる消波性能の変化	121
3.3	空気防波堤の消波性能の向上	128
第4節	空気防波堤の相似則と実用化	132
4.1	空気防波堤の相似則	132
4.2	実用化にあたっての検討課題	143

第5節 結語	144
第6章 結論	150

第1章 緒 論

河口付近の遡上波を観察すると、外海から河口に侵入した波は流れによって波高・波長・波向き角等が変化することがわかる。初期の Unna¹⁾ や Johnson²⁾ の研究では、このような現象の力学機構を理想化された状態でいかに定式化するかという点に関心が注がれた。その後、1950年代に Hunt³⁾ らが鉛直方向に流速分布を持つ流れの上の波の理論を、1961年には Longuet-Higgins と Stewart⁴⁾ が波と流れの間のエネルギーの授受についての理論を発表した。これらに代表される波と流れの共存場の研究は、水理学としては非常に興味深いものであったが、海岸工学の諸課題の解明に対しては、直接にはあまりつながらないものであった。

近年、海浜流系統に関する研究の進展と相まって、沿岸域での漂砂現象を議論する上で、こうした波動を誘因とする流れと波が共存する時の底面近くの流速場の解明が、きわめて重要な課題となるに至った。さらに一方では、石油掘削用プラットフォーム等の海洋構造物が年々大水深海域に建造されるようになり、それに伴って現地における波と流れを同時に外力として考慮しなくてはならない場合が増加している。このように波と流れの共存場の研究は、海岸水理学の基礎的な課題であるばかりでなく、海岸工学の発展に直結する重要な課題となってきたのである。

さて、前述の Longuet-Higgins らの研究は、それまでの研究が流れによる波の波高変化を波のエネルギーフラックスが一定という条件から求めたのに対し、波と流れのエネルギーの授受を示した点で epoch making なものであった。しかし彼らの研究やそれを流れが流速分布を持つ場合に拡張した佐藤⁵⁾ の研究は、流れの流速やその分布を所与のものとして、波が重なった場合も変化しないとするものであり、その意味で波と流れの「相互の」干渉を議論したものではなかった。1972年、Lundgren⁶⁾ は波が流れに重畳すると時間平均した底面摩擦力が増大し、その結果、流れの流速が減少することを示したが、この研究によって波による流れの変化が始めて考慮され、共存場の研究は新たな段階に入ったといえよう。Grant-Madsen⁷⁾ はこの基本的な考え方を発展させて、相互干渉を考慮した共存場の水粒子速度のモデルを発表した。しかしながら、彼らの研究は二・三の問題点を有することや、実験結果との検証を行っていない点で十分でない。さらにその後の研究も実験・理論の両面から系統的に共存場の水粒子速度の特性を議論したものはなく、この課題についての知見はいまだ不十分である。

本研究は、共存場の研究の現在までの発展を踏まえて、また海岸工学が現在直面する課題との関係を認識して、共存場の水粒子速度について基礎的な研究を行うとともに、海岸工学における重要課題に対して、単なる重ね合わせでは説明できない波と流れの共存効果を検討するものである。また、応用研究として、流れによる消波を利用した防波堤である空気防波堤を実用化するための検討も行う。以下では、各章における研究の方針を述べ、その内容を略述する。

第2章では、波と流れの共存場の水粒子速度について、まず波動成分に注目し、その特性を理論的・実験的に検討する。第2節では共存場における線型の乱流境界層理論を展開する。ここではGrant-Madsenのモデルの問題点を修正し、未定境界値問題として境界層方程式を解く方法を提示する。第3節では非線型の乱流境界層方程式に基づいて、波動場および共存場の水粒子速度を有限要素法を用いて計算し、非線型性が水粒子速度場に及ぼす効果を明らかにする。これは乱流の場合、底面摩擦が本来非線型の力学過程であるため、非線型の摩擦項によらねば内部水粒子速度場を正確に表現できないと考えたからである。第4節ではレーザードップラー流速計により測定された波動場および共存場の水粒子速度の実測結果を示し、その特性を明らかにするとともに、第2節および第3節で示した解析結果との比較検討から、解析法の妥当性と限界について考察する。

第3章では波の重畳による流れの変化について実験的・理論的に検討する。この課題に関する従来の研究はほとんどなく、本研究では波の重畳による平均底面摩擦力の増加と、それによって支配される流れの水理量の変化に着目して考察を行う。第2節ではまず、底面摩擦による逸散を含む共存場の運動量・エネルギーの保存式を展開する。次いで実験水槽内で流れのみの場合と波が重畳した場合の平均水面の勾配を測定し、実験的に波の重畳による平均底面摩擦力の変化を求めて、前述の運動量・エネルギー保存式に基づく結果との比較・検討を行う。第3節では共存場における水粒子速度の実測結果をもとに、波の重畳による流れの成分の流速分布の変化について考察する。また前章で展開した共存場における水粒子速度のモデルによって、実測の流れの流速分布が表現できるかについて検討する。第4節では沿岸海域での海浜流と波とによる底質移動の解明を究極的な目標とする予備的な考察として、波と流れが斜交する場合の底面近傍の水理特性を議論し、そこでの掃流砂運動について検討を行う。

第5章では波と流れの共存場に設置された小口径円柱に作用する流体力の特性について議論する。波浪と流れが共存するときの円柱に働く流体力特性を調べた研究は、その工学的重要性にもかかわらず少なく、特に共存場の流体力発生機構に立ち帰って検討した研究はほとんど見当たらない。本研究では、共存場の流体力発生機構が波動単独の場合と本質的に異なるのは、流れが重なることによって円柱に対する水粒子運動が非対称になるためと考え、この観点からこの課題の解明を行う。

第2節では、この非対称な水粒子運動下における、円柱周辺の後流渦の発生・発達・離脱および流下の特性を、後流渦の可視化実験から明らかにする。第3節では共存場における直方向力の特性を調べ、流体力係数がどのようなパラメーターで良く整理できるかを考察する。第4節では揚力について同様な検討を行うとともに、流れの流速が波の水粒子速度に比較して大きい場合でも、揚力変動周波数が外力である波の周波数と同調現象を起こすことを示す。

第5章では人工的に流れを発生させて消波させる装置のうち、特に空気防波堤をとりあげて、その実用化に向けての研究を行う。空気防波堤の研究の歴史は古く、波と流れの共存場の水理特性に関する研究は、空気防波堤の消波機構を解明するために発展した一面を有している。最近では海岸・港湾構造物に波浪制御といったハードな機能以外に、周囲の景観や生態系との調和、あるいはレクリエーションの場としての活用といった多様な機能が要請されるようになった。空気防波堤は景観や環境問題に対して秀れた性質を持つにもかかわらず、まだ実用化に至らないのは、その消波機構の解明が十分でなく、実験室内で明らか

にされた消波特性を、どのように現地に適用するかという相似則の問題が明らかでないためでもある。本研究はこうした問題の解決を目指すもので、第2節ではまず、流れによる消波機構を流れが砕波に及ぼす効果とエネルギー伝播を阻止する効果に分けて、理論的および実験的な検討を行う。第3節では空気防波堤の消波特性について考察する。まず不規則波と規則波に対して消波性能が異なるかどうかを調べた後で、現地に潮流などがある場合に、その流れによって空気防波堤の消波性能がどのように変化するかを明らかにする。次いで、ある周波数以下の波に対して消波効果がないという空気防波堤の消波機能の限界を、他の種類の防波堤との併用によって改善することを試みる。第4節では空気防波堤の力学的相似法則について検討し、消波に必要な空気供給量の相似則を提示する。次いで既往の室内実験や現地実験の結果を整理し、スケールの異なる実験結果がここで提示した相似則によって統一的に説明できることを示す。最後に空気防波堤の現地適用にあたって考慮すべき諸問題について議論する。

第6章では、本研究で得られた主要な研究成果を要約する。

参 考 文 献

- 1) Unna, P. J. : Waves and tidal streams, *Nature*, Vol. 148, pp. 226–227, 1942.
- 2) Johnson, J. W. : The refraction of surface waves by currents, *Trans. A. G. U.*, Vol. 28, pp. 867–874, 1947.
- 3) Hunt, N. J. : Gravity waves in flowing water, *Proc. Roy. Soc. London, A*, 231, pp. 496–504, 1955.
- 4) Longuet-Higgins, M. S. & R. W. Stewart : The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents, *J. Fluid Mech.*, Vol. 10, pp. 529–549, 1961.
- 5) 佐藤道郎 : 不等流を遡る波の波高変化に関する基礎的研究, *土木学会論文報告集*, 第242号, pp. 15–29, 1975.
- 6) Lundgren, H. : Turbulent currents in the presence of waves, *Proc. 13th I. C. C. E.*, pp. 623–634, 1972.
- 7) Grant, W. D. and O. S. Madsen : Combined wave and current interaction with a rough bottom, *J. of Geophysical Research*, Vol. 84, No. C4, pp. 1797–1808, 1979.

第2章 波と流れの共存場における波の水粒子速度の特性

第1節 概 説

波と流れの共存場における波の変形や流れの変化、さらには底質の移動特性を議論するためには、底面摩擦力を含めて内部水粒子速度場を解明することが不可欠である。本章では共存場の水粒子速度のうち、波動成分の特性について理論的・実験的に得られた知見を述べる。流れの流速は波の水粒子速度と底面せん断応力を通じて相互に干渉し、両者を別個に議論することはできないが、本章では波動の水粒子速度の特性に議論を集中し、流れについての記述は最小限にとどめ、詳細な議論は次章に譲ることとする。

まず最初に波と流れの定義を明らかにする必要がある。本研究は沿岸海域での現象を問題とするわけであるから、波動として表面重力波を想定しており、一方、流れの方は波の運動に比較して時間スケールが十分長く、定常運動とみなしうるものであって、河川流はもとより潮流等の非定常流も流れと考えて取扱うことにする。

波と流れの共存場における水粒子速度を時間平均し、平均成分を「流れ」、変動成分を「波」の成分とする。流れの成分は一方向流であるために、粘性の影響はほぼ全水深に広がると考えられる。波の水粒子運動は波の位相とともにその方向が周期的に反転するので、境界層は底面付近の薄い層に限定され、それより上部はポテンシャル流れによって十分表現できる。したがって、波動境界層外では流れの成分に対してのみ粘性が作用し、波の境界層内では波と流れの両成分に対して粘性が作用する。とくに後者の境界層内は非線型の力学過程であるため、波と流れの成分間に相互干渉が起こり、両者はともにそれぞれ単独の場合から変化することになる。

以上の共存場の内部機構のモデル化は、最初 Lundgren¹⁾ によって考察されたが、その後 Grant-Madsen²⁾ によって波と流れの水粒子速度場を記述する、より詳細なモデルが提示された。Lundgrenは波と流れの共存場における渦動粘性係数を、波単独と流れ単独の場合の渦動粘性係数の和に等しいと仮定し、波の重畳による流れの流速の減少を定量的に表わすことを試みた。しかし彼の取扱いは力学的に正確なものとは言えない。Grant-Madsen は波と流れの水粒子速度の表示式中に共存場の摩擦速度を共通に導入することによって、波の流れの相互干渉をこの変数を通じて表現した。この摩擦速度は共存場の底面乱流境界層方程式を解くことにより求められる。しかし、共存場では波と流れに対して2つの境界層が存在し、波動境界層の外縁位置によって、そこでの流れの流速は変化するが、彼らの取扱いは境界層外縁位置の定め方を十分検討していないので、流れの流速分布を正確に定めることができないこと、また基礎式である境界層方程式に移流慣性項を考慮していないという問題点を有している。

それ以後には、共存場の水粒子速度場を記述する理論として、Smith³⁾、Christoffersen⁴⁾、田中・首藤⁵⁾、Glenn⁶⁾ 等の研究が発表された。これらの研究は渦動粘性係数にさまざまな分布形を仮定し、

Grant らと同様の取扱いを行ったものである。こうした研究は渦動粘性係数を用いるという枠内においては、精度の向上がある程度達成できたとしても、Grant らの研究の問題点を本質的に改善するものではないように思われる。

本研究では第2節において、共存場に対する線型の乱流境界層を解く上で新たな取扱いを試みた。それは波動の境界層外縁位置を未知量とする、未定境界値問題を解く方法であって、この解法には不変埋込み法⁷⁾と呼ばれる手法を適用した。この理論から境界層厚、摩擦係数等の水理量を計算し、その特性を検討した。また、波と流れの共存場における波動の速度ポテンシャル ϕ の導出には、水面における境界条件で $U\partial\eta/\partial x$ 、 $U\partial\phi/\partial x$ をそれぞれ $\partial\eta/\partial t$ 、 $\partial\phi/\partial t$ と同じ1次のオーダーとして扱うが、境界層方程式の解はその外縁においてポテンシャル解と接続するものであるから、本研究では境界層方程式中の移流慣性項中の $U\partial u/\partial x$ の項を局所慣性項 $\partial u/\partial t$ と同じオーダーとみなしてこれを含めた解析を行った。

第3節では非線型の乱流境界層方程式に基づいて、波動場および共存場の水粒子速度を計算し、その波動成分の特性について議論する。これは底面摩擦力は本来非線型の力学過程であって、非線型の摩擦項によらねば内部水粒子速度場を厳密に表現することができないと考えたからである。しかしながら、非線型の乱流境界層方程式に基づいた解析には Johns^{8),9)}や Trowbridge ら¹⁰⁾の研究があるのみで、しかもこれらは波動場に対してのみ考察されたものである。本研究では有限要素法によって内部水粒子速度場に及ぼす非線型性の効果を明らかにするが、まず数値解析の妥当性を確かめるために、岩垣・土屋ら¹¹⁾によって解析解の得られている層流境界層について計算を行い、次いで波動のみの場合の乱流境界層について、非線型性の効果を明らかにした後、共存場の乱流境界層について考察する。

続く第4節では、レーザードップラー流速計により、測定された波と流れの共存場の水粒子速度の実測結果を示し、第2節および第3節において得られた理論結果との比較・検討を行う。

共存場の水粒子速度についての実験的研究は、これまで van Hoften-Karaki¹²⁾、Bakker-van Doorn,^{13),14)} Kemp-Simons¹⁵⁾、田中・首藤¹⁶⁾、Thomas¹⁷⁾等によって行われている。ここでは測定精度が高いと思われる Bakker らの実験結果を含めて、実験的に共存場の波動成分の水粒子速度の特性を検討するとともに、第2節および第3節で展開した解析の妥当性とその限界について考察する。

第2節 波と流れの共存場における底面乱流境界層の線型理論

2.1 基礎方程式

水平床面上に波と流れが共存するときの2次元運動方程式は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + (u+U) \frac{\partial (u+U)}{\partial x} + (w+W) \frac{\partial (u+U)}{\partial z} \\ & = g \sin \alpha - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (p+P)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\kappa z)^2 \frac{\partial (u+U)}{\partial z} \left| \frac{\partial (u+U)}{\partial z} \right| \right\} \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

本研究では特にことわらない限り、英小文字は波の諸量を、英大文字は流れの諸量を示すことにする。上式で u 、 U は水平方向水粒子速度、 w 、 W は鉛直方向の水粒子速度、 ρ は流体の密度、 g は重力加速度、

α は水面傾斜角, p, P は圧力である。

式(2.2.1)を時間平均し, 時間的に変動しない部分が流れの運動を記述し, 時間変動する部分が波の運動方程式を記述すると考える。

いま流れの流速の x 方向勾配 $\partial U/\partial x$ は小さく, また鉛直方向の水粒子速度 w , W は水平方向のそれに比べて小さいとし, さらに右辺第3項の摩擦項を渦動粘性係数 ϵ を用いて書き直し, u についての非線型項を除去すると, 次式のような線型の運動方程式が得られる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.2.2)$$

以下では Grant-Madsen による波と流れの共存場における水粒子速度場を記述するモデルにならって, 波動境界層内外で摩擦速度を区別した取扱いを行う。

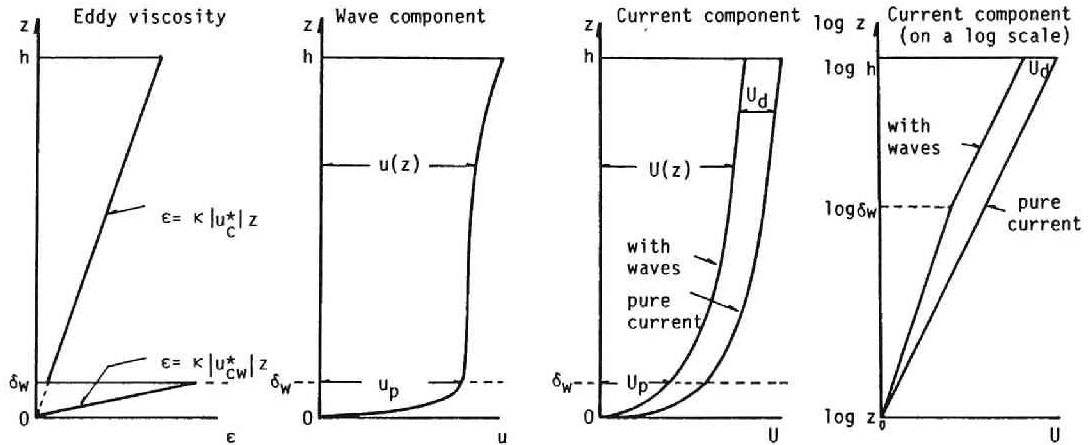


図-2.2.1 波と流れの水粒子速度および渦動粘性係数の鉛直分布のモデル

図-2.2.1に模式的に示すように, 流れの乱流境界層は十分に発達し, その境界層は全水深に及ぶと仮定する。一方, 波の成分に対する乱流境界層は底面近傍の薄い層に限定され, 境界層外ではポテンシャル解により記述できると考える。よって波の境界層内では波と流れによる渦動粘性が存在し, 境界層外では流れのみによる渦動粘性が存在することになる。これより渦動粘性係数 ϵ を波動境界層の内外で区別して次式で与える。

$$\epsilon = \kappa |u_c^*| z \quad z > \delta_w \quad (2.2.3)$$

$$\epsilon = \kappa |u_{cw}^*| z \quad z < \delta_w \quad (2.2.4)$$

ここに κ はカルマン定数, u_c^* , u_{cw}^* はそれぞれ流れおよび共存場の摩擦速度, δ_w は波動境界層の厚さである。波動境界層内のせん断応力は, 次式で示される波と流れのせん断応力 τ_w , τ_c の和で表わされ

る。

$$\tau_w = \rho \kappa u_{cw}^* z \frac{\partial u}{\partial z} \quad z < \delta_w \quad (2.2.5)$$

$$\tau_c = \rho \kappa u_{cw}^* z \frac{\partial U}{\partial z} \quad z < \delta_w \quad (2.2.6)$$

また共存場の摩擦速度 u_{cw}^* は底面せん断応力の一周期間の最大値 $\tau_{cw, max}$ で与える。すなわち、

$$\tau_{cw, max} = \tau_c + \tau_{w, max} = \rho u_{cw}^{*2} = \rho \kappa u_{cw}^* z \left[\frac{\partial (u+U)}{\partial z} \right]_{max} \quad (2.2.7)$$

ただし、 $[]_{max}$ は波の位相を通じての最大値である。式(2.2.6)より波動境界層内の流れの流速分布として次式が得られる。

$$U = \frac{u_c^{*2}}{\kappa u_{cw}^*} \ln \frac{z}{z_0} \quad z < \delta_w \quad (2.2.8)$$

ここに z_0 は積分定数で、完全粗面のときには粗度高さに等しくなる。以下では便宜的に粗度高さと称しておく。波動境界層外縁位置における流れの流速 U_p は上式において $z = \delta_w$ と置けば求まる。すなわち、

$$U_p = \frac{u_c^{*2}}{\kappa u_{cw}^*} \ln \frac{\delta_w}{z_0} \quad (2.2.9)$$

波動境界層の外縁領域における流れの流速分布は、式(2.2.3)から次式で表わされる。

$$U = \frac{u_c^*}{\kappa} \ln \frac{z}{\delta_w} + U_p \quad z > \delta_w \quad (2.2.10)$$

一方、波動成分に対する線型の運動方程式は、波動境界層内では式(2.2.2)に式(2.2.4)を代入した次式で表現される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa u_{cw}^* z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad z < \delta_w \quad (2.2.11)$$

一方、波動境界層外では式(2.2.3)の渦動粘性が存在するものの、波の水粒子速度に与える効果は小さく、非粘性の波動理論で記述できるものとする。したがって境界層外縁で次式が成立する。

$$\frac{\partial u_p}{\partial t} + U_p \frac{\partial u_p}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_p}{\partial x} \quad z = \delta_w \quad (2.2.12)$$

ここに添字 p は境界層外縁での諸量を表わす。境界層近似により圧力 p は z 方向に変化しないと考えてよい。式(2.2.11)、式(2.2.12)から波動成分に対する境界層方程式として次式が得られる。

$$\frac{\partial (u_p - u)}{\partial t} + U_p \frac{\partial u_p}{\partial x} - U \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa u_{cw}^* z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.2.13)$$

なお本節で u_p は、波と流れの共存場における線型の速度ポテンシャルから求められるものとする。すなわち、

$$u_p = \hat{u}_p \exp i(kx - \sigma t)$$

$$= \frac{H}{2} (\sigma - k\bar{U}) \frac{\cosh k \delta_w}{\sinh kh} \exp i(kx - \sigma t) \quad (2.2.14)$$

上式で H は波高, σ は角周波数, k は波数, h は水深, \bar{U} は流れの断面平均流速である。 \hat{u}_p は実数で, u_p は実数部のみ意味を持つ。共存場の分散方程式は次式である。

$$(\sigma - k\bar{U})^2 = gk \tanh kh \quad (2.2.15)$$

2.2 境界層方程式の解法

前節の議論より, 問題は境界層方程式 (2.2.13) を解くことに帰結されるが, 波と流れの共存場では波動境界層の外縁位置の決定に付随する以下のような問題が生じる。

もともと波動による底面境界層の取扱いは, 底面に垂直上方に z 軸をとると底面近傍の粘性流体の運動を記述する境界層方程式において $z \rightarrow \infty$ とした解と, 波動運動のポテンシャル解において $z \rightarrow 0$ とした解を漸近接合するものである。層流境界層の場合に対して解かれた Stokes の解¹⁸⁾によれば, 底面から shear wave の 1 波長分 $z_L = 2\sqrt{2}\pi\sqrt{\nu/\sigma}$ (ν : 動粘性係数) の高さにおいて, 境界層方程式から得られる水粒子速度 u とポテンシャル解 u_p がほぼ等しくなり, この高さ z_L を波動境界層厚 δ_w とすることができる。一般に z_L は非常に薄いので, 境界層外縁流速は底面 ($z=0$) でのポテンシャル解から得られる水粒子速度を用いて十分である。

乱流境界層については梶浦¹⁹⁾・野田²⁰⁾をはじめとするいくつかの研究があるが, 乱流の場合の境界層厚は層流の場合のように十分薄くはないので, 厳密には外縁の水粒子速度として波動境界層厚 δ_w の高さで与える必要があるが, これは計算開始の段階では未知量であってくり返し計算が必要である。しかし波動による水粒子運動のポテンシャル解は水深方向には顕著には変化しないので, δ_w について厳密な取扱いを行わなくても精度はそれほど低下しない。

一方, 共存場では図-2.2.1 からわかるように, 流れの成分の流速分布は対数分布であって, $z = \delta_w$ 付近では流れの流速は顕著に変化する。すなわち, 共存場においては, δ_w の位置によって波のみならず流れの波動境界層の外縁流速が変化し, それに伴って図-2.2.1 (d) からわかるように共存場の流れの流速自体も変化するので, δ_w をくり返し計算で定めることはきわめて繁雑となる。したがって δ_w の決定には, 境界層の本来の考え方にに基づき, 波と流れの構成比による変化をとり込めるような新しい手法が必要と考えた。

境界層外縁においては, その物理的意味からせん断応力が 0 となることと, 水粒子速度が非粘性解と一致することの 2 つの条件が必要である。さらに底面においては non-slip 条件が要求される。乱流境界層の方程式は z に関する 2 階の偏微分方程式であって, 3 つの条件をすべて満足させることはできない。しかし境界層外縁位置 δ_w を未知量として加えると, 3 つの境界条件を満足させることが可能であろう。本研究では, 境界層外縁位置を未知量とする未定境界値問題として共存場の乱流境界層方程式を解くことにした。この解法には不変埋込み法と呼ばれる手法を適用した。^{7), 21)} この方法は 2 点境界値問題を解くにあたって, 問題をまず欠落初期値を求めることに帰着させた後に, 元の方程式を初期値問題として解く方法

である。未定境界値問題は例えば水と氷の2相がある時の熱伝導・融解問題等ととりあげられる問題で、移動境界問題、Stefan 問題とも呼ばれる。

式(2.2.13)を解くにあたって境界層内の波動成分 u を次式で表現する。

$$u = A(z) \exp i(kx - \sigma t) \quad (2.2.16)$$

ここで $A(z)$ は複素数で z のみの関数、 u は実数部のみ意味を有する。

式(2.2.14)、(2.2.16)を式(2.2.13)に代入し整理すると次式を得る。

$$A'' = -\frac{1}{z} A' + \frac{i(kU - \sigma)}{\kappa u_{cw}^* z} A - \frac{i(kU_p - \sigma)}{k u_{cw}^* z} \hat{u}_p \quad (2.2.17)$$

いま、式(2.2.17)を連立方程式で表現すると、

$$\frac{dA_0}{dz} = A_1 \quad (2.2.18)$$

$$\frac{dA_1}{dz} = DA_1 + EA_0 + F \quad (2.2.19)$$

ただし、

$$D = -\frac{1}{z}, \quad E = \frac{i(kU - \sigma)}{\kappa u_{cw}^* z}, \quad F = -\frac{i(kU_p - \sigma)}{\kappa u_{cw}^* z} \hat{u}_p \quad (2.2.20)$$

である。

式(2.2.18)、(2.2.19)の境界条件は次式である。

$$z = z_0 \text{ で, } A_0 = 0 \quad (2.2.21)$$

$$z = \delta_w \text{ で, } A_0 = \hat{u}_p, \quad A_1 = 0 \quad (2.2.22)$$

式(2.2.21)、式(2.2.22)で虚数部はすべて0である。 δ_w は未知量であり、式(2.2.22)は未定境界値問題である。式(2.2.18)、(2.2.19)は次式の特性曲面の式となっており、次式がこの問題の不変埋込み方程式となる。

$$\frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{\partial A_0}{\partial A_1} (DA_1 + EA_0 + F) = A_1 \quad (2.2.23)$$

式(2.2.18)、(2.2.19)は線型であるから A_0 は次式のように表わすことができる。

$$A_0(z, A_1) = G(z) A_1 + H(z) \quad (2.2.24)$$

ただし $G(z)$ 、 $H(z)$ は複素数である。

式(2.2.24)を式(2.2.23)に代入して整理すると次式を得る。

$$\frac{dG}{dz} + GD + G^2 E = 1 \quad (2.2.25)$$

$$\frac{dH}{dz} + GEH + GF = 0 \quad (2.2.26)$$

境界条件式 (2.2.21) より, G, H の初期値は

$$G(z_0) = 0, \quad H(z_0) = 0 \quad (2.2.27)$$

である。

以上より, 本問題は式 (2.2.25), (2.2.26), (2.2.27) の初期値問題に帰着された。 $G(z), H(z)$ は任意の z に対して求めることができる。したがって式 (2.2.24) を変形した次式が成立するような z を求めれば, これが求める境界層外縁位置 δ_w である。

$$A_1(z) = \frac{1}{G(z)} \left\{ \hat{u}_p - H(z) \right\} = 0 \quad (2.2.28)$$

このようにして得られる δ_w を用いて, $z = \delta_w$ における境界条件式 (2.2.22) で, 逆に $z = z_0$ まで式 (2.2.19) を解けば目的とする解が得られる。

さて, 流れ成分に対する摩擦速度 u_{cw}^* は, 流れのみの場合の流速分布から求められるが, これが得られない場合でも共存場における流れの断面平均流速 \bar{U} がわかれば, 波動境界層内外の流れの流速分布を示す式 (2.2.8), (2.2.10) を積分して \bar{U} を求めることにより, 2 次方程式の解として次式で計算できる。

$$u_{cw}^* = \frac{-u_{cw}^* \alpha_2 + \sqrt{u_{cw}^{*2} \alpha_2^2 + 4\bar{U} \kappa u_{cw}^* (h - z_0) \alpha_1}}{2 \alpha_1} \quad (2.2.29)$$

ただし,

$$\alpha_1 = h \ln \frac{\delta_w}{z_0} - (\delta_w - z_0) \quad (2.2.30)$$

$$\alpha_2 = h \ln \frac{h}{\delta_w} - (h - \delta_w) \quad (2.2.31)$$

一方, 共存場の摩擦速度 u_{cw}^* は式 (2.2.7) で定義されるが, 式 (2.2.8) を用いて変形すると次式となる。

$$u_{cw}^{*2} = \kappa u_{cw}^* z_0 (\partial u / \partial z)_{z=z_0, max} + u_{cw}^{*2} \quad (2.2.32)$$

上式は, u_{cw}^* についての 2 次式であり, $(\partial u / \partial z)_{z=z_0, max}$ が与えられれば u_{cw}^* は算出できる。しかし $(\partial u / \partial z)_{z=z_0, max}$ は解として得られるべき未知量であるため, まず u_{cw}^* に適当な値を仮定し, 前述の未定境界値問題を解いて $(\partial u / \partial z)_{z=z_0, max}$ の値を求め, 式 (2.2.32) から次のステップの u_{cw}^* を計算する。この手順を u_{cw}^* の値が十分収束するまでくり返すことになる。このようくり返し計算が必要となった原因は, もともと式 (2.2.1) の右辺最終項に見られるような非線型の底面摩擦項を, 式 (2.2.11) の右辺最終項のように摩擦速度 u_{cw}^* を用いて線型化したことにある。この方法は従来の波動乱流境界層理論において常套手段としてとられるものであるが, 式 (2.2.32) のように $\partial u / \partial z$ の最大値で u_{cw}^* を定義す

れば、その位相時付近では水粒子運動が良く表現できるが、それ以外の位相では正確に表わすことができない可能性がある。

最後に、式(2.2.22)では波動境界層外縁 $z = \delta_w$ で $\partial u / \partial z$ が 0 となる、すなわちせん断応力が 0 となると考えたが、実際には z が無限大でない限り 0 とならない。ここでは δ_w として $\partial u / \partial z$ の最大値が、底面での $\partial u / \partial z$ の最大値より十分小さくなる高さで定義した。今回の計算では $(\partial u / \partial z)_{z=z_0, max}$ の 0.01 倍となる高さとした。この値を変化させると δ_w の値は当然変化するが、境界層方程式の計算を開始する位置が異なるだけであるから、境界層内部の水粒子速度やせん断応力には全く影響しない。ただし波の重畳による流れの成分の流速分布は δ_w によって変化する。

2.3 計算結果および考察

2.2 で示した乱流境界層の新しい解法による計算結果の妥当性を検討するために、以下に示す四つの水理量を取りあげ、その特性を検討するとともに、Grant-Madsen の理論による結果と比較する。ここでは摩擦係数 f_{cw} 、摩擦速度 u_{cw}^* 、境界層厚 δ_w および底面せん断応力の境界層外縁水粒子速度に対する位相の前進 θ について考察する。

まず摩擦係数 f_{cw} の定義は次式のとおりである。

$$\tau_{cw, max} = \rho u_{cw}^{*2} = \frac{\rho}{2} f_{cw}^* \hat{u}_p^2 \quad (2.2.33)$$

表-2.2.1 境界層の水理特性量の計算結果(波動場)

		f_{cw}^*	u_{cw}^* (cm/sec)	δ_w (cm)	θ (rad.)
CASE-1	Author	0.097	5.68	3.15	0.55
	Grant-Madsen	0.098	5.68	2.89	0.52
CASE-2	Author	0.139	5.58	2.45	0.58
	Grant-Madsen	0.140	5.59	1.78	0.55

(CASE-1: $T=2$ sec, $h=30$ cm, $H=10$ cm, $z_0=0.1$ cm)

(CASE-2: $T=1.25$ sec, $h=30$ cm, $H=10$ cm, $z_0=0.1$ cm)

表-2.2.1 は波のみの場合に、以下に示す二つの計算ケースについて、上記の四つの水理量の計算結果を示したものである。計算条件は両ケースとも水深 $h = 30$ cm, 波高 $H = 10$ cm, 粗度高さ $z_0 = 0.1$ cm で、波の周期 T は CASE-1 を 2 sec, CASE-2 を 1.25 sec とした。表より f_{cw}^* , u_{cw}^* , θ についての本研究の理論的取扱いによる結果は、Grant らの理論値と良く一致することがわかる。しかし δ_w については、Grant らは境界層の代表スケール $l = \kappa |u_{cw}^*| / \sigma$ の 2 ないし 4 倍(本計算においては $\delta_{cw} = 4l$ とした)に仮定しているのに対し、本研究では δ_w は未定境界値問題を解いた結果であって、両者の結果は異なることがわかる。

一方、流れがある場合には、本解析では移流慣性項を考慮しているのに対し、Grant らの理論はこれ

を考慮できないために結果に差異が生じる。そこで本解析で移流慣性項を除去した場合も計算を行い、CASE-1 の計算条件に対する結果を示したものが表-2.2.2である。これより移流項を除去した本解析

表-2.2.2 境界層の水利特性量の計算結果（共存場）

		f_{cw}^*	$ u_{cw}^* $ (cm/sec)	δ_w (cm)	θ (rad.)	$\delta_w/(k u_{cw}^* /\sigma)$
$\bar{U}=30$ (cm/sec)	Author (1)	0.144	7.13	3.55	0.51	3.91
	Author (2)	0.154	7.38	3.55	0.54	3.78
	Grant-Madsen	0.156	7.42	3.78	0.51	4.00
$\bar{U}=-30$ (cm/sec)	Author (1)	0.184	7.35	3.55	0.56	3.79
	Author (2)	0.168	7.02	3.50	0.54	3.92
	Grant-Madsen	0.169	7.05	3.59	0.51	4.00
$\bar{U}=60$ (cm/sec)	Author (1)	0.225	9.08	4.15	0.47	3.59
	Author (2)	0.249	9.55	4.00	0.52	3.29
	Grant-Madsen	0.254	9.65	4.92	0.49	4.00
$\bar{U}=-60$ (cm/sec)	Author (1)	0.416	9.33	4.10	0.61	3.45
	Author (2)	0.351	8.55	3.80	0.53	3.49
	Grant-Madsen	0.354	8.62	4.39	0.50	4.00

Author (2) denotes case of "without convection term"

結果は、 δ_w 以外は Grant らの結果と良く一致すること、流れの流速が大きくなると移流項を考慮した本解析結果と Grant らの結果との間の差が大きくなることわかる。

次に上述の四つの水理量の流れによる変化について考察する。図-2.2.2は摩擦係数 f_{cw}^* についての結果で、横軸は流れの断面方向平均流速 \bar{U} と、流れを考慮した分散方程式 (2.2.15) から得られる波速 c との比である。順流・逆流を問わず流れの流速が増加すると f_{cw}^* の値は大きくなるが、これは式 (2.2.23) のように波と流れによる底面せん断応力と、波だけの水粒子速度の振幅との関係で f_{cw}^* を定義したことによる当然の結果である。また、移流慣性項の効果は、順流では f_{cw}^* を減少させ、逆流では f_{cw}^* を増加させることわかる。 \bar{U}/c の絶対値が同じであっても、順流の方が逆流より f_{cw}^* の値は大きくなるが、これは順

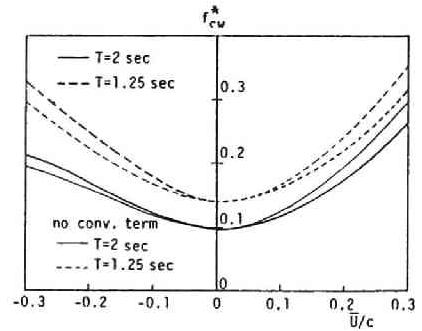


図-2.2.2. 摩擦係数 f_{cw}^*

流では流れが重なることにより、底面近くの波の水粒子運動が大きくなるのに対し、逆流では小さくなるためである。そこで波動境界層外縁における流れと波の水粒子速度の比 $(U/u)_{z=\delta_w}$ で f_{cw}^* を整理すると、移流項を考慮しなければ、 f_{cw}^* は流れの方向によって値が変化しないことが確かめられた。

図-2.2.3は摩擦速度 u_{cw}^* に関する結果であり、 f_{cw}^* と同様の性質を示す。

境界層厚 δ_w を $k|u_{cw}^*|/\sigma$ で無次元化した結果が図-2.2.4である。Grant らは波動場の知見を共存場にも準用し、この値は波と流れの構成比によって変化しないと仮定したが、本解析結果では、この値は流れの流速の絶対値の増大とともに減少することがわかる。

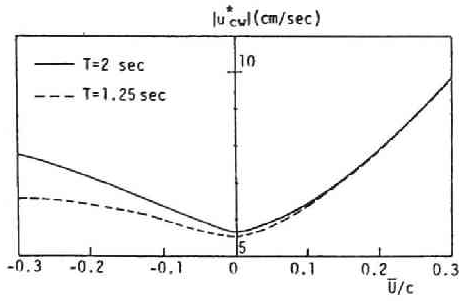


図-2.2.3 摩擦速度 u_{cw}^*

図-2.2.5は底面せん断応力の境界層外縁における波の水粒子運動からの位相の先行 θ についての結果である。順流で流れの流速が増加すると、 θ の値が減少するのに対し、逆流では流速の増加とともにわずかではあるが増加する傾向にある。

図-2.2.6, 図-2.2.7はCASE-1に設定された条件に、それぞれ流速20 cm/secの順流と逆流を与えた場合の計算結果である。図中の破線はGrantらの理論による計算結果、細線は移流慣性項を考慮しない場合の計算結果である。

Grantらの結果は本結果より絶対値が少し大きく、また境界層外縁で速度ポテンシャルから得られる水粒子速度と接続しない結果となる。これは本取扱いでは境界層外縁で水粒子速度の粘性解と

非粘性解が一致する条件と、せん断応力が0となる2つの条件を課そうとするのに対し、Grantらは後者の条件のみを課したことによる。また移流項を除去した結果との比較から、移流項は順流の場合には水粒子速度の絶対値を小さくし、逆流では大きくすることがわかる。移流慣性項 $U \partial u / \partial x$ と局所慣性項 $\partial u / \partial t$ の比は U/c となるから、移流項の効果はこの値が大きく

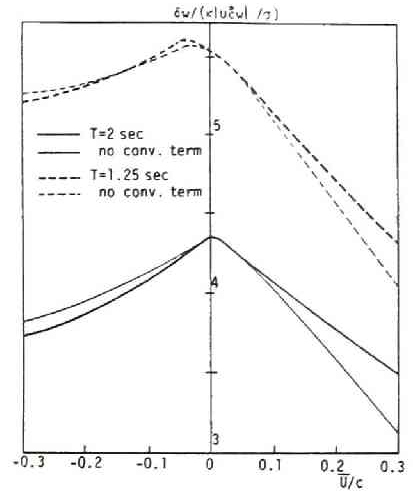


図-2.2.4 境界層厚の無次元表示 $\delta_w / (\kappa |u_{cw}^*| / \sigma)$

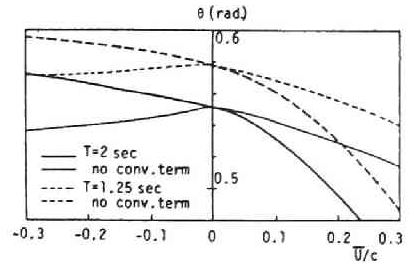


図-2.2.5 位相差 θ

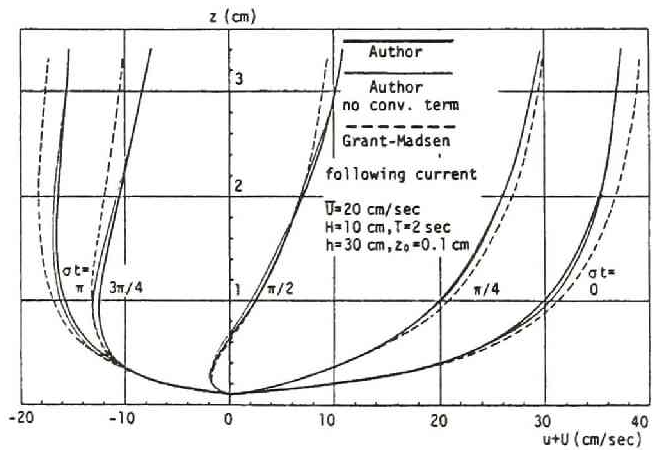


図-2.2.6 共存場における水粒子速度の鉛直分布 (順流)

なると顕著になる。

2.4 摩擦係数に関する考察

ここでは以上で展開した共存場の乱流境界層の理論に基づいて、摩擦係数を計算し、その特性について考察する。すでに式(2.2.33)で底面せん断応力の最大値 $\tau_{cw,max}$ と波の水粒子速度振幅 \hat{u}_p を用いて摩擦係数 f_{cw}^* を定義したが、共存場における特性を議論する上では、代表流速として流れの断面平均流速 \bar{U} と底面での波の水粒子速度振幅 \hat{u} の和を用いて定義する方が適切である。すなわち、

$$\tau_{cw,max} = \frac{\rho}{2} f_{cw} (\hat{u} + |U|)^2 \quad (2.2.34)$$

この f_{cw} を支配するパラメーターは次のとおりである。

$$f_{cw} = \text{func.} \left(Re, \frac{h}{z_0}, \frac{\hat{u}}{\sigma z_0}, \frac{\hat{u}}{\hat{u} + |U|} \right) \quad (2.2.35)$$

ここで Re 数と相対粗度を表わす h/z_0 は定常流の摩擦係数を支配するパラメーターであり、波による水粒子速度の軌道振幅と粗度高さの比を示す $\hat{u}/\sigma z_0$ は波動場の摩擦係数を支配するものである。第4番目の $\hat{u}/(\hat{u} + |U|)$ は波と流れの水粒子速度の構成比を示すもので、共存場における新たなパラメーターである。完全粗面乱流では Re 数は除外して良いパラメーターである。図-2.2.8は、本節で示した線型の境界層方程式に基づいて f_{cw} を算出した結果を示したものである。図から流れのみの場合に相当する $\hat{u}/(\hat{u} + |U|) = 0$ では、 f_{cw} は h/z_0 のみで決まり、他方波のみの場合、すなわち $\hat{u}/(\hat{u} + |U|) = 1$ では、 f_{cw} は当然ではあるが h/z_0 と無関係となる。海浜流の計算等においては、波と流れの構成比にかかわらず摩擦係数を一定とした取扱いが従来は行われてきたが、一般に共存場の摩擦係数は、少なくとも図に示す3つのパラメーターによって変化するとして取扱わねばならないことがわかる。

図-2.2.1で示したように、波の成分に対する境界層は底面近くの薄い領域であるのに対し、流れの成分に対する境界層はほぼ全水深に広がることを考えると、波と流れの水粒子速度がもし同程度であれば、底面せん断応力に対する流れの寄与は波のそれに比して小さくなる。したがって、式(2.2.34)の形で底面せん断応力を表現しようとするれば、この波と流れの境界層の広がり差を考慮に入れなければならない。流れの境界層厚 δ_c は水深 h とみなして良く、波に対する境界層厚さ δ_w は粗度高さ z_0 のオーダーであるから、式(2.2.35)におけるパラメーター h/z_0 は、この波と流れの境界層厚の比をも意味するものとなる。

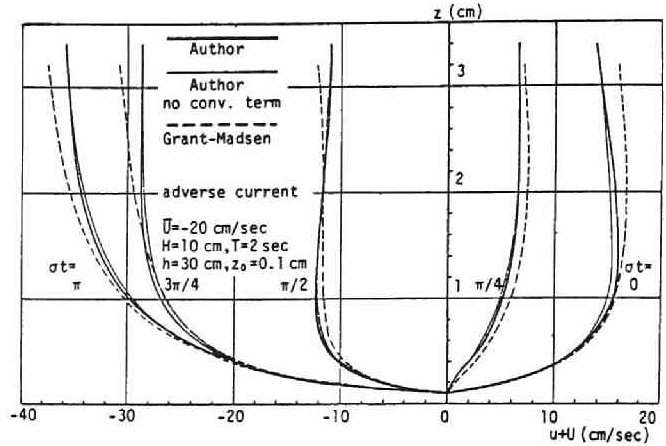


図-2.2.7 共存場における水粒子速度の鉛直分布(逆流)

なお次節で示すように、非線型の境界層方程式に基づいて f_{cw} を求めると、式(2.2.35)のパラメーター以外に波の非線型性を示すパラメーターが f_{cw} を支配することがわかる。また波と流れが角度をもって交差する場合には、角度 θ_0 が新たなパラメーターとなる。

第3節 非線型の乱流境界層方程式の数値解析

3.1 解析の目的

波と流れの共存場における相互干渉効果は、非線型の過程である底面摩擦を媒介として生じることは、すでに指摘したとおりであり、共存場の水粒子速度場についての精度の高い議論を行うためには、非線型の境界層方程式である式(2.2.1)を用いた解析を行う必要がある。式(2.2.1)の右辺最終項は波と流れの水粒子速度の和の2乗で表現されているが、前節ではこれを摩擦速度 u_{cw}^* を用いて線型化する取扱いとなっている。この u_{cw}^* に波と流れの干渉効果を集約して理論が展開されたのであるが、こうした線型の扱いの問題点はすでに指摘したとおりであり、また第4節で示すように、実験結果を十分に精度良く表現することもできない。

本節の目的は波と流れの共存場における非線型の底面乱流境界層方程式を解析し、そこでの波の水粒子速度の特性を明らかにすることにあるが、波動場での境界層内水粒子速度に与える非線型性の効果についての現在までの知

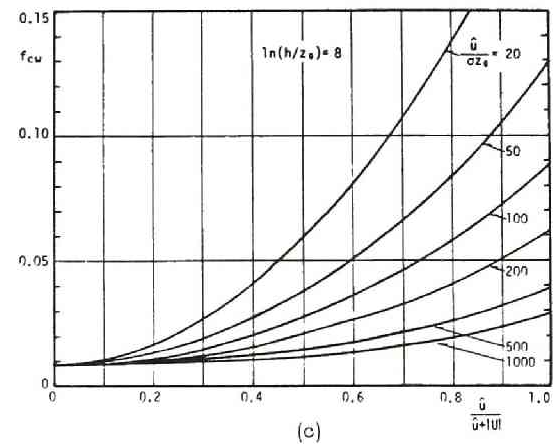
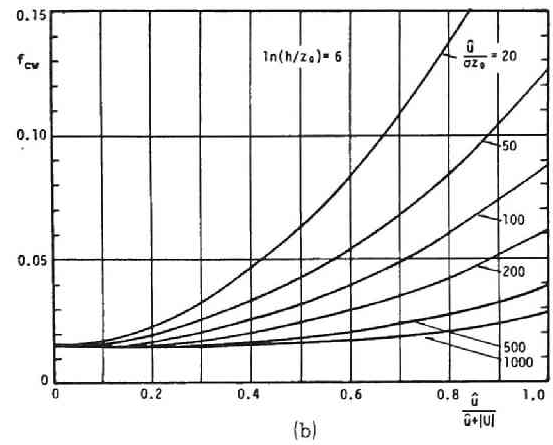
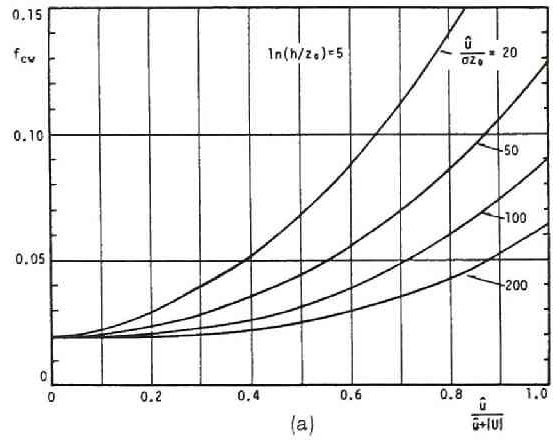


図-2.2.8 共存場の摩擦係数 f_{cw} の波と流れの構成比 $\hat{u}/(\hat{u}+|U|)$ による変化

見も十分でないように思われる。そこでまず波動場に対するこの課題の解決を行う必要がある。

非線型の波動境界層方程式を解析した研究には次のものが挙げられる。

岩垣・土屋¹¹⁾は非線型項を含んだ層流境界層方程式のせつ動解を求め、非線型項が底面および側壁の摩擦応力等に及ぼす影響を検討した。ここでは、境界層外縁における水粒子速度として単弦運動を仮定して、有限振幅の波動場での底面近傍の速度場を議論しているわけではないが、層流境界層については、この研究により一応解決されたといえよう。

Johns^{8),9)}は乱流境界層方程式の高次近似解を、Launder-Spalding の乱流輸送モデルに基づいて数値的に求めたが、外縁の水粒子速度には岩垣らと同様に単弦運動を仮定している。Trowbridge-Madsen¹⁰⁾は外縁流速に2倍周波数成分までを与え、渦動粘性の時間変動まで考慮した乱流境界層の2次近似解を導いた。しかしながら、解は複素ベッセル関数の複雑な多項式であり、水粒子速度の特性を直接示すような数式表現ではない。

一方、数値解析に基づく研究として、Bakker-van Doorn^{13),14)}の研究がある。彼らは波および波と流れの作用下での底面付近の水粒子速度を実測し、また乱流境界層方程式を波の有限振幅性を考慮して差分法により計算を行っている。この計算の過程は多くのくりかえし計算を必要とし、明瞭性に欠けるとともに、波の有限振幅性が水粒子速度や底面せん断応力にどのような影響を与えるかについて、十分な考察を行っていない。

以上のように、有限振幅波動下における底面境界層の理論解析は必ずしも成功しているとはいえないので、本研究では数値解析の最近の進歩を考慮し、底面境界層の計算に有限要素法による解析を応用することにした。

3.2では、まず最初に層流境界層に対して計算を行い、その計算結果を岩垣・土屋らの解析結果と比較検討することによって、本計算手法の妥当性を調べる。次に3.3において乱流境界層に対する数値計算を行い、得られた結果から波の有限振幅性が底面せん断応力や摩擦係数に与える影響について考察する。3.4では共存場での乱流境界層方程式についての計算結果を示し、流れが境界層内水粒子速度に及ぼす効果について議論する。

3.2 有限要素法による層流境界層の非線型計算

(a) 基礎方程式とガラーキン法による定式化^{22),23)}

非定常な非圧縮性流体に対する2次元の層流境界層方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.3.1)$$

ただし、 t :時間、 p :圧力、 ν :動粘性係数、 ρ :流体の密度である。境界層近似により、右辺第1項の圧力項は、境界層外縁の水平方向水粒子速度 u_p から次の運動方程式によって計算される。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial u_p}{\partial t} + u_p \frac{\partial u_p}{\partial x} \quad (2.3.2)$$

さらに連続式と連立することにより、未知量 u 、 w を求めることになる。

次に解析領域を有限個の三角形要素群に分割し、1つの要素内の u , w を節点での値 u^n , w^n と形状関数 ϕ を用いて近似する。すなわち

$$u \simeq \phi^T u^n \quad (2.3.3)$$

$$w \simeq \phi^T w^n \quad (2.3.4)$$

ガラーキンは近似関数を用いたことによる残差の最小化を、形状関数 ϕ との直交化により求めようとするものである。ただし今回用いた形状関数 ϕ は、 x と z についての1次式であり、2階以上の微係数を表現することができない。したがって、式(2.3.1)の右辺第2項は、部分積分により1階の微係数で構成される式に変形し、連続性を満足させる必要がある。上記の手続きにより式(2.3.1)は次式に変形される。

$$\begin{aligned} & \delta w^n T \iint \phi \phi^T dx dz \frac{\partial u^n}{\partial t} + \delta w^n T \iint \phi \phi^T u^n \phi_x^T u^n dx dz \\ & + \delta w^n T \iint \phi \phi^T w^n \phi_z^T u^n dx dz + \frac{1}{\rho} \iint \frac{\partial p}{\partial x} \phi^T \delta u^n dz dx \\ & - \nu \delta w^n T \int_0^{l_x} [\phi \phi_z^T]_0^{l_z} dx u^n + \nu \delta w^n T \iint \phi_z \phi_z^T dz dx u^n = 0 \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

ここで積分は要素内での積分を示す。上式の第2項と第3項は u^n , w^n について非線型であり、Newton-Raphson 法を用いた線型化を行う必要がある。すなわち

$$u = u' + \Delta u, \quad w = w' + \Delta w \quad (2.3.6)$$

として、 Δu , Δw の2次以上の微小項を無視する。

また式(2.3.5)は、ある時間 t において空間的に離散化された式であり、時間方向の離散化には以下の差分法を適用する。すなわち、時間きざみ Δt 間での増分量 $du = u_t - u_0$ を heaviside 関数を内挿関数とした差分法より次式で表現する。

$$du = u_t - u_0 = \left\{ \theta \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_t + (1-\theta) \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_0 \right\} \Delta t \quad (2.3.7)$$

時間差分における重み θ の効果については、 $0 \leq \theta \leq 1$ であるが、 $\theta = 0.5$ の場合が最も安定した解が得られることがわかっている。したがって時間微分項 $\frac{\partial}{\partial t} ()$ を $\dot{\cdot}$ を付して表現すれば

$$\dot{u}'_t + \Delta \dot{u}'_t = \frac{2}{\Delta t} (u'_t + \Delta u_t - u_0) - \dot{u}_0 \quad (2.3.8)$$

となる。ここで添字0は時刻 $t - \Delta t$ での値であることを意味する。

次に節点未知数間の方程式を、全体マトリックス内のその節点未知数の占有する位置へ格納する必要がある。 Δu_t , Δw_t は係数マトリックスの逆行列から求められる。本計算ではガウス消去法を用いた。

さて式(2.3.8)において、得られた Δu , Δw を u'_t , w'_t に加え、これを新たに u'_t , w'_t として同様の計算をくり返す。この Newton-Raphson 法のくり返し計算は2, 3回で十分であることが確認された。1つの時間ステップで u'_t , w'_t が十分な精度で得られたならば、これを新たに u_0 , w_0 と置いて、次の

新しい時間ステップに進むことになる。

(b) 計算条件

計算は水深が50cmで周期2.0secの波が伝播する場合を取扱った。解析領域は水平方向には1波長分、鉛直方向には層流境界層理論から得られる境界層厚さ $\delta_w = 2\pi/\sqrt{\sigma/2\nu}$ (σ :角周波数)をとった。水平方向の分割数は40, 鉛直方向は10であり, 全要素数は800となる。計算時間ステップは1周期の1/64であり, これより,

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{L/40}{T/64} \geq c \tag{2.3.9}$$

となって, Courant-Friedrichs-Lewy の条件を満足している。

(c) 計算結果

境界層内の水粒子速度を求めるためには, 境界条件と初期条件を与える必要がある。層流境界層の高次解には岩垣・土屋ら¹¹⁾の解析解があるが, こうした数値解析は解析解が容易に得られない場合こそ有用であることを考慮して, ここでは初期条件を任意あるいは低い精度の近似解で与えて, 数値解が定常状態になったときにどの程度の精度を持つ解が得られるかを検討する。

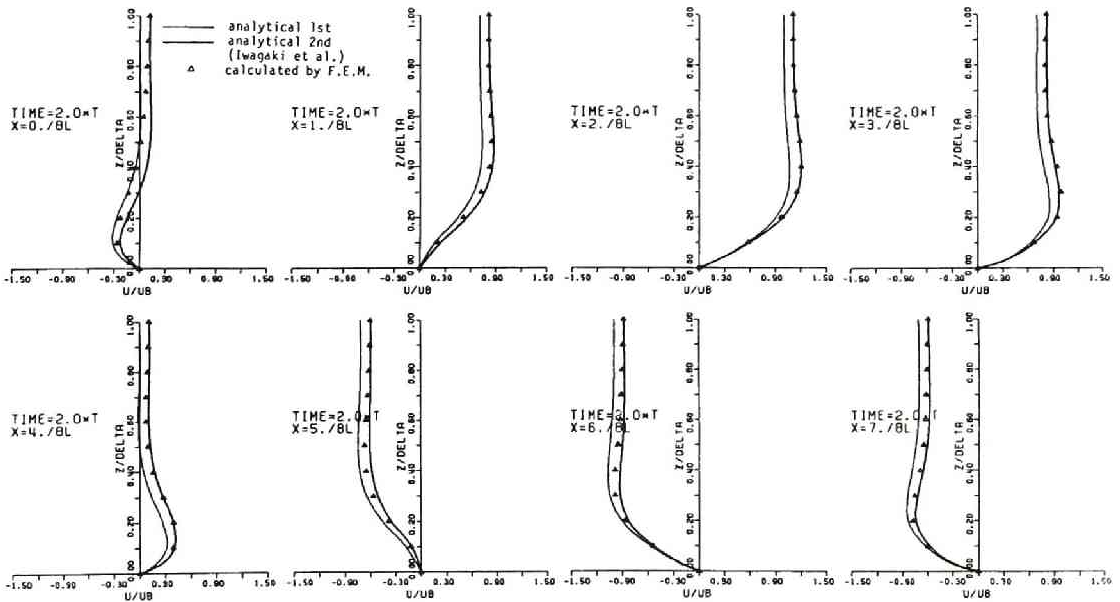


図-2.3.1 層流境界層に対する F.E.M. の計算結果と解析解との比較 (上端境界条件: 岩垣ら¹⁾の2次近似解, 初期条件: 岩垣らの線型解)

図-2.3.1は底面における水粒子速度の振幅 u_b と波速 c の比 $u_b/c = 0.15$ の条件で計算を行ったもので, 波形勾配は約0.04である。境界条件は, 境界層外縁で岩垣らの質量輸送速度を含む第2次近似解で $z \rightarrow \infty$ とした値を与え, 初期条件として全内部節点に第1次近似解を与えた。

図-2.3.1は波の2周期後の時間ステップにおける水粒子速度の鉛直分布の空間変化を示したもので、計算結果は岩垣らの第2次近似解と良く一致していることがわかる。ここには示していないが、波の1周期後の時間ステップにおける計算結果は、図-2.3.1の結果と比べて、第2次近似解との一致の程度がわずかに悪くなっている。

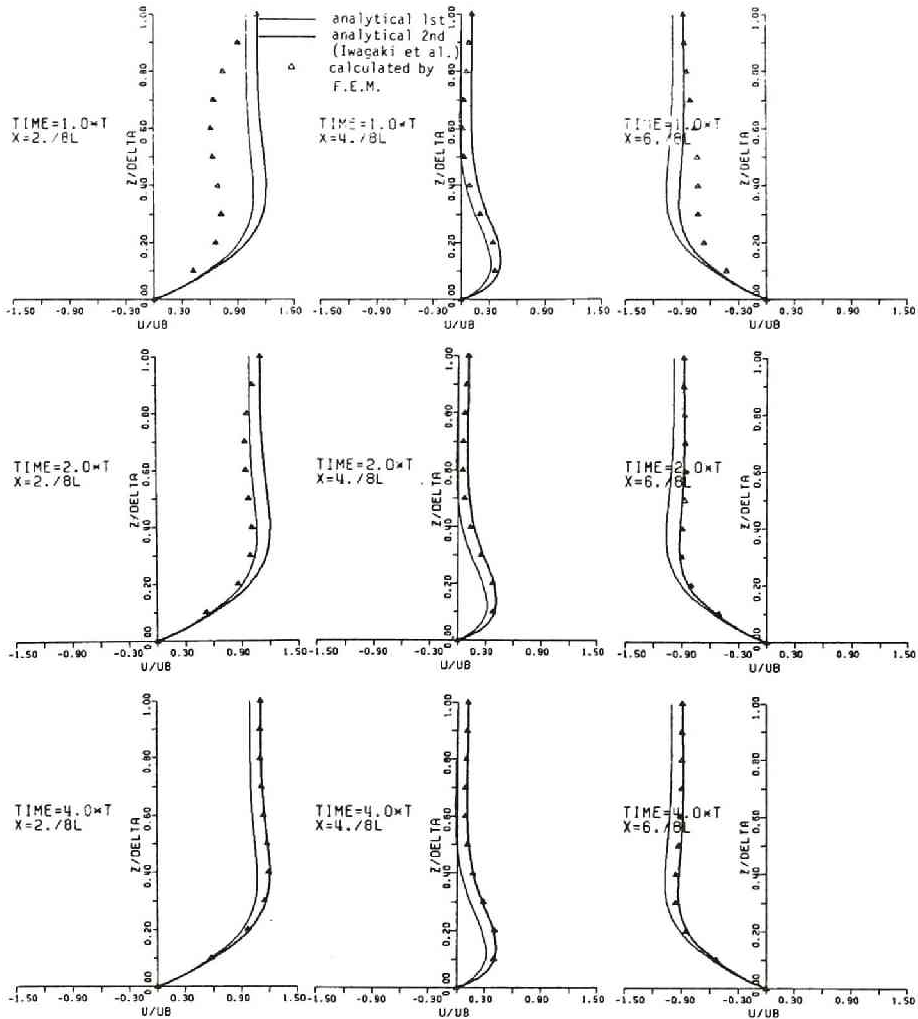


図-2.3.2 内部節点での水粒子速度の初期値を0とした場合の計算結果

図-2.3.2は図-2.3.1と同じ計算条件で、内部節点の初期値をすべて0として計算を行ったものである。この図からも、数値解が高い精度を持つためには、ある程度の計算ステップが必要であることがわかる。しかし初期条件として解析解からかけ離れた値を与えた場合でも、4周期後の数値解は解析解と良く一致しており、このことは本計算の有用性を示すものである。

また境界層外縁での境界条件として第1次近似解を与えて計算した1周期後の結果が図-2.3.3である。

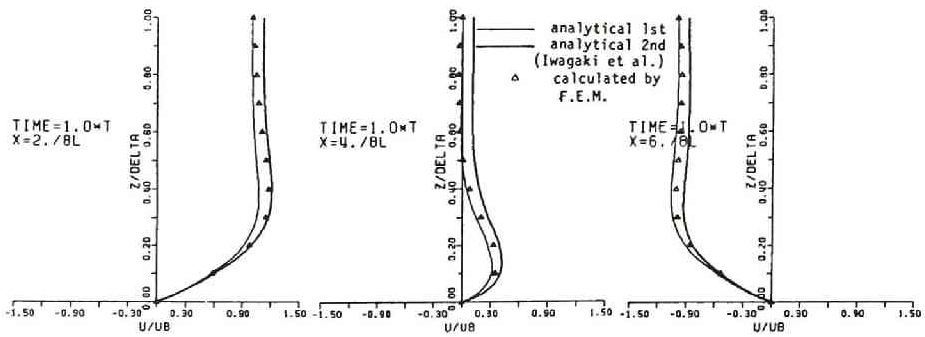


図-2.3.3 上端境界条件を岩垣らの線型解で与えた時の計算結果

上端部の節点の数値解を第1次近似解で固定するため、上方の節点の数値解は第2次近似解へ近づかないが、底面付近の解は第2次近似解に近い値となっており、このことは基礎式中の非線型項の効果と考えられる。

3.3 有限要素法による乱流境界層の非線型計算

(a) 基礎方程式

流れが乱流状態になれば、粘性項はレイノルズ応力に支配されるので、式(2.3.1)の右辺第2項は $\frac{\partial}{\partial z}(-\overline{u'w'})$ で置き換える必要がある。プラントルの混合距離理論から、底面からの距離に比例する混合距離 $l = \kappa z$ (κ はカルマン定数)を仮定すると、粘性項は次式で表わされる。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\kappa z)^2 \frac{\partial u}{\partial z} \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \right\} \quad (2.3.10)$$

したがって乱流境界層に対する基礎方程式は次式となる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\kappa z)^2 \frac{\partial u}{\partial z} \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \right\} \quad (2.3.11)$$

