

大阪市立大学工学部 正会員 小田一紀 重松孝昌
 大阪市立大学工学部 学生員 ○ 和田一斗

1. はじめに

底質砂粒子の移動機構に関する研究は、古くから非常に多くの研究者によって行われている。しかし、砂移動形態の分類が曖昧であるにも拘わらず、その解析手法は底質砂の移動形態によって異なるモデルを用いなければならないのが実情である。種々の移動形態を対象として現象をモデル化した研究も見られる [1] が、粒子間干渉が卓越する現象には適用できないなどの問題点を有している。

著者らも、底質砂の飛び出し挙動から水中における浮遊挙動までの一連の過程を取り扱うことができるモデルの構築を試みている [2]。ここでは、そのモデルを極浅海波領域に適用して波動場における底質粒子の運動解析を行い、モデルの適用性を検討した。

2. 計算手法および計算条件

本研究で用いたモデルは、個々の粒子の運動解析に個別要素法を、また、流体の運動解析に空隙率の時空間変化を考慮した基礎方程式を用いて計算を行うものである。そのモデルの詳細は文献 [2] を参照されたい。ただし、ここでは計算時間の制約のため流体運動の解析は不透過の計算領域下端面から初期粒子層内の高さまでとし、粒子層外では微小振幅波理論に基づいて圧力と流速を与えた。

計算に用いた諸定数を表-1に示す。粒子層の初期状態は、静水中のある高さに粒子を互いに接触しないように配置した後、個別要素法のみを用いて粒子が沈降して水底に堆積するまで計算を行い、力学的に静止釣り合い状態に達した状態とした(図-1(a)参照)。その後、波を与えて底質粒子の運動および粒子層内の流体の運動を解析した。波の位相は、 $t = 0$ のときに波の峰が計算対象領域の左端を通過するように設定した。

なお、計算の便宜上、計算領域の最下端面は、粒子と同じ径を持つ半球を密に固定し、さらに、計算領域の側端から流出した粒子は、そのときの速度を有したまま他端から再び計算領域内に入るものとして計算を行った。粒子層内の流体の計算には、左右端で開境界条件を、計算領域下端で no-slip 条件を適用した。

3. 計算結果

図-1に各波形勾配ごとに $t = 3T/4$ における粒子位置と粒子の速度ベクトルの計算結果を示した。同図(b)および(c)より、 $H/L=1/100$ の場合には底質砂粒子の運動はほとんど見られないが、 $H/L=1/60$ の場合には底質の表面粒子がわずかではあるが移動を始めていることがわかる。このことから、本計算手法による移動限界波形勾配は $H/L = 1/60$ 程度であると推測できる。このときのシールズ数は $\psi = 0.017$ で、既往の研究による粗面乱流場の移動限界シールズ数 $\psi_{mc} = 0.04$ よりも小さい値となる。これは、前述のように粒子層の上端面より上方の流体にはポテンシャル理論から得られる流体運動を強制的に与え続けているため、計算には粒子層の存在に起因するエネルギー散逸が考慮されておらず、結果的に粒子に作用する流体力が過大評価されているためであると考えられる。

また、図-1(d),(e),(f)より、 $H/L > 1/40$ の場合には、波形勾配の増加とともに粒子層上端面位置で運動する粒子の速度が増加し、また、その数も多くなっていることがわかる。このとき、 $H/L=1/60$ の場合の粒子の最大水平速度は約 7cm/s であるが、 $H/L=1/20, 3/50$ の場合のそれは約 30cm/s となっている。さらに、約 30cm/s の水平速度を持つ粒子は $1.5 < z/d < 3.5$ の領域に分布し、15~20cm/s の水平速度をもつ粒子は $0 < z/d < 1.5$ の領域に分布する。粒子の浮遊高さは、シートフローを対象とした実験結果 [3] によって得ら

表-1：計算に用いた諸定数

計算対象領域	$x = 20, z = 10$	(cm)
メッシュサイズ	$\Delta x = \Delta z = 0.5$	(cm)
タイムステップ	$\Delta t = 1.0 \times 10^{-5}$	(s)
水深	$h = 5.0$	(cm)
周期	$T = 2.0$	(s)
波長	$L = 138.9$	(cm)
波形勾配	$H/L = 1/100, 1/60, 1/40, 1/20, 3/50$	
剛性バネ定数	$K_n = 1.0 \times 10^5$	(g/cm ²)
	$K_s = 2.5 \times 10^4$	(g/cm ²)
粘性定数	$\eta_n = 5.0$	(g/cm ² ·s)
	$\eta_s = 2.5$	(g/cm ² ·s)
摩擦係数	$\mu = \tan 30$	

れている最大移動層厚の値とほぼ一致しており、また、底質近傍で見られる粒子の速度欠損は関根ら [4] による実験的研究が示す傾向と一致している (計算結果は講演時に示す)。

本モデルによれば、粒子層内の流体は $H/L=1/100, 1/60$ の場合には全く運動しないが、波形勾配が増加するとともに運動するようになり、 $H/L=3/50$ の場合には 10^{-1}cm/s のオーダーで運動している。

