

幅広潜堤上の被覆材に作用する波力の特性と 移動限界に関する実験的研究

水谷 法美*・岩田好一朗**・Teofilo Monge Rufin, Jr.***
倉田 克彦****

1. 緒 言

近年、海浜制御工法として景観、海水交換性の面などから利点のある幅広潜堤を使った人工リーフ工法の施工例が増えつつある。幅広潜堤を施工する際、被覆材の安定性を確保することは極めて重要である。幅広潜堤の被覆材の必要重量の算定式は宇多ら(1989)によって提案されているものの、潜堤の被覆材の安定性を論議した研究は傾斜堤に比べて少なく、その成果は十分であるとはいえない。特に、被覆材の安定性は作用波力と関連づけて論議する必要があるが、幅広潜堤の被覆材の作用波力を計測した研究はなく、その実態を把握することは急務の課題である。本研究は、幅広潜堤の被覆材に作用する波力を計測するとともに、被覆材の安定限界を詳細な水理実験を行って計測し、両者を関連づけながら幅広潜堤の被覆捨石の安定性を論議するものである。

2. 水理実験

(1) 実験方法

本研究では、被覆材の安定限界を求める実験(実験Ⅰ)と被覆材の作用波力を計測する実験(実験Ⅱ)の二種類の実験を行った。ただし、捨石の安定性を論議する際、捨石を等価な体積の球体に換算して扱われることが多いこと、また、作用波力の基本的な特性をまず明らかにするためにシンプルな形状がよいことなどにより、幅広潜堤の模型を直径 $D=3\text{cm}$ のガラス球を使って構築した。また、被覆材も同じ直径の球を使用した。潜堤模型の概要を図-1に示す。いずれの実験も、入射波は規則

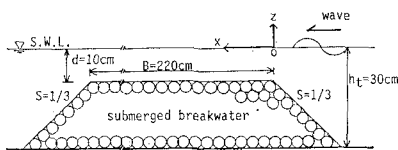


図-1 潜堤模型の概要

波とし、周期 T を 3 種類 (1.0, 1.4, 1.6 秒) 変化させた。

a) 実験Ⅰ

比重 ρ_s の異なる 7 種類のコンクリート製の球 ($\rho_s=1.58, 1.68, 1.80, 1.86, 1.92, 2.25, 2.70$) とガラス球 ($\rho_s=2.43$) の 8 種類の球を使用した。球の設置位置を潜堤表面上 15cm~20cm 間隔で合計 14 地点変化させた。各々の球に対する移動限界波高を、入射波高 H_I を除々に増大させながら、目視観察により注意深く求めた。なお、球の設置状態を、図-2に示すように CASE-I-1 と CASE-I-2 の 2 種類変化させた。移動限界時の水位変動と水平・鉛直方向流速 (u, w) の時間変化を電気容量式水位計と電磁流速計を使って計測し、出力を磁気テープに記録した。

b) 実験Ⅱ

入射波高 H_I を非碎波と碎波を含む 4 種類 (3, 5, 7, 10cm) 変化させ、Cantilever 型波力計を使って波進行方向と鉛直方向の波力 (F_x, F_z) の計測を行った。計測は潜堤表面上の 11 地点で行い、同時に流速と水位変動も計測し、出力を磁気テープに記録した。なお、実験Ⅱでも球の設置状態を図-2に示す CASE-II-1 と CASE-II-2 の 2 種類に対して行ったが、CASE-II-2 では、波力計の球が周囲の被覆材に触れないよう $D=2.5\text{cm}$ の球を使用した。

流速計の位置を、CASE-I-1 と CASE-II-1 では球の中心位置、CASE-I-2 と CASE-II-2 では潜堤表面とした。

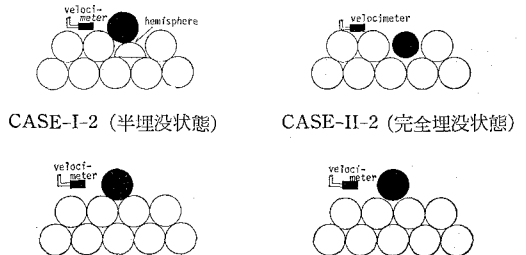


図-2 球の設置状態

* 正会員 工博 名古屋大学助教授 工学部土木工学科
** 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科
*** 学生員 名古屋大学大学院 工学研究科
**** 正会員 工博 東洋建設(株) 技術部技術研究所