式(2.3.11)は、左辺の移流項および右辺の底面摩擦項が非線型である。

さて、有限要素法による定式化を行うにあたって、3.2で述べたように連続性を確保するために、 z に関する2階微分を部分積分により1階微分のみで構成される形式に変形する必要がある。すなわち、式(2.3.11)の要素内での積分は、 u を式(2.3.3)で示す近似を行えば次のように変形される。

$$\begin{aligned} & \iint \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\kappa z^*)^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \text{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} dz dx \\ &= \text{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \left\{ \int_0^{l_x} [(\kappa z^*)^2 (\phi_z^T u^n)^2 \phi_z^T \delta u^n]_0^{l_z} dx \right. \\ & \quad \left. - \iint [(\kappa z^*)^2 (\phi_z^T u^n)^2 \phi_z^T \delta u^n] dz dx \right\} \end{aligned} \quad (2.3.12)$$

ただし $\text{sign}(\partial u / \partial z)$ は $\partial u / \partial z$ の符号を意味し、計算を行う際には Newton-Raphson 法による近

似の1つ前のステップにおける $\partial u/\partial z$ の符号をとることにした。また混合距離 κz の z は底面からの距離をとる必要があり、一方、要素内の積分変数である z は要素下端を始点とする鉛直距離であるが、両者の混同を避けるため前者の z を z^* で表現した。

(b) 計算条件

計算は波形勾配が比較的大きい周期 4 sec, 水深 100 cm の場合 (CASE-1) と, 波形勾配が比較的小さい周期 6 sec, 水深 250 cm の場合 (CASE-2) の 2 ケースについて行った。粗度高さ z_0 は 0.2 cm と共通である。波高については与えられた水深に対して碎波しない範囲で, かつ Kamphuis²⁴⁾ の領域区分で完全粗面乱流領域に入る範囲について計算することにしたが, 波の非線型性が境界層内水粒子速度に与える影響を調べるために, 粗滑遷移領域にはいる波高が約 20 cm 以下の場合も, 完全粗面乱流とみなして計算を行った。

解析領域は水平方向に一波長分, 鉛直方向には z_0 から境界層厚 δ_w までをとった。 δ_w は第2節の線形理論から算出した。水平方向, 鉛直方向の要素分割数はそれぞれ 40, 10 で, 底面付近の水粒子速度の特性を詳細に調べるために, メッシュを底面近くで細かくとった。計算時間ステップは1周期の 1/64 である。

計算にあたっての境界条件・初期条件は次のように定めた。境界条件は境界層外縁において, その高さにおける stokes 波の第2次近似解を与えた。3.2 で示したように層流境界層では内部節点の初期条件として 0 を与えた場合にも妥当な結果が得られた。しかし乱流境界層においては粘性項式 (2.3.12) の計算に $\partial u/\partial z$ の符号が必要であり, あまりかけ離れた初期値を与えると解が発散することがわかった。そこで初期値としては, 第2節で示した乱流境界層の線形解を, 境界層外縁において stokes 波の2次近似解と一致するよう, 各位相ごとに補正したものを用いた。

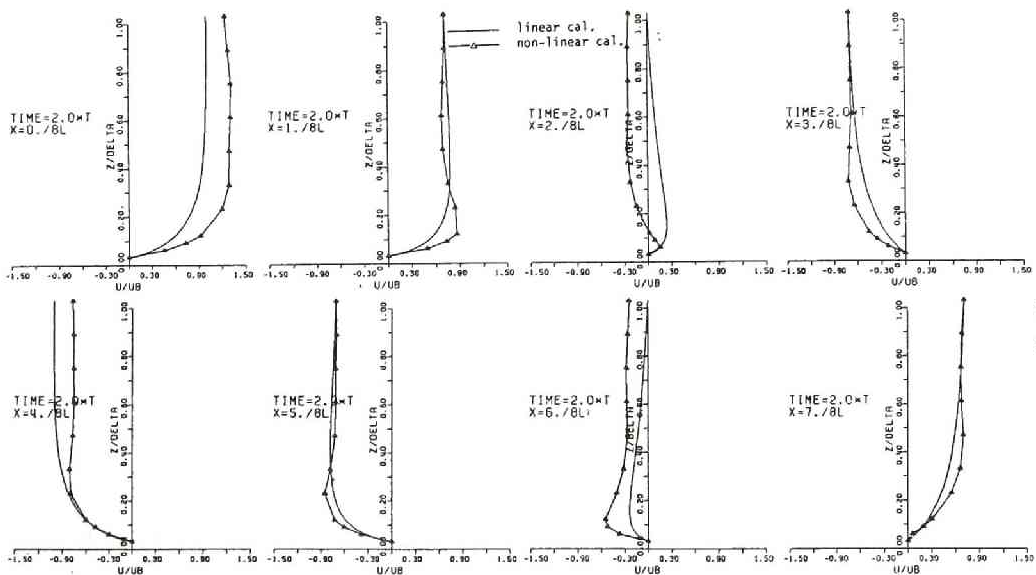


図-2.3.4 乱流境界層に対する計算結果 (CASE-1)

(c) 計算結果

図-2.3.4は CASE-1 の場合について境界層内の水粒子速度分布の空間的変化を示したものである。図中細線は線型解であり、太線は本解析法によって求めた非線型解である。底面における速度勾配は非線型解の方が大きくなっており、これは線型の乱流境界層方程式では底面せん断応力を過小に評価することを意味し、重要な結果であると思われる。

図-2.3.5は CASE-1 の計算条件から、波高 H を変化させた時の、 $x = L/2$ における水粒子速度の時間波形を示したものである。境界層外縁での境界条件に Stokes 波の第2次近似解を与えたため、内部の水粒子速度の波形にも谷位相付近で2次波峰が見られる場合がある。一方、峰の位相では、底面に近づくほど位相の前進を示すことがわかる。

図-2.3.6は最も底面に近い節点 ($z = 0.4$ cm) における水粒子速度の時間波形が、波高によってどのように変化するかを示したものである。本解析においては解析領域の下端は粗度高さ $z = z_0$ をとっており、ここで水粒子速度は0となるから、図-2.3.6に示す最も底面に近い節点での水粒子速度の変動は、底面せん断応力の変動に近いものとなる。なお、図中には波の位相を示すための正弦波形を記入した。

図から波高の増加につれて、すなわち非線型性の増大とともに、底面近くの水粒子速度の時間波形の位相の先行が、若干ではあるが減少していることがわかる。一方、岩垣・土屋ら¹¹⁾の層流境界層に対する解析では、非線型性が増大すると波峰部の位相の先行が大きくなることを

示している。この相違は岩垣・土屋らの計算では境界層外縁で微小振幅波による流速波形を与えているのに対し、本計算では Stokes 波の第2次近似解を与えていることが、1つの理由として考えられる。

次に底面せん断応力 τ について検討する。 τ を求めるためには式(2.3.11)に示したように、底面での水粒子速度の z 方向勾配 $\partial u / \partial z|_{z=z_0}$ を計算する必要がある。しかし本解析では、水粒子速度を各節点において離散的にしか求めることができない。そこでここでは、多項式による補間法の1種である、スプライン関数を用いて、底面における $\partial u / \partial z|_{z=z_0}$ の値を求め、底面せん断応力 τ を計算した。

また、摩擦係数は次の二つの定義式に基づいて算定した。まず最大底面せん断応力と境界層外縁での微

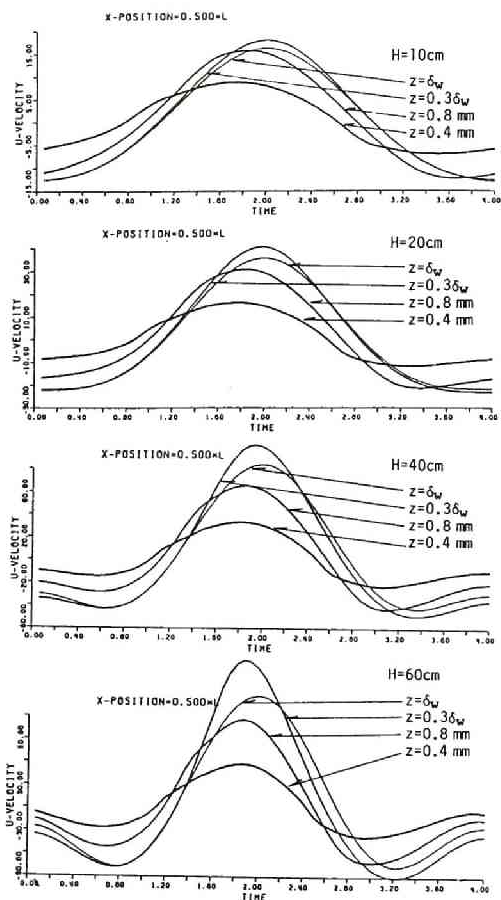


図-2.3.5 水粒子速度の時間波形についての数値計算結果 (CASE-1)

表-2.3.1 摩擦係数の計算結果

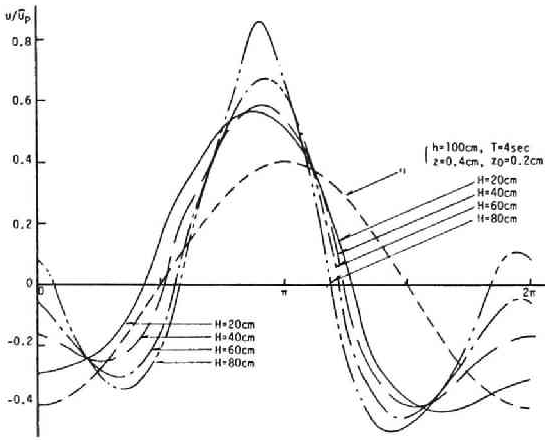


図-2.3.6 波高変化に伴う底面近傍の水粒子速度の時間波形の変化 (CASE-1)

小振幅波から求めた水粒子速度振幅 \hat{u}_p を使って摩擦係数 f_w を次式で定義した。

$$\tau_{max}/\rho = \frac{1}{2} f_w \hat{u}_p^2 \quad (2.3.13)$$

本計算においては境界層外縁速度として Stokes 波の第2次近似解を与えている。したがって摩擦係数を定義するにあたって、Stokes 波理論の第2次近似解から算定した波の峰位相における水粒子速度 $u_{p,2nd}$ を用いることも一つの方法である。すなわち、

$$\tau_{max}/\rho = \frac{1}{2} f_w^+ u_{p,2nd}^2 \quad (2.3.14)$$

で第2の摩擦係数 f_w^+ を定義する。

CASE-1, CASE-2 の計算条件に対して、波高 H を変化させた場合の摩擦係数 f_w , f_w^+ の計算結果を表-2.3.1に示す。表中には与えられた計算条件から算出された波形勾配 H/L と $\hat{u}_p/\sigma z_0$ の値を示した。 $\hat{u}_p/\sigma z_0$ は、境界層外縁における水粒子軌道振幅 $A_m (= \hat{u}_p/\sigma)$ と定常流における Nikuradse の相当粗度に対応する $k_b (= 30 z_0)$ との比 A_m/k_b の30倍に相当する。また著者らによる線型の乱流境界層方程式から得られた摩擦係数 $f_{w,linear}$ の値も記入した。表-2.3.1の結果から次のことがわかる。

まず最初に、摩擦係数 f_w の結果は、CASE-1, CASE-2 ともに $f_{w,linear}$ より常に大きい結果となった。

次に波高が大きくなると、線型解の摩擦係数は CASE-1, CASE-2 とも減少しているのに対し、非

CASE-1 $h=100\text{cm}, T=4\text{sec}, z_0=0.2\text{cm}$

H (cm)	H/L $\times 10^{-2}$	$\hat{u}_p/\sigma z_0$	non-linear cal.		linear cal.
			f_w	f_w^+	$f_{w,linear}$
10	0.83	45.6	0.216	0.172	0.133
20	1.67	91.2	0.180	0.117	0.092
30	2.50	136.1	0.177	0.096	0.074
40	3.33	182.4	0.186	0.085	0.064
50	4.17	228.1	0.204	0.080	0.057
60	5.00	273.7	0.239	0.081	0.052
70	5.84	319.3	0.300	0.089	0.048
80	6.67	364.9	0.390	0.102	0.045

CASE-2 $h=250\text{cm}, T=6\text{sec}, z_0=0.2\text{cm}$

H (cm)	H/L $\times 10^{-2}$	$\hat{u}_p/\sigma z_0$	non-linear cal.		linear cal.
			f_w	f_w^+	$f_{w,linear}$
10	0.35	42.8	0.238	0.219	0.138
20	0.71	85.7	0.153	0.130	0.095
40	1.41	171.3	0.105	0.077	0.066
60	2.12	257.0	0.089	0.057	0.054
80	2.83	342.7	0.081	0.045	0.047
100	3.53	428.4	0.078	0.039	0.042
120	4.24	514.1	0.080	0.035	0.038
160	5.65	685.5	0.090	0.032	0.033
200	7.06	856.9	0.109	0.032	0.030

線型計算の結果である f_w は、いったん減少したのち増加することがわかる。一方、 f_w^+ に関しては CASE-1 については $f_{w,linear}$ より大きいとその差は f_w と $f_{w,linear}$ の差より小さい。しかしこの場合でも $H=80\text{ cm}$ では $f_{w,linear}$ の2倍以上の値となっている。CASE-2 に対しては波高の増加とともに f_w^+ と $f_{w,linear}$ の差は小さくなることわかる。

また CASE-1 と CASE-2 で同じ波高の計算結果を比較すると、 f_w の値は $H=10\text{ cm}$ の場合を除いて CASE-1 の方が CASE-2 より大きく、その差は波高の増加とともに大きくなり、 $H=80\text{ cm}$ の場合には CASE-1 の f_w は CASE-2 の f_w の5倍近い値に達している。波高が同じであればパラメーター $\hat{u}_p/\sigma z_0$ の値はほぼ等しく、 H/L の値は CASE-1 が CASE-2 の2.4倍程度となっている。したがって、両者の f_w の結果の差は波の非線型性によるものと考えられる。一方、 f_w^+ についても波高 H が 20 cm より小さい場合には CASE-2 の方が大きい、波高が増大するにつれて CASE-1 が CASE-2 より大きくなり、 $H=80\text{ cm}$ の場合には2.3倍程度の値となっている。

次に本計算で得られた摩擦係数の値を従来の乱流境界層に対する摩擦係数の算定公式^{19), 24), 25)} から得られる値と比較検討した結果を以下に示す。

図-2.3.7は表-2.3.1の計算結果を横軸に $\hat{u}_p/\sigma z_0$ をとって示したものである。従来の算定公式は $\hat{u}_p/\sigma z_0$ のみを与えれば f_w を計算することができる。この f_w は式(2.3.13)の f_w に相当するものである。本計算による f_w の結果と比較すると、 $\hat{u}_p/\sigma z_0$ が小さい範囲では本計算の f_w は、従来の算定公式による値よりやや小さいが、 $\hat{u}_p/\sigma z_0$ の増大とともに本計算結果は CASE-1, CASE-2 の両ケースとも従来の算定公式による f_w より大きくなり、本計算の範囲では最大で5倍以上にも達することがわかる。一方、 f_w^+ については CASE-2 では従来の算定公式による値と近い値を与えるが、CASE-1 では波高が大きい場合にかなり大きな値を与えることがわかる。

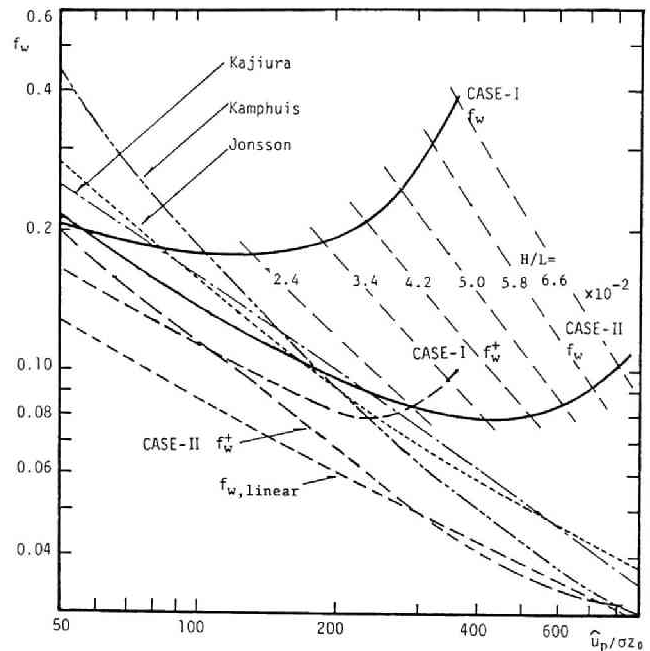


図-2.3.7 摩擦係数の計算結果と従来の算定公式との比較

従来の算定公式のうち、梶浦¹⁹⁾の理論は境界層内の渦動粘性係数の鉛直分布については3層に区分した取扱いを行っているが、基礎式はあくまでも線型の取扱いであって、波の非線型性については考慮できないものである。また Jonsson²⁵⁾は水粒子速度の鉛直分布から、Kamphuis²⁴⁾は shear plate で直接

底面摩擦力を測定することにより、実験的に摩擦係数を求め、その算定公式を提案しているが、実験ケースが少ないために波の非線型性の効果については十分に考慮できなかつたと考えられる。

なお、著者らの線型解は従来の摩擦係数の算定公式から得られる値よりかなり小さいが、これは底面からの距離に比例する渦動粘性係数を仮定したためと思われる。

柿沼ら²⁶⁾はわが国のいくつかの海岸で波浪観測を行い、有義波から海底摩擦係数を算定するとともに、同時に音響測深機によって海底地形を測定した。その結果、海底摩擦係数の観測結果は Jonsson や Kamphuis の半実験式が与える値より 5～25 倍も大きいことがわかった。現地の波は不規則であり、波高減衰を生じさせる他の機構も存在するが、波の非線型性の増大とともに、底面摩擦力が増加するという本節で明らかになった性質も現地の底面摩擦係数の増大を説明する一つの要因と考えられる。

第 4 節 実験結果と解析結果との比較検討

4.1 実験装置・実験方法

本研究全般を通じて使用した水槽は京都大学工学部土木系教室地下実験室に設置された長さ 27 m、深さ 70 cm、幅 50 cm の両面ガラス張り水槽である。図-2.4.1 に示すように本水槽は出力 11 kW のポンプに

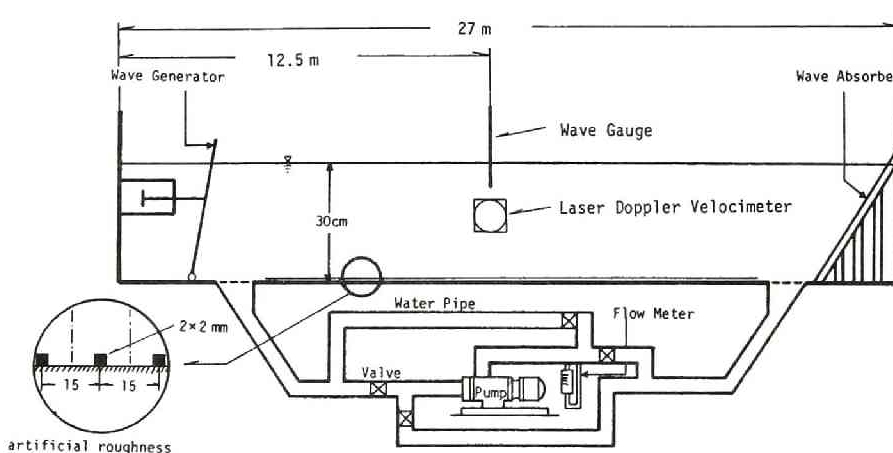
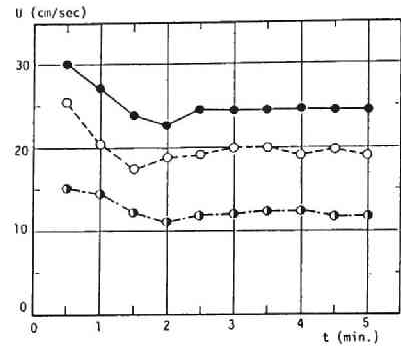


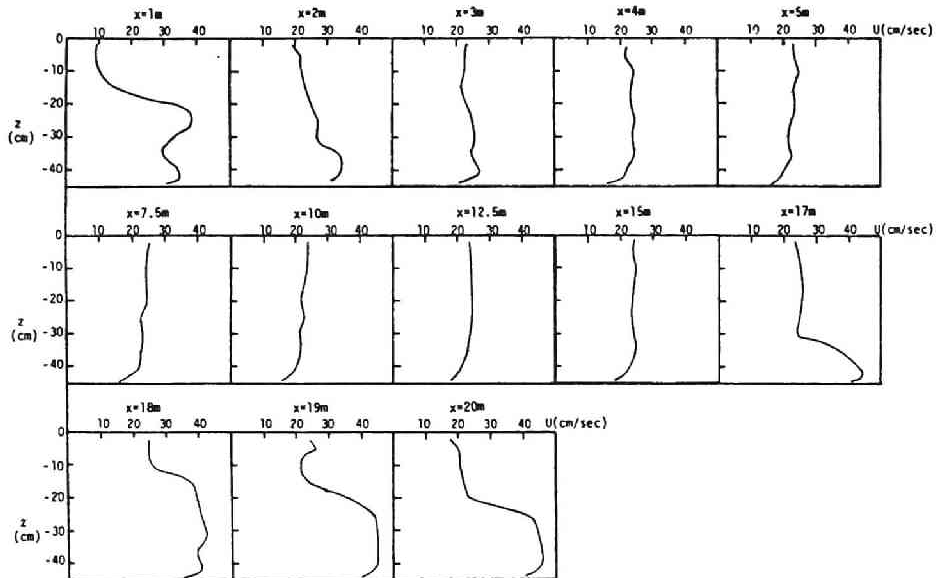
図-2.4.1 実験水槽

よって水槽内に循環流を発生させることができるもので、配管系を工夫して四つのバルブの開閉操作により、流れの向き・大きさを変化させることが可能である。この循環流発生装置により形成される流れは、図-2.4.2 に示すようにポンプのスイッチを入れて 3 分後には定常となり、図-2.4.3 のように造波板から 5 m～15 m の区間において対数分布に近い整った流速分布が得られるが、それ以外の区間では流速分布に噴出・吸込みの影響が見られることがわかった。実験は流れの定常性および一様性の認められる時間および区間で行ったことは言うまでもない。

実験に用いたレーザードップラー流速計は、2成分の水粒子速度の測定が可能な前方散乱型のシステムであるが、底面近傍では2成分の測定が困難であるため、今回は水平方向水粒子速度のみを測定することにした。また水槽底面全体に2mm角の亚克力棒を15mm間隔で貼り付けた棧粗度を敷き、波の場合でも底面近傍が乱流状態になるようにした。水粒子速度の測定点は造波板より12.5m離れた地点であり、その点での水位変動を測定するために容量式波高計を設置した。



図一 2.4.2 循環流発生装置による流れの定常性の検討結果



図一 2.4.3 循環流発生装置による流れの一様性の検討結果

実験は波のみ、流れのみ、および共存場について行った。実験条件は表一 2.4.1 に示すとおりであり、CASE-Ⅰ～Ⅲについては水深30cm、CASE-Ⅳは25cmで実験を行った。水粒子速度の測定は粗度と粗度の中央の断面で行った。測定はできる限り底面近くまで行くことを心がけたが、底面や棧粗度によるレーザビームの散乱のために、粗度の頂点から1mm～1.5mm程度が限度であって、CASE-Ⅰ～Ⅲでは底面から100mm上方まで21～23点、CASE-Ⅳは水深の中央部および水面付近も含め、全部で47点の測点をとった。水粒子速度と水位変動の信号は100Hzのサンプリング間隔でデジタル化した。水位変動記録からゼロアップクロス法を波の有限振幅性を考慮して修正した方法で波の1周期分を定め、これを32等分ないしは64等分した後、各位相について連続する10波程度のアンサンブル平均を行い、各位相におけ

る水粒子速度の値を決定した。

本章および次章では、本実験結果以外に Bakker-van Doorn,^{13),14)} Kemp-Simons¹⁵⁾ の実験結果を用いて比較・検討を行うので、ここでは彼らの実験装置・実験条件について簡単に述べておく。

Bakker らの実験は、装置・条件とも本実験ときわめて近く、用いた水槽は長さ 30 m、幅 50 cm、高さ 50 cm であり、底面には本実験と同じ寸法・間隔の棧粗度を敷設している。Kemp らの実験は長さ 14.5 m、幅 45.7 cm、高さ 69 cm の水槽を用い、底面には高さ 5 mm の三角形粗度を 18 mm 間隔で敷設した。この寸法は Jonsson-Carlsen²⁷⁾ の実験と近いものである。両者の実験はともに順流と共存する場合を取扱い、波動のみ・流れのみについても測定を行っている。実験条件は表-2.4.2、表-2.4.3. に示すとおりである。

両者のデータを検討すると、Bakker らの実験の方が測定精度が高く、一部のデータは数表で示されているので、主として Bakker らの結果を本実験結果を補うものとして利用することにする。

さて結果の解析でまず問題となるのは、鉛直座標 z の原点 z_c の設定についてである。これは本来境界条件を与える底層領域の問題で、粗度要素の形成する後流域の水理特性によって定められるべきものである。

定常流に対する棧粗度要素の遮へい効果は足立²⁸⁾によって調べられ、それによれば本実験で用いた棧粗度の寸法と間隔に対しては、棧粗度高 k_0 の約 1/2 に原点が存在するとされる。波動に対するこの考察は 2, 3 の研究者によってなされているが、²⁹⁾ 波動の場合は軌道振幅と粗度高さの比等がパラメーターとして入ってくるため、系統的には明らかにされていない。本研究では定常流における従来の知見である $z_c/k_0 = 0.5$ で z_c を定めると、流れの流速分布が対数則に良く適合したので、その力学的根拠は明確ではないが、 z_c を実験ケースに応じて調節するという主観を排するためにも、この知見を準用することにした。また流速が 0 となる高さ z_0 は、流れのみの場合には流速分布から容易に推定できるが、堀川・渡辺²⁹⁾ が指摘したように、波動場では各位相の流速分布から求められる z_0 は位相ごとに変化する。この z_0 の問題についても未解明であるが、ここでは流れのみの場合に得られた z_0 が波動場および共存場においても変化しな

表-2.4.1 著者の実験条件

		\bar{U} (cm/sec)	H (cm)	T (sec)	h (cm)
CASE-I	wave only	0	8.52	1.67	30
	current only	-18.6	—		
	co-existing	-17.4	7.74		
CASE-II	wave only	0	7.99	1.67	30
	current only	-31.6	—		
	co-existing	-25.9	7.49		
CASE-III	wave only	0	8.22	1.67	30
	current only	-42.3	—		
	co-existing	-36.7	6.30		
CASE-IV	current only	-34.9	—	1.67	25
	co-existing	-36.0	7.13		

表-2.4.2. Bakker ら^{13),14)}の実験条件

		\bar{U} (cm/sec)	H (cm)	T (sec)	h (cm)
VOORA	wave only	0	10.10	2.0	30
VIORA	current only	11.4	9.88	2.0	30
	co-existing	8.5			
V2ORA	current only	23.6	9.20	2.0	30
	co-existing	20.8			

表-2.4.3 Kemp ら¹⁵⁾の実験条件

	\bar{U} (cm/sec)	H (cm)	T (sec)	h (cm)
WCR1	18.5	2.27	1.006	20.1
WCR3	18.5	3.16	1.006	20.1
WCR4	18.5	4.04	1.006	20.1
WCR5	18.5	4.66	1.006	20.1

いと仮定する。

以上の問題は粗度周辺で生成・拡散する乱れの特性和水粒子速度の関係を詳細に議論することによって解明できると思われるが、今後の課題として措くことにし、前述の仮定の下に議論を進めることにする。

4.2 波動場に対する実験結果と解析結果との比較検討

図-2.4.4は波動のみの場での水粒子速度の実験結果の1例で、図中には第2節で展開した線型の乱流境界層方程式に基づく計算結果および Grant らの理論計算結果を併せて示した。図から特に気づくことは、波の峰位相の実測値が波動境界層内と考えられる z が 2 cm より小さい領域で理論値より大きくなっており、流速分布形が境界層外縁から底面に近づく途中で大きくふくらんで、外縁流速より大きな流速が得られていることである。この “over-shooting” 現象は Bakker らの実験結果にも見られる。こうした線型理論と実測値の不一致は、理論において渦動粘性係数を波の位相によらず一定とし、底面からの距離に比例すると仮定したこと、層流底層の存在を無視したこと等が考えられるが、谷位相における境界層外の水粒子速度が理論値より小さいこと等を考慮すると、波の有限振幅性を無視したことと底面摩擦項を線型化したことによると考えられる。

次に非線型の乱流境界層方程式に基づく計算結果との比較・検討を行う。

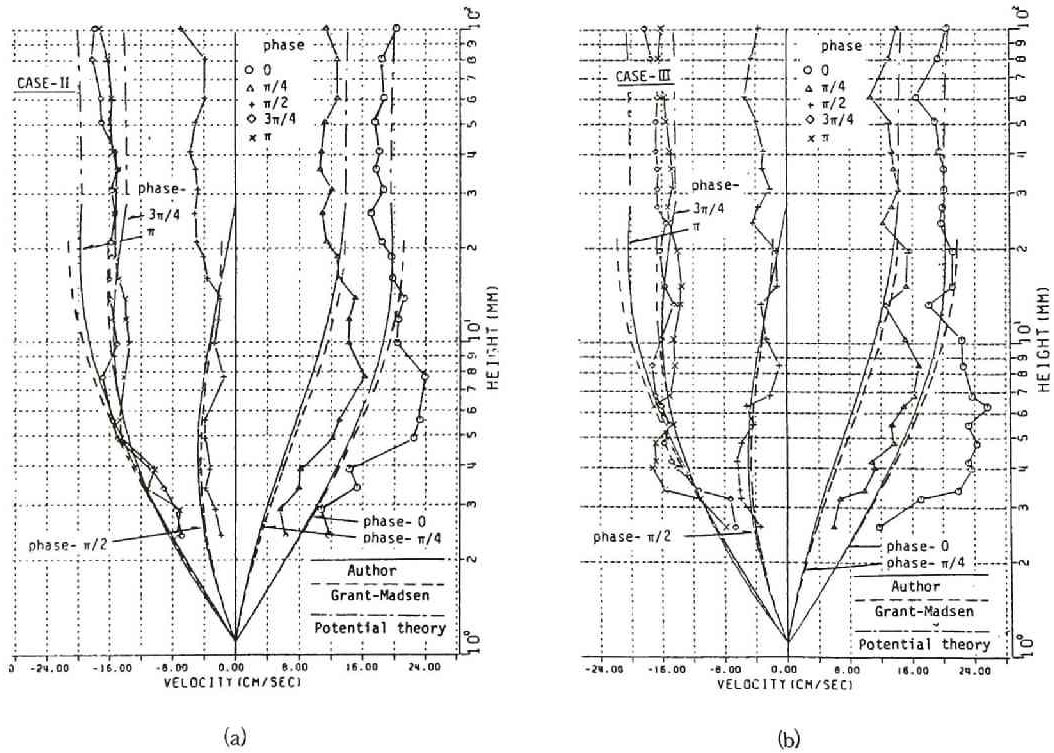


図-2.4.4 底面近傍の水粒子速度の実験値と線型の境界層方程式に基づく計算値との比較（波動場）

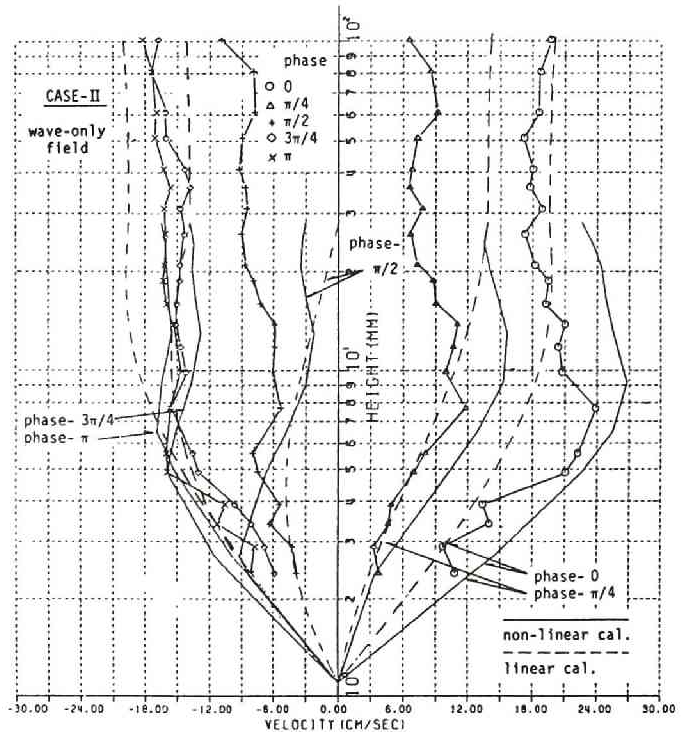
図-2.4.5は波動場に対する実験結果に対して比較を行ったものである。図中の破線は線型解である。図から非線型解は線型解で表現できなかった位相0の over-shooting を示しており、実験値との一致の程度が向上していることがわかる。図-2.4.6は Bakker らの結果に対して同様の比較を行ったものであり、この場合にも非線型性を考慮した本解析結果は、位相0付近の実験結果を良く説明することがわかる。

次に基礎方程式中のどの項が over-shooting 現象に寄与しているかを調べるために、式(2.3.11)と同じ非線型の底面摩擦項を用いるが、左辺の移流慣性項を無視するとともに、境界層外縁における水粒子速度、圧力を微小振幅波で与えて計算を行った。すなわち、境界層方程式を

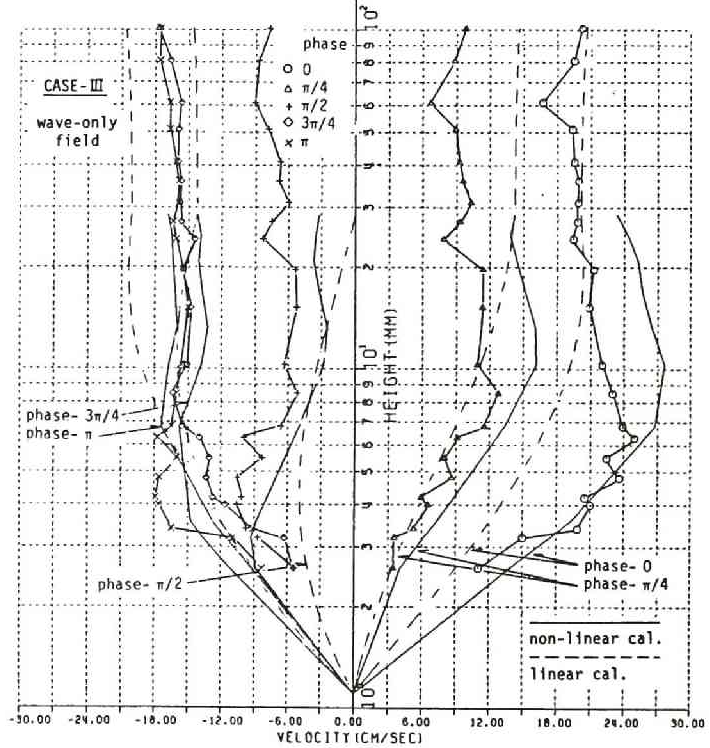
$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\kappa z)^2 \frac{\partial u}{\partial z} \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \right\} \quad (2.4.1)$$

として、粘性項の非線型性が流速分布に与える影響を調べることになる。

CASE-III の実験条件に対して、上述の計算を行った結



(a)



(b)

図-2.4.5 底面近傍の水粒子速度の実験値と非線型の境界層方程式に基づく計算値との比較(波動場)

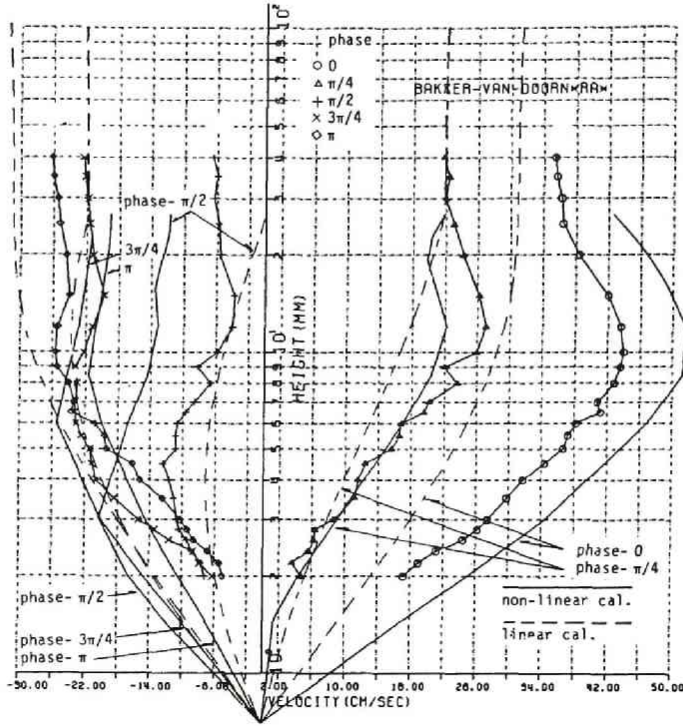


図-2.4.6 Bakker ら^{2),3)}の実験結果と本解析による計算結果の比較

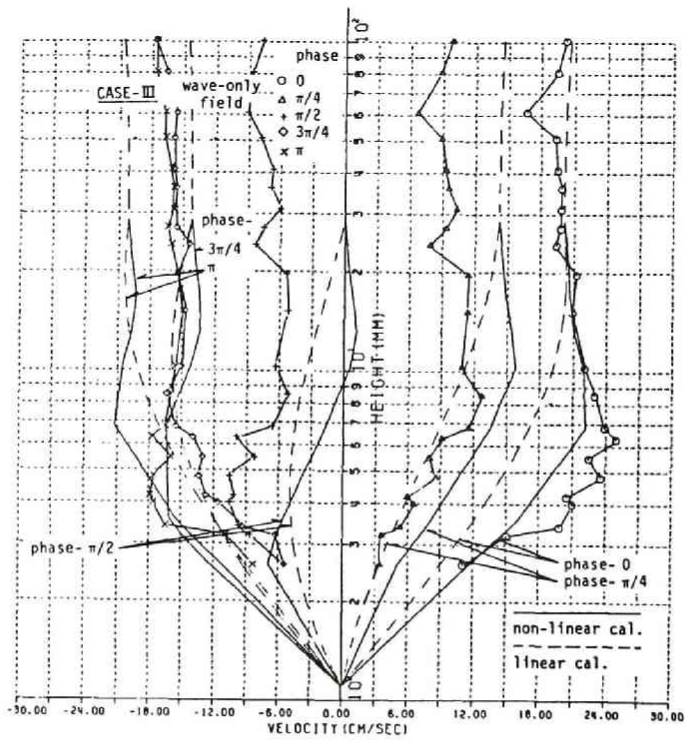


図-2.4.7 式(2.4.1)に基づく計算結果と実験値との比較

果が図-2.4.7である。図-2.4.5 (b)と比較すると、図-2.4.7では波の有限振幅性を考慮していないために谷位相で計算値が実測値より大きくなるが、位相0付近の実測値の over-shooting をある程度表現していることがわかる。しかし図-2.4.5 (b)に比べてふくらみは少し小さくなっている。以上より over-shooting 現象は、粘性項の非線型性と移流慣性項の両者が同程度寄与し、運動量が z 軸負方向に移送されることにより生じるものと考えられる。

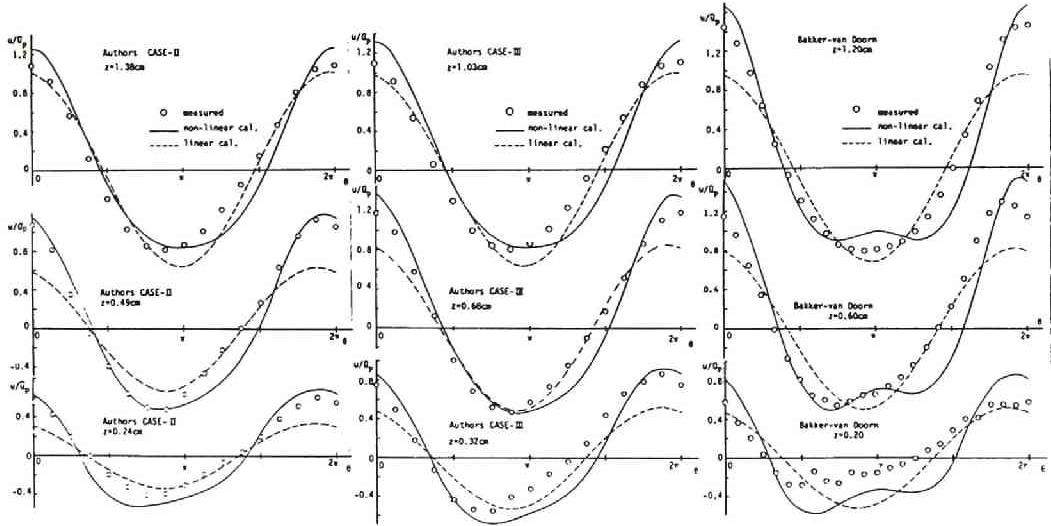


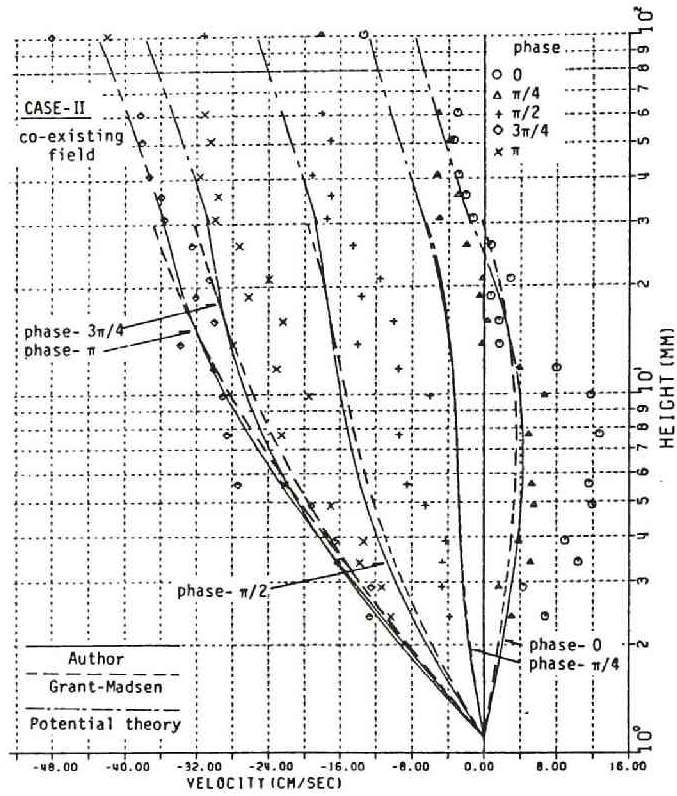
図-2.4.8 水粒子速度の時間波形に関する実験結果と計算結果の比較

図-2.4.8は同じ鉛直座標位置における実験値と計算値の時間波形を比較したものである。波の峰位付近では非線型解の方が実験値を良く説明するが、波の谷位相から $7/4\pi$ 付近ではむしろ線型解の方が実験値と良く一致するようである。このように波の非線型性を考慮しても全ての位相にわたっては必ずしも実験値を完全に説明することはできず、このことは混合距離理論の限界と考えられるが、工学的には一周期を通じて最大のせん断応力の評価が特に重要であり、この位相での流速分布は十分表現できることがわかった。

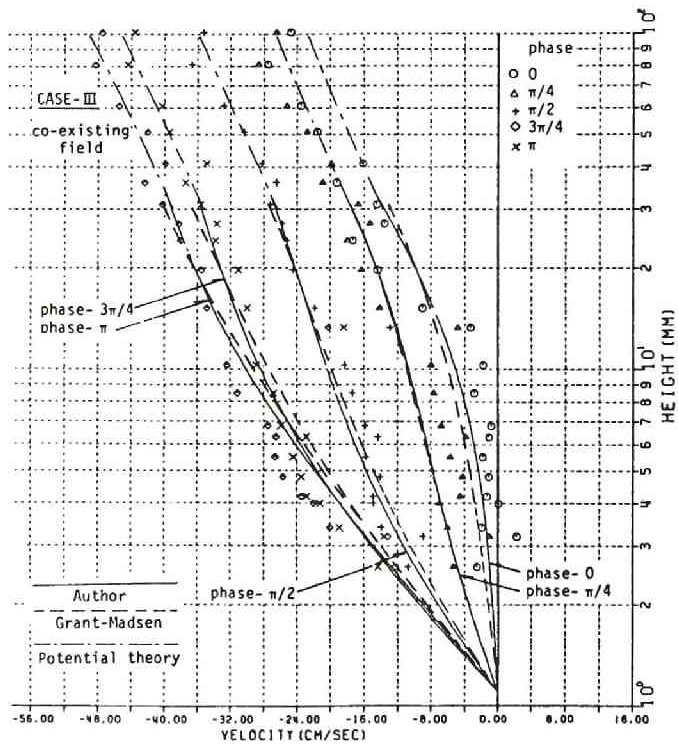
4.3 共存場に対する実験結果と解析結果との比較検討

図-2.4.9は CASE-Ⅱと CASE-Ⅲの共存場における水粒子速度の分布を示したもので、実測値とともに第2節で展開した線型の乱流境界層方程式に基づく計算結果を記入した。図から波動場の結果と同様に、位相0での水粒子速度分布には over-shooting が見られることがわかる。理論値と実験値の一致の程度を議論するためには、波動成分と流れの成分のそれぞれに対して別個に調べる必要がある。流れの成分についての考察は次章で行う。

4.2で示したように実測値の波動成分を表現するためには、境界層方程式中の非線型項を考慮した解析を行う必要がある。共存場における2次元運動方程式は式(2.2.1)で記述されることは既に示した。式(2.



(a)



(b)

図-2.4.9 線型の境界層方程式に基づく計算結果と実験値との比較 (共存場)

2.1) を時間平均し、時間的に変動しない成分を流れの成分として、これを元の式から差し引けば波の運動方程式が得られる。例えば式 (2.2.1) の左辺第 2 項と第 3 項の時間平均は、

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x} (u+U)^2} + \overline{\frac{\partial}{\partial z} \{ (u+U)(w+W) \}} \quad (2.4.2)$$

となり、波の水粒子速度の積からも“平均流”成分が生じることになる。式 (2.4.2) を鉛直方向に積分すれば、いわゆる radiation stress に相当するものになるが、ポテンシャル領域とは違って境界層内では波および流れの水粒子速度は大きな鉛直分布を有するので、radiation stress も鉛直方向に分布することになる。このように共存場の境界層方程式を厳密に取扱うことはきわめて複雑であるため、ここでは流れの運動方程式として、波が重畳しない場合の定常流の運動方程式を用いることにする。すなわち、

$$U \frac{\partial U}{\partial x} = g \sin \alpha - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \kappa z \frac{\partial U}{\partial z} \right\}^2 \quad (2.4.3)$$

上式では、流速および圧力は水深方向に分布しないことを仮定している。

式 (2.4.3) を式 (2.2.1) から差し引き、 $W \approx 0$ とすると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + (u+U) \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial (u+U)}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\kappa z)^2 \frac{\partial (u+U)}{\partial z} \left| \frac{\partial (u+U)}{\partial z} \right| \right\} \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \kappa z \frac{\partial U}{\partial z} \right\}^2 \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

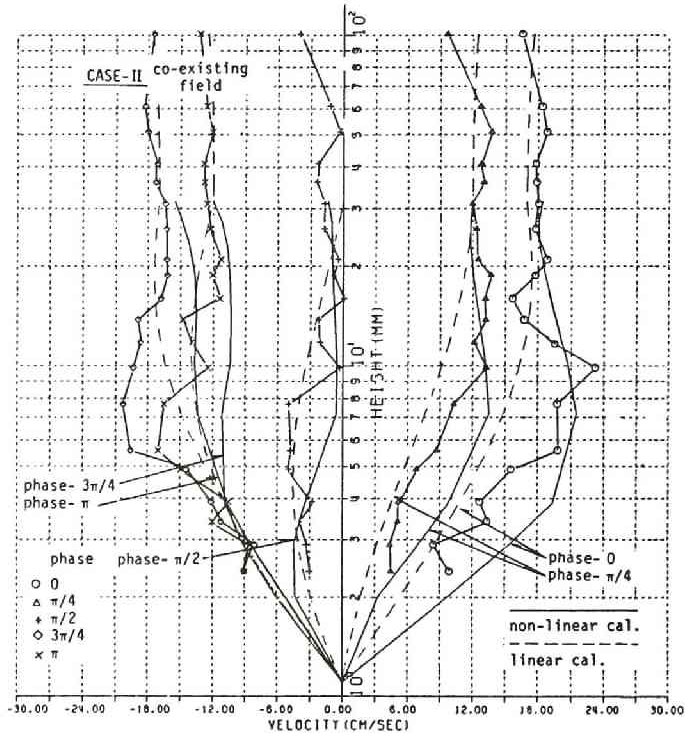


図-2.4.10 (a) 非線型の境界層方程式に基づく計算値と実験値の比較 (共存場)

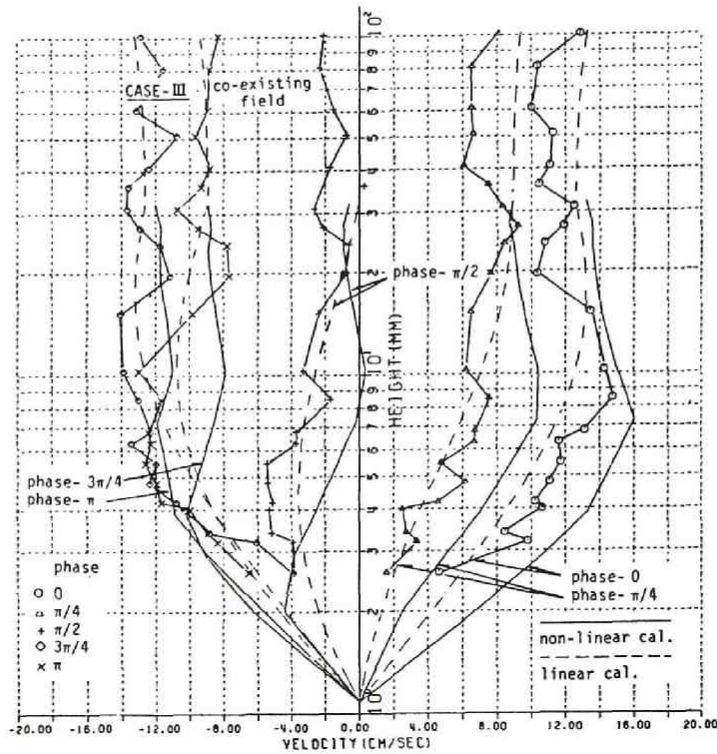


図-2.4.10 (b) 非線型の境界層方程式に基づく計算値と実験値の比較 (共存場)

図-2.4.10はCASE-Ⅱ, Ⅲについて共存場の水粒子速度から波動成分のみを取り出して, 計算結果と解析結果を比較して示したものである。図中の破線は線型解である。実験結果には位相0において流速分布に over-shooting が見られ, 非線型性を考慮した解析結果はこれを良く表現するようである。また位相 π 付近の実験値にも over-shooting の傾向があるが, この性質は波動場に対する結果には生じなかったものである。また実験値と計算値の時間波形を比較すると, 非線型性を考慮した解析結果は全般に実験結果より流速値が大きい, これは解析結果には波動運動に伴う残差流が含まれるのに対し, 実験結果は平均流成分をすべて差し引いたためである。解析結果を時間平均し残差流を除去すれば両者の一致は向上する。この波による質量輸送の現象は水槽端部の条件により異なる。本研究で用いた実験水槽は循環流を発生させることのできるものであり, この点では開放された水路に近いと考えられるが, 管壁摩擦等による損失の問題もあって厳密な議論はできない。

4.4 考 察

本研究における底面摩擦の取扱いは, 式(2.3.10)あるいは渦動粘性係数を用いて線型化した式(2.3.12)に見られるように, 定常流における混合距離理論に基づくものである。波動場・波と流れの共存場は, たとえば水粒子速度の増減に伴って境界層内が層流・乱流状態をくり返すこと等複雑な流れであって, 単

純な混合距離理論で流れの詳細な表現を期待することはできないように思われる。本節で示した解析結果と実験結果との間に見られるいくらかの定量的相違は、混合距離理論の持つ限界がその主たる原因であると考えられる。したがって波動場・共存場の底面近傍の乱流構造を解明し、より精密なモデルを構築することが今後の課題となる。以下ではこれについての2・3の検討結果を述べる。

振動流場の乱流構造を調べた研究には日野ら^{30),31)}林ら^{32),33)}のものがある。これらの研究では、平均流、レイノルズ応力、乱れエネルギーの時空間的变化について実験的考察がなされている。さらに林ら³³⁾は底面に1mm以下の厚さのミルクを敷き、乱れの可視化を行っている。林らは振動流における乱れの発生・発達過程として、まず減速期に乱れが発生し、それがU字形の渦となって持ち上がり、流速が0に近づくにつれて乱れとして放出され、流速が加速期になるとそれまでに発生・発達した乱れは減衰して再層流化を起こすと記述した。定常流の乱流理論では Klein ら³⁴⁾の可視化実験等を端緒として、乱れの発生機構を周期的で組織的な渦運動によって把える進んだ議論がなされているが、林らの研究は振動流において組織的な乱れの構造を明らかにしたこと、乱れの発生・発達の周期性が主流の水粒子運動の周期性に支配されるとした点で興味深いものである。

しかし、波動場の乱流構造についての知見は上述の研究等によって定性的にはかなり明らかになったが、定量的な理解にまでは至っていないようである。その大きな理由として波動場・共存場のような周期変動流場において乱れの適切な抽出法が確立されていないことが挙げられる。

以下では、乱れの抽出法と抽出された乱れの特性について考察する。ここで解析に用いた記録は、ホットフィルム流速計による共存場の水粒子速度の実測記録である。³⁵⁾乱れの抽出法としてはアンサンブル平均法、高周波数成分分離法、波動成分分離法の三つの方法を取りあげ、何れの抽出法が不規則性・3次元性・拡散性・逸散性といった乱れが具備すべき一般的性質を持った変動を純粹に抽出できるかについて検討する。逆に抽出法固有の歪みが見られず、結果の特性が無理なく解釈できる場合には、その結果は周期変動流の持つ有意な性質として良いと考える。

まず第1の抽出法であるアンサンブル平均法は、水粒子速度記録を波の位相ごとに平均して平均流速を求め、その偏差を乱れ変動とするものである。図-2.4.11の(A)は測定された水粒子速度の時間記録と、アンサンブル平均による平均流速を重ねて示したものである。図からもわかるように、この方法は簡潔でわかりやすいが、造波の不整等の原因による波高や周期のばらつきも乱れとして取扱うという欠点がある。

第2の高周波数成分分離法は、乱れ成分をある一定の周波数より高い周波数の変動であると定義するものである。分離には周波数によって位相のずれが生じる電氣的フィルターよりも、こうした問題のない数値フィルターを用いるのが良い。図-2.4.11(B)は水粒子速度記録と遮断周波数 f_h を5Hzとして分離した平均流とを重ねて示したものである。アンサンブル平均法による結果と比較して、周期や波高の不整があっても平均流速曲線はよく追隨しており、この点では前者より優れた手法であるといえる。しかし乱れ変動と思われる不規則な変動も、遮断周波数 f_h より低周波数の変動であれば平均流速とみなしてしまう欠点を持つ。 f_h の設定には根拠がなく、対象とする現象に応じた設定を考えなければならない。

第3の抽出法である波動成分分離法は、前述の手法よりさらに純粹に波動の周波数成分のみを取り出すことを目的としたものである。水粒子記録をFFT法によりフーリエ級数展開し、そのうちの波動の基本

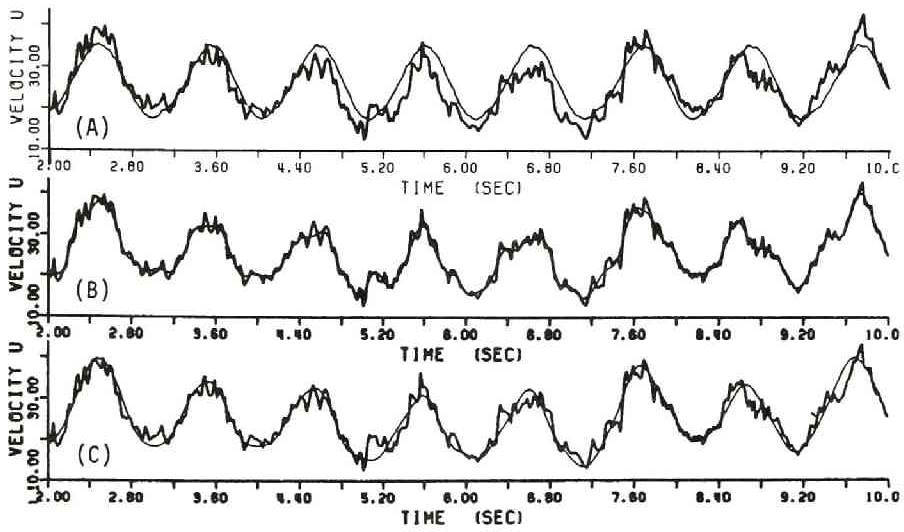


図-2.4.11 水粒子速度の時間記録と各手法で抽出された平均流速曲線
 (A) アンサンブル平均法
 (B) 高周波数成分分離法
 (C) 波動成分分離法

周波数成分，2倍成分，3倍成分をとり出して再合成し，それを平均流速とみなすものである。ここでは波の基本周波数より低周波数側の成分は，流れや波の発生装置の非定常性や電圧降下，あるいは水槽内副振動によるものが多いと考えられ，これらは運動量交換を行う本来の乱れとは異なるので，この周波数帯は平均流速として取扱うことにした。図-2.4.11 (C)はこの方法による平均流速曲線を示したものである。

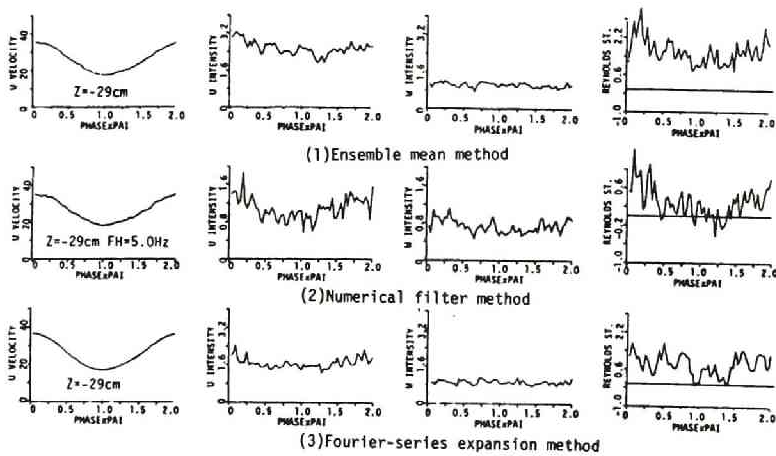


図-2.4.12 3つの手法による平均流速 u ，乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ および $\sqrt{w'^2}$ ，レイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の位相による変化

この方法は前記の2種類の方法に比較して問題点が少ないが、平均流速とみなす周波数帯の設定の仕方に検討の余地がある。

これら3種類の抽出法によって得られた変動成分に対して、自己相関係数・乱れ速度の確率分布・乱れ強度の位相変化等を調べた。図-2.4.12は三つの方法によって得られた乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ 、 $\sqrt{w'^2}$ およびレイノルズ応力 $-\rho\overline{u'w'}$ の位相変化を示したものである。ここに示したものは底面より1cm上方のデータを用いたものであるが、数値フィルターによる結果は $\sqrt{u'^2}$ 、 $\sqrt{w'^2}$ 、 $-\rho\overline{u'w'}$ の大きさが他の手法による結果の1/2程度となっている。それ以外は手法による結果の違いは見られず、 $\sqrt{u'^2}$ 、 $-\rho\overline{u'w'}$ は平均流速の位相変化と対応した変化を示す。日野らや林らが指摘する減速域における乱れの爆発的な発生は、この結果には全く見られない。これは日野らが、水粒子速度が0となる位相を通してその方向が逆転する振動流を取扱っているのに対し、ここでは流速の大きな流れが重なった、水粒子運動が一方向の流れである点にその原因があるように思われる。さらに $\sqrt{w'^2}$ の大きさは、手法に関係なく $\sqrt{u'^2}$ の1/2程度になること、図-2.4.13に示すように、水面に近い測点で $\overline{u'w'}$ が正となる位相があり、これは平均流速の鉛直勾配 $\partial u/\partial z$ が負となることと関係すること等が実験値の検討から得られた。

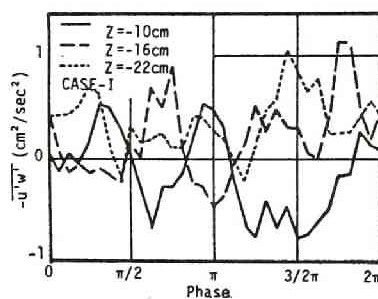


図-2.4.13. レイノルズ応力 $-\rho\overline{u'w'}$ の位相による変化

以上、乱れの抽出法と得られた乱れの特性について議論したが、これらの結果を波動場・共存場の乱流境界層のモデルに取り込むためには今後さらに検討が必要である。

最近、乱流境界層をより詳細に記述するものとして、 $k-\epsilon$ モデルをはじめとする各種の乱流輸送モデルが提案されている。これはレイノルズ応力を渦動粘性係数によって平均流の勾配と直接結び付けず、乱れエネルギーおよびその逸散率に対して方程式を立て、高次の完結問題として取扱う方法である。この方法はLaunderら³⁶⁾のグループにより精力的に研究されているが、林ら^{32,37)}により振動流境界層に適用され、実験結果を良く説明することが報告されている。また波と流れの共存場に対する適用はSheng³⁸⁾が行っている。

この乱流輸送モデルは確かに一面では、これまで未知であった現象を明らかにできる有力な方法であるが、きわめて非線型性が高い方程式系であるため、数値計算結果単独では信頼性が不十分で、実験結果との比較より計算方法の妥当性を確認する必要がある。また式中の普遍定数を波動場でも定常流場と同じとして良いのかどうかの実験的検証が必要である。

林ら³⁷⁾はNee-Kovaszny³⁹⁾による渦動粘性係数についての輸送方程式モデルを振動流に対して適用した結果、渦動粘性係数は通常仮定されるように、底面からの距離に対して直線的に増加することではなく、また位相によっても変化することを示した。著者ら⁴⁰⁾は、この成果を取り込んで波動乱流境界層の解析的な表現を得ることを試みて、渦動粘性係数に鉛直方向分布や波の位相による変化を考慮した場合の計算を行った。波動境界層内の水粒子速度の解析解は、直交関数であるベッセル関数で記述されるから、与え

られた仮定の下での摂動解を得ることができる。しかしながら、渦動粘性係数を操作するだけでは、すでに4.2で示した著者らあるいは Bakker らの実験結果に見られる水粒子速度の over-shooting を表現できないことが明らかになった。

最後に波動場と共存場の乱流境界層の動力学的な相違について述べておく。共存場では、波動境界層の上方に流れの境界層が存在することになるが、このことは流れに含まれる乱れが波動境界層内の水理特性に影響を与えることになる。この free-stream turbulence の影響は、定常流境界層においては既にいくつかの研究があり、境界層外縁での乱れ強度と平均流速の比が0.1と小さい場合にも摩擦係数は20%程度増大することが報告されている。⁴¹⁾ この問題は碎波帯内での摩擦則を解明する上でも重要であると思われるが、今後の課題としたい。

第5節 結 語

本章ではまず第1節で波と流れの共存場の水粒子速度場の構造についての従来の知見を説明した。ここでは波の水粒子速度に対して粘性の及ぶ範囲は底面付近の薄い層に限定されるのに対し、流れについてのそれは全水深に広がることを述べ、波と流れの両者に対して厚さの異なる境界層を想定する必要があることを示した。

第2節では、上述の共存場の内部流速場のモデルに基づき、線型の乱流境界層方程式の理論を展開した。ここでは Grant-Madsen をはじめとする従来の研究の問題点を踏まえ、境界層外縁位置を未知量とする未定境界値問題として境界層方程式を解くことを試みた。この理論から境界層厚等の水理量を計算し、その特性を明らかにした。また共存場の摩擦係数の支配パラメーターと、それによる変化の特性を示した。

第3節では、非線型の乱流境界層方程式に基づいた解析を行い、水粒子速度場に及ぼす非線型性の効果を明らかにした。ここでは有限要素法による数値解析を行ったが、まずその妥当性を確かめるため、層流境界層に対して計算を行った結果、解析解と良好な一致が得られた。次に波動のみの場の乱流境界層について計算を行った結果、波の峰位相における水粒子速度が境界層の中ほどで境界層外縁流速より大きくなる over-shooting 現象が現われることがわかった。したがって、波の1周期間を通じた底面せん断応力の最大値も、波の非線型性の増大とともに大きくなる。これを摩擦係数の形で評価すると、その定義の方法によっても結果は異なるが、波形勾配が大きい場合には、線型の境界層方程式や従来の摩擦係数の算定式から計算される値より、数倍も大きい値となることが明らかになった。

第4節では実験水槽内で波動場および波と流れの共存場に対して、底面近傍の水粒子速度を測定した結果を示すとともに、上述した線型・非線型の乱流境界層方程式に基づく解析結果との比較・検討を行った。その結果、波動場・共存場を問わず、実測値の波の峰位相付近の水粒子速度分布には over-shooting が現われ、この速度分布は線型の境界層理論では表現できないが、非線型の境界層理論を用いると定量的にもかなりの精度で一致することがわかった。本研究では底面摩擦項は混合距離理論に基づいて表現されており、乱流モデルとしては単純であるために、全位相・全領域にわたっては水粒子速度場を精度良く記述することはできないが、工学的に重要な最大底面せん断応力を生じる位相の速度分布がかなり良く説明できたことをはじめとして、この解析と実験によって波動場および共存場の底面乱流境界層に関連した多く

の知見が得られた。

最後に波動場・共存場の底面近傍の乱流構造を解明し、より精密なモデルを構築するためになすべき今後の課題について検討した。

参 考 文 献

- 1) Lundgren, H. : Turbulent currents in the presence of waves, Proc. of 13th International Conf. on Coastal Eng., pp. 623-634, 1972.
- 2) Grant, W. D. and O. S. Madsen : Combined wave and current interaction with a rough bottom, J. of Geophysical Research, Vol. 84, No. C4, pp. 1797-1808, 1979.
- 3) Smith, J. D. : Modeling of sediment transport on continental shelves, The Sea, Vol. 6, Wiley-Interscience, New York, pp. 539-577, 1977.
- 4) Christoffersen, J. B. : Current Depth Refraction of Dissipative Water Waves, Inst. of Hydrodynamic Engineering, Series Paper No. 30, p. 177, 1982.
- 5) 田中仁・首藤伸夫：一方向流を伴う振動流に関する実験，第29回海岸工学講演会論文集，pp.259-263, 1982.
- 6) Glenn, S. M. : A continental shelf bottom boundary layer model; The effects of waves, currents, and a moveable bed, Doctoral Dissertation Paper, Woods Hole Oceanographic Institution, No.-WHOI-83-6, p. 237, 1983.
- 7) 日野幹雄：境界値問題の解法，朝倉書店，p. 210, 1981.
- 8) Johns, B. : Residual flow and boundary shear stress in the turbulent bottom layer beneath waves, J. of Phy. Oceanography, pp. 733-738, 1977.
- 9) Johns, B. : Turbulence modeling beneath waves over beaches, Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas, Chapt. 3, Elsevier, pp. 111-133, p. 470, 1983.
- 10) Trowbridge, J. and O. S. Madsen : Turbulent wave boundary layers, 2. Second-order theory and mass transport, J. of Geophysical Research, Vol. 89, No. C5, pp. 7999-8007, 1984.
- 11) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行・陳活雄：海底摩擦による波高減衰機構に関する研究，京都大学防災研究所年報第9号，pp. 647-665, 1966.
- 12) van Hoften, J. D. A. and S. Karaki : Interaction of waves and a turbulent current, Proc. 15th Inter. Conf. Coastal Engg., pp. 404-422, 1976.
- 13) Bakker, W. T. and Th. van Doorn : Near bottom velocities in waves with a current, Delft Hydraulic Lab., Publication No. 208, p. 25, 1980.
- 14) van Doorn, Th. : Experimental investigation of near-bottom velocities in water waves without and with a current, Delft Hydraulic Lab., Rept. No. M1423, part 1, p. 66, 1981.

