

砂漣の浸透流による消滅について

鈴木 高二朗*

1. ま え が き

底面流速が大きくなると海底の砂漣は消滅して砂面は平坦になり、砂の移動形態は濃度の濃い層を成して移動するシートフローという状態になる。これまで、砂漣やシートフローに関する研究は佐藤ら (1983) の研究等、数多くなされ、砂漣の形態、砂漣やシートフローでの漂砂量について、多くのことが分かっている。しかし、このような多くの研究例があるにもかかわらず、流速が大きくなるとなぜ砂漣がその形状を保てなくなり、シートフローになるかについては明確な説明がなされていない。

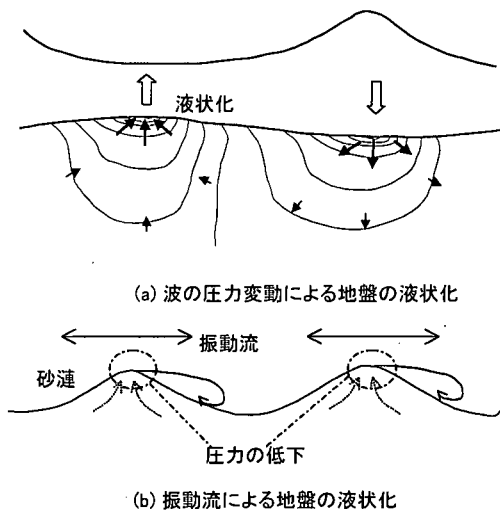
一方、漂砂の移動形態と波による地盤の液状化 (善, 1993) についても、何らかの関連があるものと指摘されている。酒井ら (1998) は、振動流装置に水圧変動を加えた実験を行い、水圧変動の付加的作用が海底床形態および浮遊砂の移動状況に変化を生じさせることを示しており、波の水圧変動による地盤内の浸透流が砂面形状に影響を与えていることが推察される。

だが、砂漣周りの水圧変動は波の圧力変動 (図一 (a)) だけではなく、砂漣の形状自体により発生する圧力変動の影響 (図一 (b)) も考えられる。すなわち、砂漣の断面形状は凹凸であり、流れは砂漣頂部で速く、砂漣谷部で遅くなり、砂漣頂部では圧力が下がる。こうした砂漣頂部での圧力の低下は砂層内に砂漣頂部へ向かう上向き浸透流を発生して砂漣頂部の砂を動きやすくし、浸透流速が大きい場合は砂漣が消滅している可能性がある。

そこで本研究では、海底付近の振動流で砂漣頂部に圧力低下が発生し、この圧力低下部に上向き浸透流が発生する状態を可視化実験で確かめるとともに、数値計算によって液状化の可能性を定量的に調べることにした。

2. 可視化実験

海底面付近の流れは、水粒子が水平方向に往復運動をする振動流である。そこで振動流装置を用いて砂漣内の上向き浸透流の可視化を行った。振動流装置はピストンの動きにより水平な振動流を発生させることで海底の波



図一 波の圧力変動と振動流による地盤の液状化

による振動流を模擬することができる。振動流装置の観測部は長さ 2.0 m、奥行き 0.12 m、高さ 0.31 m であり、そのうち高さ 0.055 m を砂層としている (鈴木ら, 1994)。

写真一 (a), (b) は、周期 $T=3$ s、水粒子軌道直径 $D_0=0.275$ m の非対称振動流を作用させた状況であり、砂の粒径が 0.87 mm の場合である。振動流作用前に写真一 (a) のように染料を砂中に約 0.10 m 間隔で投入した。振動流を作用させると、波長 $\lambda=0.25$ m、波高 $\eta=0.14$ m の砂漣が発生し、砂漣内部では染料が砂漣の頂部に向かうように移動した。②, ④, ⑥の染料は約 0.15 m ほど岸側に移動しており、①, ③, ⑤の染料は消滅している。なお、非対称振動流とは、波の浅水変形などにより、海底面での水の流速が押し波時と引き波時で異なった振動流のことをさしており、写真一では左を岸側として、押し波時の流速が全流速の 0.7 倍の非対称振動流を作用させている。

