

規則配列された3次元物体まわりの波浪境界値問題の解析法

愛媛大学工学部 正員 中村孝幸
愛媛大学大学院 学生員 ○ 野村周吾

1. まえがき：任意平面形状を有する直立堤体構造物が規則配列された場合の波浪境界値問題の解析法としては、吉田ら¹⁾や中村ら²⁾によるものがある。しかしながら、これらの解析法は堤体形状が水深方向に変化しない直立式の構造物に限定され、浮体式防波堤などのように水深方向に形状が変化するものには適用できないものとなっている。

本研究は、波浪制御構造物として最も一般的な3次元任意形状物体がある開口幅を設けて空間的に規則配列された場合の波浪境界値問題の解析法を明らかにすると共に、水理実験結果と算定結果との比較から、解析法の妥当性を検証するものである。

2. 解析法の概要：(1) 解析モデルおよび座標系；図-1に示すように、一定水深 h の波動場中に一定間隔 λ で左右対称な3次元物体が y 軸方向に規則配列されており、これらの物体に平面波が x 軸の負方向より直角入射してくる場合を想定した。なお、流体は非圧縮性の完全流体で、波動運動は微小振幅波理論で表現できるものとする。(2) Green関数；上記のような波動場中のGreen関数 G は式(1)のように表現できる。

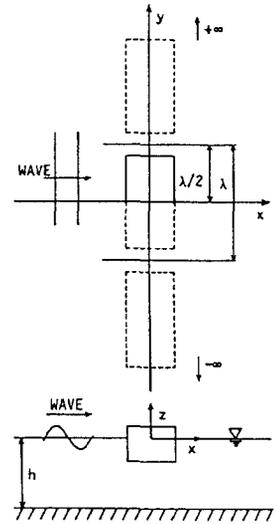


図-1 解析モデルおよび座標系

$$G(x, y, z; X, Y, Z) = \frac{k^2 - \sigma^2}{(k^2 - \sigma^2)h + \sigma} \cosh\{k(h+z)\} \cosh\{k(h+Z)\} \times \left[\sum_{n \neq 0} \frac{2\epsilon_n}{\lambda} \cos \frac{2n\pi}{\lambda} y \cos \frac{2n\pi}{\lambda} Y \frac{-i \exp\{i\sqrt{k^2 - (2n\pi/\lambda)^2} |x-X|\}}{\sqrt{k^2 - (2n\pi/\lambda)^2}} + \sum_{n \neq 0} \frac{2}{\lambda} \cos \frac{2n\pi}{\lambda} y \cos \frac{2n\pi}{\lambda} Y \frac{-\exp\{-\sqrt{(2n\pi/\lambda)^2 - k^2} |x-X|\}}{\sqrt{(2n\pi/\lambda)^2 - k^2}} \right] + \sum_{n \neq 0} \frac{k_n^2 + \sigma^2}{(k_n^2 + \sigma^2)h - \sigma} \cos\{k_n(h+z)\} \cos\{k_n(h+Z)\} \times \sum_{n \neq 0} \frac{2\epsilon_n}{\lambda} \cos \frac{2n\pi}{\lambda} y \cos \frac{2n\pi}{\lambda} Y \frac{-\exp\{-\sqrt{k_n^2 + (2n\pi/\lambda)^2} |x-X|\}}{\sqrt{k_n^2 + (2n\pi/\lambda)^2}} \quad (1)$$

ここに、 k ：進行波の波数 ($= 2\pi/L$, L ：入射波の波長)、 k_n ：減衰定常波の波数、 $\sigma = \omega^2/g$ ($\omega = 2\pi/T$, T ：入射波の周期、 g ：重力加速度)、 N ： $k > 2n\pi/\lambda$ を満足する n 、 $\epsilon_n = (1/2; n=0, 1; n \neq 0)$ 、 $i = \sqrt{-1}$ である。なお、 $k \geq 2n\pi/\lambda$ を満足する n ($= 1, 2, \dots$)が存在しない場合、式(1)中の第一項は $n=0$ のみとなり、この条件下では回折波の進行波成分は入射波と同方向に進む成分(以下直進行波成分と称す)の波のみが現れ1次元的な波変形となる。逆に $k \geq 2n\pi/\lambda$ を満足する N が存在する場合、入射波と異なる方向に進む n 個の進行波成分(以下斜波成分と称す)の波が現れ2次元的(平面的)な波変形となる。そしてこの条件を入射波の波長 L 、堤体中心間隔 λ で再表現すれば $\lambda/L \geq N$ ($N = 1, 2, \dots$)のようになる。以下では $\lambda/L = 1.0$ を境に、回折波の進行波成分に関して斜波成分の現れる $\lambda/L > 1.0$ の領域を短周期波側、直進行波成分のみが現れる $\lambda/L < 1.0$ の領域を長周期波側と呼ぶことにしたい。また $\lambda/L = N$ ($N = 1, 2, \dots$)となる条件は、横波共振の発生条件に一致するもので、第 N 次横波共振点と定義する。(3) 回折波ポテンシャル；ここでは回折波ポテンシャル ϕ_0 の算定に式(1)の G を核関数とするGreen関数法を用いた。さて物体の形状は $x-z$ 平面に関して面対称を想定していること