(2) 次元解析

法先水深 h_b 、法面勾配 S 、天端水深 d 、天端幅 B 、球径 D 、潜堤の空隙率 λ ($=26\%$) が一定の本実験の条件下では、無次元限界安定重量 $W_c/\rho g D^3$ と無次元最大波力 $F_{im}/\rho g H D^2$ ($i=x, z$) は式 (1) と式 (2) の右辺の無次元物理量に大きく支配される。

$$\frac{W_c}{\rho g D^3} = \phi \left(\frac{U_m}{\sqrt{g d}}, \frac{h_t}{L}, \frac{x}{L}, \frac{\rho_s}{\rho} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{F_{im}}{\rho g H D^2} = \phi \left(\frac{U_m T}{D}, \frac{h_t}{L}, \frac{x}{L} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 W_c ：限界安定重量、 ρ ：水の密度、 g ：重力加速度、 U_m ：流速の振幅、 L ：法先での波長、 H ：計測位置での波高、 x ：沖側法肩からの水平距離で、下添字 m は最大値を示す。なお、式 (2) の $U_m T/D$ の代わりに H_t/h_t を採用することもできる。

(3) 解析方法

実験 I の結果より、被覆材の安定性とその支配物理量、および移動限界を式 (1) の無次元物理量と関連づけて論議した。実験 II で計測した波力や流速などの時間変化を、サンプリングタイム 0.05 秒で離散化し、無次元最大流速、無次元最大波力などを計算し、その特性を式 (2) に示す無次元物理量と関連づけて論議した。さらに、Morison 式の適用性と作用波力の予測手法についても検討を加えた。なお、Morison 式の波力係数を最小二乗法で決定した。

3. 実験結果とその考察

(1) 流速場の特性

図-3 に、無次元最大流速 $u_m/\sqrt{gH}$ 、 $w_m/\sqrt{gH}$ と x/L の関係を示す。 $u_m/\sqrt{gH}$ と $w_m/\sqrt{gH}$ は h_t/L に

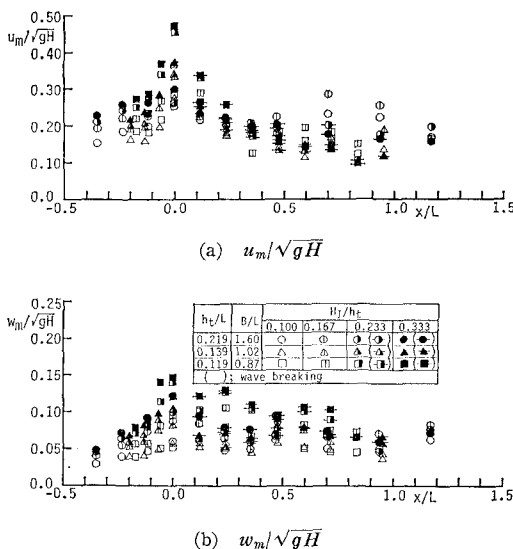


図-3 無次元最大流速の変動特性 (CASE-II-1)

ほぼ関係なく x/L により大きく変動し、浅水変形により波高が最大になる $x/L=0$ (水谷ら, 1991) で最大になる。 $u_m/\sqrt{gH}$ と $w_m/\sqrt{gH}$ は、沖側法面上 ($x/L < 0$) では H_t/h_t の大きい方が大きくなる。天端上の $u_m/\sqrt{gH}$ は、 $0 < x/L < 0.5$ では H_t/h_t による差は小さい。この範囲は、 $H_t/h_t \geq 0.233$ の場合砕波が起り、砕波による乱れの大きい範囲であり、そのため入射波高の大きい波の値が小さくなったためである (図中--印は砕波を示す)。その後 $x_m/\sqrt{gH}$ は非砕波の場合の値の方が大きくなり、 $x/L=0.7$ 付近で再び極大になる。これは、 x/L が大きくなるにつれて顕在化する波の分散効果による高次周波数成分波が砕波と非砕波で異なり、非砕波の方が同じ波高に対して最大流速が大きくなったためと考えられる。一方、 $w_m/\sqrt{gH}$ は全体的に H_t/h_t の大きい方が大きく、砕波の影響は $u_m/\sqrt{gH}$ に比べて小さいようである。

