

幅広潜堤の被覆材の耐波安定重量の算定法に関する研究 —球状被覆材の場合—

水谷法美*・岩田好一朗**・
Teofilo M. RUFIN Jr.***

本研究は、作用波力を考慮した幅広潜堤の被覆材の安定重量の算定法を論議しようとするものである。まず、被覆材の作用波力の特性を論議し、流速が最大となる法肩近傍で最も大きな波力が発生することを明らかにした。ついで、被覆材の作用波力と復元力のバランスを考慮しながら被覆材の移動機構を解明し、その結果に基づいて安定重量算定式を明示した。そして、作用波力の特性を考慮した被覆材の安定重量の算定図を導き、法肩から離れるに従い、安定重量の軽減が可能であることを示した。

Key Words: wave force, armor unit, submerged breakwater, stable weight

1. 緒 言

波浪災害の防止工法として、今後面的防御工法が主流になっていくと予想される。潜堤の持つ波浪制御面、および環境面に対する期待は大きく、面的防御工法の中の一構造物として重要な役割を担うと考えられる。

潜堤の被覆材の耐波安定性を確保することは、極めて重要な課題であることはその言を待たないが、今まで力学面から十分に議論されておらず、耐波安定重量の算定法は確立されたとは言い難いのが現状である。被覆材の耐波安定重量は、被覆材に作用する波力と自重による抵抗力のバランスから決まるものであるが、潜堤に限らず、これまで数多く行われてきた被覆材の安定重量に関する研究は、この力のバランスをブラックボックスとして扱ってきている。例えば、捨石堤を対象とした Hudson¹⁾、混成堤のマウンドの被覆材を対象とした Brebner and Donnelly²⁾、最近では人工リーフを対象とした宇多ら³⁾などのいずれの研究も流速の2乗に比例する揚力、あるいは抗力を卓越波力成分として仮定している。すなわち、波力と安定重量を実験定数を含めたモデルで近似し、水理実験による移動限界の観察から定数を同定して安定重量と移動限界波高の関係を求めている。しかし、被覆材の作用波力には加速度に比例する慣性力も重要な寄与をしており^{4),5)}、作用波力の正確な評価が信頼性の高い安定重量算定手法を確立する上で必要不可欠である。

そこで、本研究では、まず、被覆材の作用波力の実態を明らかにし、ついで、作用波力と移動機構の関係を解明する。そして、力学モデルに立脚した幅広潜堤の被覆材の耐波安定重量の算定法を導こうとするものである。

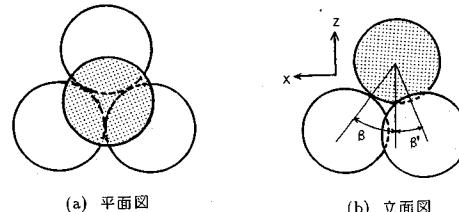


図-1 球体群の模式図

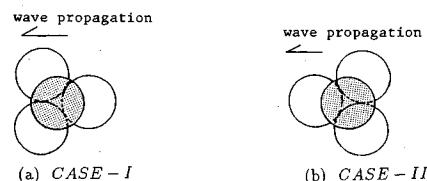


図-2 突出状態の球体の配置図

ただし、捨石が等価な体積の球に換算して扱われることが多いこと²⁾、また、被覆材の作用波力、および移動機構の基本的な特性をまず明らかにするためには、直接複雑な形状の捨石被覆材を取り扱うのではなく、単純な形状の被覆材を対象とすることが望ましいこと、などを考慮して本研究では球状被覆材を取りあげて論議する。

2. 移動限界に関する理論的考察

(1) 移動形態と安定条件

まず、突出状態の被覆材について考える。立体的に配置された球体群の一部を取り出し、模式的に表すと図-1のようになる。図中、 β はハッチのついた着目球体の中心と球体間の接触点を結んだ線と斜面への垂線のなす角、 β' は β を xz 平面に投射したものである（図-3 参照）。なお、幾何学条件より $\sin \beta \geq 1/3$ である。球体の移動形態としては、(a) 回転移動、(b) 滑動、(c) 浮上、の 3 つが考えられる。回転移動と滑動に関しては、

* 正会員 工博 名古屋大学助教授 工学部土木工学科
(〒464-01 名古屋市千種区不老町)

** 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科

*** 学生会員 工修 名古屋大学大学院 工学研究科

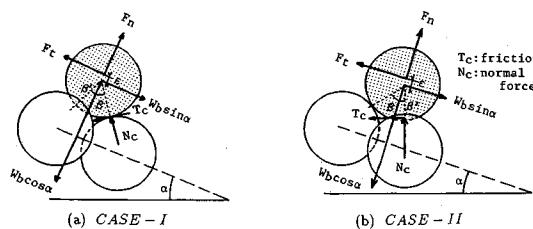


図-3 被覆材に作用する力（突出状態）

最小の外力で移動する方向は下層の2つの球体間の方向であり、逆に最も大きい外力を要するのは下層の球の真上に向かう方向である。そこで、下層の3つの球体からなる正三角形の中線を波の進行方向と一致させ論議することにする。この場合、図-2に示す2通りの配置が考えられる。すなわち、沖側から球1つで支える場合（CASE-Iと称する）と球2つで支える場合（CASE-IIと称する）である。

