

孤立波における底面摩擦に関する研究

東北大学 学生会員	○西脇 遼
東北大学 正会員	Nguyen Xuan TINH
東北大学 フェロー会員	田中 仁
秋田大学 正会員	渡辺 一也

1. はじめに

従来の数値計算を用いた津波シミュレーションにおいて、底面せん断力は定常流抵抗則により評価されている。しかし、津波においてマンニングの粗度係数による底面摩擦の評価は妥当ではないという報告がなされた¹⁾。そのため底面せん断力を正しく評価する計算手法が必要とされている。既往研究において、新たな粗度係数 n_0 を用いた一次元モデルの数値計算が行われた²⁾³⁾。その結果、従来の計算に比べた際、明確な底面せん断力の違いが現れた。既往研究では正弦波が用いられたものの、浅海域に到達した波浪は非線形性を示すため、孤立波での表現がより正確である。

そこで本研究では、孤立波において新たな粗度係数を用いた数値計算を行い、マンニング式を用いた従来の計算との比較をした。さらに、浅水流方程式中の局所項と摩擦項の比を取り、摩擦の影響を無視できない水深に関する検討を行った。

2. 研究方法

津波計算において通常、短周期波の場合は波動抵抗則が用いられる。一方、長周期波においては定常流抵抗則が適応される。しかし深海域と浅海域の境界において、いずれの抵抗則を用いるべきか長年明らかにされていない。既往研究では正弦波を用いて、抵抗則判定条件の有効性の検討を行った。

今回の数値計算では孤立波を用いた。孤立波は正弦波と異なり境界層外部の流速が $0(\text{m/s})$ 以下になることはない。孤立波は式(1)に示すような双曲線関数で表される。

$$\eta = \eta_0 \operatorname{sech}^2(2\pi t/450) \quad (1)$$

ここで η_0 : 初期波高(m), t : 時間(s)である。初期波高は 0.5m とし、孤立波の山の部分の時間を 450 秒とした。図-1 に孤立波の波形を示す。

数値計算においては一次元浅水流方程式を用いた。式(2)に連続式、式(3)に運動方程式、式(4)に流量 M の定義を示す。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn_0^2 M}{D^3} |M| = 0 \quad (3)$$

$$M = uh \quad (4)$$

ここで η : 表面水位(m), h : 静水深(m), D : 全水深(m), g : 重力加速度(m/s^2), n_0 : 新たな粗度係数($\text{s/m}^{1/3}$), M : x 方向の流量フラックス(m^2/s), u : x 方向の流速(m/s)である。また式(3)の左辺第1項から第4項まではそれぞれ局所項、非線形項、圧力項、摩擦項である。

新たな粗度係数 n_0 は津波の下での底面せん断力の評価のために用いられ式(5)で示される。

$$n_0 = an \quad (5)$$

ここで n はマンニングの粗度係数であり、係数 a は波動摩擦係数 f_w と定常流摩擦係数 f_c を用いて式(6)で表わされる。

$$a = \sqrt{f_w/f_c} \quad (6)$$

次に計算領域に関して述べる。陸上から震源までの水平距離 $x=200\text{km}$ とし、震源での深さ $h=4000\text{m}$ の $1/50$ 勾配とした。数値計算では陽形式のリーブフロッグ法を用いて、波源域の境界より波高 0.5m の孤立波を入力した。空間格子間隔および時間格子間隔は $\Delta x = 50\text{m}$, $\Delta t = 0.1$ 秒とした。また底質粒径 $d=0.3\text{mm}$ とした。

リーブフロッグ法により、各メッシュでの波高が一定値に収束するまで繰り返し計算を行った。計算は、まず従来のマンニングの粗度係数 $n=0.025$ を用いた数値計算を行い、次に津波の下での底面せん断力を正しく評価するために新たな粗度係数 n_0 を用いた数値計算を行った。以下新たな手法を用いた計算を Method 1、従来の手法による計算を Method 2 とする。

