

波による底泥の質量輸送における 底泥のレオロジー特性の影響について

Huynh Ngoc Trien*. 磯部 雅彦**. 小林 智尚***. 渡辺 晃****

1. 序 論

泥浜海岸の開発と環境問題への関心の高まりにともなう、海岸における波と底泥との干渉の問題が研究者の関心を集めるようになった。これに関する研究対象の一つが波作用下での泥の運動であり、航路や泊地のシルテーション問題の重要な要素である。

泥の輸送現象は、浮遊泥としての輸送と底泥内での質量輸送とに分類される。木原ら (1987) は、熊本港において潜堤の有無によるポケットの埋め戻しの違いを現地観測し、高さ 1m の潜堤でもほぼ完全にポケットの埋め戻しを抑制することができることを報告している。これは、底泥の質量輸送の重要性を示唆するものであるが、断定的な結論を得るにはさらに実験等を行う必要がある。

底泥の質量輸送の予測に関して多くのモデルが提案されているが、これらの主な違いは底泥のレオロジー特性の仮定にあり、これまでに、粘性流体、粘弾性体、塑性体というような仮定が用いられてきた。著者ら (1990) が開発した動的回転せん断試験機を用いて実験した結果によれば、歪速度の振幅が小さいときには歪速度とせん断力とがヒステリシスループを描き、ある程度以上大きくなると両端に尾が延びるようになり、塑性モデルに近くなる。

本研究における試みでは、ヒステリシスループが相対的に無視できるものとし、ビンガム流体あるいは準ビンガム流体として塑性の影響を考慮して、底泥の周期運動、エネルギー逸散、波高減衰、質量輸送を数値計算する。これまでの多くの研究 (たとえば、Tsuruya ら, 1987; Zhao・Jin, 1988; Sakakiyama・Bijker, 1989; 柴山ら, 1990) では、塑性体を部分あるいは全体を代表する粘性体におきかえて取り扱われてきたが、それらでは Sakakiyama・Bijker (1989) の実験結果にみられる底泥上部のほぼ一様な質量輸送速度分布を説明できてい

ない。Mei・Liu (1987) は長波と塑性泥との干渉モデルを提案したが、粘性の影響は無視され、また、実験結果との比較も行われていない。そこで本研究では、塑性と粘性をふくむビンガム流体に対する数値解析法を開発する。

2. モデル方程式

(1) 解析の仮定と底泥の構成方程式

波と底泥の相互干渉が複雑になるのは、主に底泥のレオロジー特性と動的変化によるものであり、ここでの解析ではある程度の仮定を設けて簡単化する。

a) 底泥層は固定床上にあるものとし、その厚さは鉛直速度や加速度が無視できる程度に小さいものとする。

b) 波作用下において底泥は流体化し、ビンガム流体あるいは準ビンガム流体として、次の構成方程式が成り立つものとする。

$$\left. \begin{aligned} \dot{\gamma} &= 0 & (|\dot{\gamma}| < \dot{\gamma}_1) \\ \mu_1 \dot{\gamma} &= \tau - \tau_{y1} \text{sign}(\dot{\gamma}) & (|\dot{\gamma}| < \dot{\gamma}_c) \\ \mu_2 \dot{\gamma} &= \tau - \tau_{y2} \text{sign}(\dot{\gamma}) & (|\dot{\gamma}| \geq \dot{\gamma}_c) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\dot{\gamma}$ はせん断歪速度、 τ はせん断応力であり、その他の記号は 図-1 で定義される。

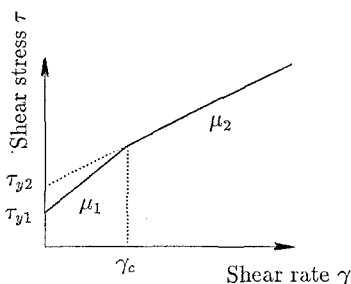


図-1 底泥のレオロジーモデル

c) 底泥は流体状化しているため、波による変動圧力は全底泥層に鉛直に伝わる。また、底泥表面の変動水圧は水層の厚さに相当する水深での微小振幅波理論から得られる。

d) 外力としては、圧力勾配に比べて底泥表面のせん断力は無視できる。

これらの仮定の妥当性については、実験の節で改めて

* 工修 東京大学大学院 土木工学専攻
** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科
*** 正会員 工修 東京理科大学助手 理工学部土木工学科
**** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