移動限界重量は、それぞれの場合に対して、図-3に示すような力の瞬間的なバランスを考えることにより導かれる。ただし、図中の α は斜面が水平面となす角である。

a) CASE-I の場合

1) 沖側方向への滑動に対する安定条件⁶⁾

$$(W_b \cos \alpha - F_n)(\sin \beta + \mu \cos \beta)$$

$$\geq (W_b \sin \alpha - F_t)(\cos \beta - \mu \sin \beta) \quad \dots(1)$$

2) 浮き上がりに対する安定条件⁶⁾

$$W_b \cos \alpha \geq F_n \quad \dots(2)$$

3) 沖側への回転移動に対する安定条件⁶⁾

$$(W_b \cos \alpha - F_n)\sin \beta$$

$$\geq (W_b \sin \alpha - F_t)\cos \beta - (2\epsilon/D)F_t \quad \dots(3)$$

4) 岸側への回転移動に対する安定条件

$$(W_b \cos \alpha - F_n)\sin \beta$$

$$\geq 2[(F_t - W_b \sin \alpha)\cos \beta + (2\epsilon/D)F_t] \quad \dots(4)$$

b) CASE-II の場合

1) 沖側への滑動に対する安定条件⁶⁾

$$(W_b \cos \alpha - F_n)(\sin \beta + 2\mu \cos \beta')$$

$$\geq 2(W_b \sin \alpha - F_t)(\cos \beta - \mu \sin \beta') \quad \dots(5)$$

2) 浮き上がりに対する安定条件⁶⁾

$$W_b \cos \alpha \geq F_n \quad \dots(6)$$

3) 沖側への回転移動に対する安定条件⁶⁾

$$(W_b \cos \alpha - F_n)\sin \beta$$

$$\geq 2[(W_b \sin \alpha - F_t)\cos \beta - (2\epsilon/D)F_t] \quad \dots(7)$$

4) 岸側への回転移動に対する安定条件

$$(W_b \cos \alpha - F_n)\sin \beta$$

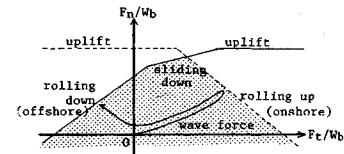


図-4 移動限界曲線と波力の模式図

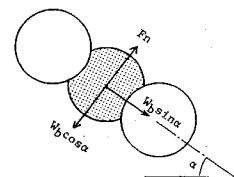


図-5 浮上時の力の釣合（埋没状態）

$$\geq (F_t - W_b \sin \alpha) \cos \beta + (2\epsilon/D)F_t \quad \dots(8)$$

ここに、 W_b ：被覆材の水中重量、 F_n ：斜面法線方向の波力、 F_t ：斜面接線方向の波力、 μ ：摩擦係数、 D ：球の直径、で ϵ は波圧が球体の一部に作用しないと考えた場合の波力作用点の球の中心からの偏心量である。なお、球が密に配置された場合を対象とし、 $\tan \beta' = \tan \beta/2$ の関係を使っている。

CASE-I と CASE-II の両方に対し、着目した1つの球に4つの釣合式があるが、実際には、上記の4つの関係式のいずれかが最も小さい外力で成立しなくなる時、それに対応する形態の移動が生じる。なお、これらの他に岸側への滑動の釣合式も導かれるが、4つの釣合式が満足されれば岸側への滑動の安定条件も自動的に満足される。換言すれば、岸側への滑動が起こる前に他の移動形態によって球体は動くことになる。そのためここでは岸側方向への滑動の条件式を示していない。

以上の結果を W_b で無次元化し、 F_n/W_b 、 F_t/W_b 平面上に模式的に示すと図-4のようになる。なお、ガラス球の場合、隣接する球体間の作用摩擦力は非常に小さいと考え、 $\mu=0$ とした（これは工学上安全側の立場である）。図中、直線群に囲まれたハッチの範囲が安定領域であり、作用波力の時間変化を重ねた場合（図中の曲線）、波力が常に直線群の内側にあれば捨石は安定であり、逆に波力の時間波形が安定領域を外れた場合、最初に交わった直線に対応する移動が生じることになる。

一方、埋没状態に関しては、まず、浮上により移動することが考えられる。突出状態と同じように摩擦は小さいとして無視し、図-5に示す力のバランスを考えると浮上に対する安定条件は次式で与えられる。

$$W_b \cos \alpha \geq F_n \quad \dots(9)$$

しかし、後述するように、波動場中の変動外力の下では、瞬間に上式の安定限界を越えてもすぐに移動にはならず、外力の減少とともに元の位置にもどってしまう。そこで、多少浮き上がった状態での回転移動を考える。

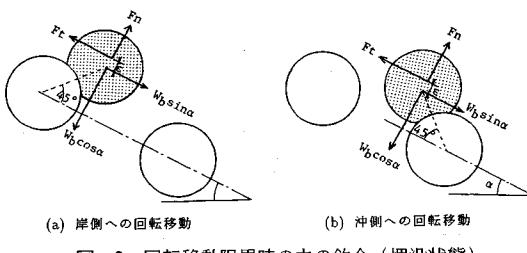


図-6 回転移動限界時の力の釣合（埋没状態）

ただし、どの程度の浮上状態で安定性を評価すべきかの判断は困難なため、本研究では、図-6に示すように、着目した球と隣接する球の中心を結んだ線が斜面に対して 45° をなす状態を考えることとする。このとき以下の条件式を得る。

1) 岸側への回転移動による安定条件

$$W_b(\cos \alpha + \sin \alpha) \geq Ft + Fn + (2\epsilon/D)Ft \quad (10)$$

2) 沖側への回転移動に対する安定条件

$$W_b \cos \alpha + Ft \geq W_b \sin \alpha + Fn - (2\epsilon/D)Ft \quad (11)$$

なお、 $\alpha = 45^\circ$ のときは W_b に無関係に Ft と Fn のバランスで安定条件が決まる。

(2) 安定重量算定式

安定条件式をまとめると、それぞれの移動形態に対して安定重量は以下のように与えられる。なお、以下の式は文献5)の提案式を包括した一般的な表現になっている。

a) 突出状態

1) 回転による沖側移動に対する安定重量

$$W_b \geq [(S_1 + \tan \alpha)Fn - \{1 + (2\epsilon/D)/\cos \beta\}Ft]_m / (S_1 \cos \alpha) \quad (12)$$

ここに、 $S_1 = (\tan \beta - e_1 \tan \alpha) / e_1$ 、 e_1 は、CASE-Iのとき $e_1 = 1$ 、CASE-IIのとき $e_1 = 2$ であり、[] の後の添字 m は [] 内の時間変動量の最大値を示す。

2) 回転による岸側移動に対する安定重量

$$W_b \geq [(S_2 - \tan \alpha)Fn + \{1 + (2\epsilon/D)/\cos \beta\}Ft]_m / (S_2 \cos \alpha) \quad (13)$$

ここに、 $S_2 = (\tan \beta + e_2 \tan \alpha) / e_2$ で、 e_2 は、CASE-Iのとき $e_2 = 2$ 、CASE-IIのとき $e_2 = 1$ である。

3) 沖側への滑動に対する安定重量

CASE-Iの場合

$$W_b \geq \frac{\{Fn(\sin \beta + \mu \cos \beta) - Ft(\cos \beta - \mu \sin \beta)\}_m}{(\cos \alpha \sin \beta - 2 \sin \alpha \cos \beta) + \mu(\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta)} \quad (14)$$

CASE-IIの場合

$$W_b \geq \frac{\{Fn(\sin \beta + 2\mu \cos \beta) - 2Ft(\cos \beta - \mu \sin \beta)\}_m}{(\cos \alpha \sin \beta - 2 \sin \alpha \cos \beta) + 2\mu(\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta)} \quad (15)$$

