

底質形状の違いが地盤内間隙水圧と漂砂に及ぼす影響

辰巳大介*・佐藤慎司**・磯部雅彦***

比重や粒径と比べ底質形状が漂砂に及ぼす影響の定量的な解釈は不十分である。本研究は形状が異なる角・丸2種類の珪砂の漂砂の違いを室内実験と数値計算により明らかにした。室内実験及び画像解析では漂砂量と漂砂フラックスを計測した。流速が大きい、または強い流速非対称性において角珪砂は漂砂方向が沖向きになった。数値計算では圧密方程式を用いて地盤内の変動間隙水圧と変動有効応力を計算した。変動有効応力を考慮するように既存の二相流モデルを改良した結果、角・丸珪砂では異なる変動有効応力が発生し、このために侵食深・漂砂フラックス・漂砂量に違いを生じることが確かめられた。

1. 序 論

日本各地に見られる深刻な海岸侵食に対して、長期間安定な養浜工の開発が必要である。養浜材料に着目すると、海岸に広く分布する波浪により磨耗した丸い砂の他に、摩擦抵抗が大きく安定した養浜効果が期待できる砕石屑として生じた角張った砂が用いられることも多い。底質形状の違いは内部摩擦角のみならず、沈降速度や砂層内浸透流への影響を介して漂砂機構に影響すると考えられるが、底質の粒径や比重に比べて定量的な解釈は十分でない。そこで本研究は、(1)形状の異なる砂の漂砂機構の違いを室内実験により明らかにすることと、(2)砕波帯内の波によって生じる変動間隙水圧が漂砂に及ぼす影響を数値計算で確かめることの2点を目標とする。

2. 漂砂量実験

(1) 実験方法

振動流装置内で振動流を発生させ漂砂量を計測した。ビデオ画像の輝度値と画像解析の1つであるPIVを用いて、同時に浮遊砂濃度と水平流速の鉛直分布を計測し単位幅あたりの漂砂フラックスを計算した。使用した底質は角珪砂と丸珪砂の2種類で、表-1に示すとおり粒径と比重はほぼ等しい。しかし丸珪砂と比較すると、角珪砂は大きな粒子間摩擦抵抗、高い間隙率、そして小さい圧密係数(すなわち圧密しづらい)を有する。流速条件はシートフローが卓越するように次のとおり定めた。周期(以下T):3,4s,流速非対称度(以下Va):0.6,0.7,最大流速(以下V_{max}):0.6から1.2m/sまで。

(2) 実験結果と考察

図-1はT=3s/Va=0.7とT=4s/Va=0.6の2種類の流速条件下で、最大流速に対して無次元漂砂量をプロッ

トした図である。大きな流速や強い流速非対称性の下で角珪砂は丸珪砂よりも沖向きの漂砂量を示した。漂砂量の違いの原因を分析するために、鉛直積分した漂砂フラックスの時系列分布を図-2と図-3に示す。流速条件は図-2が強い流速非対称性(T=3s/Va=0.7/V_{max}=1.2m/s)、図-3が弱い流速非対称性(T=4s/Va=0.6/V_{max}=0.8m/s)である。強い流速非対称性において岸向き流速時、角珪砂は大量に浮遊し大きな漂砂フラックスを生じた。しかし岸向きから沖向きへ流速方向反転後(図-2、時刻0.5s付近)においても、角珪砂は大きな沖向きの漂砂フラックスを示した。岸向き流速時に浮遊した砂が流速反転時までに沈降しきれず沖向きへ運ばれる

表-1 底質の物理的特性

	角珪砂	丸珪砂
中央粒径(mm)	0.25	0.23
淘汰係数	1.208	1.212
密度(g/cm ³)	2.644	2.644
沈降速度(cm/s)	3.24	2.76
水中安息角(角度)	33.3	30.3
C _{max} (最大砂粒子濃度)	0.550	0.611
飽和度	0.977	0.987
圧密係数(m ² /s)	1.699	2.364

