

大阪大学大学院 学生員○伊藤 慎和
豊橋技術科学大学 正 員 青木 伸一
大阪大学工学部 正 員 樫木 亨

1. はじめに 近年、捨石の安定重量算出式は従来のハドソン公式より発展して、より信頼性の高いものとなってきているが、それらはいずれも捨石の移動現象と波浪外力とを直接結びつけているものであり移動限界については視察によったもので、捨石堤崩壊までの捨石単体の動的挙動特性には触れられていない。波浪外力と捨石堤の崩壊を関係づける捨石単体の動的挙動特性の把握は、捨石堤の破壊機構の定量的な解明を行うためにも必要不可欠であると考えられる。このような観点から本研究ではまず捨石の動的挙動特性を力学的解析によって明かにした。

2. 捨石の運動方程式とその解法 捨石堤において捨石3つを取り出し図-1のようなモデルを設定し上部捨石Cの動的挙動特性について解析を行った。ここで簡単のため捨石は球体とし、波浪外力 R は $R = A \cos(\omega t - \varepsilon)$ とした。水平方向の外力 R_T 、鉛直方向の外力 R_L は $R_T = R \cos \varphi$ 、 $R_L = -R \sin \varphi$ 、 a 、 b は捨石の半径であり、 α 、 β は捨石Cと捨石A、Bの中心を結んだ直線と鉛直方向線とのなす角である。また N_A 、 N_B は2接点における垂直抗力、 W は上部捨石Cの水中質量 g は重力加速度である。力の釣り合いより N_A 、 N_B は、

$$N_A = \frac{(Wg - R_L) \tan \beta + R_T}{\sin \alpha + \tan \beta \cos \alpha} \quad N_B = \frac{(Wg - R_L) \tan \alpha - R_T}{\sin \beta + \tan \alpha \cos \beta}$$

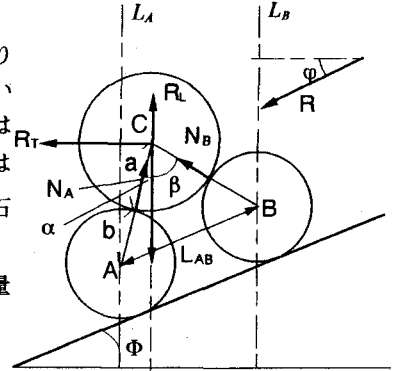


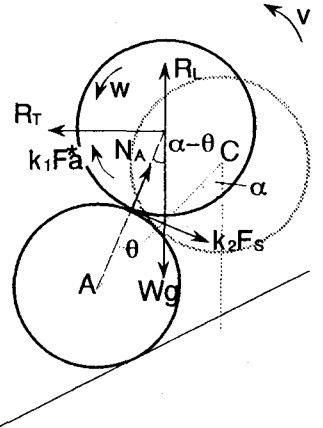
図-1 3球体基本モデル

N_A 、 N_B の値によって捨石Cの運動は $N_A \geq 0$ かつ $N_B \leq 0 \Rightarrow$ 左方移動、 $N_A \leq 0$ かつ $N_B \geq 0 \Rightarrow$ 右方移動、 $N_A \geq 0$ かつ $N_B \geq 0 \Rightarrow$ 静止、 $N_A \leq 0$ かつ $N_B \leq 0 \Rightarrow$ 浮き上がりとなる。左方移動をする場合の運動方程式は力の釣り合いより以下ようになる。

$$\text{接線方向} \quad M(a+b) \frac{d^2 \theta_A}{dt^2} = R_T \cos(\alpha - \theta_A) + (R_L - Wg) \sin(\alpha - \theta_A) + k_2 F_s$$

$$\text{法線方向} \quad M(a+b) \left(\frac{d\theta_A}{dt} \right)^2 = -R_T \sin(\alpha - \theta_A) + (R_L - Wg) \cos(\alpha - \theta_A) + N_A$$

$$\text{回転} \quad \frac{2}{5} M(a+b) \frac{d^2 \theta_A}{dt^2} = k_1 F^* - k_2 F_s$$



ここに、 M は上部球体の空中質量、 θ_A は移動角、 F_s は滑り摩擦力、 F^* は転がり摩擦力であり、 k_1 、 k_2 はそれぞれ上部捨石の回転方向、移動方向によって1または-1をとる係数である。右方移動をする場合にも移動、回転方向が反対になるだけなので同様に求められる。また、運動形態として1) 回転のみの運動、2) 滑りを伴う運動が考えられる。これらについて条件式を適用し θ_A を算出した。数値計算法はRunge-Kutta法4次公式を用いた。時間ステップは $T/200$ とし、1ステップ前の計算によって得られた θ_A 、 w 、 v により運動形態を選択した。このようにして図-1の L_A から L_B までの領域で解を求め、それを越えた場合は次の領域に入ったものとして同様に計算を行った。そして θ_A よ