写真二は砂漣頂部に向かう浸透流をよりはっきりと見るために、周期 $T=3$ s、水粒子軌道直径 $D_0=0.53$ m の正弦振動流 (押し波時と引き波時の流速が同じ対象な振動流) を作用させた状況である。染料は振動流を作用

* 正会員 (独) 港湾空港技術研究所 海洋・水工部主任研究官

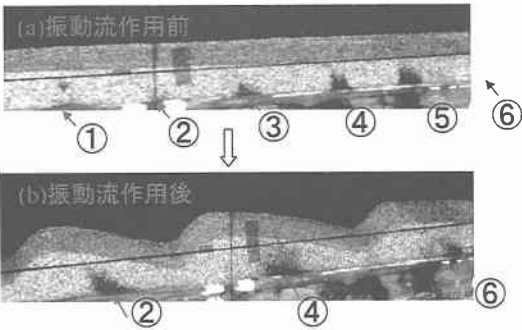


写真-1 可視化実験 1 (非対称振動流)

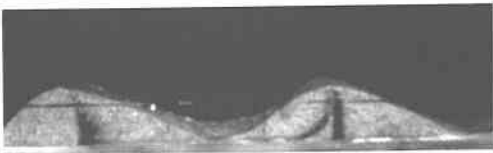


写真-2 可視化実験 2 (正弦振動流)

3. 数値計算

砂澁内の上向き浸透流をより定量的に理解するために、砂澁上部と内部の流れの数値計算を行った。

3.1 数値計算手法

a) 砂澁上の振動流

砂澁上の振動流について、Fredsoe ら(1999)と同様に、 $k-\omega$ 乱流モデル(Wilcox, 1999)を用いた乱流計算を行った。基礎方程式には式(1)～(5)を一般座標系に変換した式を用い、移流項をハイブリッド法で離散化し、SIMPLE 解法を用いて解いた。また、計算格子は千鳥格子状の振動解を防ぐために、通常スタッガード格子を用いる場合が多いが、ここでは一般座標での計算が複雑になることから集中格子を用い、荒川(1994)にならって千鳥格子状の振動解を防ぐように圧力補正式を導いた。

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\mu + \mu_r) \frac{\partial u}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\mu + \mu_r) \frac{\partial u}{\partial y} \right\} \dots\dots(2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\mu + \mu_r) \frac{\partial v}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\mu + \mu_r) \frac{\partial v}{\partial y} \right\} \dots\dots(3)$$

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uk)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vk)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\mu + \sigma^* \mu_r) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\mu + \sigma^* \mu_r) \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + G - \rho \beta^* k \omega \dots\dots(4)$$

させたところ、砂澁頂部に向かって上昇し、砂澁の谷近くに注入していた染料は弧を描いて砂澁頂部へ流れている。このように砂澁頂部では振動流によって圧力が低下し、砂層内に上向き浸透流が発生していることが分かる。

さらに、砂の移動形態がシートフロー状態になるまで流速を大きくして振動流を作用させたところ、地形は実験開始から終了まで平坦な地形で、目視で確認できる範囲では上向き浸透流は発生していなかった。したがって、地盤内での上向き浸透流は地盤表面に砂澁のような凹凸があることで発生していたことが分かる。