(2) 最大波力の特性

CASE-II-1 の無次元最大波力 ($F_{xm}/\rho g H D^2$, $F_{zm}/\rho g H D^2$) と x/L の関係を 図-4 に示す。砕波する場合、 $F_{xm}/\rho g H D^2$ と $F_{zm}/\rho g H D^2$ は、ともに沖側法面上で水深の減少とともに増大し、無次元最大流速と同様、 $x/L=0$ で最大になる。そして、砕波後、 $F_{xm}/\rho g H D^2$ は x/L の増加とともに減少し、 $x/L > 0.5$ で再び増加するが、 $F_{zm}/\rho g H D^2$ の x/L にもなう変化は天端上では小さい。

一方、非砕波の場合、 $F_{xm}/\rho g H D^2$, $F_{zm}/\rho g H D^2$ とも $x/L=0$ でやはり大きくなるが、 $F_{xm}/\rho g H D^2$ は天端上でも x/L の増大とともに若干変動しながら大きくなり、無次元最大流速の場合と同様、 $x/L=0.7$ 付近で

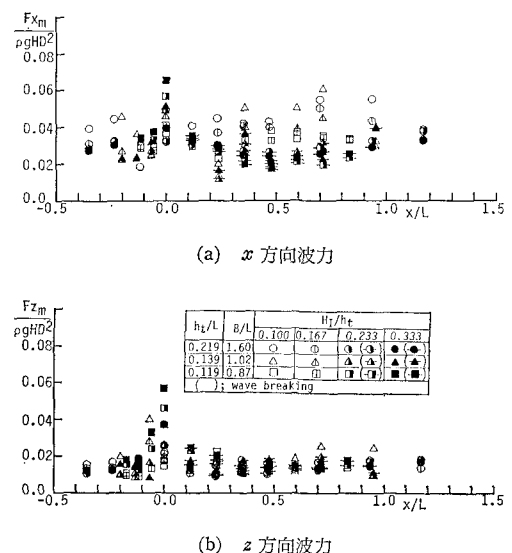
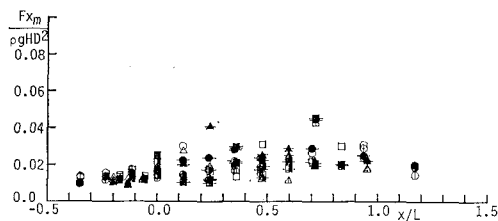
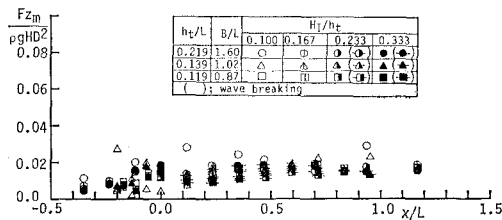


図-4 無次元最大波力の変動特性 (CASE-II-1)



(a) x 方向波力



(b) z 方向波力

図-5 無次元最大波力の変動特性 (CASE-II-2)

最大になる。また、 $Fx_m/\rho gHD^2$ は、 $x/L=0$ を除いて全体的に非碎波の方が碎波の場合よりも大きい。これは、既述したように、非碎波の波は、同一の波高に対して碎波している波より流速が大きく、そのため、作用波力も大きくなったためであると考えられる。これに対し、 $Fz_m/\rho gHD^2$ については、碎波と非碎波の差はほとんどなく、 z 方向波力に及ぼす碎波の影響は x 方向波力に比べて小さいといえる。