図-2 左方移動を行う場合の作用力の関係

り上部球体の水平方向変位量の時系列を求めたが、時系列の計算長は $10T$ とした。

3. 計算結果 図-3は波浪外力の周期 $T=1.25$ (sec)の場合の捨石の変位量時系列である。外力の振幅を増加させていくと捨石は移動を始めてから転落に至るまでに初期移動⇒振動⇒振動後に転落⇒転落といった挙動形態を示す。図-3は横軸に時間、縦軸に無次元変位量 (L は下部捨石1つを越えるまでの水平方向距離)をとっていることがわかる。振動挙動については振幅 A の増加に伴い、単周期から倍周期さらには3倍周期の挙動をしている。また、ある限界を超えると捨石は転落をしはじめ振幅 A の増加とともに落下速度は速くなり、下部捨石間に静止する時間が減少していく。ここで興味深い点は振動挙動において上部捨石が境界域(図中の太い破線)に到達しても転落せず振動を繰り返すことである。波浪外力が長周期になるにつれて、振動はみられなくなり、静止⇒転落という挙動形態を示す。次に、捨石が転がり落ちる限界を求め、定量的な解析を行った。時系列によると、捨石は境界域を越えても必ずしも転落しないことがわかった。よって水平方向の変位量 X について、 $X \geq L$ の時を捨石が転落したとし、この限界を転落限界とする。また、捨石が静止している状態(2点支持の状態)から左右どちらかに移動を始める状態(1点支持状態)に移り変わる限界を移動限界とする。図-4は横軸に波浪外力の周期、縦軸に波浪外力の振幅の無次元量を取り、周期の変化による移動、転落限界曲線を表している。波浪外力の周期によって捨石の挙動に振動挙動がみられたがその周期限界が図-4における移動限界曲線と転落限界曲線の分岐する点となる。また、移動限界曲線は、周期に関係なく一定値をとることから、移動限界は、波浪外力の振幅 A によってのみ決定されるといえる。一方、転落限界は、波浪外力の振幅 A と波浪外力の周期(角速度)によって決定づけられる。さらに、運動転がり摩擦係数 μ^* の値によって移動限界曲線と転落限界曲線の分岐する点は変化しており、運動転がり摩擦係数が増加するほど、長周期側でも捨石の振動挙動がみられる。

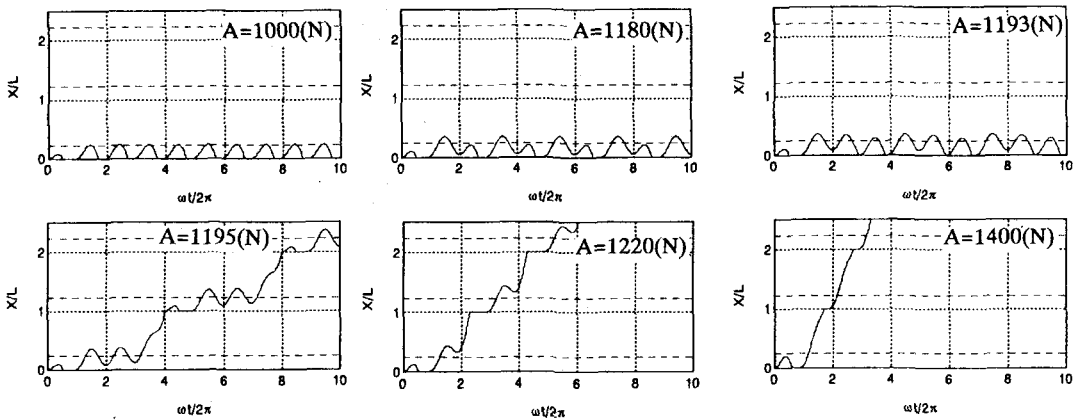


図-3 波浪外力の変化による捨石の挙動の推移

4. あとがき 本研究は捨石堤の破壊機構の解明を目的として始めたものであるが、今後はここで新しく定義した移動限界、転落限界と捨石堤の機能低下、崩壊状況を結びつけることが問題となってくる。その第一歩として現在用いられている捨石堤の安定公式(経験公式)と本研究で定義した移動限界、転落限界との比較検討が必要である。また、今回の数値解析においては、波浪外力を単純化し、捨石自体も球体とするといった仮定の下で議論を進めたが、実際の捨石の挙動を表現するためには、より複雑な諸条件を考慮しなければならない。

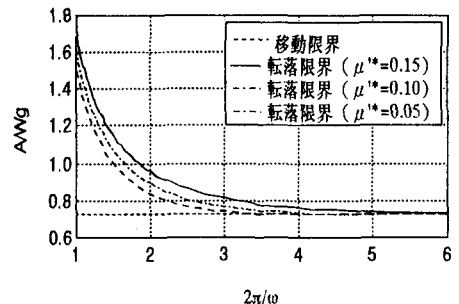


図-4 波浪外力の周期が変化するときの移動、転落限界