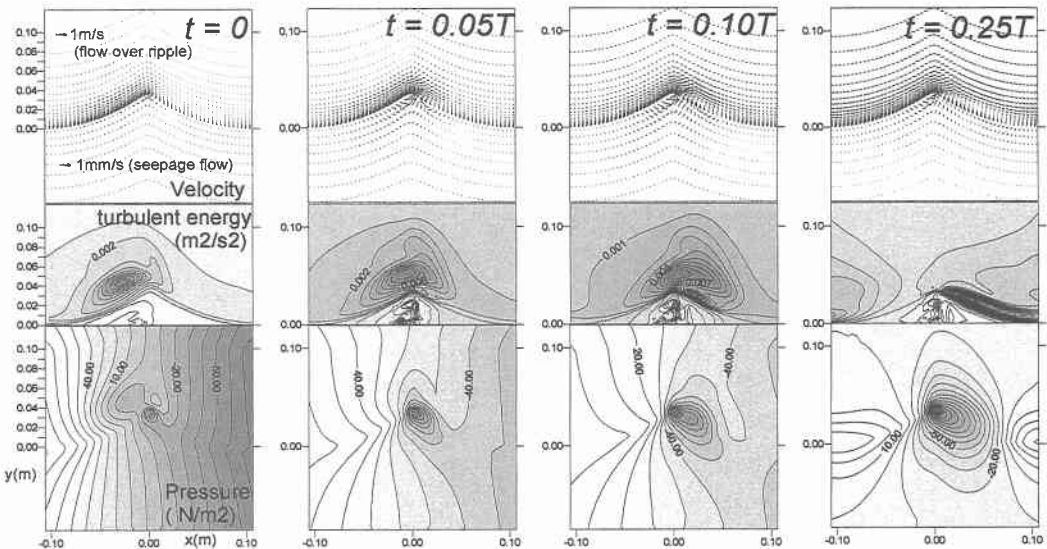


図-2 砂澁上、内部の流速、乱れエネルギー、圧力分布 (Case-2)

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\omega)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\omega)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\mu + \sigma\mu_T) \frac{\partial\omega}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\mu + \sigma\mu_T) \frac{\partial\omega}{\partial y} \right\} + \gamma \frac{\omega}{k} G - \rho\beta k\omega^2 \quad \dots (5)$$

$$G = \mu_T \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (6)$$

ここで、 u ：水の水平流速、 v ：鉛直流速、 p ：圧力、 k ：乱れエネルギー、 ω ：逸散率、 ρ ：密度、 μ ：粘性係数、 μ_T ：乱流粘性係数であり、乱流粘性係数は乱れエネルギー k 、逸散率 ω により以下のように表される。

$$\mu_T = \rho \gamma^* \frac{k}{\omega} \quad \dots (7)$$

また、Wilcox (1999) の以下の係数を用いている。

$$\gamma^* = 1, \gamma = \frac{5}{9}, \beta^* = \frac{9}{100}, \beta = \frac{3}{40}, \sigma^* = \frac{1}{2}, \sigma = \frac{1}{2} \quad \dots (8)$$

計算の手順は、微小振幅波の解析解から与えられる圧力を運動方程式 (2)～(3) に与えて、暫定的な流速を計算し、その流速を圧力補正式に代入し、連続式を満たす流速を求めた。なお、圧力は振動流 (重複波の節) については式 (9) を、進行波については式 (10) を擬似的に与えた。

振動流 (疑似重複波：節部)

$$p \approx -\frac{1}{2} \rho g \frac{kH}{\cosh(kh)} \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \cos(\sigma t), \quad x \approx 0 \quad \dots (9)$$

振動流 + 圧力変動 (疑似進行波)

$$p \approx -\frac{1}{2} \rho g \frac{kH}{\cosh(kh)} \left(\sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \cos(\sigma t) + \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) \cos(\sigma t) \right), \quad x \approx 0 \quad \dots (10)$$

境界条件には側方境界で周期境界を、上部には対称境界、底面では固定境界を用いている。

b) 砂漣内の浸透流

砂漣内部の浸透流の計算に用いた基礎式は式 (11) であり、砂漣上の流れで計算した圧力を砂漣内の浸透流の境界条件として与えることで計算している。

$$k \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) = (m_v + n_p \beta) \frac{\partial p}{\partial t} \quad \dots (11)$$

3.2 砂漣内の浸透流

波高、周期、砂の透水係数、砂漣形状、進行波と重複波の違い等を比較するため、表-1 の条件で計算した。

a) 振動流場 (疑似重複波)

図-2 は、Case-2 での砂漣上、砂漣内の流速 u 、 v 圧力 p および乱れエネルギー k の分布である。砂漣特有の剝離渦は $t=0$ に砂漣頂部で発生し、 $t=0.05T$ で砂漣頂部から吐き出されているのが分かる。また、砂漣頂部の

表-1 計算条件

Case		T (s)	H (m)	k (cm/s)	λ (cm)	η (cm)
1	振動流	2.5	0.06	0.01	22.0	3.5
2		"	0.13	0.01	"	"
3		"	0.20	0.01	"	"
4		"	0.13	0.1	"	"
5		"	"	0.001	"	"
6		2.5	0.13	0.01	"	1.75
7	進行波	"	0.13	0.01	"	3.5