- 15) Kemp, P. H. and R. R. Simons : The interaction between waves and a turbulent current; waves propagating with the current, *J. Fluid Mech.*, Vol. 116, pp. 227–250, 1982.
- 16) Tanaka, H. and N. Shuto : Friction coefficient for a wave current co-existing system, *Coastal Engg. in Japan*, Vol. 24, pp. 105–128, 1981.
- 17) Thomas, G. P. : Wave-current interactions: an experimental and numerical study. Part 1. Linear waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 110, pp. 457–474, 1981.
- 18) Lamb, H. : *Hydrodynamics*, 6th Edition, Dover Press, p. 580, 1932.
- 19) Kajiura, K. : A model of the bottom boundary layer in water waves, *Bull. of Earthquake Res. Inst.*, Vol. 46, pp. 75–123, 1968.
- 20) Noda, H. : On the oscillatory flow in turbulent boundary layers induced by water waves, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, Vol. 20, Part 3, No. 176, pp. 127–144, 1971.
- 21) Mayer, G. H. : *Initial Value Methods for Boundary Value Problems, Theory and Application of Invariant Imbedding*, *Mathematics in Science and Engineering*, Vol. 100, Academic Press, p. 220, 1973.
- 22) 滝川清・田淵幹修：有限要素法による波動解析について（第1報），第25回海岸工学講演会論文集，pp. 28-32, 1978.
- 23) Conner, J. J. and C. A. Brebbia : *Finite Element Techniques for Fluid Flow*, *Newnes-Butterworth*, p. 310, 1976.
- 24) Kamphuis, J. W. : Friction factor under oscillatory waves, *Proc. of A. S. C. E.*, No. WW2, pp. 135–144, 1975.
- 25) Jonsson, I. G. : Wave boundary layers and friction factors, *Proc. of 10th I. C. C. E.*, pp. 127–148, 1968.
- 26) 柿沼忠男・伊福誠：中予海岸における波浪変形の観測(2)，— 海底摩擦係数と粗度 —，第26回海岸工学講演会論文集 pp. 124-128, 1979.
- 27) Jonsson, I. G. and Carlsen, N. A. : Experimental and theoretical investigation in an oscillatory turbulent boundary layer, *J. Hydraulic Res.* 14, pp. 45–60, 1976.
- 28) 足立昭平：流水抵抗と安定河道，*水工水理学*，第6章，丸善，pp. 237-263, 1972.
- 29) 堀川清司・渡辺晃：表面波による振動流境界層に関する実験的研究，第15回海岸工学講演会論文集，pp. 16-23, 1968.
- 30) 日野幹雄・沢本正樹・高須修二：円管内振動流の乱流遷移に関する実験的研究，*土木学会論文報告集*，No. 237，pp. 75-86, 1975.
- 31) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲蔵・原輝彦：交番振動流の乱れの計測システム及び可視化実験について，第25回水理講演会論文集，pp. 455-462, 1981.
- 32) 林泰造・篠田薫：往復乱流境界層に関する基礎的研究，第23回水理講演会論文集，pp. 41-48, 1979.

- 33) 林泰造・大橋正和・武安真児：往復流境界層に関する乱流特性についての実験的研究，第25回水理講演会論文集，pp. 463-472, 1981.
- 34) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W. : The structure of turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol. 30, pp. 741-773, 1967.
- 35) 岩垣雄一・浅野敏之：波と流れの共存場における水粒子速度に関する研究，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 6-10, 1979.
- 36) Hanjalić, K. and Launder, B. E. : A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 52, part 4, pp. 609-638, 1972.
- 37) 林泰造，山田正，矢島幸一：輸送方程式モデルによる振動流の研究，第23回海岸工学講演会論文集，pp. 360-364, 1976.
- 38) Sheng, Y. P. : A turbulent transport model of coastal processes, *Proc. of 19th Inter. Conf. Coastal Engg.*, Houston, pp. 2380-2396, 1984.
- 39) Nee, V. W. and Kovaszny, L. S. G. : Simple phenomenological theory of turbulent shear flows, *The Physics of Fluids*, vol. 12, No. 3, pp. 473-484, 1969.
- 40) 浅野敏之・五道仁実・岩垣雄一：波動による底面乱流境界層の渦動粘性モデル，第16回乱流シンポジウム講演論文集，pp. 203-207, 1984.
- 41) Bradshaw, P. : Effect of free-stream turbulence on turbulent shear layers, *Imperial College Aero Report*, p. 13, 1974.

第3章 波と流れの共存場における流れの特性

第1節 概 説

緒論でも述べたように波による流れの特性の変化を調べた研究は数少なく、その理解もきわめて不十分な状態である。その理由は波と流れの共存場の形成状態の把握が明確でないためと、実験水槽内で共存場を形成することの技術的困難が挙げられる。まず前者の問題について考察する。波による流れの変化は、波と流れの共存場がどのような状態で形成されるかによって異なるものとなる。本研究のように、水槽内に循環流を形成し、その流れに波を重ねる場合には、水槽全体の流体の質量は変わらないから、空間的に平均した時間平均水位は不変であって、波の重畳による平均底面摩擦力の増大は水槽内を通過する流れの流量の減少となって現われる。一方、水路上流端で、せき等によって一定の越流量が供給される場合には、この水路に波が遡上すると平均水面勾配の増加をひき起こす。

次に実験水槽内に波と流れの共存場を、波と流れの両方の成分に対して整った形で形成するにあたっての問題について考察する。波と流れの共存場を水槽内に形成しようとする時、図-2.4.1に示した本実験水槽の構造をはじめいくつか考えられるが、どのような構造にしても、波が流れの湧出孔・吸入孔上を伝播する時には変形を受け、その反作用として流れも波の存在によって抵抗を受けることになる。さらに循環流の湧出孔の直上の波の位相と吸入孔の直上の波の位相の関係によって、同じ出力のポンプでも流量が時間的に一定とならない可能性がある¹⁾。また本章の目的は第4節を除いて2次元的な水粒子速度場を議論することにあるから、水槽側壁の効果は極力小さくする必要があるが、このためには水槽幅・水深比を大きくしなければならない。しかし造波にあたってはある程度水深を確保する必要があるため、これら2つの条件を満たすためには、十分な幅を持った造波機と大容量の循環流発生装置が必要である。本研究で用いた水槽は水槽幅50cmであって、実験時の水深は25～30cmであるから、必ずしも上述の条件を満足していない。したがって後述する実験結果にも見られるように、流れの流速分布は水面より少し下方で最大の流速値を持つ、逆「く」の字型の分布型となった。

このような実験技術上の問題から流れに対する波の重畳の効果を取り出すことは厳密には難しいが、ここでは次のように考えた。本水槽でポンプの駆動によって揚げられた水頭は、バルブによる損失、配管系の管壁損失や曲がり損失、水槽部での底面摩擦、側壁摩擦等とつり合うが、底面に大きな粗度を付けて底面摩擦による損失を他の損失に比較して大きくすると、上記の誤差となる要因からの影響は相対的に小さくなる。本実験で底面に比較的大きな粗度を設置したのはこうした理由による。したがってポンプの出力を一定とすれば、流れのみの場と共存場はともに底面摩擦の水理特性に大きく支配されるため、両者の比較から波の重畳による底面摩擦の変化を議論することが可能であると考えられる。

本章では以下の構成で議論を進めることにする。

第2節では、まず底面摩擦を含む波と流れの共存場の運動量・エネルギーの保存式を示すとともに、波の重畳による平均底面摩擦力の変化を検討するが、これは以降の節で展開する波の重なりによる平均流の特性の変化の議論の基礎となるものである。次いで実験水槽内で流れのみの場合と波が重畳した場合の平均水面勾配を測定し、この結果から波の重畳による平均底面摩擦力の変化を考察する。

第3節では、波と流れの共存場における水粒子速度の実測結果をもとに、平均流の流速分布の変化について考察する。さらに前章で展開した共存場における底面乱流境界層理論と、波の重畳による平均底面摩擦力の変化特性から、共存場の流速分布を記述することを検討する。

波と流れの共存場の研究は、海浜流の発生理論や、海浜流等の存在する沿岸海域での漂砂現象を解明する上で重要であるが、こうした場では波と流れはある角度を持って交差するのが普通である。第4節では波と流れが斜交する場合の底面近傍の水理特性を議論し、特に波と流れを合成した時の水粒子速度の方向とせん断応力の方向の関係について考察する。さらに以上の結果を踏まえて、従来の海浜流理論における底面摩擦力の評価法の問題点を指摘するとともに、斜交場の掃流砂運動に関して簡単な考察を行う。

第2節 波動の重畳による平均底面摩擦力の変化

2.1 底面摩擦を考慮した波と流れの共存場の質量保存式、運動量保存式およびエネルギー保存式

波と流れの共存場における運動量およびエネルギーの授受の関係は Longuet-Higgins と Stewart^{2),3)}によって初めて数式的に表示された。その後、共存場の質量・運動量・エネルギーの保存関係は Whitham⁴⁾ Phillips⁵⁾らによって議論された。Phillips の展開は、これらの保存式を水底から水面まで境界条件を考慮して積分し、さらに時間平均を行うものであるが、その解析過程と結果の表示が明解であるため、共存場の問題を取扱う研究の多くが、彼の表示式を解析の基礎としている。しかし、Phillips の誘導は底面摩擦をはじめとする逸散項についてはほとんど考慮していない。

一方、Bretherton と Garrett⁶⁾は一様流上の線型波に対して wave action なる不変量の存在を示し、これによれば上述のエネルギー収支式によらずとも、流れの上の波の変化を記述できることを示した。また Hayes⁷⁾はより一般的な条件に対して wave action の概念の拡張を行った。Christoffersen⁸⁾は底面摩擦項を考慮して、wave action に基づく波高変化式を提案した。しかし底面摩擦の評価およびそれによる波と流れの変化について必ずしも明確でなく、実験的検証も全く行われていない。

ここでは底面摩擦項を考慮した運動量・エネルギーの収支式を導き、底面摩擦による波と流れの特性の変化を定式化する。

前述したように、底面摩擦等の逸散を含まない場合の波と流れの保存式はすでに Phillips により与えられており、海浜流の解析等に広く用いられる周知のものである。以下では摩擦項の導入に主眼を置いて共存場のエネルギー保存式を展開するが、既に Phillips によって展開された箇所は概述するにとどめる。

波がない時の平均水面に座標軸 x_α ($\alpha = 1, 2$) をとり、鉛直座標を鉛直上方に z とし時間を t とすると、連続式は次式となる。

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}^+) = 0 \quad (3.2.1)$$

ただし、 \mathbf{u}^+ は x_α ($\alpha = 1, 2$) 方向と z 方向の成分を持つ速度ベクトルである。

いま、流れに波による変動成分が重なった場合を考える。

$$u_\alpha^+ = U_\alpha + u_\alpha \quad (3.2.2)$$

ただし、 U_α 、 u_α はそれぞれ平均流の速度、波による変動流速成分である。本節は共存場の運動量・エネルギーの一次元解析を行うため、流れの流速の代表量として断面平均流速を、波の代表量として底面における水粒子速度振幅 \hat{u} をとることにする。なお、乱れによる変動流速成分 u'_α を加えるとより厳密となるが、乱れ運動は波・平均流とは独立な変動とし、波と流れとの間のエネルギー収支のみに注目するならば、結局は式 (3.2.2) を出発点とする取扱いと全く同じとなる。

式 (3.2.1) を底面 $z = -h$ から水面 $z = \eta$ まで積分し、時間平均を行うと、次のような波と流れの共存場での質量保存式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(h + \bar{\eta}) + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\hat{M}_\alpha + M_\alpha) = 0 \quad (3.2.3)$$

$$\text{ここに} \quad \hat{M}_\alpha = \rho U_\alpha (h + \bar{\eta}) \quad (3.2.4)$$

$$M_\alpha = \overline{\int_{-h}^{\eta} \rho u_\alpha dz} \quad (3.2.5)$$

で、 \hat{M}_α は平均流による mass flux を、 M_α は波による質量輸送量となる。

水平方向の運動量方程式として、粘性力 f_α を考慮した次式を考える。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_\alpha^+) + \frac{\partial}{\partial x_\beta} (\rho u_\alpha^+ u_\beta^+ + p \delta_{\alpha\beta}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_\alpha^+ w^+) = f_\alpha \quad (3.2.6)$$

ただし $\alpha, \beta = 1, 2$ (f_α については $\alpha = 1, 2, 3$)、 $\delta_{\alpha\beta}$ はクロネッカーのデルタ、 p は圧力である。(3.2.6) を、 $z = -h$ より $z = \eta$ まで鉛直方向に積分し、時間平均を行うと次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{M}_\alpha + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \{ \tilde{U}_\alpha \tilde{M}_\beta + S_{\alpha\beta} \} = T_\alpha + R_\alpha \quad (3.2.7)$$

ここに

$$\begin{aligned} \tilde{U}_\alpha &= \tilde{M}_\alpha / \rho(h + \bar{\eta}) = (\hat{M}_\alpha + M_\alpha) / \rho(h + \bar{\eta}) \\ &= U_\alpha + M_\alpha / \rho(h + \bar{\eta}) \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

で、式 (3.2.7) は定常流速 U_α と波による質量輸送速度 $M_\alpha / \rho(h + \bar{\eta})$ の和を仮想的に「定常流成分」と考えた時の運動量保存式であり、波の存在による過剰運動量流速 $S_{\alpha\beta}$ が現われることがわかる。 $S_{\alpha\beta}$ はいわゆる radiation stress で次式で表わされる。

$$S_{\alpha\beta} = \overline{\int_{-h}^{\eta} (\rho u_\alpha u_\beta + p \delta_{\alpha\beta}) dz} + \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\eta})^2 \delta_{\alpha\beta} - M_\alpha M_\beta / \rho(h + \bar{\eta}) \quad (3.2.9)$$

式(3.2.7)右辺の T_α は平均的な水面勾配に起因する単位面積当りの水平力, R_α は鉛直方向に積分した粘性力で, それぞれ次式のように表わされる。

$$T_\alpha = -\rho g (h + \bar{\eta}) d\bar{\eta}/dx_\alpha \quad (3.2.10)$$

$$\begin{aligned} R_\alpha &= \overline{\int_{-h}^{\eta} f_\alpha dz} \\ &= \overline{\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial \tau_{\beta\alpha}}{\partial x_\beta} dz} + \bar{\tau}_{\alpha, z=\eta} - \bar{\tau}_{\alpha, z=-h} \end{aligned} \quad (3.2.11)$$

式(3.2.11)の第1項は内部粘性および Reynolds 応力による項であり, 第2項第3項はそれぞれ水面および底面に作用する平均摩擦応力である。

式(3.2.6)の運動量保存式に, u_α^+ を乗じて水底から水面まで鉛直方向に積分を行うと次式が得られる。

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} \left(\frac{1}{2} \rho u_\alpha^{+2} + \rho g z \right) dz + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \int_{-h}^{\eta} u_\alpha^+ \left(\frac{1}{2} \rho u_\alpha^{+2} + \rho g z + p \right) dz \\ &= \int_{-h}^{\eta} f_\alpha u_\alpha^+ dz \end{aligned} \quad (3.2.12)$$

さらに式(3.2.12)を波の周期にわたって時間平均すると,

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \tilde{U}_\alpha \tilde{M}_\alpha + \frac{1}{2} \rho g (\bar{\eta}^2 - h^2) - \frac{\tilde{M}_\alpha^2}{2\rho(h + \bar{\eta})} + E \right\} + \\ &\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \tilde{M}_\alpha \left(\frac{1}{2} \tilde{U}_\beta^2 + g h \right) - \frac{1}{2} \tilde{U}_\alpha \frac{\tilde{M}_\beta^2}{\rho(h + \bar{\eta})} + U_\alpha E + F_\alpha + U_\beta S_{\alpha\beta} \right\} \\ &= \overline{\int_{-h}^{\eta} f_\alpha u_\alpha^+ dz} \end{aligned} \quad (3.2.13)$$

ただし, E は波の全エネルギー, F_α は波のエネルギーフラックスで, それぞれ次式で表わされる。

$$E = \frac{1}{2} \rho \overline{\int_{-h}^{\eta} (u_\alpha^2 + w^2) dz} + \frac{1}{2} \rho g \bar{\eta}^2 \quad (3.2.14)$$

$$F = \rho \overline{\int_{-h}^{\eta} u_\alpha \left\{ \frac{1}{2} u_\alpha^2 + g(z - \bar{\eta}) + \frac{p}{\rho} \right\} dz} \quad (3.2.15)$$

式(3.2.13)右辺に現われるエネルギー逸散項中の f_α の内容は, 式(3.2.11)に示したとおりである。本研究は底面摩擦の支配下における波と流れの流速分布の特性を議論しており, 以下では底面摩擦による逸散のみを取り上げることにする。実際, 室内実験の範囲では風による応力は考慮する必要がなく, 内部粘性による逸散も小さい。ただし, 波と流れの共存場においては, 流れ自身に乱れが含まれるため, 渦動粘性による減衰は必ずしも無視できないであろう。この渦動粘性の効果, すなわち乱れと波や流れの水粒子速度とのエネルギー授受の特性については現在のところ良くわかっていない。後述する実験による考察では, この効果を除去するために, 底面が滑面の場合の実験を行って, 粗面での結果からこれを差し引く

ことにより、底面摩擦の効果をより純粹に取り出そうとした。

エネルギー逸散が底面摩擦のみによるとすると、式 (3.2.13) の右辺は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \overline{\int_{-h}^{\eta} f_{\alpha} u_{\alpha}^{+} dz} &= \overline{\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial \tau_{\beta\alpha}}{\partial z} u_{\alpha}^{+} dz} \\ &= - \overline{\int_{-h}^{\eta} \tau_{\beta\alpha} \frac{\partial u_{\alpha}^{+}}{\partial z} dz} \end{aligned} \quad (3.2.16)$$

共存場における波動のエネルギー保存式は式 (3.2.13) から式 (3.2.7) に \tilde{U}_{α} を乗じたものおよび式 (3.2.3) に $(gh - \frac{1}{2} \tilde{U}_{\alpha}^2)$ を乗じたものを差し引くことにより、次式で得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ E + \frac{M_{\alpha}^2}{2\rho(h+\bar{\eta})} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left\{ U_{\alpha} E + F_{\alpha} - \frac{\tilde{U}_{\alpha} M_{\beta}^2}{2\rho(h+\bar{\eta})} \right\} + S_{\alpha\beta} \frac{\partial U_{\beta}}{\partial x_{\alpha}} \\ = \tilde{U}_{\alpha} \bar{\tau}_{\alpha, z=-h} - \overline{\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial \tau_{\beta\alpha}}{\partial z} u_{\alpha}^{+} dz} \end{aligned} \quad (3.2.17)$$

また全エネルギー保存式 (3.2.13) から上式を差し引くことにより、次式で表わされる流れに対するエネルギー保存式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \tilde{U}_{\alpha} \tilde{M}_{\alpha} + \frac{1}{2} \rho g (\bar{\eta}^2 - h^2) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left\{ \tilde{M}_{\alpha} \left(\frac{1}{2} \tilde{U}_{\beta}^2 + g\bar{\eta} \right) \right\} + U_{\beta} \frac{\partial S_{\alpha\beta}}{\partial x_{\alpha}} \\ = - \tilde{U}_{\alpha} \bar{\tau}_{\alpha, z=-h} \end{aligned} \quad (3.2.18)$$

以下では、波と流れの共存場における波高減衰・平均水位の空間変化について議論するが、式 (3.2.16) に示した底面逸散項のままでは以降の展開がきわめて煩雑となる。そこで Jonsson⁸⁾ や Brevik-Aas⁹⁾ の行った簡略な取扱いにならうことにする。まず式 (3.2.16) を次式で表現する。

$$\overline{\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial \tau_{\beta\alpha}}{\partial z} u_{\alpha}^{+} dz} \approx \overline{(\tau_{\beta\alpha} u_{\alpha}^{+})_{z=-h}} \quad (3.2.19)$$

さらに底面せん断応力 $\tau_{\beta\alpha}$ を摩擦係数 f_{cw} を用いて表わす。すなわち、

$$\tau_{\beta\alpha} = \frac{1}{2} \rho f_{cw} u_{\alpha}^{+} |u_{\alpha}^{+}| \quad (3.2.20)$$

本節の議論はすべて水粒子速度を水深方向に平均し、仮想的に一様流として取扱うことから、底面摩擦による逸散を一様流と結びつけるためには上記の仮定が必要である。したがって理論の精度は上記の仮定によって制約されることになる。

次に式 (3.2.13), (3.2.17), (3.2.18) のエネルギー保存式を以下の仮定に基づいて簡略化する。

- (1) 流体運動は2次元とし、波のエネルギー、流れの流速および平均水位は時間的には変化しない。
- (2) 流れの流速分布は深さ方向に一様である。
- (3) 波の振幅と水深の比は小さい。すなわち、 $a/h_0 \ll 1$ 。
- (4) 流れの空間的变化は小さい。 $\frac{1}{k\sqrt{gh_0}} \left| \frac{\partial U}{\partial x} \right| \ll 1$ 。

(5) 振幅・水深比について2次のオーダーまでを議論する。この仮定はエネルギー、radiation stressは微小振幅波による表現で十分であることを意味する。

式(3.2.20)の底面せん断応力の表示式を、流れの流速 U と波の底面での水粒子速度の振幅 \hat{u} を用いて書き直すと次式となる。

$$\tau = \frac{1}{2} \rho f_{cw} (U + \hat{u} \cos \sigma t) |U + \hat{u} \cos \sigma t| \quad (3.2.21)$$

ただし、流れの流速 U には波による質量輸送速度 $M_\alpha / \rho (h + \bar{\eta})$ を加えて \tilde{U} とした方が理論展開上は一貫するが、もともとこの質量輸送速度はオイラー流に定義されるために波の谷より上方のみに存在するものであることを考慮すると、底面せん断応力を式(3.2.21)で評価する上では流れの流速は \tilde{U} ではなく U として良いであろう。

次に上述したエネルギーの保存式を振幅・水深比 a/h_0 でオーダー比較する。ただし h_0 は水深 h の空間的平均値である。各諸量を無次元化すると以下ようになる。

$$E^* = \frac{E}{\rho g h_0^2} = O\left[\left(\frac{a}{h_0}\right)^2\right] \quad (3.2.22)$$

$$M^* = \frac{M}{\rho \sqrt{g h_0} h_0} = \frac{E}{\rho g h_0^2} \frac{\sqrt{k h_0}}{\sqrt{\tanh k (h_0 + \bar{\eta})}} = O\left[\left(\frac{a}{h_0}\right)^2\right] \quad (3.2.23)$$

$$S_{xx}^* = \frac{S_{xx}}{\rho g h_0^2} = \frac{E}{\rho g h_0^2} \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2}\right) = O\left[\left(\frac{a}{h_0}\right)^2\right] \quad (3.2.24)$$

$$\tilde{U}^* = \frac{U}{\sqrt{g h_0}} + \frac{M}{\rho (\bar{\eta} + h) \sqrt{g h_0}} = O(1) + O\left[\left(\frac{a}{h_0}\right)^2\right] \quad (3.2.25)$$

$$c_g^* = \frac{c_g}{\sqrt{g h_0}} = O(1), \quad \hat{u}^* = \frac{\hat{u}}{\sqrt{g h_0}} = O(1), \quad (3.2.26)$$

$$h^* = \frac{h}{h_0} = O(1), \quad \bar{\eta}^* = \frac{\bar{\eta}}{h_0} = O(1) \quad (3.2.27)$$

さらに(4)の仮定より、

$$(d\tilde{U}^*/dx^*) = O\left[\left(\frac{a}{h_0}\right)^2\right] \quad (3.2.28)$$

と置く。

質量保存式(3.2.3)は

$$\frac{d}{dx} [\tilde{U}(h + \bar{\eta})] = 0 \quad (3.2.29)$$

となり、これより

$$\frac{d}{dx^*} (h^* + \bar{\eta}^*) = -\frac{h^* + \bar{\eta}^*}{\tilde{U}^*} \left(\frac{d\tilde{U}^*}{dx^*}\right) = O\left[\left(\frac{a}{h_0}\right)^2\right] \quad (3.2.30)$$

であることがわかる。

以上の仮定の下に式 (3.2.17) の無次元化表示は次式となる。

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx^*} \left\{ E^*(U^* + c_g^*) - \frac{\tilde{U}^* M^{*2}}{2} \right\} + S_{xx}^* \frac{dU^*}{dx^*} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{f_{cw}}{(kh_0)} \left\{ \overline{|U^* + \hat{u}^* \cos \sigma t|^3} - \overline{U^*(U^* + \hat{u}^* \cos \sigma t)|U^* + \hat{u}^* \cos \sigma t|} \right\} \end{aligned} \quad (3.2.31)$$

上式で (a/h_0) について2次より高次の項を無視し、次元量にもどして表示すると次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \{ E(U + c_g) \} &= -\frac{1}{2} \rho f_{cw} \left\{ \overline{|U + \hat{u} \cos \sigma t|^3} \right. \\ &\quad \left. - \overline{U(U + \hat{u} \cos \sigma t)|U + \hat{u} \cos \sigma t|} \right\} \end{aligned} \quad (3.2.32)$$

一方、流れに対するエネルギー保存式 (3.2.18) の無次元式を $O[(a/h_0)^2]$ まで示すと次式となる。

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \left\{ \frac{1}{2} U^{*3} (h^* + \bar{\eta}^*) \right\} + \frac{3}{2} U^{*2} \frac{dM^*}{dx^*} + U^* h^* \frac{d\bar{\eta}^*}{dx^*} + U^* \frac{dS_{xx}^*}{dx^*} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{f_{cw}}{(kh_0)} \overline{U^*(U^* + \hat{u}^* \cos \sigma t)|U^* + \hat{u}^* \cos \sigma t|} \end{aligned} \quad (3.2.33)$$

上式を次元量で表わすと次式となる。

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \left\{ \frac{\rho}{2} U^3 (h + \bar{\eta}) \right\} + \frac{3}{2} U^2 \frac{dM}{dx} + \rho g h U \frac{d\bar{\eta}}{dx} + U \frac{dS_{xx}}{dx} \\ &= -\frac{1}{2} \rho f_{cw} \overline{U(U + \hat{u} \cos \sigma t)|U + \hat{u} \cos \sigma t|} \end{aligned} \quad (3.2.34)$$

上式左辺第2項、第4項は流れに重畳した波が波高変化することにより生じる項で、従来の開水路定常流のエネルギー方程式には見られないものである。

最後に運動量保存式 (3.2.7) の $O[(a/h_0)^2]$ まで考慮した式を次元量で示すと次式となる。

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \left\{ \rho (h + \bar{\eta}) U^2 + 2UM + S_{xx} \right\} = -\rho g (h + \bar{\eta}) \frac{d(h + \bar{\eta})}{dx} \\ & \quad - \frac{1}{2} \rho f_{cw} \overline{U(U + \hat{u} \cos \sigma t)|U + \hat{u} \cos \sigma t|} \end{aligned} \quad (3.2.35)$$

式 (3.2.32) の右辺は波の成分に対するエネルギー逸散を示すが、以下では流れがない時の波のエネルギー逸散との比について検討する。すなわち、

$$\begin{aligned} & \frac{f_{cw} \left(\overline{|U + \hat{u} \cos \sigma t|^3} - \overline{U(U + \hat{u} \cos \sigma t)|U + \hat{u} \cos \sigma t|} \right)}{f_w \overline{|\hat{u} \cos \sigma t|^3}} \\ &= \frac{f_{cw}}{f_w} \frac{(E_w)'_{cw}}{(E_w)'_w} = \frac{(E_w)_{cw}}{(E_w)_w} \end{aligned} \quad (3.2.36)$$

と置くと、 f_{cw} についてはすでに第2章第2節で議論し、その結果は図-2.2.8に示すとおりであるから、 $(E_w)'_{cw}/(E_w)'_w$ について計算すれば良い。この値は $\hat{u} \geq |U|$ と $\hat{u} \leq |U|$ の場合に分けられ、 $\hat{u} \geq |U|$ の場合には以下ようになる。

$$\frac{(E_w)'_{cw}}{(E_w)'_w} = \frac{3\pi}{4} \left\{ \left(\frac{\sin 3\sigma t^*}{6\pi} + \frac{3\sin \sigma t^*}{2\pi} \right) + \left(\frac{U}{\hat{u}} \right) \left(\frac{\sin 2\sigma t^*}{\pi} + 4\frac{t^*}{T} - 1 \right) + \left(\frac{U}{\hat{u}} \right)^2 \frac{2\sin \sigma t^*}{\pi} \right\} \quad (3.2.37)$$

ただし t^* は波と流れの合速度が0となる時間で次式で与えられる。

$$t^* = \cos^{-1}(-U/\hat{u})/\sigma \quad (3.2.38)$$

$\hat{u} \leq |U|$ の場合には簡単に次式となる。

$$\frac{(E_w)'_{cw}}{(E_w)'_w} = \frac{3\pi}{4} \left(\frac{U}{\hat{u}} \right) \quad (3.2.39)$$

図-3.2.1は以上の結果を横軸に $|U|/\hat{u}$ をとって示したものである。

一方、流れの成分に対するエネルギー逸散は式(3.2.34)右辺に示すとおりであるが、同じ流速を持つ流れのみの場のエネルギー逸散との比について同様な検討を行う。すなわち、

$$\begin{aligned} & \frac{f_{cw} U(U + \hat{u} \cos \sigma t) |U + \hat{u} \cos \sigma t|}{f_c U^3} \\ &= \frac{f_{cw}}{f_c} \frac{(E_c)'_{cw}}{(E_c)'_c} = \frac{(E_c)'_{cw}}{(E_c)'_c} \end{aligned} \quad (3.2.40)$$

この場合も $(E_c)'_{cw}/(E_c)'_c$ は $\hat{u} \geq |U|$ と $\hat{u} \leq |U|$ の場合で分けられ、それぞれ次式となる。

$\hat{u} \geq |U|$ の場合：

$$\frac{(E_c)'_{cw}}{(E_c)'_c} = \left(2\frac{t^*}{T} + \frac{\sin 2\sigma t^*}{2\pi} - \frac{1}{2} \right) \left(\frac{\hat{u}}{U} \right)^2 + \frac{4\sin \sigma t^*}{\pi} \left(\frac{\hat{u}}{U} \right) + \left(4\frac{t^*}{T} - 1 \right) \quad (3.2.41)$$

$\hat{u} \leq |U|$ の場合：

$$\frac{(E_c)'_{cw}}{(E_c)'_c} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{u}}{U} \right)^2 \quad (3.2.42)$$

ただし、本実験における波と流れの共存場では、ポンプの駆動力を一定とすると、波の重量によって流れの流速が減少するので、式(3.2.40)の左辺の分子の流れの流速を U_{mod} として分母の U と区別する必要がある。すなわち、正確には式(3.2.40)の左辺は次式と改めねばならない。

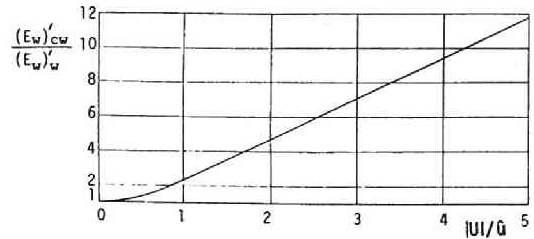


図-3.2.1 共存場と波のみの場におけるエネルギー逸散量の比 $(E_w)'_{cw}/(E_w)'_w$

$$\frac{f_{cw} U_{mod} (U_{mod} + \hat{u} \cos \sigma t) |U_{mod} + \hat{u} \cos \sigma t|}{f_c U^3} \quad (3.2.40')$$

この結果、式(3.2.41)、(3.2.42)はそれぞれ次式のように修正される。

$|U| \leq \hat{u}$ の場合

$$\begin{aligned} \frac{(E_c)_{cw}'}{(E_c)_c'} &= \left(2 \frac{t^*}{T} + \frac{\sin 2\sigma t^*}{2\pi} - \frac{1}{2} \right) \left(\frac{\hat{u}}{U} \right)^2 \left(\frac{U_{mod}}{U} \right) + \frac{4 \sin \sigma t^*}{\pi} \left(\frac{\hat{u}}{U} \right) \left(\frac{U_{mod}}{U} \right)^2 \\ &\quad + \left(4 \frac{t^*}{T} - 1 \right) \left(\frac{U_{mod}}{U} \right)^3 \end{aligned} \quad (3.2.41')$$

$|U| \geq \hat{u}$ の場合

$$\frac{(E_c)_{cw}'}{(E_c)_c'} = \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{u}}{U} \right)^2 \right\} \left(\frac{U_{mod}}{U} \right)^3 \quad (3.2.42')$$

ここで U_{mod} は共存場の流速分布の特性から求めることができ、3.1で U_{mod} の算出法を提示するが、当面の間は $U_{mod} = U$ として議論を進めることにする。

図-3.2.2は $(E_c)_{cw}' / (E_c)_c'$ の値を示したものであるが、横軸は $\hat{u} / |U|$ で図-3.2.1の横軸と異なることに注意する必要がある。流れに波が重なると、流れに対するエネルギー逸散は流れのみの場合より大きくなり、波の構成比の増加とともにその比は大きくなるのがわかる。

共存場における波と流れの成分に対するエネルギー逸散の比は、摩擦係数 f_{cw} が両者に共通であるために、単に $(E_w)_{cw}'$ と $(E_c)_{cw}'$ の比となる。図-3.2.3は波と流れの構成比 $\hat{u} / (\hat{u} + |U|)$ を横軸にとり、 $(E_w)_{cw}' / [(E_w)_{cw}' + (E_c)_{cw}']$ の値を示したものである。図から $\hat{u} / (\hat{u} + |U|) = 0.5$ 、すなわち $\hat{u} = |U|$ の場合の $(E_w)_{cw}' / [(E_w)_{cw}' + (E_c)_{cw}']$ の値は0.4となり、共存場での流れのエネルギー逸散は波のその1.5倍であることがわかる。

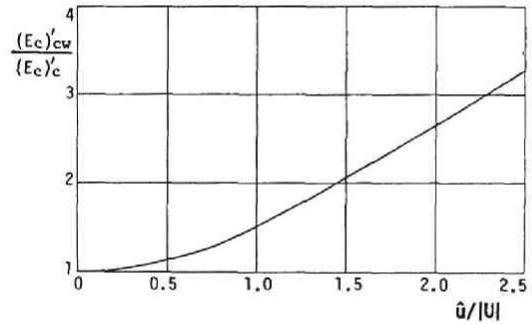


図-3.2.2 共存場と流れのみの場におけるエネルギー逸散量の比 $(E_c)_{cw}' / (E_c)_c'$

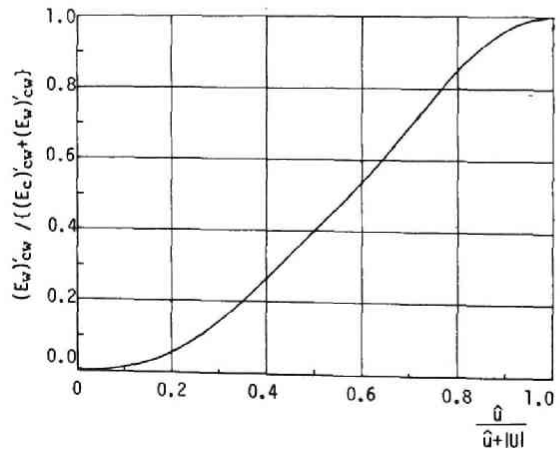


図-3.2.3 共存場における波と流れのエネルギー逸散 $(E_w)_{cw}'$ 、 $(E_c)_{cw}'$ の構成比

2.2 波の重畳による平均水面の変化

(a) 実験装置・実験方法

実験は図-2.4.1に示した水槽を用いて行った。波高と平均水位の空間的変化を測定するために、造波板より4mの位置より2.5m間隔で6本の容量式波高計を設置した。限られた長さの水槽で大きなエネルギー減衰を得るために、断面が12mm×12mmの亚克力製角柱を100mmの間隔で貼り付けた人工粗度を、底面に16mの範囲にわたって設置した。このように比較的寸法の大きい粗度を用いたため、粗度に対して抗力のみならず慣性力が作用することが考えられるが、試算の結果、本実験における波と流れの条件下では、最も大きい場合でも慣性力は抗力の20%に満たないことがわかった。

流れの流速測定は、直径25mmのプロペラ式流速計を用いて造波機より10mの地点で行い、鉛直方向に約10点の測点をとって、これらの測定値から断面平均流速を算出した。水深は全実験ケースを通じて30cmと一定である。流れに波が重なった時の水粒子速度の測定は行っていない。

実験は上記の粗度板を設置した場合と設置しない滑面の場合の2種類を行った。これは滑面の場合のエネルギー逸散から、水槽側面の摩擦効果と内部粘性の効果を評価し、これを粗面のエネルギー逸散の結果から差し引くことにより、底面粗度のみの効果を取り出そうと考えたからである。実験は波と流れの共存場における波高減衰と平均水面勾配の測定に加えて、波のみの場合の波高減衰および流れのみの場合の平均水面勾配の測定も併せて行った。実験条件を表-3.2.1に示す。なお実験に際しては波の反射が生じないように、水槽他端に設置した消波工・消波材の材質・配置を工夫するとともに、水槽側壁の汚れが波高減衰の原因となること¹¹⁾を考慮して、実験開始前には入念な清掃を行った。

(b) 波高減衰に関する実験結果

図-3.2.4は粗面上の波高減衰に関する実験結果の1例を示したものである。図から波

と流れの共存場においても波動場と同様に、波高減衰は指数関数でほぼ記述できることがわかる。また逆流上での波高減衰が最も大きく、波のみ、順流との共存場の順で小さくなることがわかる。これは式(3.2.32)に示したように、波のエネルギー輸送速度は波の群速度と流れの流速の和であるから、逆流中においては同じ伝播距離に対して波高減衰が大きくなるためである。これらの片対数紙上にプロットされたデ

表-3.2.1(a) 実験条件(粗面)

	U (cm/sec)	T (sec)	H (cm)
wave only	0.00	1.00~3.47	3.9~10.7
wave + following current	16.47	1.29~2.27	3.9~6.0
	29.38	1.14~2.27	2.9~6.7
wave + opposing current	-11.00	1.29~2.60	4.0~9.4
	-16.47	1.30~2.58	4.4~7.6
	-29.38	1.45~2.49	4.9~6.2

表-3.2.1(b) 実験条件(滑面)

	U (cm/sec)	T (sec)	H (cm)
wave only	0.00	1.02~2.61	4.6~8.1
wave + following current	5.65	1.02~2.53	4.7~8.6
	20.49	1.03~2.64	5.5~10.5
	31.88	1.03~2.33	2.3~8.0
wave + opposing current	-7.78	1.03~2.60	3.7~9.4
	-21.33	0.93~3.00	4.6~11.0
	-31.88	1.20~2.52	5.3~7.9

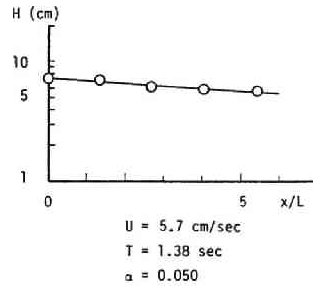
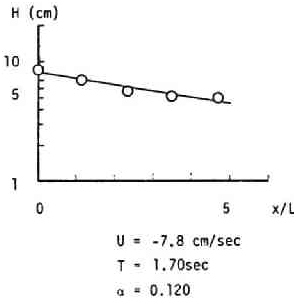
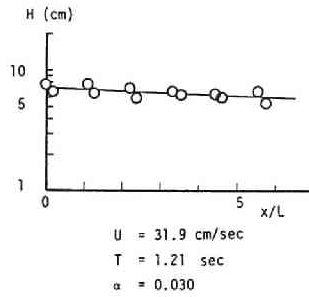
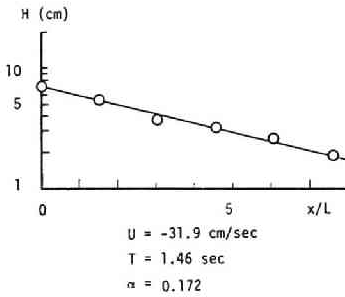
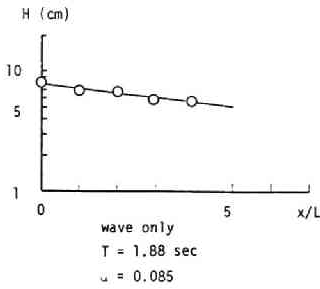


図-3.2.4 波高減衰に関する実験結果の1例

となり、 α は次式で表わされる。

$$\alpha = \frac{2\pi f_{cw}}{\sinh 2k(h + \bar{\eta})} \frac{|U|}{U + c_g} \quad (3.2.44)$$

図-3.2.6は上式による波高減衰率の理論値 α_{th} と、 $|U| \geq \hat{u}$ となる場合の実験値 α_{exp} を比較したものである。ただし α_{exp} の値は粗面での波高減衰率から、同じ実験条件における滑面でのそれを差し引いたものである。これによって実験結果から側壁および内部粘性の効果の除外を期待した。しかし、粗面を敷設したときの滑面の作用は、底面が滑面の場合の滑面の作用とは異なるため、このような単純な方法では上記の効果をも必ずしも正確には除去することはできない。図から実験値の α は理論値のそのほぼ2倍程度の大きさとなっていることがわかるが、この相違はむしろ理論の算定法の精度が低いことにより多くの原

因から、最小二乗法により、波高減衰率 α を算出した。以下では、波と流れの特性量と α の関係について議論する。

図-3.2.5は $\beta L \alpha$ と水深・波長比の関係を示したものである。ただし β は $\beta = \sqrt{\sigma/2\nu}$ で定義され、境界層厚のスケールの逆数に相当するものであり、 L は波長である。図から順流・波のみ・逆流の順で α は大きくなり、また波に対する流れの流速が大きくなるほど逆流では α が大きく、順流では α が小さくなる傾向が認められる。

一方、式(3.2.32)から波高変化は理論的に計算することができる。特に $|U| \geq \hat{u}$ の場合には波高変化が指数関数で表わされ、 α の理論値は簡単に求められる。この場合には式(3.2.32)は、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \{ E(U + c_g) \} \\ & = -\frac{1}{2} \rho f_{cw} U \hat{u}^2 \end{aligned} \quad (3.2.43)$$

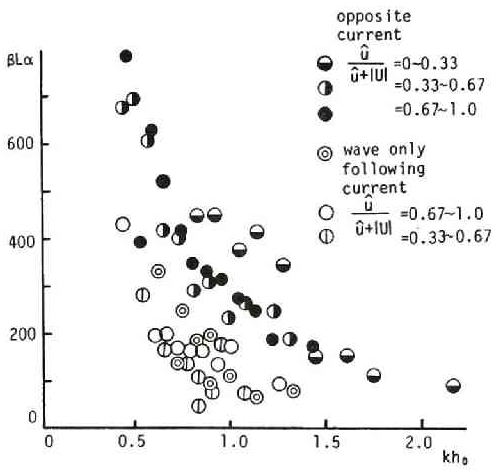


図-3.2.5 波高減衰率 α に関する実験結果

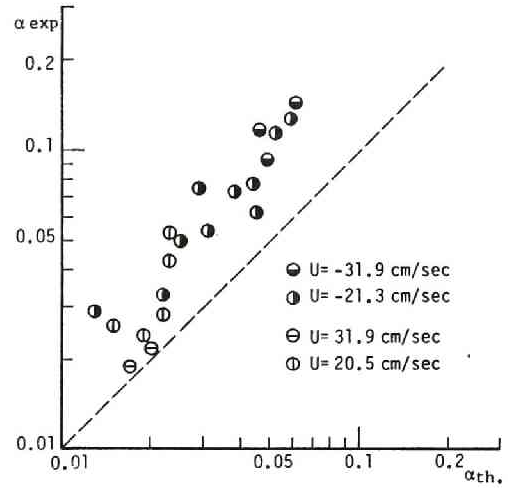


図-3.2.6 波高減衰率 α に関する実験値と理論値の比較

因があると考えられる。すなわち、底面摩擦による逸散を摩擦係数で表現するために式(3.2.19)の仮定を導入したこと、また第2章第4節に示したように、底面摩擦力を非線型性を考慮して評価すると、線型の方程式から推算された値より相当大きくなること等が相違の原因として挙げられる。

(c) 平均水面勾配に関する実験結果

本実験水槽は水平勾配で、せき等の流量調整構造物は設置されていない。まず、本水槽内で発生する流れの水面形について明らかにする必要がある。図-3.2.7は、2.2(a)で述べた粗面上に、循環流を発生させた場合の水面位置をポイントゲージで測定した結果である。図から $x=5$ mの地点の水面を基準とした水面高さ Δh は、ほぼ直線的に変化することがわかる。実測の水面勾配から Manning の粗度係数 n を逆算

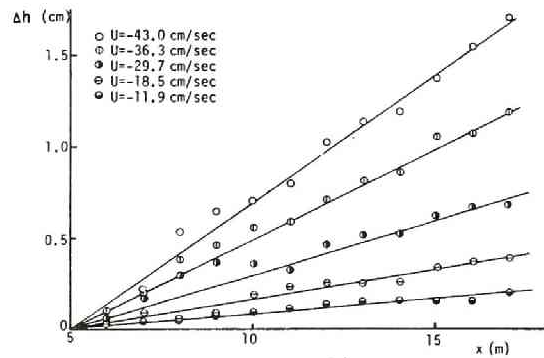


図-3.2.7 流れのみの場合の水面変化

するとすべての場合に n は $0.01 (\text{m}^{-1/3} \cdot \text{sec})$ より小さい値となった。これは後で示す流れのみの鉛直方向の流速分布が、水面に近づくと減少し、逆「く」の字型の分布をすることとあわせて考えると、水槽幅・水深比が十分大きくないために流れの2次元性が良くないことに起因すると考えられる。水槽端近くでは流れに噴き出し・吸込みの影響が見られることを含めて、流れの状態は必ずしも厳密な議論ができるような理想的なものではない。

図-3.2.7 から流れのみの場合の水面変化はすべての実験ケースに対して、ほぼ直線的に変化することがわかったので、これらのデータに対して最小2乗法により一本の直線をあてはめて水面勾配 dh/dx を

計算し、流れの流速との関係を示したものが、
図-3.2.8である。

さて、波の流れに重ねた場合の平均水面の
変化に関する実験結果の1例を図-3.2.9に
示す。図から波が重なると順流・逆流を問わ
ず、流れのみの場合よりも大きな平均水面勾
配となることがわかる。またこの場合でも平
均水面の変化は直線で表わしうることがわか
る。そこで実測データから最小2乗法により

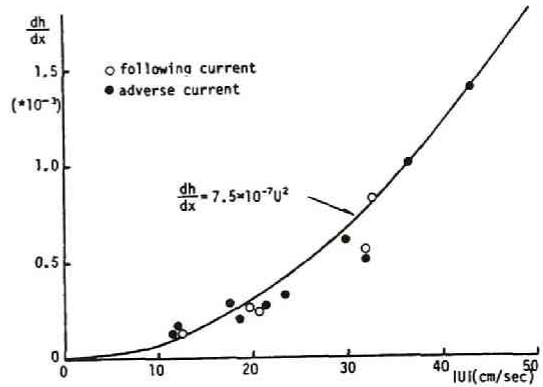


図-3.2.8 水面勾配 dh/dx と流れの流速 U との関係

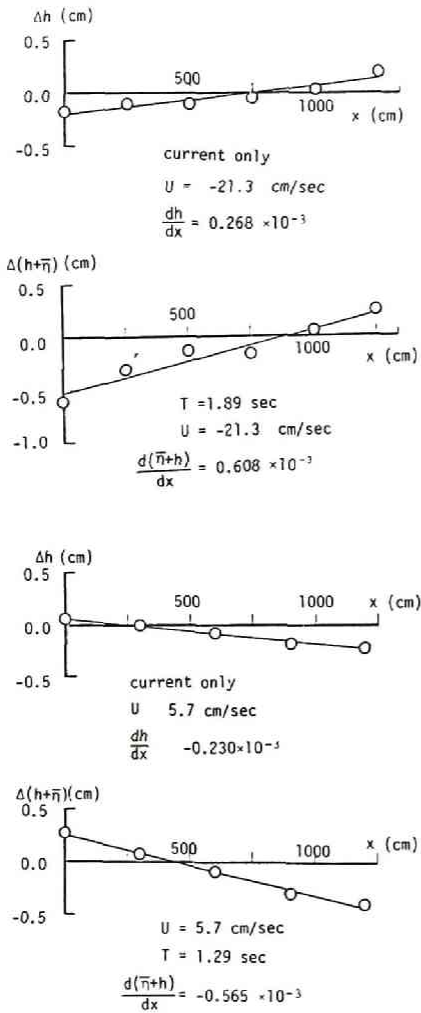


図-3.2.9 平均水面勾配の実験
結果の1例

平均水面勾配 $d(h+\bar{\eta})/dx$ を求め、これより流れの
みの水面勾配 dh/dx を差し引いた $d\bar{\eta}/dx$ について
その特性を議論する。

図-3.2.10は流れの流速 U が同じ実験ケースでの
 $d\bar{\eta}/dx$ の実験値を、横軸に波と流れの構成比 $\frac{\hat{u}}{\hat{u}+|U|}$
をとって示したものである。ただし前述したように流れ
に波が重畳すると流れの流速は減少するが、ここで
はこれを考慮していない。図から波の構成比が大きくな
るとともに、すなわち $\frac{\hat{u}}{\hat{u}+|U|}$ の増加とともに、
 $d\bar{\eta}/dx$ の値は大きくなることがわかる。しかしこれ
らの結果を一括して同じ図中にプロットすると、 $d\bar{\eta}/dx$
は $\frac{\hat{u}}{\hat{u}+|U|}$ だけでは整理できない。この理
由は流れに対するエネルギー保存式(3.2.34)からわ
かるように、水面勾配 $d\bar{\eta}/dx$ は、底面摩擦のみなら
ず、速度水頭の勾配、radiation stressの勾配および
波による質量輸送フラックスの勾配とつり合うため
である。したがって共存場における底面摩擦によるエ
ネルギー逸散を評価するためには、式(3.2.34)の左辺
全体の和によるのが妥当である。ここで dM/dx 、
 dS_{xx}/dx は次式で表わすことができる。

$$\frac{dM}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{E}{c} \right) = \frac{\rho g}{4c} H \frac{dH}{dx} \quad (3.2.45)$$

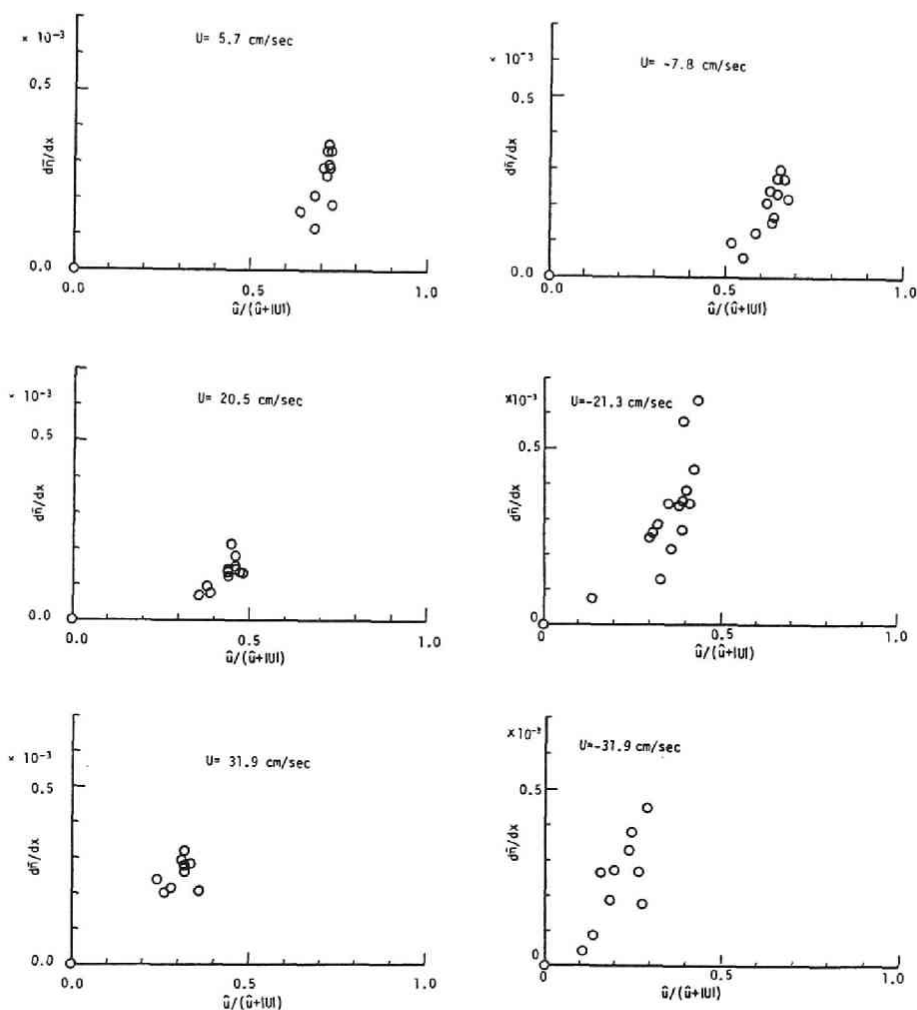


図-3.2.10 波の重畳による平均水面勾配の変化に関する実験結果

$$\begin{aligned}
 \frac{dS_{xx}}{dx} &= \frac{d}{dx} \left\{ E \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \right\} \\
 &= \frac{\rho g}{4} \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) H \frac{dH}{dx}
 \end{aligned} \tag{3.2.46}$$

波高変化はほぼ指数関数で表わされることは、3.2(b)で示したとおりであるから、 dM/dx 、 dS_{xx}/dx は結局波高減衰率 α を含んだ表示式となる。すなわち、流れのエネルギー収支に、波高変化が結果として関与することになる。本実験条件では、式(3.2.34)の左辺第1項、第2項は他の項と比較して小さく、無視して良いことがわかった。

以上より共存場における流れに対するエネルギー逸散 $(E_c)_{cw}$ を、実験結果を用いて式(3.2.34)の左辺で計算し、流れのみの場のエネルギー逸散 $(E_c)_c$ との比で示したものが図-3.2.11である。ここで

$(E_c)_{cw}$ は流れのみの水面勾配の実験値から算出される。図-3.2.10では流れの流速ごとに $d\bar{\eta}/dx$ の値が変化し、実験値を一枚の図上に整理することができなかつたが、この図のようにエネルギー逸散で表示すると、実験値は \hat{u}/U で良く整理できることがわかる。流れに対する波の水粒子速度の構成比が大きくなると、時間平均した底面摩擦によるエネルギー逸散は大きくなり、縦軸の値は増加する。

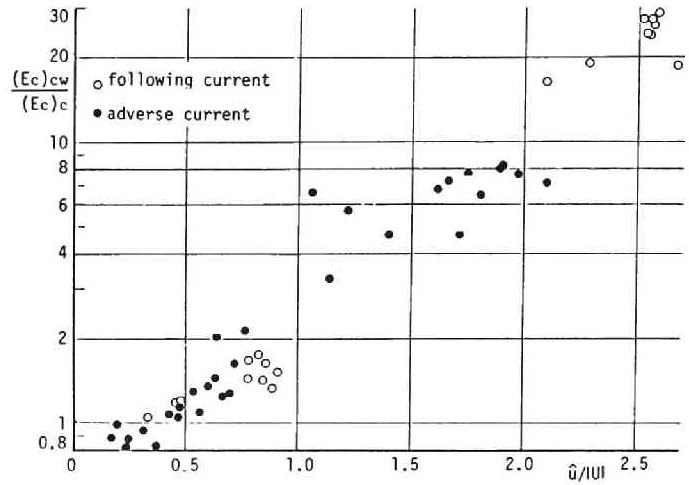


図-3.2.11 共存場における流れ成分のエネルギー減衰 $(E_c)_{cw}$ と流れのみの場のエネルギー減衰 $(E_c)_c$ の比

結果に流れの向きによる差異は見られないが、仮に radiation stress による項 $U \partial S_{xx} / \partial x$ を考慮しないと順流ではこの項が負、逆流では正となるため、順流と逆流とで結果に相違が生じる。 $\hat{u}/|U|$ の増加とともに $(E_c)_{cw}/(E_c)_c$ の値が増加するのは、2.1で示したように底面摩擦の定常成分の波による寄与項が大きくなるためである。ただし $\hat{u}/|U|$ が大きい場合の実測結果は、小さな流速の流れを用いたケースに対応し、図-3.2.7に示したようにこの時の dh/dx はきわめて小さいために、結果の精度がいくぶん悪くなることに注意する必要がある。

式(3.2.40)で計算される $(E_c)_{cw}/(E_c)_c$ の計算値と実験値の比較は、波による流れの流速変化の議論とともに3.1.で述べることにする。

第3節 共存場における平均流の流速分布

3.1 実験結果

流れに波が重なると、流れのみの場合と比較してその特性がどのように変化するかを、実測結果から以下に説明する。図-3.3.1, 図-3.3.2はそれぞれ著者, Bakker-van Doorn¹³⁾による実測結果の一例を示したものであり、これ以外の実験結果は後述する図-3.3.11, 図-3.3.12で示す。図中の破線・一点鎖線で示した直線は、実験値の傾向から描いたものである。これらの実験における波および流れの条件は Kemp-Simons¹⁴⁾の実験条件とともに既にそれぞれ表-2.3.1, 表-2.4.2, 表-2.4.3に示した。実験結果の特性を表示するためには、いくつかの物理量を導入する必要がある。図-3.3.3はその定義を示したものである。まず流れのみの流速分布は Bakker らの $z \geq 10$ cmの領域, 著者らの z の大きな一部の領域を除いて、ほぼ対数分布となるようである。対数紙上のこの傾きを I_c と定義する。摩擦速度 u_c^* とは明らかに