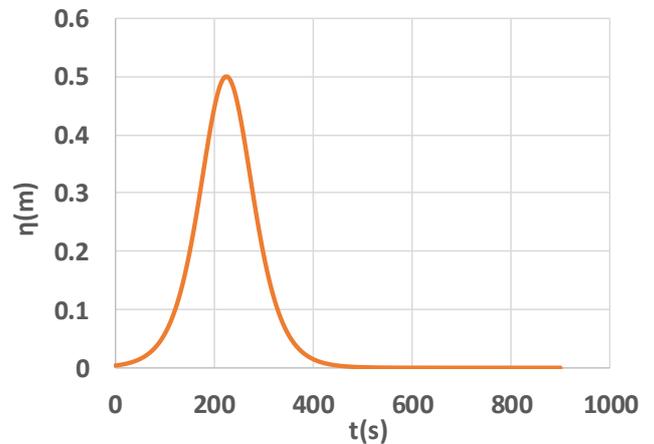


図-1 孤立波

キーワード：浅水方程式、孤立波、底面せん断力、局所項、摩擦項

連絡先（〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06 TEL 022-795-7453）

3. 計算結果

以下に数値計算の結果を示す. まず式(5)による係数 a の分布を図-2 に示す. 波源域での係数 $a=3.3$ となり, そこから浅海域に向かうに従って値が減少していく. 水深 $h=4.47\text{m}$ の地点で $a=1.0$ の値を取る. マニング式は水深 $h=4.47\text{m}$ 以浅の狭い範囲であることがわかる.

図-3 に Method1 と Method2 における底面せん断力 τ の最大値を示す. 波源域において定常流抵抗則を用いた場合, 底面せん断力 τ は新たな粗度係数 n_0 を用いた底面せん断力の 1/10 程度であることが確認された. 浅海域では Method1 と Method2 の値は最終的に一致し, 底面せん断力 τ はいずれの手法においても正しい評価を行うことができる.

図-4 に Method1 と Method2 の浅海部における最大シールズ数 τ^*_m を示す. シールズ数は波浪による底質の移動しやすさを表し $\tau^*_m=0.05$ 以上の値で底質が移動する. 波源域から浅海域にかけては, 従来の手法の過小評価が見られた. 新たな手法では $h=18.09\text{m}$ において, 従来の手法に比べて深い領域で底質の移動が生じることが確認できる.

最後に浅水流方程式中の局所項と摩擦項のオーダーの比較により摩擦の影響を無視できない限界水深に関する検討を行った. 関数 r =摩擦項/局所項と定義し, 底面摩擦が支配的な領域を調べた. 図-5 に結果を示す. 既往研究⁴⁾において r の値が $0.001 \leq r \leq 0.1$ に該当する範囲では, 波動摩擦を考慮すべきゾーンであり, $r > 0.1$ の領域では定常流摩擦の使用可能な領域であるとされている. 新たな手法では従来の手法に比べて, 広い領域で波動摩擦を考慮すべきであることがわかる. また $r=0.1$ となる水深に関しては Method1 と Method2 において大きな違いは見られなかった.

4. おわりに

本研究では孤立波において新たな粗度係数を用いた数値計算を行い, 従来の手法であるマニング式との比較を通じて摩擦を考慮すべき領域に関して調査した.

従来の手法よりも新たな手法では摩擦を考慮すべき領域は広い範囲となり, 波源域から水深 $h=18.09\text{m}$ にかけてマニング式による底面せん断力の過小評価が明らかとなった.

参考文献

- 1) Williams, I.A. and Fuhrman, D.R.: Numerical simulation of tsunami-scale wave boundary layers, Coastal Engineering, Vol.110, pp.17-31, 2016.
- 2) Nguyen Xuan Tinh, 田中 仁, 西脇 遼, 渡辺 一也: 摩擦係数の遷移特性を考慮した津波伝搬の一次元計算津波, 土木学会論文集 B1(水工学), 第75巻, 2019.
- 3) 田中 仁, Nguyen Xuan Tinh, 宋 文正: 津波の下での底面境界層発達と底面せん断力の特性, 土木学会論文集 B2(海岸工学), 第74巻, pp.313-318, 2018.
- 4) Nguyen Xuan Tinh and Hitoshi Tanaka.: Study on boundary layer development and bottom shear stress beneath a tsunami, Coastal Engineering Journal 2019.