議論する。

(2) 基礎方程式と境界条件

以上の仮定のうち主に底泥の塑性により、図-2 のように底泥の運動は、1) セン断応力が降伏値以下で剛体的に様に運動する上層と、2) セン断応力が降伏値を越えせん断歪速度を生じる固定床付近の下層、の2層に分類されることがわかる。 $U(t)$ を剛体部の一様速度、 $u(z, t)$ をせん断層での速度分布とすれば、構成方程式 (1) において $\gamma = \partial u / \partial z$ であることから、それぞれについて運動方程式は次のようになる。

$$\rho_m \frac{dU}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\tau_{yi} \text{sign}(U)}{d-h} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\rho_m \frac{du}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_i \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $\partial p / \partial x$ は水平方向の変動水圧勾配、 ρ_m は底泥の密度、 μ_i ($i=1, 2$) はせん断歪速度によって2種類の値を取る粘性係数、 z 鉛直座標、 t は時間である。

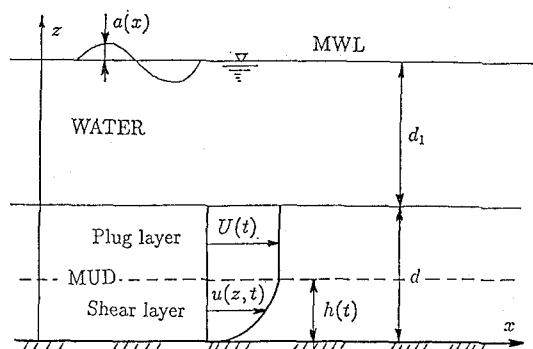


図-2 底泥層内に生じる剛体層とせん断層

境界条件は、剛体層とせん断層の境界での変位速度とせん断応力（したがってせん断歪速度）の連続条件と固定床上での non-slip 条件である。

$$U(t) = u(h, t) \quad (z=h) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (z=h) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$u(0, t) = 0 \quad (z=0) \quad \dots\dots\dots (6)$$

なお、底泥層上面での境界条件はせん断応力が0となることであるが、これは式 (2) の右辺第2項を求める際に既に用いられている。

以上の基礎方程式と境界条件において、未知関数は $U(t)$ 、 $u(z, t)$ および $h(t)$ である。

(3) 数値計算の方法

数値計算においては、差分法を用いることとし、厚さ h のせん断層を $(N-1)$ 層に等分割し、固定床上の点の番号を1、せん断層と剛体層との境界の点の番号を N とする。新しいタイムステップでの u_i ($i=1, N$)、 U 、 h の $(N+2)$ 個の未知数に対し、式 (2) から $N-2$

個の式が得られることを考慮すると式 (2)~(6) の差分式は合計 $(N+2)$ 個となる。したがって、時間ステップを追って次々に解を求めることができる。ただし、方程式は h に関して非線形であるため、ニュートン法を用いて解を求めたが、計算の安定性を確保するために修正量を緩和するようにした。

この方法により、Mei・Liu (1987) に比べて粘性の影響が考慮できるだけでなく、多少の変更により非一様な底泥に対しても数値解を求めることができる。

数値解を見ると、底泥の運動は次の2つのパラメタによって連続的か間欠的であるかに分類される。

$$\alpha = \tau_{yi} / (\rho_m g k A d) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\varepsilon = \mu_i / (\rho_m w d^2) \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 k は波数、 w は含水比、

$$A = (2a) / (\cosh k d_1) \quad \dots\dots\dots (9)$$

であり、 a は波の振幅である。 α の限界値は Mei・Liu (1987) のように一定値ではなく、 ε の関数となる。

(4) 波高減衰

底泥層におけるエネルギー逸散により波の進行とともに波高が減衰する。波高減衰を求めるための式は

$$\frac{d}{dx} (E C_g) = -D \quad \dots\dots\dots (10)$$

で表される。ここに、 $E (= \rho g h^2 / 2)$ 、 ρ は水の密度) および C_g は波のエネルギーおよびエネルギー輸送速度である。また、 D はエネルギー逸散速度であり、底泥内でのせん断応力の仕事として、

$$D = \left\langle \int_0^h \tau \frac{\partial u}{\partial z} dz \right\rangle \quad \dots\dots\dots (11)$$

