

静水域に伝搬する波動下の底面境界層特性

Bottom Boundary Layer beneath Solitary Wave Motion

Mohammad Bagus Adityawan¹ · Bambang Winarta² · 田中 仁³ · 山路弘人⁴

Mohammad Bagus Adityawan, Bambang Winarta, Hitoshi TANAKA and Hiroto YAMAJI

The Manning equation is commonly used in assessing the bed stress and also in modeling the wave propagation and run up. Nevertheless, this method might lead to an inaccurate estimation of the bed stress. In the present study, we will discuss the application of wave boundary layer in wave modeling. The free stream velocity at several cross sections is obtained from numerical simulation of solitary wave run up on a sloping beach. The wave propagation is calculated using the depth averaged equation with conventional Manning approach. The 1D vertical $k-\omega$ model will be used to assess the bed stress in wave propagation and run up. The velocity will be used as an input for the 1D model at the corresponding cross section.

1. はじめに

波動下における底質移動外力の評価を目的として、これまで多くの底面境界層に関する研究が行われている。(例えば, Fredsøe · Deigaard, 1992). 通常, 波動境界層の厚さは水深に比べてきわめて薄く, 従来行われた研究のほとんど全てはこのような場を対象としている。しかしながら, 波の周期が増加するにつれて波動境界層は成長するので, 上記の仮定が破綻することもあり得る。このような波動はむしろ定常流にきわめて近いものと考えられ, このため, 津波・高潮・潮汐などの長波性の波動の場合には, マニングの粗度係数に代表される定常流の抵抗則が用いられてきた。しかし, このような波動と定常流の二種の抵抗則を使い分けるための判断基準は存在しない。そこで, 著者らは, 与えられた波動の諸元に対して, 通常の波動抵抗則, あるいは定常の抵抗則を準定常の仮定のもとに用いるべきかのいずれかを判定するための基準を理論及び実験の成果をもとに提案した(田中ら, 1998)。ただし, これらの実験は周期的な波動に限定されている。

一方, 津波のようにほぼ静水状態の水域に伝搬する波動下においては, 波動先端部において流速ゼロの状態から急激な流速の立ち上がりを伴っており, 先行波の履歴の効果を伴っていない点において, 周期波と大きな相違がある。従って, 津波による土砂移動の精緻なモデリングのためにはこのような入射波先端部における底面境界層の特性を明らかにすることが強く求められる。

そこで, 本研究においては, 特殊な発生装置を備えた

閉管路を使用した室内実験を行い, 水平床上の津波を模擬する波動として, 孤立波に対応する流速場における底面境界層に関する実験を行った。さらに, 斜面を遡上する孤立波について, 浅水方程式と乱流モデルを用いた底面境界層の数値計算を行い, Synolakis (1987) による実験結果を対象として, 従来の定常流抵抗則(マニング式)を援用した底面せん断力算定手法と実験データとの比較をもとに誤差評価を行った。

2. 研究手法

(1) 実験方法

図-1に実験装置の概要を示している。実験装置は断面が縦100mm, 幅150mm, 全長が4mの管路部分と, 下流端開閉装置, ヘッドタンクからなっている。管路は塩化ビニル板を貼ることにより滑面とし, 実験流体には水を使用する。ヘッドタンクの水位は任意に設定することが可能である。流速の測定にはレーザー流速計を使用し, 管路後方に設置されている開閉装置の影響を考慮し, 下流端から1.3m離れた位置に設置した。管路下流部に任意の周期で開閉するゲートを設置することにより, 孤立波

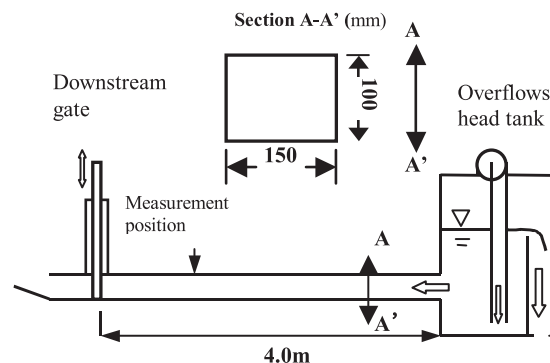


図-1 実験装置の概要

1 学生会員 M. Eng. 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻
2 学生会員 M. Eng. 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻
3 フェロー 工博 東北大学教授工学研究科土木工学専攻
4 正会員 東北大学助手工学研究科土木工学専攻