CASE-II-2 の $Fx_m/\rho gHD^2$ 、 $Fz_m/\rho gHD^2$ と x/L の関係を 図-5 に示す。 $Fx_m/\rho gHD^2$ と $Fz_m/\rho gHD^2$ の x/L による変動は CASE-II-1 に比べて全体的に小さく、また、 H_t/h_t ともなう差も小さい。そして、 $Fx_m/\rho gHD^2$ の場合、全体的に値もかなり小さくなり、最大値は $x/L=0.7$ 付近で発生する。これは、被覆材が埋没すると天端上の流速場の影響が小さくなる。すなわち、潜堤内の透水域の流速が天端上よりもかなり小さくなるためである。一方、 $Fz_m/\rho gHD^2$ は $x/L=0$ 付近で CASE-II-1 に比べてかなり小さくなるが、それ以外の位置ではあまり差がなく、逆に CASE-II-1 よりも大きくなる場合も多い。これは、天端上では水深波長比がかなり小さく、鉛直方向の水粒子の運動は小さいため、天端上と潜堤内で流速にあまり差がないことによると考えられる。

図-6 に CASE-II-1 の $Fx_m/\rho(u\sqrt{u^2+w^2})_mD^2$ と K.C. 数の関係を示す。本実験の $Fx_m/\rho(u\sqrt{u^2+w^2})_mD^2$ は、図中の曲線で示す一様水深域の単一球体の平均値 (岩田・水谷, 1989) とほぼ一致しており、K.C. 数が 10 以下では K.C. 数の -1 乗に比例して減少する。また、K.C. 数が 10 以上になると減少の傾きは小さくなり、K.C. 数が 20 以上では一定値に近づく。これは、

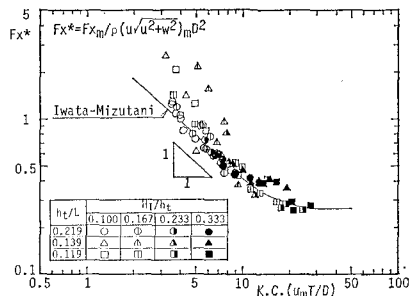


図-6 $Fx_m/\rho(u\sqrt{u^2+w^2})_mD^2$ と K.C. 数の関係 (CASE-II-1)

K.C. 数が 10 以下では慣性力が卓越し、K.C. 数が 10 以上になると流速の 2 乗に比例する抗力の寄与が大きくなり、K.C. 数が 20 以上では抗力が卓越することを示す。一方、図示しないが、 $Fz_m/\rho(w\sqrt{u^2+w^2})_mD^2$ は本実験の範囲では大半が K.C. 数が 10 以下と範囲が限られているため全体的に K.C. 数の -1 乗に比例するが、 Fz には揚力の成分が大きく含まれているため $Fx_m/\rho(u\sqrt{u^2+w^2})_mD^2$ に比べてばらつきはかなり大きくなる。また、CASE-II-2 についても図示していないが、流速の計測位置が被覆材の位置よりも高く、流速を過大評価しているため全体的に値は小さくなるが、傾向は CASE-II-1 とよく似ていることを付記しておく。

(3) 流体力係数

Fx と Fz にそれぞれ式 (3) と式 (4) の Morison 式を適用したときの流体力係数の特性について以下に論議する。

$$Fx = \frac{1}{8} C_{DX} \rho \pi D^2 u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MX} \rho \pi D^2 \dot{u} \quad (3)$$

$$Fz = \frac{1}{8} C_{DZ} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^2 \dot{w} \quad (4)$$

ここに、上付き (・) ドットは時間に関する微分を示す。なお、計算波力と実測波力の相関係数 (岩田・水谷, 1989) が 0.9 以下の場合は、Morison 式は適用できないと判断し、ここでは相関係数が 0.9 以上の場合の値を論議する。