と計算される。上式に底泥の運動を解いた結果を代入して D を求めれば、式 (10) により波高変化が求められる。

(5) 質量輸送速度

ラグランジュ流の質量輸送速度 u_L^m は、オイラー流の質量輸送速度 u^m とストークスドリフトとの和として、

$$u_L^m = u^m + \left\langle \frac{\partial u}{\partial x} \int u dt \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u}{\partial z} \int w dt \right\rangle \quad \dots\dots\dots (12)$$

と表される。ここに、 u および w はオイラー流の水平および鉛直速度の時間変化を表す。

ここでは、1次元モデルを取り扱っているので、鉛直速度 w は0であるから、上式の右辺第3項は無視される。右辺第2項については波高減衰率 D_H を考慮すると、結局ストークスドリフト u_S^m が

$$u_S^m = \left\langle \left(-\frac{k}{\omega} \frac{\partial u}{\partial t} - u D_H \right) \int u dt \right\rangle \quad \dots\dots\dots (13)$$

と表される。これに底泥の速度変化を代入すれば、ストークスドリフトが計算される。

オイラー流の質量輸送速度 u^m については、Sakakiyama・Bijker (1988) の表示式を基にして計算する。

$$\mu_{ave} \frac{\partial^2 u^m}{\partial z^2} = \frac{\partial \langle \rho_m u^2 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle \rho_m u w \rangle}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 μ_{ave} は粘性係数の時間平均値である。ここでは、 $w=0$ であり、また、上式の右辺第1項を波高減衰率を使って表せば、

$$\mu_{ave} \frac{\partial^2 u^m}{\partial z^2} = -2D_H \rho_m \langle u^2 \rangle \quad \dots\dots\dots (15)$$

を得る。上式を、境界条件

$$u^m = 0 \quad (z=0) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{\partial u^m}{\partial z} = 0 \quad (z=h_m) \quad \dots\dots\dots (17)$$

の下で数値積分すれば、オイラー流の質量輸送速度が計算される。ただし、 h_m は $\langle u^2 \rangle$ が非一様となる層の厚さである。

式(13)によって得られるストークスドリフトと式(15)によって得られるオイラー流の質量輸送速度を加えれば、ラグランジュ流の質量輸送速度が求められるが、いずれの表示式でも波高減衰率 D_H が含まれている。

3. 実験

図-3 に示す実験水槽において底泥としてカオリナイトを用いて、1) 底泥の質量輸送の相対的重要性を調べるための実験、2) 底泥上の波の波長に関する実験、3) 外力としての圧力勾配の相対的重要性を調べるための実験、および、4) 底泥の波高減衰と質量輸送速度に関する実験を行った。

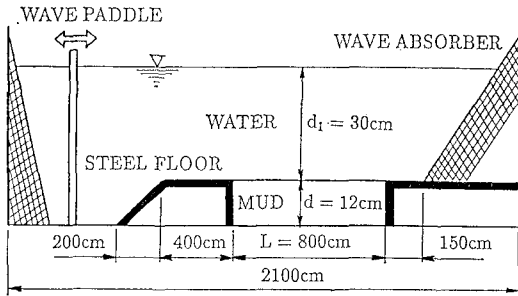


図-3 実験装置の概要

(1) 底泥輸送における質量輸送の役割

底泥を一様に敷きならした状態から台形のトレンチを掘り、トレンチ内に仕切り板を設置した場合としない場合について、波を作用させてからの底面変化を測定した。図-4 は仕切り板を設置した場合の底面形状を示す。沖側(左側)では仕切り板まで急速に埋まるが、岸側(右側)では時間がかかる。底泥の輸送が波と底面勾配の影響の線形和で表されるとすれば、沖側と岸側の移動量の差の1/2が波による分と考えられる。一方、浮遊泥として仕切り板を越えて輸送された泥の量は、沖側と岸側の底泥の総量の変化から推定してわずかであり、底