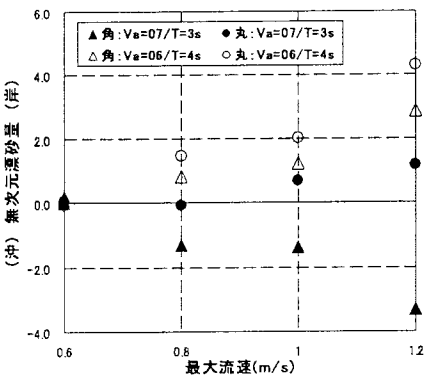


図-1 無次元漂砂量

* 工修 (独法)港湾空港技術研究所
** フェロー 工博 東京大学教授 大学院工学系研究科社会基盤学専攻
*** フェロー 工博 東京大学教授 大学院新領域創成科学研究科環境学専攻

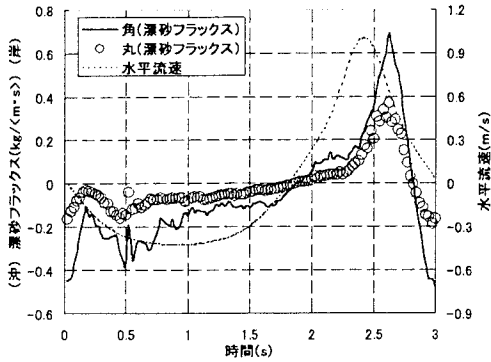


図-2 漂砂フラックスの時系列分布(強い流速非対称性)

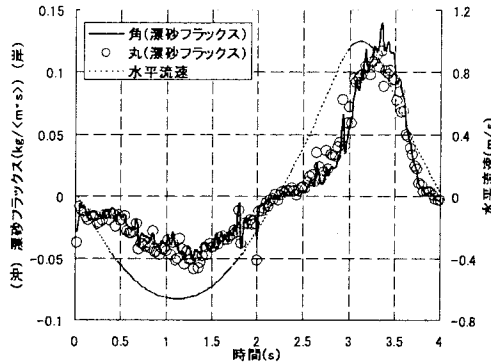


図-3 漂砂フラックスの時系列分布(弱い流速非対称性)

ために、角珪砂の漂砂方向が沖向きになると考えられる。他方弱い流速非対称性においては角・丸珪砂間に漂砂フラックスの明らかな違いは認められなかった。弱い流速非対称性では岸向き流速の継続時間も長く、浮遊砂が流速反転時までにほぼ沈降し終わるからである。

3. シートフロー漂砂の数値計算

(1) 二相流モデル

Mina (2003) で提案されている二相流モデルを使用して漂砂の数値計算を行った。従来の二相流モデルと比較すると、Mina (2003) では砂層が計算領域下端の静止底面から受ける抗力項と乱流拡散項が改良され、漂砂量に関して多数の実験結果と一致する。また Liu ら (2005) で提案された境界条件を採用した。

a) 基礎方程式

連続体仮説と均一な非粘着性の底質を想定すると、二次元では液相と固相各々に対して以下の連続式、運動量方程式が成立する。

$$\frac{\partial \rho(1-c)}{\partial t} + \frac{\partial \rho(1-c)w}{\partial z} - \frac{\partial \rho c'w'}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_s c}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s c w_s}{\partial z} - \frac{\partial \rho_s c'w'_s}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho(1-c)u}{\partial t} = -(1-c) \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} + M_x - c f_x \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho(1-c)w}{\partial t} = -(1-c) \frac{\partial p}{\partial z} - \rho(1-c)g + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} + M_z - c f_z \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_s c u_s}{\partial t} = -c \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial z} - M_x + c f_x \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_s c w_s}{\partial t} = -c \frac{\partial p}{\partial z} - \rho_s c g - \frac{\partial \gamma_{zz}}{\partial z} - M_z + c f_z + c L_{saf} - \left(\frac{c}{c_{max}} \right) \frac{\partial N}{\partial z} \quad (6)$$