底面境界層を管路内に発生させる。ゲートは角型のアクリル版によって作られている。ゲートの開閉方法は、モーターに接続されたカム板を回転させ、アクリル板が取り付けられた鉄板の凸部に沿ってカム板が回転し、ゲートを規則的に上下させる。

また、底面近傍の流速分布に対数則を当てはめることにより底面せん断力を求めた。使用したデータ数は2点から15点の範囲である。装置および実験方法についての詳細な説明は、Yamajiら(2008)を参照されたい。

(2) 数値計算方法

斜面を遡上する孤立波の変形過程を再現するために、まず、通常の計算手法と同様にマンニングの粗度係数を用いて浅水流方程式を数値的に解いた。数値計算にはMc.Cormackの予測子・修正子法を採用した。斜面上を遡上する波の先端条件には微小な打ち切り水深を与えた。ここでは、Synolakis(1987)による実験結果を対象としている。実験の概要ならびに以下で用いる変数の定義を図-2に示した。なお、斜面勾配は1/20である。

次の過程においては、得られた流速値を境界層外縁流速として用い、これを乱流モデルの圧力勾配に代入して底面境界層の数値計算を行った。境界層の数値計算にはWilcox(1988)による鉛直一次元の $k-\omega$ モデルを使用した。Suntoyoら(2008)はのこぎり状の波形を有する、碎波帯内を模擬した流速場に対して、 $k-\omega$ モデルをはじめ数種の乱流モデルを適用し、同モデルが良好な結果を与えることを示している。

なお、前述の水平床上の孤立波を模擬した閉管路の実験条件に対しても $k-\omega$ モデルを適用し、実験条件の再現を試みた。

3. 結果

(1) 水平床上の孤立波境界層に関する検討

図-1の装置より得られた実験結果を図-3に示す。同図の上段は境界層外縁流速、下段は流速分布から底面せん断力 τ_0 を求めた結果である。

境界層外縁流速は常に正の値であるにも関わらず、底

面せん断力に負の値が生じていることがわかる。これは、正弦波動下における結果とは大きく異なり、孤立波特有の現象である。実験値(●)は乱流モデル($k-\omega$ モデル)による値(実線)と良好な一致を示し、乱流モデルの妥当性を示している。

一般的に底面せん断力は流速の二乗に比例すると仮定される。そこで、この仮定を用いた従来の定常流の計算手法による算定値を図中に破線で示した。ここでは壁面の粗度係数を $n=0.01$ と仮定し、管路の断面形状から潤辺を求めて壁面せん断力を算出した。図-3の結果は、この様な簡便な推定法が成立しないことを示している。特に、負のせん断力の発生、また、位相のずれを表現することが出来ていない。津波に伴う非定常運動下の底質移動現象を扱う際には、この様な非定常運動特有のせん断力を考慮しなければならない。

(2) 斜面上の孤立波の遡上に関する検討

Synolakis(1987)の実験条件に対して、非線形長波の基礎式をもとに遡上過程の数値計算を行った。図-4の細い実線がマンニングの粗度係数を用いた計算であり、水面形は比較的良好な一致を示している。なお、無次元時間の定義は $t^*=(g/h_0)^{0.5}$ である。また、図中の太い実線については後述する。