4) 浮上に対する安定重量

$$W_b \geq Fn / \cos \alpha \quad (16)$$

したがって、突出状態の被覆材の安定重量は、CASE-Iに対しては式(12)～式(14)と式(16)を、CASE-IIに対しては式(12)、式(13)、式(15)と式(16)をそれぞれ全て満足する W_b として与えられることになる。

b) 埋没状態

1) 岸側への回転移動に対する安定重量

$$W_b \geq \frac{Ft + Fn + (2\epsilon/D)Ft}{\cos \alpha + \sin \alpha} \quad (17)$$

2) 沖側への回転移動に対する安定重量

$$W_b \geq \frac{-Ft + Fn - (2\epsilon/D)Ft}{\cos \alpha - \sin \alpha} \quad (18)$$

ただし、 $\alpha < 45^\circ$ である。したがって、埋没状態の被覆材の安定重量は、式(17)と式(18)を満たす W_b として与えられる。

3. 水理実験

(1) 次元解析

球状被覆材の水中での移動限界重量 W_b は、式(19)に示すように7つの物理量によって支配される。

$$W_b = \phi(F, \alpha, \beta, \mu, \epsilon, D, \rho_s) \quad (19)$$

式(19)中の被覆材の作用波力 F は、次式の右辺に示される13個の物理量によって支配されると考えられる。

$$F = \phi(D, h_t, x, L, H, \rho, g, \alpha, d, B, \nu, \lambda; t) \quad (20)$$

式(19)と式(20)で、 ρ_s :球体の密度、 h_t :法先水深、 x :法肩から岸方向に測った水平距離、 L :波長、 H :波高、 ρ :水の密度、 g :重力加速度、 d :天端水深、 B :天端幅、 ν :水の動粘性係数、 λ :空隙率、 t :時間、である。

両式に示されるように、波力および耐波安定重量は多くの物理量に支配されるが、これら全ての効果について検討するのは困難であるため、本研究では h_t 、 α 、 B 、 d を一定に保ち、また、球体の配置も最密状態のみを取り扱うこととする(β 、 λ と ϵ は一定)。したがって、本実験の条件下では最終的に無次元安定重量と無次元波力は次式の右辺に示す無次元変量によって変化する。

$$\frac{W_b}{\rho g HD^2} = \phi' \left(\frac{x}{L}, \frac{h_t}{L}, \frac{H}{D}, \frac{D}{h_t}, \frac{\rho_s}{\rho} \right) \quad (21)$$

$$\frac{F}{\rho g HD^2} = \phi' \left(\frac{x}{L}, \frac{h_t}{L}, \frac{H}{D}, \frac{D}{h_t}, \frac{t}{\sqrt{L/g}} \right) \quad (22)$$

なお、最大波力に着目する場合は、 $t/\sqrt{L/g}$ を考慮しなくてよい。

(2) 実験方法及び解析方法

実験には名古屋大学の二次元造波水槽を使用した。水槽内に、先端部に1/10の勾配を持つ高さ30cmの水平床を設置し、その上に幅広潜堤の模型をガラス球を使って構築した。ガラス球の直径を4種類($D=3.0, 2.47,$

1.94, 1.65 cm) 変化させ, 法先水深を 28 cm, 天端幅を 220 cm, 天端水深を 7 cm, 法面勾配を 1/3.2, 潜堤の空隙率を 26% と一定に保った。

実験は、移動限界実験と波力計測実験の 2 種類から構成される。いずれの実験も入射波は規則波とし、その周期を 3 種類 ($T=1.0, 1.4, 1.8$ s) 変化させた。

a) 移動限界実験

密度がほぼ一定 ($\rho_s=2.49 \sim 2.64$ g/cm³) で直径の異なる 4 種類の被覆材 (潜堤の構成部材と同じもの), および直径が一定 ($D=3.0$ cm) で密度の異なる 12 種類の被覆材 ($\rho_s=1.15 \sim 2.77$ g/cm³) を対象に実験を行った。それぞれの被覆材の設置位置を、法肩近傍で密になるように斜面および法肩で 4~5箇所、天端上で 6~8箇所変化させ、入射波高を徐々に増大させて移動開始時の波高 (移動限界波高) を求めた。球の設置方法は、 $D=3.0$ cm の場合に突出状態⁷⁾と埋没状態⁷⁾の 2 種類、それ以外は突出状態のみを対象とし、突出状態に対して、斜面上では CASE-I と CASE-II の 2 種類、天端上では CASE-I の 1 種類とした。なお、移動限界を調べる被覆材以外は波により移動しないように接着剤で固定した。

b) 波力計測実験

波力の計測は、移動限界実験に使用した 4 種類の直径のガラス球を使い、移動限界実験と同じ位置で行った。波高は、3 種類の周期に対して、碎波と非碎波を含む 4 種類 ($H=3.0, 5.0, 7.0, 10.0$ cm) と移動限界波高の合計 5 種類変化させた。計測項目は計測位置での水位変動 (η)、水平・鉛直方向水粒子速度 (u, w) および水平・鉛直方向波力 (F_x, F_z) と造波板近傍での発生波の水位変動であり、電気容量式水位計、電磁流速計と Cantilever 型波力計を使用した。なお、計測は突出状態と埋没状態の 2 種類に対して行い、埋没状態については、波力計と流速計が周囲の被覆材に触れないよう工夫した。全ての計測量のアナログ出力をデータレコーダーに、50 Hz で AD 変換したデジタル出力をフロッピーディスクに記録した。実験は全て静水状態から開始し、静水状態を含め約 1 分間計測を行った。離散化したデータを使って、波力や流速の特性を式 (21) と式 (22) に示した無次元物理量と関連づけて議論した。また、波力算定式としてモリソン式を採用し、同式中の波力係数を最小自乗法を使って計算し、あわせてモリソン式の適用性も論議した。

4. 被覆材に作用する波力

(1) 流速場の特性

無次元最大流速 u_m/\sqrt{gH} , w_m/\sqrt{gH} は、図-7 に例示するように、 h_t/L よりも x/L により大きく支配され、浅水変形により波高が最大になる $x/L=0$ で最大にな