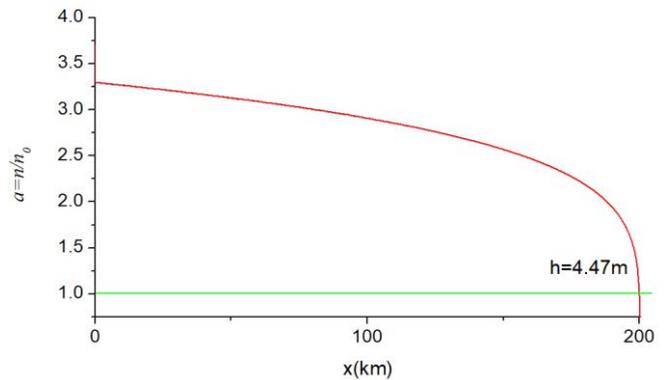


図-2 係数 a

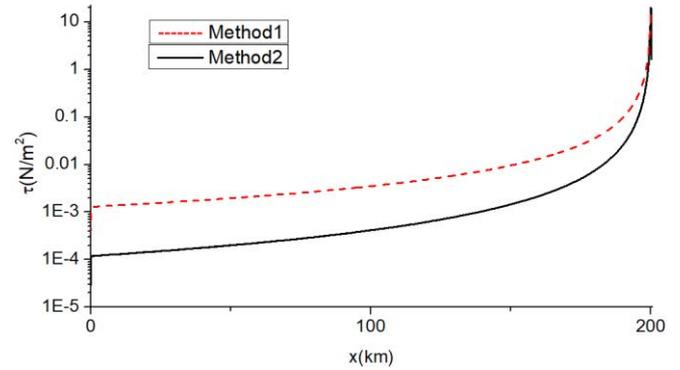


図-3 底面せん断力 τ

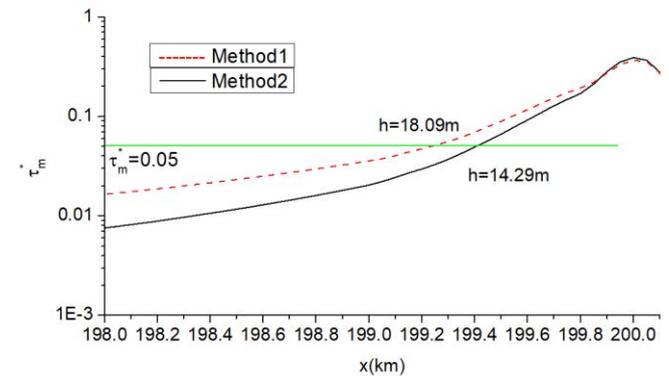


図-4 最大シールズ数 τ^*_m

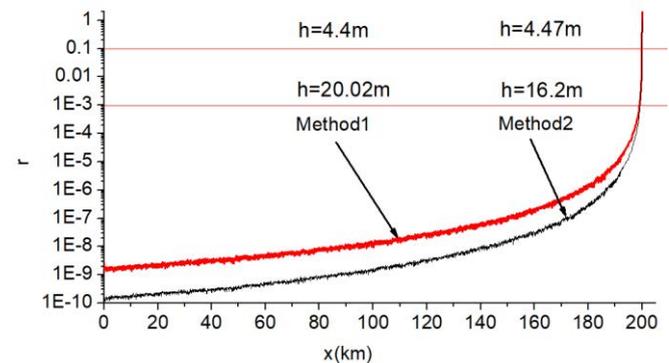


図-5 関数 r