CASE-II-1 の場合、 Fx の時間波形は、パルス型や双峰型などの複雑な波形も含むが (Mizutani et al.,

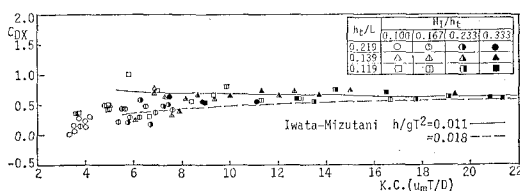
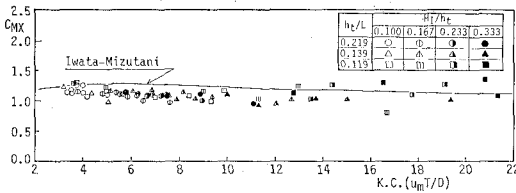
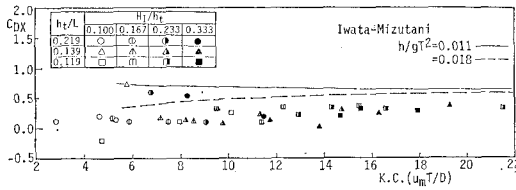


図-7 C_{DX} と K.C. 数の関係 (CASE-II-1)

図-8 C_{MX} と K.C. 数の関係 (CASE-II-1)図-9 C_{DX} と K.C. 数の関係 (CASE-II-2)

1991), いずれの場合も流速の時間波形もよく似た形であるため, 実測波力と Morison 式による計算波力の対応はよい. 図-7 に示されているように, 抗力係数 C_{DX} は K.C. 数が約 10 以下では K.C. 数の増大とともに大きくなり, K.C. 数が 10 以上では約 0.7 の一定値をとる. また, あまり明瞭ではないが, 水深波長比が小さい方が C_{DX} は若干小さくなるようである. 本実験結果は, 図中に示した一様水深域の単一球体に対する平均値 (岩田・水谷, 1989) とほとんど差はなく, 抗力係数は単一球体に対する値とほぼ一致するとみなせる.

図-8 は CASE-II-1 に対する慣性力係数 C_{MX} と K.C. 数の関係を示したもので, 一様水深域の単一球体の平均値 (岩田・水谷, 1989) も曲線で示してある. 本実験値は, K.C. 数が約 4~10 の範囲で若干曲線の値よりも小さくなるものの, 両者の対応はよいといえる.

単一球体に作用する F_x に対しては境界の近接効果は小さいことが指摘されているが (岩田ら, 1990), 上述の結果より, F_x に及ぼす透水性構造物の近接効果も小さく, 潜堤上の球に作用する F_x の発生機構は一様水深域の単一球体の場合と類似すると考えられる. したがって, 水平方向波力は, 流速場がわかれば Morison 式に

より予測可能であるといえる.

一方, F_z の時間波形は, F_x の時間波形に比べてより複雑であり, さらに流速の時間波形との対応もよくない (Mizutani et al., 1991). そのため, Morison 式による計算波力と実測波力の相関はほとんど全てのケースで 0.9 以下と悪い. これは, F_z の場合, 境界の近接効果が大きく影響し, それによる揚力が抗力や慣性力に対して卓越するためであると考えられる. したがって, F_z を予測するためには, 透水性構造物による近接効果を明らかにする必要がある.

CASE-II-2 の場合, 既述したように, 流速を過大評価しているため, 図-9 に示す C_{DX} と K.C. 数の関係からわかるように, 全体的に波力係数は小さい. しかしながら, C_{DX} と C_{MX} の K.C. 数の変化にともなう変動特性は, CASE-II-1 の場合とよく似ている.

(4) 被覆材の安定限界

CASE-I-1 の球の無次元限界安定重量 $W_c/\rho g D^3$ と移動限界時の無次元最大流速 $u_m/\sqrt{gd}$ の関係を 図-10 に示す. また, 図には K.C. 数が 10 と 20 に対応する $u_m/\sqrt{gd}$ もそれぞれ示してある.