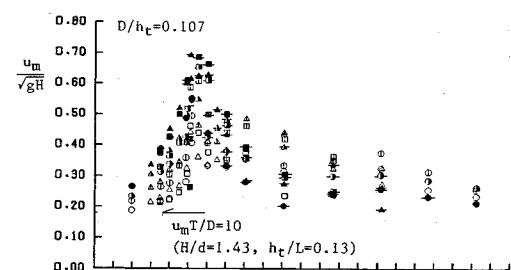
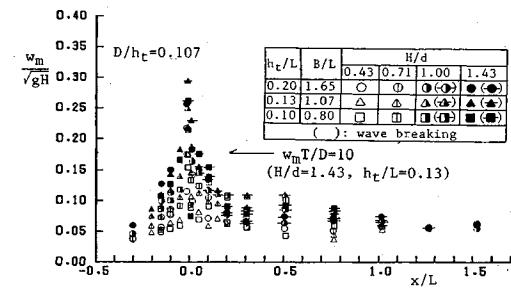
(a) u_m/\sqrt{gH} (b) w_m/\sqrt{gH}

図-7 無次元最大流速の変動特性

る。沖側斜面上 ($x/L < 0$) では、 u_m/\sqrt{gH} は、 H/d の大きい方が大きくなる。一方、天端上では、 u_m/\sqrt{gH} は、非碎波の場合は H/d の大きい方が大きいが、碎波するとその乱れのため H/d の効果は小さくなる。そして、 $x/L > 0.5$ では、碎波とともにエネルギー損失のために碎波後の波の値は非碎波の場合よりも小さくなる。

w_m/\sqrt{gH} は、斜面上では全体的に H/d の大きい方が大きい。また、天端上でも、 H/d の大きい方が大きくなつておらず、 w_m/\sqrt{gH} のような傾向は認められなかった。これは、天端上では水深が非常に浅く、水平方向に比べ鉛直方向の水粒子の運動は小さく、波の変形の影響をあまり受けなかつたためであると考えられる。

このような特性は、 D/h_t によって変化することはほとんどなく、流速の最大値にも D/h_t の効果はほとんど認められなかった。

(2) 無次元最大波力の特性

突出状態の球状被覆材の無次元最大波力 $F_{xm}/\rho g HD^2$, $F_{zm}/\rho g HD^2$ と x/L の関係を図-8 に示す。斜面上 ($x/L < 0$) では、 $F_{xm}/\rho g HD^2$ は x/L の増加とともに増大し、法肩付近 ($x/L \approx 0$) で最大になる。これは、球の設置水深が浅くなるにしたがい水粒子の運動が大きくなることによる。天端上 ($x/L > 0$) では、 x/L の増加にともない $F_{xm}/\rho g HD^2$ は全体的には減少傾向にあるが、碎波と非碎波の場合では差が認められる。すなわち、碎波の場合、 $F_{xm}/\rho g HD^2$ は碎波後に急激に減少するが、非碎波の場合には減少の割合は小さく、0.5

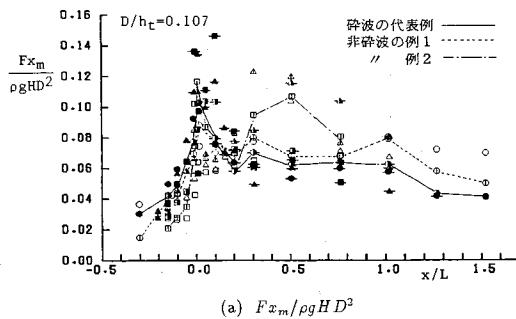
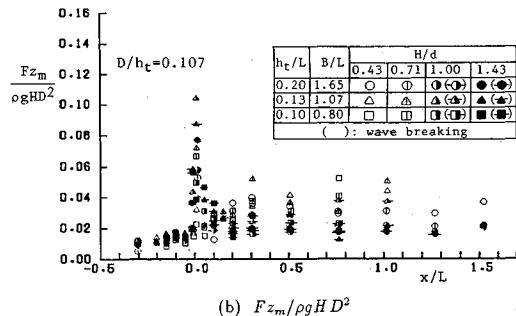
(a) $Fx_m / \rho g H D^2$ 

図-8 無次元最大波力の変動特性

$\leq x/L \leq 1.0$ で高次の自由波などのために再び極大値を持つ。この範囲では $Fx_m / \rho g H D^2$ は碎波の場合より非碎波の方が総じて大きいが⁵、これは、既述したように、天端上では碎波よりも非碎波の方が高次の自由波の影響により水平方向の無次元最大流速が大きく、非碎波の方が波高の増分に対する最大流速の増分が大きくなるためである。一方、鉛直方向の無次元最大波力 $Fz_m / \rho g H D^2$ にも $Fx_m / \rho g H D^2$ とよく似た傾向が認められるが⁵、 $Fx_m / \rho g H D^2$ と比べて x/L にともなう変化は $x/L \approx 0$ 以外では小さい。

一方、 H/d の効果に着目すると、碎波前では波高の増大とともに $Fx_m / \rho g H D^2$ は大きくなり、その割合は法肩付近で最大になる。これは、波高の増大にしたがって、Keulegan-Carpener 数 (KC 数) が大きくなり、卓越波力成分が慣性力から抗力へ変化するためである。また、 D/h_t の小さい方が波高の増大にともなう波力の増加の割合は大きくなるが、これも球径が小さくなると KC 数が大きくなり、抗力の寄与が大きくなるためである。

ここで、無次元最大波力を $Fx_m / \rho(u\sqrt{u^2+w^2})_m D^2$ (添字 m は式 (13) と同じ) のように次元解析と異なる形で再定義し、 KC 数 ($u_m T/D$) との関係を調べた結果の一例を図-9 に示す。同図より、 KC 数が約 10 以下では KC 数の (-1) 乗に比例し、 KC 数が約 10 を越えると無次元最大波力の減少の割合が小さくなり、以下約 20 以上で一定値に近づくことがわかる。すなわち、 KC 数が 10 以下の範囲では慣性力が、逆に 20 以上では抗力

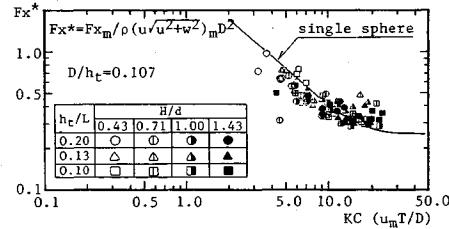
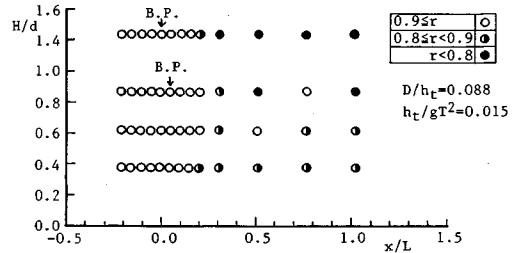
図-9 $Fx_m / \rho(u\sqrt{u^2+w^2})_m D^2$ と KC 数の関係