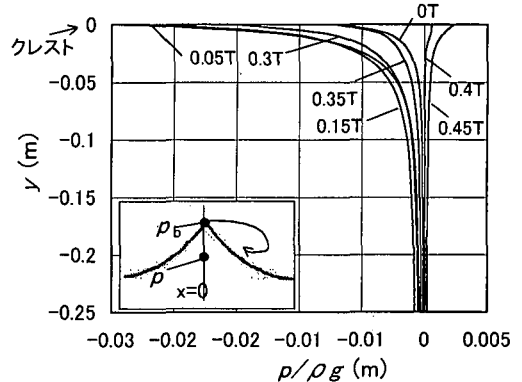


図-3 間隙水圧分布 (Case-2)

圧力は常に周囲より低くなっており、砂漣内の浸透流はそれに引かれる形で砂漣頂部へ上昇している。浸透流が特に大きいのは、 $t=0.05\sim 0.1T$ にかけてであるが、これは砂漣頂上の水平流速が、急激に大きくなり最大となる時刻に対応している。一方、浸透流が小さいのは $t=0.4\sim 0.45T$ の流速が急速に下がる時刻である。

図-3, 4 は、クレスト部下部の間隙水圧 p と変動過剰間隙水圧 $p-p_b$ の鉛直分布を求めたものである。ここで、 p_b は砂漣表面の圧力であり、グラフでは p と $p-p_b$ は ρg で除し、水頭で示している。間隙水圧は $t=0\sim 0.05T$ にかけて急激に低下し、鉛直方向には急なカーブを描いており、地盤表層と下部で大きな圧力差が見られる。

図-4 の破線は土被り圧を示したものであり、変動過剰間隙水圧がこの土被り圧より大きくなるとボイリングし、液状化が発生する (善, 1993)。この例では砂漣頂下部 0.015 m の位置までがボイリング条件になることが分かる。なお、砂漣のトラフ部は $y=0.035$ m に対応する。

図-5 は流速と圧力を 1 周期平均したものである。砂漣頂部の横側には対称な渦ができており、圧力は頂部で最小値をとっている。また、砂漣内部の浸透流は砂漣頂部に集り、写真-2 の流れと同じ流れとなっている。

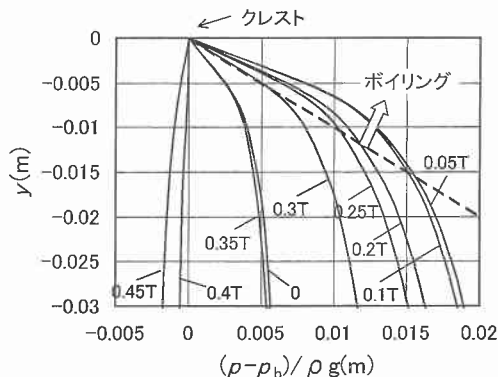


図-4 変動過剰間隙水圧分布 (Case-2)

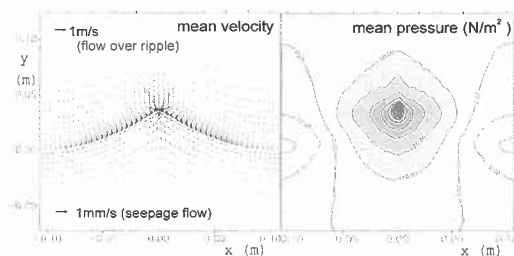


図-5 流速と圧力の1周期平均 (Case-2)

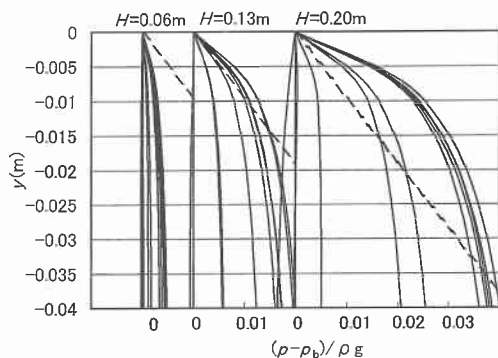


図-6 波高による変動過剰間隙水圧の変化

b) 波高の影響 (Case-1~3)