泥層内の質量輸送が泥の輸送の主要な部分であると判断される。

(2) 底泥上の波の波長

底泥上の波の波長は、底泥の運動の影響によって、水層の厚さを水深とする固定床上の波の波長とは異なる可能性がある。図-5 は、底泥上の波の波長を測定した結果を、水層厚(30cm)および水層厚+底泥厚(42cm)を水深とする微小振幅波理論の波長と比較したものである。Tsuruya ら(1987)の実験結果も含め、波長に対する底泥層厚の影響は小さく、水層のみの厚さから波長を計算してよいといえる。

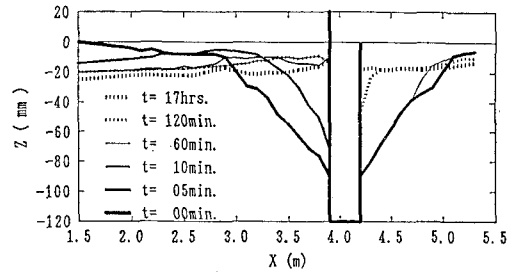


図-4 トレンチの埋め戻し実験

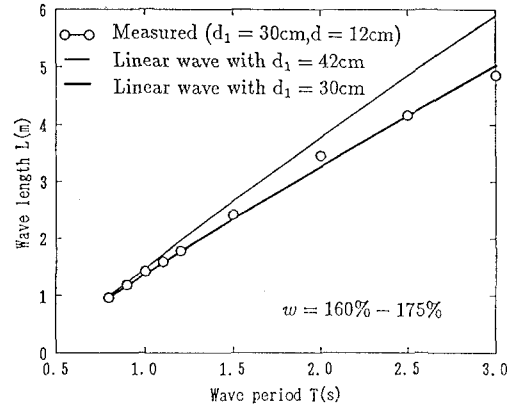


図-5 底泥上の水面波の波長

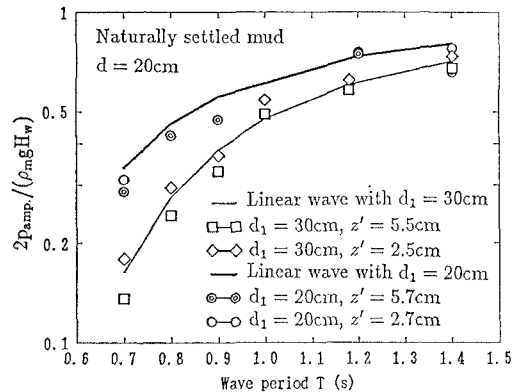


図-6 底泥中の水压変動振幅

図-6 は, Tsuruya ら (1987) によって得られた底泥層内の圧力変動振幅を, 水層厚を水深とした微小振幅波理論による底面圧力の変動振幅と比較した結果を示す。両者の一致は良好である。

(3) 外力としての圧力勾配の役割

底泥の運動に対する外力として, 底面せん断力に比べて圧力勾配が支配的であることを確認するため, 底面にナイロンカバーをした場合としない場合とで波高減衰を比較した。ナイロンカバーにより, 底面せん断力はほとんど無視できるか, 少なくともしない場合とは有為な変化があるにも関わらず, 図-7 に示す波高変化は両者でほぼ一致する。したがって, ナイロンカバーがあっても伝達される圧力によって底泥内の運動が起こり, それにともなってエネルギー逸散が生じることがわかる。

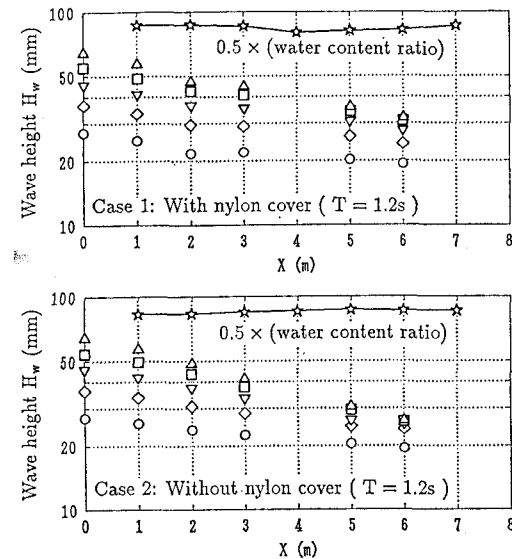


図-7 波高減衰に及ぼす底泥表面被覆カバーの影響

(4) 底泥内の質量輸送速度分布

底泥内の質量輸送速度の鉛直分布を測定するため, Sakakiyama・Bijker (1987) とほぼ同様な実験を行った。これは, 底泥部分の中間部において沿岸方向の鉛直面内に着色した底泥を挿入し, 2~5分程度波を作用させた場合の移動距離から質量輸送速度分布を求めるものであり, 側壁の影響を避けることができる。Sakakiyama・Bijker によるものも含め実験結果を計算結果と比較した。結果を次節で述べる。