図-10 モリソン式の適用状況

が卓越していることがわかる。斜面上法肩に近づくほど流速は大きくなり、 KC 数も大きくなる。そして、流速の 2 乗に比例する抗力の割合が増大する。そのため、法肩に近づくほど、また、球径が小さくなるほど波高の増大に伴う波力の増大が顕著になる。逆に、鉛直方向の KC 数 ($w_m T/D$) は、全体的に鉛直方向流速が小さいためにほとんどが $w_m T/D$ は 10 以下であり（図-7 参照）、慣性力が卓越する範囲が大半である。そのため、波高による無次元最大波力の差が顕著に現れない。

図示していないが、埋没状態の場合、 $Fx_m / \rho g H D^2$ は突出状態よりも小さく、また、 x/L にともなう変動も小さいこと、そして、 $Fz_m / \rho g H D^2$ は法肩で小さくなる以外は、突出状態と埋没状態で $Fx_m / \rho g H D^2$ にみられるような明瞭な差はないことが判明した⁵⁾。なお、異なる天端水深 ($d/h_t = 0.333$) での実験結果⁷⁾と比較すると、本実験 ($d/h_t = 0.25$) の方が作用波力は大きい。特に、天端水深が浅い本実験では、巻き波碎波の波頂の突っ込み点近傍で大きな波力が計測されており、天端水深の減少は被覆材の安定性に大きく影響を及ぼすことが指摘できる。

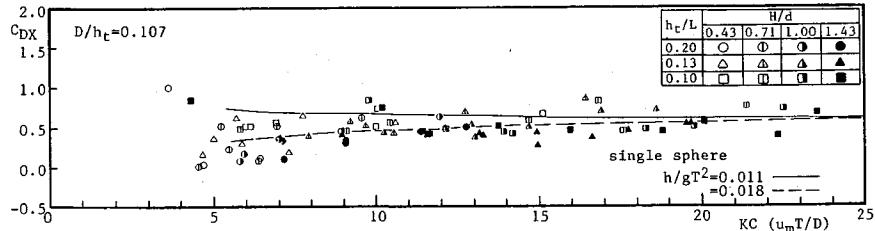
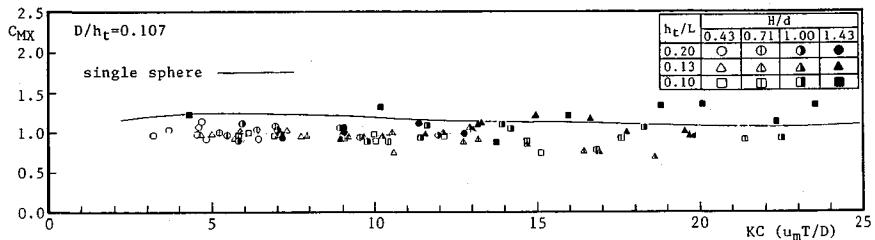
(3) モリソン式の適用範囲

ここでは、固定式の小型構造物の作用波力算定式として広く使用されているモリソン式の適用性について論議する。モリソン式は式 (23) と式 (24) で表される。

$$Fx = \frac{1}{8} C_{DX} \rho \pi D^2 u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MX} \rho \pi D^3 u \quad \dots \dots \dots (23)$$

$$Fz = \frac{1}{8} C_{DZ} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^3 w \quad \dots \dots \dots (24)$$

ここに、上付きドットは時間に関する微分を示す。

図-11 抗力係数と KC 数の関係図-12 慣性力係数と KC 数の関係

モリソン式の適用性の論議に際して岩田・水谷⁸⁾と同様の手法を用いる。すなわち、波力の実験値とモリソン式による計算値の相関係数を式(25)で定義し、相関係数が0.9以上であれば工学上モリソン式による波力算定が可能であると判断し、0.9未満の場合は適用不可とする。

$$r = \sqrt{1 - (F_{meas} - F_{cal})^2 / F_{cal}^2} \quad \dots \dots \dots (25)$$

ここに、 F_{meas} : 実測波力、 F_{cal} : モリソン式による計算波力、上付バーは波一周期の平均値を示す。

突出状態の被覆材の作用波力に対するモリソン式の適用性を図-10に例示する。図中白抜きの記号が適用可能な場合、黒塗の記号が適用できない場合である。同図に示すように、一般的には法面上および、天端上の法肩付近ではモリソン式による波力の算定が可能である。一方、天端上、法肩から離れるときモリソン式は適用できなくなる。この範囲では波高が大きい場合、碎波が生じた後であり、碎波とともにうねりや乱れなどにより波力が複雑になると考えられる。また、波高の小さい場合、波の非線形性により発生する高次周波数成分波の影響、および自由表面の近接効果などが原因であると考えられる。現在、これらの波力の予測手法については検討中であるが、非碎波の場合、大半は相関係数が0.8以上であり、波一周期全体での時間波形の相関は高くないものの最大波力に限れば実験値と計算値の対応は悪くないことが確認された。この範囲では、作用波力の最大値は非碎波の場合の方が全体的に大きいことを考えれば、被覆材に作用する最大波力の予測に限ればモリソン式は使えそうである。

(4) 抗力・慣性力・揚力

モリソン式を使う場合、正確な波力係数が必要になる。ここでは、突出状態の球状被覆材の抗力、慣性力をモリソン式(式(23))と式(24))の波力係数の観点から議論する。図-11に示すように、抗力係数 C_{Dx} は KC 数が約10以下では KC 数の増大とともに大きくなり、 KC 数が10以上では約0.7の一定値をとる。また、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が、 D/h_t による差はほとんど認められなかった。本実験結果は、図中に示した一樣水深域(静水深 $h=70$ cm)の单一球体に対する平均値⁸⁾とほとんど差はない、抗力係数は单一球体に対する値とほぼ一致するとみなせる。

慣性力係数 C_{Mx} は図-12に例示するように、 KC 数にともなう変化は小さくほぼ一定値になる。そして、一樣水深域の单一球体の平均値⁸⁾と比較すると本実験値は、若干单一球体に対する値よりも小さくなるものの、両者の対応は比較的よいといえる。

单一球体に作用する 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⁹⁾、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、潜堤上に突出した状態の球に作用する F_x の発生機構は一樣水深域の单一球体の場合と類似すると考えられる。

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¹⁰⁾。そのため、モリソン式による計算波力と実測波力の相関も全体的に悪い。これは、 F_z の場合、鉛直方向に比べて卓越する水平方向の水粒子の運動によって発生する非対称剥離渦、あるいは境界の近接効果が影響し、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