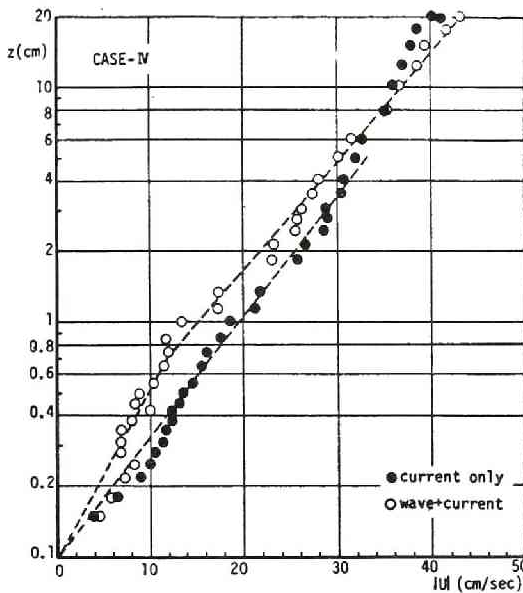


図-3.3.1 平均流速の測定結果の1例

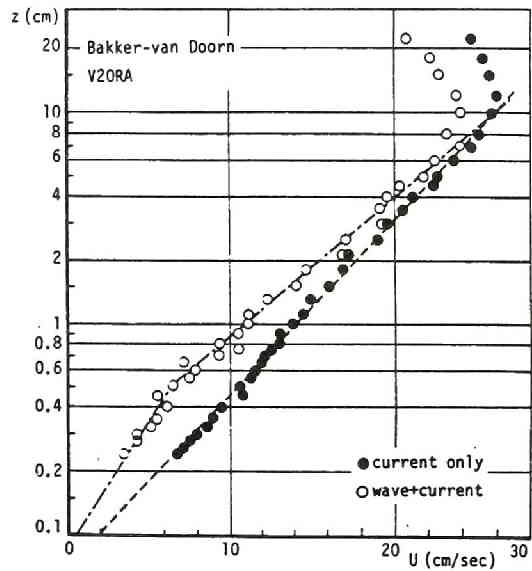


図-3.3.2 Bakker-van Doorn¹³⁾による平均流速の測定結果

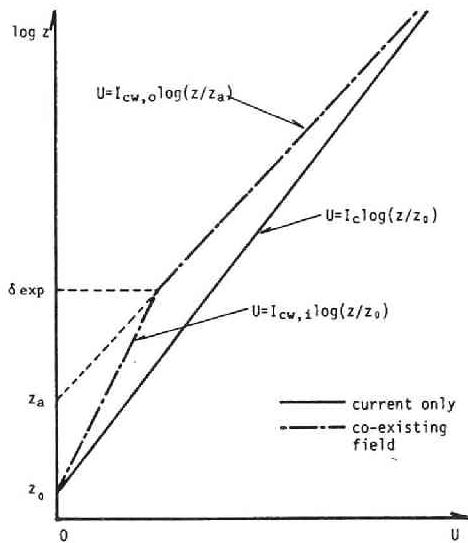


図-3.3.3 流れの流速分布を記述する特性量の説明図

$I_c = u_c^*/k$ の関係となる。一方、共存場における平均流は、すべてのケースで流れのみの場合より流速が減少している。しかし CASE-IV の $z \geq 10$ cm の領域では共存場の流速値が流れのみのそれよりわずかに大きくなっている。また、平均流の流速分布の勾配は底面近くで流れのみの場合の勾配 I_c より小さく、上方では I_c より大きくなる。すなわち、共存場における平均流の勾配は二本の傾きの異なる直線で表現することができる。いま下方の流速勾配を $I_{cw,i}$ 、上方のそれを $I_{cw,o}$ とし、それらの屈曲点を δ_{exp} と定義する。第2章第2節で展開した理論では、波動境界層内 $z \leq \delta_w$ の平均流の流速勾配は式(2.2.8)、境界層外 $z > \delta_w$ では式(2.2.10)で表わされるとした。これより $I_{cw,i}$ および $I_{cw,o}$ は、第2章の理論における流れのみおよび共存場の摩擦速度 u_c^* 、 u_{cw}^* と次のように対応する。

$$I_{cw,i} = \frac{u_c^{*2}}{\kappa u_{cw}^*}, \quad I_{cw,o} = \frac{u_c^*}{\kappa} \quad (3.3.1)$$

しかし、ここで示した実験結果は $I_{cw,o} \neq I_c$ であり、Grant-Madsen の理論はこの点を説明していない。次に $z \geq \delta_{exp}$ の流速勾配を延長し、 $|U| = 0$ となる z 切片 z_a を求めると、これは波が重畳したことによる仮想的な粗度高さを意味する。

表一 3.3.1 流速分布に関する実験結果の整理

	Author								Bakker-van Doorn ¹³⁾				Kemp-Simons ¹⁴⁾				
	CASE-1		CASE-2		CASE-3		CASE-4		V10RA		V20RA		CR	WCR1	WCR3	WCR4	WCR5
	C	CW	C	CW	C	CW	C	CW	C	CW	C	CW					
\bar{U} (cm/sec)	-18.6	-17.4	-31.6	-25.9	-42.3	-36.7	-34.9	-36.0	11.4	8.5	23.6	20.8	18.5	18.5	18.5	18.5	18.5
\bar{D} (cm/sec)		17.9		16.5		12.9		17.6		25.7		24.3	0	7.3	10.1	12.9	14.9
\hat{u}/\bar{U}	0.96		0.52		0.30		0.50		2.25		1.03		—	0.39	0.55	0.70	0.81
z_a (cm)	0.143		0.108		0.108		0.101		0.066	0.280	0.070	0.080					
δ_{exp} (cm)		0.86		0.46		—		0.81		1.15		0.50					
I_c	4.23		6.91		9.70		8.50		2.47		5.24						
$I_{cw,i}$		2.24		3.55		8.35		6.11		1.99		3.67					
$I_{cw,o}$		5.82		7.37		—		9.41		4.19		6.46					
z_a (cm)		0.43		0.23		—		0.22		0.572		0.182	0.835	1.25	1.29	1.67	1.86
z_a/z_0	3.01		1.61		—		2.18		8.67		2.60		—	1.50	1.55	2.00	2.23
$I_{cw,o}/I_{cw,i}$	2.60		2.08		—		1.54		2.10		1.76						
δ_{exp}/z_0	6.01		4.26		—		8.02		17.42		7.14						

以上のように波が重畳したことによる平均流の特性の変化は $I_{cw,i}$, $I_{cw,o}$, δ_{exp} および z_a で表現することができる。実験結果から上記の諸量を読みとって表一 3.3.1 に整理した。ただし CASE-3 の結果には明確な変曲点が見出せないで、これらの値を求めることができなかつた。また $z < \delta_{exp}$ の流速勾配を延長した時の z 切片 z'_0 は、著者の実験結果では流れのみの場合の流速 0 の点 z_0 とほぼ等しいが、Bakker らの実験では特に V10RA において z'_0 が z_0 より大きな値となっている。以下の考察では特に断わらない限り z'_0 は z_0 に等しいとして取扱う。

図一 3.3.4 は δ_{exp} と z_0 の比を横軸に $\hat{u}/|U|$ をとって示したものである。 δ_{exp}/z_0 は波の水粒子速度の構成比が大きくなるほど増加する傾向にある。図一 3.3.5 は z_a/z_0 について同様に $\hat{u}/|U|$ を横軸にとり示したものである。図中には Kemp-Simons の結果も併せて示した。これらの結果から z_a/z_0 と $\hat{u}/|U|$ の関係を見出すと次式のようなものである。

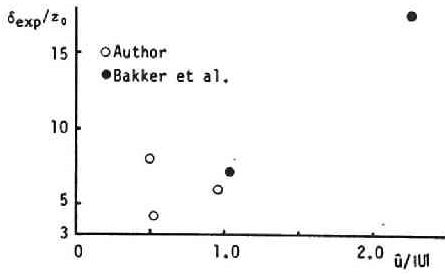


図-3.3.4 δ_{exp}/z_0 と $\hat{u}/|U|$ の関係

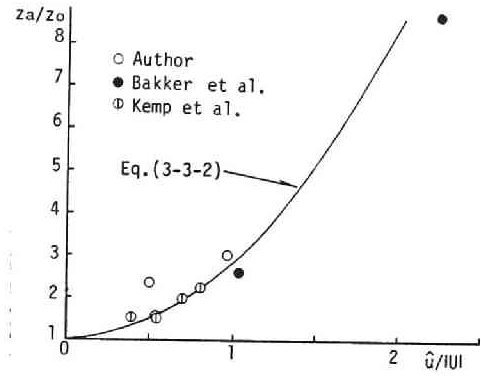


図-3.3.5 z_a/z_0 と $\hat{u}/|U|$ の関係

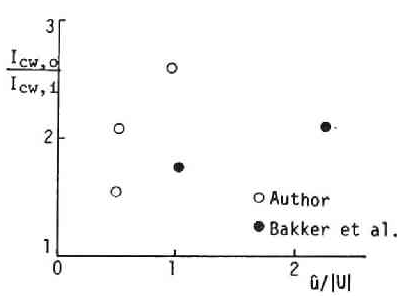


図-3.3.6 $I_{cw,o}/I_{cw,i}$ と $\hat{u}/|U|$ の関係

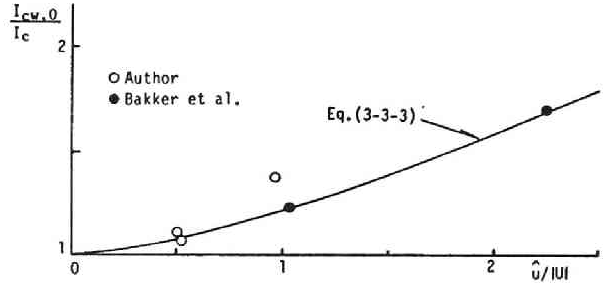


図-3.3.7 $I_{cw,o}/I_c$ と $\hat{u}/|U|$ の関係

$$\frac{z_a}{z_0} = 1 + 1.85 (\hat{u}/|U|)^2 \quad (3.3.2)$$

図-3.3.6は $I_{cw,o}$ と $I_{cw,i}$ の比を、図-3.3.7は $I_{cw,o}$ と I_c の比を示したものである。Grantらの理論では $I_{cw,o}/I_c$ の値は常に1であるが、図からこの値は $\hat{u}/|U|$ とともに増加することがわかる。図-3.3.7には結果を最も良く表わすものとして次式で表わされる曲線を記入した。

$$I_{cw,o}/I_c = 1 + 0.22 (\hat{u}/|U|)^{1.4} \quad (3.3.3)$$

波が重疊した時の流れの断面平均流速 \bar{U}_{mod} と、流れのみの場合の断面平均流速 \bar{U} の比は、 $z < \delta_{exp}$ の流速分布を微小として省略すると次式で計算される。

$$\frac{\bar{U}_{mod}}{\bar{U}} \approx \frac{I_{cw,o}}{I_c} \frac{\ln(\frac{h}{z_a}) - 1}{\ln(\frac{h}{z_0}) - 1} = \frac{I_{cw,o}}{I_c} \left\{ 1 - \frac{\ln(z_a/z_0)}{\ln(h/z_0) - 1} \right\} \quad (3.3.4)$$

上式に式(3.3.2), (3.3.3)を代入すれば, \bar{U}_{mod}/\bar{U} は h/z_0 と $\hat{u}/|U|$ を与えれば計算することができる。すなわち,

$$\frac{\bar{U}_{mod}}{\bar{U}} = \left\{ 1 + 0.22 \left(\frac{\hat{u}}{\bar{U}} \right)^{1.4} \right\} \left\{ 1 - \frac{\ln(1 + 1.85 \left(\frac{\hat{u}}{\bar{U}} \right)^2)}{\ln(h/z_0) - 1} \right\} \quad (3.3.5)$$

しかしながら, 著者および Bakker らの実験結果には図-3.3.1, 図-3.3.2に見られるように水槽側面の効果によって流速の最大点が水面より下方に位置するために, 水面に近づくにつれて対数分布からのずれが著しくなる。したがって流速

勾配が全水深にわたって対数分布

をなすと仮定した式(3.3.5)は,

水槽幅・水深比の小さい実験結果

に適用することができない。図-

3.3.8は \bar{U}_{mod}/\bar{U} の計算値を示

したもので, 図から式(3.3.5)は

実験結果を説明せず, $I_{cw,o}/I_c$

を考慮せずに式(3.3.5)の係数を

変化させた次式が, 今回の実験値

$$\frac{\bar{U}_{mod}}{\bar{U}} = 1 - \frac{\ln(1 + 0.9 \left(\frac{\hat{u}}{\bar{U}} \right)^2)}{\ln(h/z_0) - 1} \quad (3.3.6)$$

とかなり良い一致を見ることがわかった。

上式で計算される \bar{U}_{mod} を式(3.2.40)~(3.2.42)に代入し, 平均流に対するエネルギー逸散の比 $(E_c)_{cw}/(E_c)_c$ を計算し, 図-3.2.11に示した実験値と比較したのが図-3.3.9である。摩擦係数 f_{cw}, f_c の

計算にあたっては, 実験ケースの平均的な値から, $\ln(h/z_0) = 4$, $\hat{u}/\sigma z_0 = 10$ として計算を行った。

$\hat{u}/|U|$ が1.0程度より小さい場合

には理論値は実験値より大きめの

値を与えるが, $\hat{u}/|U|$ が大きくな

ると両者の一致は良くなる。また

$\hat{u}/|U|$ が2以上では実験値は理論

値よりかなり大きくなっているが,

この場合は流れの流速が小さい場

合に相当し, $d(\bar{\eta} + h)/dx$ の測

定精度は良くない。ここでの理論

値は式(3.2.19)などいくつかの仮

定の下に導かれたものであるが,

$\hat{u}/|U| \leq 2$ の範囲では実験値と

ほぼ一致することがわかる。

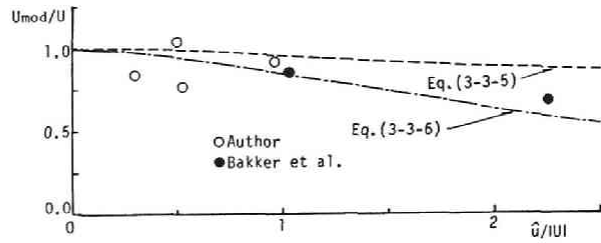


図-3.3.8 U_{mod}/U と $\hat{u}/|U|$ の関係

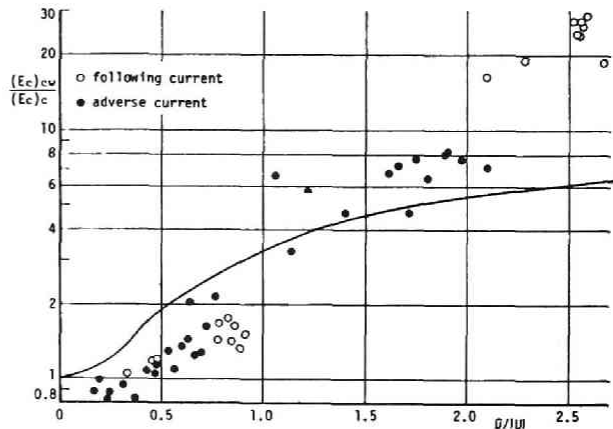


図-3.3.9 平均流に対するエネルギー逸散比 $(E_c)_{cw}/(E_c)_c$ に関する実験結果と計算結果の比較

3.2 平均流の流速分布の計算モデル

第2章で示した波と流れの共存場での内部水粒子速度を記述するモデルでは、渦動粘性係数を波動境界層内外で区別して与えたが、説明の都合上これを再掲する。

$$\varepsilon = \kappa |u_c^*| z \quad z > \delta_w \quad (3.3.7)$$

$$\varepsilon = \kappa |u_{cw}^*| z \quad z < \delta_w \quad (3.3.8)$$

これより平均流の流速分布として次式が得られた。

$$U = \frac{u_c^{*2}}{\kappa u_{cw}^*} \ln \frac{z}{z_0} \quad z < \delta_w \quad (3.3.9)$$

$$U = \frac{u_c^*}{\kappa} \ln \frac{z}{\delta_w} + \frac{u_c^{*2}}{\kappa u_{cw}^*} \ln \frac{\delta_w}{z_0} \quad z > \delta_w \quad (3.3.10)$$

上式で、共存場の摩擦速度 u_{cw}^* は第2章の境界層方程式を解くことにより、式(2.2.32)で求めることができる。さて、流れの摩擦速度 u_c^* は、前節の共存場の平均流の流速勾配 $I_{cw,v}$ にカルマン定数を乗じたものであるが、これは前節の実験結果に見られるように流れのみの場合の摩擦速度 $u_{c,p.v.}^*$ と一致しない。

共存場における断面平均流速 \bar{U} がわかれば、 u_c^* は第2章式(2.2.29)で計算できることはすでに示したとおりである。図-3.3.10は \bar{U} を与えて共存場の平均流の流速分布を計算した結果の一例である。これより流速分布の変曲点である δ を適切に与えれば、実験結果と良く一致することがわかる。 \bar{U} を与えることは、流速の大きさを規定することになるから、実験値に近い値を与えることは十分推察できることである。変曲点 δ の与え方は、第2章では $(\partial u / \partial z)$ の最大値が底面での値の0.01倍となる高さで与えたが、この倍率を γ とすれば図-3.3.10に見られるように、 γ を0.05程度とした方が一致の程度は良い。

以上の議論は平均流速 \bar{U} が与えられた時の共存場の平均流の流速分布の算出法であって、 \bar{U} は第1節でも述べたようにせき等により上流から一定流量が供給される場合には波が重畳しても予め計算できるが、本

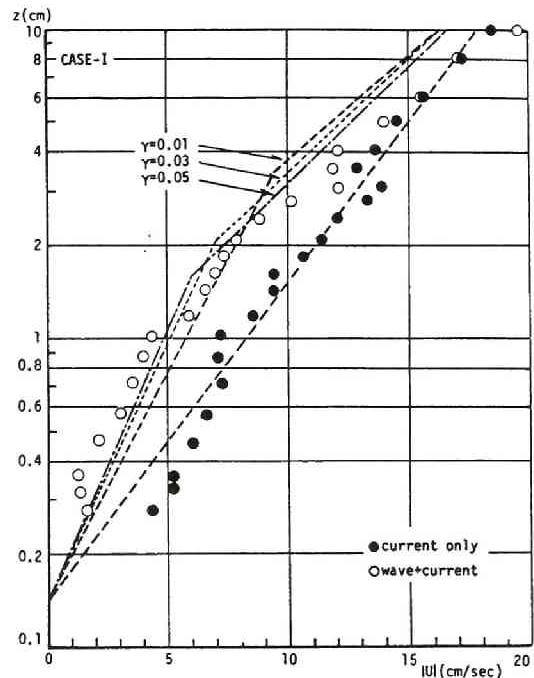


図-3.3.10 流れのみの流速分布と共存場の平均流速を与えた時の、共存場の平均流の推算結果と実験結果の比較

実験のように流量が変化する場合にはこれを知ることができない。以下では流れのみの流速分布だけを与えて、波が重畳した時の平均流の流速分布を求める方法を提示する。

図-3.3.10に示した共存場の流速分布の計算値は2本の直線によって表わそうとしたものであるが、実験結果は $z = \delta$ で流速勾配が急変するわけではなく、なめらかに遷移し、この点が計算値と実験値の相違を生じる原因となっている。この流速勾配の急変は、式(3.3.2)、(3.3.3)のように渦動粘性係数を不連続に与えたため、この点を改良する必要がある。渦動粘性係数 ϵ を連続的に与えるために、ここでは次式のような分布形を仮定した。

$$\epsilon = \kappa u_{cw}^* z \quad : z \leq \delta_1 \quad (3.3.11)$$

$$\epsilon = \kappa u_{cw}^* \delta_1 + \frac{\kappa u_c^* \delta_w - \kappa u_{cw}^* \delta_1}{\delta_w - \delta_1} (z - \delta_1) \quad : \delta_1 \leq z \leq \delta_w \quad (3.3.12)$$

$$\epsilon = \kappa u_c^* z \quad : z \geq \delta_w \quad (3.3.13)$$

ここで $z = \delta_1$ は流速分布がなめらかな屈曲をはじめる点であるが、 $z \leq \delta_1$ は波と流れの両者の渦動粘性が効く領域、 $z \geq \delta_w$ は流れのみの渦動粘性が支配的な領域であることを示すから、 δ_1 は波のせん断応力 $\tau_{w,max}$ と流れのせん断応力 τ_c がある割合となる点で定義するのが妥当であろう。ここでは $\tau_{w,max}/(\tau_{w,max} + \tau_c)$ が0.8となる高さで δ_1 を定義した。式(3.3.12)は $\epsilon = a_1 + a_2 z$ (a_1, a_2 は定数) の形に書き直されるが、 $\delta_1 \leq z \leq \delta_w$ の範囲での平均流の流速分布は次式となる。

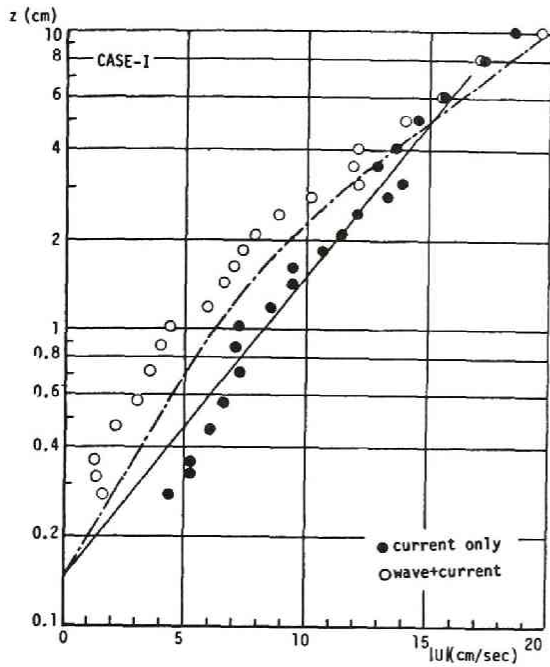
$$U = \frac{u_c^{*2}}{a_2} \ln \left(1 + \frac{a_2}{a_1} z \right) + c \quad (3.3.14)$$

ここに c は積分定数で、式(3.3.9)で計算される U と $z = \delta_w$ で一致する条件から決定できる。

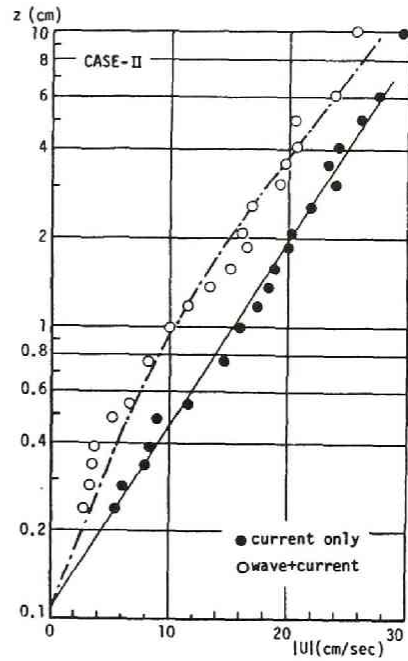
共存場の流れの摩擦速度 u_c^* は流れのみの場合の値 $u_{c,p.c.}^*$ から変化するが、これは波の重畳による平均底面せん断応力の増加を考慮することにより、前節で示した方法と同様に次式で計算される。

$$\begin{aligned} \frac{u_c^*}{u_{c,p.c.}^*} &= \left[\frac{f_{cw} (\bar{U}_{mod} + \hat{u} \cos \sigma t) |\bar{U}_{mod} + \hat{u} \cos \sigma t|}{f_c \bar{U}^2} \right]^{1/2} \\ &= \sqrt{\frac{f_{cw}}{f_c}} \cdot \sqrt{\frac{F_{cw}}{F_c}} \end{aligned} \quad (3.3.15)$$

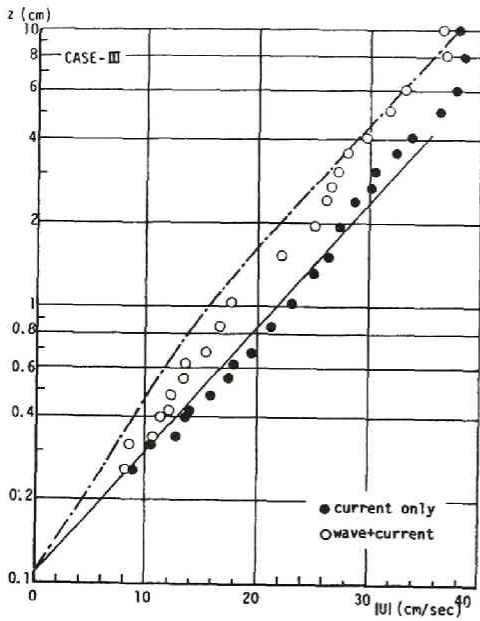
F_{cw}/F_c の値は波の重畳による平均流の流速減少を考慮しなければ、すなわち $\bar{U}_{mod} = \bar{U}$ とすれば図-3.2.2に示した結果となる。 \bar{U}_{mod} は水槽幅・水深比が大きい場合は式(3.3.5)で求めればよいが、本実験結果に適用する場合は、式(3.3.6)で算出し、 $\sqrt{f_{cw}/f_c}$ は図-2.2.8から求めることができる。図-3.3.11は著者が行った実験結果と上記の方法で求めた計算結果を比較したものである。 δ_1 の決定に0.8なる定数を導入したとは言え、計算結果は実験結果を良く表現していると言えよう。図-3.3.12は Bakkerらの実験結果と上記の計算方法による結果を比較したものである。Bakkerらの結果は共存場における z'_0 の値が流れのみの z_0 の値と異なるため、共存場の流速分布を計算するにあたっては z'_0 を与えて計算した。実験結果には $z \geq 10$ cmで側壁の効果により、 z が大きくなると流速値が減少する結果となっているが、当



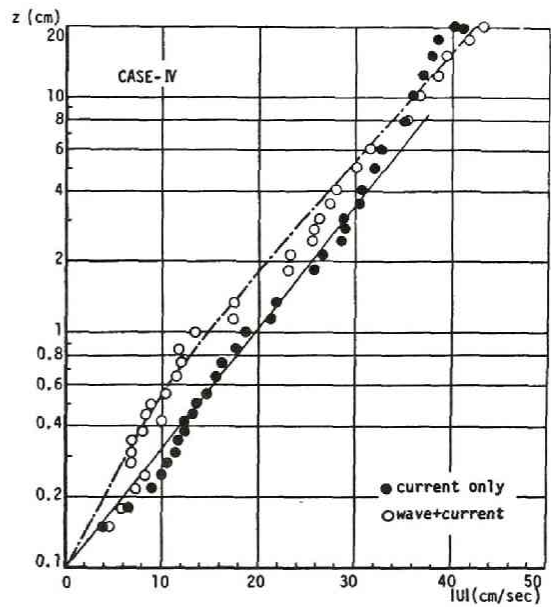
(1)



(2)



(3)



(4)

図-3.3.11 流れのみの流速分布を与えたときの、共存場の流れの流速分布の推算結果と実測結果との比較

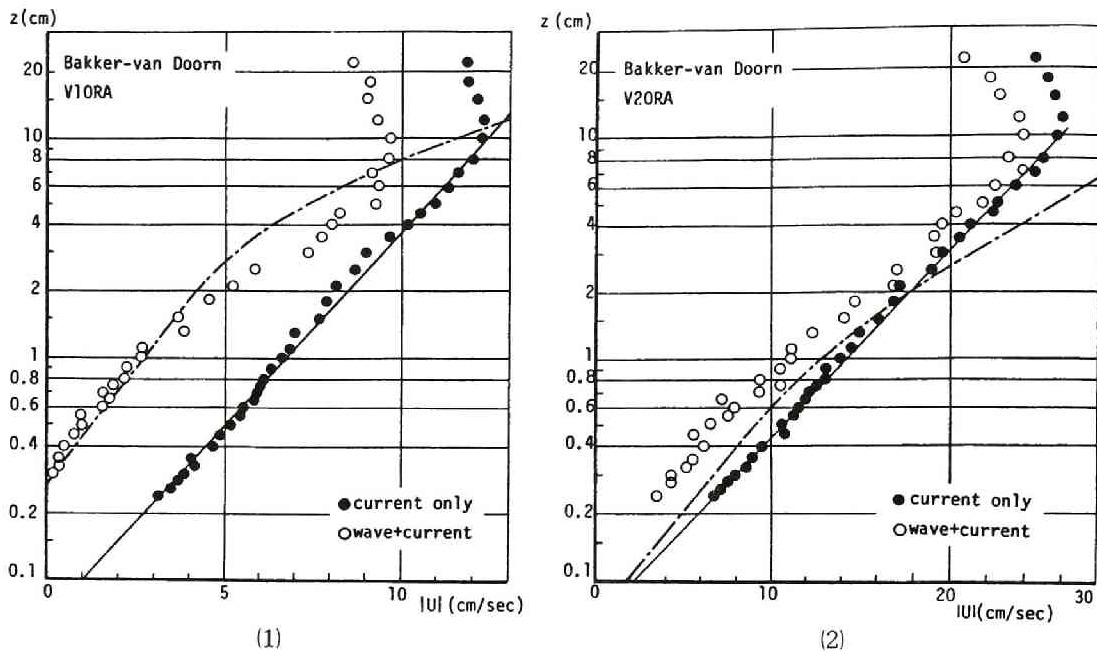


図-3.3.12 流れのみの流速分布を与えて共存場の流れの流速分布を推算した結果と、Bakker らによる実測結果との比較

然のことながら本計算結果ではこれを説明できない。しかし $z \leq 10$ cm では実験値の流速分布を比較的良く説明している。

波が重畳した時の流れの流速分布は、実験値の流速分布の特性量について整理した図-3.3.4～図3.3.8の結果からもある程度予測できるが、ここでは流れのみの流速分布から、波の重畳による底面せん断応力の増加を考慮して、共存場の流れの流速分布が計算できることを示した。

第4節 波と流れが斜交する場合の平均底面摩擦力の特性

4.1 斜交場における底面摩擦項の表示に関する検討

沿岸流の発生理論や、流れと波が共存する時の漂砂運動の解明には、波の進行方向と流れの方向とがある角度を持って交差する時の底面近傍の水理特性を明らかにする必要がある。ここでは波と流れが斜交する時の底面摩擦項に関する従来の取扱いとその問題点について述べることにする。

いま碎波点を起点として、汀線に直角に x 軸を、平行に y 軸をとり、鉛直方向に z 軸をとる。流速成分を流れの成分 U_α 、波の成分 u_α 、乱れの成分 u'_α ($\alpha = 1, 2$) に分離し、時間平均および水深方向平均の操作を施すと次式が得られる。

$$\frac{\partial M_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} (\tilde{U}_\alpha \tilde{M}_\beta + S_{\alpha\beta}) = -\rho g (h + \bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho u'_\alpha u'_\beta) dz - \tau_{b,\alpha} \quad (3.4.1)$$

上式は式(3.2.7)にレイノルズ応力を考慮したものにはかならない。

さて、ここでの問題の焦点は底面摩擦力 $\tau_{b,\alpha}$ をいかに表現するかという点である。Longuet-Higgins¹⁵⁾の沿岸流理論では $\tau_{b,\alpha}$ を、

$$\tau_{b,\alpha} = \rho c_f \overline{(U_\alpha + u_{b,\alpha}) |U_\alpha + u_{b,\alpha}|} \quad (3.4.2)$$

と置き、流れの流速 U_α が波の水粒子速度振幅 $\hat{u}_{b,\alpha}$ より十分小さく、波の入射角 θ_0 が小さいという条件の下で解析的に $\tau_{b,\alpha}$ の近似式を導いた。いま波の進行方向に x 軸をとり、 $u_{b,\alpha}$ 、 U_α ($\alpha=1,2$) を $\alpha=1$ に対して u_b 、 U 、 $\alpha=2$ に対して v_b 、 V と書き直すと、 $\tau_{b,\alpha}$ は次式となる。

$$\begin{pmatrix} \tau_{b,x} \\ \tau_{b,y} \end{pmatrix} = \frac{2\rho c_f}{\pi} \hat{u}_b \begin{pmatrix} U(1 + \cos^2 \theta_0) + \frac{V}{2} \sin 2\theta_0 \\ V(1 + \sin^2 \theta_0) + \frac{U}{2} \sin 2\theta_0 \end{pmatrix} \quad (3.4.3)$$

Liu と Dalrymple¹⁶⁾は、Longuet-Higgins の沿岸流理論を入射角が大きい場合に拡張した。Grant と Madsen¹⁷⁾は波と流れが斜交する時の時間平均した底面摩擦力の方向 $\bar{\theta}_\tau$ と、波と流れの交差角 θ_0 の関係を議論したが、この取扱いは Liu らのものと本質的に同じものである。彼らは底面せん断応力を次式で表わした。

$$\begin{pmatrix} \tau_{b,x} \\ \tau_{b,y} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \rho f_{cw} (u^+ + v^+) \begin{pmatrix} \frac{u^+}{\sqrt{u^+ + v^+}} \\ \frac{v^+}{\sqrt{u^+ + v^+}} \end{pmatrix} \quad (3.4.4)$$

ただし、 u^+ 、 v^+ は波と流れの合速度で次式で表わされる。

$$\begin{aligned} u^+ &= \hat{u} \cos \sigma t + |U| \cos \theta_0 \\ v^+ &= |U| \sin \theta_0 \end{aligned} \quad (3.4.5)$$

式(3.4.5)を時間平均すると、底面せん断応力の時間平均した方向 $\bar{\theta}_\tau$ は、流れの方向 θ_0 と一致しない。図-3.4.1は式(3.4.5)に基づいて $\bar{\theta}_\tau$ と θ_0 の差を計算したものであり、流れと波の構成比 $|U|/\hat{u}$ が小さいほど、 $\bar{\theta}_\tau$ は θ_0 より小さくなることがわかる。しかし波の水粒子運動に正弦波を仮定したため、流れの流速 $|U|$ が波の水粒子速度振幅 \hat{u} より十分小さい場合でも、時間平均したせん断応力の方向が波の方向に近づかない結果となっており、斜交場における掃流砂運動の考察に応用しようとすると、このままでは波のみの極限で波の進行方向に底質が移動する現象を表現することができない。

また式(3.4.5)には摩擦係数 f_{cw} が含まれているが、第2章第2節2.4で述べたように、 f_{cw} の値は式(2.2.36)に示すパラメーターにさらに波と流れの交差角 θ_0 が新たにつけ加わるために、この値を簡単に

求めることはできないことがわかる。

4.2 波と流れが斜交する場合の底面せん断応力の特性

前述のように斜交場の摩擦係数 f_{cw} は多くのパラメーターによって変化し、そのすべての特性が図示されていない限り、底面せん断応力の算定にあたっては底面境界層方程式を解く必要がある。波の進行方向に x 軸をとると、 y 方向の波の成分は存在しないので斜交場においても、波の水粒子速度やせん断応力は、第2章で示したように式(2.4.4)から計算することができる。

この式を線型化した式は次式のようなものである。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \kappa u_{cw}^* z \frac{\partial u}{\partial z} \right\} \quad (3.4.6)$$

ここで粘性項は摩擦速度 u_{cw}^* を導入することによって線型化されている。 u_{cw}^* は波と流れが斜交する場合には次式で計算されるもので、結果として非線型性を除去するためにくり返し計算を行うことになる。

$$\begin{aligned} u_{cw}^* &= \sqrt{(\tau_{cw, max})_x^2 + (\tau_{cw, max})_y^2} / \rho \\ &= \sqrt{u_c^{*4} + 2A u_{cw}^* u_c^{*2} \cos \theta_0 + A^2 u_{cw}^{*2}} \end{aligned} \quad (3.4.7)$$

ただし、

$$A = \kappa z_0 \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=z_0, max} \quad (3.4.8)$$

で、式(3.4.7)の $\sqrt{\quad}$ 部に波と流れが斜交する効果が入る。なお上式は田中ら¹⁸⁾が導いた式と同じである。以上のように、波と流れの斜交場における波の成分の水粒子速度 u およびせん断応力 τ_w は、式(2.4.4)あるいは式(3.4.6)によって計算することができる。これらの値に流れの流速 \vec{U} とせん断応力 $\vec{\tau}_c$ をそれぞれベクトル的に加えることにより、斜交場におけるこれらの諸量を算出した。

図-3.4.2は線形の境界層方程式から求めたせん断応力と水粒子速度の、波と流れの合ベクトルの方向を示したものである。計算条件は $\theta_0 = 60^\circ$ 、 $\hat{u}/\sigma z_0 = 50$ 、 $\ln(h/z_0) = 5$ と固定し、 $\hat{u}/(\hat{u} + |U|)$ を0.2, 0.5, 0.8と3種類変化させた。図より底面からの高さが大きく、波動境界層外縁に近い点では波による底面せん断応力が小さくなり、せん断応力の合ベクトルは流れの方向に近い。一方、底面近くになると波によるせん断応力は、流れのそれよりも大きくなり、合ベクトルの方向は波の水粒子速度の向きと反転とともに急速に値を変えることがわかる。波と流れの成分間では境界層の広がりには差異があるため、両者の水粒子速度が同程度であってもせん断応力の大きさは異なり、水粒子速度の合ベクトルとせん断応

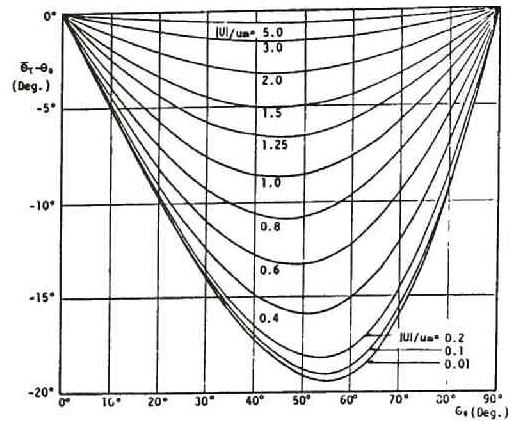
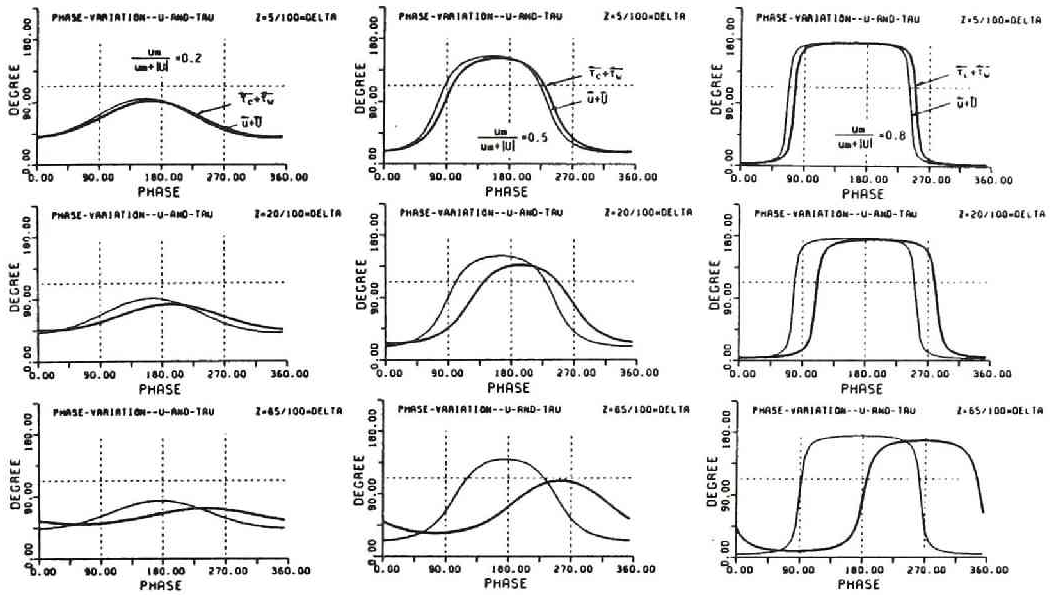


図-3.4.1 波と流れがなす角 θ_0 と1周期平均した底面せん断応力の方向 θ_τ との関係



図一 3. 4. 2 斜交場における水粒子速度およびせん断応力の合ベクトルの方向

力の合ベクトルは一致しない。波運動自体に水粒子速度と底面せん断応力との間に位相差があることも、上述の結果に影響を与える。

これまで波動のみを外力とする時の漂砂運動の記述式には、摩擦速度あるいは底面での水粒子速度が用いられ、両者は場合によっては他方で置き換えることができるものであったが、図一 3. 4. 2 の結果から波と流れが斜交する場合には両者はその方向さえ一致せず、したがって単純に波動場における漂砂運動の知見を斜交場に適用できないことがわかった。

4. 3 波と流れが斜交する場合の掃流砂運動に関する考察

渡辺ら^{19), 20)}は、波と流れを外力とする時の局所的漂砂量の算定にあたって、これを流れの寄与分と波の寄与分に分けて取扱い、それぞれを流れと波の代表流速を用いたパワーモデルで評価した。この取扱いは従来の沿岸漂砂および岸沖漂砂についての研究成果の取込みが容易ではあるが、波と流れの斜交場における底面付近の水粒子速度場の特性まで立ち帰って考察したものではない。

ここでは波と流れの斜交場における底面せん断応力の特性から、これを外力とする時の掃流砂運動について考察する。

波動場における掃流漂砂量公式はいくつかあるが、土屋ら²¹⁾は漂砂・流砂量則に共通する表示式として、従来の多数の実験データを整理して次式を提案した。

$$\frac{q(t)}{u^*(t) D} = 5 \{ \phi(t) - \phi_c \}^2 \quad (3. 4. 9)$$

ここに q は漂砂量, D は砂粒径, u^* は摩擦速度, ϕ, ϕ_c はそれぞれ Shields 数, 限界 Shields 数で ϕ は次式で表わされる。

$$\phi(t) = \frac{u^{*2}(t)}{(\sigma_s/\rho - 1)gD} \quad (3.4.10)$$

上式で σ_s, ρ はそれぞれ砂粒と水の密度, g は重力加速度である。なお, 土屋らは u^*, ϕ, ϕ_c に波の加速度の効果を導入しているが, 本研究ではこれについては考慮しないことにする。

波と流れが斜交する場合には, 砂は底面上を平面的に移動するが, その時の漂砂量は x, y 方向の底面せん断応力 $\tau_x(t), \tau_y(t)$ により, (3.4.9) 式を2次元に拡張した式によって記述されると仮定する。さらに砂移動が生じて底面は水平状態を保持するものとする。以上の仮定より, x 方向および y 方向の掃流砂量 q_x, q_y を無次元化して表示するとそれぞれ次式となる。

$$q_x^* = \frac{q_x}{\hat{u}D} = 5 \frac{u^*}{\hat{u}} (|\phi| - \phi_c)^2 \frac{\phi_x}{\sqrt{\phi_x^2 + \phi_y^2}} \quad (3.4.11)$$

$$q_y^* = \frac{q_y}{\hat{u}D} = 5 \frac{u^*}{\hat{u}} (|\phi| - \phi_c)^2 \frac{\phi_y}{\sqrt{\phi_x^2 + \phi_y^2}} \quad (3.4.12)$$

上式中の u^* および Shields 数 ϕ, ϕ_x, ϕ_y は時間の関数であり, 4.2 で示した波と流れの合成底面せん断応力 $\vec{\tau}$ によって記述される。

以下では $\theta_0 = 60^\circ, \hat{u}/\sigma z_0 = 1500, \ln(h/z_0) = 8$ と固定し, 波と流れの構成比 $\hat{u}/(\hat{u} + |U|)$ による漂砂量 q^* の変化を調べた。ここで粗度高さ z_0 は砂粒径 D の $1/30$ とした。ただし, 上記の諸量だけでは計算条件が確定せず, 下記の諸量を付加する必要がある。砂粒径 D は移動様式が掃流砂となるよう $D = 5 \text{ mm}$ と定め, また限界 Shields 数 ϕ_c は堀川ら²²⁾ による限界 Shields 数の表示式を野田²³⁾ が改めて整理したのから算出した。これらは波動場における知見であるが, 流れが重なる場合については現在のところ良くわかっていないので, こうした知見を共存場においても準用することにする。

まず線形の境界層方程式 (3.4.6) 式より底面せん断応力を評価し, 底質移動を計算した結果について示す。図-3.4.3 は $\hat{u}/(\hat{u} + |U|) = 0.2, 0.5$ および 0.8 の場合の q_x と q_y の波の位相による変化を示したものであり, 岸沖方向の漂砂量の位相分布が波と流れの構成比によって変化する様子がわかる。一方, 沿岸方向の無次元漂砂量も波の位相とともに変動することがわかる。

次に波動の有限振幅性が掃流砂運動に与える効果を

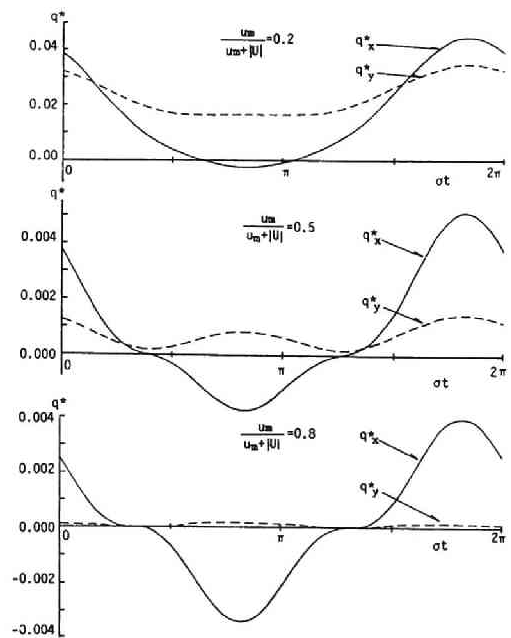


図-3.4.3 線形の境界層方程式から求めた掃流砂量の時間変化

調べるために、式(2.4.4)の非線型境界層方程式に基づいて波による底面せん断応力を計算し、流れの底面せん断応力とベクトル合成して、これを外力とした場合の掃流砂運動を式(3.4.11)、(3.4.12)によって計算した。ここでは一例として波と流れの諸元に具体的な数値を与えて計算し、同じ計算条件に対する線型解と比較・検討した。図-3.4.4は波の位相変化に伴う掃流砂量の変化を示したものであり、図中の線型解と比較すると、波の有限振幅性によって波の峰位相付近の掃流砂量が大きくなることわかる。

図-3.4.5は1周期平均した漂砂の移動方向 θ_q の $\hat{u}/(\hat{u} + |U|)$ による変化を示したものである。図中には線型および非線型の境界層方程式から計算された結果を併せて示した。線形の結果から次のことがわかる。波の正弦運動を仮

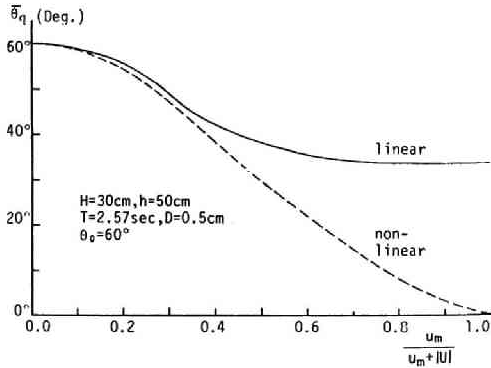
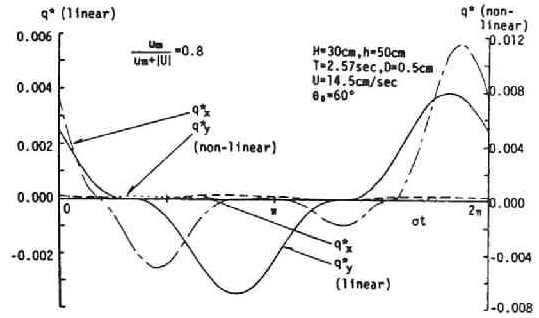
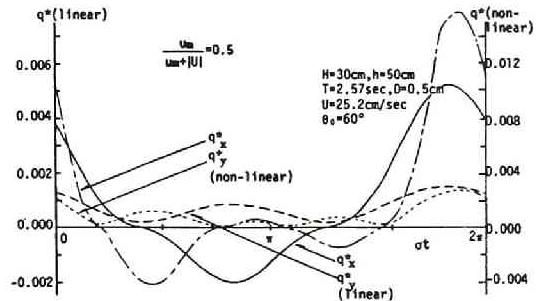


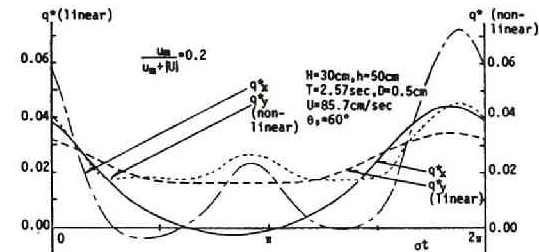
図-3.4.5 1周期平均した掃流砂の移動方向



(1)



(2)



(3)

図-3.4.4 掃流砂量に及ぼす波の有限振幅性の効果

定すると、波による正味の掃流砂移動が生じないため、従来は θ_q は流れの方向 θ_0 に一致するとみなされていたが、これを仮定した線形の計算結果でも(3.4.11)、(3.4.12)式が非線形であるため、 θ_q は θ_0 より少し小さな値となることがわかった。ただし、 $\hat{u}/(\hat{u} + |U|) = 1$ 、すなわち波のみの場合には q_x, q_y はともに0となり、 θ_q は不定となる。一方、 $|U|$ が \hat{u} に比して大きくなると、すなわち $\hat{u}/(\hat{u} + |U|) \rightarrow 0$ では、 θ_q は当然ではあるが θ_0 に近づいてゆく。

一方、非線形の結果では、 $\hat{u}/(\hat{u} + |U|)$ の増大とともに θ_q は減少することがわかり、掃流砂の移動

方向は波の方向に近づいて、より現実に近い結果となることがわかる。

波と流れが斜交する時の底質の移動に関しては、灘岡・田中・加藤²⁴⁾が茨城県阿字ヶ浦海岸で螢光砂を用いて行った現地実験や、榎木・出口²⁵⁾清水ら²⁰⁾が行った室内実験がある。これらの研究に示された砂移動の方向に関する結果の一部は、図-3.4.5と定性的に一致する場合もあるが、本考察は斜交場において、きわめて理想化された状態での掃流砂の特性を調べたものすぎず、現段階では複雑な力学機構で現象が構成されるこれらの実験結果を説明するものではない。今後、斜交場における底面近傍の水粒子速度やせん断応力が、どのように底質の流送機構に関与するかについて、さらに考究する必要がある。

第5節 結 語

本章では波の重畳による流れの特性の変化について実験的・理論的な検討を行った。この課題についての従来の研究はほとんど見当らず、得られた知見もきわめて不十分であるが、第1節ではこの理由として波と流れの共存場の形成状態の把握があいまいであること、また整った波および流れの共存場を形成することの技術的な困難を挙げた。そして共存場の形成状態が波の重畳後も断面通過流量が一定に保たれる場合と、空間的に平均した時間平均水位が一定の場合の2通りあり、両者を区別する必要があることを示した。本実験は後者の条件に相当し、以下ではこの場合について波の重畳による流れの特性の変化を考察した。

第2節ではまず底面摩擦による逸散項を含めて、共存場の運動量・エネルギーの保存式の誘導を行った。次いで実験水槽内で波と流れの共存場を形成し、流れのみの場と共存場の平均水面勾配の差異から、波の重畳による平均底面摩擦力の増加を明らかにした。先に展開した共存場のエネルギー保存式に基づいて、平均水面勾配や波高減衰率の実測値から、底面摩擦による流れのエネルギー逸散量を求めると、その結果は波と流れの水粒子速度の構成比によって良く整理できることがわかった。またこれを理論的に推算した結果も、実験結果とほぼ一致した。

第3節では共存場における平均流の流速分布について検討した。まず著者や Bakker らが行った実験結果を整理し、平均流の流速分布を表現する特性量の波と流れの構成比による変化を明らかにした。次いで流れのみの流速分布が与えられた場合に、波が重畳した後の平均流の流速分布を求める方法を提示し、そのためには第2節で考察した波の重畳による平均底面摩擦力の増加を考慮しなければならないことを指摘した。この方法で推算される平均流の流速分布は実測値とかなり良い一致を見た。

第4節では波と流れが角度を持って交差する時の、底面近傍の水理特性について考察を行った。ここでは時間平均した底面摩擦力の方向の流れの方向からの偏差を議論した。さらにこうした場での掃流砂の移動方向について計算を行い、その特性について考察した。

参 考 文 献

- 1) Svendsen, I. A. : Physical modelling of water waves, Physical Modelling in Coastal Engineering, edited by R. A. Dalrymple, A. A. Balkema Press, pp. 13-47, 1985.

- 2) Longuet-Higgins, M. S., and R. W. Stewart : Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal current, *J. Fluid Mech.*, Vol. 8, pp. 565–583, 1960.
- 3) Whitham, G. B. : Mass, momentum and energy flux in water waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 12, pp. 135–147, 1962.
- 4) Phillips, O. M. : *The Dynamics of the Upper Ocean*, 2nd edition, Cambridge Univ. Press, p. 336, 1977.
- 5) Bretherton, F. P., and C. J. R. Garrett : Wavetrains in inhomogeneous moving media, *Proc. Royal Soc., A*, Vol. 302, pp. 529–554, 1968.
- 6) Hayes, W. D. : Conservation of action and model wave action, *Proc. Royal Soc., A*, Vol. 320, pp. 187–208, 1970.
- 7) Christoffersen, J. B. and I. G. Jonsson : A note on wave action conservation in a dissipative current wave motion, *Applied Ocean Res.*, Vol. 2, pp. 179–182, 1980.
- 8) Jonsson, I. G. : Wave boundary layers and friction factors, *Proc. of 10th Inter. Conf. Coastal Engg.*, pp. 127–148, 1966.
- 9) Brevik, I. and B. Aas : Flume experiment on waves and currents, 1. Rippled Bed, *Coastal Eng.*, Vol. 3, pp. 149–177, 1980.
- 10) 岩垣雄一・木村晃・池尻一仁 : 底面粗度による不規則波の波高の頻度分布の変化, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 179-183, 1978.
- 11) van Dorn, W. G. : Boundary dissipation of oscillatory waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 24, pp. 769–779, 1966.
- 12) 佐藤道郎 : 不等流を遡る波の波高変化に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第242号, pp. 15-29, 1975.
- 13) Bakker, W. T. and Th. van Doorn : Near-bottom velocities in waves with a current, *Rept. of Delft Hydraulic Laboratory*, Pub. No. 208, pp. 25, 1980.
- 14) Kemp, P. H. and R. R. Simons : The interaction between waves and a turbulent current ; waves propagating with the current, *J. Fluid Mech.*, Vol. 116, pp. 227–250, 1982.
- 15) Longuet-Higgins, M. S. : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves 1., *J. Geophysical Research*, Vol. 75, pp. 6778–6789, 1970.
- 16) Liu, P. L. F. and R. A. Dalrymple : Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angles of incidence, *J. Marine Research*, Vol. 36–2, pp. 357–375, 1978.
- 17) Grant, W. D. and O. S. Madsen : Combined wave and current interaction with a rough bottom, *J. of Geophysical Research*, Vol. 84, C4, pp. 1797–1808, 1979.
- 18) Tanaka, H. and N. Shuto : Frictional coefficient for a wave-current co-existing system, *Coastal Engineering in Japan*, pp. 105–128, 1981.
- 19) 渡辺晃・丸山康樹・清水隆夫・榊山勉 : 構造物設置に伴う三次元海浜変形の数値予測モデル, 第31

回海岸工学講演会論文集, pp. 406-410, 1984.

- 0) 清水琢三・三村信男・渡辺晃：波浪海浜流共存場における海浜変形と漂砂量モデル, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 229 ~ 233, 1983.
- 1) 土屋義人・上田康裕・大下哲則：掃流漂砂量則について, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 306 ~ 310, 1984.
- 2) 堀川清司・佐々木民雄：波の運動に伴う砂の移動限界水深の数表, 土木学会誌第55巻第5号, pp. 58 ~ 63, 1970.
- 3) 野田英明：海浜過程, 1971年度水工学夏期研修会講義集, B., 土木学会水理委員会, B5-1-27, 1971.
- 4) 灘岡和夫・田中則夫・加藤一正：螢光砂を用いた砕波帯内における局所的砂移動の観測, 港湾技術研究所報告, 第20巻第2号, pp. 75 ~126, 1981.
- 5) Sawaragi, T. and I. Deguchi : Distribution of sand transport rate across a surf zone, Proc. of 16th Inter. Conf. Coastal Engg., pp. 1596-1613, 1978.