4. 計算結果と実験結果との比較

底泥運動の解析モデルの妥当性を確かめるためには, 本来底泥運動の時間変化を計算値と実験値で比較すべきであるが, これは測定装置が開発されていないので不可能である。そこで, モデルによって予測される波高減衰

表-1 底泥モデル中の力学的特性値の推定値

Case	A	B	C	D
ρ_m (kg/m ³)	1380	1300	1225	1150
w %	132	171	223	379
τ_y^* (N/m ²)	22	19	8	0.7
μ^* (N _s /m ²)	2.2	2.08	0.70	0.20
τ_y^{**} (N/m ²)	9.5	5	2.6	0.7
μ^{**} (N _s /m ²)	12	8.5	5.9	2.9
τ_{y1} (N/m ²)	4.5	2.8	1	0.7
μ_1 (N _s /m ²)	1.5	1.3	0.60	0.30
τ_{y2} (N/m ²)	5.5	4.2	3	2
μ_2 (N _s /m ²)	1	0.8	0.5	0.15

* from Sakakiyama and Bijker (1989);

** from Tsuruya et al. (1987)

率と質量輸送速度分布について両者を比較した。

(1) 底泥モデルの特性値

底泥モデルにおいて, 降伏せん断応力と粘性係数は重要なパラメタである。これらのパラメタを Sakakiyama・Bijker (1989) と Tsuruya (1987) の実験結果から推定した。その結果, 降伏応力は前者によるものが大きく, 粘性係数は逆であった。この差は, Sakakiyama・Bijker (1989) の方が大きなせん断歪速度で実験を行ったために生じたのであろう。そこで, 著者らが動的回転せん断試験機を用いて行った実験結果を踏まえて図-1に示す構成則を用いることにし, Sakakiyama・Bijker (1989) の実験に対し表-1の下4行のように値を定めた。

(2) 波高減衰率と質量輸送速度

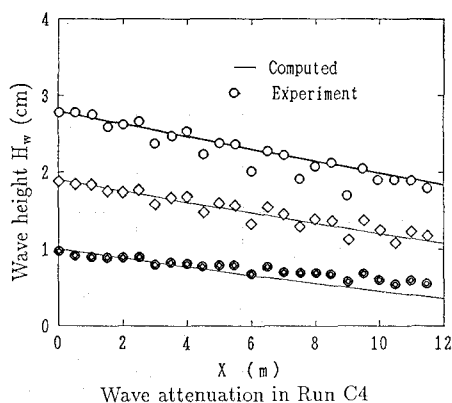
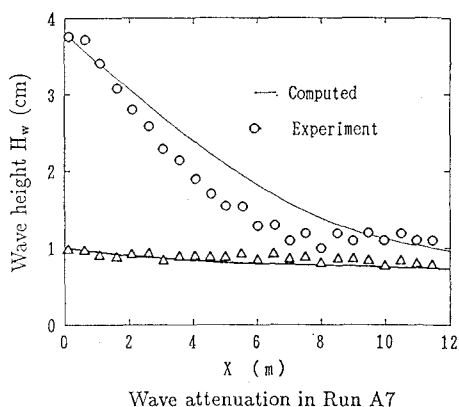
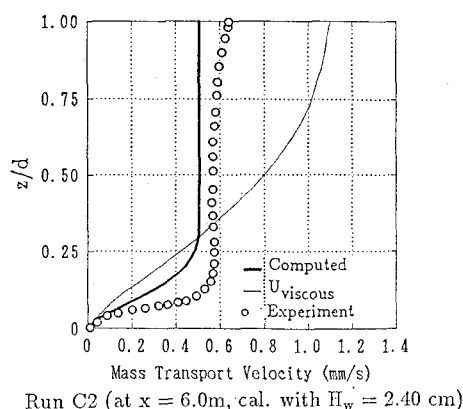
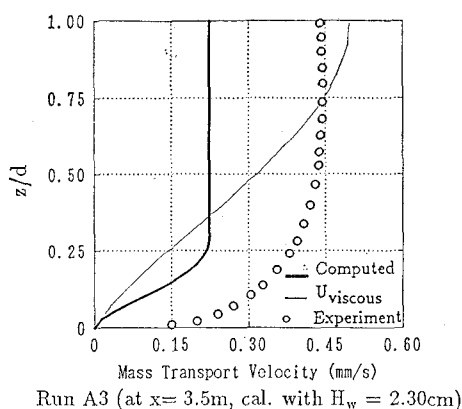
図-8 は波高分布と質量輸送速度の計算値と実験値とを比較したものの一例である。波高分布は両者がほぼ一致している。質量輸送速度については, 多少定量的な差がみられるものの, 粘性流体を仮定した計算結果 (Uviscous) に比べて, 底泥上層でのほぼ一様な質量輸送速度分布がよく再現されている。