ここで ρ は水の密度、 g は重力加速度、 c は砂粒子の体積濃度、 u と w はそれぞれ水平・鉛直方向の水粒子流速、 $M_{x,z}$ は付加質量力、 $f_{x,z}$ は液相・固相間の相互作用力、 T_{zz} はレイノルズ応力、 γ_{zz} は粒子間応力、 L_{saf} は Saffman の揚力、 N は砂層が計算領域下端の静止底面から受ける抗力である。ダッシュは変動成分、上付きの棒は 1 周期間の平均値を表す。添え字の x と z はそれぞれ水平方向と鉛直方向の値であることを、添え字の s は砂層の量であることを示す。式 (1)・(2) は液相・固相の連続式、式 (3)・(4) は液相の水平・鉛直方向の運動量方程式、式 (5)・(6) は固相の水平・鉛直方向の運動量方程式を意味する。

b) 基礎方程式の単純化

基礎方程式に含まれる各項を次のように単純化する。

$$f_x = \frac{3C_D}{4d_{50}} \rho \sqrt{u_r^2 + w_r^2} u_r, \quad f_z = \frac{3C_D}{4d_{50}} \rho \sqrt{u_r^2 + w_r^2} w_r \quad (7)$$

$$C_D = \frac{24}{Re} + 2, \quad Re = \frac{\sqrt{u_r^2 + w_r^2} d_{50}}{\nu} \quad (8)$$

$$L_{saf} = \frac{9.69}{\pi d_{50}} \rho \sqrt{\nu} \sqrt{\frac{\partial u}{\partial z}} u_r \text{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (9)$$

$$\gamma_{xz} = 1.2 \lambda^2 \rho \nu \frac{\partial u_s}{\partial z}, \quad \gamma_{zz} = 1.2 \lambda^2 \rho \nu \left| \frac{\partial u_s}{\partial z} \right| \frac{1}{\tan \phi} \quad (10)$$

$$\lambda = \frac{1}{(c_{max}/c)^{1/3} - 1} \quad (11)$$

$$T_{xz} = -\rho(1-c) \overline{u'w'} = \rho(1-c) l^2 \left| \frac{\partial U_m}{\partial z} \right| \frac{\partial U_m}{\partial z} \quad (12)$$

$$l = k_v \int_{-\infty}^z \frac{c_{max} - c}{c_{max}} dz \quad (13)$$

$$N = (\rho_s - \rho) g \int_z^{\infty} c dz \quad (14)$$

$$M_x \approx \rho c \frac{\partial u}{\partial t}, \quad M_z \approx \rho c \frac{\partial w}{\partial t} \quad (15)$$

$$\overline{c'w'} = \overline{c'w'_s} = -K_z \frac{\partial c}{\partial z} \quad (16)$$

$$K_z = \alpha_k l^2 \left| \frac{\partial U_m}{\partial z} \right| \left(1 - 4\beta_k \frac{u_\infty}{\hat{u}_\infty} \frac{a_\infty}{\hat{a}_\infty} \right) + w_{s0} d_{50} \dots (17)$$

$$\alpha_k = 1.6 \times (0.5)^4$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \left(1 - \left(\frac{c}{c_{\max}} \right)^4 \right) \frac{\partial u_\infty}{\partial t} \dots (18)$$

式(7)と(8)内で Re はレイノルズ数, d_{50} は砂粒子の中央粒径, ν は動粘性係数である。抗力係数 C_D は Rubey の法則により評価される。 $u_r (= u - u_s)$ と $w_r (= w - w_s)$ はそれぞれ水平・鉛直方向の液相・固相間の相対速度である。