第4章 波と流れの共存場に設置された円柱に作用する流体力に関する研究

第1節 概 説

近年、大水深海域に石油掘削プラットフォームや橋梁の下部工が建設されており、今後もより大水深域へと向かう開発の趨勢は強まる一方であろう。こうした海域では、当然のことながら波浪や流れ等の外力条件は厳しく、構造物に作用する外力の特性をよく理解することが、沿岸・海洋開発を担う土木技術者に課せられた任務となる。特に大水深域の構造物は、波と流れによる流体力を同時に受けることも少なくない。本章では海岸・海洋構造物の基本的な部材である円柱構造物に、波と流れが同時に作用する時の流体力の特性について論じる。

円柱構造物に作用する波力に関しては、きわめて多数の研究がなされている。一方、Sarpkaya と Issacson¹⁾はこの方面の研究成果を集成・体系化した書物を著している。しかし、その中でも述べられているが、波浪と流れが共存する場合の円柱に働く流体力特性を調べた研究は、その工学的重要性にかかわらず非常に少ない。

Tung と Huang^{2), 3)}は流れを伴う不規則波浪を受けた時の波力のスペクトルを計算し、スペクトル形に及ぼす流れの効果を検討した。この研究では流れの有無にかかわらず抗力係数 C_D 、慣性力係数 C_M を一定として取扱っており、また実測データとの検討もなく、単なる計算を行ったものにすぎない。Darlymple⁴⁾はメキシコ湾で測定された流体力と水位変動のデータに基づいて、現地に流れが存在するにもかかわらず、流れを考慮に入れないで抗力係数を求めるときわめて過大に見積ってしまうことなどを指摘した。

実際に波と流れの共存場あるいはそれと擬似する場を形成して、円柱に作用する流体力を測定した研究には堀川・水口ら^{5), 6)}、Verley・Moe⁷⁾、Koterayama^{8), 9)}による研究が挙げられる。これらの研究はともに波と流れの代表流速から Keulegan-Carpenter 数（以下 $K.C.$ 数と略記する）に相当するパラメーターを定め、これによって流体力係数の特性を記述しようとするものである。この中では Verley と Moe による研究が最も系統的に実験を行っており、測定精度も高いように思われる。彼らは定常流中において水平円柱を正弦振動させることにより共存場と類似の場を作り出し、その減衰定数から共存場における抗力係数・慣性係数を求めた。しかしながら、波と流れの共存場における流体力の発生機構に対する考察が不十分なために、流体力係数の特性を少数のパラメーターで明解に表示する結果には至っていない。

また共存場に置かれた円柱に作用する揚力については、直方向力に比してさらに研究がなされておらず、わずかに Koterayama^{8), 9)}による実験があるにすぎない。

以上のように、共存場に置かれた円柱に作用する流体力特性についての力学的機構の解明はきわめて不十分で、定常流や波動による流体力の特性とどこが本質的に異なるのか、あるいはこれらの場の知見を敷

衍することにより統一的に説明できるのかという問題に対して、従来の研究では明瞭な解答を提示していないように思われる。

本研究では、波と流れの共存場での流体力発生機構が、波動単独の場合と本質的に異なるのは、円柱に対する水粒子運動の非対称性によるものであると考えた。すなわち、波動場では有限振幅性を無視すれば、水粒子の運動が円柱に対して対称となるのに対して、共存場では流れが加わるために非対称となり、その結果、後流渦の発生・発達・離脱および流下の様子も異なって、共存場に特有な流体力が発生するものと考えられる。本章では以上の見地から、まず第2節において共存場における円柱周辺の流況特性を理解するために可視化実験を行い、後流渦パターンの分類とそれを支配するパラメーターについて考察する。次いで第3節においては直方向力の特性を、流れをとり入れた Morison 式中の抗力係数 C_D 、慣性係数 C_M を通じて評価し、後流渦の流況と照合してそれらの特性を力学的に検討する。さらに第4節では揚力について考察し、揚力係数の特性について検討するとともに、その変動周波数についても議論する。

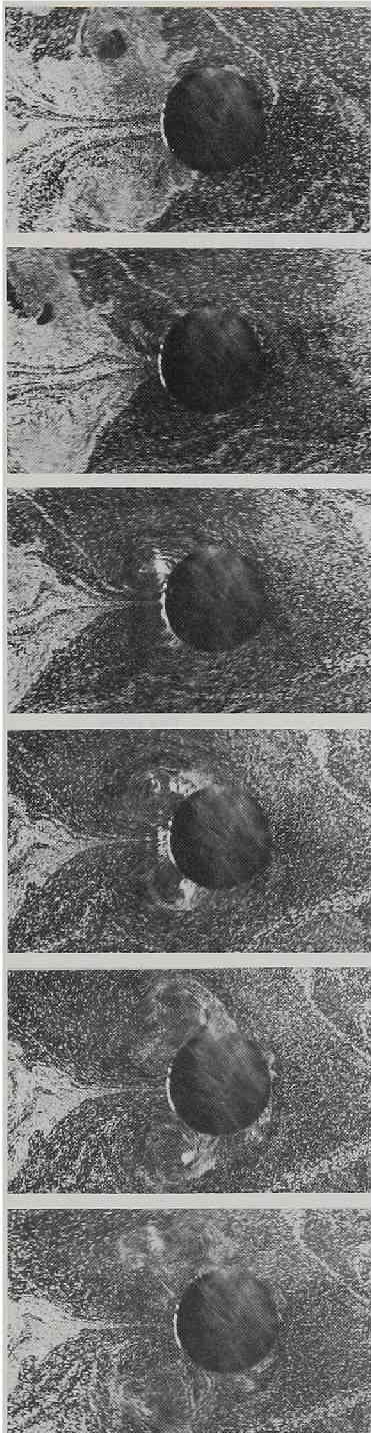
第2節 共存場における円柱周辺の後流渦パターン

2.1 実験装置・実験方法

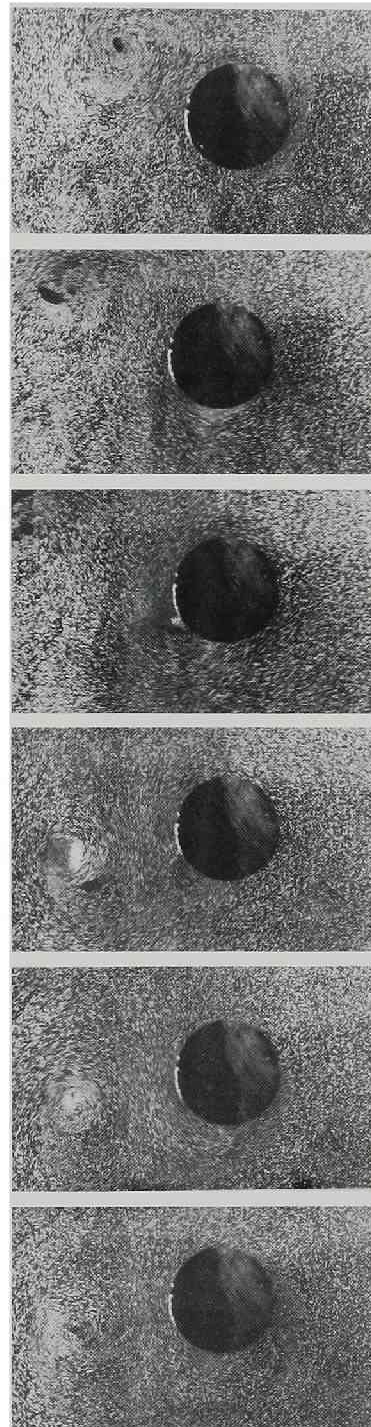
実験は第2章図-2.4.1で示した水槽を用いて行った。実験に用いた円柱は直径30mmと60mmの固定直円柱である。円柱周辺の流況は、アルミニウム粉を水面に散布し、その流跡を実験円柱の直上に固定されたモータードライブ付きのカメラによって、1秒間に3コマの割合で連続撮影した。実験条件は水深30cmで一定とし、波の周波数 f_w は主として0.5 Hzで最大0.8 Hzまで、波高 H は1.1 cm~3.5 cm、流れの流速 U は最大13.9 cm/secの範囲のものを用いた。流れはすべて逆流であり、実験ケースは全部で27ケースである。実験波の周波数が比較的低い理由は、モータードライブ付カメラが1秒間に3コマしか撮影できないために、高周波数の波では流況の位相変化が捉えられないことと、流れが重なった場合に高周波数の波では合成した水粒子の方向が水面付近と水底付近で逆方向となる可能性があることの二つの理由による。流体力の測定実験においても、後者の理由から高周波数の波は実験波にできる限り採用しないことにした。また波高の比較的小さい波を用いたのは、アルミ粉による可視化が波形勾配の大きな波では困難となることによる。また実験円柱と同じ方向位置に容量式波高計を設置した。波形記録から周期・波高を読み取り、流れを考慮した微小振幅波理論によって水粒子速度を計算し、 K, C 数等のパラメーターを計算した。なお、揚力変動と後流渦の流況との関係をより詳細に調べるために、同様にアルミニウム粉で可視化された後流渦を含む流況を、ビデオカメラを用いて撮影した。この追加実験の概要については第4節で述べることにする。

2.2 波動場における後流渦パターンの分類

共存場における後流渦パターンの結果を述べる前に、波動場における従来の知見を整理しておく。表-4.2.1は岩垣・石田¹⁰⁾、榎木・中村¹¹⁾、沢本・菊池¹²⁾の結果を整理したものである。沢本らの実験は重複波の節に置かれた水平円柱を用いたもので、前二者の進行波中に直円柱を設置した場合と状況が異なる。



(I)



(II)

写真-4.2.1 共存場の後流渦パターンの一例

(写真(I)は図-4.2.2(b)に, 写真(II)は図-4.2.2(c)に対応する)

表-4.2.1 波動場における円柱周辺の後流渦パターン

Vortex pattern	outline	Sawaragi-Nakamura ¹¹⁾	Iwagaki-Ishida ¹⁰⁾	Sawamoto-Kikuchi ¹²⁾
V-1	No vortex generation	$K.C. < 3$	$K.C. < 2$ No separation and No vortex $2 < K.C. < 5$ $Re > 2000$ Separation, but no vortex	$K.C. = 2.9$ Separation, but no vortex
V-2	A pair of symmetric vortices	$3 < K.C. < 8$	$2 < K.C. < 7.5$	$4 < K.C. < 5$
V-3	A pair of asymmetric vortices	$8 < K.C. < 13$	$7.5 < K.C. < 15$	$5 < K.C. < 8$ Symmetry is apt to collapse
			$15 < K.C. < 19$ A pair of extremely asymmetric vortices	$8 < K.C. < 16$
V-4	The third vortex generation	$13 < K.C. < 20$ Weak asymmetry	$19 < K.C.$ Pseudo Karman vortex street	$16 < K.C. < 22$
		$20 < K.C. < 26$ Intensive asymmetry		
V-5	Pseudo Karman vortex street	$26 < K.C.$		$22 < K.C. < 30$ The third vortex shedding $30 < K.C.$ Pseudo Karman vortex street

いずれも室内実験の規模のもので、円柱 Reynolds 数は岩垣らで最大 6,000 程度、樫木らおよび沢本らも最大 13,000 ~ 15,000 程度である。岩垣・石田は渦パターンの分類を $K.C.$ 数のみならず、 Re 数についても考察しているが、 Re 数への依存性は少ないという結果を得ている。Keulegan-Carpenter¹³⁾ も $Re < 2 \times 10^4$ の範囲の実験結果から、後流渦の流況は $K.C.$ 数によって支配され、 Re 数への依存性は小さいことを報告している。なお表-4.2.1 で示した渦パターンの分類において、三者の研究の間には微妙な表現の相違があるが、本質的な相違には至らないと考えられる。

2.3 共存場における円柱周辺の流況を記述するパラメーター

波と流れが共存する時の水粒子運動の時間的変化を模式的に示すと図-4.2.1 のようになる。まず波と流れの構成比を表現するものとして次のパラメーターを考えた。

$$C_{asym} = \frac{\hat{u}}{\hat{u} + |U|} \quad (4.2.1)$$

ここで \hat{u} は波による水粒子速度の振幅である。このパラメーターは波のみの場合には 1 となり、流れの流速が大きくなるにつれて 0 に近づく。これはまた円柱を中心とした流況の非対称性を示すものと考えられるので、添字 *asym* を付した。

さて波のみの場合の $K.C.$ 数は \hat{u} と波の周期 T および円柱径 D とから次式で定義される。

$$K.C. = \hat{u}T/D \quad (4.2.2)$$

波と流れが共存する時の $K.C.$ 数として、次の二つのパラメーターを新たに提案する。図-4.2.1 からわかるように波と流れの方向が一致する区間においては、水粒子速度として

式(4.2.2)のように \hat{u} のみを用いるよりも、波と流れの合速度 $\hat{u} + |U|$ を用いた方が妥当であろう。

そこで共存場における新たな $K.C.$ 数として次式に示す $(K.C.)_1^*$ を定義する。

$$(K.C.)_1^* = \frac{(\hat{u} + |U|)T}{D} \quad (4.2.3)$$

上式における波の周期 T は図-4.2.1 の模式図を参照するとあまり実質的な意味を持たないことがわかる。そこで $K.C.$ 数のもととの物理的意味に立ち帰って、第2の $K.C.$ 数を考察することにする。

$K.C.$ 数は円柱の片側方向への水粒子の移動距離 s と円柱径 D との比により、

$$K.C. = \pi s/D \quad (4.2.4)$$

と表わされるが、これを共存場に拡張して、第2の $K.C.$ 数 $(K.C.)_2^*$ を定める。まず $|U| \leq \hat{u}$ の場合には次式で定義される。

$$(K.C.)_2^* = 2\pi \int_{t^*}^{T/2} |U + \hat{u} \cos \sigma t| dt/D \quad (4.2.5)$$

ただし t^* は水粒子速度が0になる時間で

$$t^* = \cos^{-1}(-U/\hat{u})/\sigma \quad (4.2.6)$$

である。

$|U| > \hat{u}$ の場合には $(K.C.)_2^*$ は次式となる。

$$(K.C.)_2^* = \pi UT/D \quad (4.2.7)$$

2.4 実験結果および考察

流れが後流渦の特性に及ぼす効果を明らかにするために、同じ円柱径で波の周期・波高がほとんど同じで、流れの流速のみが異なる実験ケースについて円柱周辺の流況を比較した。図-4.2.2 は波のみによる水表面 $K.C.$ 数 $K.C._s$ が3付近で、流れの流速が異なる四つのケースの結果である。図中には各実験条件から計算した $K.C.$ 数、 $(K.C.)_1^*$ 、 $(K.C.)_2^*$ および C_{asym} の値を示した。ここで可視化した流況は水表面における流況であるから、これらのパラメーターを算出する際には、波による水粒子速度振幅 \hat{u} として静水面位置での値をとった。添字 s は水表面での水粒子速度の値を用いたことを示している。

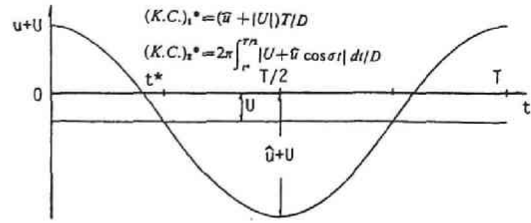


図-4.2.1 共存場の水粒子速度の時間変化の模式図

図-4.2.2において波の伝播方向は左から右で、流れの方向は右から左である。図-4.2.2 (a)は波のみの場合で、渦は円柱に接触したままで離脱しない。これは表-4.2.1の分類ではV-1のパターンに相当する。図-4.2.2 (b)は波に流速 $U = 6.3 \text{ cm/sec}$ の流れが重なった場合である。水粒子速度が大きくなり始める位相IIIで対称渦の発生が見られ、時間の経過とともに発達するが、水粒子運動の方向が逆転すると減衰・消滅する。谷位相を中心とする位相領域では、表-4.2.1のV-2の対称渦パターンに相当し、 $(K.C.s)_1^*$ 、 $(K.C.s)_2^*$ の値はどちらもV-2のパターンを示す $K.C.$ 数の範囲内であることがわかる。図-4.2.2 (c)は(b)より大きな逆流が重なった場合で、水粒子の動きは波の全位相を通じて一方向である。渦は1周期中に1個発生し、次の1周期では前と反対側から1個渦が発生する。これは波動のみの場合の後流渦パターンに対応するものではなく、共存場に特有の渦発生パターンと考えられる。図-4.2.2 (d)はさらに流速が大きくなった場合で、非対称な渦対が発生している。これは表-4.2.1のV-3のパターンに相当し、 $(K.C.s)_1^*$ 、 $(K.C.s)_2^*$ の値もV-3の範囲内であることがわかる。

図-4.2.3は $K.C.s$ が9付近の場合の結果であり、円柱径は30 mmである。図-4.2.3 (a)は波のみの場合の結果であり、各半周期に1個の渦が発生する。これは表-4.2.1のV-3のパターンに相当する。図中に模式的に示すように、まず前半周期に発生した渦 V_1 が転流とともに渦が発生した側と反対の円柱側を廻り込み、発達した後離脱する。一方、 V_1 の渦が存在する側と反対の円柱側では新たな渦 V_2 が発生・発達し、転流とともに渦が発生した側と反対側を通る。この転流時に渦が円柱のどちらの側を通過するかについては上述の法則性があるようであるが、必ずしもそうならない場合もある。この渦と渦、渦と円柱との相互作用は流体力、特に揚力の不規則性の原因であると考えられる。図-4.2.3 (a)は渦が常時2つ存在するように見えるが、流れの向きが変わるまでの間に新たに発生した渦は一つである。図-4.2.3 (b)は流速 $\bar{U} = 9.4 \text{ cm/sec}$ の流れが重なった場合で、波と流れの水粒子速度の方向が一致する区間で二つの新たな

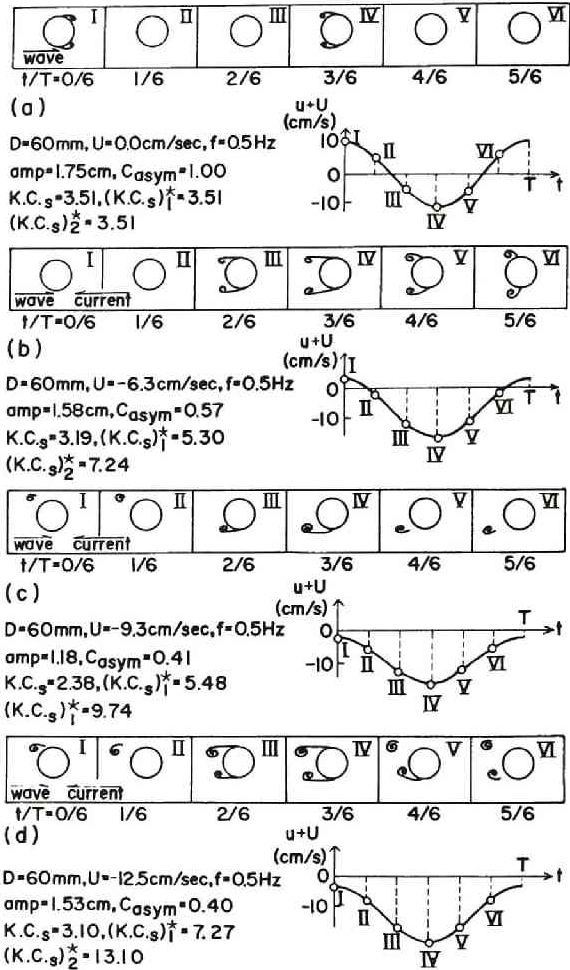


図-4.2.2 流れによる後流渦パターンの変化

な渦が発生している。これらの渦は転流時に離脱・減衰するようである。この2つの新たな渦が発生することは、表-4.2.1のV-4のパターンに近いように思われる。V-4では第3の渦が発生するとあるが、三つのうちの一つは前半周期に発生した渦が転流したもので、新たに発生したのは2つであるからである。図-4.2.3(b)の $(K.C.s)_1^*$ 、 $(K.C.s)_2^*$ の値はV-4のパターンを示す $K.C.$ 数の範囲内となっている。

図-4.2.2, 図-4.2.3 およびここで示さなかった可視化実験の結果から以下のことが明らかになった。

流れと波の方向が一致し合速度が最も大きくなる谷位相付近で発生した渦が、全位相を通じての後流渦パターンを代表する。これと $(K.C.s)_1^*$ や $(K.C.s)_2^*$ との関係は図-4.2.2(c)を除き、従来の波動のみの場合の後流渦パターンと $K.C.$ 数の関係に一致する。 $(K.C.s)_1^*$ と $(K.C.s)_2^*$ のどちらが共存場の渦特性を良く表現できるかについては、実験ケースが限られているので十分明確ではないが、次節に示すように流体力係数の記述では $(K.C.s)_2^*$ の方が良いパラメーターであることがわかった。一方、峰位相においては合速度が小さくなるので、谷位相時に発生した渦が流下する影響が大きく、峰位相時の合速度から渦特性を説明することはできない。

このような後流渦の特性は、円柱に作用する直方向力および揚力の特性を支配する。次節以下では本節で明らかになった後流渦の特性に基づいて、流体力の特性を調べることにする。

第3節 直方向力の特性

3.1 実験装置・実験方法

実験装置は可視化実験とほぼ同じで、用いた円柱は直径30mmと60mmの直円柱であり、 $K.C.$ 数の大きいデータを得るために直径20mmの直円柱を用いた実験を一部付け加えた。流れはすべて逆流で、流速は0~27.1cm/sec、波の周波数は0.5Hz~1.6Hz、波高は最大21.0cmまでの範囲で、波動場で80ケース、共存場で104ケースの実験を行った。水深は40cmで一定である。直円柱は上端固定の片持ちばり形式で支持されており、測定部円柱に作用する流体力は黄銅製の板ばねに貼付された2枚のストレインゲージによって検出される。実験に先立って、作用力とゲージが検出するひずみ量との較正関係を、分銅と滑

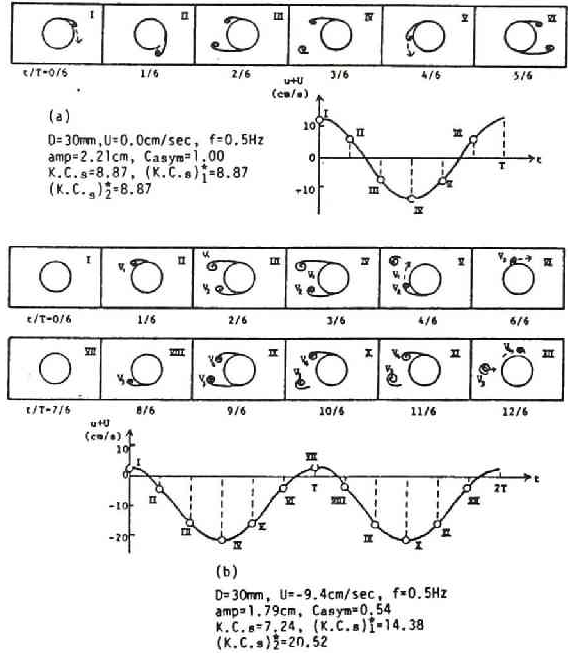


図-4.2.3 流れによる後流渦パターンの変化

車を用いた装置で調べたが、直線にきわめて近い較正曲線が得られ、またこの関係の時間的変動も十分小さく、流体力検出装置の精度は十分であることが認められた。実験円柱と同位置に容量式波高計を設置し、水位変動記録を動歪計からの流体力変動記録と同時に収録した。

3.2 直方向力の表示式

小口径円柱に作用する波力に対しては、Morison 式による表示がよく用いられる。しかしながら、振動流や波動流による流体力を、抗力と慣性力に分離することは厳密にはできず、Morison 式は物理的根拠を有する表示式とは言えない。しかしながら、円柱周辺の流況を記述するパラメーターによって、抗力係数と慣性係数を変化させて与えれば、実際に近い波力の時間変動を表現しうることが多くの研究者によって認められており、表現の簡潔性とあいまって、現時点ではこれに勝る算定式はないといえる。¹⁴⁾

そこで共存場の流体力の表示に、次式のような流れを考慮した Morison 式を用いることにする。

$$dF(z) = \frac{1}{2} \rho C_D (u(z) + U(z)) |u(z) + U(z)| D dz + \frac{\rho \pi}{4} C_M D^2 \frac{\partial u(z)}{\partial t} dz \quad (4.3.1)$$

ここに dF は鉛直距離 dz に働く水平流体力、 ρ は流体の密度、 C_D 、 C_M はそれぞれ抗力係数、慣性係数である。以下の解析では、波による水粒子速度 $u(z)$ は流れを考慮した微小振幅波で与え、流れの流速は水深方向に一様であるとして計算した。もちろん、水粒子速度と加速度を正確に算定することは、精度の高い流体力の表示に対して重要であるが、本研究では有限振幅波理論の導入は行わなかった。したがって、結果にはこれに起因する誤差が含まれることになる。流体力のモーメントは、ひずみゲージまでの縦距を考慮して、水底から水面 $\eta(t)$ まで積分すれば計算できる。実測の流体力から C_D 、 C_M は次の二つの方法によって算出される。

第1の C_D 、 C_M の算定法は、抗力または慣性力が0となる特定の位相から、慣性係数あるいは抗力係数の値を求める方法である。しかしこの方法を共存場に用いると、波と流れの構成比によっては、算出すべき位相における水粒子速度や加速度が0に近づくため、値の信頼度が低下する場合がある。また流れの速度が、波の水粒子速度の振幅より大きくなると、すべての位相で合速度が0とならず、 C_M が算出できなくなる。以上の点から共存場ではこの方法は、波と流れの方向が一致し、合速度が最も大きくなる谷位相で C_D を算出する時のみ使用することにする。こうして求めた C_D を、谷位相の意味で $(C_D)_{tr}$ と表示する。

第2の C_D 、 C_M の算定法は、Reid が提示した方法で、水位変動 η から水粒子速度 u と加速度 \dot{u} を計算し、計算流体力が実測流体力と最も一致するように最小2乗法を用いて算出するものである。^{15), 16)} ここで η から u および \dot{u} を計算する場合には流れを考慮した微小振幅波理論に基づく周波数応答関数を用いる。この方法で算出した流体力係数は、best fit の意味で $(C_D)_{b.f.}$ 、 $(C_M)_{b.f.}$ と表示する。図-4.3.1は実測の流体力の実測波形と第2の方法で算出した流体力変動の計算結果の1例を示したものである。

第1の方法で算出した抗力係数 $(C_D)_{tr}$ と、第2の方法で算出した抗力係数 $(C_D)_{b.f.}$ の結果を比較する

と、最大で30%程度の差が生ずるにすぎないことがわかった。この理由は、波の一周期を通じて2乗誤差を最小にしようとするためには、特に抗力が最大となる特定の位相で計算結果を実測波形に一致させることが重要になってくることから理解することができる。

最後に流体力を構成する抗力と慣性力の割合について考察する。全位相を通じた抗力、慣性力の最大値 $dF_{D, max}$ と $dF_{M, max}$ は、式(4.3.1)よりそれぞれ次式で表わされる。

$$dF_{D, max} = (1/2) \rho C_D D (\hat{u} + |U|)^2 dz \quad (4.3.2)$$

$$dF_{M, max} = (1/2) \rho \pi^2 C_M D^2 (\hat{u}/T) dz \quad (4.3.3)$$

したがって両者の比は

$$\begin{aligned} \frac{dF_{D, max}}{dF_{M, max}} &= \frac{C_D}{C_M} \left(\frac{\hat{u}T}{D} \right) / \pi^2 \left(\frac{\hat{u}}{\hat{u} + |U|} \right)^2 \\ &= \frac{C_D}{C_M} (K.C.) / (\pi^2 C_{asym}^2) \end{aligned} \quad (4.3.4)$$

となる。 C_D 、 C_M は一般に $K.C.$ 数や C_{asym} によって変化するが、これらに無関係に $C_M=2$ 、 $C_D=1$ と置き、 $dF_{D, max}/dF_{M, max}=1$ とすれば、図-4.3.2に示すように抗力と慣性力の卓越領域が $K.C.$ 数と C_{asym} で区分される。

3.3 実験結果および考察

流体力係数を支配するパラメーターとしては、従来の研究では特に $K.C.$ 数と Re 数がとりあげられているが、本研究における Re 数の範囲は $2 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$ であり、この範囲では C_D 、 C_M の Re 数による変化が小さいことが報告されている。^{13), 17)} したがって本研究では、 $K.C.$ 数による流体力係数の変化について考察を行う。共存場における $K.C.$ 数に相当するパラメーターについては、既に前節で示した。これらのパラメーターにおける波の水粒子速度の振幅 \hat{u} には、円柱の水没区間にわたって深さ方向に2乗平均して平方根をとった値を用いることにした。

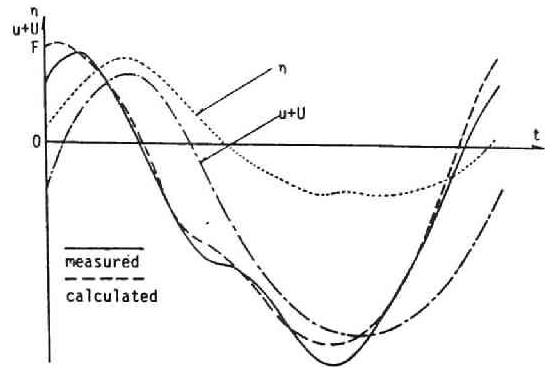


図-4.3.1 流体力の実測波形と最小2乗法によって C_D 、 C_M を求めた場合の計算波形の比較

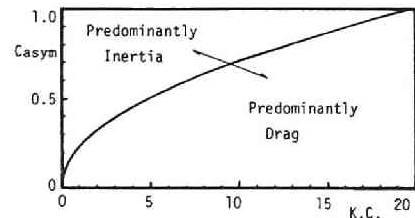


図-4.3.2 抗力と慣性力の卓越領域の区分

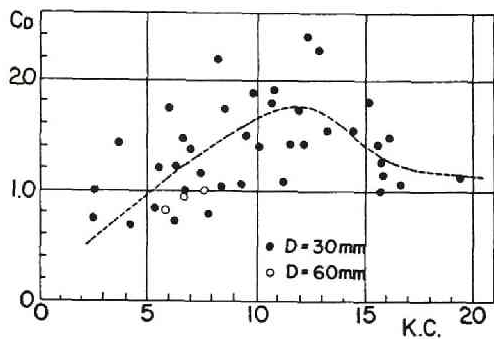


図-4.3.3 抗力係数 C_D の実験結果 (波動場)

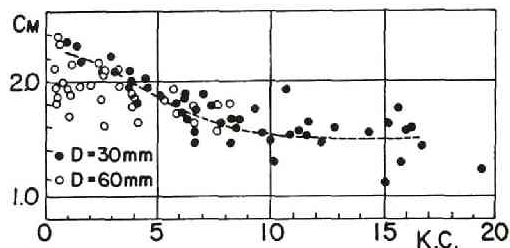


図-4.3.4 慣性係数 C_M の実験結果 (波動場)

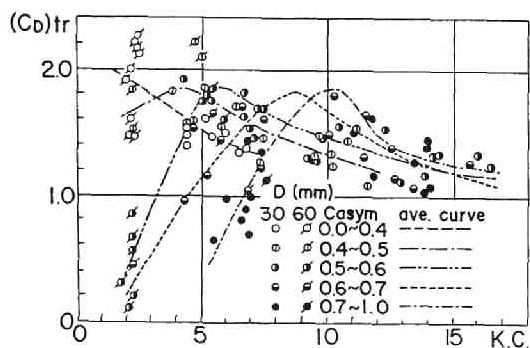


図-4.3.5 谷位相から求めた抗力係数 $(C_D)_{tr}$ と $K.C.$ 数との関係 (共存場)

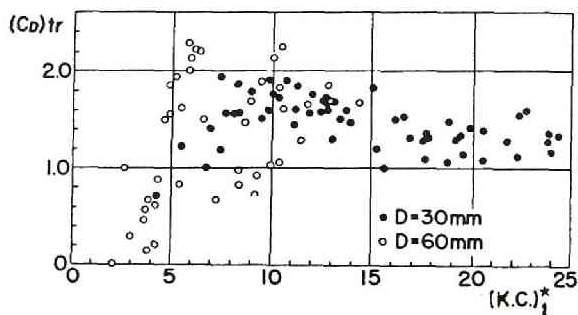


図-4.3.6 谷位相から求めた抗力係数 $(C_D)_{tr}$ と $(K.C.)_1^*$ との関係 (共存場)

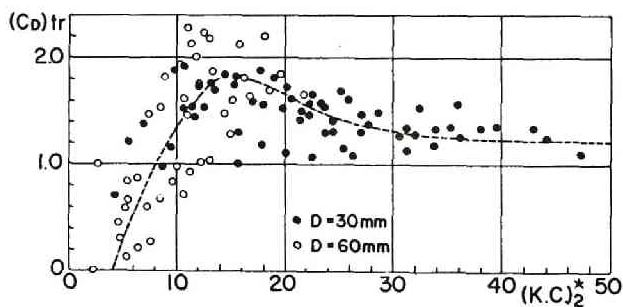


図-4.3.7 谷位相から求めた抗力係数 $(C_D)_{tr}$ と $(K.C.)_2^*$ との関係 (共存場)

まず波と流れの共存場の特別な場合として、波動のみの場合の C_D 、 C_M を特定の位相から算出したところ、図-4.3.3、図-4.3.4に示すような従来の知見と一致する結果を得た。

次に共存場において、波の谷位相から算出した抗力係数 $(C_D)_{tr}$ の結果を示す。図-4.3.5は $(C_D)_{tr}$ と波の水粒子速度のみから算出した $K.C.$ 数との関係を示したもので、 $K.C.$ 数のみでは $(C_D)_{tr}$ の特

性を表わすことができず、 C_{asym} で分類するとその傾向が明らかになることがわかる。図より C_{asym} が大きくなるにしたがって、実験値の平均曲線のピークは $K.C.$ 数が大きくなる方向に移動する。この実験結果を共存場の $K.C.$ 数として提案した $(K.C.)_1^*$ 、 $(K.C.)_2^*$ で整理したものが図-4.3.6、図-4.3.7 である。図-4.3.5 では2つのパラメーターを用いなければ、 $(C_D)_{tr}$ の特性が明らかにできないのに対し、図-4.3.6、図-4.3.7 では1つのパラメーターで記述できることがわかる。また $(K.C.)_1^*$ を用いた図-4.3.6 より $(K.C.)_2^*$ を用いた図-4.3.7 の方がばらつきが少なく、 $K.C.$ 数の物理的意味から言っても $(K.C.)_2^*$ の方が適切なパラメーターと考えられる。

次に、実測値に全位相を通じて最も良く一致するような流体力係数を最小2乗法により算出した結果について述べる。上記のように $(K.C.)_2^*$ が最も適切なパラメーターであることが明らかになったので、 $(C_D)_{b.f.}$

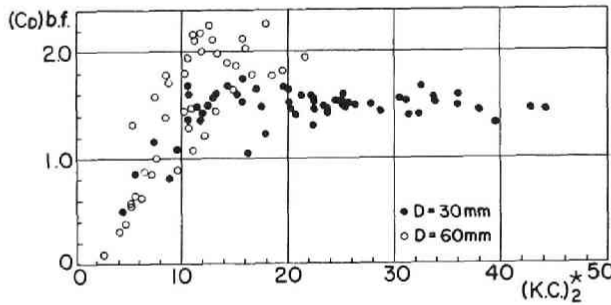


図-4.3.8 全位相に最適合する抗力係数 $(C_D)_{b.f.}$ と $(K.C.)_2^*$ との関係 (共存場)

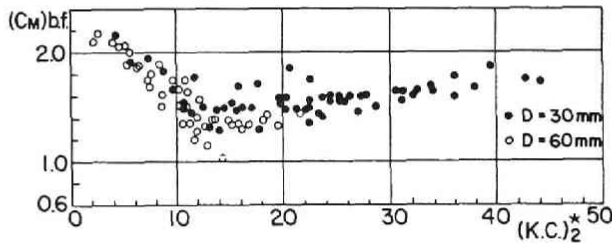


図-4.3.9 全位相に最適合する慣性係数 $(C_M)_{b.f.}$ と $(K.C.)_2^*$ との関係 (共存場)

および $(C_M)_{b.f.}$ を $(K.C.)_2^*$ で整理してみた。その結果を、それぞれ図-4.3.8、図-4.3.9 に示す。

図-4.3.7 と図-4.3.8 を比較すると算出法による差異はほとんどないことがわかる。

図-4.3.7～図-4.3.9 に示された共存場の流体力係数の平均的特性は、図-4.3.3、図-4.3.4 の波動場の結果と良く一致することが注目される。谷位相での流況を表わす $(K.C.)_2^*$ で C_D 、 C_M の特性が整理できるのは、第2節で述べたようにこの時の後流渦の流況が全位相を通じての流況を支配するためである。そして C_D 、 C_M の特性は、従来の波動場で定見となっている物理的説明がそのまま適用できる。すなわち、

$(K.C.)_2^*$ が 12 ~ 15 付近で C_D が最大となるのは、この時の後流渦が非対称になって、大きく強い渦が形成されるためであり、 $(K.C.)_2^*$ が非常に大きくなると、 C_D が 1.2 程度に漸近するのは、流況が定常流に近づくためである。一方、 C_M については、 $(K.C.)_2^*$ が小さい領域で 2 付近の値をとるのは、粘性の効果が小さく、ポテンシャル流に近い状態であることを示し、また C_D が最大となる $(K.C.)_2^*$ の領域で C_M が逆に最小となるのは、後流渦が円柱周辺に残存することにより、モリソン式での取扱いでは見かけ上慣性力が小さくなるためであろうと思われる。

さらに二、三の検討結果について述べる。これまでは C_D 、 C_M は位相を通じて一定と考えたが、共存場では円柱に対して流況が非対称となることから、波と流れが同方向となる谷位相を中心とする位相区間と、逆方向となる峰位相を中心とする位相区間に分けて、それぞれの区間で最も実測値と一致する流体力係数を求めた。谷位相を中心とした場合には、当然のことながら、図-4.3.8、図-4.3.9 の結果とほとんど変わらない。峰位相を中心とする区間で $(C_D)_{b.f.}^+$ 、 $(C_M)_{b.f.}^+$ を計算した結果が図-4.3.10、図-4.3.11 である。ここで $(K.C.)_2^+$ は、峰位相を中心とした水粒子運動から、式(4.2.5)、(4.2.7)で示した考え方で算出されるものである。図より C_D の結果に特にばらつきが見られ、峰位相を中心とした区間での流体力係数は、峰位相において、式(4.2.7)と同様に水粒子の移動距離と円柱径の比から算出した $(K.C.)_2^+$ を用いても、実測値を整理することができない。これは峰位相では谷位相時に発生した渦の影響が大きく、峰位相の水粒子運動に対応した渦が形成されないためである。

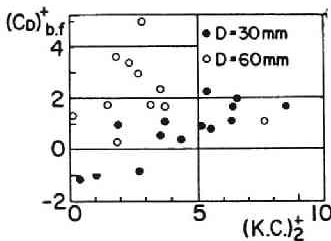


図-4.3.10 合速度が正の位相区間で最適する抗力係数 $(C_D)_{b.f.}^+$ と $(K.C.)_2^+$ との関係 (共存場)

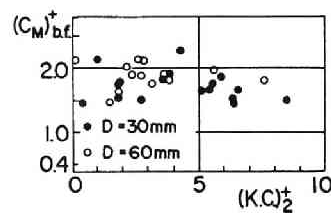


図-4.3.11 合速度が正の位相区間で最適する慣性係数 $(C_M)_{b.f.}^+$ と $(K.C.)_2^+$ との関係 (共存場)

また共存場における加速度として、 $\partial u / \partial t$ に移流慣性項の $U \cdot \partial u / \partial x$ を加えた場合の流体力係数に及ぼす効果を検討したところ、 C_D にはほとんど値の変化はなく、 C_M は逆流の流速 U が增大するにつれて大きくなり、最大 1.3 倍程度の値となった。しかしこの場合には抗力項が慣性力項より十分大きく、 C_M の変化はあまり問題にならないと考えられる。

以上、波と流れの共存場における直方向力の特性は、円柱周辺の後流渦の特性から説明することができること、共存場における C_D 、 C_M の実験結果は、共存場における新しい $K.C.$ 数である $(K.C.)_2^*$ によって良く整理でき、それらの平均的的特性は、波動のみの場合の C_D 、 C_M と $K.C.$ 数の関係に一致することがわかった。

以下では、本実験結果に誤差を与える可能性のある諸要因について簡単に考察するとともに、今後の課

題について述べる。なお、以下の考察は次節で示す揚力に関してもあてはまる事項である。

まず、すでに述べたが水粒子速度の算定に微小振幅波を適用したことによる誤差要因が挙げられる。有限振幅波理論から算出された流体力係数の特性については、土屋・山口¹⁸⁾が検討しているので、その結果を考慮する必要がある。

次に流れの中に物体を置いた場合に、下流側に波が発生することから造波抵抗力が作用することが認識されるが、これは自由表面を持たない振動流では現われない流体力である。そこで定常流中に円柱を設置し、後方の発生波の波高を測定して、抗力係数と同様の表示式で与えられる造波抵抗係数 C_W を算出したところ、本実験で用いた流れの流速と円柱径の範囲では、 C_W は最大 0.034 程度であって、十分無視できることがわかった。波動場および共存場における円柱背後の発生波の測定は行わなかったが実験時の観測から、定常流の造波抵抗より顕著に大きくなるとは考えられない。

最後に、現地において波と流れによる円柱構造物への流体力を評価するために、今後明らかにすべき課題について述べる。現地における Re 数は 10^6 以上のオーダーであって、この範囲では Sarpkaya¹⁷⁾ の結果に見られるように流体力係数は K, C 数のみならず Re 数によって大きく変化する。本研究で展開した共存場における新しい K, C 数の考え方が、 Re 数についても適用できるかも知れないが、今後の課題である。さらに実際の海洋においては、構造物の表面は一般に一年も経過しないうちに海洋生物の付着によって粗面となる。したがって、共存場における粗面円柱に対する流体力の特性についても今後明らかにする必要がある。

第4節 揚力の特性

第2節および第3節で、波と流れの共存場においては水粒子運動が円柱に対して非対称となるため、共存場特有の流体力の発生機構があることを示したが、揚力は円柱背後の後流渦の非対称性に支配されるので、共存場に特有な性質がより顕著に現われることが予想される。揚力の特性はその変動周波数と極値揚力の大きさによって記述される。以下ではこれらについての実験結果を示すとともに、揚力の時間変動を表わすモデルについて検討する。

実験装置・方法は第2節と第3節で述べたものとほとんど同じである。実験用の円柱の直径は 30 mm と 60 mm の 2 種類であり、流れはすべて逆流である点もこれまでと同じである。揚力の時間変動モデルを考察するにあたって、2.1 で述べたように後流渦の可視化についての追加実験を行った。この実験では長さ 12 m、幅 30 cm、高さ 40 cm の循環流発生装置付きの造波水槽を用い、アルミ粉により可視化された流況をビ

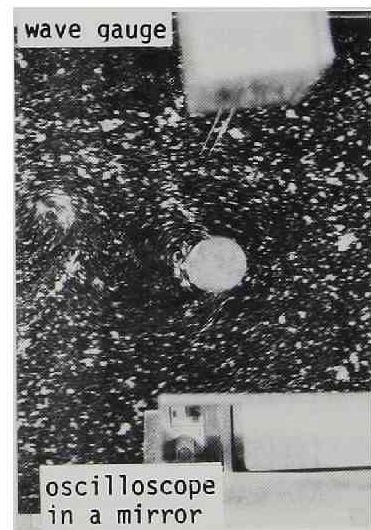


写真- 4.4.1 後流渦の可視化実験

デオカメラで撮影した。容量式波高計によって検出した水位変動記録をオシロスコープ上に出力させ、その画面を鏡を用いてカメラの撮影範囲内に入れて、流況と水位変動の対応がとれるようにした。可視化用の円柱の後方 2 m 地点には、同じ直径の揚力測定用円柱を片持ちばり型式で鉛直に支持し、揚力変動を同時に測定した。当初は渦の位置、移動速度、循環の強さ等を可視化実験から求める予定であったが、これらの正確な測定は困難であることがわかった。すなわち、ビデオカメラでは 1 コマ当りの露出時間が短いために、連続的に映写すれば渦挙動は追跡できるが、静止させた場合にトレーサーが流跡を示さず、他方、35 mm カメラでは露出時間が長いために渦は鮮明に写るが、1 秒間に 3 コマしか撮影できないため、渦の粗い追跡しかできないことによる。したがって、本可視化実験は、渦の挙動の定性的な性質を明らかにするにとどまったが、以下の揚力算定のモデルを組み立てるにあたっての資料としては十分であった。

4.1 揚力の変動周波数

波と流れの共存場は定常流場と波動場をつなぐ遷移場と考えることができる。したがって共存場における揚力と変動周波数について考察する際には、定常流場と波動場での特性の相違を理解しておくことが重要である。

定常流中に置かれた渦の離脱周波数 f_V は Strouhal 数 S_t と呼ばれる無次元量で表示される。すなわち、

$$S_t = \frac{f_V D}{U} \quad (4.4.1)$$

従来の研究から Re 数が $3 \times 10^2 \sim 2 \times 10^5$ 程度の広い範囲で S_t は 0.21 ~ 0.19 とほぼ一定の値をとることがわかっている。本研究で問題とする Re 数の範囲では $S_t \approx 0.21$ となる。渦の離脱周波数 f_V は揚力の変動周波数 f_L と一致する。式 (4.4.1) から定常流場においては、流れの流速 U が増加すると f_V すなわち f_L は連続的に増加することがわかる。

一方、波動場における揚力変動周波数 f_L についての研究の多くは f_L と波の周波数 f_W の比である f_L/f_W と $K.C.$ 数の関係で整理されている。図-4.4.1 は著者が波動場に対して測定した f_L/f_W の結果および榎木・中村¹⁹⁾、沢本・菊池¹²⁾による結果を示したものである。図から f_L/f_W の値は、 $K.C.$ 数の増加とともにステップ状に変化する。したがって波高を増加することによって水粒子速度を大きくしても、ある $K.C.$ 数の範囲内では f_L すなわち f_V は増加せず一定のままである。ここではこの現象を渦の離脱周波数 f_V あるいは揚力変動周波数 f_L の、波動周波数 f_W への同調現象と呼ぶことにする。以下では波と流れの共存場においてこの同調現象が存在するかどうか、流れの流速をどの程度大きくすると定常流の f_L の性質に近づくかについて考察する。

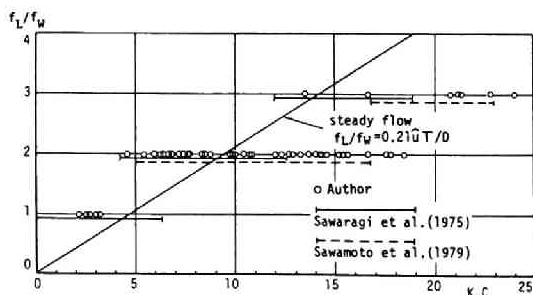
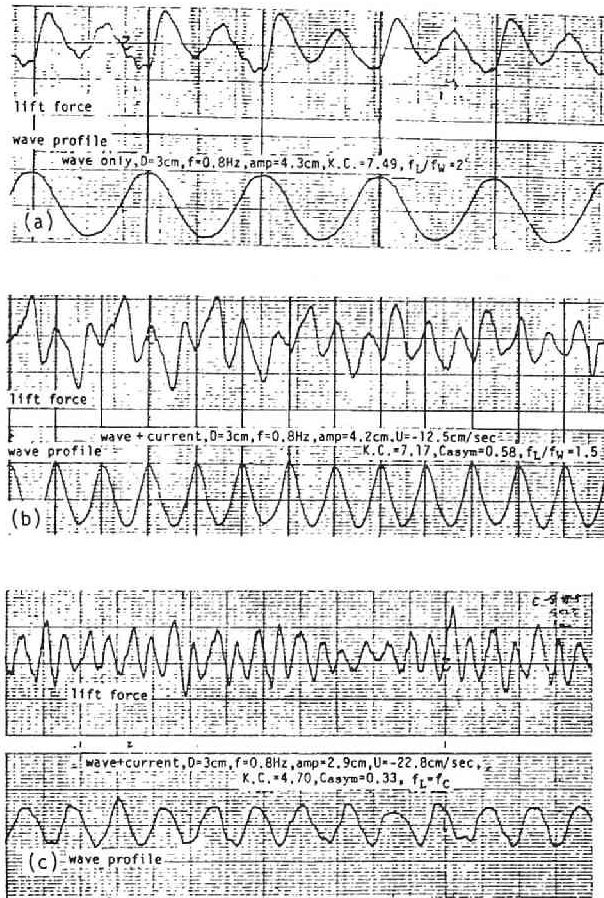


図-4.4.1 波動場における揚力変動周波数 f_L と波の周波数 f_W の比 f_L/f_W

図-4.4.2 は測定された揚力変動と水位変動の 1 例を示したものである。図-4.4.2 (a) は波



図一 4.4.2 揚力変動と水位変動の実測波形

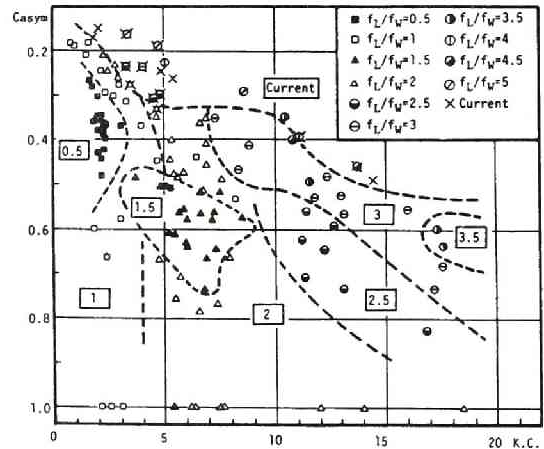
動のみの場合である。揚力変動は外力が同じでも、一般に不規則な変動を示すが、発生渦の個数が少ない間は、渦と渦、渦と円柱の干渉効果が小さいので、規則的な変動を示す。この図では波の1周期に2周期の揚力変動があることがわかる。図一 4.4.2 (b)は共存場の結果であり、波の2周期間に3周期の揚力変動を示しており、 $f_L/f_W = 1.5$ であることがわかる。共存場ではこの他に f_L/f_W が0.5あるいは2.5、3.5…となる場合があり、共存場に特有の性質として注目される。すなわち、波動場では f_L/f_W が整数となるが、共存場では $2f_L/f_W$ が整数となることがわかる。以後は同調現象を $2f_L/f_W$ が整数となる場合に拡張して解釈する。図一 4.4.2 (c)は流れの流速が波の水粒子速度に比較して大きい場合の結果である。揚力変動は他の結果のように水位変動とともに定まったパターンを示さず、またこの時の f_L は、同じ流速を持つ流れだけの場合の揚力変動周波数 f_C と一致することから、波動による同調現象が消滅したと考えられる。しかし一般に f_L/f_W がより大きくなると揚力変動の周期性が弱くなるので、 f_L が f_C に一致したのか、 f_L が f_W の半奇数倍となるのかの判定が難しい場合も多い。表一 4.4.1は水位変動の10周期間に揚力変動が

表一 4.4.1 揚力変動周波数 f_L と波の周波数 f_W の実測結果の例

	U (cm/sec)	amp (cm)	f_C (Hz)	K.C.	C_{asym}	f_L (Hz)	f_W (Hz)	f_L/f_W
C1-W1	0.0	2.1	—	6.32	1.00	0.99	0.49	2
C1-W2	0.0	4.3	—	7.49	1.00	1.59	0.79	2
C2-W1	-5.3	2.0	—	5.99	0.63	0.74	0.49	1.5
C2-W2	-5.3	4.3	—	7.37	0.77	1.61	0.79	2
C3-W1	-12.5	2.3	0.92	6.96	0.46	1.04	0.49	2
C3-W2	-12.5	4.2	0.92	7.17	0.58	1.22	0.79	1.5
C4-W1	-15.1	2.3	1.27	6.94	0.41	0.99	0.50	2
C4-W2	-15.1	5.1	1.27	8.50	0.57	1.16	0.79	1.5
C5-W1	-19.1	2.3	1.49	6.91	0.35	1.02	0.49	2
C5-W2	-19.1	4.6	1.49	7.63	0.49	1.59	0.79	2
C6-W1	-22.8	1.8	1.79	5.44	0.26	1.75	0.49	*
C6-W2	-22.8	5.1	1.79	8.32	0.47	1.75	0.79	*

何波くり返されるかを記録紙から読み取った結果である。揚力変動周波数 f_L と波の周波数 f_W の比は整数倍あるいは半奇数倍に近い値となることがわかる。なお、波動場・共存場の実験に先だって、流れのみの場合の揚力変動周波数 f_C の測定を行った。表中には f_C の結果もあわせて示している。流れが最も大きい $U = -22.8$ cm/sec のケースでは、 f_L の大きさは f_C の値に近く、 f_L/f_W も整数倍あるいは半奇数倍とならないことから、波による同調現象が消滅したと考えられる。

図一 4.4.3 は f_L/f_W についての実験結果を $K.C.$ 数と波と流れの構成比を示すパラメータ C_{asym} で整理したものである。図中の \times 印は f_L と f_C が一致した場合を示すが、 $f_L = f_C$ 、 $2f_L/f_W =$ 整数のいずれともとれる場合は両方の記号を示した。 C_{asym} の定義式 (4.2.1) より、波のみの場合には $C_{asym} = 1$ となり、流れのみの場合には $C_{asym} = 0$ となるが、図から流れの流速が波の水粒子速度よりかなり大きくなって、同調現象を示す実験ケースがあることが注目される。



図一 4.4.3 f_L/f_W に関する実験結果

このように共存場の揚力変動周波数が波の周波数に支配されるのは、一様流中で物体を

振動させた場合に、渦の離脱周波数が物体の振動周波数と一致するという frequency-locking 現象^{20), 21)} と類似の現象である。最近、橋梁工学の方面で、気流中に含まれる乱れの空力特性に及ぼす効果についての研究がなされているが、²²⁾ ここでの現象と類似のものといえよう。

4.2 極値揚力と揚力係数の特性

図一 4.4.4 は測定された揚力変動から極値揚力の頻度分布を示したものである。CASE-1 ~ 3 は波動場、CASE-4 ~ 6 は共存場の結果を示す。CASE-1 は $f_L/f_W = 1$ の場合の結果で、揚力変動は規則的

で、その極値揚力の分布も平均値付近に集中している。しかし CASE-2, CASE-3 では順に $K.C.$ 数が大きくなり、1 周期間に発生する渦の個数が増加すると、揚力変動が不規則となり、分布形も平坦となる。共存場においても、同じ $K.C.$ 数で流速が大きくなると、極値揚力のばらつきも大きくなる。

揚力の大きさを評価するため、次式で示す揚力係数 C_L を導入する。

$$C_L = F_L / \left\{ \frac{1}{2} \rho D (\hat{u} + |U|)^2 \right\} \quad (4.4.2)$$

上述のように揚力は一般に変動するから、揚力係数 C_L も統計的な性質を考慮して決定する必要がある。従来の研究では不規則な風波の統計的表示にならって、極値揚力の平均値、1/3 最大値、1/10 最大値から求められる $\overline{C_L}$, $C_{L1/3}$, $C_{L1/10}$ を用いることが通例である。しかし図-4.4.4 に見られるように、極値揚力の分布形は外力条件によって著しく異なり、単純に上記の統計量で比較を行うと、分布形の相違による影響が入ることになる。また揚力変動は後流渦が少数の場合は確定的に算出できるものである。これについては次の 4.3 で考察する。以上のように何時でも揚力係数を統計的に取扱うことは問題があるが、極値揚力の分布についての信頼すべき知見が現在のところ無いので、ここでは従来の取扱いにならって、実験結果の整理を行うことにする。

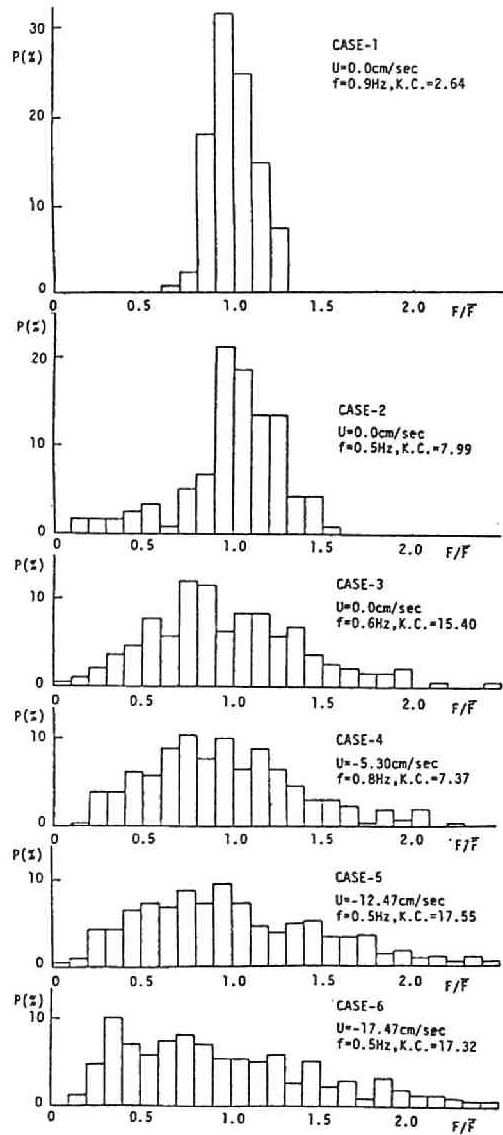


図-4.4.4 揚力変動の頻度分布

図-4.4.5 は波動のみの場に対して著者が行った実験結果と、中村²³⁾および振動流を用いた Sarpkaya²⁴⁾の結果を比較して示したものである。図から $K.C.$ 数が 10~12 付近で $C_{L1/10}$ の極値が存在することがわかる。これは表-4.2.1 で見たようにこの $K.C.$ 数付近で発生する後流渦の非対称性が大きくなるためである。 $K.C.$ 数がさらに大きくなればカルマン渦に近くなり、やはり非対称な後流渦となるが、この場合は式(4.4.2)の分母の水粒子速度が大きくなるので C_L の値は $K.C. = 10 \sim 12$ より小さくなる。なお Sarpkaya の結果では $K.C. = 16 \sim 18$ 付近に 2 目のピークがあるが、著者や中村の結果には見出せない。

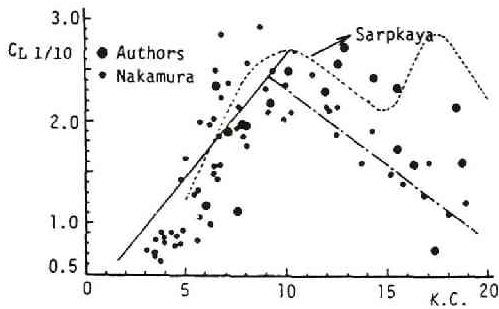


図-4.4.5 1/10最大揚力係数 $C_L 1/10$ のK.C.数による変化(波動場)

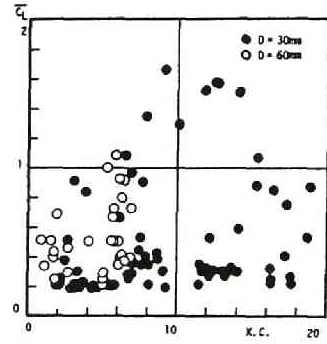


図-4.4.6 平均揚力係数 $\overline{C_L}$ とK.C.数の関係(共存場)

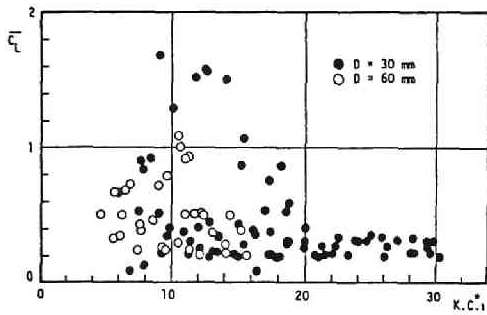


図-4.4.7 平均揚力係数 $\overline{C_L}$ と $(K.C.)_1^*$ の関係(共存場)

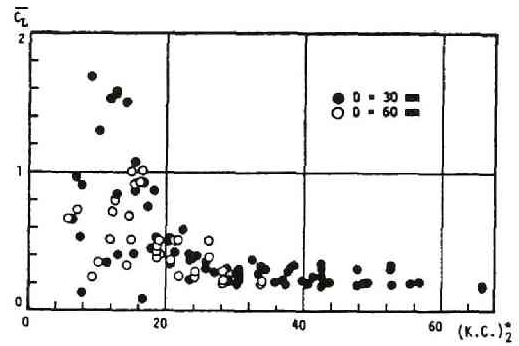


図-4.4.8 平均揚力係数 $\overline{C_L}$ と $(K.C.)_2^*$ の関係(共存場)

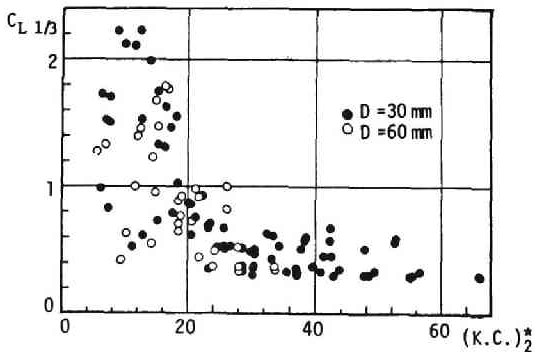


図-4.4.9 1/3最大揚力係数 $C_L 1/3$ と $(K.C.)_2^*$ の関係(共存場)

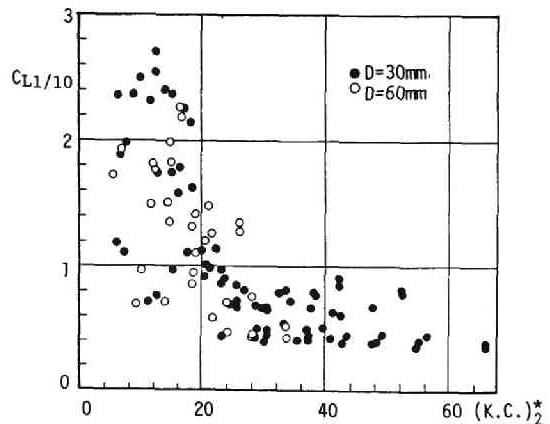


図-4.4.10 1/10最大揚力係数 $C_L 1/10$ と $(K.C.)_2^*$ の関係(共存場)

図-4.4.6は共存場で得られた平均揚力係数 $\overline{C_L}$ の値を、波動の水粒子速度のみから計算される $K.C.$ 数に対してプロットしたものであるが、 $K.C.$ 数の算出に流れの流速が考慮されていないので、 $\overline{C_L}$ についてははっきりした傾向を見出すことができない。図-4.4.7、図-4.4.8は同じデータを、それぞれ共存場における新たな $K.C.$ 数である $(K.C.)_1^*$ 、 $(K.C.)_2^*$ で整理したものである。これらの図から $\overline{C_L}$ のデータは $(K.C.)_2^*$ によって最も良く整理できることがわかる。図-4.4.9、図-4.4.10はそれぞれ $C_{L1/3}$ 、 $C_{L1/10}$ についての結果を $(K.C.)_2^*$ で整理したものであり、 $(K.C.)_2^*$ が10~12付近で極大値をとることがわかる。これは波と流れの方向が一致する位相区間で発生する渦が非対称となるため、波動のみの場合に得られた図-4.4.5と同じ結果となる。図-4.4.5と図-4.4.10を比較すると、 $C_{L1/10}$ が極大となる時の値もほぼ一致しているようである。

以上、揚力係数についても直方向力の係数の場合と同様に、共存場を表現する新たな $K.C.$ 数によって、波動場と同様な形でその特性が説明できることがわかった。

4.3 共存場における揚力の算出モデル

流れの場に物体が置かれ、さらにわき出し、渦系などの特異点がある場合には、物体に作用する流体力は、全領域内に存在する特異点に作用する力をBlasius公式により求め、これを全系に作用する力から差し引けば求められる。²⁵⁾ 非定常流中に置かれた円柱に作用する直方向力 F_I および揚力 F_L の算定式として、Sarpkaya²⁶⁾は次式を提案している。

$$F_I = \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial U^+}{\partial t} - \rho \sum_{n=1}^N \Gamma_n (v_n^+ - v_{ni}^+) + \rho \sum_{n=1}^N y_{ni} \frac{\partial \Gamma_n}{\partial t} \quad (4.4.3)$$

$$F_L = -\rho \sum_{n=1}^N \Gamma_n (U^+ - u_n^+ + u_{ni}^+) - \rho \sum_{n=1}^N x_{ni} \frac{\partial \Gamma_n}{\partial t} \quad (4.4.4)$$

ここに x 軸は流れの方向にとり、添字 n は n 番目の渦についての諸量である。また U^+ は周囲流体の速度、 u_n^+ 、 u_{ni}^+ はそれぞれ渦とその鏡像渦の x 方向速度、 v_n^+ 、 v_{ni}^+ は y 方向のそれを示す。 Γ は渦の循環、 x_{ni} 、 y_{ni} はそれぞれ鏡像渦の x 方向、 y 方向位置を示す。

式(4.4.3)の慣性係数は、どのような流況においてもポテンシャル流としての値である2として良いので、その点ではMorison式(4.3.1)より物理的な根拠が明確な式である。しかし本研究でビデオカメラあるいはモータードライブ付きの35mmカメラによって、後流渦の位置および循環を求めようとしたが、正確な測定は困難であって、式(4.4.3)による直方向力の表示は実用的でない。同様に式(4.4.4)によっても揚力変動を正確に表現することは実際上容易でないが、ここでは4.1および4.2に示した共存場の揚力変動に関する諸結果を物理的に説明するために、この式を出発点とした考察を行う。なお流体力を渦の挙動と結びつけて算出する方法に、円柱表面における境界層で形成される渦度が断続的に放出されるとする、discrete vortex model²⁷⁾があるが、初期擾乱を与えなければ非対称な渦が形成されないことを始め、多くの仮定が必要であり、かつ計算時間もかかることから取扱い易いモデルとは言えない。

第2節で示した後流渦の可視化実験、およびビデオカメラを用いた追加実験から、式(4.4.4)中の渦の速度 u_n^+ および x_n の定性的性質は明らかになっており、また鏡像渦の位置 x_{ni} や速度 u_{ni}^+ は、 x_n 、 u_n^+

から計算できる。試算の結果、 x_{ni} や u_{ni}^+ を含む項は他の項と比較して小さく、揚力算定の近似式として式(4.4.4)に含まれる鏡像渦の効果は無視して良いことがわかった。したがって同式より次式が得られる。

$$F_L = -\rho \sum_{n=1}^N \Gamma_n (U^+ - u_n^+) \quad (4.4.5)$$

上式において、 N は揚力算定の対象となる渦の個数を示すが、後流渦が離脱して主流の速度 U^+ で流されるようになると、揚力への寄与はなくなる。したがって N としては発生・成長を経て、完全に離脱するまでの段階にある渦の個数をとれば良い。

一方、循環 Γ は円柱表面に存在する境界層内で形成される渦度から近似的に次式で評価する。

$$\Gamma(t) = 0.5 \int_0^t U_B^{+2} dt = 0.5 \int_0^t (U + \hat{u} \cos \sigma t)^2 dt \quad (4.4.6)$$

ここに U_B^+ は境界層外縁の水粒子速度とする必要があるが、ここでは簡単に主流の波と流れの合速度とする。

渦の離脱に要する時間を評価するにあたっては、沢本・菊池¹²⁾が波動場に対して示した方法を用いる。すなわち、定常流において後流渦の離脱周波数 f_V を用いた Strouhal 数が、Reynolds 数の広い範囲で約 0.2 となることから、彼らはこれを波動場にも適用し、水粒子の移動距離が円柱径の 5 倍を越えると、上下 2 個の渦が放出されるとした。ここではこの考えを共存場に対して適用する。

最後に残された問題は、後流渦の移動速度 u_n^+ の評価である。可視化実験から、渦の移動速度は、主流の水粒子運動に追従したものになるが、発達初期においてはその値は小さく、循環の増加とともに漸増し、離脱時において主流速度にほぼ等しくなることが確かめられた。

可視化実験によれば波の 1 周期間に渦が 1 個離脱する場合の後流渦の挙動は図 4.4.11 のようである。図に示されるように、渦の発生から離脱まで波の 2 周期間を要し、渦は波と流れの合速度が最大となる位相付近で、1 周期ごとに円柱の交互の側面から離脱することがわかる。以上の考察からこの場合の渦の移動速度として次式を仮定した。

$$u_n^+ = (U + \hat{u} \cos \sigma t) \exp \{-\beta (4\pi - \sigma t^*)\} \quad (4.4.7)$$

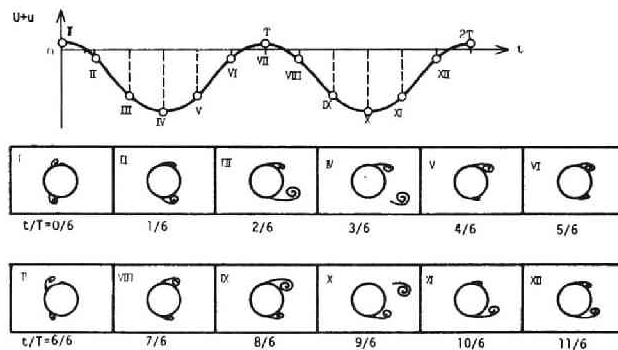


図 4.4.11 波の 1 周期間に渦が 1 個離脱する場合の渦の挙動

ここに、 t^* は渦が発生してからからの時間、 β は渦の移動速度の遷移の速さを表わすパラメーターである。渦は離脱してその流下速度が主流速度と等しくなると揚力の発生に全く寄与せず、また離脱の時点で新たな渦の発生があるから、式(4.4.5)においてはつねに2個の渦について計算を行えばよい。

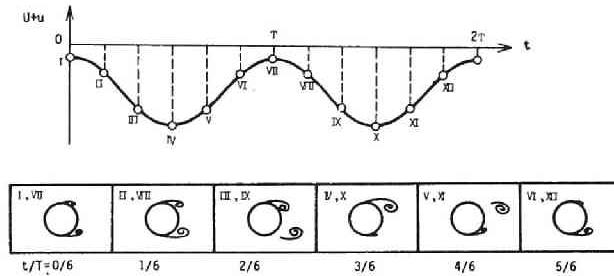


図-4.4.12 波の1周期間に渦が2個離脱する場合の渦の挙動

次に図-4.4.12は1周期間に2個の渦が離脱する場合の後流渦の挙動を示したもので、渦の発生から離脱まで波の1周期間を要する。この場合の式(4.4.7)に対応する渦の移動速度の表示式として次式を仮定した。

$$u_n^+ = (U + \hat{u} \cos \sigma t) \exp\{-\beta(2\pi - \sigma t^*)\} \quad (4.4.8)$$

この場合の渦の離脱の位相は、波の位相 π をはさんで対称な位相で起こり、その2つの位相時において、他方の成長しつつある渦の循環が等しくなると仮定することにより求めた。またこの場合も揚力算定には2個の渦について計算を行えばよい。

まず渦が波の1周期間に1個離脱する実験ケースについて、実験で用いた波と流れの条件から、上述のモデルで揚力変動を計算した結果が図-4.4.13である。図より本モデルは実測値の大きさおよび変動波形を良く説明することがわかる。図中に示した C_L は式(4.4.2)で計算される揚力係数である。計算値と実測値には多少の位相のずれが見られるが、これは渦の離脱が波と流れの合速度が最大となる位相で起こると仮定したことによると思われる。図-4.4.13において β は4として計算したが、図-4.4.14は β による揚力変動の計算結果の変化を示したものである。図より β が約4で実測値との一致が良く、 β が小さくなると揚