図-6は波高を0.06 mから0.20 mまで変化させた場合の変動過剰間隙水圧の鉛直分布である。波高 $H=0.06$ mでは、変動過剰間隙水圧が土被り圧より小さいためボイリング状態に達しないが、波高 $H=0.13$ mでは砂連頂下部約1.5 cm (砂連の半分の高さ) で土被り圧以上となっており波高 $H=0.20$ mでは砂連頂部より約4 cm (砂連全体の高さ) までは液状化していることになる。

c) 透水係数の影響 (Case-2, 4, 5)

図-7は透水係数 k を0.001~0.00001 m/sまで変化させた際の砂連頂下部での間隙水圧の鉛直分布である。

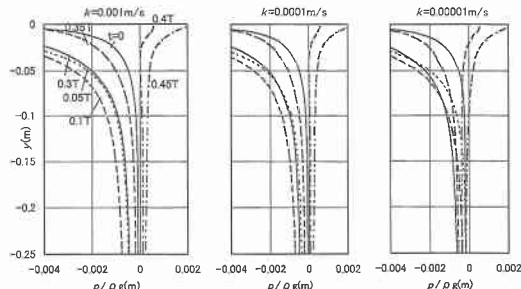


図-7 透水係数による圧力分布の変化

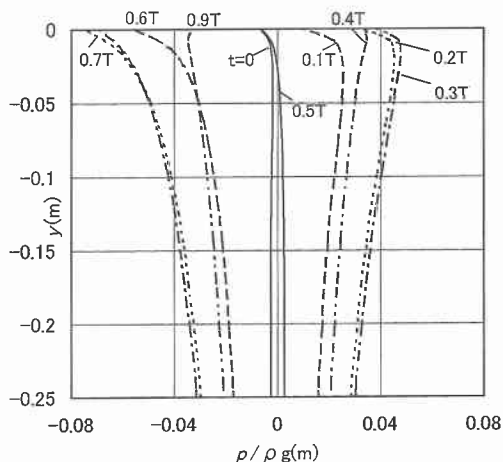


図-8 進行波浪場での間隙水圧分布

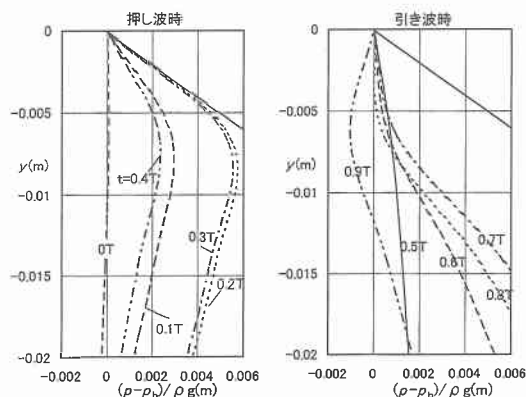


図-9 砂連波高が小さい時の変動過剰間隙水圧

$k=0.001$ m/sと0.0001 m/sでは、大きな差は見られないが、 $k=0.00001$ m/sでは、圧力が地盤下部に伝播しにくくなっており、 $y=-0.085$ mより深い場所では、圧力が常に負である。しかし、砂連の破壊に関連するトラフ面 $y=-0.035$ (m)より上では、透水係数による違いがあまり見られない。液状化については透水係数 $k=0.001$

m/s で若干液状化しやすいように見られたものの、液状化深さに関してはほとんど違いが見られなかった。

d) 振動流+圧力変動(疑似進行波)(Case-7)

振動流装置を用いた漂砂量の実験はちょうど重複波の節における振動流に対応しており、振動流装置の実験では波の圧力変動の影響が含まれていない。そこで、圧力変動を加えた条件で計算を行った。

図-8 は、間隙水圧 p の鉛直分布である。波による圧力変動が地盤内にも伝播しているが、砂漣のある $y=0.035$ m 以上では砂漣の存在によって圧力が全体的に小さくなっており、分布が負に傾いている。図で示していないが押し波時の方が全体に過剰間隙水圧が大きく、液状化しやすい傾向にある。これは、押し波時の方が、砂面での圧力勾配が大きいことに起因している。押し波時の方が液状化しやすいという傾向は、善(1993)の波の圧力変動による液状化の場合(引き波時に液状化が発生するという現象)と逆の傾向であり、凹凸のある海底の極表層における特殊な現象であることがわかる。

e) 砂漣の高さについて(Case-6)