式(10)の ϕ は砂粒子の内部摩擦角である。水平方向と鉛直方向の粒子間応力の間に比例関係が有ることを仮定する。

式(12)と(13)内で l は混合距離, $k_v (= 0.4)$ はカルマン定数である。 $U_m (= (1-c)u + c^*u_s)$ は液相・固相の混合速度を意味する。レイノルズ応力のモデル化はプラントルの混合距離理論に基づいた。レイノルズ応力の鉛直方向成分 T_{zz} は無視する。

式(16)と(17)内で K_z は乱流拡散係数, w_{s0} は沈降速度, a は流速 u に対する加速度, β_k は T , d_{50} , w_{s0} を独立変数に持つ関数 (Mina, 2003) である。上付きのハットと添え字の ∞ はそれぞれ振幅と自由流速を表す。

式(18)はポテンシャル流れの解により求めた、境界層外縁の水平方向圧力勾配である。砂粒子濃度の増加と共に水平方向圧力勾配が0に接近することを考慮した関数形となっている。

c) 境界条件と初期条件

境界条件は次のとおりである。

$$u|_{z=\delta} = u_\infty, \quad c|_{z=\delta} = c_T - \int_0^{\delta-\Delta z} c \, dz \dots (19)$$

$$u|_{z=0} = u_s|_{z=0} = w|_{z=0} = w_s|_{z=0} = 0, \quad c|_{z=0} = c_{\max} \dots (20)$$

ここで c_T は計算領域内の砂の総量である。計算領域は $z=0$ を下端, $z=\delta$ を上端とする。

砂粒子に作用する水平方向の外力(水圧勾配, 粒子間せん断応力, 液相・固相間相互作用力の3種類)が静止摩擦力を超えると, 砂粒子は運動を開始する。従って静止砂面では以下の砂粒子停止条件を満たす。

$$f_x + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} - c \frac{\partial p}{\partial x} < \frac{c}{c_{\max}} (\rho_s - \rho) g c \tan \phi \dots (21)$$

初期条件は次のとおりとした。

$$u|_{t=0} = u_s|_{t=0} = w|_{t=0} = w_s|_{t=0} = 0 \dots (22)$$

$$c|_{t=0} = \begin{cases} c_{\max} & 0 \leq z < 32 \text{ mm} \\ 0.4 \times c_{\max} & 32 \leq z < 52 \text{ mm} \\ 0 & 52 \leq z \leq \delta (= 80 \text{ mm}) \end{cases} \dots (23)$$

砂粒子濃度の初期鉛直分布から砂粒子が全て沈降した状態を想定して, 初期砂面位置は $z=40 \text{ mm}$ になる。

d) 計算方法

差分法を使用して式(1)から式(6)の連立偏微分方程式を数値的に解く。差分化に関しては u , u_s , w , c は半陰解法を, w_s は陽解法を適用する。

計算領域の高さは 80 mm とし, 計算格子は鉛直方向に $\Delta z=0.2 \text{ mm}$, 時間方向 $\Delta t=T/10000$ とする。直前の周期と比較して無次元漂砂量の誤差が2%以下になるまで計算を繰り返す。

e) 計算結果

強い流速非対称性における計算結果を図-4(最大流速に対して無次元漂砂量をプロット)と図-5(漂砂フラックスの時系列分布)に示す。角・丸珪砂の両方とも最大流速の増加に伴い漂砂量は岸向きに増大するが, 角珪砂の漂砂量が減少して沖向きに転じた実験結果を再現していない。漂砂フラックスの時系列分布も角・丸珪砂間に大きな違いがない点, また岸向きから沖向きへ流速方向が反転したあと漂砂フラックスが小さい点で実験結果と矛盾する。