図-2 には、 $t=0$ のときに計算領域のほぼ中央の表層にあった粒子の軌跡を示す。 ζ_x, ζ_z は、それぞれ粒子の初期位置からの水平および鉛直方向の移動距離を表す。ただし、 $H/L=1/100$ の場合にはこの粒子は移動しなかったのを省略した。同図 (a) より、粒子は $H/L=1/60$ の場合にはわずかに移動していることがわかる。

これは、この粒子が粒子層の表面上を転動していることを示している。同図 (b) に示される $H/L=1/40$ の場合には、計算直後は粒子層の表面を転動しているが、その後、 $\zeta_z/d=3.6$ 付近まで上昇し再び水底まで沈降する。 $H/L=1/20$ の場合には、計算開始後間もなく $1 < \zeta_z/d < 2$ の領域を浮遊した後、一度粒子層の極近傍を水平に移動し、再び $1 < \zeta_z/d < 2$ の領域へと舞い上がり浮遊している。また、 $H/L=3/50$ の場合には、粒子層表面を移動した後に $1 < \zeta_z/d < 2$ の領域に浮遊し、その後再び粒子層表面を移動している (図-2(d) 参照)。このように、初期に同じ位置に存在した粒子も外力としての波浪条件が変化すると全く異なる移動形態を示すことがわかる。

また、図-2(b),(c),(d) より、流体中を浮遊しているときの粒子は H/L が大きくなるほど滑らかな軌跡を描くようになっていく。これは、 H/L が大きくなるほど粒子の分散の程度が大きくなり、粒子間干渉が粒子の運動に及ぼす影響が小さくなることを示している。

4. まとめ

本論文では、極浅海波領域を対象として底質粒子の運動を数値シミュレーションによって解析した。その結果、本数値シミュレーションモデルは従来の研究で指摘されているような粒子の移動形態や移動過程を再現できることが確認された。

参考文献

- [1] 小野・他 (1994)：種々の漂砂移動形態を対象とした漂砂移動現象のモデル化，海講第 41 巻，pp.391-395.
- [2] 小田・他 (1994)：個別要素法による一方向流中の砂移動機構の解明の試み，関西支部，II-82.
- [3] 李・他 (1993)：シートフロー状底質運動に関する実験的研究，海講第 40 巻，pp.341-345.
- [4] 関根・他 (1988)：掃流砂の停止機構に関する研究，土木学会論文集第 399 号，II-10，pp.105-112.

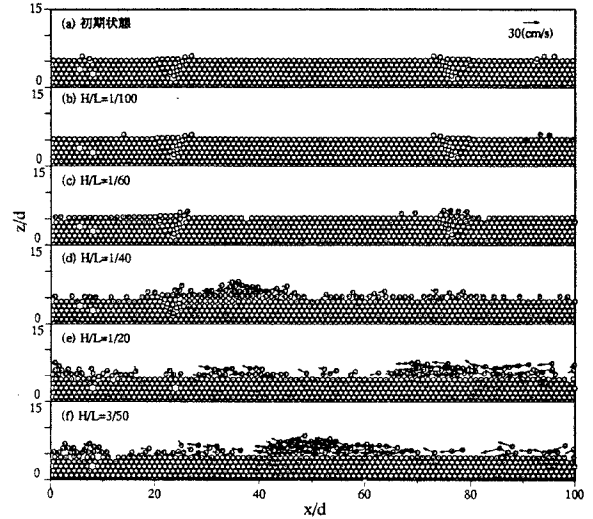


図-1 計算結果 ($t = 3T/4$)

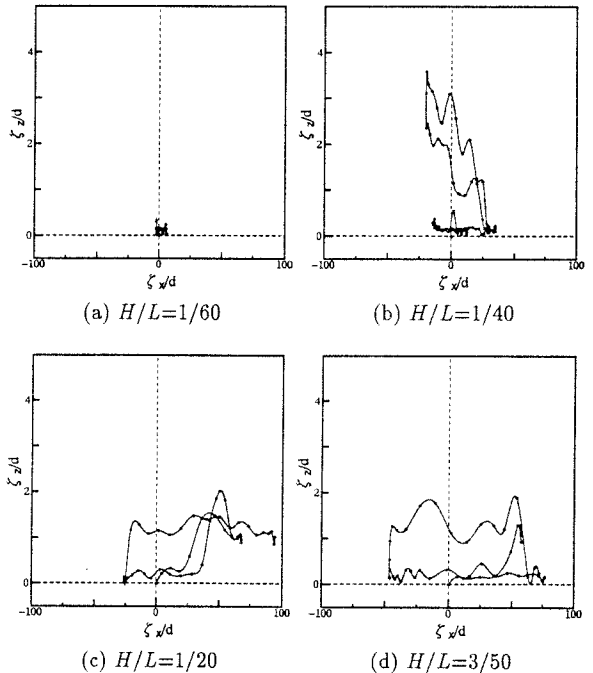


図-2 表層粒子の運動軌跡