次に、以上に示した浅水流方程式による数値計算から得られた流速波形を境界方程式における外縁流速として与え、上述の乱流モデルを適用して底面境界層の数値計算を行った。

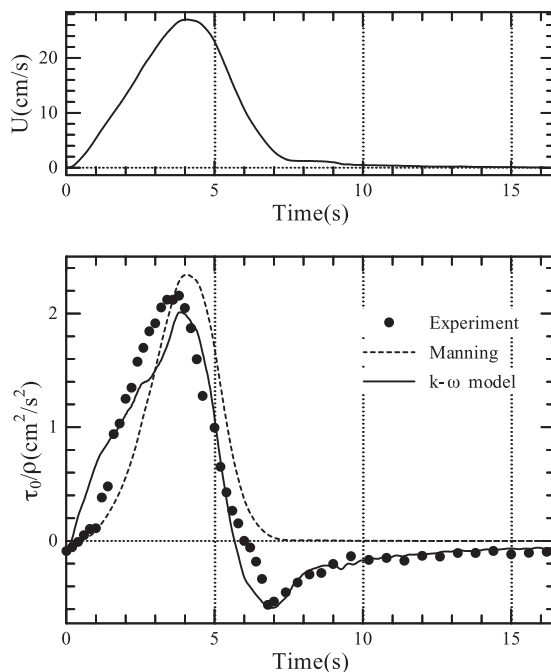


図-3 境界層外縁流速および底面せん断力の変化

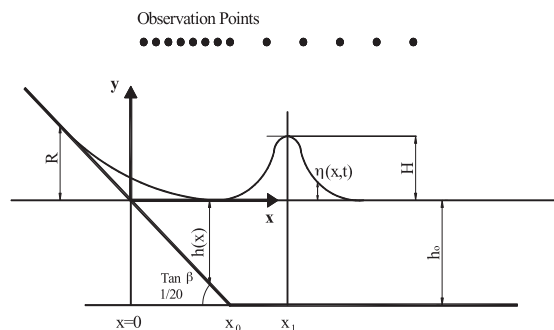


図-2 一樣勾配斜面を遡上する孤立波

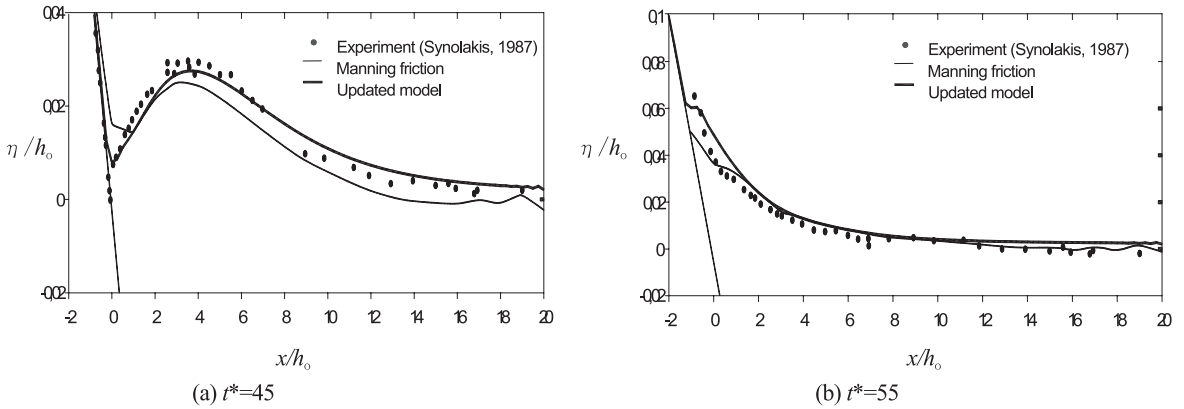


図-4 水面波形

図-5は乱流モデルから得られた底面境界層内の鉛直流速分布を示している．計算位置は図-2の $x=x_0$ であり，斜面と水平床の交点に位置する．また， y' は底面から上向きに正方向とする鉛直座標であり， δ は境界層方程式による数値計算の上端高さである．図によれば，加速期において境界層外部の流速は鉛直方向に一樣な分布を有しており，周期波とは異なる孤立波固有の特徴が見られる．ただし，その後の流速分布は，正弦波振動流境界層などに一般的に見られる特徴であるovershootを示している．