図-9 は, 波高減衰係数について計算結果と実験結果の比較をとりまとめたものである。モデルのパラメタの推定値に誤差があったのではないかと考えられるケース Aを除き, 両者はよく一致する。

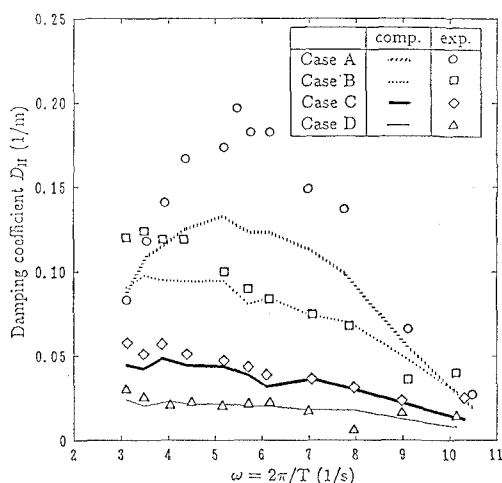
5. 結 論

波による底泥の運動に関して, 実験を行い, さらに数値計算モデルを開発した。主要な結論を以下に述べる。

- 1) 実験の範囲内で, 底泥内での質量輸送は泥の輸送における主要な部分となる。
- 2) 底泥の運動を引き起こす主要な外力は圧力勾配である。
- 3) 底泥の塑性の影響により, 底泥上部に剛体的運動を行う層ができ, これがその部分での質量輸送速度分布



図—8 底泥層内の質量輸送速度分布と底泥運動にともなう波高減衰



図—9 波高減衰係数の計算値と実験値との比較

参考文献

- 木原 力・高橋 誠・松本正昭・養父恒夫・川又良一 (1987): 干潟海岸における底泥移動の現地観測, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 397-401.
- 柴山知也・奥野雅量・A. N. Nguyen・佐藤慎司 (1990): 底泥移動に関する粘弾塑性体モデルの波流れ場への適用, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 240-244.
- Trien, H.N.・磯部雅彦・小林智尚・渡辺 晃 (1990): 底泥のレオロジー特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 225-229.
- Mei C.C. and P.L.-F. Liu (1987): A Bingham-plastic model for a muddy seabed under long waves, J. of Geophysical Research, Vol. 92, No. C13, pp. 14,581-14,584.
- Sakakiyama, T. and E. W. Bijker (1989): Mass transport velocity in mud layer due to progressive waves, J. of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, Vol. 115, No. 5, pp. 614-633.
- Tsuruya, H., S. Nakano, and J. Takahama (1987): Interaction between surface waves and a multi-layered mud bed, Report of the Port and Harbour Research Institute Ministry of Transport, Japan, Vol. 26, No. 5, pp. 141-173.
- Zhao, Z. and L. J. Jin (1980): Study on the interaction between waves and mud bottom. Proc. 6th Congress, Asian and Pacific Regional Division, International Association for Hydraulics Research, Kyoto, Japan, pp. 105-111.

の一樣性を生み出す。

今後、底泥の構成則の精緻化、2次元問題としての解析、および波浪場と底泥輸送・底面変化の同時解析法の開発等を行う必要がある。