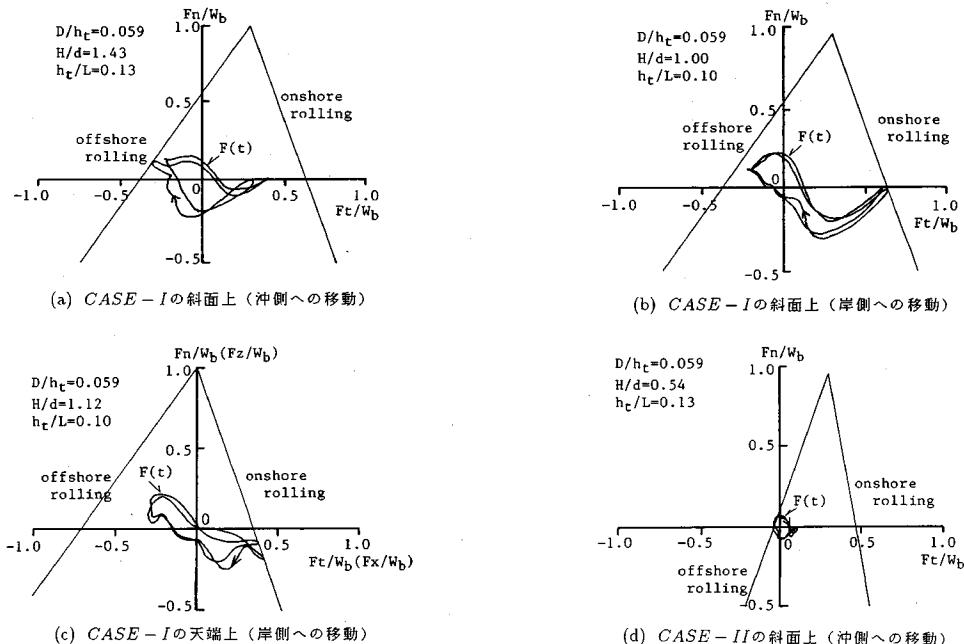


図-13 移動限界と波力の関係 (突出状態)

には、こういった揚力の特性を明らかにする必要があるが、透過性構造物上の被覆材の場合、構造物内部からの流れも揚力に重要な影響を及ぼしていると考えられる。したがって、この点については、透水性構造物内部の流れの特性と関連づけながら論議する必要があり、今後の重要な検討課題として挙げられる。

5. 被覆材の移動限界と安定重量

(1) 移動機構

a) 突出状態

実験で観察された移動形態は全て回転を伴った移動であった。したがって、被覆材に作用する転倒モーメントが復元モーメントを上回ったときに移動が起こると考えられ、球状被覆材の場合は滑動による移動はほとんどないと考えられる。この結果を本研究で行った理論的考察と関連づけながら検討する。図-13に波力の合力の時間変化 $F(t)$ (図中の曲線) を移動限界曲線図に重ねた結果を例示する。なお、ここでは実際に起こった回転移動に対する移動限界のみを示してある。ただし、波圧は球全体に作用すると仮定し、 $\epsilon=0$ とした。

CASE-I の場合、斜面上では沖側への回転移動が多いが、法肩に近い場所では斜面上方、すなわち岸側への移動も生じる。この岸側への移動が生じる範囲は入射波の周期の長い方が広く、入射波高が大きい方が多くなる。一方、天端上では岸向きへの回転移動が全ての条件で観察された。図-13 (a) に例示するように、一般に、CASE-I の斜面上では、作用波力が大きくなるにした

がい、合成波力は、まず斜面下方（沖側）への移動限界と交わる。しかし、入射波高が大きくなるほど、また、法肩に近づくほど波の非線形性が顕著になり、水位変動における上下の非対称性が強くなり、沖向き方向波力が岸向き方向に比べて大きくなる（図-13 (b) 参照）。この傾向は水深波長比の小さい方が顕著である。その結果、合成波力が最初に第I象限で回転による上方（岸側）への移動の限界線と交差するようになり、斜面上法肩付近で岸向きの移動が起こることが理解できる。

天端上では、図-13 (c) に示すように、移動限界線は岸向きへの移動の方が波力の小さい方へ寄っていること、さらに、天端上では、波はかなり非線形性が強く、また、沖向き波力に比べて岸向き波力が一般に卓越することの2つにより、合成波力の軌跡はまず岸向きの移動限界を越える。このため、岸向きの移動が起り易い。

一方、CASE-II の状態は、斜面上のみしか実験を行っていないが、全て沖側への回転移動となった。これは、図-13 (d) に例示するように、斜面上の CASE-II の場合、安定領域が大きく右にシフトするため、合成波力はすぐに沖側への移動限界を越えてしまうためである。

b) 埋没状態

埋没状態の場合、ほとんどが岸向きの回転移動であった。斜面上では沖向き、すなわち斜面下方への回転移動も認められるが、この場合でも、まず最初に岸向きに移動し、斜面上に突出したあと沖向きに移動する。そして、潜堤上に浮き上って飛び出すような移動は認められなかった。図-14 に埋没状態の回転による移動限界と波

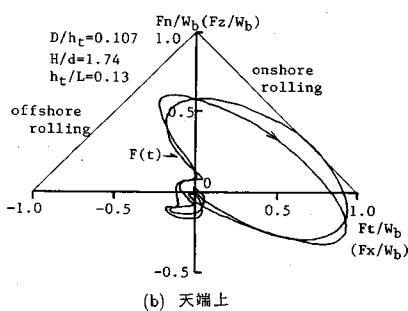
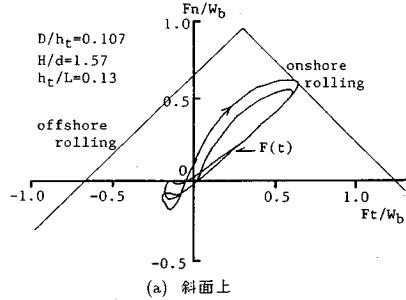


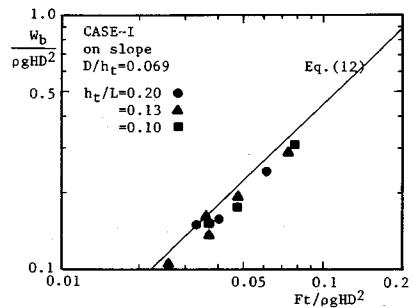
図-14 移動限界と波力の関係（埋没状態）

力の時間変化を例示する。沖向きの大きな波力(負の F_t)が作用するとき、 F_n も負であり、垂直方向の波力は構造物の内向きに作用すること、換言すれば、この時には垂直方向波力は被覆材を浮上させるのではなく、逆に安定性を増すように作用していることがわかる。一方、岸側に大きな力(正の F_t)が作用する時には F_n も正であるため、 F_n は構造物の外向き、すなわち、被覆材を浮上さすように作用する。特に天端上では、合成波力が岸向きの移動限界に近づく状態が長く続く。このため、埋没状態の被覆材は岸向きに移動しやすいといえる。