次に，底面せん断力に関する計算結果を，マニング式による算定値とともに図-6に示した．計算位置は，やはり図-2の $x=x_0$ である．図-6によれば，通常，津波の数値計算に多く用いられるマニングの式による底面せん断力の算定結果はきわめて小さい値を示していることが分かる．このため，図中では10倍のスケールで示している点に注意されたい．同図より，通常使用されることの多いマニングの式では底面せん断力を大幅に過小評価していることが分かる．また，全体的な時間波形を見ると，乱流モデルによれば，減速時においてせん断力が大きく負側に振れてピークを形成している点がきわめて特徴的である．これは，図-3の実験結果に見られた現象にきわめて類似している．

図-7はせん断力と流速との関係を示す．マニング式による算定値は先と同様に，やはり10倍の鉛直スケールで表示している．マニングの式ではせん断力は速度の二乗に比例し，これより両者の関係は基本的に放物線となっている．一方，乱流モデルによれば両者の関係はループを描き，流速と底面せん断力の間に位相のズレが認められる．このように，実験室規模での孤立波動下に対してマニング式を適用した場合，底面せん断力算定に大きな誤差を伴うことが明らかになった．

そこで，以下では，図-6，図-7に見られる底面せん断力の変動特性を，浅水流方程式にもとづく数値計算にフィードバックするために，以下の様に摩擦係数の定式化

を行う．

まず，既往の研究をもとに底面せん断力の瞬時値が境界層外縁流速の二乗に比例するものと仮定する．そして，乱流モデルから得られる底面せん断力の時間変化から，次式により摩擦係数 f を算出する．

$$\tau_0 = \frac{\rho}{2} f U |U| \dots\dots\dots (1)$$

上式による算定手法では，図-3に見られたように，流速が常に正值であるにも関わらず，減速期に負側に振れる底面せん断力の特徴を表現できない．しかし，ここでは数値計算へ取り込む際の簡便さを優先し，また，せん断力波形の細部よりも，最大値に代表されるせん断力値自体の大小を精度良く表現することを目的として，この式を採用することとした．

これより，図-8の様な図を描くことにより，最小二乗法を当てはめて摩擦係数 f を得ることが出来る．図には $x=x_0$ での事例を示している．同様な計算を他の計算点においても実施することにより，図-9を得ることが出来る．同図によれば，式（1）で定義される摩擦係数は沖の平坦床部においてはほぼ一定値を示し，斜面法尻で一度増加した後減少に転じている．