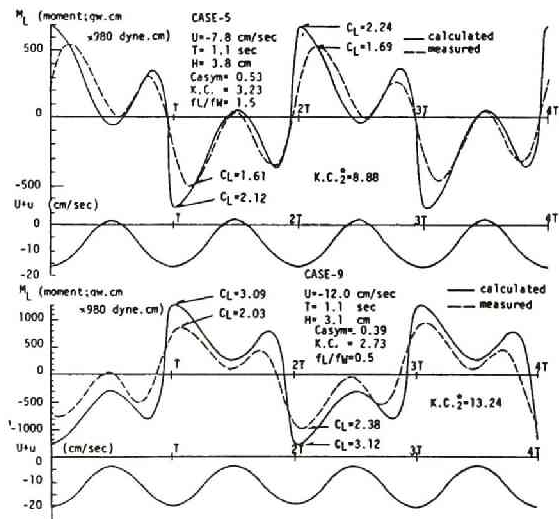


図-4.4.13 波の1周期間に渦が1個離脱する場合の揚力変動の実測値と計算値の比較

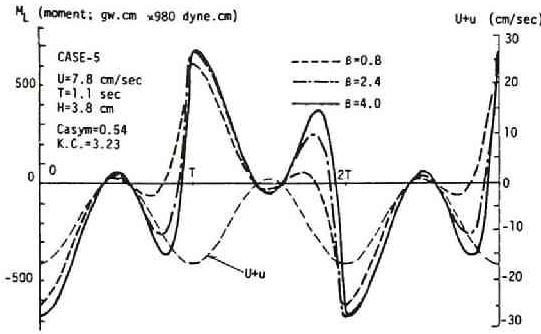


図-4.4.14 β による揚力変動の計算値の変化

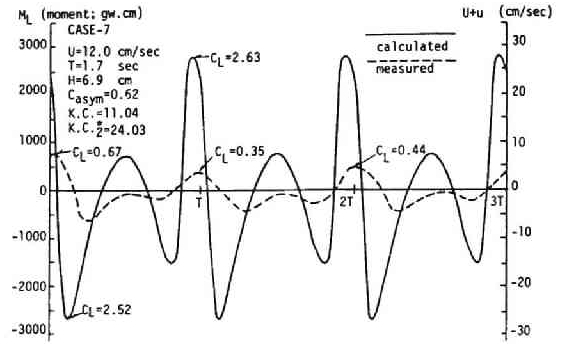


図-4.4.15 波の1周期間に渦が2個離脱する場合の揚力変動の実測値と計算値の比較

力変動の立ち上がりがゆるやかになることがわかる。

次に波の1周期間に渦が2個離脱する場合について考察する。図-4.4.15は共存場における計算結果であり、揚力の大きさ自体が大きく異なることがわかる。図-4.4.9で示した $C_L 1/3$ の実測値と比較しても計算値は過大である。

榎木・中村¹⁹⁾は、波動場において、 $K.C.$ 数が9以下では、揚力係数 C_L が $K.C.$ 数に比例して増加することを渦の挙動から理論的に示しているが、 $K.C.$ 数がそれより大きい領域では C_L が減少するという実験結果を説明できていない。また Stansby²⁶⁾の揚力の算出モデルにおいても、 $K.C.$ 数が大きくなると実験値より過大な揚力係数が算出されている。両者の研究では循環の評価式として本研究と同様に式(4.4.6)を採用していることから、 $K.C.$ 数が大きい場合には循環や揚力の評価式の妥当性について検討し直す必要があると思われる。

次に4.2で得られた揚力の変動周波数 f_L についての実験結果を、上述の集中渦による揚力の算出モデルで説明することを試みる。以下では揚力変動の周波数のみを検討するのであるから、式(4.4.5)をさらに簡略化した方が結果の見通しがよい。すなわち、この場合には渦の減衰、成長および渦の移動速度を無視し、渦が離脱する現象のみを考察すれば十分である。この仮定の下では式(4.4.5)は次式のような, Kutta-Joukowski 型の算定式となる。

$$F_L = -\rho U^+ \Gamma \quad (4.4.9)$$

さて、波動場では有限振幅性を無視すれば、水粒子速度は正負対称な正弦的变化を示すので、流況の対称性より、円柱の上・下流側で離脱する渦の個数は同じとなる。半周期間の離脱渦個数を n とすれば、1周期間に $2n$ 個の渦が離脱する。離脱とともに円柱まわりには放出される渦の強さと逆符号の循環が付加されるので、循環 Γ は $2n$ 回符号を変えることになる。一方、主流流速 U^+ は1周期に2回符号を変えるから、 Γ と U^+ の積で表わされる F_L は $2n+2$ 回符号を変化させる。したがって、

$$f_L/f_W = n + 1 \quad (4.4.10)$$

を得る。

一方、共存場では流れが加わることにより、円柱に対して水粒子運動が非対称となり、離脱する渦の個数も円柱の両側で異なることになる。

流れの流速 U が波の水粒子速度振幅 \hat{u} より小さい場合 ($|U| \leq \hat{u}$) には、円柱の相方の側で離脱する渦の個数を、 n_1, n_2 とすると、循環 Γ は波の1周期中に $n_1 + n_2$ 回その符号を変え、主流 U^+ は2回符号を変える。したがって f_L/f_W は次式で与えられる。

$$f_L/f_W = \frac{1}{2} (n_1 + n_2 + 2) \quad (|U| \leq \hat{u}) \quad (4.4.11)$$

一方、 $|U| > \hat{u}$ の場合には水粒子の運動は常に一方向で、1周期中の渦個数を n とすると、循環 Γ は n 回符号を変え、主流 U^+ は符号を変えない。すなわち、

$$f_L/f_W = n/2 \quad (|U| > \hat{u}) \quad (4.4.12)$$

波動のみの場合の式 (4.4.10) は、式 (4.4.11) において $n_1 = n_2$ の場合に相当する。共存場の場合は一般に $n_1 \neq n_2$ で半奇数の場合が生じる。

図-4.4.16 は上記の f_L/f_W の算出モデルを模式的に示したもので、1例として波動場で f_L/f_W が2となる場合と、共存場で f_L/f_W が1.5となる場合を対比して示している。

式 (4.4.10) ~ (4.4.12) から渦の離脱個数 n_1, n_2, n が与えられれば、 f_L/f_W が計算できるが、この算出にあたっては基本的に、円柱のそれぞれの側における水粒子の移動距離が円柱径の2.5倍を越えるごとに渦が1個放出すると考える。いま波と流れの

条件として、式 (4.2.1) で示した波と流れの水粒子速度の構成比を表わす C_{asym} と式 (4.2.2) で示した波のみの水粒子速度から定義される $K.C.$ 数で表わす。たとえば $\hat{u} \geq |U|$ の場合の n_1 は次式で計算される。

$$\begin{aligned} n_1 &= \left[2 \int_0^{t^*} (U + \hat{u} \cos \sigma t) dt / 2.5 D \right] \\ &= \left[\frac{2}{5} \frac{K.C.}{\pi} \left(\sin \sigma t^* + 2\pi \frac{U}{\hat{u}} \frac{t^*}{T} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.4.13)$$

上式で [] は、その値をこえない最大の整数を表わす。 t^* は式 (4.2.6) に示したように波と流れの水粒子速度の和が0となる時刻である。 U/\hat{u} は C_{asym} で表現できるから、上式の n_1 は $K.C.$ 数と C_{asym} だけで計算できる。また、 n_2 および n についても同様に式 (4.4.13) に相当する計算式を得ることが

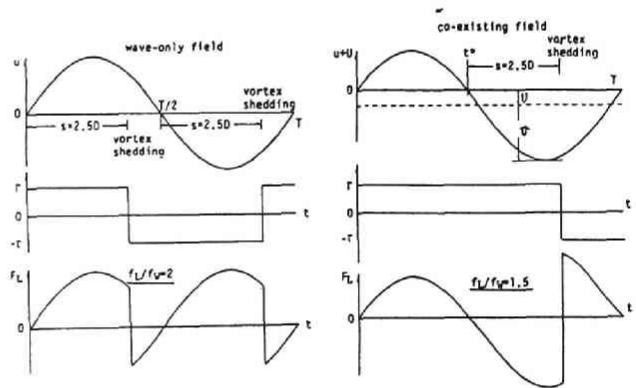


図-4.4.16 f_L/f_W の算出モデル

きる。以上より n_1 , n_2 , n および f_L/f_W は $K.C.$ 数と C_{asym} が与えられればすべて計算することができる。

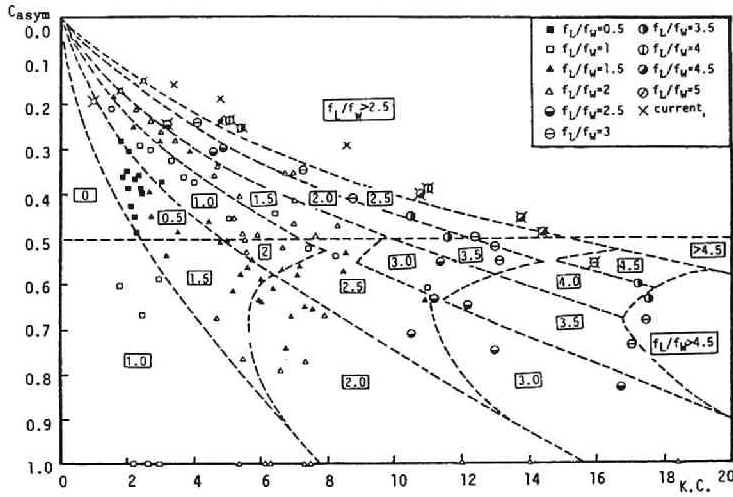


図-4.4.17 揚力変動周波数 f_L と波の周波数 f_W との比 f_L/f_W に関する実験結果と本モデルによる計算結果の比較

図-4.4.17 は図-4.4.3 に示した f_L/f_W に関する実験結果と上述のモデルから得られる計算結果をあわせて示したものである。図中にプロットされた点は実験結果であり、破線で示したものは計算から得られた f_L/f_W の領域区分である。計算結果は C_{asym} が 0.5 を境に値を変えるが、これはモデルで $|U| \leq \hat{u}$ と $|U| > \hat{u}$ を区分して考えるからである。

図-4.4.17 から、ここで示した簡単なモデルによっても、 f_L/f_W が半奇数となる性質も含めて実験結果を良く説明できることがわかる。またこうしたモデルによる検討を通じて f_L/f_W の値が半奇数となるのは、円柱の左右側での水粒子速度の非対称性から、相方の側での渦の離脱個数が異なるためであることがわかる。

第5節 結 語

この章では、波と流れの共存場に設置された円柱に作用する流体力の特性が、円柱周辺の後流渦の挙動から力学的に説明できることを示したものである。

第2節では円柱周辺の流況の可視化実験を行い、共存場における後流渦の特性を考察した。その結果、波動に流れが加わると、水粒子運動が円柱に対して非対称となり、後流渦の発生・発達・離脱のパターンに共存場特有の性質があることがわかった。本研究では逆流を用いたため、波の谷位相で波と流れの水粒子速度の合速度が最大となるが、この位相付近の流況によって、全位相を通じての後流渦のパターンが支配されることがわかった。さらにこの渦パターンは谷位相区間での波と流れの水粒子速度を考慮した共存場における新たな $K.C.$ 数パラメーターによって表現できることが明らかになった。一方、峰位相にお

いては波と流れの合速度が小さくなるので、谷位相時に発生した渦が転流し流下する影響が大きく、峰位相時の水粒子速度に対応した渦の形成は見られないことがわかった。

第3節では波と流れによって円柱に作用する直方向力について、流れを考慮した Morison 式中の抗力係数 C_D 、慣性係数 C_M の特性を検討した。その結果、共存場における C_D 、 C_M の実験結果は、新しく定義した $K.C.$ 数 $(K.C.)_2^*$ によって良く整理できること、共存場における C_D 、 C_M と $(K.C.)_2^*$ の関係を示す曲線は、波動場における C_D 、 C_M と $K.C.$ 数との関係にほぼ一致することが判明した。共存場における後流渦の特性に関する結果とあわせて考えると、共存場においても C_D 、 C_M の特性は、後流渦の対称性や離脱・流下の特性に支配され、波動場における流体力の発生機構に関する従来の知見がそのまま共存場に適用できることがわかった。

第4節においては円柱に作用する揚力をとりあげ、その変動周波数と極値揚力の大きさについて検討した。揚力の変動周波数 f_L は共存場においても波の周波数 f_W に強く支配されることがわかったが、波動場では f_L と f_W の比が整数となるのに対し、共存場では整数となる以外に $f_L/f_W = 0.5, 1.5, \dots$ の半奇数の値をとることがわかった。またこの f_L が f_W の整数倍もしくは半奇数倍となって f_W に支配される現象は、定常流中で円柱を振動させた場合に渦の離脱周波数が外力の振動周波数と一致するという frequency-locking 現象と類似することを指摘した。一方、極値揚力の大きさを揚力係数 C_L で評価しその特性について検討した結果、 C_L も直方向力に対する流体力係数と同様に $(K.C.)_2^*$ によって良く整理され、波動場における C_L と $K.C.$ 数の関係とほぼ一致することがわかった。さらに非定常 Blasius 公式を簡略化した式を用いて、後流渦の位置と循環から揚力変動を説明することを試みた。その結果、波の1周期間に渦が1個離脱する場合には、揚力変動をその大きさも含めてほぼ表現することができるが、2個以上離脱する場合には計算値は過大となって、実験結果と一致しないことがわかった。しかし揚力の変動周波数 f_L については、簡単なモデルによって f_L が波の周波数 f_W の整数倍または半奇数倍となるという性質を含めて実験結果を良く説明することがわかった。

参 考 文 献

- 1) Sarpkaya, T. and M. Isaacson: Mechanism of wave forces on offshore structures, Van Nostrand Reinhold Co., p. 651, 1981.
- 2) Tung, C. C. and E. N. Huang: Combined effects of current and waves on fluid force, Ocean Eng., Vol. 2, pp. 183-193, 1973.
- 3) Tung, C. C. and E. N. Huang: Influence of wave-current interactions on fluid force, Ocean Eng., Vol. 2, p. 207-218, 1973.
- 4) Darlymple, R. A.: Waves and wave forces in the presence of currents, Civil Eng. in the Ocean, pp. 999-1018, 1975.
- 5) 堀川清司・水口優・北沢修・柳本泰伴: 波と流れが共存する場における流体力について(1), 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 39-44, 1976.
- 6) 堀川清司・北沢修・中川雅彦・水口優: 波と流れが共存する場における流体力について(2), 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 347-351, 1977.
- 7) Verley, R. L. P. and G. Moe: The forces on a cylinder oscillating in a current, River and Harbor Laboratory, The Norwegian Institute of Technology, Report No. STF60A79061, p. 58, 1979.
- 8) 小寺山亘・田代昭正: 波浪中を前進する鉛直円柱に加わる流体力についての実験的研究(第2報), 西部造船会会報 第64号, pp. 145-160, 1982.
- 9) Koterayama, W.: Wave forces acting on a vertical circular cylinder with a constant forward velocity, Ocean Eng., Vol. 11, No. 4, pp. 363-379, 1984.
- 10) Iwagaki, Y. and H. Ishida: Flow separation, wake vortices and pressure distribution around a circular cylinder under oscillatory waves, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 2341-2356, 1976.
- 11) Sawaragi, T. and T. Nakamura: Analytical study of wave force on a cylinder in oscillatory flow, Coastal Structure 79, Vol. 1, pp. 154-173, 1979.
- 12) 沢本正樹・菊池健司: 振動流におかれた円柱に作用する揚力, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 429-433, 1979.
- 13) Keulegan, G. H. and L. H. Carpenter: Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, J. of Research of the National Bureau of Standards, Vol. 60, No. 5, pp. 423-440, 1958.
- 14) 小田一紀: 構造物に作用する波力-円柱構造物を中心として-, 第18回水工学に関する夏期研究会講義集, B-4, p. 27, 1982.
- 15) Reid, R. O.: Correlation of water level variations with wave forces on a vertical pile for non-periodic waves, Proc. 6th Conf. Coastal Eng., pp. 749-786, 1957.
- 16) 岩垣雄一・石田啓・千田哲雄: 円柱に作用する不規則波力について, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 1-5, 1973.
- 17) Sarpkaya, T.: In-line and transverse forces on cylinders in oscillatory flow at high Reynolds

- number, Proc. of Offshore Technology Conference, Vol. 2, pp. 95–108, 1976.
- 18) 土屋義人・山口正隆：波による円柱の抗力係数および質量係数について，第19回 海岸工学講演会 論文集，pp. 379–383，1972.
 - 19) 榎木亨・中村孝幸・喜田浩：円柱に作用する規則波による揚力について，第22回 海岸工学講演会 論文集，pp. 525–530，1975.
 - 20) Bishop, R. E. D. and A. Y. Hassan: The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid, Proc. of Royal Society London, A277, pp. 51–75, 1964.
 - 21) Tanida Y., A. Okajima and Y. Watanabe: Stability of a circular cylinder oscillating in uniform flow or in a wake, J. Fluid Mech., Vol. 61, part 4, pp. 769–784, 1973.
 - 22) 白石成人・松本勝・岡南博夫：変動風中における塔状構造物のギャロッピングに関する一考察，風工学シンポジウム，pp. 273–279，1982.
 - 23) 中村孝幸：海洋構造物に作用する波力特性とその振動応答に関する研究，大阪大学学位申請論文，p. 297，1977.
 - 24) Sarpkaya, T.: An analytical study of separated flow about circular cylinder, J. Basic Eng., Trans. ASME, Ser. D, Vol. 90, pp. 511–518, 1968.
 - 25) 今井功：流体力学（前編），裳華房，p. 428，1973.
 - 26) Sarpkaya, T.: Lift, drag and added-mass coefficients for a circular cylinder immersed in a time-dependent flow, J. Applied Mech., Vol. 30, pp. 13–15, 1963.
 - 27) Stansby, P. K.: An inviscid model of vortex shedding from a circular cylinder in steady and oscillatory far flows, Proc. Inst. of Civil Eng., Univ. of Salford, pp. 865–880, 1977.

第5章 流れを利用した消波に関する研究

第1節 概 説

河口での波浪を観察すると、波は流れを遡るにつれ、その波高を増してある地点で砕波し、さらに上流側へは波は流れを遡上できないことが認められる。これらの現象は流れによる砕波と波のエネルギー伝播の阻止の二つの作用によって説明できる。したがって水域上に流れを人工的に起こしてやれば、水域外から伝播してくる波を消波することが可能で、背後水面を静穏化することができる。この原理の下に考案されたのが、空気防波堤あるいは噴流防波堤で、これらは流体防波堤と称されたり、あるいはその可搬性や施設の低廉性から浮防波堤等とともに簡易防波堤に分類されるものである。本章では流れによる消波の理論について明らかにし、次いで流れを利用した防波堤として空気防波堤を取りあげ、この消波特性を解明し、実用化にあたって解決すべき課題である相似則の確立や消波性能の向上について考察する。

空気防波堤の研究の歴史¹⁾は比較的古く、1906年 New York と Long Island 間を船で頻繁に往復する機会があったアメリカ人 Phillip Brasher が、海底トンネル掘削現場から漏れてくる気泡が水面に噴出するところで波高が明らかに低減していることに気づき、翌年、海中に置かれたパイプラインから圧縮空気を放出する空気防波堤の特許をとったのが最初である。彼はいくつかの空気防波堤の設計を行い、その中には California 州 San Pedro の El. Segundo 港における石油採取塔保護のために適用した成功例もいくつかあるが、失敗例も数多く、その後しばらくの間空気防波堤の施工は行われなかったが、1952年 Laurie²⁾によって Dover 港の Train Ferry Dock の内ゲート保護用に空気防波堤が設計施工され、成功をおさめた。しかしこの時点では空気防波堤の消波機構は明確には理解されていなかった。Taylor³⁾は1955年気泡噴流が上昇流から水面で水平流に遷移することに注目し、この水平流こそが空気防波堤の消波作用を担っていると考えて、水平流の流速と消波可能な波の周波数との関係を解析した。この Taylor の理論の妥当性はその後の多くの実験的研究により確かめられ、空気防波堤の研究は飛躍的に進んだ。栗原⁴⁾は同じ頃、空気防波堤の多大な効用に着目して系統的な研究を開始し、水平流の消波作用以外に渦動粘性の作用があることを提唱した。また長崎県伊王島、端島および日本鋼管鶴見造船所において相次いで現地実験を行った⁵⁾。また1960年ごろから Bulson⁶⁾は実験室のみならず大型ドック内で消波実験を行い、現地スケールでの空気防波堤の機能をとらえようとした。彼は大規模実験についても原則的に Taylor の理論が成立することを見出し、また部分消波に必要な空気量についても実験的に示している。さらには空気を開けつ的に供給した時の経済性についても議論した⁷⁾。

一方、噴流防波堤に関する研究としては Evans⁸⁾、Straub-Herbich-Bowers⁹⁾、Williams-Wiegel¹⁰⁾等の研究が挙げられる。Evans は water jet を用いた実験を行い、消波必要動力を計算して水平流による消波効果を論じている。water jet によって形成される水平流も、気泡噴流によるそれと類似であることは

確かめられているから、噴流防波堤の消波機構は、空気防波堤のそれと同じであると考えてよい。ただし気泡噴流が形成する水平流は、消波に直接有効な方向と有効でない方向に二分されるのに対し、噴流防波堤は消波に直接有効な方向のみに水平流を形成することができるため効率的であるとの記述がある⁹⁾。しかし水平流を噴流で形成するのに必要なポンプの動力や、気泡噴流によって水平流を形成する時のコンプレッサーの動力を数値で比較しているわけではないので、上記の主張の正当性を確認することはできない。

以上のように空気防波堤および噴流防波堤の研究の歴史は古く、得られた知見も少なくなかったが、いまだ未解明な問題も多く、実用化の段階には至らなかった。すなわち、その消波機構の解明が不十分であり、また消波性能についても現地の波である不規則波に対するそれが規則波と同じであるかどうかは確かめられていなかったし、実験結果を現地に適用するにあたって重要となる相似則の問題についても明らかにされていない。これらの未解明の問題に加えて、ある周波数より低周波数側の波に対して消波効果がないという性質が、実用化の障壁になっていた。しかしながら、特に空気防波堤は、従来の防波堤のように港内水の海水交流を阻害することがないので、水質の局所的悪化を防ぎ、エアレーションの効果も期待できること、施設が海面下にあつて景観を損わないこと等の長所を持っており、現在の社会的要請に適合する防波堤と考えられる。以上の観点から岩垣と安井¹¹⁾は1975年に空気防波堤に関する研究を開始した。本章の研究は岩垣・安井の研究を発端としてこれを受け継ぐもので、空気防波堤の実用化にあつての前述の問題点を解明しようとするものである。本章は以下の順序で論述する。

第2節では流れによる消波の理論を考察する。空気防波堤の消波作用は、エアバブルカーテン流によって発生する波の伝播方向と逆向きの表面水平流が、入射波を砕波させるとともに、さらに波のエネルギー伝播を阻止することによるものである。前者の場合には一部の波のエネルギーは流れを遡上することが可能で、部分的消波の状態となる。後者の場合は完全消波に対応する。この節ではまず2.1で鉛直方向に流速分布を持つ流れの上の波動理論について説明する。ここでは第3章で考察した波の重畳による流れの変化については考慮しないことにする。次いで2.2では流れによる砕波現象について、限界波高水深比、限界波形勾配等の諸量をもとに実験的に考察するとともに、流れの上の Stokes 波理論に Rankin-Stokes の砕波条件を適用することによって得られる結果との比較・検討を行う。さらに2.3では流れによる完全消波の理論について考察する。Taylor の理論は、表面水平流の流速を与えた時に、それに共存しなくなる波の周波数の限界値を求めるものであるが、この理論は深海波に対してのみ適用できるものであり、表面水平流を簡単な一様分布あるいは直線分布としていることなどのいくつかの制約がある。ここでは Taylor の理論を浅海波に対して適用できるように拡張するとともに、水平流の流速分布にもどり流れがある場合について考察する。

第3節では空気防波堤の消波特性について考察する。空気防波堤の消波性能は入射波の周波数に依存し、横軸に周波数をとり、縦軸に透過率をとった透過率曲線によってその特性は記述される。まず3.1.では空気防波堤の消波効果が不規則波と規則波で異なるかどうかを検討する。また空気防波堤は流体防波堤であるために、現地に潮流などの流れがあると、流れによって消波性能が大きく変化することが予想される。3.2.では流れによる消波性能の変化を実験室内で調べた結果について報告する。続く3.3.ではある周波数以下の波に対して消波効果がないという空気防波堤の消波機能の限界を、他の種類の防波堤と併用するこ

とにより改善することを試みる。さらに空気防波堤の1つの応用例として、鉛直護岸前面に設置することにより反射率を低減させることが可能かどうかを検討する。

第4節ではまず4.1.で空気防波堤の力学的相似法則について検討し、消波に必要な空気供給量の相似則を提示する。次いで著者らが行った室内実験に加えて、現在までに行われた現地実験や大水深の水槽実験の結果を整理し、スケールの異なる各種の実験の結果がここで提示した相似則によって統一的に説明できるかどうかを検討する。4.2.では著者らが指導や観測を行った大阪港と江戸川競艇場での現地実験の経験を踏まえ、空気防波堤の現地適用にあたって考慮すべき諸問題について議論する。

第2節 流れによる消波機構

2.1. 流れの上の波動理論

流れの上の波動理論に関する研究は、流速が鉛直方向に流速分布を持つ場合と、空間的に流速が変化する場合に対して行われている。前者については浜田・加藤^{12),13)}が流れが放物線分布と三角形分布(流速分布が直線で表わされ、底面で流速が0となる分布)をする場合の有限振幅波理論を展開している。後に浜田¹⁴⁾はせん断流上の表面波のエネルギー保存の関係やエネルギー輸送の特性速度について検討し、せん断流上では線型波においても群速度と波エネルギーの輸送速度が一致しないことを示した。また Hunt¹⁵⁾は1/7乗則の流速分布を持つ流れの上の波動理論を展開した。土屋・安田¹⁶⁾は一様流を伴うクノイド波理論および擬ストークス波理論をそれぞれ3次、4次のオーダーまで展開し、波速や波のエネルギーフラックス等の諸量に及ぼす一様流の効果を明らかにした。一方、せん断流上を進行する波の安定性を議論した研究には、Sarpkaya¹⁷⁾の実験的研究があり、一定の流れの条件下では、ただ一つの安定な波が存在することを示した。Benjamin¹⁸⁾はせん断流上の孤立波理論を展開し、孤立波の振幅、波速、波長に相当する水平スケール間の関係が流速分布に依存することを示した。FreemanとJohnson¹⁹⁾はこの研究をさらに進めて、せん断流上のKdV方程式について考察し、後にJohnson²⁰⁾はせん断流上のStokes波の変調不安定を取扱い、せん断流の特性に依存する係数を持った非線型Schrödinger方程式を導いた。

一方、流速が空間的に変化する場合については、初期の段階の研究ではUnna²¹⁾やEvans²²⁾のようにエネルギーフラックスを一定とし、波と流れの相互作用を無視した取扱いが行われたが、Longuet-HigginsとStewart²³⁾によってRadiation Stressの概念が導入され、波と流れの間のエネルギー授受の関係が明らかにされたことは前述したとおりである。

さて、本節2.3.では流れによる碎波について議論するが、これを理論的に考察しようとする、流れの上の有限振幅波理論を展開する必要がある。前述したように浜田らは放物線分布および三角形分布をなす流れの上の波動理論をStokes波の取扱いによって3次近似解まで計算し、その2次近似解までを論文に示した。そこで著者らは実測の流速分布に近い直線分布の流れを仮定し、浜田らの取扱いにならって3次近似解を導いた。しかしせん断流上の有限振幅波理論は流れの鉛直分布を示す項等があるため、流れがない場合に比較して格段に複雑な式となる。その誘導結果は文献²⁴⁾に示されているが、ここでは基本的な誘導方法とその結果および問題点を指摘する。

流れの流速分布は図-5.2.1に示すように、水面において U_0 、水底において $U_0(1-\beta)$ の値をとり、その間では流速が直線的に変化するものとする。すなわち $U(z)$ は次式で表わされる。

$$U(z) = \frac{U_0}{h} (h + \beta z) \quad (5.2.1)$$

流れの流速は波が重畳しても変化しないと仮定する。2次元で非粘性の運動方程式は次式となる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u+U) \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial (u+U)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.2.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (u+U) \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (5.2.3)$$

水表面における境界条件として、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + (u+U) \frac{\partial \eta}{\partial x} = w \quad (z = \eta) \quad (5.2.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (u+U) \frac{\partial p}{\partial x} + w \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (z = \eta) \quad (5.2.5)$$

水底での境界条件として

$$w = 0 \quad (z = -h) \quad (5.2.6)$$

が与えられる。

定形進行波として解析を行うから、 $X = x - ct$ と置き $\psi(X, z) = \psi(x - ct, z)$ の形の流れ関数を導入する。

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial X} \quad (5.2.7)$$

下付添字で微係数を表わすことにすると、式(5.2.2)、(5.2.3)の運動方程式は次式で表わされる。

$$(c-U+\psi_z)(\psi_{Xzz} + \psi_{XXX}) + \psi_X(U_{zz} - \psi_{zzz} - \psi_{XXz}) = 0 \quad (5.2.8)$$

式(5.2.4)は

$$(-c+U-\psi_z) \eta_X = \psi_X \quad (z = \eta) \quad (5.2.9)$$

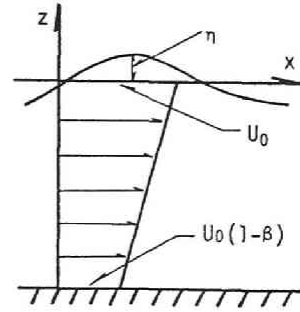


図-5.2.1 直線分布の流れ

式(5.2.5)は

$$\begin{aligned}
 & (-c+U) p_X / \rho + \psi_z (c + \psi_z - U) \psi_{Xz} + \psi_z \psi_X (U_z - \psi_{zz}) \\
 & - \psi_X g - \psi_X (-c + U - \psi_z) \psi_{XX} - (\psi_X)^2 \psi_{Xz} = 0 \quad (z = \eta) \quad (5.2.10)
 \end{aligned}$$

式(5.2.6)は

$$\psi_X = 0 \quad (z = -h) \quad (5.2.11)$$

となる。

ここで

$$\begin{aligned}
 \psi &= \varepsilon \psi_1 + \varepsilon^2 \psi_2 + \varepsilon^3 \psi_3 + \dots \\
 \eta &= \varepsilon \eta_1 + \varepsilon^2 \eta_2 + \varepsilon^3 \eta_3 + \dots \\
 c &= c_0 + \varepsilon c_1 + \varepsilon^2 c_2 + \dots \\
 p &= -\rho g z + \varepsilon p_1 + \varepsilon^2 p_2 + \dots \quad (5.2.12)
 \end{aligned}$$

と展開し、微小量 ε のそれぞれのオーダーに対して関係式を導く。ただし式(5.2.9)～(5.2.11)は $z = \eta$ で成立する式であるので、Stokes 波の取扱いではこれを $z = 0$ で Taylor 展開することになる。したがって $U|_{z=\eta}$ は $z = 0$ での流速 $U(0)$ によって次式のように取扱う必要がある。

$$U(\eta) = U(0) + \eta U'(0) + \frac{\eta^2}{2} U''(0) + \dots \quad (5.2.13)$$

さて、流れ関数に対する第1近似解は次式で与えられる。

$$\psi_1(X, z) = \frac{a_1(U(0) - c_0)}{\sinh kh} \sinh k(z+h) \cos kX \quad (5.2.14)$$

上式には流れの流速勾配の効果は入っていない。

また分散方程式として次式が得られる。

$$c_0 - U(0) = -\frac{U(0)_z}{2k} \tanh kh + \sqrt{\frac{U(0)_z^2}{4k^2} \tanh^2 kh + \frac{g}{k} \tanh kh} \quad (5.2.15)$$

以下、 ψ , η , c の2次近似解・3次近似解が得られるが²⁴⁾、ここでは c の2次近似解を示すにとどめる。ただし次式では $U(0)$ を U_0 , $U(0)_z$ を U_{0z} と略記する。

$$\begin{aligned}
 c_2 &= \frac{a_1^2 k^2 (U_0 - c_0)}{8 \sinh^4 kh} (-6 - 9 \sinh^2 kh - 5 \sinh^4 kh) \\
 &+ \frac{3 a_1^2 k U_{0z}}{8 \tanh^3 kh} (3 + \tanh^2 kh) - \frac{a_1^2 U_{0z}^2}{8 (U_0 - c_0) \sinh^2 kh} (5 + 7 \sinh^2 kh)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{a_1^2 U_{0z}^3}{8k(U_0 - c_0)^2 \tanh kh} + \left\{ \frac{1}{(U_0 - c_0) - \frac{2k(U_0 - c_0)^2}{\tanh kh}} \right\} \times \\
& \left[- \frac{a_1^2 k^3 (U_0 - c_0)^3}{8 \tanh kh \sinh^4 kh} (3 + 10 \sinh^2 kh + 2 \sinh^4 kh) \right. \\
& + \frac{a_1^2 k^2 (U_0 - c_0)^2 U_{0z}}{\sinh^4 kh} (13 \sinh^4 kh + 19 \sinh^2 kh + 6) \\
& - \frac{a_1^2 k (U_0 - c_0) U_{0z}^2}{2 \tanh kh \sinh^2 kh} (1 + 2 \sinh^2 kh) + \frac{a_1^2 U_{0z}^3}{8 \sinh^2 kh} (1 + \sinh^2 kh) \\
& + \frac{(U_0 - c_0) a_1 k}{4k(c_0 - U_0) \cosh kh \sinh kh + 4U_{0z} \sinh^2 kh} \times \left\{ \frac{a_1 k^3 (U_0 - c_0)^3}{\sinh^2 kh} \right. \\
& \left. - \frac{2a_1 k^2 U_{0z} (U_0 - c_0)^2}{\tanh kh} + a_1 k U_{0z}^2 (U_0 - c_0) \right\}] \tag{5.2.16}
\end{aligned}$$

上式で $U_{0z} = 0$ とおくと

$$c_2 = \frac{a_1^2 k^2 (c_0 - U_0)}{16 \sinh^4 kh} (8 \sinh^4 kh + 8 \sinh^2 kh + 9 - 2 \tanh^2 kh) \tag{5.2.17}$$

となり、Laitone²⁵⁾が導いた Stokes 波の第 3 次近似解において c_0 を $(c_0 - U_0)$ と置き換えたものと一致する。なお、ここで得られた波速は第 1 定義に相当するものである。またここでの誘導は Laitone にならなかったので、 x 軸と平均水面を一致させるために、 $K^{(c)}$ なる一定量だけ静水面を鞍分する操作が必要となってくる。これは運動方程式の積分定数 Q をも微小パラメーター ε で摂動することにより $K^{(c)} = 0$ とすることができ、この解法の方が望ましいが、両者の差は 3 次近似解に若干生じるのみである。

さて、水面における流れの流速 $U(\eta)$ を式 (5.2.13) のように取扱うと次のような矛盾が生じる。波が重畳した時の断面平均・時間平均した流れの流速は次式となる。

$$\begin{aligned}
\bar{U} &= \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^{\eta} \left(U(0) + \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z=0} \cdot z \right) dz dt \\
&= U(0) h - \frac{1}{2} \frac{\partial U(0)}{\partial z} h^2 + U(0) K^{(c)} + \frac{1}{2T} \frac{\partial U(0)}{\partial z} \int_0^T \eta^2 dt \tag{5.2.18}
\end{aligned}$$

上式の最終項である $\int_0^T \eta^2 dt$ を含む項は微小振幅波の範囲でも 0 とならず、波動が重なると断面平均流速が増加するという奇妙な結果を得ることになる。

以上のように流速分布を持つ流れの上の波の理論を厳密に展開しようとする、いくつかの矛盾が生じてくる。もともと流速分布を生じせしめるのは粘性の効果であり、これを非粘性の理論として扱うことに一種の虚構があるので、上述の議論は一つの考え方の枠内での結果と解釈すべきである。

2.2 流れによる碎波

(a) 従来の研究

流れによる碎波現象に関する従来の研究として、水深方向に一様な流速分布を持つ等流を、深海波が遇上する場合について取扱った Yu²⁶⁾の実験的研究があげられる。彼は流れがない時の深海波の波速 c_0 と流れの速度 U との比 c_0/U で波高変化に関する実験結果を整理し、流れによる碎波は $c_0/U \approx -7$ で起こり、流れの流速が波の群速度と等しくなる $c_0/U = -4$ で波が消滅することを示した。しかし、なぜ $c_0/U \approx -7$ で碎波するかについての考察はなされておらず、また侵入波の波高や周期などの諸元が変われば、碎波が起こる c_0/U の値も異なることが予想されるが、これについても不明のままである。以後この方面の研究はほとんど進展せず、わずかに Brevik²⁷⁾ が空気防波堤の部分消波の機構を議論した研究が挙げられるのみである。彼は空気防波堤の逆流領域の最大流速点で碎波する状態を考え、その碎波波高 Hb と、2.3.で後述する Taylor の理論から算出される限界周波数 f_c に対応する波長 L_c との比 Hb/L_c が 0.14 になる条件から Hb が決定されるとした。しかし Taylor の理論は、与えられた流れに対して、その上に共存しえない波の周波数を算出するもので、上記の L_c を碎波点での波長とする Brevik の考えは正しくない。

一方、Noda ら²⁸⁾の研究をはじめとして、海浜地形変化と流れがある時の波の変形計算については多くの研究があるが、そのほとんどが変形の最終段階である碎波点の決定にあたって従来の流れがない場合の碎波条件式を適用している。しかし、この妥当性についての検討はなされておらず、流れによる碎波についてはほとんど知見が得られていない状態である。

以下では流れによる碎波現象が流れのない場合に比べてどのように異なるかを、限界波高水深比、限界波形勾配等の碎波時の諸量をもとに理論的・実験的な考察を行う。

(b) 流れによる碎波の理論的考察

ここでは、2.1.で示したせん断流上のストークス波理論に、Rankine-Stokes の碎波条件を適用し、碎波時の波の諸量と流れの諸量の関係を考察する。

図-5.2.2 (a)~(c)はその計算結果の1例であり、横軸は波高水深比 H/h 、縦軸は峰における波の水平方向水粒子速度 u と流れの速度 U の和の無次元量 $\{(u+U)/\sqrt{gh}\}_{cr}$ を示している。ここに g は重力加速度である。パラメーターは固定座標から見た角周波数 σ の無次元量 $\sigma\sqrt{h/g}$ 、流速の無次元量 U/\sqrt{gh} および流れの鉛直方向勾配の無次元量 $|\partial U/\partial z|\sqrt{h/g}$ である。これらの図から波高が大きくなると、波速はそれほど増加しないのに対し、峰での波の水平方向水粒子速度と流れの流速の和は急激に増加し、ついには後者が前者より大きくなる。この両者の交点がいわゆる Rankine-Stokes の碎波条件を満たす点である。図-5.2.2 (a)は $|\partial U/\partial z|\sqrt{h/g} = 0$ すなわち一様流の下で、 $\sigma\sqrt{h/g}$ が 0.8 の時に、 U/\sqrt{gh} をパラメーターとした曲線群を示したもので、 U/\sqrt{gh} の値が正の時は順流、負の時は逆流を示す。この図によると逆流で流速が大きいほど、交点の H/h の値は小さくなり、これは小さな波高でも碎波しやすいうことを意味している。図-5.2.2 (b)は同じく一様流で、 $U/\sqrt{gh} = -0.1$ の時に、 $\sigma\sqrt{h/g}$ をパラメーターとして表示したもので、高周波数の波ほど交点の H/h の値は小さく、碎波する時の波高が小さいことを示

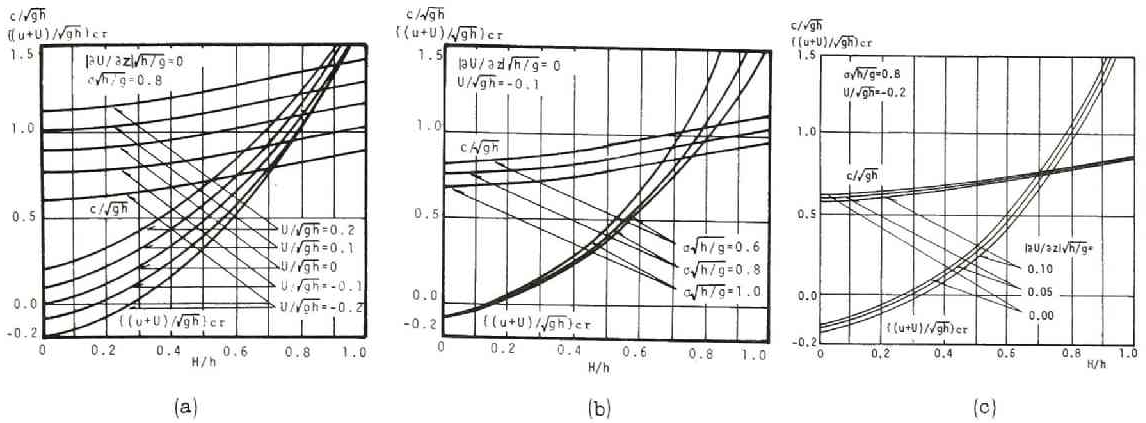


図-5.2.2 波高の増加に伴う波速と峰での水平方向水粒子速度の変化

している。図-5.2.2(c)は流れの鉛直方向勾配 $|\partial U/\partial z|\sqrt{h/g}$ の効果を調べたものである。流れは水面に近づくにつれて流速が大きくなるから、順流においては $\partial U/\partial z$ は正となり、逆流においては $\partial U/\partial z$ は負となる。また断面平均流速が一定となるよう、 $|\partial U/\partial z|\sqrt{h/g}$ の値にあわせて水面での流れの速度を変化させて計算を行った。峰での流れの流速成分は静水面より上の部分もやはり直線分布をなすものと仮定し、 U/\sqrt{gh} と $|\partial U/\partial z|\sqrt{h/g}$ の値から算出する。前述したように波動が重なった時にも、流れの分布がこの仮定ようになるかは疑問であるが、ここではももとの理論の取扱いにしたがって、このように流速値を求める。図-5.2.2(c)から $|\partial U/\partial z|\sqrt{h/g}$ が大きくなるほど交点の H/h の値は大きくなり、流れの勾配を考慮すると、しない時に比べて大きい波高で碎波することになるが、これは前述の仮定より、流速勾配が大きくなると、峰での波の水粒子速度と逆方向の流れの流速成分が大きくなることに起因する。

次いで碎波点における波の諸量と、流れの速度および流速勾配との関係について考察する。

図-5.2.3は限界波高水深比 $(H/h)_b$ について計算したものであり、次のような性質が読みとれる。(1)流れが順流の場合は流速の減少とともに、また逆流の場合は流速の増大とともに $(H/h)_b$ の値は単調に減少してゆく、すなわち、小さい波高で碎波するわけである。(2) $\sigma\sqrt{h/g}$ が大きいほど、すなわち短周期の波ほど $(H/h)_b$ の値は小さく、小さな波高でも碎波する。(1)の性質は、この(2)の性質からも説明できる。すなわち逆流でその流速が大きいほど、流れに対して相対的な角周波数 σ'_a は大きくなり、 $(H/h)_b$ の値は小さくなる。(3)同一の $\sigma\sqrt{h/g}$ および U/\sqrt{gh} の値に対して、 $|\partial U/\partial z|\sqrt{h/g}$ の値が大きくなると、逆流では $(H/h)_b$ の値は大きくなり碎けにくくなるが、順流においてはその逆の傾向が得られる。また、 $U/\sqrt{gh} = 0$ で曲線は不連続となるが、これは前述したようにせん断流のモデルの定義から、順流側と逆流側の $U/\sqrt{gh} = 0$ のときの流れの分布形状が異なるためである。なお図中に No Wave と記した領域は、分散方程式の解が求まらない領域であり、波の群速度より流れの速度が大きいところに相当する。

図-5.2.4は限界波形勾配について図-5.2.3と同様に整理したものであり、以下の傾向が読みとれる。

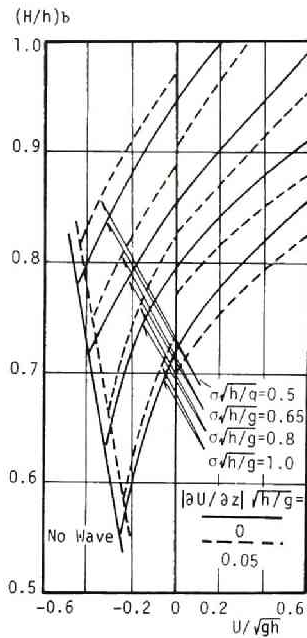


図-5.2.3 流れの上の限界波高水深比

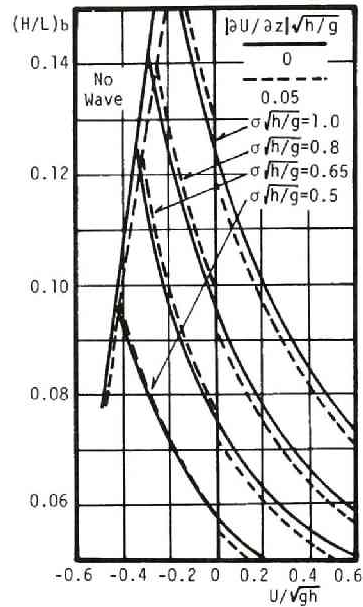


図-5.2.4 流れの上の限界波形勾配

(1) 順流では $(H/L)_b$ は小さく、逆流で流速が大きくなるほど、 $(H/L)_b$ は大きくなる。(2) $\sigma\sqrt{h/g}$ が大きいほど、すなわち周期が小さいほど $(H/L)_b$ は大きくなる。(3) 同一の $\sigma\sqrt{h/g}$ 、 U/\sqrt{gh} に対して、流速勾配の効果は大きくないが、順流では $(H/L)_b$ を小さくし、逆流では $(H/L)_b$ を大きくする。

図-5.2.5 は砕波点での峰高と波高の比 $(\eta/H)_b$ を示したものであり、 U/\sqrt{gh} の増加とともに、また $\sigma\sqrt{h/g}$ の減少とともに $(\eta/H)_b$ は大きくなるのがわかる。

(c) 流れによる砕波に関する実験

用いた実験水槽はすでに図-2.4.1 で示したものであるが、この水槽を図-5.2.6 のように水深 41.5 cm と、水深 25 cm の一様水深部と 1/25 の勾配を持つ斜面部に区分した。したがって波は最初ゆるやかな逆流上を伝播し、1/25 の斜面部では流速が徐々に増加する逆流を遡上することになる。このように水槽を区分した理由は、造波板前面で大きな波高の波を造波しようとする時、流れの吸込み口で砕けてしまうため、波が伝播する最初の区間では波高を小さくして波形を安定にする必要がある。

実験はまず流れを起し、流れが定常になるまでの時間が経過した後、波を起す。砕波が斜面と浅い一様水深部との接続点で起こるように波高を調節するが、これは何回かの試行錯誤の後得られる。実験に用いた波の周波数は 0.5 Hz から 1.2 Hz まで 0.05 Hz きざみで 15 ケースである。流れはすべて逆流であ

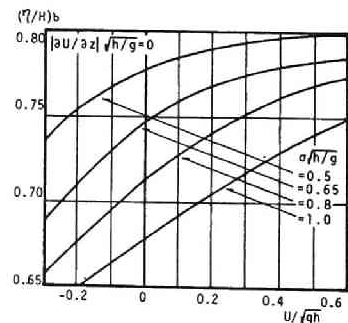
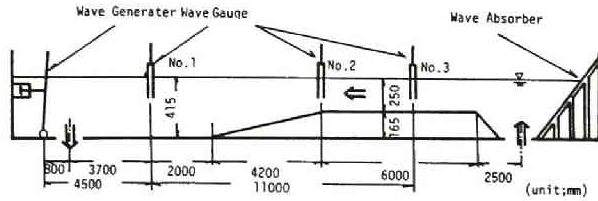


図-5.2.5 流れの上の峰高波高比



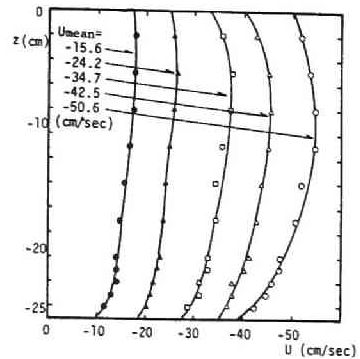
図一 5.2.6 実験水槽

り、流速を変化させ、流れのない場合を加えて全部で9 ケースをとった。流速が大きいたときには、高周波数の波を重ね合わせることができない場合があり、逆に流速が小さくて低周波数の波の場合、逆流上においても碎波するような大きな波高の波は造波機の性能上発生できないので、こうしたケースは実験から除外せざるを得なかった。碎波高はNo.2の波高計で測定された記録から、連続する5波を平均して算定し、その時の波長はNo.2とNo.3の波高計間の波速から算出した。

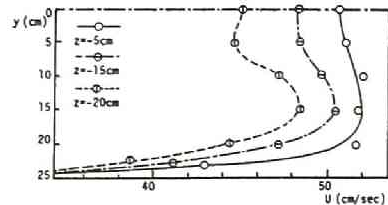
碎波に関する実験を行う前に、水槽内に形成される流れの一樣性のチェックを行った。流速測定は25mm径のプロペラ流速計を用いた。

図一 5.2.7は浅い様水深部における、水槽中央での鉛直方向流速分布を示したもので、流速は水面で最大とならず、むしろやや下方で最大となる。図一 5.2.8は造波板より13.5mの地点において、水槽横断方向の流速分布を示したものである。側壁の近くでは壁面摩擦によって流速はかなり減少するが、流速の最大値は必ずしも水槽の中央で現われるのではなく、水槽中央より15cm程度離れた点で最大となっている。

次に流れの上を伝播する波の波速を測定し、2.1.で示した理論値との比較を行った。前述したように限界波形勾配 $(H/L)_b$ の算出にあたっては、 L_b は波速の測定値から求めているので、 $(H/L)_b$ の理論値との比較にあたっては、波速の実測値が理論値とどの程度一致するかを前もって確かめておく必要がある。その結果は表一 5.2.1 に示すとおりであり、この時の流れは27.3 cm/sec の流速を持つ順流および逆流で、水深は30 cmである。表中の実験値の欄に示した(5)、(10)、(100)は、それぞれ波を起し始めてから5波目、10波目、100波目という意味である。また理論値は流速の鉛直勾配 $\partial U/\partial z$ が0、0.15、0.30の



図一 5.2.7 流れの鉛直方向流速分布



図一 5.2.8 流れの横断方向流速分布

表-5.2.1 波速の実験値と理論値の比較

(a) (順流の場合)

(b) (逆流の場合)

$\bar{U}=0.273$ (m/sec)

f (Hz)	T (sec)	H (cm)	C exp. (m/sec)	C 1st (m/sec)	C 3rd (m/sec)
0.6	1.73	8.37	1.908 (5)	1.902	1.952
			1.920 (10)	1.905*	1.956*
			1.881(100)	1.908**	1.961**
0.7	1.49	9.58	1.898 (5)	1.872	1.923
			1.929 (10)	1.875*	1.929*
			1.900(100)	1.880**	1.935**
0.8	1.30	10.28	1.859 (5)	1.837	1.887
			1.830 (10)	1.842*	1.894*
			1.849(100)	1.847**	1.901**
0.9	1.15	9.68	1.779 (5)	1.798	1.839
			1.774 (10)	1.803*	1.846*
			1.782(100)	1.809**	1.854**
1.0	1.04	5.39	1.747 (5)	1.757	1.770
			1.697 (10)	1.764*	1.777*
			1.734(100)	1.772**	1.786**
1.1	0.94	7.11	1.673 (5)	1.711	1.733
			1.660 (10)	1.719*	1.742*
			1.640(100)	1.729*	1.753**
1.2	0.86	6.92	1.644 (5)	1.661	1.684
			1.645 (10)	1.672*	1.695*
			1.631(100)	1.682**	1.706**
1.4	0.66	3.24	1.456 (5)	1.482	1.489
			1.443 (10)	1.499*	1.506*
			1.470(100)	1.515**	1.522**

* : $\partial U/\partial z=0.15$
 ** : $\partial U/\partial z=0.30$

$\bar{U}=-0.274$ (m/sec)

f (Hz)	T (sec)	H (cm)	C exp. (m/sec)	C 1st (m/sec)	C 3rd (m/sec)
0.5	2.02	9.78	1.37 (5)	1.316	1.367
			1.34 (20)	1.313*	1.361*
			1.37(100)	1.309**	1.356**
0.6	1.67	9.74	1.30 (5)	1.258	1.300
			1.29 (20)	1.252*	1.292*
			1.29(100)	1.246**	1.284**
0.7	1.45	9.86	1.22 (5)	1.192	1.233
			1.22 (20)	1.183*	1.223*
			1.21(100)	1.175**	1.213**
0.8	1.27	9.28	1.15 (5)	1.112	1.151
			1.13 (10)	1.099*	1.137*
			1.12(100)	1.086**	1.124**
0.9	1.14	8.22	1.07 (5)	1.022	1.058
			1.04 (20)	1.004*	1.040*
			1.02(100)	0.984**	1.020**
1.0	1.03	6.13	0.95 (10)	0.918	0.944
			0.94 (20)	0.891*	0.918*
			0.91(100)	0.862**	0.889**
1.1	0.93	4.59	0.83 (10)	0.797	0.817
			0.83 (20)	0.757*	0.778*
			0.77(100)	0.712**	0.735**

* : $\partial U/\partial z=0.15$
 ** : $\partial U/\partial z=0.30$

3通りについて示している。なお断面平均流速を一定とするため、波がない時の水面位置における流れの流速 U_0 を $\partial U/\partial z$ の値に応じて補正した。表から実験値と $\partial U/\partial z = 0$ とした3次近似の理論解の間には最大で5cm/sec程度の差が生じていることがわかる。また順流の場合には実験値は理論値より小さく、逆流ではやや大きい値が得られていることがわかる。

実験値と理論値の差異は、ここでの実験が滑面上のものであるとは言え、第3章で示した波の重畳による流れの流速の絶対値の減少が生じていることが主要な原因と考えられる。

次に碎波特性量に関して得られた実験結果を示す。

図-5.2.9は限界波高水深比に関する実験結果を示したものであり、逆流の流速が大きくなるほど、また周波数が高くなるほど

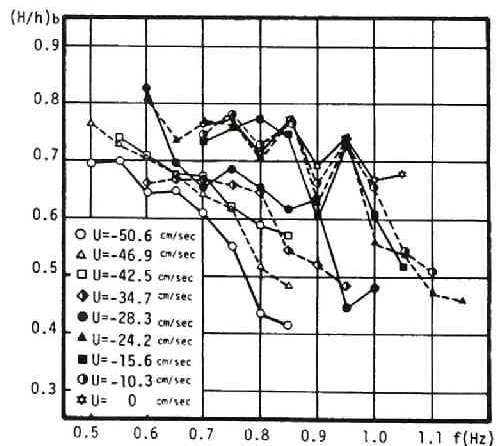


図-5.2.9 限界波高水深比の実験結果

$(H/h)_b$ の値は小さくなる。図-5.2.10は限界波形勾配の実験値であるが、逆流の流速が大きくなるほど、また周波数が高くなるほど $(H/L)_b$ の値は大きくなる。図5.2.11は碎波点での峰高水深比であり、ややばらつきは見られるが、逆流流速が大きくなるほど、また周波数が高くなるほど $(\eta/H)_b$ は小さくなる。以上の実験結果の定性的性質は、次で述べるように (b) の理論結果のそれと全く一致する。

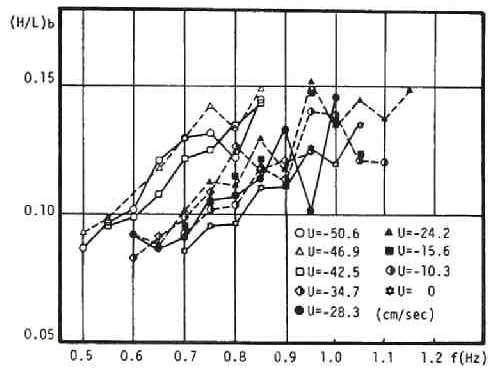


図-5.2.10 限界波形勾配の実験結果

以上の実験結果と(2)で述べた理論結果の比較・検討を行うため、実験で用いた水深・周波数および流速の値を用いて、図-5.2.9、図-5.2.10と同様な形で計算結果を示したものが、それぞれ図-5.2.12、図-5.2.13である。なお、流れは鉛直方向に流速勾配を持たない一様流として計算を行っている。図-5.2.12は限界波高水深比についての計算結果で、周波数や流れの速度の変化に対する $(H/h)_b$ の定性的な特性は、図-5.2.9に示される実験結果と一致するが、定量的には実験値は理論値より小さく、この傾向は流速が大きいくほど顕著である。

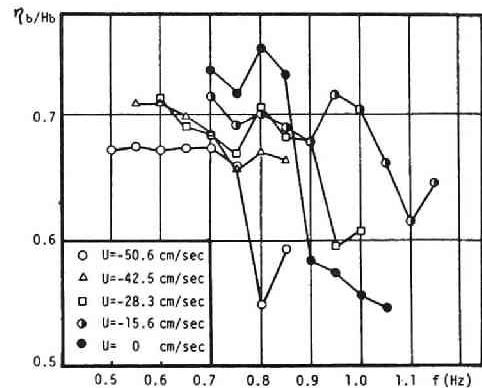


図-5.2.11 碎波時の峰高・水深比の実験結果

ここでの理論値は流れを考慮した Stokes 波の第3次近似解であり、碎波現象を調べるには近似度が低く、収束度の点からより高次の解に比べてその値がかなり異なるであろう。したがって実験値と理論値の不一致は、理論が碎波現象を正しく表現できないことが大きな原因であり、この理論を用いて実験値と定量的な比較を行うことは少し無理があると考えられる。

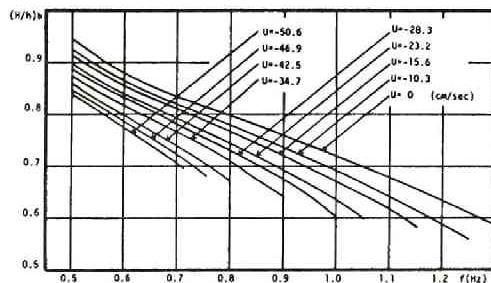


図-5.2.12 限界波高水深比の計算結果

一方、実験的にも理論上の仮定を必ずしも満足していない点がいくつか存在する。すなわち、碎波点を斜面と一様水深部の接続点で起こるよ

うにしたため、波は斜面の影響を受けること、また碎波点付近では水深変化に伴って流速が場所的に変化すること、図-5.2.8で示したように、流れは水槽横断方向にも必ずしも一様でないこと等があげられるが、こうした要因が碎波という不安定な現象にいくらかの影響を与えることが予想される。

図-5.2.13は限界波形勾配についての計算結果で、図-5.2.10の実験結果と定性的には良く一致するが、定量的には実験値より大きい。ここでは両者の値の差は、波高のみならず波長の差によっても生じる。

次に Miche の碎波限界式の流れの場合への適用性について検討する。Nadaらは地形変化に加えて流れがある場合の屈折計算において、碎波点の決定に Miche の碎波限界式

$$(H/L)_b = 0.142 \tanh(2\pi h/L)_b \quad (5.2.19)$$

あるいは Le Méhauté, Koh が実験的に求めた碎波限界式

$$(H/L)_b = 0.12 \tanh(2\pi h/L)_b \quad (5.2.20)$$

を用いている。ここに波長 L は、計算する格子点の水深 h 、流れの流速 U と波の固定座標から見た角周波数 σ より、次の分散方程式の波数 k から計算される。

$$\sigma = Uk + (gk \tanh kh)^{1/2} \quad (5.2.21)$$

いま式(5.2.19)および式(5.2.21)に、本実験の数値を代入し $(H/L)_b$ の値を計算した結果が図-5.2.14である。

図-5.2.15は $(H/L)_b$ に関する実験値と、図5.2.13にすでに示した Stokes 波の3次近似解から得ら

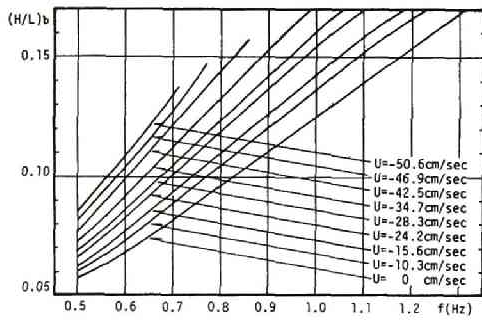


図-5.2.13 限界波形勾配の計算結果

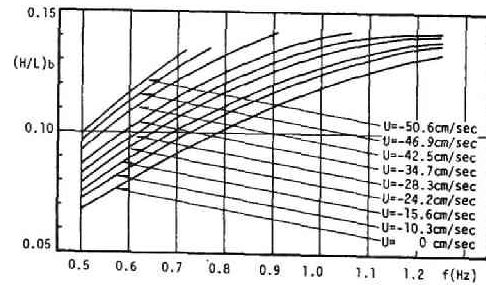


図-5.2.14 Micheの碎波限界式から計算した限界波形勾配

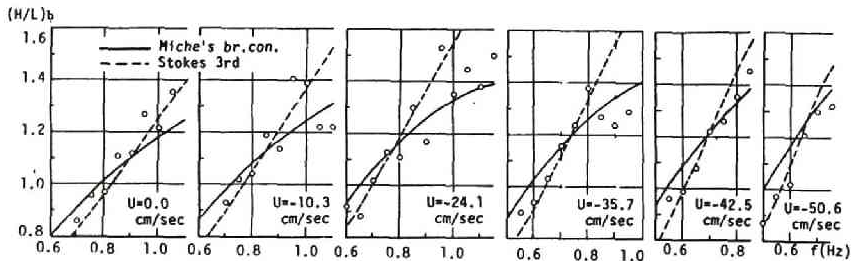


図-5.2.15 限界波形勾配に関する実験結果と計算結果の比較

れる計算結果および図-5.2.14に示した Miche の碎波条件による計算結果を比較して示したものである。実験値にばらつきが見られるが、周波数が高くなると、Miche の碎波条件による計算結果の方が実験値との一致の程度が良く、計算の簡便さからもこの方法はかなり有用と思われる。

なお Noda らは式(5.2.19)より式(5.2.20)の方がより良い碎波限界式であると述べているが、本実験の結果と比較すると式(5.2.20)は値が小さく、一致の程度は式(5.2.19)の方が良い。また塚ら²⁹⁾は著者らの研究を踏まえ、斜面上の流れによる碎波について実験を行った結果、式(5.2.19)の定数0.14は無次元の流量 q^* によって変化し、0.14より小さくなることを報告している。

2.3. 流れによるエネルギー伝播の阻止

水平流による完全消波の理論として Taylor の理論があることは第1節で述べたとおりである。この理論は表面水平流が存在する領域と存在しない領域に分け、それぞれに対して速度ポテンシャルを仮定し、境界条件より得られる分散方程式が成立しなくなる限界を求めて、その時の表面水平流の流速が与えられた周波数の波を完全消波させるのに必要な流速であるとするものである。いまこれをわかりやすく説明するために、水面から水底まで一様な流れによる波のエネルギー伝播阻止について Peregrine^{30),31)}が提示した説明の概略を述べることにする。

一様流上の波の分散方程式は、既に示した式(5.2.15)において、 $U_z (= \partial U / \partial z)$ を0とすれば得られる。すなわち、

$$\sigma - kU = \pm \sqrt{gk \tanh kh} \quad (5.2.22)$$

上式左辺 $\sigma - kU$ は流れとともに移動する座標系から見た角周波数 σ' を意味する。図-5.2.16は上式の左辺および右辺を横軸に k をとって示したものである。左辺は縦軸の切片が σ で傾きが $-U$ の直線であり、右辺はその表示から k 軸に対称な曲線となる。両者の交点の k の値がこの流れと共存する波の波数を意味する。逆流では U が負であるから直線の傾きは正となり、順流では負となる。順流では直線の傾きがいくら大きくなっても、すなわち流れの流速がいくら増加しようとも、右辺の曲線と2点 a, b で必ず交差するが、逆流では流速の絶対値 $|U|$ が小さい時には同様に2点 a, b で交差するものの、ある大きになると曲線と1点で接し、さらに $|U|$ が増加すると曲線と交差せず、共存する波が存在しないことになる。この曲線と接する状態は $\partial \sigma' / \partial k = c'_g = -U$ (c'_g は流れに相対的な群速度) を意味する。波のエネルギー伝播速度は流れが一様分布で、かつ波を微小振幅波で議論する範囲において群速度と一致するから、図-5.