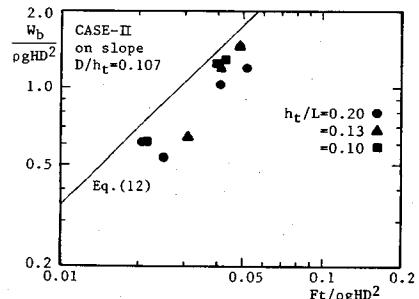
(2) 耐波安定重量

球状被覆材の設置位置や設置条件に対する移動状態がわかったので、2.(2)の安定重量の算定式より耐波安定重量を算定できる。安定重量は突出状態、埋没状態ともに2つの波力成分 F_n と F_t で与えられるが、ここではさらに算定式の簡略化を試みる。

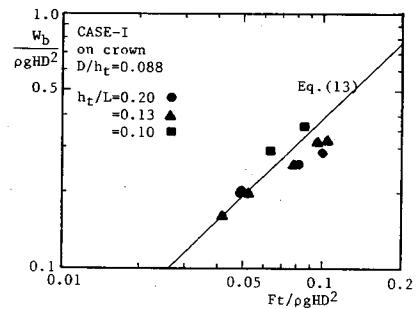
埋没状態の場合、斜面上では合成波力が移動限界を越える場合の F_t と F_n の位相間には比較的良好な相関があり、両者ともほぼ同時に最大値になることが確認された。 F_t と F_n の絶対値の関係は入射波の条件により多少ばらつくが、場合によっては F_n の最大値が F_t の最大値にほとんど等しくなることが確認できた。一方、埋没状態の天端上と突出状態では、移動限界を越える場合の F_t と F_n の位相間には埋没状態のような明瞭な位相関係は認められなかった。しかし、 F_t と F_n が同時に最大となり、移動が起こることも何ケースかあること、また、 F_n の最大値が F_t の最大値と同程度の大きさに



(a) 突出状態の斜面上 (CASE - I)



(b) 突出状態の斜面上 (CASE-II)



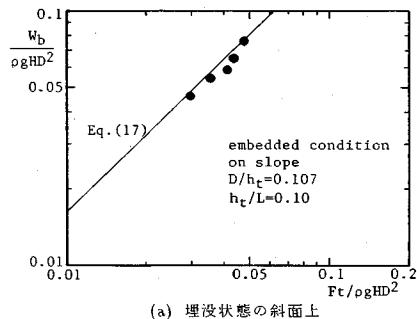
(c) 突出状態の天端上 (CASE - I)

図-15 理論式と実験結果の比較例(突出状態)

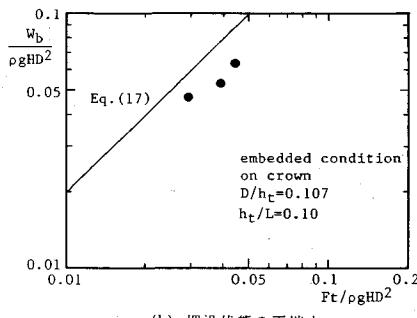
なりうこと⁵⁾が認められた。そこで、本研究では、安全側の立場から、突出状態、埋没状態ともに移動限界時には次式が成立すると仮定する。

上式を使うと安定重量算定式は Ft のみで表される。

突出状態の回転移動に対する安定重量算定式（式（12）と式（13））、および埋没状態の岸向きの回転移動に対する安定重量算定式（式（17））に式（26）を代入した結果と本実験の F_t と W_t の関係（実験値）の比較例を図-15と図-16に示す。実験値には、潜堤模型の表面の勾配の不均一性のためと思われるばらつきが若干あるが¹¹⁾、実験値と安定重量算定式の対応は良好である。したがって、理論式とその誘導過程、および式（26）の近似は妥当であるといえよう。



(a) 埋没状態の斜面上



(b) 埋没状態の天端上

図-16 理論式と実験結果の比較例（埋没状態）

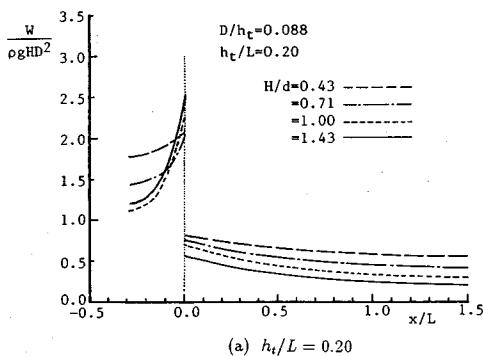
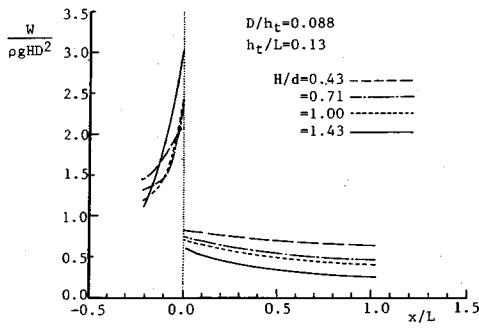
(a) $h_t/L = 0.20$ (b) $h_t/L = 0.13$

図-17 安定重量の変化特性（突出状態）

また、突出状態の場合、CASE-I と CASE-II では安定重量が異なり、実際どちらで評価するかが問題となるが、実際の構造物では、CASE-I と CASE-II の 2 種類の設置状況は混在することを考慮すれば、工学的に