このような摩擦係数の空間変動に対して，図に示され

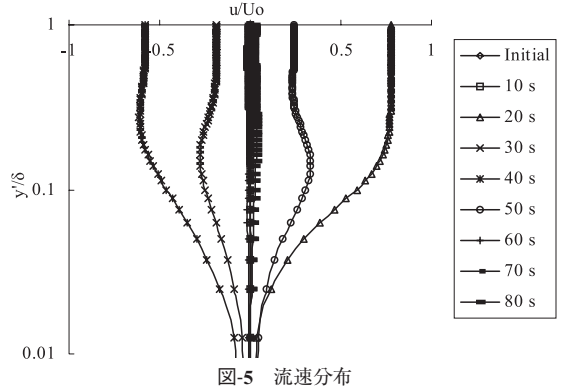
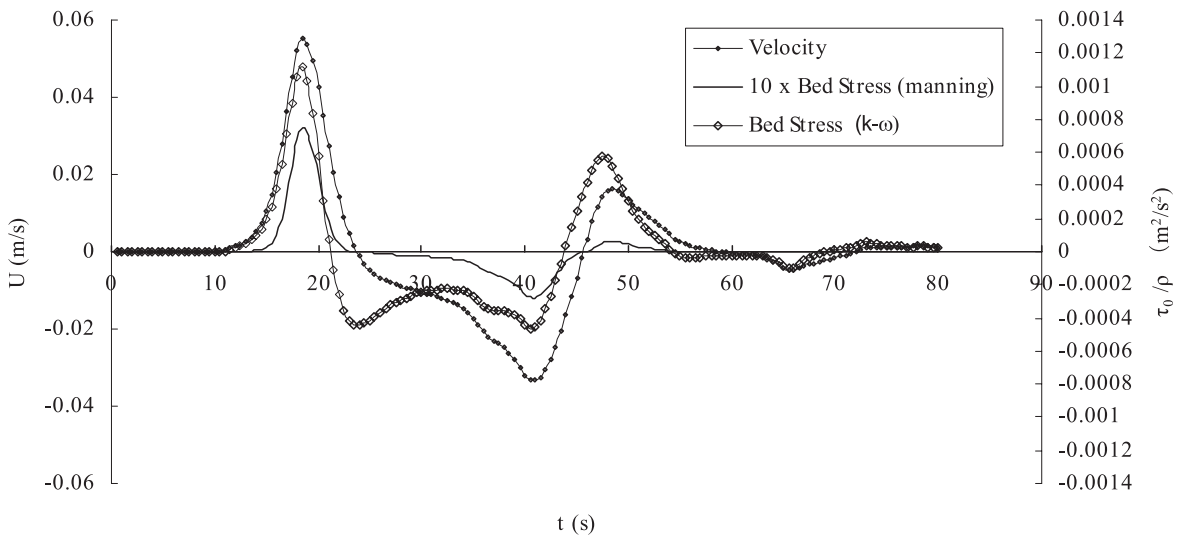
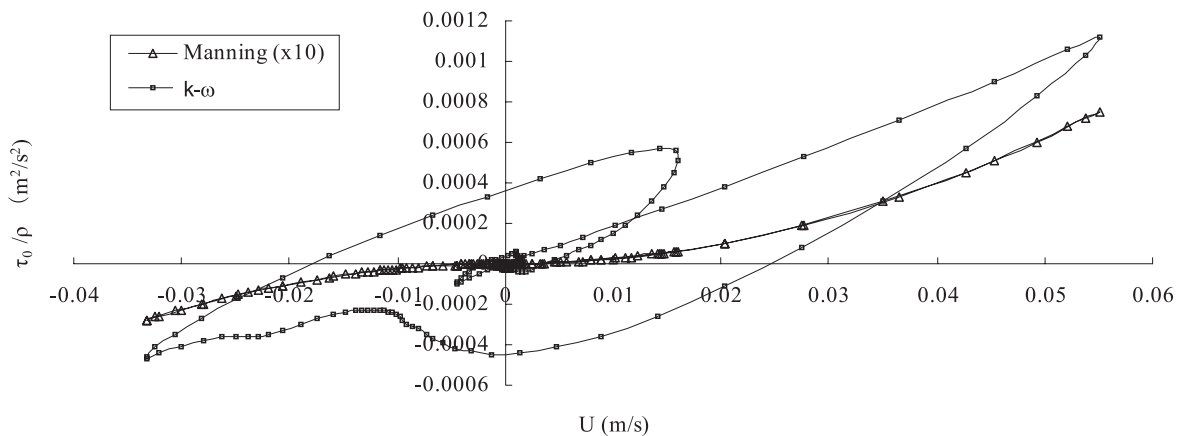
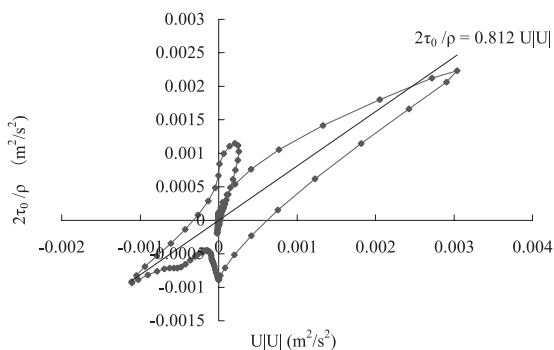
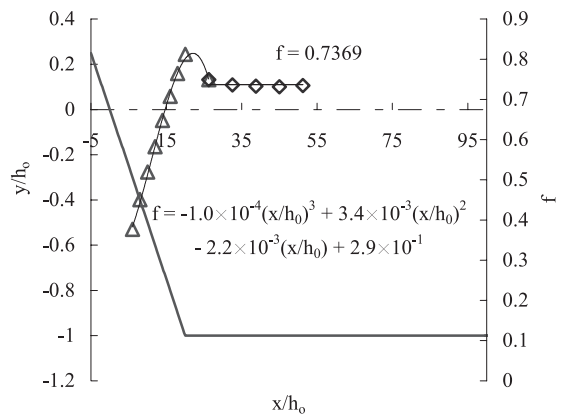