から、 ϕ_0 は上記のGを用いて式(2)のように表現できる。

$$\phi_0(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_+} f_0(X, Y, Z) G(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) e^{-i\omega t} \quad (2)$$

ここに、H：入射波の波高、 S_+ ： $y \geq 0$ の物体表面、 $f_0(X, Y, Z)$ ： S_+ 上の点(X, Y, Z)におけるわき出し強さの分布関数で、物体表面上の運動学的な境界条件を考慮して決定できる。(4)波高分布の算定法の概略；前述したように規則配列された物体まわりの回折波の進行波成分は、波条件により複数個で、しかも多方向にわたることがあるから、エネルギーフラックスより、透過率 C_T 、反射率 C_R 、透過・反射波高の配列方向におけるr.m.s.値と入射波高の比 $(K_{HT})_{rms}$ ・ $(K_{HR})_{rms}$ の表示式を導いた。

3. 実験装置および実験方法：実験は実際場で多列形式に配置されるのが通例となっている浮体式防波堤を想定して行い、規則配列された矩形浮体まわりの波高分布を求めた。なお、実験装置の制約から、浮体が固定された状況下での回折散乱波問題に関する測定のみに限定した。模型堤体は鏡像原理により、堤体中心間距離 λ の1/2の幅の長水路に、想定した堤体の1/2(長さ80cm、幅35cm、高さ40cm)をきつ水dが20cm、開口率が20%となるように設置した。堤体に作用せしめた入射波の周期Tは0.7~2.9secの22種類、入射波高は5cmとした。また実験時の水深hは70cmと一定にした。

4. 実験結果と算定結果との比較：図-2は矩形浮体列の透過波側における C_T および $(K_{HT})_{rms}$ の実験結果と算定結果との比較を第1,2横軸に各々 λ/L , KRB (R_B ：堤体の代表長で堤体幅の1/2とした)をとり示すものである。なお、図中には開口部の効果は無視した2次元堤体の C_T の算定結果についても比較のため併せ示した。まず上記の解析による算定結果に着目すると、 $(K_{HT})_{rms}$ は C_T より常に大きな値を示し、特に横波共振点付近でそれが顕著なことがわかる。これは、 C_T が各進行波成分のx方向の平均エネルギーフラックスから求められているのに対し、 $(K_{HT})_{rms}$ はフラックスのような方向性の概念が考慮されていないためである。実験結果と算定結果を比較すると C_T 、 $(K_{HT})_{rms}$ とも、実験

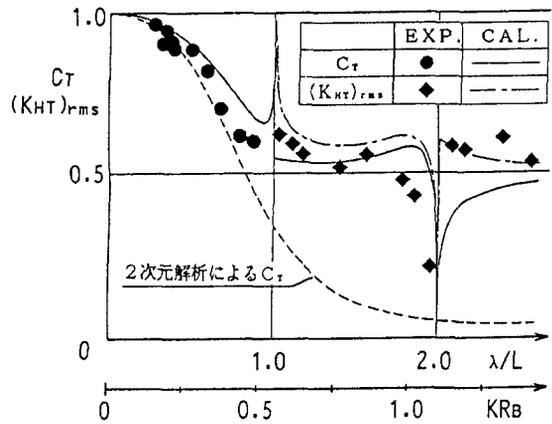


図-2 矩形浮体列の C_T および $(K_{HT})_{rms}$
(開口率20%, $H/h=0.07$, $H=5.0\text{cm}$, $\lambda=200\text{cm}$)

結果の方が算定結果より多少低い値をとるものの、両者はほぼ一致していることが認められる。次に、透過波に及ぼす開口部の効果を検討すると、 $\lambda/L < 1$ の長周期波側では2次元および3次元解析による結果に大きな差はないが、短周期波側では3次元解析による C_T の方がかなり大きくなるなど顕著な差異が認められる。このような検討から、規則配列された堤体まわりの波高分布は、特に $\lambda/L > 1$ となる短周期波側で無限の堤体長を想定した2次元解析で予測することは困難で、開口部の効果を考慮した3次元解析による予測が是非必要になることがわかる。

5. 結語：矩形浮体列まわりの波変形は、それが2次元なものとなる場合を含めほぼ本解析法によりに予測できることや、堤体列まわりの波変形は、特に $\lambda/L > 1$ となる条件下で本解析法のように開口部の効果を考慮した解析が必要になることなどが判明した。

<参考文献> 1) 吉田ら：任意断面の鉛直柱体列による波の散乱と波力の解析法，第33回海講論文集，pp. 521-525, 1986. 2) 中村ら：規則配列された沖合消波堤まわりの波浪共振の特性とその解析法，第35回海講論文集，pp. 527-531, 1988.