次に、砂漣の大きさの違いによる変化を見るため、砂漣波高を半分の大きさ($\eta=0.0175$ m)にして計算した。図-9 は、このときの変動過剰間隙水圧分布であるが、押し波時、引き波時ともに液状化が発生しない状態になっており、砂漣形状が液状化に対して大きくさいていることが分かる。特に引き波時にはより液状化しにくくなる。

f) 波の圧力変動による液状化との違いについて

砂漣周辺の圧力分布による液状化と一般に知られている波の圧力変動による液状化(善, 1993)の違いは、前者は砂漣のような地盤表層に限られた現象であるのに対し、波の圧力変動による液状化はもう少し深い範囲で発生する現象であることである。また、こうした波の圧力変動による液状化は、一般に空気塊が土中に微小ながら存在する場合に発生するものであるが、今回の計算で用いた水の体積圧縮係数 β がさらに小さい場合に相当しており、今後検討が必要である。また、本研究では、浸透流の影響が大きく見積もられたが、砂漣からシートフローの変化の過程では、流れのせん断力による砂の輸送がさらに大きな部分を占めており、浸透流の影響とせん断力の影響がどの程度の割合で、漂砂現象に寄与しているのか、さらに検討が必要である。

4. 結 論

(1) 砂漣内に発生する上向き浸透流を可視化した。

(2) 数値計算により、地盤内の圧力分布および浸透流の大きさを評価した。その結果、砂漣頂部においてボイリングが発生する可能性があることが分かった。

(3) 振動流による砂漣内部のボイリングは、波高が大きく、かつ、砂漣の高さが大きい場合に発生しやすい。

(4) 振動流による上向き浸透流は、砂漣の発生する地盤の極表層の現象であるため、 $k=0.001\sim0.00001$ m/s の範囲では透水係数による違いがあまり明瞭ではない。

(5) 波の圧力変動の間隙水圧へ及ぼす影響は大きく、砂漣のある地盤表層では間隙水圧変動がさらに複雑になる。また、ボイリングは押し波時に発生しやすい。

謝辞： 本研究を行うにあたり、California 大学 Berkeley 校の Mostafa Foda 教授に、数値計算について多くのご示唆を頂いた。また、可視化実験は著者が東京大学大学院修士課程の際に行ったものであり、この際、渡辺晃教授、磯部雅彦教授より多大なご指導を頂いている。実験に用いた装置は当時の東京大学海岸港湾研究室の振動流装置である。さらに、港空研加藤一正監事、高橋重雄部長、海洋・水工部の方々から多くのご示唆、ご指摘を頂いた。ここに記して、心からの謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 荒川忠一(1994): 数値流体工学, 東京大学出版会, 229 p.
- 酒井哲郎・後藤仁志・松原隆之・高橋智洋(1998): 非対称砂漣上の浮遊過程における一方向流と水圧変動の役割, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 491-495.
- 佐藤慎司・三村信男・渡辺 晃(1983): 砂漣上の振動流境界層に関する研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 189-193.
- 鈴木高二朗(2001): 砂漣内の浸透流について, 港湾技術研究所報告, 第40巻, 第1号, pp. 31-45.
- 鈴木高二朗・渡辺 晃・磯部雅彦・Mohammad Dibajnia(1994): 振動流作用下における混合粒径底質の移動現象について, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 356-360.
- 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, 112 p.
- Fredsoe, J., K. H. Andersen and B. Mutlu Sumer(1999): Wave plus current over a ripple-covered bed, Coastal Engineering 38, pp. 177-221.
- Sakai, T. and H. Gotoh(1996): Effect of Wave-Induced Pressure on Seabed Configuration, Proc. of 25th ICCE, pp. 3155-3168.
- Wilcox, D. C.(1999): Turbulence Modeling for CFD, Second Edition, DCW industries, 540 p.
- Yoon, J. Y. and V. C. Patel(1996): Numerical Model of Turbulence Flow over Sand Dune, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, pp. 10-17.