$W_c/\rho g D^3$ は, 潜堤上の流速場によって大きく支配され, $u_m/\sqrt{gd}$ の増加にしたがい $W_c/\rho g D^3$ は大きくなる. ただし, $u_m/\sqrt{gd}$ の増加にともなう $W_c/\rho g D^3$ の増加の割合は K.C. 数によって変化し, 図中の平均曲線に示されるように, 慣性力に対して抗力が卓越する K.C. 数が 20 以上ではほぼ傾きは 2 であるが, それ以下ではほぼ 1 になる. ただし, 斜面上 ($x/L < 0$) では重力の寄与のため, 傾きは 1 よりも小さい. したがって, 潜堤上の被覆材の移動特性は, 抗力と慣性力の割合によって変化することになる.

$u_m/\sqrt{gd}$ と $W_c/\rho g D^3$ の関係は, x/L によっても変化し, 斜面上では重力の効果により同じ $u_m/\sqrt{gd}$ に対する $W_c/\rho g D^3$ は天端上の水平部に比べて大きい. 一方, 天端上の $W_c/\rho g D^3$ は, 無次元最大波力が最大になる $x/L=0$ 付近で大きくなるが, 無次元最大波力が減少する $0 < x/L < 0.5$ でもあまり減少しない. これは, 碎波にともなって発生する水平渦や斜降渦の影響による.

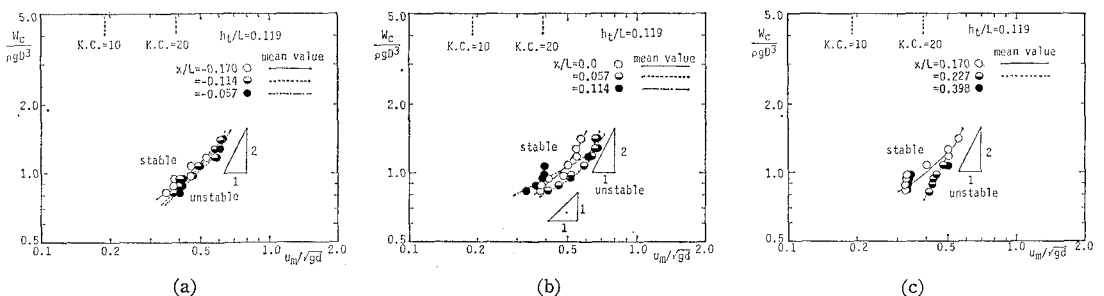


図-10 必要安定重量と最大流速の関係 (CASE-I-1)

本実験では、球が移動するのはほとんど波が砕ける場合であった。特に Plunging Breaker が起こると、水平渦や斜降渦による強い乱れのために球が移動することが観察された。宇多ら (1989) は、被覆捨石の移動方向はほとんどが岸向きであることを報告しているが、これらの影響の強い範囲では必ずしも岸向きだけでなく、沖向きに移動することもあり。一方、砕波による乱れの影響が小さくなる $x/L > 0.5$ では、 $W_c/\rho g D^3$ は小さくなる。

また、図-11 と 図-10 を比較するとわかるように、同一の $u_m/\sqrt{gd}$ に対する $W_c/\rho g D^3$ は、 h_t/L の大きい方が大きくなる。これは、静水深が一定の本実験条件下では h_t/L の小さい方が同じ最大流速に対する最大加速度が大きくなり、そのため、慣性力の寄与が大きくなることによる。したがって、抗力だけでなく慣性力も被覆材の安定性に影響を及ぼすことが指摘できる。

図-12 に CASE-I-2 に対する $W_c/\rho g D^3$ と $u_m/\sqrt{gd}$ の関係を例示する。なお、CASE-I-2 では、 $D/2$ だけ球を潜堤表面より突出させて実験を行ったが、球が全く突出しない場合、本実験装置で造波可能な範囲で球は移動しなかった。図-12 と 図-10 を比較すると明らかに、 $W_c/\rho g D^3$ は CASE-I-2 の方がかなり小さくなる。図-3 と 図-4 で既に示したように、 $F_{zm}/\rho g H D^2$ は CASE-II-1 と CASE-II-2 で明瞭な差はないが、 $F_{xm}/\rho g H D^2$ は CASE-II-2 の方が CASE-II-1 に比べてかなり小さくなる。また、移動状況の観察結果