図-5 流速分布

図-6 底面せん断力の経時変化 ($x=x_0$)図-7 底面せん断力と流速との関係 ($x=x_0$)図-8 底面せん断力の経時変化 ($x=x_0$)図-9 摩擦係数 f の空間分布

たように沖側で一定値、浅海部で三次のべき乗式を当てはめ、改めて浅水流方程式にこの式を代入して数値計算を実施した。

図-4の太い実線はこの様にして得られた計算結果であり、マンニングの粗度係数を用いた計算値に比べて実験値

との一致度が改善されていることが分かる。

実験値と数値計算との一致度について、より定量的な評価を行うために、平均誤差、標準偏差、相関係数を算

表-1 数値計算の誤差

底面摩擦力の 計算方法	平均誤差 (m)	標準偏差 (m)	相関係数
マニング式 ($n=0.05$)	0.00226	0.00169	0.972
マニング式 ($n=0.04$)	0.00227	0.00167	0.972
マニング式 ($n=0.03$)	0.00228	0.00166	0.972
マニング式 ($n=0.02$)	0.00229	0.00166	0.971
マニング式 ($n=0.01$)	0.00229	0.00166	0.971
k- ω モデル (図-9)	0.00181	0.00111	0.981

出した。その結果を表-1にまとめた。ただし、図-4と同様な水面波形が8つの位相に対して算出され、それぞれに40点程度の実測値が存在する。このため、上記の統計量は344個のデータをもとに算出した。表-1によれば、マニングの粗度係数を用いた計算においては、その値を変化させても、誤差に大きな変化は見られない。一方、k- ω モデルから得られた摩擦係数を用いることにより、マニングの式によるものよりも高い精度の計算結果を得ていることが確認された。

4. おわりに

水平床および一様勾配地形を伝搬する孤立波による底面境界層に関して、実験および数値計算をもとに検討を行った。主要な結論を以下に示す。

- (1) 閉管路を用いた底面境界層実験の結果、境界外縁流速が常に正であっても、減速期に底面せん断力に負値が生じることが確認された。定常流の知見を援用した抵抗則では、このような現象を表現することが出来ない。
- (2) k- ω モデルから得られた摩擦係数を浅水流方程式と組み合わせることにより、Synolakis (1987) の実験による水面波形を精度良く再現できることが確認された。その誤差はマニングの粗度係数を用いた計算結果よりも小さいものであった。

謝辞：本研究の一部は四川大学国家重点実験室の Open Fund Researchの一環として実施されたものである。ここに記して関係各位に深甚なる謝意を表する。

参 考 文 献

- 田中 仁・アーマドサナ・川村育男 (1998) : 波動境界層の準定常性に関する理論及び実験, 土木学会論文集, 第593号/II-43, pp.155-164.
- Fredsøe, J. and R. Deigaard (1992) : Mechanics of Coastal Sediment Transport, World Scientific, 369p, 1992.
- Suntoyo, H. Tanaka and A. Sana, (2008) : Characteristic of turbulent boundary layers over a rough bed under saw tooth wave and its application to sediment transport, Coastal Engineering, Vol.55, pp.1102-1112.
- Synolakis, C. E. (1987): The run up of solitary waves, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 185, pp.523-545.
- Wilcox, D.C. (1988) : Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models, AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310.
- H. Yamaji, Suntoyo and H. Tanaka (2008) : Boundary layer flow and bed shear stress over smooth bed under solitary wave, Proceedings of 10th International Summer Symposium, pp.57-60.