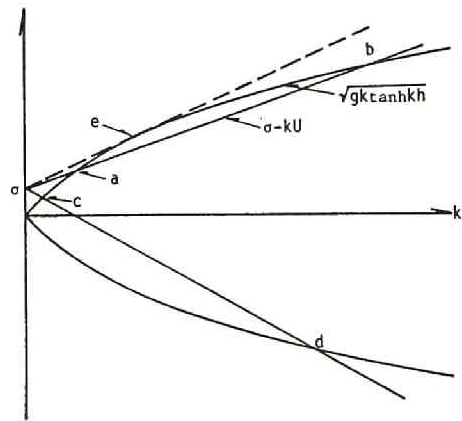


図-5.2.16 分散方程式の解を求める模式図

2.16 は流れによるエネルギー伝播阻止を図式的に表現したものとなる。Peregrine はこの時の流速 U を stopping velocity と呼んでいる。なお順流の場合および逆流で流れの流速が群速度より小さい場合には、共存する波の解が2つ求まる。いま逆流の場合について考えると図-5.2.16の点 a は $\sigma'/k > c'_g > -U$ となるから、波峰も波のエネルギーもともに上流へ遡る波となるが、点 b では $\sigma'/k > -U > c'_g$ となって、波峰は上流に伝播するがエネルギーは伝播しないで下流へ流される波を表わす。

さて、Taylorの理論は深海波のみを対象とした理論であり、これを浅海波にも適用できるように拡張する必要がある。さらに実際の空気防波堤が発生する水平流は、表面水平流の下層にもどり流れが存在することが観察されるが、水平流のモデルとしてはこのもどり流れを考慮した方がより一般的であろう。以下では上記の要素をとり入れた Taylor の理論の拡張について述べる。

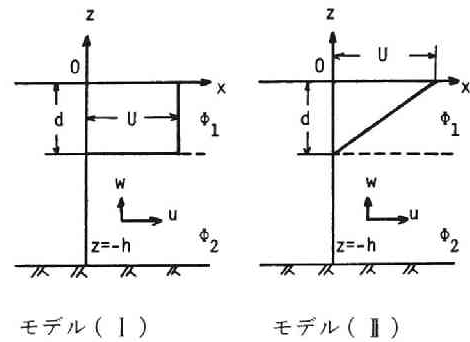


図-5.2.17 水平流の流速分布モデル

空気防波堤の水平流の分布として図-5.2.17

に示すような一様流速分布と直線流速分布を考え、これらの流れに微小振幅波が共存する場合について考察する。

表面水平流が一様分布の場合には、流れが存在する領域(領域1)と存在しない領域(領域2)の速度ポテンシャルは次式のようになる。

$$\phi = -Ux + (B_1 e^{kz} + B_2 e^{-kz}) e^{i(kx - \sigma t)} \quad (5.2.23)$$

$$\phi_2 = \{C_1 e^{k(z+d)} + C_2 e^{-k(z+d)}\} e^{i(kz - \sigma t)} \quad (5.2.24)$$

また自由表面 η_1 、領域1と領域2の境界面 η_2 をそれぞれ次のようにおく。

$$\eta_1 = a e^{i(kx - \sigma t)} \quad (5.2.25)$$

$$\eta_2 = -d + b e^{i(kx - \sigma t)} \quad (5.2.26)$$

ここで、 B_1 、 B_2 、 C_1 、 C_2 は以下に示す境界条件式より決定すべき定数である。すなわち、底面条件として

$$-\frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \quad (5.2.27)$$

運動学的条件として

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial t} - \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x}\right) \frac{\partial \eta_1}{\partial x} + \frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0 \quad (z = 0) \quad (5.2.28)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t} - \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta_2}{\partial x} + \frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0 \quad (z = -d) \quad (5.2.29)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t} - \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta_2}{\partial x} + \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \quad (z = -d) \quad (5.2.30)$$

力学的条件として

$$-\frac{\partial \phi_1}{\partial t} + g\eta_1 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} = Q \quad (z = 0) \quad (5.2.31)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \phi_1}{\partial t} + g\eta_2 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} \\ = -\frac{\partial \phi_2}{\partial t} + g\eta_2 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (z = -d) \end{aligned} \quad (5.2.32)$$

以上、6つの境界条件式に式(5.2.23)~(5.2.26)を代入して、さらに未知定数 B_1, B_2, C_1, C_2, a, b がともに0でない値を持つための条件として、係数行列式を0と置いた式

$$\begin{aligned} \{ (\sigma - kU)^4 \tanh k(h-d) - gk\sigma^2 \} \sinh kd \\ + (\sigma - kU)^2 \{ \sigma^2 - gk \tanh k(h-d) \} \cosh kd = 0 \end{aligned} \quad (5.2.33)$$

が得られる。上式は流速 U の表面水平流が厚さ d を持って流れる時に、その上に共存する波の分散方程式にはかならない。一方、表面水平流が直線分布をなす場合には、領域 I の流れが渦度を持つので、流れ関数を用いて解析することになる。力学的条件式は x 軸を波速 σ/k で移動させて波を定常化すると、自由表面および境界面は流線となり、渦度項の入った Bernoulli 式となる。例えば式(5.2.31)に対応する式は次式となる。

$$2\omega_y \phi_1 + g\eta_1 + \frac{1}{2} (u_1^{+2} + w_1^2) = Q \quad (z = 0) \quad (5.2.34)$$

ここで

$$\begin{aligned} \omega_y &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u^+}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \frac{U}{2d} = \text{const} \\ w_1^+ &= U \left(1 + \frac{z}{d} \right) - ik (B_1 e^{kz} + B_2 e^{-kz}) e^{i(kx - \sigma t)} - \sigma/k \\ \phi_1 &= -U \left(z + \frac{z^2}{2d} \right) + i (B_1 e^{kz} - B_2 e^{-kz}) e^{i(kx - \sigma t)} - \sigma/k \cdot z \end{aligned} \quad (5.2.35)$$

である。以下表面流が一樣流速分布をなす場合と同様の取扱いより、次式の分散方程式が得られる。

$$\alpha = \frac{1-Y}{kd} + \frac{(Y-1)^2}{Y} \times \left\{ \frac{\cosh kh - (Y/kd) \sinh k(h-d) \cosh kd}{\sinh kh - (Y/kd) \sinh k(h-d) \sinh kd} \right\} \quad (5.2.36)$$

ここで、無次元パラメータ α, Y は次式のように定義される。

$$\alpha = g/U\sigma, \quad Y = kU/\sigma \quad (5.2.37)$$

式(5.2.36)は kh, kd を与えたとき、 Y に対応して α が計算される形となっている。図-5.2.18 は $kh = 10.0$ のとき、 kd をパラメータとして α と Y の関係を示したものである。ただし流れの方向は波の伝播方向と逆方向の場合を考え、 α および Y がともに負の場合について計算を行った。図-5.2.18 において kd の値を定めれば、その曲線は Y が 0 から $-\infty$ までの値を取り得るのに対し、 α は最大値 α_m を有し、それ以上の値を取り得ないことがわかる。これはパラメータ α の定義より、

$$f_{cr} = g/2\pi U\alpha_m \quad (5.2.38)$$

以上の周波数を有する波が、与えられた水深 h 、流れの厚さ d 、表面水平流速 U の下では存在しないことを意味する。

図-5.2.18 から $kh = kd = \infty$ の極限、すなわち波が深海波で流れが水底まで存在する時を考えると、 α_m は -4 に漸近することがわかる。 $\alpha_m = -4$ は $U = -1/4 c_0 = -1/2 c = -c_g$ (c_0 は流れがない時の波速) を意味し、これは従来得られた結果³²⁾と一致する。

図-5.2.18 において kh, kd の値を定めると、 α_m の値が読みとれるが、ここでの波数 k は流れと共存する場における波数であり、流速 U や流れの厚さ d によって変化するため、その値を知ることができない。したがって波数 k を含まない形のパラメータを用いて、式(5.2.36)を書き直す必要がある。そこで kh, kd の代りに

$$X = gh/U^2, \quad Z = gd/U^2 \quad (5.2.39)$$

として式(5.2.36)を書き直し、図-5.2.18 と同様に α と Y の関係を示したものが図-5.2.19 である。図-5.2.18 において実際に意味を持つのは、図中の破線で示される α_m を結ぶ曲線であることから、この曲線だけを取り出せば、図-5.2.19 のように 1 枚の図中に X, Z をパラメータとした曲線群を描く

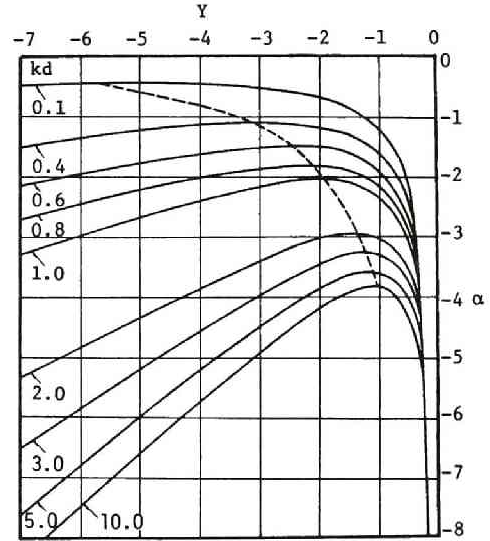


図-5.2.18 $kh = 10$ で kd をパラメータとした時の α と Y の関係

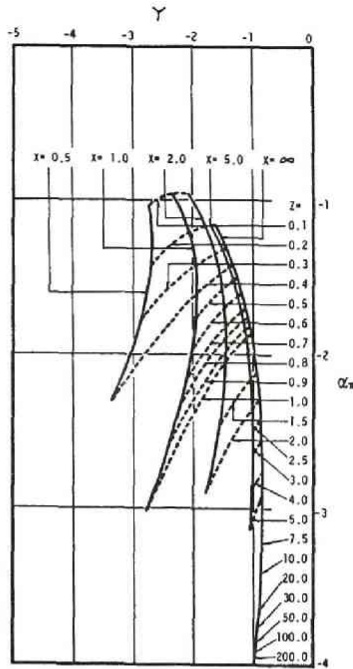


図-5.2.19 X, Zを与えて α_m を求める図

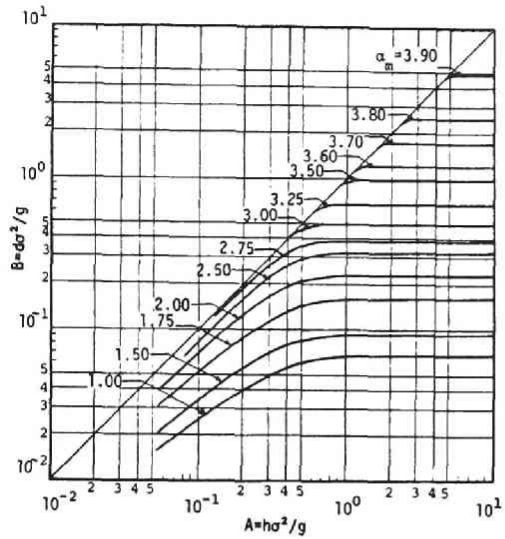


図-5.2.20 A, Bを与えて α_m を求める図

ことができる。水深 h 、水平流の流速 U 、流れの厚さ d が与えられたとき、その流れが消波できる限界の周波数は、図-5.2.19より α_m を求めてその値を式(5.2.38)に代入すれば求められる。

逆に周波数 f の波を消波するのに必要な水平流の流速 U を求めるためには、 U を含まないようなパラメータを新たに作る必要がある。図-5.2.19における X, Z の値とそれに対応する α_m の値とから、

$$A = X / \alpha_m^2 = h \sigma^2 / g, \quad B = Z / \alpha_m^2 = d \sigma^2 / g \quad (5.2.40)$$

を計算し、これによって整理したものが図-5.2.20である。これを用いて A, B の値から α_m を求めると、式(5.2.38)より消波限界流速が算出できる。

なお、深海波の場合には流れがない場合の波長 L_0 と水平流の流厚 d との関係は

$$\frac{L_0}{2\pi d} = \frac{\alpha_m^2}{Z} \quad (5.2.41)$$

で表わされる。 $L_0 = g / 2\pi f^2$ の関係より d, f が与えられれば α_m^2 / Z が計算できるから、あらかじめ $\alpha_m^2 / Z = L_0 / 2\pi d$ と α_m の関係を図-5.2.21のように求めておけば、消波に必要な水平流速 U は α_m から次式で算定される。

$$U = g / 2\pi \alpha_m f \quad (5.2.42)$$

表面水平流の厚さ d は Bulson-Struct³³⁾ によって提案された次式が実験結果を良く表現することが確かめられている。

$$\frac{d}{h_0} = 0.32 \ln \frac{h' + h_0}{h_0} \quad (5.2.43)$$

ここに h' は気泡管設置水深で、通常の場合は水深 h に等しい。また h_0 は大気圧に換算した水柱の高さである。上式より d は h で与えられるから、深海波の場合には h と f を与えれば、その波を消波するのに必要な水平流速が図-5.2.21 と式 (5.2.42) から求めることができる。

次に図-5.2.22 のように表面水平流の下層部にもどり流れを考慮した場合の消波性能に及ぼす影響について考察する。

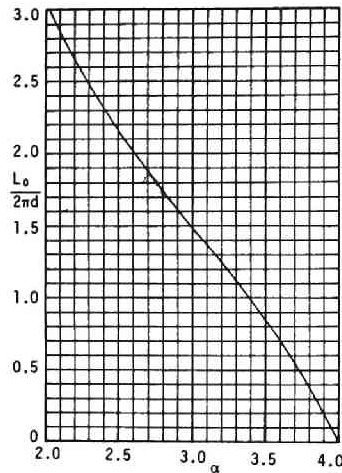


図-5.2.21 表面水平流が直線流速分布の消波限界曲線

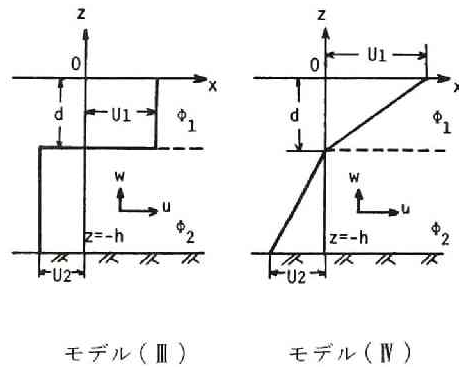


図-5.2.22 下層部のもどり流れを考慮した時の流速分布モデル

ここで、もどり流れの流速は x 軸に垂直な断面を通る上層および下層の流れの流量が等しくなるよう定めるものとする。すなわちもどり流れの流速を U_2 、表面流の流速を U_1 とすると次の関係が成立する。

$$U_2 = dU_1 / (h - d) \quad (5.2.44)$$

このもどり流れを領域2における速度ポテンシャルの式の中にとりいれると、同様に6つの境界条件式からこうした流れと共存する波の分散方程式が得られる。

表面流ともどり流れがともに一様分布をなす場合(モデル(Ⅲ))については、式(5.2.33)に対応する式として、

$$\begin{aligned} & \{ (\sigma - kU_1)^4 \tanh k(h-d) - gk(\sigma + kU_2)^2 \} \sinh kd \\ & + (\sigma - kU_1)^2 \{ (\sigma + kU_2)^2 - gk \tanh k(h-d) \} \cosh kd = 0 \end{aligned} \quad (5.2.45)$$

表面流ともどり流れがともに三角形分布をなす場合(モデルⅣ)については、式(5.2.36)に対応する式として次式が得られる。

$$\sigma = \frac{1-Y}{kd} + \frac{(Y-1)^2}{Y} \left[\frac{\cosh kh - Y \{ 1/kd - kd/(kh-kd) \}^2}{\sinh kh - Y \{ 1/kd - kd/(kh-kd) \}^2} \right. \\ \left. \frac{\sinh k(h-d) \cosh kd}{\sinh k(h-d) \sinh kd} \right] \quad (5.2.46)$$

次に図-5.2.17と図-5.2.22に示した4つの流速分布モデルによる消波効果の差異を検討する。表-5.2.2は、浅海波を代表して $kh=2.0$ 、深海波を代表して $kh=10.0$ の2つの計算条件に対して得られた α_m の結果を示したものである。各流速モデル間での α_m の比は消波に必要な水平流速の比を意味することは α_m の定義式(5.2.37)から明らかである。まず下層部もどり流れを考慮しないモデル(Ⅰ)とモデル(Ⅱ)の比較を行う。深海波の場合にはTaylorがすでに比較しているが、 kd の値の小さい時を除いて両者の消波限界流速比はほぼ1である。 kh の値が小さい浅海波に対しては、この比は1.7~1.8倍程度の値をとっている。 kh の値が大きい場合でも kd の値が十分小さいと、これと同様の値をとる。ここで、モデル(Ⅰ)とモデル(Ⅱ)が同じ流量を持つのは $U_{mⅡ}/U_{mⅠ}=2$ の時であり、表-5.2.2に示すこの値はすべて2より小さいことから、三角形流速分布は一樣流速分布より消波効果が良く、有利な分布形であるといえる。

次に下層部におけるもどり流れの消波効果に与える影響を調べる。深海波に対しては kd の値に関係なく、流速比は1となり、もどり流れの影響は見られない。しかし $kh=2.0$ の浅海波の場合にはその影響が現われ、例えば一樣流速分布の場合にはもどり流れを考慮すると、2割程度表面流速を大きくする必要があることがわかる。

以上述べた完全消波の理論から計算される消波限界周波数 f_{cr} は、実験のスケールを問わず、測定結果を良く説明する。これについては第4節で空気防波堤の相似則とともに示すことにする。

表-5.2.2 各流速モデル間の消波限界流速の比

kh	kd	$\alpha_m I$	$\alpha_m II$	$\alpha_m III$	$\alpha_m IV$	$\alpha_m I/\alpha_m II$	$\alpha_m I/\alpha_m III$	$\alpha_m II/\alpha_m IV$
		Model I	Model II	Model III	Model IV	= U_{II}/U_I	= U_{III}/U_I	= U_{IV}/U_{II}
2.0	0.1	-0.870	-0.487	-0.772	-0.460	1.79	1.13	1.06
	0.2	-1.366	-0.763	-1.176	-0.706	1.79	1.16	1.08
	0.3	-1.783	-1.002	-1.513	-0.913	1.78	1.18	1.10
	0.4	-2.145	-1.219	-1.807	-1.095	1.76	1.19	1.11
	0.5	-2.457	-1.418	-2.067	-1.257	1.73	1.19	1.13
	0.6	-2.728	-1.602	-2.300	-1.398	1.70	1.19	1.15
	0.7	-2.956	-1.771	-2.509	-1.516	1.67	1.18	1.17
	0.8	-3.151	-1.928	-2.700	-1.605	1.63	1.17	1.20
	0.9	-3.315	-2.071	-2.877	-1.644	1.50	1.15	1.26
	1.0	-3.454	-2.204	-3.046	-1.468	1.57	1.13	1.02
	1.5	-3.875	-2.719	-4.103	-	1.43	1.06	-
	2.0	-4.149	-3.068	-	-	1.35	-	-
10.0	0.2	-1.344	-0.750	-1.307	-0.749	1.79	1.03	1.00
	0.4	-2.107	-1.197	-2.045	-1.194	1.76	1.03	1.00
	0.6	-2.674	-1.570	-2.600	-1.566	1.70	1.03	1.00
	0.8	-3.087	-1.886	-3.010	-1.881	1.64	1.03	1.00
	1.0	-3.374	-2.151	-3.307	-2.147	1.57	1.02	1.00
	2.0	-3.915	-2.953	-3.890	-2.952	1.33	1.01	1.00
	3.0	-3.988	-3.303	-3.983	-3.303	1.21	1.00	1.00
	4.0	-4.000	-3.482	-3.998	-3.482	1.15	1.00	1.00
	5.0	-4.000	-3.589	-4.000	-3.589	1.11	1.00	1.00
	6.0	-4.000	-3.659	-4.000	-3.659	1.09	1.00	1.00
	7.0	-4.000	-3.709	-4.000	-3.709	1.08	1.00	1.00
	8.0	-4.000	-3.746	-4.000	-3.746	1.07	1.00	1.00
	9.0	-4.000	-3.775	-4.000	-3.775	1.06	1.00	1.00
	10.0	-4.000	-3.800	-	-	1.05	-	-

第3節 空気防波堤の消波性能とその向上

3.1 空気防波堤の不規則波に対する消波特性

空気防波堤の消波特性は規則波については、すでに岩垣・安井¹³⁾の水槽実験によって明らかにされている。しかし現地の波は不規則波であり、空気防波堤の実用化にあたっては、不規則波に対する消波性能が規則波と同じであるかどうかを検討する必要がある。ここではこの課題に対する水槽実験の結果について報告する。

実験は図-2.4.1に示した不規則波造波水槽で行った。水深は45cmで一定とし、気泡発生筒を造波機から10.5mの地点に設置し、この気泡発生筒設置点をはきんで前後6mの地点で水位変動を記録した。実験波としては表-5.3.1に示すバンドパスフィルターの設定の下に得られる6ケースの不規則波を用いた。それぞれの実験波に対して空気供給量を130 l/min, 230 l/min,

表-5.3.1 不規則波発生機のバンドパスフィルターの周波数と出力ゲイン

CASE No	FREQUENCY (Hz)								
	0.5	0.63	0.8	1.0	1.25	1.6	2.0	2.5	3.15
1	8	10	10	10	8	0	0	0	0
2	4	8	10	10	10	8	4	0	0
3	0	0	8	10	10	10	10	8	0
4	4	8	10	10	10	10	8	4	0
5	0	0	0	4	8	10	10	8	4
6	0	0	8	10	8	0	0	0	0

330 l/minの3通りに変化させて消波実験を行った。スペクトルの計算はBlackman-Tukey法およびF.T.法によったが、両者の結果に大きな差異は見られなかった。ここでは前者による解析結果を示すが、

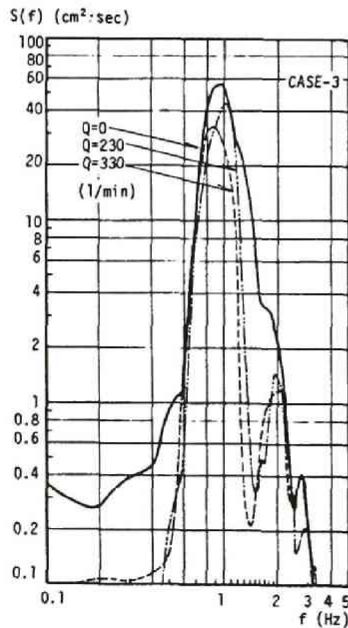


図-5.3.1 入射波と透過波のスペクトル (CASE-3)

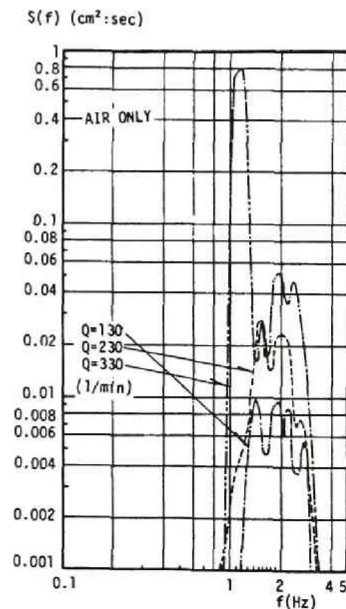


図-5.3.2 空気防波堤自身の発生波のスペクトル

3.2.以降のスペクトルの解析はF.F.T.法を用いている。

図-5.3.1は入射波と透過波のスペクトルを示したものである。周波数 f が0.8 Hz以上の高周波数領域で消波効果が現われるが、 $f=2.0$ Hz付近で透過波のエネルギー密度の小さなピークが見られる。これは空気防波堤自身が発生する波が重なったためである。図-5.3.2に空気防波堤自身の発生波のスペクトルを示す。

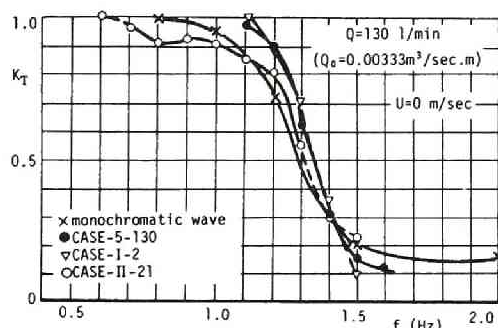
次に透過波と入射波のスペクトル S_T と S_I から、各周波数ごとのエネルギー密度の比の平方根をとることにより透過率 K_T を算出した。すなわち、

$$K_T = \sqrt{S_T / S_I} \quad (5.3.1)$$

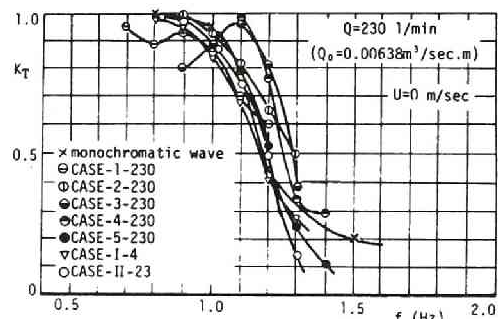
上式で計算される透過率の周波数特性を示す曲線（透過率曲線）について、著者が行った規則波および不規則波を用いた実験結果を整理して示したものが図-5.3.3である。図中には後述の表-5.3.2で示す実験ケースのうち、流れがない場合の結果もあわせて示している。図から不規則波に対する透過率曲線は、そのスペクトル形状を問わず、規則波に対するそれと良く似ており、有意な差は見られないことがわかる。この事実は不規則波であっても、各周波数に対応する成分波が、規則波と同じ透過率曲線にしたがって波高減衰することを示すもので、線型的な取扱いで現象が説明できることを意味している。

3.2 流れによる消波性能の変化

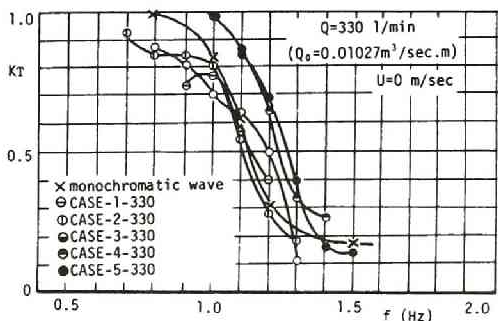
空気防波堤は通常の防波堤が設置できないような特殊な条件下でも設置可能な場合が考えられる。その一例として河口感潮部に発生する風波の消波を挙げることができる。この場合は流れを妨げず、また船舶航行の障害とならないことが要求されるために、そこでの消波が可能であれば、空気防波堤の効用が最も有効に発揮される場所であると言える。しかしながら、空気防波堤の消波機構から考えて、流れによって消波性能が大きく変化することは十分予想されることである。ここでは流れによる表面水平流の形成の変化と消波性能の変



(a) $Q = 130$ l/min



(b) $Q = 230$ l/min



(c) $Q = 330$ l/min

図-5.3.3 流れがない場合の透過率曲線

化についての実験結果を報告する。

a) 流れによる表面水平流の変化

流れによる空気防波堤の消波性能の変化を議論するためには、まず気泡噴流による表面水平流の形成が現地の潮汐等に起因する流れによってどのような影響を受けるかを明らかにする必要がある。ここでは上記の課題に対して行った室内実験の結果について報告する。

実験水槽・実験装置はこれまでの実験と同様である。実験条件は空気量については180 l/min, 280 l/min, 380 l/minの3通り、流れは流向が一定で流速を流れなしの場合も含めて4通りに変え、都合12ケースとした。水深は60 cmで一定である。水平流の流速測定は25 mm径のプロペラ流速計を用

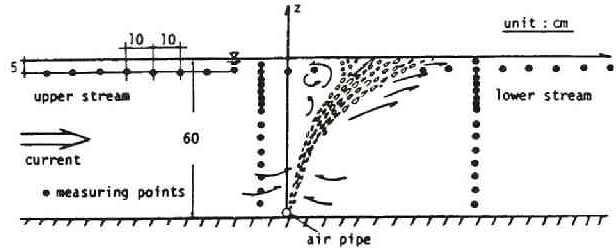


図-5.3.4 実験の概要

い、図-5.3.4に示す位置での流速を測定した。実験はまず空気を供給しない状態で流れの流速を測定し、次に空気を放出させて流速測定を行い、両者の差から気泡噴流が形成した水平流速を求めた。

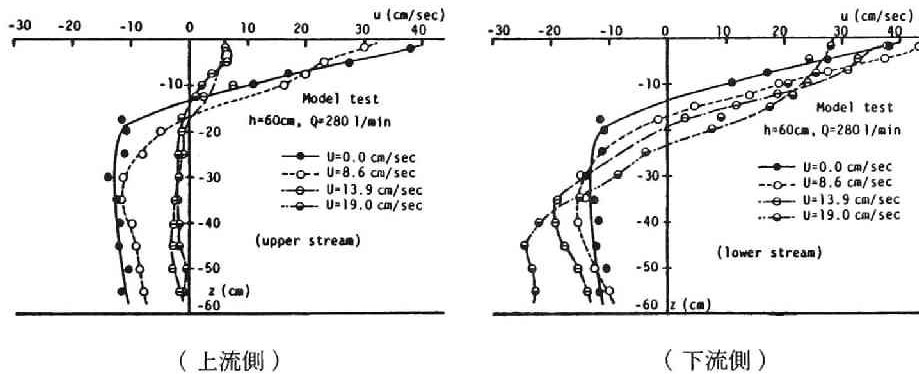


図-5.3.5 水平流の鉛直分布

図-5.3.5は空気防波堤によって形成された正味の水平流の鉛直分布を示したものである。図より上流側では流れの流速の増加とともに、表面水平流および下部のもどり流れの流速が減少することがわかる。一方、下流側では気泡噴流が横からの流れによって流されるために、流れの流速の増加とともに、表面水平流の流厚は増加し、したがって流量も大きくなるが、水平流の最大流速は必ずしも増加しないようである。

図-5.3.6は表面水平流速の水平方向分布を示したものである。横軸のxは気泡管設置位置からの水平距離である。気泡噴流が流れによって流されることにより、水平流速が0となる中心点が流れの流速とともに移動する。図から上流側では流れの流速が増加するにつれて、大きな水平流速の得られる範囲が狭くなるのに対し、逆に下流側では流れがある場合には、ない場合より広い範囲で大きな水平流速が得られる

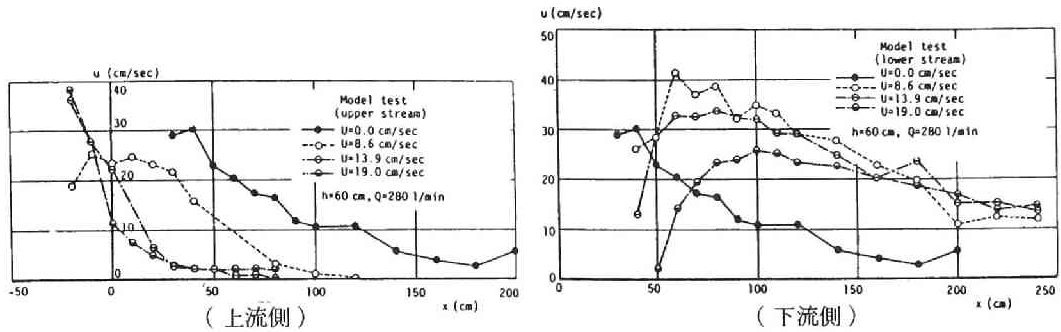


図-5.3.6 表面水平流の水平方向分布

ことがわかる。

さて以上の実験結果を整理し、流れによる表面水平流の性質の変化を以下のように検討した。気泡噴流が横からの流れにより湾曲する程度は、横からの流れの流速 U と気泡噴流の上昇速度 w によって表わされるとする。後者の流速の代表値として、流れがない場合に、空気量 Q_0 を供給したときの水面での上昇水流の流速 w_0 （理論的にはこれが水平最大流速 u_{max} に等しくなる）を採用する。 w_0 は Q_0 から次式で算出する。

$$w_0 = 1.22 \left(1 - \frac{0.075}{h'} \right) \sqrt[3]{g Q_0} \quad (5.3.2)$$

上式は既往の室内実験・現地実験の結果を良く説明するものとして得られたもので、これについては4.1で説明する。表面水平流の特性を代表するものとして、水平流の最大流速 u_{max} と、表面水平流が最大となる地点で求められる表面水平流の流量 Q_U をとりあげた。この Q_U は水平流流速を流れの方向が変化する深さ d から水面まで積分した量で定義する。ここに d を流厚と呼ぶことは前述したとおりである。

図-5.3.7は水平流速の最大値 u_{max} と流れがない時のその値 $(u_{max})_0$ との比について、横からの流れの無次元量 U/w_0 との関係を示したものである。流れの流速が小さい場合には下流側では流れがない場合より空気防波堤の水平流の流速が大きくなるが、流れの流速が大きくなると下流側においても流れがない

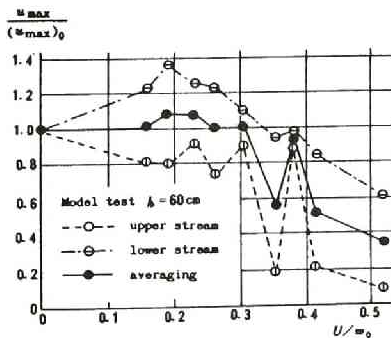


図-5.3.7 水平流の表面流速と流れの流速の関係

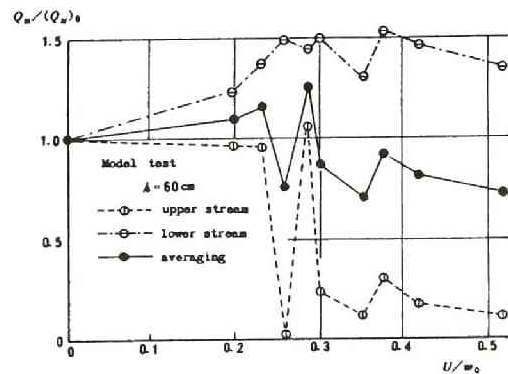


図-5.3.8 水平流の流量と河川流速の関係

場合より流速が減少することがわかる。図-5.3.8は水平流の流量の無次元量 $QU/(QU)_0$ と U/w_0 の関係を示したものである。横からの流れの流速の増加とともに下流側における水平流の流量は増加するが、 U/w_0 が0.3程度より大きくなるとほぼ一定となり、下流側と上流側の平均値は U/w_0 が0.3以上で減少することがわかる。

以上の結果をまとめると次のとおりである。横からの流れの流速が小さい間は、下流側に形成される水平流の流速は増加する。流れと逆方向の風が吹き、風波の発達が顕著になるような場合には、この性質は空気防波堤によってこのような風波を消波させる上ではかえって有利な性質と考えられる。しかしながら、横からの流れの流速が大きくなると、下流側においても水平流の流速は増大しないで、一定もしくは逆に低下する傾向を示すので、有利といえなくなる。

b) 流れによる消波性能の変化

消波実験の装置ならびに方法は3.1.とほぼ同じであり省略する。ここでは不規則波として表-5.3.2に示すバンドパスフィルターの設定で得られる2ケースの波を用いた。流れは約24cm/sec

表-5.3.2 不規則波発生機のバンドパスフィルターの周波数と出力ゲイン

	0.63Hz	0.8Hz	1.0Hz	1.25Hz	1.6Hz	2.0Hz	2.5Hz	3.15Hz
CASE-I	0	0	4	8	10	10	8	4
CASE-II	2	6	10	10	10	10	6	2

と約12cm/secの流速を持ち、それぞれ順流と逆流に流向を変えると同時に、流れなしの場合を加えて全5ケースとした。供給空気量 Q は、80, 130, 180, 230, 330 l/minの5通りに変化させた。

図-5.3.9は不規則波の実験に先立って、規則波を用いた場合の流れの流速と透過率の関係を示したものである。逆流で流速が大きくなるほど透過率は減少することがわかる。図-5.3.10は不規則波を用いた場合の実験結果で、空気供給量 Q をパラメータとして透過率曲線の変化を示したものである。図から以下のことがわかる。 Q が大きくなるにつれて、また周波数 f が高くなるにつれて透過率は減少する。 f が1.2Hz付近より大きくなると逆に透過率が増大しているのは、気泡の上昇流そのものによる二次波の発生や、 S_T, S_I がともに小さくなって誤差が入るためであって、この部分は後の図-5.3.15以降では省略して示してある。次に図-5.3.11は流れの流速 U をパラメータとして透過率変化を調べたもので、逆流の場合には透過率が全体的に小さくなり消波性能が良くなるのに対し、順流の場合には1に近く、ほとんど消波効果がないことがわかる。図-5.3.11の結果での1つの問題点は、逆流で流速が大きくなっても透過率は必ずしも小さくなっていないことである。これをさらに検討するため、CASE-IIの波に対して逆流の流速を5通りに変えて、透過率曲線の変化を調べたものが図-5.3.12である。この図からも逆流の流速が増加しても透過率はそれほど減少しないことがわかる。この理由として、図-5.3.5~図-5.3.8に示したように逆流の流速が大き

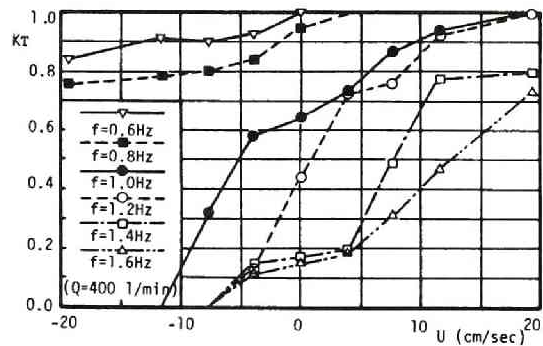


図-5.3.9 流れによる透過率の変化(規則波)

に透過率が増大しているのは、気泡の上昇流そのものによる二次波の発生や、 S_T, S_I がともに小さくなって誤差が入るためであって、この部分は後の図-5.3.15以降では省略して示してある。次に図-5.3.11は流れの流速 U をパラメータとして透過率変化を調べたもので、逆流の場合には透過率が全体的に小さくなり消波性能が良くなるのに対し、順流の場合には1に近く、ほとんど消波効果がないことがわかる。図-5.3.11の結果での1つの問題点は、逆流で流速が大きくなっても透過率は必ずしも小さくなっていないことである。これをさらに検討するため、CASE-IIの波に対して逆流の流速を5通りに変えて、透過率曲線の変化を調べたものが図-5.3.12である。この図からも逆流の流速が増加しても透過率はそれほど減少しないことがわかる。この理由として、図-5.3.5~図-5.3.8に示したように逆流の流速が大き

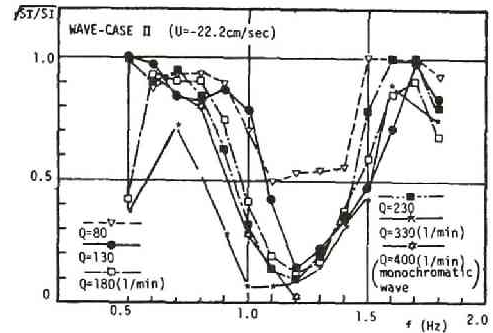
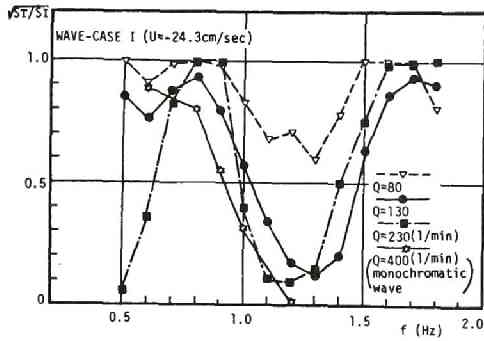


図-5.3.10 空気量 Q をパラメーターとした時の透過率曲線

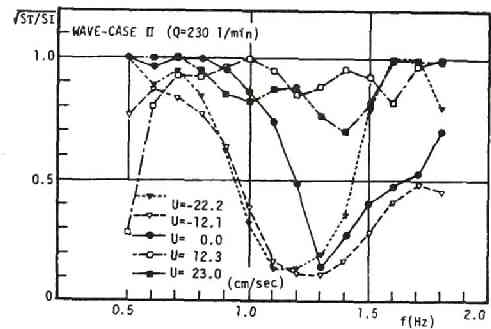
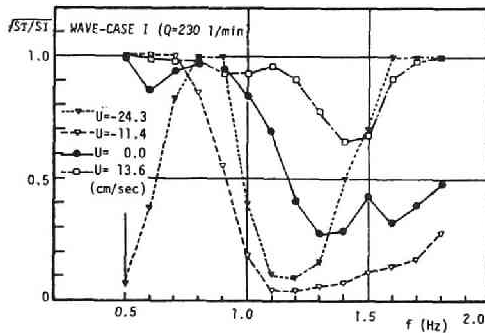


図-5.3.11 流れの流速 U をパラメーターとした時の透過率曲線

なると、気泡噴流の中心軸は入射波の方向と逆方向により大きく傾くが、消波に有効な表面水平流の流速やその厚さは、必ずしも大きくならないことが考えられる。

次に入射波と透過波の有義波高の比から透過率を算出した結果を図-5.3.13に示す。空気供給量が増大するほど、また流れが順流から流れなしを経て逆流となるほど透過率が減少するという図-5.3.9～図-5.3.11で示した結果がこの図からも読み取れる。図-5.3.14は逆流の流速による透過率の変化をさらに細かく調べたもので、図-5.3.

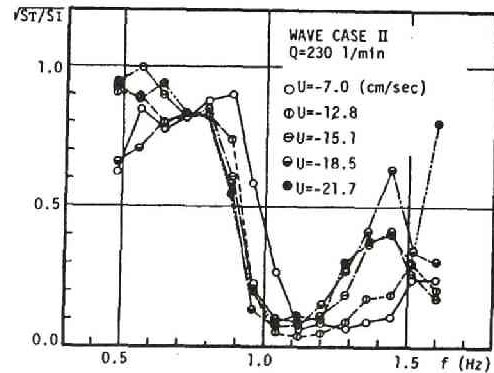


図-5.3.12 逆流の流速が変化した時の透過率曲線

12と同様に流速の増加による透過率の低下は明確には見られないことがわかる。

c) 代表透過率曲線の決定

ここではまず3.1.で考察したように、空気防波堤の消波性能が入射波のスペクトル形状によって異なるかどうかを流れがある場合について検討する。3.1.の図-5.3.3と同様に、空気量と流れの流速が同じ実

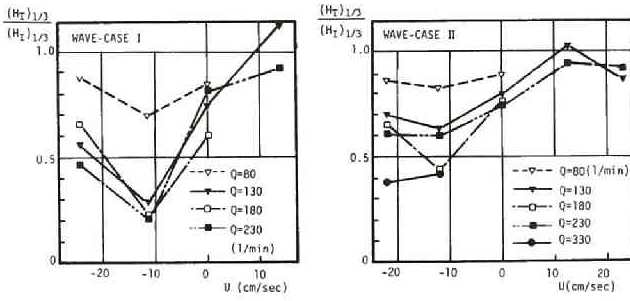


図-5.3.13 有義波高から計算した透過率

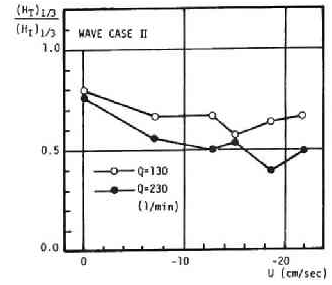


図-5.3.14 逆流の流速と透過率の関係

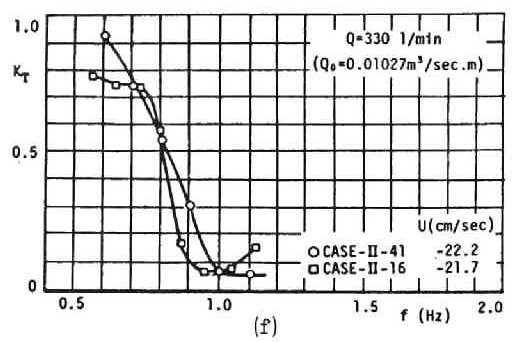
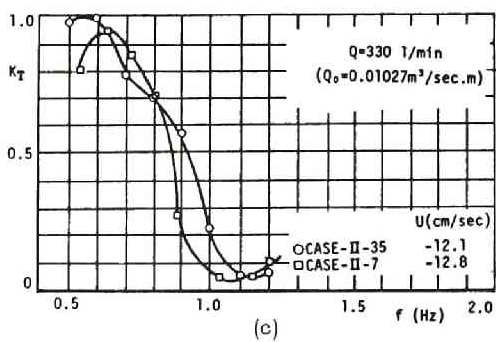
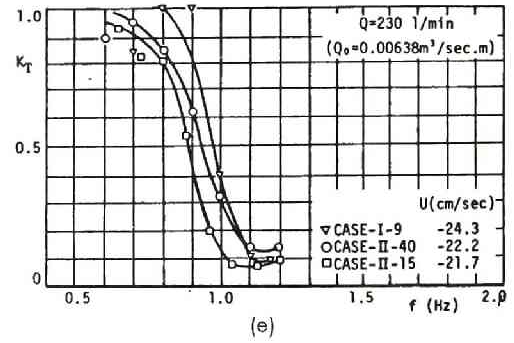
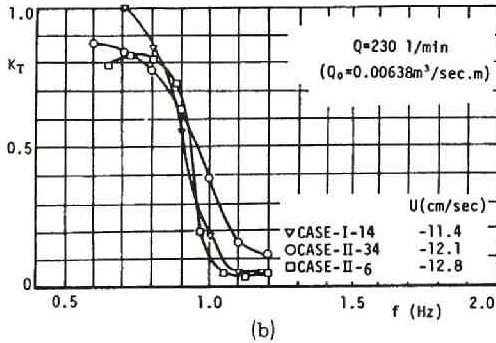
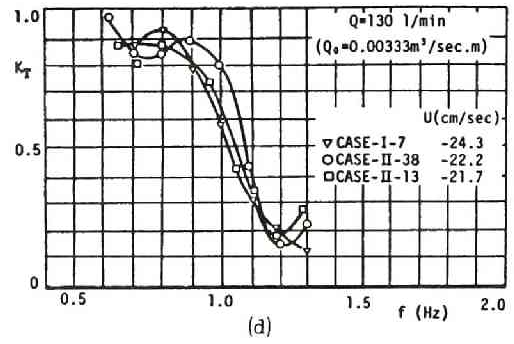
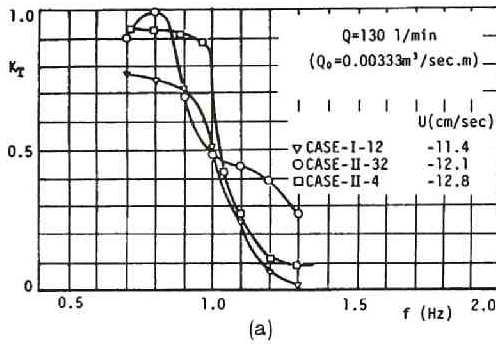


図-5.3.15 流速が同じ場合の透過率曲線

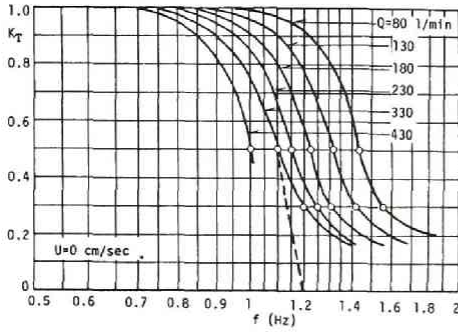


図-5.3.16 (a) $U = 0 \text{ cm/sec}$ の場合の代表透過率曲線

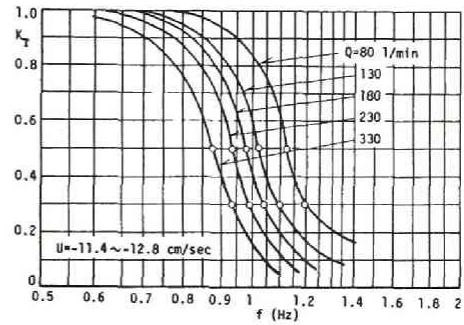


図-5.3.16 (b) $U = -11.4 \sim -12.8 \text{ cm/sec}$ の場合の代表透過率曲線

験結果を一枚の図中に示したものが図-5.3.15である。図から流れ（逆流）がある場合でも、流れがない場合と同様に、不規則波のスペクトル形に関係なく、ほぼ同じ透過率曲線が得られることがわかる。

こうした事実にもとづき、実験値の平均的傾向を基礎として、同一空気流量、同一流速に対して代表する一本の透過率曲線を決定した。図-5.3.16はこのようにして求めたもので、横軸の波の周波数 f は対数目盛で表示されている。図-5.3.16(a)は図-5.3.3から求められた流れがない場合の代表透過率曲線で、図-5.3.16(b)および(c)は図-5.3.15の結果に基づいた流れがある場での代表透過率曲線である。図から各曲線は同じ形状となり、横軸をスライドさせることによって、すべての曲線が1本の曲線で表わされることがわかる。

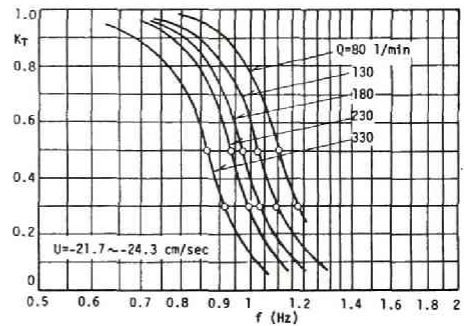


図-5.3.16 (c) $U = -21.7 \sim -24.3 \text{ cm/sec}$ の場合の代表透過率曲線

いま、これらの代表透過率曲線から、消波限界を示すと考えられる波の周波数 f_c を次のように定義することにする。図-5.3.3、図-5.3.16に見られるように波の周波数 f が大きくなっても透過率 K_T は0にならないで、一定の値を保つか場合によっては増大する傾向を示す。ある限界の周波数より大きい周波数をもつ波は空気防波堤により消波されて存在しないはずであるにもかかわらず、 K_T が0にならない理由は、前述したように空気防波堤自身によって発生する二次波が伝播するためである。したがって K_T がある小さな値であっても、入射波は実質的には完全消波されていると考えることができる。透過率 K_T が0.3および0.5というのは、エネルギー的にはそれぞれ透過波が入射波の9%および25%になることを意味しているが、いま図-5.3.16に示すように消波限界周波数 f_c として、 $K_T = 0.3$ あるいは0.5に対応する周波数を採用することにする。図-5.3.16(a)の破線に示されるように、透過率曲線の傾向をそのまま $K_T = 0$ まで延長すると、そのときの周波数は $K_T = 0.3$ に相当する周波数であることがわかる。

流れのない場における、消波限界周波数 f_c と空気供給量 Q_0 の関係については、第4節の空気防波堤の相似則において詳細に検討する。

3.3. 空気防波堤の消波性能の向上

エアバブルカーテンによって発生する表面水平流の最大流速は、供給空気量の1/3乗に比例することが実験のおよび理論的に確められている。³⁴⁾したがって、空気量を増大させても水平流の流速はさほど増加せず、そのため空気防波堤単独では実際上消波可能な波に限界があって、ある周波数以下の波には全く効果がないことになる。そこで、この

ような空気防波堤の消波性能を改善するために、空気防波堤と他の種類の防波堤とを組み合わせる研究が岩垣ら³⁵⁾によって始められた。彼らは低周波数の波に対して消波効果を有する潜堤を空気防波堤と組み合わせることによって、

両者の弱点を補い合って広い周波数範囲で消波効果のある複合タイプの防波堤の開発を試みた。実験では潜堤として透過性と不透過性のもので材質や表面粗度の異なる数種類のモデルを用い、潜堤の寸法、空気防波堤との配置状況等を変化させて、消波効果を調べている。図-5.3.17は実験の状況を模式的に示したものである。図-5.3.18はその実験結果の一例であり、両者を併用することによって、空気防波堤のみでは消波できない低周波数領域の波もある程度消波できることがわかる。また彼らはこの複合タイプの防波堤は、それぞれ単独の消波効果より大きい消波性能を持つと述べ、その理由として、潜堤によって波のエネルギーの一部が倍周波数の自由波に移行して、空気防波堤の消波可能な波となることを挙げている。

著者は併用する防波堤として浮防波堤を取りあげ、消波性能の向上を目的として実験を行った。浮防波堤は空気防波堤と同様に簡易防波堤であるので、併用によってその特質を損なうことがない反面、ある周波数以下の波に対しては消波効果を持たないことから、両者を併用しても

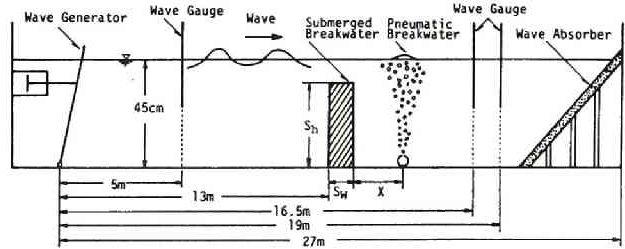


図-5.3.17 潜堤との併用実験の模式図
(岩垣ら³⁵⁾による)

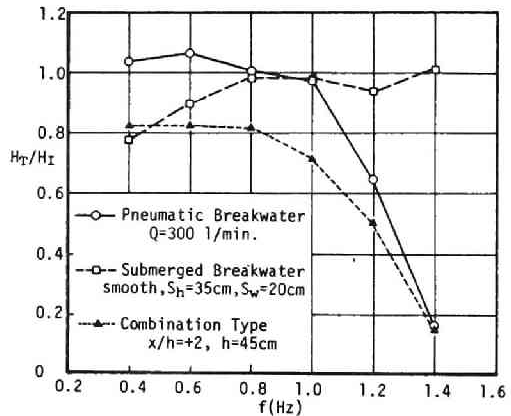


図-5.3.18 空気防波堤と潜堤を併用した場合の透過率曲線（不透過性、表面が滑面の場合）³⁵⁾

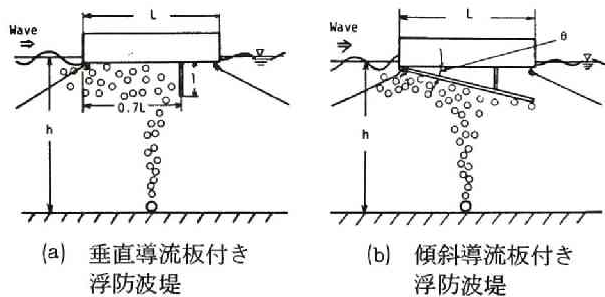


図-5.3.19 浮防波堤との併用実験の模式図

低周波数の波に対しては消波効果を期待できないと考えられる。そこで空気防波堤が形成する表面水平流の流速を増大させるために、直接消波に有効な波の伝播方向と逆方向の水平流へ導流することを目的として、浮防波堤の底面に図-5.3.19に示すような導流板を設置し、消波性能の向上を図ろうとした。

実験で使用した浮防波堤は厚さ5mmのアクリライト板で製作したポンツーン型浮体で、アンカロープによって気泡管直上に設置されている。浮防波堤の幅は水槽幅とほぼ等しく、高さは10cmで、長さは30cm~90cmの5種類を用いた。図-5.3.20は空気防波堤単独の場合と浮防波堤を併用した時の水平流の流速分布を示したものである。図から垂直導流板付きの浮防波堤を併用した場合が最も表面水平流速が大きくなり、導流効果があると言えるが、流厚についてはほとんど変化がないことがわかる。図-5.3.21は空気防波堤単独、導流板を持たない浮防波堤単独および両者を併用した場合の波高透過率曲線である。図-5.3.22は空気防波堤に導流板のない場合と導流板の付いた浮防波堤を併用したときの消波効果を比較したものである。図から導流板を用いたことによる透過率の減少が見られるが、導流板の種類による差異は明らかではない。

本節の最後に空気防波堤の消波性能の向上とは直接関係ないが、空気防波堤の多方面の応用の一例として、消波護岸への応用について実験的に検討した結果を示す。海岸線の埋立が進み、護岸の設置箇所が年々大水深化する現状では、従来の捨石あるいは消波ブロックを用いる形式に代わり、より経済的な消波護岸の開発が期待されている。空気防波堤はこれまで述べてきたように周期の短い波を砕波させ、エネルギーを消散させる効果があるので、護岸前方に設置することにより、経済性の高い消波護岸として利用できるのではないかと考えた。

ここではまず空気防波堤自身の反射特性を調べ、次いで鉛直不透過壁前方に空気防波堤を設置した

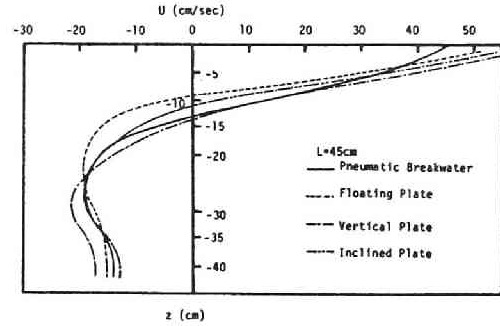


図-5.3.20 浮防波堤を併用した時の水平流の流速分布

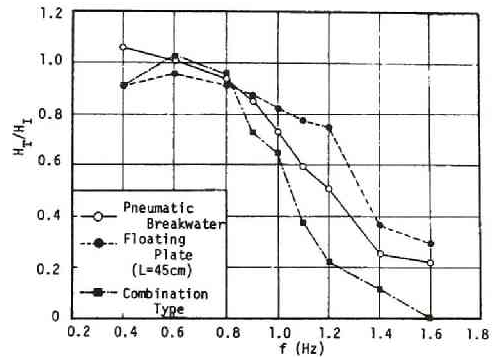


図-5.3.21 空気防波堤と導流板のない浮防波堤を併用した場合の透過率曲線

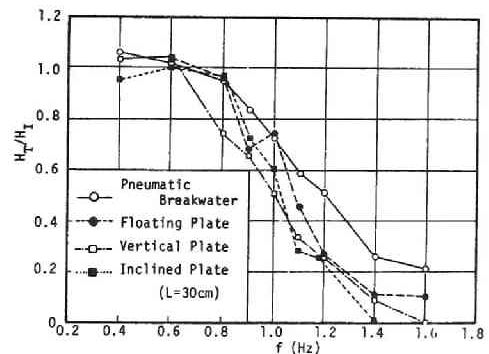


図-5.3.22 3種類の浮防波堤を併用した場合の透過率曲線の比較

場合の反射率を測定する。この時に設置位置により消波効果が異なるかどうかを実験的に検討した。図-5.3.23は実験の模式図である。反射率の測定には5台の波高計を用い、これを30cm間隔で台車に固定し、移動できるようにした。正確な部分重複波の波高分布を得るためには、少なくとも入射波の波長の1/2以上の領域にわたり、十分細かい間隔で波

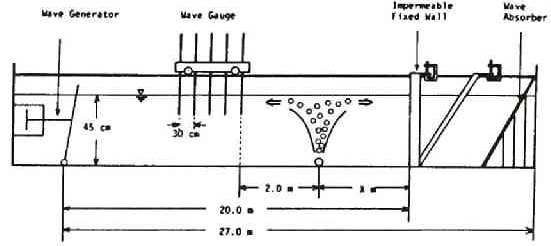


図-5.3.23 消波護岸としての応用実験の模式図

読み取る必要がある。空気防波堤の発生する水平流の流速は、空気噴出パイプから2 m離れた点では10 cm/sec以下となり、流れによる影響が少なくなることから、測定区間はこの点から造波機側に少なくとも半波長以上とり、約16分の1波長ごとに波高を読みとることとした。反射率算定にあたってはHealyの方法を用い、また合田・阿部³⁶⁾が提案した有限振幅重複波に対する補正を行った。

空気防波堤による反射が必ずしも無視できない大きさを持つことは、中村・佐々木³⁷⁾により指摘されており、またこうした反射は、エアーカーテンによる波の遮断効果によるものであると述べている。しかし本実験における観察から、波の反射は入射波がエアーカーテンに到達する以前に現われることが認められ、空気防波堤の誘起する水平流によって碎波し、エアーカーテンまで波動運動が到達しないような波に対しても、一定の反射率が得られることがわかった。したがって波の反射現象は、エアーカーテンの遮断効果よりは、水平流の流速勾配がかなり急であるために、入射波が流れの場を遡上できず、その一部が反射するためと考えられる。

図-5.3.24は実験で得られた部分重複波の波高分布の一例である。実験値に多少のばらつきが見られるが、この例は比較的ばらつきが少ない方である。このばらつきの原

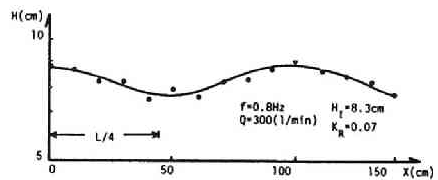
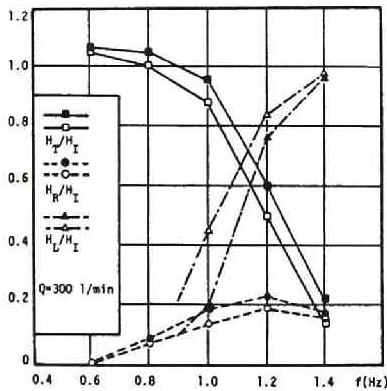
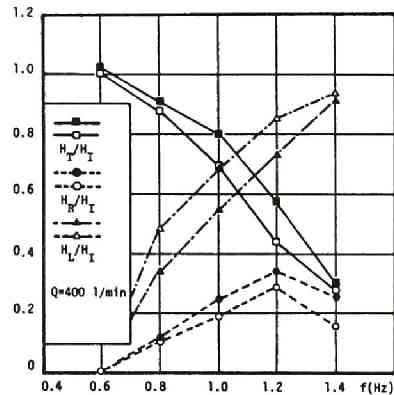


図-5.3.24 部分重複波の測定結果の一例



(a) $Q = 300 \text{ l/min}$



(b) $Q = 400 \text{ l/min}$

図-5.3.25 透過率, 反射率および消散率の測定結果

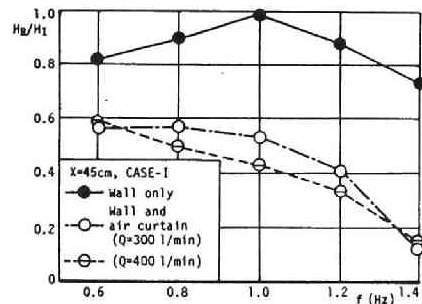
因としては、表面水平流による波の反射点が時間的に変化すること、空気防波堤自身によって発生する波が部分重複波に重なること等が挙げられる。図-5.3.25は測定された空気防波堤自身の反射率を、横軸に周波数をとって示したものである。図中には測定された反射率 H_R/H_I 、透過率 H_T/H_I と、それらの値から次式で計算される消散率 H_L/H_I を示した。

$$H_L/H_I = \{1 - (H_T/H_I)^2 - (H_R/H_I)^2\}^{1/2} \quad (5.3.3)$$

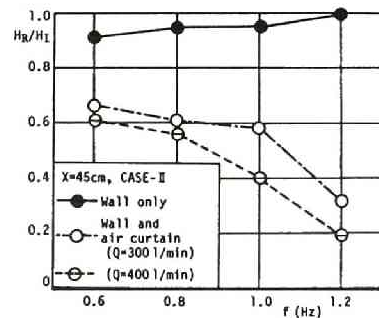
なお、図中の黒塗り記号は波高が3~5cmの実験波から得られた値を示し、白抜き記号は波高が6~8cmのものである。以後、波高の小さい波の実験ケースをCASE-I、波高の大きい波の実験ケースをCASE-IIと呼ぶことにする。反射率は $f=0.6\text{Hz}$ でほぼ0となっている他は、0.1~0.3程度の値を示している。また同一の周波数では波高が小さいほど反射率は高く、また空気量の多い方が反射率が高いことがわかる。一方、エネルギー消散は空気量 $Q=300\text{ l/min}$ の場合 $f=1.0\text{Hz}$ 以上、空気量 $Q=400\text{ l/min}$ の場合 $f=0.8\text{Hz}$ 以上の波に対して起こるが、これは水平流によって砕波する領域の波と一致している。