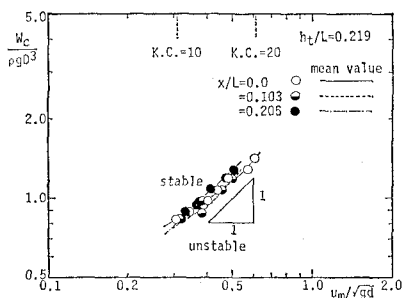


図-11 必要安定重量と最大流速の関係 (CASE-I-1)

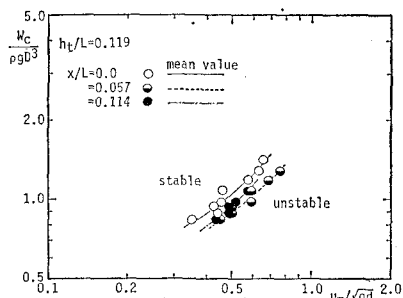


図-12 必要安定重量と最大流速の関係 (CASE-I-2)

によると、球は設置状態に関係なく常に回転しながら移動し、吸い上げられる (あるいは押し上げられる) ような移動は認められなかった。したがって、球の移動には、水粒子の水平方向の運動による波力が大きく寄与していると考えられる。なお、CASE-I-2 の場合も、CASE-I-1 の場合と同様、同一の $u_m/\sqrt{gd}$ に対する $W_c/\rho g D^3$ は斜面上 ($x/L < 0$) が最も大きく、ついで、沖側天端先端部と砕波後の水平渦と斜降渦の発生領域で大きくなる。

4. 結 言

本研究で得られた主要な結論を以下に要約する。

(1) 無次元最大流速 $u_m/\sqrt{gH}$, $w_m/\sqrt{gH}$ は、水深波長比 h_t/L に関係なく x/L に大きく支配され、 $x/L = 0$ で最大になる。

(2) 潜堤上の球に作用する無次元最大波力 ($F_{xm}/\rho g H D^2$, $F_{zm}/\rho g H D^2$) は、無次元最大流速とよく対応した変動特性を持ち、 $x/L = 0$ と 0.7 付近で極大となる。

(3) 天端上に突出しない球に作用する水平方向波力 F_x は、完全に突出した球に作用する水平方向波力よりもかなり小さいが、鉛直方向波力 F_z は両者で大差なく、逆に突出しない方が大きくなる場合も多い。

(4) 潜堤上の球に作用する F_x を Morison 式で推算できる。特に、球が天端上に完全に突出している場合、波力係数は一様水域の単一球体の値にほぼ一致する。一方、 F_z に対しては Morison 式を適用できない。

(5) 被覆材の限界安定重量は、潜堤上の流速場に強く支配される。そして、天端上に完全に突出する場合よりも半分突出する場合の方が小さい。また、水平渦や斜降渦の発生にともない限界安定重量が大きくなる。

最後に、本研究の一部は文部省科学研究補助金・重点領域研究 (1) (代表者：中央大学 服部 昌太郎 教授) によったことを付記する。

参 考 文 献

- 岩田好一朗・水谷法美 (1989)：没水球体に作用する波力の特性に関する研究，土木学会論文集，第 406 号/II-11，pp. 215-224.
- 岩田好一朗・水谷法美・川角伸彦 (1990)：没水球体に作用する鉛直方向波力に及ぼす Boundary Proximity の効果，土木学会論文集，第 417 号/II-13，pp. 219-228.
- 宇多高明・小俣 篤・横山揚久 (1989)：人工リーフの被覆材料の所要重量算定法，海岸工学論文集，第 36 巻，pp. 648-652.
- 水谷法美・Rufin, T. M. Jr.・岩田好一朗 (1991)：人工リーフ上の波変形について，平成 3 年度土木学会中部支部研究発表会講演概要集，pp. 238-239.
- Mizutani, N., Iwata, K., Rufin, T. M. Jr. and Kurata, K. (1991)：Experimental study on wave force acting on an armor unit of a submerged breakwater, Proc. Int. Symp. on Natural Disaster Reduction and Civil Eng. (印刷中).