二相流モデルでは抗力係数, 沈降速度, 内部摩擦角,

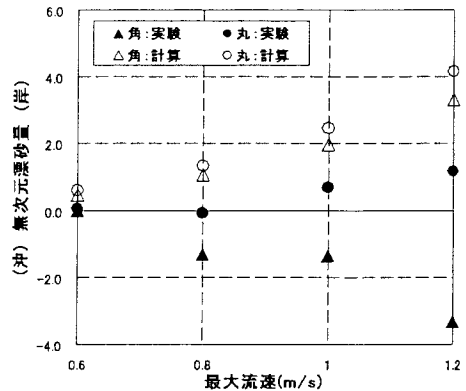


図-4 無次元漂砂量, 実験値と計算値の比較

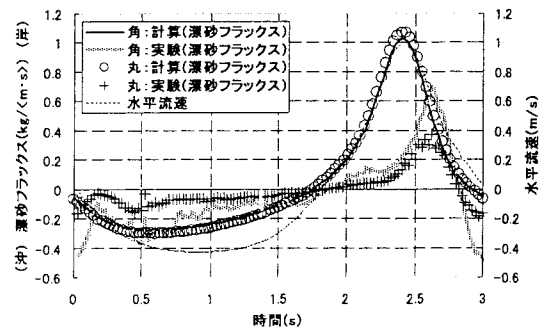


図-5 漂砂フラックスの時系列分布, 実験値と計算値の比較

$c_{\max}$ の違いが内包されているが、それらを考慮するだけでは底質形状の違いが漂砂に及ぼす影響を再現できないことが確かめられた。

(2) 変動間隙水圧のモデル化

底質形状の違いは飽和度や圧密係数と密接な関係を持つので、角・丸珪砂では海底面上変動水圧の地盤内への伝播が異なると考えられる。海底面上の変動水圧と地盤内の変動間隙水圧の差は、有効応力の変化となって漂砂に影響する。全応力 σ は有効応力 σ' と間隙水圧 ε の和であるから、変動有効応力 $\Delta\sigma'$ は次のように計算される。

$$\begin{aligned}\Delta\sigma' &= \sigma' - \sigma'_0 = (\sigma - \varepsilon) - (\sigma_0 - \varepsilon_0) \\ &= (\sigma - \sigma_0) - (\varepsilon - \varepsilon_0) = p_b - p \cdots \cdots (24)\end{aligned}$$

ここで p_b は海底面上の変動水圧、 p は変動間隙水圧である。添え字の 0 は初期状態を表す。

a) 基礎方程式

変動間隙水圧は以下の圧密方程式に類似した偏微分方程式の解である (善, 1993)。

$$\frac{k}{\gamma_w m_v} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \left(1 + \frac{n}{m_v} \left(\frac{1-s_r}{p_{mg}}\right)\right) \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial p_b}{\partial t} \cdots \cdots (25)$$

ここで k は透水係数、 γ_w は水の単位体積重量、 m_v は体積圧縮係数、 p_{mg} は間隙水圧を絶対圧力で表した値 (振動流装置内の水圧を絶対圧力で表した値で近似)、 n は間隙率、 s_r は飽和度である。

b) 境界条件と計算方法

変動間隙水圧の境界条件は次のとおりである。

$$p|_{z=d} = p_b, \quad \frac{\partial p}{\partial z}|_{z=0} = 0 \cdots \cdots (26)$$

ここで d は海底地盤の厚さである。二相流モデルの計算領域と一致するように $d=40$ mm とする。振動流装置内の変動水圧 p_b を境界層外縁のポテンシャル流れの解として求めたところ、振動流装置内の変動水圧は位相・振幅共に進行波の変動水圧と異なった。そこで本研究では実際の碎波帯内の変動水圧に近くなるように、変動水圧 p_b を非線形進行波の海底面上変動水圧で与える。

式 (25) の偏微分方程式を数値的に解くために、差分法を採用した。差分法は陰解法で行った。二相流モデルと整合させるために、計算格子は鉛直方向に $\Delta z=0.2$ mm、時間方向に $\Delta t=T/10000$ とした。

c) 計算結果

強い流速非対称性における、初期砂面から 0.2 mm 下の変動有効応力の時系列分布を図-6 に示す。海底面上の変動水圧 p_b は第 3 次近似のクノイド波理論を用いて、波高 10 m を想定した。正と負の値両方について角珪砂の地盤内で大きな変動有効応力が発生する。角珪砂地盤内では砂粒子表面の隅角部に気泡が残り飽和度が低いので、間隙中の気泡が変動水圧の伝播を遅らせるため p_b と