図-5.3.26は気泡管を鉛直壁の前方45cmの地点に設置した時の、入射波の周波数と反射率の関係を示したものである。図から周波数の増加とともに反射率は小さくなるのがわかるが、空気防波堤が全く消波効果を持たない $f=0.6\text{Hz}$ あるいは 0.8Hz の波に対しても、反射率は1ではなく、0.6程度の値となっている。このことは、前述した空気防波堤自身の発生波が、任意の位相で部分重複波波形に重なり、特にnodeにおいてこの雑音成分のために波高が見かけ上大きく測定された結果、反射率が小さくなったと考えられる。しかし雑音成分の波高の大きさから考えて、こうした低周波数の波に対しても、鉛直壁のみの場合よりある程度反射率は減少していると考えられる。こうした反射率の減少は、空気防波堤が誘起する流れによって鉛直壁との間に形成される乱れの卓越した循環流のエネルギー消散作用によると思われるが、重複波に対する消波効果が進行波に対するそれより大きくなる可能性も十分考えられる。

さらに気泡管と鉛直壁との間の距離を変えた場合の、反射率の変化についても検討したが、反射率はこの距離によらずほぼ一定となった。この理由は、空気防波堤の消波護岸としての効果が、水平流による入射波の砕波作用や、鉛直壁との間に形成される乱れの卓越した循環流による波動運動の減衰作用によるものであって、多孔壁式消波護岸のような位相差による反射率の低減作用³⁸⁾とは異なるためである。



(a)



(b)

図-5.3.26 護岸前面に空気防波堤を設置した時の反射特性

第4節 空気防波堤の相似則と実用化

4.1 空気防波堤の相似則

ここでは流れがない場における空気防波堤の力学的相似法則について検討し、消波に必要な空気供給量の相似則を提示する。

図-5.4.1 にエアバブルカーテン流の模式図を示すが、以下では空気防波堤の作用を、(1)空気泡による上昇流や表面水平流などからなるエアバブルカーテン流の形成、(2)形成されたエアバブルカーテン流による消波作用、の二つに分けてそれぞれの相似則を議論する。

(a) エアバブルカーテン流に対する相似則

上昇流を流体密度が気泡量によって変化する二次元噴流と考えると取り扱うことにする。噴流の中心と静水面の交点を原点として、水平方向に x 軸、鉛直上方に z 軸をとると、Navier-Stokes の運動方程式と連続式は次のように表わされる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (5.4.1.a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = & -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ & + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (5.4.1.b)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0 \quad (5.4.1.c)$$

ここに、 u 、 w は x 、 z 方向の速度成分、 p は圧力、 ν は動粘性係数、 g は重力加速度、 ρ は密度である。この場合の密度は水と気泡とが混在しているときの見かけの密度であって、 ρ_w 、 ρ_a をそれぞれ水および空気の密度、 q を単位体積中の気泡群の容積率とすれば、

$$\rho = \rho_w (1-q) + \rho_a q \approx \rho_w (1-q) \quad (5.4.2)$$

となる。

ここでは気泡が混じり合った混相流体を、見かけの密度をもつ homogeneous な流体に置き換え、その力学的相似を考えており、個々の気泡の挙動についての相似を議論するものではない。

流れが乱れていることを前提として、動粘性係数 ν を渦動粘性係数 ε に置き換えると、式(5.4.1)は次

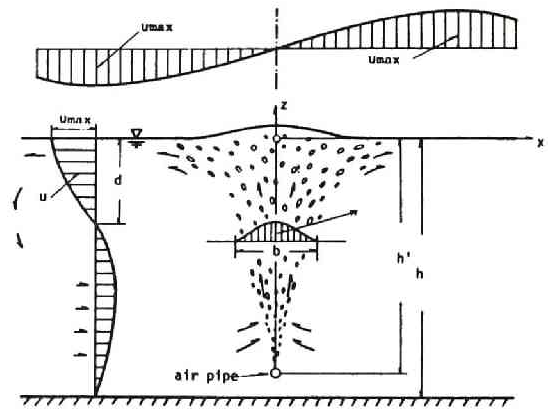


図-5.4.1 エアバブルカーテン流の模式図

式のように書き換えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w (1-q)} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3} \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (5.4.3.a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -g - \frac{1}{\rho_w (1-q)} \frac{\partial p}{\partial z} \\ &+ \frac{1}{3} \varepsilon \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (5.4.3.b)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uq) + \frac{\partial}{\partial z} (wq) - \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (5.4.3.c)$$

ここで、実物と模型とで力学的相似関係が成立するためには、上式の各項の比が等しくなければならない。³⁹⁾ いま実物に対しては添字 p を、模型に対しては m を付けることにすれば、上の各式より次の関係式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{u_p/t_p}{u_m/t_m} &= \frac{u_p^2/x_p}{u_m^2/x_m} = \frac{u_p w_p/z_p}{u_m w_m/z_m} = \frac{p_p/(1-q)_p x_p}{p_m/(1-q)_m x_m} \\ &= \frac{\varepsilon_p u_p/x_p^2}{\varepsilon_m u_m/x_m^2} = \frac{\varepsilon_p w_p/x_p z_p}{\varepsilon_m w_m/x_m z_m} = \frac{\varepsilon_p u_p/z_p^2}{\varepsilon_m u_m/z_m^2} \end{aligned} \quad (5.4.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{w_p/t_p}{w_m/t_m} &= \frac{u_p w_p/x_p}{u_m w_m/x_m} = \frac{w_p^2/z_p}{w_m^2/z_m} = 1 \\ &= \frac{p_p/(1-q)_p z_p}{p_m/(1-q)_m z_m} = \frac{\varepsilon_p u_p/x_p z_p}{\varepsilon_m u_m/x_m z_m} = \frac{\varepsilon_p w_p/x_p^2}{\varepsilon_m w_m/x_m^2} = \frac{\varepsilon_p w_p/z_p^2}{\varepsilon_m w_m/z_m^2} \end{aligned} \quad (5.4.5)$$

$$\frac{q_p/t_p}{q_m/t_m} = \frac{u_p q_p/x_p}{u_m q_m/x_m} = \frac{w_p q_p/z_p}{w_m q_m/z_m} = \frac{u_p/x_p}{u_m/x_m} = \frac{w_p/z_p}{w_m/z_m} \quad (5.4.6)$$

これらの式から得られる結論は、

① $x_p/x_m = z_p/z_m$ でなければならない。すなわち、水平縮尺と鉛直縮尺とは等しくする必要がある。これを

$$\frac{x_p}{x_m} = \frac{z_p}{z_m} = \frac{l_p}{l_m} \quad (5.4.7)$$

とおくことにする。

② $u_p/u_m = w_p/w_m$ ，すなわち、流速の水平成分比と鉛直成分比は等しくなければならない。これを V_p/V_m とおくと、次のように表わされる。

$$\frac{u_p}{u_m} = \frac{w_p}{w_m} = \left(\frac{x_p}{t_p} \right) / \left(\frac{x_m}{t_m} \right) = \left(\frac{z_p}{t_p} \right) / \left(\frac{z_m}{t_m} \right) = \left(\frac{l_p}{t_p} \right) / \left(\frac{l_m}{t_m} \right) = \frac{V_p}{V_m} \quad (5.4.8)$$

③ 速度の縮尺は

$$\frac{V_p}{V_m} = \left(\frac{l_p}{l_m}\right)^{1/2} \quad (5.4.9)$$

で表わされる。これはフルードの相似則といわれるものである。

- ④ 時間の縮尺は、式(5.4.8)を用いると、次のようになる。

$$\frac{t_p}{t_m} = \left(\frac{l_p}{l_m}\right)^{1/2} \quad (5.4.10)$$

- ⑤ 渦動粘性係数の縮尺は

$$\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_m} = \left(\frac{l_p}{l_m}\right)^{3/2} \quad (5.4.11)$$

である必要がある。一般に渦動粘性係数は、速度と長さの積（たとえば噴流の場合には、噴流の中心速度と噴流幅の積）に比例するといわれている⁴⁰⁾から、式(5.4.11)はほぼ成立するとみてよい。

- ⑥ 気泡群の容積率は実物と模型では等しくなければならない。すなわち、

$$q_p = q_m \quad (5.4.12)$$

いま単位長さ当たりの大気圧換算の空気供給量を Q_0 、気泡の平均上昇速度を w_a 、気泡噴流の幅を b 、任意の深さの空気密度を ρ_a 、大気圧での密度を ρ_{atm} とすれば、任意の深さでの空気流量は $Q_0(\rho_{atm}/\rho_a)$ であるから、

$$q = Q_0(\rho_{atm}/\rho_a)/(w_a \cdot b) \quad (5.4.13)$$

したがって、

$$\frac{q_p}{q_m} = \frac{Q_{0p}/(w_{ap} \cdot b_p \cdot \rho_{ap})}{Q_{0m}/(w_{am} \cdot b_m \cdot \rho_{am})} = 1 \quad (5.4.14)$$

である必要がある。これより空気供給量の比は次のように表わされる。

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \frac{w_{ap} b_p \rho_{ap}}{w_{am} b_m \rho_{am}} \quad (5.4.15)$$

気泡の上昇に伴う水の上昇速度 w は、気泡の上昇速度 w_a より一般に小さく、気泡管からの高さに関係がある。気泡管から出たところでは $w \ll w_a$ であろうし、気泡管からはるかに離れると $w \approx w_a$ となるであろう。消波に最も関係がある表面水平流を相似にするためには、水平流発生の原因である上昇流の水面での値を実物と模型とで相似にする必要があるから、水面での w と w_a との関係を考えなければならない。

そこで両者の関係式として、簡単に

$$\frac{w}{w_a} = \left(1 - \frac{a}{h'}\right)^n \quad (5.4.16)$$

とおくことができるものとする。ここで h' は気泡管と水面までの距離、 a および n は定数である。厳密に相似則を展開するためには、気泡の上昇やそれに伴う周囲の水塊の連行機構の相似を考える必要がある

が、ここでは現象を巨視的に把握して、上記の過程をすべて含み、できる限り簡明に表現したわけである。式(5.4.16)は $n > 0$ の場合には気泡管の深さ h' が小さくなって、一定値 a に近づくと $w \ll w_a$ となり、 $a \ll h'$ の場合には $w \approx w_a$ となることを示している。式(5.4.16)を式(5.4.15)に代入すると、 w は水面での値を考えているから、 ρ_a は ρ_{atm} となり、したがって $\rho_{ap}/\rho_{am} = 1$ となるから、

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \frac{w_p}{w_m} \frac{b_p}{b_m} \frac{(1-a/h'_m)^n}{(1-a/h'_p)^n} \quad (5.4.17)$$

が得られ、 $w_p/w_m = (\ell_p/\ell_m)^{1/2}$ 、 $b_p/b_m = \ell_p/\ell_m$ の関係を用いると次式が導かれる。

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \left(\frac{\ell_p}{\ell_m}\right)^{3/2} \frac{\{1-(a/h'_m)\}^n}{\{1-(a/h'_p)/(\ell_p/\ell_m)\}^n} \quad (5.4.18)$$

この場合の a および n の値については、 h' を m 単位とすれば、 $a = 0.075$ 、 $n = 3$ であることを後述する。

(b) エアバブルカーテン流による消波に関する相似則

すでに図-5.2.17に示した水平流速の測定結果からわかるように、消波に直接有効な表面水平流は、流速が水平方向にも鉛直方向にも変化する複雑な流れであり、このような流れと波の共存場の波の挙動を定式化することは簡単ではない。ここでは次の2つの単純なモデルに対して検討を行う。

まず最初に流れが鉛直方向に一樣で、水平方向にのみ変化するとして、それに波が共存する場合を考える。微小振幅波を仮定すると、波と流れが共存するときの波に関するエネルギー平衡式は、一次元定常の場合、次のようである。³²⁾

$$\frac{\partial}{\partial x} [E(U + c_g)] + E \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (5.4.19)$$

ここで、 E は波の単位面積当たりの全エネルギー、 U は一樣流の流速で順流が正、 c_g は波の群速度、 c は波速である。この式に対して前と同様、実物と模型に対して各項の比が等しいと置くと、結局、

$$\frac{U_p}{U_m} = \frac{T_p}{T_m} = \left(\frac{\ell_p}{\ell_m}\right)^{1/2} \quad (5.4.20)$$

というフルード則が得られるのみである。ここに、 T は波の周期である。

2.3では表面水平流を図-5.2.17のようにモデル化した時の消波理論を示したが、ここでは表面水平流が直線分布をするとした場合の分散方程式、式(5.2.36)に基づいて相似則を検討したところ、やはりフルード則となり、特別な法則は導かれないことがわかった。以上より、波と流れが共存する場合の相似則はフルード則でよいことになる。

空気防波堤による部分消波を考える場合には、流れによる碎波を考える必要がある。2.2で示したように、流れによる碎波も波形勾配 H/L がある一定値になると碎けることがわかった。これから得られる相似則は、

$$\frac{H_p}{H_m} = \frac{L_p}{L_m} = \frac{\ell_p}{\ell_m} \quad (5.2.21)$$

という関係であって、波高比は常に長さの縮尺比にしておかねばならないこと、模型の方の波高が大きす

ぎると、部分消波のときの波高減衰を過大評価する可能性があることを意味している。なお、Williamsら¹²⁾は噴流防波堤について、縮尺の異なる4種類の模型を用いて消波実験を行い、フルード則が適用されることを実証している。

(c) 空気供給量に関する相似則

空気供給量とエアバブルカーテン流との関係を示す力学的基本式が見出されると、それをもとにして相似則を導くことができるが、現在のところその基本式も明らかでなく、また気泡噴流の上昇や、それが水面に衝突して方向を変える過程も明確にはされていないので、厳密な意味での空気供給量についての相似則は見出すことができない。しかし空気防波堤の消波作用は、表面水平流が主要な役割を果たすため、これと空気供給量の関係が与えられれば、空気防波堤の設計ができる。このようなことからこれまで両者の関係を表わす経験式がいくつか提案されている。ここでは厳密には相似則とはいえないが、従来の経験式を用いて、原型と模型との間の空気供給量の関係式を相似則と考えて誘導してみよう。

Kobus³⁴⁾は気泡群とともに上昇する水塊の運動量変化が浮力に等しいとして2次元的な解析を行い、表面水平流の最大流速 u_{max} と単位長さ当たりの空気供給量 Q_0 との関係式として次式を提案した。

$$\frac{u_{max}}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1.75 \left\{ \frac{h_0}{(h' + z_0)} \ln \left(1 + \frac{h'}{h_0} \right) \right\}^{1/2} \quad (5.4.22)$$

ここに、 h' は気泡管の深さ、 h_0 は大気圧を水柱にしたときの高さ(≈ 10 m)、 z_0 は一定値であってKobusは0.8 mを与えている。

またBulson⁴¹⁾は大水深での実験結果をもとに次式を提案した。

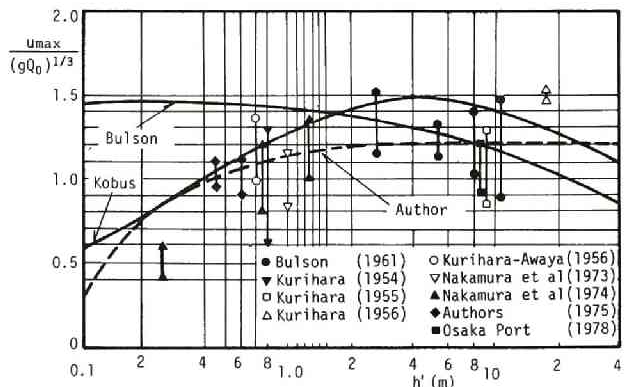
$$\frac{u_{max}}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1.46 \left(\frac{h' + h_0}{h_0} \right)^{-1/3} \quad (5.4.23)$$

図一5.4.2は式(5.4.22)、(5.4.23)で示される $u_{max}/\sqrt[3]{gQ_0}$ と h' との関係式と、これまでの実験値や観測値をあわせて示したものである。図からKobusの式はデータの上限を与える傾向があり、またBulsonの式は水深が2 m程度より小さくなると、大きすぎる値を与え、また逆に10 m程度より大きくなると小さすぎる値を与えることがわかる。

著者らは図中の実験値や観測値の平均的傾向から、 $u_{max}/\sqrt[3]{gQ_0}$ と h' との新しい関係として次式を提案する。

$$\frac{u_{max}}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1.22 \left(1 - \frac{0.075}{h'} \right) \quad (5.4.24)$$

この関係は図一5.4.2において破線で示される。



図一5.4.2 気泡管設置深さを与えた時の、水平流の最大流速と空気量の関係

次に式 (5.4.22) ~ (5.4.24) の3種類の実験式に基づいて空気供給量の相似則を検討する。

まず, Kobus の式 (5.4.22) から, 実物と模型との空気供給量の比は次のように表わされる。

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \left(\frac{l_p}{l_m}\right)^3 \frac{\left\{1 + \left(\frac{z_0}{h'_m}\right) \left(\frac{l_m}{l_p}\right)\right\}^{3/2}}{\left\{1 + \left(\frac{z_0}{h'_m}\right)\right\}^{3/2}} \cdot \left[\frac{\ln \left\{1 + \left(\frac{h'_m}{h_0}\right)\right\}}{\ln \left\{1 + \left(\frac{l_p}{l_m}\right) \left(\frac{h'_m}{h_0}\right)\right\}} \right]^{3/2} \quad (5.4.25)$$

また, Bulson の式 (5.4.23) からは,

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \left(\frac{l_p}{l_m}\right)^{3/2} \frac{1 + (h'_m/h_0)(l_p/l_m)}{1 + (h'_m/h_0)} \quad (5.4.26)$$

が導かれ, さらに式 (5.4.24) からは次式が求められる。

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \left(\frac{l_p}{l_m}\right)^{3/2} \frac{\left\{1 - (0.075/h'_m)\right\}^3}{\left\{1 - (0.075/h'_m)/(l_p/l_m)\right\}^3} \quad (5.4.27)$$

式 (5.4.27) と式 (5.4.18) を比較してわかるように, 仮定した式 (5.4.16) の a , n の値はそれぞれ 0.075 および 3 であることが見出される。すなわち, u_{\max} と Q_0 との関係を式 (5.4.24) の形におくことは, w と w_a の比を式 (5.4.16) の形に仮定することに対応しているといえる。なお, 式 (5.4.25) ~ (5.4.27) を導くに当たっては, フルードの相似則がすでに使用されている。これらの式において, $z_0 = 0.8$ m, $h_0 = 10$ m, $h'_m = l_m = 0.45$ m, $l_p = h'_p$ と置き, Q_{0p}/Q_{0m} と h'_p との関係を図示すると, 図-5.4.3 の曲線のように表わされる。これらの曲線から, Bulson 式に基づく曲線が最も大きな空気量を与え, Kobus 式に基づくものが最も小さい値を与えることがわかる。

(d) 従来の実験結果の整理

ここでは上記の相似則の妥当性を検討するための資料として, 既往のスケールの異なる実験結果を整理した。ここで取り上げた実験結果は, 著者が水深 45 cm の実験水槽内で行った消波実験の結果, 運輸省第三港湾建設局が大阪港で行った現地実験結果,^{42), 43)} および Bulson⁶⁾ が英国の Feltham における N. P. L. 船舶流体実験所で行った大水深の水槽実験の結果である。

著者の実験結果は図-5.3.3. にすでに示したとおりであり, そこでは空気供給量が同じであれば, 規則波も不規則波もほぼ同じ透過率特性を示し, 不規則波のスペクトル形状もこれに関係しないことを明らかにした。また図-5.3.3. の結果に基づいて図-5.3.16(a) のような代表透過率曲線を決定し, 消波限界周波

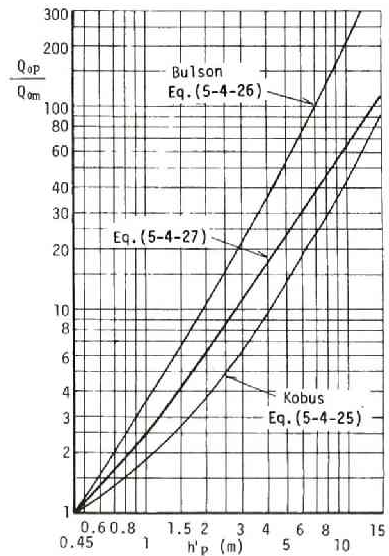


図-5.4.3 実物と模型の空気量の比 Q_{0p}/Q_{0m} と, 実物の気泡管の深さ h'_p との関係 (模型の気泡管の深さ $h'_m = 0.45$ m の場合)

数 f_c として、透過率 $K_T = 0.3$ および $K_T = 0.5$ に対応する2つの周波数を採用することを述べた。このようにして得られた空気供給量 Q_0 に対する f_c の結果を表-5.4.1に示す。

表-5.4.1 著者の実験結果から算出した $K_T = 0.5$ および 0.3 に対する消波限界周波数 f_c (Hz) の値

($h' = 0.45$ m)

Q (l/min)	80	130	180	230	330	430
Q_0 ($m^3/s \cdot m$)	0.00199	0.00333	0.00477	0.00638	0.01027	0.01533
K_T						
0.5	1.43	1.32	1.25	1.15	1.10	1.01
0.3	1.55	1.42	1.30	1.24	1.20	—

大阪港での現地実験⁴²⁾は、1978年1月から2月において行われたもので、この場合の空気防波堤の設置水深は、防波堤の基部から13mまでが DL -6 m, それから先端までが DL -9 mで、平均潮位が DL +1 mであるから、前者の部分が7 m, 後者の部分が10 mとなる。したがって堤長25 mの場合の気泡管の平均深さは8.5 mとなる。この現地実験の結果の解析は、岩垣・酒井・辻⁴³⁾によって行われ、この防波堤の透過率と波の周波数の関係が求められている。これらの結果から堤長ごとに各周波数に対する

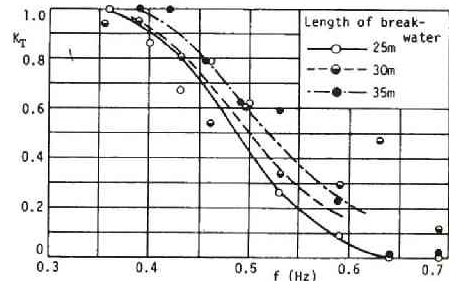


図-5.4.4 大阪港の現地実験⁴⁴⁾から得られた空気防波堤の透過率曲線

表-5.4.2 大阪港の実験結果から算出した $K_T = 0.5$ および 0.3 に対する消波限界周波数 f_c (Hz) の値

($h' = 7 \sim 10$ m)

Q_0 ($m^3/s \cdot m$)	0.019	0.023	0.027
K_T			
0.5	0.52	0.50	0.49
0.3	0.57	0.54	0.52

K_T の平均値を求めて、プロットしなおしたものが図-5.4.4である。ただし、堤長が35 mの場合の風向 WNW のデータは K_T が1に近い結果となっているので除外して平均した。このようにして得られた K_T に対して、平均の透過率曲線として求めたものが図中の曲線である。この3つの曲線から $K_T = 0.3$ と 0.5 に対応する波の周波数 f_c を読み取って表にしたのが表-5.4.2である。この場合、堤長25 m, 30 m, 35

mがそれぞれ $Q_0 = 0.027 \text{ m}^3/\text{s} \cdot \text{m}$, $0.023 \text{ m}^3/\text{s} \cdot \text{m}$, $0.019 \text{ m}^3/\text{s} \cdot \text{m}$ に対応している。

表一 5.4.3 Bulson の実験による消波限界周波数 f_c (Hz) の値⁶⁾

(a) $h' = 7.22 \text{ m}$							
$Q_0(\text{m}^3/\text{s} \cdot \text{m})$	0.0111	0.0288	0.0418	0.0567	0.0660	0.0836	0.116
$f_c(\text{Hz})$	0.715	0.500	0.500	0.408	0.408	0.406	0.356
(b) $h' = 3.66 \text{ m}$							
$Q_0(\text{m}^3/\text{s} \cdot \text{m})$	0.0557	0.0734	0.0929	0.1198	0.1087		
$f_c(\text{Hz})$	0.500	0.467	0.431	0.410	0.397		

Bulson が行った大水深の水槽実験⁸⁾は、幅 48 ft (14.6 m)、長さ 1300 ft (396 m)、水深 25 ft (7.62 m) の水槽を用いたもので、気泡管の深さは 23.7 ft (7.22 m) と 12 ft (3.66 m) の 2 種類である。実験波は規則波を用いており、空気量を変化させて透過率を求め、それから透過率が 0 となる極限の空気量を推定するという方法をとっている。そのときの空気量と波の周波数との関係を示すと表一 5.4.3 のとおりである。

(e) 空気防波堤の消波に関する相似性の検討

ここでは(a)~(c)で展開した空気防波堤の相似則の妥当性を検討するため、既往の現地スケールの実験の結果と、室内実験から相似則を用いて求めた現地換算値とを比較する。次いで相似則によらないで、2.3で示した消波理論から求めた理論値と、スケールの異なる各種の実験値との比較・検討を行い、相似則によって得られた結果の妥当性を検討する。なお、ここで取扱った各種の実験の消波対象波は、ほとんどすべてが深海波となり、理論値の計算にあたっては2.3で示した理論の修正を行う必要はないので、Taylorの消波理論をそのまま用いた。

図一 5.4.5 は、Taylor の理論による必要空気供給量 Q_0 と消波限界周波数 f_c との関係を示す推算曲線と、表一 5.4.1 ~ 5.4.3 に示された水槽実験ならびに現地実験の結果とを比較したものである。図中の A_0 は、

$$A_0 = u_{\max} / \sqrt[3]{gQ_0} \quad (5.4.28)$$

の値であって、 h' を与えて式(5.4.24)から求められる A_0 の値と、図中の A_0 の値とはほぼ等しいことから、式(5.4.24)を用いて Taylor の理論を適用すると実験値とよく一致するが、Kobus の式(5.4.22)や Bulson の式(5.4.23)で求められる A_0 の値で、 Q_0 と f_c の関係を算出しても実験値と一致しないことがわかる。これは式(5.4.24)がすべての水深にわたり u_{\max} と Q_0 の関係をうまく表現できていること、Taylor の理論によって空気防波堤の消波機構がよく説明できることを意味している。また図一 5.4.5 で、気泡管設置深さ h' により実験値が区分され、Taylor の推算値を示す曲線が不連続となるのは、スケールの効果、すなわち設置深さ h' の効果が大きいためである。

表-5.4.1 ~ 5.4.3 に示した結果は、気泡管設置水深 h' が異なるため、空気供給量 Q_0 と消波限界周波数 f_c との関係は当然同じものとはならない。しかし相似則により、三者の結果を共通の気泡管設置水深での値に換算すると、その相似則が適切なものであれば、 Q_0 と f_c とは同じ関係で結ばれるはずである。

ここで現地における空気防波堤の気泡管設置水深 h'_p として 4 m, 6 m および 10 m の 3 通りの場合を考え、表-5.4.1 ~ 5.4.3 に示した Q_0 と f_c の値をこれらの h'_p の場合の値に換算してみる。適用する相似則は(a)~(c)で展開したものである。すなわち f_c についてはフルードの相似則、 Q_0 については式 (5.4.25) ~ (5.4.27) の 3 通りの関係式を適用してみた。なお表-5.4.1, 表-5.4.2 の f_c の値のうち、 $K_T = 0.3$ に対応する値を相似則により換算することにした。

図-5.4.6 (a)~(c)は、共通の気泡管設置水深に対して f_c および Q_0 を相似則により換算した結果をプロットしたものである。図中には著者らの $h'_m = 0.45$ m の実験結果を、各 h'_p の場合の Q_0 と f_c に換算するとき、式 (5.4.27) を用いたものと、式 (5.4.25) および式 (5.4.26) を用いたものが示されている。これらの図からわかるように、式 (5.4.27) の相似則を用いた場合には、スケールの異なる実験データがよくまとまるのに対し、Kobus の式によるものは Q_0 が小さすぎ、Bulson の式によるものは大きすぎる値を与えることがわかる。このように完全消波が $K_T = 0.3$ に相当するとして、空気量の相似則を検討し、その結果、式 (5.4.27) による相似則が妥当であることがわかった。

部分消波についても、この相似則が適用できるかを検討するため、 $K_T = 0.5$ および $K_T = 0.7$ に対応す

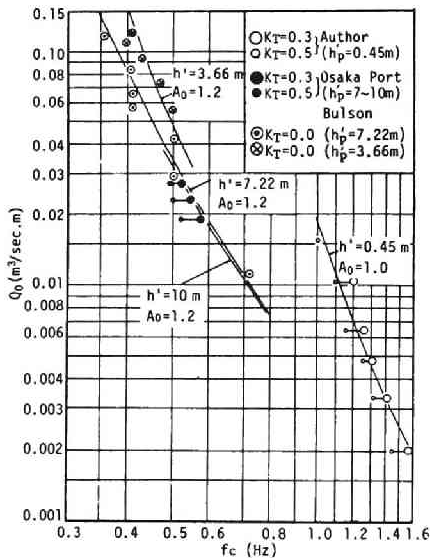


図-5.4.5 必要空気供給量と消波限界周波数の関係についての、Taylor の消波理論と実験結果との比較

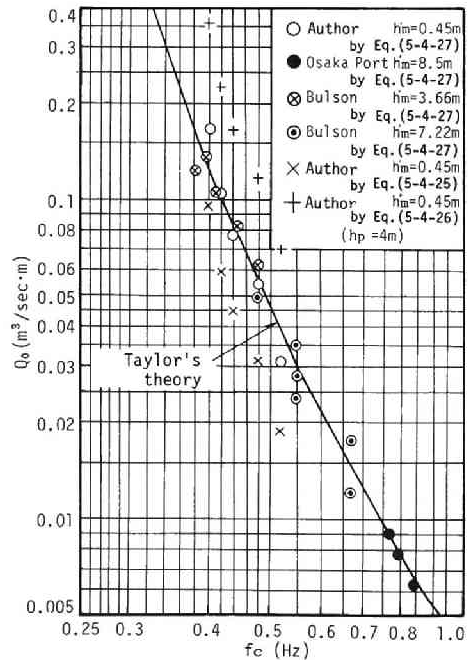
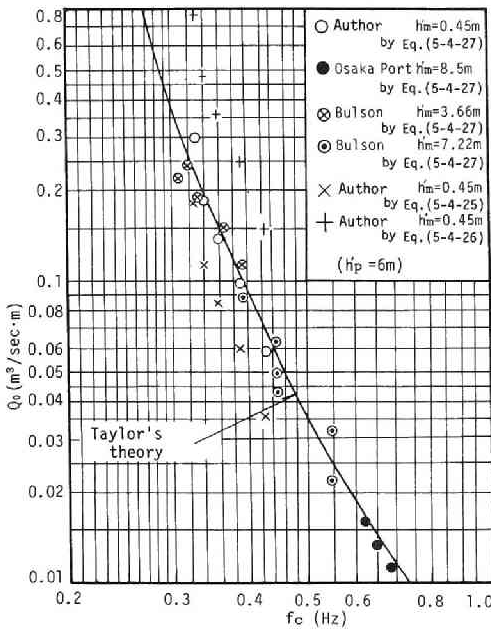
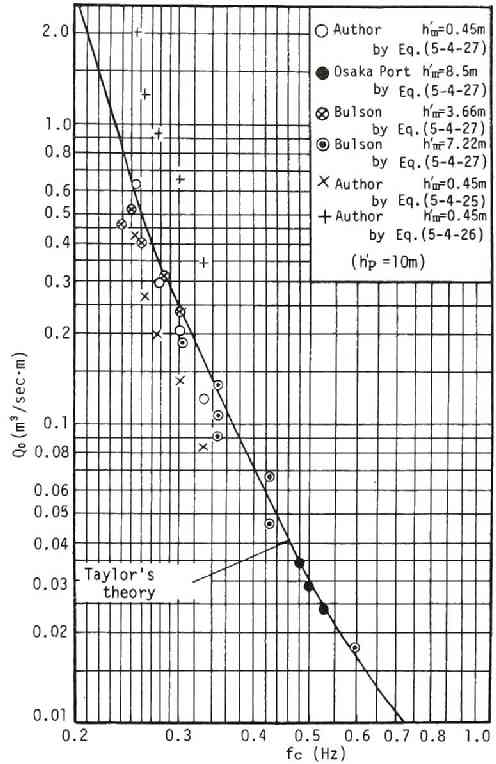


図-5.4.6 (a) 空気供給量と消波限界周波数に関する実物換算値の比較 (実物の気泡管深さ h' を 4 m とした場合)



(b) ($h'_p = 6\text{ m}$)



(c) ($h'_p = 10\text{ m}$)

図一 5.4.6 空気供給量と消波限界周波数に関する実物換算値の比較

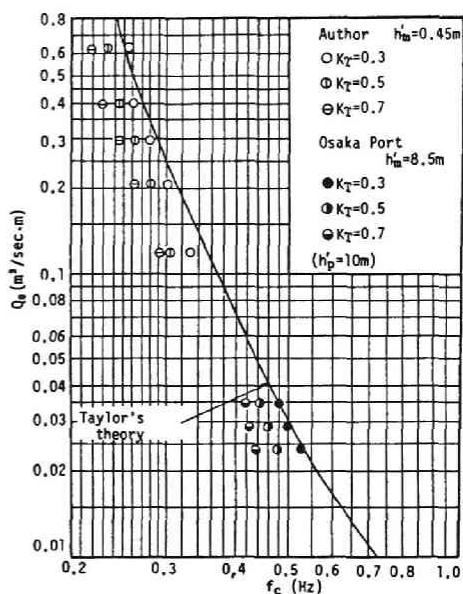
る周波数と空気量との関係について同様な考察を行った。なお Bulson の実験結果は部分消波に対しては公表されていないので利用できない。この考察は h_p が 4 m, 6 m および 10 m の 3 つの場合について行い、部分消波についても式 (5.4.27) の相似則が成立すると考えてよいという結果を得た。ここでは $h_p = 10\text{ m}$ についてのみ図一 5.4.7 に示した。

また、図中の曲線は Taylor の理論により h' と f_c を与え、式 (5.4.24) を用いて Q_0 を算定した結果であり、いずれの場合も式 (5.4.27) を用いて換算された実験値とよく一致していることがわかる。

両者の推算法は、いずれも空気供給量 Q_0 と水平流の最大流速 u_{\max} の関係式 (5.4.24) を用いているほかは、まったく別個に導かれたものであり、2 つの結果が一致することはきわめて興味深いことである。空気防波堤を現地に適用する場合に、どちらの方法も空気供給量の推算法として信頼できるが前述した相似則によれば部分消波についても適用でき、空気防波堤の実用化という観点からも模型実験の有用性が明確になったといえる。

なお、表一 5.4.3 (a)あるいは図一 5.4.6 や図一 5.4.7 からわかるように、Bulson の $h' = 7.22\text{ m}$ のときの実験値は、 f_c が同じでも Q_0 の値が異なる場合があるが、これを Bulson は入射波の波形勾配の影響

響によるものと考えて検討した結果、波形勾配が大きいと Q_0 も大きくなることを見出している。これは波形勾配が大きくなると、群速度が増大するので波の伝播を阻止するためには表面水平流の速度を若干大きくしななければならない、すなわち Q_0 を若干増大しなければ阻止できないことを意味しているものと思われる。ただし、2.2で示したように流れによる砕波については逆に波形勾配の大きい波の方が砕けやすく、部分消波に対しては上記の逆の性質を示すことに注意する必要がある。以上より、式(5.4.21)の相似則に従えば、この条件は満たされるわけであり、模型波の選定にあたっては、実物波の波形勾配より大きい波を模型波に用いれば安全側といえる。



図一 5.4.7 部分消波に必要な空気供給量の実物換算値（実物の気泡管深さを 10 m とした場合）

表一 5.4.4 空気防波堤の既往現地実験

施工または操作開始年度	実験者	地点	水深 (m)	対象波	管径 (cm)	孔径 (mm)	孔数 (個/m)	管長 (m)	空気量 (ℓ/sec/m)	消波率
1908	米国	Crotch 島	14	—	10	6	6.4	100	25	15 分以内に減衰
1908	米国	Massachusetts 州 Buzzard 港	—	—	10	6	6.4	30	—	逆巻きつつあった波はうねりと化した。
1915	米国	California 州 El Segund 港	9.1	—	10.16	12.7	6.06	97.54	7.4	12~15 feet の波を消波
1952	英国	Dover 港	9.1	—	—	—	—	—	15.8	波浪やうねりがよく消波された。
1955	九大	長崎県 伊王島	8.0	波高 43 cm 周期 2.9 sec	7.6	1.5	35.7	30	5~17	0.63
1956	九大	長崎県 端島	15.6~16.1	波高 96 cm 周期 4.4 sec	12.7	2.0	47.6	60.5	15~19.7	0.69
1958	九大	鶴見造船所 (西岸)	7.2	波高 41~95 cm 周期 2.9~4.3 sec	6.35	1.6	123.3	1.5 × 13 m	34.2	0.54~0.84
1958	九大	鶴見造船所 (東岸)	7.3	波高 41~95 cm 周期 2.9~4.3 sec	7.6	1.6	122.5	2 m × 23	25.0	0.54~0.84
	農業土木試験所	新川港	4.0	—	5.0	1.0	52.5	23.25	1.67	—
1977	運輸省第三港湾建設局	大阪港	7.0 11.0	波高 40~60 cm 周期 2~3 sec	15.2	3.0	10 18	25~35	27.0	—
1979	京大	江戸川競艇場	3.1~3.9	波高 20~30 cm 周期 2~2.5 sec	8.9	4.0	18	36.4	45.0	流れによって変化するが、0.6 前後の透過率は保証される。

4.2 実用化にあたっての検討課題

表－5.4.4は空気防波堤の現地の適用例を一覧表として示したものである。現地への適用にあたっては、現地の地形や波浪の特性に合わせて、必要空気量や気泡管の寸法等の設計を行う必要があり、非常に多くの検討事項が存在する。ここでは現地適用にあたっての基本的な考え方について述べ、計画・設計・施工等の各段階での個々の諸問題については、著者が担当して行った江戸川競艇場における現地観測^{44)～47)}の報告書に譲りたい。

まず空気防波堤の適用を考えるにあたって、最初に行うべきことは、現地の自然条件・設計条件を明確に把握することである。すなわち現地の地形や底質をはじめとして、現地の潮位や流れ、風向・風速の特性を調べ、そこに生起する波の波高・周期・波向等の特性を明らかにする必要がある。このうち現地の水底地形や底質は気泡管の構造や設置方法を決定するにあたっての支配的要因となる。さらに3.2で述べたように現地の流れは空気防波堤の消波性能を著しく変化させるので、特に送気量の設定にあたって十分な考慮が必要である。また特殊な水域に空気防波堤を適用するにあたっては、そこに適用されている法令を遵守しなければならない。例えば、江戸川競艇場は中川放水路内の水域を利用しているため、防波堤の設置にあたっては、河川管理についての法令と抵触するものであってはならないという制約があった。そのため特別に浮沈式の気泡管構造を考案し、観測の度ごとに東京湾の基地から曳船するという方法をとった。

現地で調査・観測された波浪資料に基づき、消波対象波を決定する。この消波対象波に対して所要の消波機能を有する空気防波堤を設計する。消波に必要な空気供給量を算出するにあたっては4.1で展開した相似則に基づく算定法に従えば、現地に流れがない場合には十分な精度でこれを求めることができる。3.2では入射波の伝播方向と逆向きの流れがある場合には、空気防波堤が形づくる水平流が消波に直接有効な方向に増速される結果、消波性能が向上することを示したが、江戸川競艇場における現地実験の結果には、上記の性質は見られなかった。このことは、現地では気泡管が短く、水路幅の一部にしか設置できなかったために、気泡噴流を形成すると水路内の流れが横方向の気泡のない方へ逃げてしまい、空気防波堤を作動して得られる水平流と水路内の流れの和は、作動しない場合の流れの流速とそれほど変わらないためであると思われる。したがって現地での流れが消波性能に及ぼす効果を把握するためには、その水域で形成される水平流の性質の十分な調査が必要である。

次に前段で算出された必要空気量に対して、気泡管およびコンプレッサー等の送気装置の設計を行う必要がある。気泡管は静穏化を目的とする水域全体を防御するよう設置するのが理想的である。気泡管については管径・オリフィス孔の間隔および孔径等の設計を行う必要がある。また気泡管ならびにオリフィス孔の排泥対策、気泡管の支持方法、気泡管を沈設する場合の沈下防止等について検討する必要がある。オリフィスの孔数・孔径をいくらにとれば所要の空気量が放出されるか、またコンプレッサーから供給された空気が、いくつかの配管系を通過して最終的にオリフィス孔から噴出する過程での各種の損失の計算法については、先の報告書等に示されている。要は気泡管全体にわたって一様な表面水平流速が得られるように設計することが重要である。大阪港の実験においては、現地の海底面の状況から気泡管の設置水深が基準水面から－6 mと－9 mの2つの部分で構成されることになったが、そのために空気防波堤が発生する

表面水平流の一様性が若干低下した。また発生する気泡の径は小さいほど、周囲水の連行が効率的に行われるので、オリフィス径は小さい方が望ましい。

空気圧縮装置については、現在のコンプレッサの技術的な水準では、消波のために巨大な装置を何台も使用する必要がある。この点については、トンネル工事の送気や、潜函圧気に用いられるブロウ等の、より高流量の送気が可能な空気機械の適用を検討する必要がある。機械的な騒音が低いことが要請され、空気流量が少なくてもよい場合には、空気を貯蔵するポンペを用いた新しい方式も工夫できるであろう。いずれにせよ、空気防波堤の長所を生かせるような送気設備、すなわち、小型で場所をとらず可搬式であり、騒音等の公害源とならず、かつ経済性・安全性の高い設備の開発が空気防波堤の実用化にあたっての今後の課題となる。

第5節 結 語

本章ではまず流れによる消波の理論について考察し、次いで流れを利用した消波施設として空気防波堤をとりあげ、その消波性能を明らかにするとともに、実用化にあたって解決すべき課題である相似則の確立や消波性能の向上について検討を行った。

第2節では流れによる消波の理論について検討した。まず最初に鉛直方向に流速分布を持つ流れの上のストークス波理論について、その誘導過程の概要を説明した。次いでこの理論に Rankine-Stokes の碎波条件を適用して、流れによる碎波現象を理論的に議論するとともに、実験を行って碎波特性諸量と流れの諸量との関係を検討した。その結果、理論の結果は定性的には実験値を説明できるが、理論の精度が碎波現象を議論するほどには高くないために、実験値との定量的な一致までには至らなかった。一方、流れによる波長の変化を計算して、Miche の式から限界波形勾配の値を求めると、実験値とかなり良く一致することがわかった。

次いで流れによる完全消波の理論について考察した。ここでは深海波に対してのみ適用できる Taylor の理論を浅海波に対して拡張するとともに、さらに下層部にもどり流れを加えたモデルを考え、その消波効果に及ぼす影響について考察した。その結果、 $kh=2$ 程度の浅海波とみなせる波の消波に対してはその影響が現われ、場合によってはもどり流れを考慮しない時の表面流速の1.5倍程度の流速が消波のために必要であることがわかった。またこうした理論を用いて計算した消波限界周波数は、ほぼ実験結果と一致することが見出された。

第3節では空気防波堤の消波性能を明らかにし、その向上を図る目的で行ったいくつかの実験の結果について報告した。まず空気防波堤の消波特性は不規則波に対しても規則波とほぼ同じであり、透過率曲線もスペクトル形状によらないことが明らかになった。流れによる消波性能の変化を議論するにあたって、まず流れによる表面水平流の変化について調べた。その結果、流れの流速が小さい間は下流側の水平流速は流れがない場合より大きくなるが、流速が大きくなると水平流速は増加せず、むしろ減少する傾向を示す。流れが消波性能に及ぼす効果を調べたところ、順流の場合には消波性能が著しく低下し、逆流の場合には消波性能が向上するが、流速がある程度大きくなるとそれ以上の消波性能の向上は期待できないこと

がわかった。また流れがない場合と同様に、スペクトル形状の異なる不規則波と規則波の透過率曲線を整理したところ、空気流量と流れの流速が同一であれば、透過率曲線は同じと見なして良いことがわかった。こうした結果に基づいて、流れの流速ごとに空気流量をパラメーターとする代表透過率曲線を決定した。

この節の最後には、空気防波堤の消波性能を改善するために、潜堤や浮防波堤を空気防波堤に組み合わせた複合タイプの防波堤をとりあげ、その消波特性について実験的に検討した。潜堤は低周波数の波に対して消波効果を有するため、両者を組み合わせることにより周波数全体にわたって透過率をある程度小さくすることが可能であることがわかった。一方、浮防波堤は空気防波堤と同様の消波特性を持っているので、浮防波堤の底面に導流板を設置し、その導流効果によって消波性能の向上を図るよう工夫した。その結果導流板によって表面水平流の流速はある程度増大し、導流板を付けた浮防波堤を併用すると、より小さい波高透過率が得られることがわかった。また、空気防波堤を鉛直不透壁前方に設置して、消波護岸として応用する可能性を検討した結果、次のことがわかった。空気防波堤自身の反射率は、消波が期待できる周波数 $f = 0.8\text{Hz}$ 以上の波に対して $0.1 \sim 0.3$ 程度の値となった。鉛直不透壁と組み合わせた場合には、 $f = 0.6\text{Hz} \sim 0.8\text{Hz}$ 程度の空気防波堤が消波効果を持たない波に対しても、反射率は 1 とならず、 0.6 程度の値となり、これより高周波数の波については、さらに小さな反射率となった。また空気防波堤と鉛直不透壁との間の距離を変えても、反射率はほぼ一定であった。

第4節では、著者が行った実験結果をはじめ、現在までに行われた現地実験および大水深の水槽実験の結果を資料として、空気防波堤の力学的相似法則を議論し、消波に必要な空気供給量の相似則について考察した。その結果、以下のことが明らかになった。

気泡の噴出によって形成されるエアバブルカーテン流と、形成されたエアバブルカーテン流の消波作用に分けて力学的相似則を検討した結果、フルード則が適用されることがわかった。ただし空気供給量に関する相似則は、フルード則のほかに気泡の上昇速度とその周囲の水の上昇速度の比から導かれる関係式が必要であることがわかった。

空気供給量 Q_0 と表面水平流の最大流速 u_{\max} との関係を示す式として、従来の実験値の平均的な傾向を広範囲の気泡管の深さにわたって表示する新しい実験式を提示した。この式とフルード則を組み合わせると、空気供給量の相似を示す式が導かれたが、これは気泡の上昇速度と周囲の水の上昇速度の比から導かれる関係式と同じ形をしていることがわかった。

Taylor の消波理論を、著者が行った水槽実験と大阪港での現地実験および Bulson の大水深実験の結果に適用したところ、上記の Q_0 と u_{\max} の新しい実験式を用いると、いずれの実験値も Q_0 と消波限界周波数 f_c との関係を表わす理論曲線とよく一致することがわかった。

これらのスケールの異なる既往の実験結果を、ここで展開した相似則により同じ気泡管設置深さでの値に換算すると、 f_c と Q_0 の関係がよくまとまることがわかった。部分消波についても同様によく整理できることが確かめられた。以上のことから、ここで展開した相似則が妥当なものであると判断される。したがって、設計対象波と気泡管設置深さが与えられたときに、消波に必要な空気供給量は、Taylor の理論を用いても求められるが、まったく別個の手法である相似則を用いても、模型実験の結果から実物にお

ける所要の空気量を、十分な信頼性をもって推算できることがわかった。

この節の最後では、大阪港と江戸川競艇場で行われた現地実験の経験を踏まえて、空気防波堤を現地に適用する際の基本的な考え方と、計画・設計・施工等の各段階で特に留意すべき事項について付記した。

参 考 文 献

- 1) Laurie, A. H. : Pneumatic breakwaters, Dock and Harbour Authority, May, pp. 11-13, 1952.
- 2) Laurie, A. H. : Pneumatic breakwater at Dover, Protection for Train Ferry Dock, Dock and Harbour Authority, Dec., pp. 249, 1952.
- 3) Taylor, G. I. : The action of a surface current used as a breakwater, Proc. of Roy. Soc. of London, Vol. 231, A, pp. 466-478, 1955.
- 4) 栗原道德 : 空気防波堤の研究に就いて, I-VII, 九州大学応用力学研究所報, 1954-1960.
- 5) Kurihara M. : Pneumatic breakwater experiments in Japan, —Summary of conclusions from further full scale tests—, The Dock and Harbour Authority, August, pp. 137-139, 1957.
- 6) Bulson, P. S. : Large scale bubble breakwater experiments, The Dock and Harbour Authority, October, pp. 191-197, 1963.
- 7) Bulson, P. S. : Bubble breakwaters with intermittent air supply, The Dock and Harbour Authority, August, pp. 129-134, 1963.
- 8) Evans, J. T. : Pneumatic and similar breakwater, The Dock and Harbour Authority, December, pp. 251-256, 1955.
- 9) Straub, L. G., J. B. Herbich and C. E. Bowers : An experimental study of hydraulic breakwaters, Proc. of 6th Conf. on Coastal Eng., pp. 715-728, 1958.
- 10) Williams, J. A. and R. L. Wiegel : Attenuation of wind waves by a hydraulic breakwater, Proc. of 8th Conf. on Coastal Eng., pp. 500-520, 1963.
- 11) 岩垣雄一・安井誠人 : 空気防波堤に関する研究 (第1報), —空気防波堤の基本的性質—, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 563-569, 1975.
- 12) 浜田徳一・加藤始 : 流れをさかのぼる波についての一計算, 第8回海岸工学講演会論文集, pp. 25-29, 1961.
- 13) 浜田徳一・加藤始 : 流水の中の有限振幅波の計算, 第10回海岸工学講演会論文集, pp. 1-5, 1963.
- 14) 浜田徳一 : せん断流中の表面波の性質について, 第18回海岸工学講演会論文集, pp. 111-114, 1971.
- 15) Hunt, J. N. : Gravity Waves in Flowing Water, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 231, pp. 496-504, 1955.
- 16) 土屋義人・安田孝志 : 一様流を伴う有限振幅波の理論, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 29-34, 1975.
- 17) Sarpkaya, T. : Oscillatory Gravity Waves in Flowing Water, Trans. ASCE, No. 2873, pp. 564-586, 1955.
- 18) Benjamin, T. B. : The solitary wave on a stream with an arbitrary distribution of vorticity, J. Fluid Mech., Vol. 12, pp. 97-116, 1962.
- 19) Freeman, N. C. and R. S. Johnson : Shallow water waves on shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 42, pp. 401-409, 1970.
- 20) Johnson, R. S. : On the modulation of water waves on shear flows, Proc. Roy. Soc. A., Vol.

- 347, pp. 537–546, 1976.
- 21) Unna, P. J. : Waves and Tidal Streams, *Nature*, Vol. 148, pp. 226–227, 1942.
 - 22) Evans, J. T. : Pneumatic and similar breakwaters, *Proc. Roy. Soc. of London, A.* 231, pp. 457–466, 1955.
 - 23) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart : The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents, *J. Fluid Mech.*, Vol. 10, pp. 529–549, 1961.
 - 24) 山中庸彦 : 流れによる波浪の変形と砕波に関する研究, 京都大学大学院工学研究科修士論文, p. 81, 1980.
 - 25) Laitone, E. V. : Limiting conditions for cnoidal and stokes waves, *J. of Geophy. Res.*, Vol. 67, No. 4, April, pp. 1555–1564, 1962.
 - 26) Yu, Y. Y. : Breaking of waves by an opposing current, *Trans. A. G. U.*, Vol. 33, No. 1, pp. 39–41, 1952.
 - 27) Brevik, I. : Partial wave damping in pneumatic breakwaters, *Proc. A. S. C. E.*, Vol. 102, pp. 1167–1176, 1976.
 - 28) Noda, E. K., C. J. Sonu, V. C. Rupert and J. I. Collins : Nearshore circulations under sea breeze conditions and wave-current interactions in the surf zone, *Tetra Tech. Rept.*, TC-P-72-149-4, 1974.
 - 29) 堀茂樹・佐伯浩・尾崎晃 : 一様流を伴う有限振幅波理論の適用性, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 64–68, 1983.
 - 30) Peregrine, D. H. : Interaction of water waves and currents, *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 16, Academic Press, New York, pp. 9–117, 1976.
 - 31) Mei, C. C. : *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, John Wiley & Sons, pp. 99–100, 1983.
 - 32) 岩垣雄一 : 波とその変形, 水工水理学 (石原藤次郎編), 丸善, pp. 467–515, 1972.
 - 33) Bulson, P. S. and M. I. Struct : The theory and design of bubble breakwater, *Proc. 11th Conf. on Coastal Engg.*, Vol. II, pp. 995–1015, 1968.
 - 34) Kobus, H. E. : Analysis of the flow induced by air-bubble systems, *Proc. 11th Conf. on Coastal Engg.*, pp. 1016–1031, 1968.
 - 35) 岩垣雄一・石田啓・本田勉・須藤雄二 : 空気防波堤に関する研究 (第2報) – 潜堤との併用効果一, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 158–163, 1976.
 - 36) Goda, Y. and Y. Abe : Apparent coefficient of partial wave reflection, *Report of the Port and Harbour Research Institute*, Vol. 5, No. 10, pp. 1–53, 1966.
 - 37) 中村充・佐々木泰雄・大西亮一・法貴貫四郎 : エアーカーテンによる消波機構について, 第19回海岸工学講演会論文集, pp. 217–220, 1972.
 - 38) 榎木亨・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, pp. 53-64, 1973.
- 39) 岩垣雄一: 海岸および港湾の模型実験について, 海岸工学の最近の進歩(昭和 35 年度講習テキスト), 土木学会関西支部, pp. 21-42, 1961.
- 40) 日野幹雄: 流体力学, 朝倉書店, pp. 275, 1974.
- 41) Bulson, P. S. : Current produced by an air curtain in deep water, The Dock and Harbour Authority, pp. 15-22, May, 1961.
- 42) 松本輝寿・曾我部隆久・奥村研一・木村慎太郎: 空気防波堤の現地実験について, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 407-411, 1978.
- 43) 岩垣雄一・酒井哲郎・辻義則: 現地実験による空気防波堤の透過率の周波数特性, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 397-400, 1980.
- 44) 防災研究協会: 江戸川競艇場における風波の特性の研究, pp. 28, 1980.
- 45) 防災研究協会: 江戸川競艇場競走水面における消波対策としての空気防波堤の適用性の研究, p. 48, 1981.
- 46) 防災研究協会: 江戸川競艇場における空気防波堤実験の事前調査と現地実験計画, p. 43, 1983.
- 47) 防災研究協会: 江戸川競艇場における空気防波堤実験とその消波効果の観測調査, p. 191, 1985.

第6章 結 論

本研究は、波と流れの共存場における水理特性を実験的・理論的に解明しようとしたもので、共存場の水粒子速度について基礎的な研究を行うとともに、波と流れが共存する効果が重要な役割を果たす海岸工学上の諸問題について考究を行ったものである。以下にこの研究で得られた主要な結論を要約して本論文の結論としたい。

まず第1章では、海岸工学の対象となる海洋の沿岸域においては、さまざまな流れが存在して波と流れの共存場が形成されるが、そうした場の水理学的特性には波と流れの干渉効果や共存場に特有な現象が見出されることを指摘するとともに、これに関する従来の研究が必ずしも十分でないことを述べて、本研究の目的および内容を明らかにした。

第2章では波と流れが共存する時の水粒子速度場において、特に波の成分に注目して理論的・実験的な考察を行った。まず共存場においては、波の水粒子運動に対する粘性の及ぶ範囲は底面近くの薄い層に限定されるのに対し、流れに対するそれは全水深に広がるという内部流速場の構造を説明した後、こうした流速場をモデル化し、底面付近の波の水粒子速度を記述する乱流境界層方程式を提示した。ここでは、境界層外縁位置を未知量とする未定境界値問題としての境界層方程式の解法を示し、境界層厚等の水理量を計算して、その特性を明らかにした。また共存場の摩擦係数の支配パラメーターと、それによる変化の特性を示した。次いで非線型の乱流境界層方程式に基づいた解析を行い、水粒子速度場に及ぼす非線型性の効果を明らかにした。その結果、底面せん断応力の最大値は波の非線型性の増大とともに大きくなり、得られる摩擦係数の値は、線型解から得られる値の数倍にも達する場合があることがわかった。この章の最後では、波動場および波と流れの共存場において、底面近傍の水粒子速度の測定結果と、上述の線型および非線型の乱流境界層方程式の解との比較・検討を行った。その結果、波動場・共存場を問わず、峰位相付近の実測結果には、水粒子速度が境界層の中ほどで境界層外縁流速より大きくなる over-shooting 現象が見られるが、非線型の境界層方程式の解は、この現象を表現するとともに、定量的にも実験値と良く一致することがわかった。

第3章では波と流れが共存する時の流れの特性について、波の重畳による流速分布や時間平均水位等の変化を議論した。まず底面摩擦による逸散項を含んだ共存場の運動量・エネルギーの保存式を導き、波の重畳による流れの特性の変化を議論する際の基礎となる式を導いた。次いで実験水槽内に波と流れの共存場を形成させ、その平均水面の勾配を測定した。その結果、波が重畳すると平均底面摩擦力が増加することより、平均水面の勾配が流れのみの場合より急になること、また波の重畳による流れのエネルギー逸散量は、波と流れの構成比の増加とともに大きくなることを見出された。また、この逸散量は、先に展開した共存場のエネルギー保存式に基づいて半理論的に推算した結果とほぼ一致することが確認された。次に、

平均流の流速分布について、著者や Bakker らが行った実験結果を整理し、平均流の流速分布を表現する特性量の波と流れの構成比による変化を明らかにした。また、流れのみの流速分布が与えられた場合に、波が重畳した後の平均流の流速分布を求める方法を提示し、そのためには波の重畳による平均底面摩擦力の増加を考慮しなければならないことを指摘した。この方法で推算される平均流の流速分布は、実測値とかなり良く一致することがわかった。最後に波と流れが斜交する時の底面近傍の水理特性について考察し、時間平均した底面せん断応力の方向や掃流砂の移動方向が流れの方向と一致しないことを示した。

第4章では、波と流れの共存場に設置された円柱に作用する流体力の特性について検討した。本研究では、共存場における流体力発生機構が波動単独の場合と本質的に異なるのは、円柱に対する水粒子運動の非対称性であると捉え、そのためにまず円柱周辺の後流渦の特性を明らかにすることから研究を開始した。可視化実験の結果、波と流れの合速度が最大となる位相付近の流況によって、全位相を通じての後流渦のパターンが支配されることがわかった。次いで波と流れによって円柱に作用する直方向力の特性を明らかにするために、流れを考慮した Morison 式中の抗力係数 C_D 、慣性係数 C_M の特性を検討した。その結果、共存場における C_D 、 C_M の実験結果は、波と流れの合速度が最大となる時の流況を表現する新しい $K.C.$ 数 $(K.C.)_2^*$ によって良く整理できること、共存場における C_D 、 C_M と $(K.C.)_2^*$ の関係を示す曲線は、波動場における C_D 、 C_M と $K.C.$ 数との関係にはほぼ一致することが判明した。次に、円柱に作用する揚力に関して、その変動周波数と極値揚力の大きさについて検討を行った。揚力の変動周波数 f_L は共存場においても波の周波数 f_W に強く支配され、共存場では両者の比が整数となる以外に半奇数となる場合があることがわかった。こうした現象は定常流中で円柱を振動させた場合に、渦の離脱周波数が外力の振動周波数と一致するという現象と類似であることを指摘した。一方、極値揚力の大きさを揚力係数 C_L で評価しその特性を検討したところ、直方向力に対する流体力係数と同様に、新しく定義した $K.C.$ 数 $(K.C.)_2^*$ によって良く整理できることが見出された。また揚力変動を記述する簡単なモデルを考え、揚力変動周波数を求めたところ実験結果を良く説明できることがわかった。以上のように、直方向力および揚力に関する流体力係数が、共存場に対して定義された $K.C.$ 数 $(K.C.)_2^*$ によって良く整理できることは、共存場における後流渦の特性がこのパラメーターによって整理できることと対応しており、後流渦の対称性や離脱・流下の特性と流体力係数との関係についての、波動場において得られた従来の知見が、そのまま共存場に適用できることが確認された。

第5章では流れによる波の消波について理論的・実験的な検討結果を示すとともに、流れを利用した消波施設として空気防波堤をとりあげ、その実用化に向けて、主として実験的な検討を行った。まず流れによる碎波について理論的に検討するとともに、碎波特性諸量と流れの諸量との関係を実験的に調べた。その結果、せん断流上の Stokes 波の3次近似解によっては碎波条件を精度良く表現できないが、流れによる波長の変化を計算して、Miche の式から碎波限界波形勾配の値を求めると、実験値とかなり良く一致することがわかった。次いで流れによる波のエネルギー伝播阻止の理論について、Taylor の理論を浅海波に対して拡張するとともに、下層部にもどり流れを加えたモデルを考え、その消波効果に及ぼす影響について考察した。さらに空気防波堤の消波性能に関して、まず不規則波に対する消波性能は、そのスペクトル形状によらず規則波とほぼ同じであることが認められた。潮流等の流れが消波性能に及ぼす効果につ

いては、順流のときは消波性能が著しく低下し、逆流の場合は逆に向上するが、流速がある程度大きくなるとそれ以上の消波性能の向上は期待できないことがわかった。また潜堤や浮防波堤を空気防波堤に組み合わせて、空気防波堤の消波性能を改善することや、鉛直護岸前面に設置して消波護岸としての応用を試み、種々の実験条件の下で透過率や反射率を測定してその効果を明らかにした。この章の最後では空気防波堤の力学的相似法則を議論し、消波に必要な空気供給量の相似則について考察した。その結果、力学的相似則はフルード則が適用されるが、その他に空気供給量に関する相似則が必要であることがわかった。そしてスケールの異なる各種の実験結果を整理したところ、ここで展開した相似則により、同じ気泡管深さでの値に換算すると、空気供給量と消波限界周波数の関係がよくまとまることがわかった。消波に必要な空気供給量は Taylor の理論によっても求められるが、別個の手法である相似則を用いても模型実験の結果から実物における所要の空気量を十分な信頼性をもって推算できることが見出された。

最後に本研究の全過程にわたって終始暖かい御指導と適切な御教示を賜った京都大学工学部岩垣雄一教授に衷心より感謝の意を表するとともに、折にふれ御教示御激励いただいた京都大学防災研究所土屋義人教授、京都大学工学部酒井哲郎助教授に深謝する次第である。

また、有限要素法による数値解析では熊本大学工学部滝川清講師から御教示を頂いた。山中庸彦君（現在清水建設勤務）、永井文博君（大阪市役所）、岡本浩君（飛鳥建設）、中川政博君（大阪市役所）をはじめ、当時の学生・大学院生の諸君には本研究の実験に協力を頂いた。さらに京都大学工学部間瀬肇助手をはじめ、海岸工学研究室の諸氏にはさまざまな面で御助力を頂いた。ここに記して謝意を表する次第である。

波と流れの共存場における水理特性に関する研究

正誤表

頁	訂正箇所	誤	正
p. 2	20行目	第5章	第4章
p. 4	下から7行目	波の流れの	波と流れの
p. 44	下から3行目	運動量流速	運動量流束
p. 51	下から14行目	平均水面勾配	水面勾配
p. 56	9行目	\hat{u}/U	$\hat{u}/ U $
p. 56	16行目	$U\partial S_{xx}/\partial x$	$U dS_{xx}/dx$
p. 60	図-3.3.8と その説明文	U_{mod}, U	\bar{U}_{mod}, \bar{U}
p. 72	参考文献の番号	0), 1), 2), 3), 4), 5)	それぞれ 20), 21), , 22), 23), 24), 25)
p. 100	下から8行目	堤唱	提唱
p. 104	12行目	~(5.2.11)	~(5.2.10)
p. 113	下から9行目	b	d
p. 114	式 (5.2.23)	ϕ	ϕ_1
p. 118	下から4行目	(モデル(III))	(モデル(III))
p. 119	1行目	(モデル(IV))	(モデル(IV))
p. 135	下から2行目	(5.2.21)	(5.4.21)
p. 144	下から10行目	1.5 倍	1.2 倍