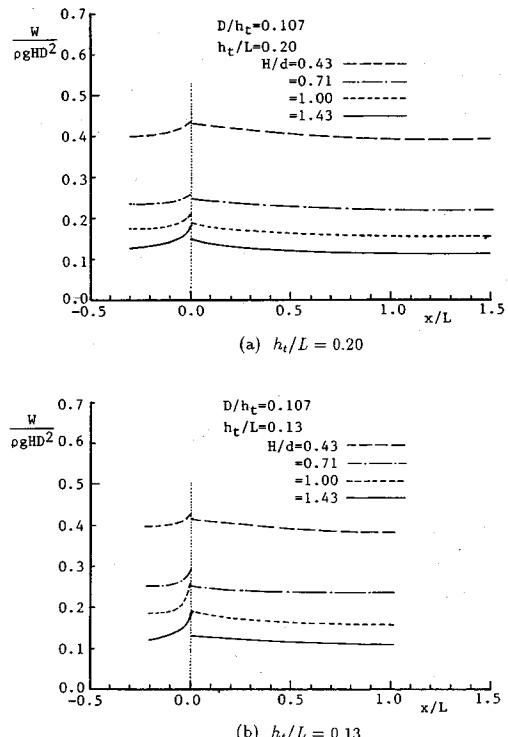
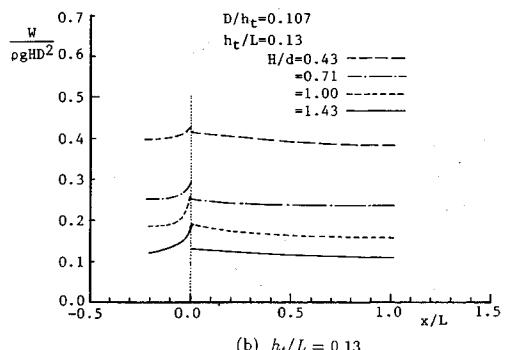
(a) $h_t/L = 0.20$ (b) $h_t/L = 0.13$

図-18 安定重量の変化特性（埋没状態）

安全側の立場から、斜面上ではより小さい波力で移動が起こる CASE-II の回転による沖向きの移動を、また、天端上では CASE-I の岸向きの回転移動を考え、被覆材の耐波安定重量を求める方がよいと判断できる。また、これにより、法肩付近での斜面上方への移動を抑えることができる。

以上のように、被覆材の作用波力により、被覆材の安定重量を算定できることが明らかになった。したがって、作用波力が予測できれば、その結果を突出状態の斜面上に対しては式(12)に、天端上に対しては式(13)に代入すると、また、埋没状態に対しては式(17)に代入し、浮力を考慮すると、それぞれの状態に対する被覆材の安定重量 W (W は空中での重量) の分布が求められることになる。しかし、被覆材の作用波力の予測については検討事項も残されているため、ここでは実験結果を使用することにする。その結果をそれぞれ図-17 と図-18 に示す。同図から明らかなように、法肩で移動機構の差や重力の移動に対する寄与の差によって不連続になるが、突出状態と埋没状態に関係なく、安定重量は斜面上、天端上とともに法肩から離れるにしたがって減少する。特に、突出状態の斜面上では減少の割合は大きい。

6. 結 言

以上、本研究では、球状被覆材の作用波力の特性を明

らかにするとともに、作用波力を考慮した被覆材の所要安定重量の算定法について考究した。本研究では、被覆材の安定重量算定手法の誘導プロセスを重視したもので、本研究の成果は球状の被覆材に対してのみ有効であるが、本研究で得られた主要な結論を以下に要約する。

- 1) 被覆材の作用波力は、法肩付近で最大となる。
- 2) 突出状態の球状被覆材の波進行方向波力は単一球体の波進行方向波力とほぼ同様の特性を有する。
- 3) 球状被覆材の場合、被覆材の移動は回転によるものが支配的である。
- 4) 力学モデルに立脚して被覆材の安定重量算定式を導いた。導かれた安定重量算定式と実験結果との間には良好な一致が認められた。
- 5) 作用波力の特性より潜堤の安定限界重量の分布を導いた。そして、作用波力が最大となる法肩付近で最も大きい重量を必要とすることが明らかになった。

最後になるが、本研究に際して多大な協力をいただいた名古屋大学大学院の戸塚奈津子（現日本工営）、後藤敏明両君に感謝の意を表する。また、本研究は文部省科学研究費重点領域研究（計画）（代表者中央大学 服部昌太郎教授）と重点領域研究（公募）（代表者 名城大学 岩垣雄一教授）の助成により行われた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Hudson, R.Y. : Laboratory investigation of rubblemound breakwaters, Proc. ASCE, Vol.85, No.WW3, pp.93~121, 1959.
- 2) Brebner, A. and Donnelly, P. : Laboratory study of rubble

for vertical breakwater, Proc. 8th ICCE, pp.408~429, 1962.

- 3) 宇多高明・小俣篤・横山揚久：人工リーフの機能と設計法、土木研究所資料、第2696号、pp.1~42、1988。
- 4) Iwata, K., Miyazaki, Y. and Mizutani, N. : Experimental study of the wave forces acting on armour rubble of a rubble-mound slope, Proc. Natural Disaster Science, Vol.7, No.2, pp.29~41, 1985.
- 5) 岩田好一朗・水谷法美・Rufin, T.M. Jr.・戸塚奈津子・倉田克彦：作用波力を考慮した幅広潜堤の被覆材の所要安定重量算定手法に関する研究、海岸工学論文集、第39巻、pp.660~664、1992。
- 6) Lee, S.W., McDougal, W.G., Sulisz, W. and Sollitt, C.K. : Stability of rubble toe, Engineering Report, Dept. of Civil Eng., Oregon State Univ., 117 p., 1990.
- 7) 水谷法美・岩田好一朗・Rufin, T.M. Jr.・倉田克彦：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、海岸工学論文集、第38巻、pp.591~595、1991。
- 8) 岩田好一朗・水谷法美：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、1989。
- 9) 岩田好一朗・水谷法美・川角伸彦：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、1990。
- 10) Mizutani, N., Rufin, T.M. Jr., Kurata, K. and K. Iwata : Experimental study on wave forces acting on an armor unit of a submerged breakwater, Natural Disaster Reduction and Civil Engg., pp.107~115, 1991.
- 11) 水谷法美・岩田好一朗・Rufin, T.M. Jr.・戸塚奈津子・倉田克彦：幅広潜堤上の被覆捨石の安定重量の算定法に関する実験的研究、海岸工学論文集、第41巻、pp.781~785、1994。

(1994.1.26 受付)

STUDY ON ESTIMATION METHOD OF THE STABLE WEIGHT OF ARMOR UNITS OF A SUBMERGED BREAKWATER WITH WIDE CROWN—in case of spherical armor unit—

Norimi MIZUTANI, Koichiro IWATA and Teofilo M. RUFIN Jr.

This study is intended to establish the estimation method of the stable weight of armor units of a submerged breakwater with wide crown, based on wave force characteristics. The wave force acting on armor units is, first, investigated and it is shown that it attains maximum around offshore-ward crown edge. Then, the theoretical model of the stable weight is derived by considering the mechanism of motion of armor units. Based on these results, this paper presents the stable weight diagram of the armor unit taking the acting wave force into consideration. In addition, it is revealed that the stable weight can be decreased with the increment of the distance from the crown edge.