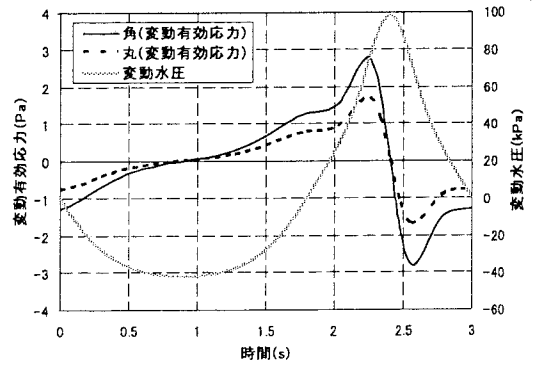


図-6 変動有効応力の時系列分布

p の位相差が増大し、大きな変動有効応力が発生していると考えられる。流速非対称性が強いと p_b と p の位相差は大きくなり、変動有効応力も増大する。なお海底地盤層厚に対して圧密係数が十分大きいと、圧密係数の違いは変動有効応力に余り影響しない。

(3) 二相流モデルの改良

負の変動有効応力が砂を浮遊させやすくするように、底質形状の差異は変動有効応力を介して漂砂に影響を与えようと考えられる。そこで変動有効応力を考慮するように二相流モデルを改良する。

a) 二相流モデルの改良

変動有効応力は海底地盤を圧縮・膨張させて、砂粒子の粒子間応力に影響を与える。粒子間応力の定式化から類推して変動有効応力の水平方向成分を計算し、砂粒子停止条件に加える。砂粒子停止条件は以下のとおり改良される。

$$\begin{aligned}f_x + \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial z} - c \frac{\partial p}{\partial x} < \frac{c}{c_{\max}} (\rho_s - \rho) g c \tan \phi \\ - \frac{\partial \sigma'}{\partial z} c \tan \phi \cdots \cdots (27)\end{aligned}$$

b) 改良された二相流モデルの計算結果と考察

元のモデルと改良されたモデルで比較した、強い流速非対称性における静止砂面位置の時系列分布を図-7 に示す。正の変動有効応力が作用すると砂面位置が上昇 (堆積) し、負の時に砂面位置が低下 (侵食) する。丸珪砂に比べて角珪砂は堆積高・侵食深が大きい。

図-8 は岸向き・沖向きに関わらず正の値の時数値モデルの改良により漂砂フラックスの絶対値が増加したことを表すように、漂砂フラックスの絶対値に関して数値モデルの改良前後の差をプロットした図である。正の変動有効応力は浮遊砂を抑制し漂砂フラックスを減少させ、負の変動有効応力は浮遊砂を誘引し漂砂フラックスを増大させることが確認できる。負の変動有効応力時に増大する漂砂フラックスの量が丸珪砂と比較して角珪砂は特に多い。漂砂フラックスが増大する位相 (0~1s,

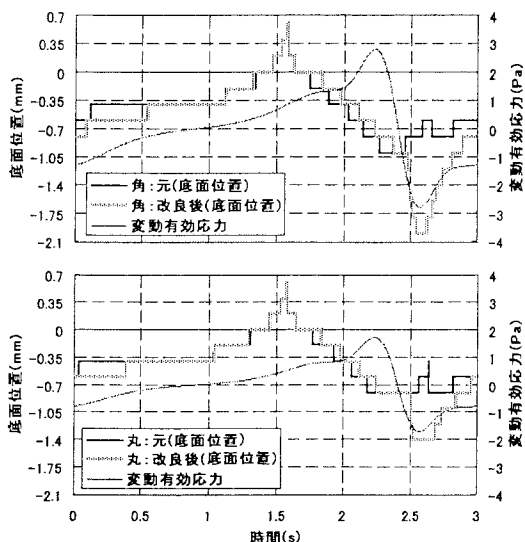


図-7 改良前後で比較した底面位置の時系列分布

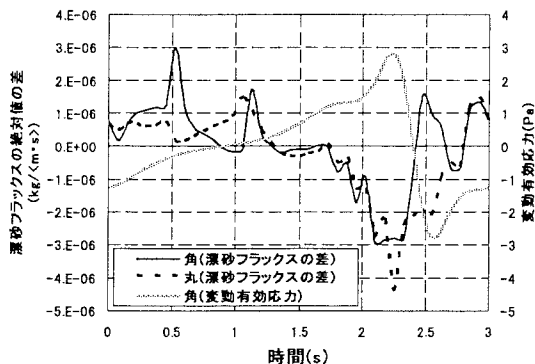


図-8 改良前後で比較した漂砂フラックスの時系列分布

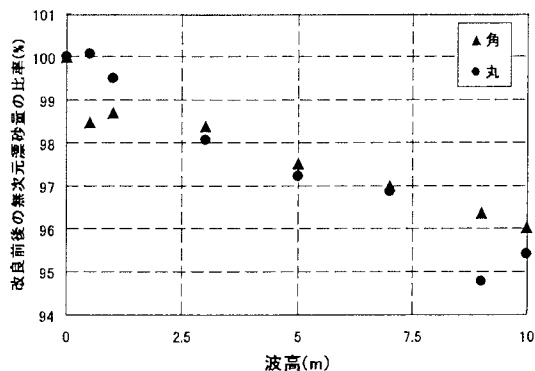


図-9 改良前後で比較した無次元漂砂量

2.5~3 s) は水平流速の加速度が負となる位相で、図-2 に示された実験結果の角珪砂の大きな漂砂フラックスと整合する。

図-9 は波高を変化させて変動水圧の振幅を変えた時、元のモデルと改良されたモデルの無次元漂砂量の比率をプロットした図である。比率が100%より小さい時、モデルの改良により無次元漂砂量が減少したことを意味する。変動水圧が増加すると変動有効応力も増大し、浮遊砂が促進されて冲向き漂砂の増加量が相対的に大きくなり漂砂量が減少（冲向きに变化）することが確かめられる。しかし変動有効応力の導入による漂砂量の変化は、角・丸珪砂間で余り差がない。丸珪砂は c_{max} が大きいため、侵食深の変化が微小でも漂砂フラックスの変化は大きいからである。

4. 結 論

- 1) 流速が大きい、または強い流速非対称性において角珪砂は漂砂方向が冲向きになる。
- 2) 特に加速度が大きい時、角珪砂は飽和度が低いいため大きな変動有効応力を発生する。
- 3) 変動有効応力を考慮して、二相流モデルの砂面停止条件を改良した。
- 4) 角珪砂地盤内では大きな変動有効応力が発生するため、二相流モデルの改良により侵食深・漂砂フラックスが増大し、計算結果が実験結果に近づいた。
- 5) 変動有効応力の導入が漂砂量を減少（冲向きに变化）させた。しかし角珪砂の漂砂量がまだ岸向きであり、モデルの改良による漂砂量の変化が角・丸珪砂間で余り変わらない等の課題を残した。

謝辞：本論文はみらい建設工業(株) および東邦オリビン工業(株) と東京大学が共同で実施した研究成果の一部である。様々な面で援助を頂いた関係諸氏に謝意を表する。

参 考 文 献

- 善功企(1993)：海底地盤の波浪による液状化に関する研究，港湾技研資料，No. 755, pp. 1-112.
- Liu, H. and S. Sato (2005): Modeling sediment transport movement under the sheetflow conditions using two-phase flow model, Coastal Eng., submitted
- Mina, K. M.(2003): A transport model for the sheetflow based on the two-phase flow concept, Doctoral Dissertation, Univ. of Tokyo, pp. 43-78.