

波浪による海底地盤の液状化が漂砂量に及ぼす影響

酒井 哲郎* ・ 後藤 仁志** ・ 原田 英治***
羽間 義晃**** ・ 井元 康文*****

1. 緒 言

通常の漂砂モデルでは、波浪伝播に起因する底面近傍流速（あるいは底面せん断力）を砂粒子の駆動力として想定するが、現実の海底床では、流速波形の有限振幅性、波の伝播に伴う岸沖方向の圧力勾配、波の伝播に誘起された海底地盤内の過剰間隙水圧分布の形成などの種々の複雑な要因が存在する。したがって、現実の海浜における漂砂量の推定精度の向上には、これらの要因が漂砂に及ぼす影響を合理的に推定することが必要となる。有限振幅波や岸沖方向の圧力勾配力（水面勾配に起因する駆動力）が漂砂に与える影響を個別に検討した研究は、これまでも見られる。これらの波動場の特性は、底面近傍流速に反映されるから、底面近傍流速を介して比較的容易に漂砂モデルに取り込める。

その一方で、海底地盤内の間隙水圧分布の漂砂への影響については、間隙水圧分布自体の特性が充分に把握されていなかったこともあり、あまり研究例がない。その反面、地盤内間隙水圧分布とそれに起因する海底地盤の液状化は、水際構造物被災の重要な要因の一つであるとの認識から、液状化過程の水理実験や地盤内間隙水圧分布の定式化についての既往の研究は多く見られる（例えば、名合, 1982；善ら, 1987；酒井ら, 1991, 1994, 1995；矢富ら, 1995；北野ら, 1997）。さらに、通常の波浪より遥かに波高の大きい津波に対しても、引き波時の地盤内間隙水圧分布の変化に起因する表層砂の移動抵抗の減少（液状化の前段階）が、沖向き漂砂量の増大をもたらすとの指摘もある（加藤ら, 1999）。

そこで本研究では、漂砂量推定の基礎となる移動限界付近の少量の砂移動から、徐々に底面せん断力を増加させて、海底地盤内間隙水圧分布による漂砂量変化を実験的に検討するとともに、個別要素法型の数値移動床を、地盤内間隙水圧分布に起因する付加的揚力の影響を加味して拡張し、実験から得られた漂砂量特性の再現性を検

証する。

2. 実験装置、実験方法

実験は、図-1 に示す水圧制御用のシリンダー付の振動流装置を用いて実施した。この装置は、密閉型の鋼製砂層水槽に振動流発生用のプロペラ付閉管路と水圧変動発生用の油圧式シリンダーを取り付けたもので、水圧変動・振動流共存場における砂地盤の挙動を再現できる。砂層水槽の大きさは $120\text{ cm} \times 90\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ 、流水断面は $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ 、砂層の断面は $60\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ である。地盤内間隙水圧変動の時系列計測のための間隙水圧センサーは側壁面に埋め込まれて配置されている。実験に用いた砂粒子は、粒径 $d=0.025\text{ cm}$ 、比重 $\sigma/\rho=2.65$ の均一砂で、間隙比の最大値は $e_{\max}=0.96$ であり、 $e_{\max}$ における透水係数は、 $k=3.9 \times 10^{-2}\text{ cm/s}$ であった。各実験ケースの実施前には、地盤のボーリングを行い、地盤飽和度のばらつきを無くすように努めた。さらに、実験前に予備的な加減圧操作を行って地盤を締め固めて間隙比を調節し、 $e=0.80$ 付近の状態に調整している。

また、この装置では、水圧変動および流速に関してフィードバック制御が導入されている。水圧のモニターは、砂層水槽の流水部の装置側壁に取り付けられた水圧センサーを通じて、流速のモニターは、閉管路に取り付けられた電磁流量計を通じて行われる。このフィードバックシステムは任意波形の水圧変動と流速を発生させることが可能であるが、間隙水圧分布の影響を単純化する

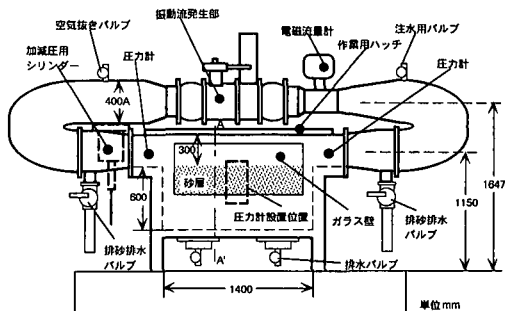


図-1 実験装置

* フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻
** 正 会 員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻
*** 学生会員 工修 京都大学大学院博士後期課程 土木工学専攻
**** 正 会 員 工修 前田建設
***** 学生会員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻

るため、三角波型の水圧変動(図-2参照)を作用させて、時間的な水圧の増加率および減少率を一定とした。流速については、一定流速を作用させ、移動限界付近を含む複数の流速条件下で系統的な sediment transport rate 計測を実施した。なお、水圧変動の三角波は、登り(加圧時)勾配を十分に緩勾配に設定し、減圧時に急減する非対称波形として、加圧時の sediment transport の抑制効果が事実上無視できるように配慮した(図-2中の sediment transport rate q_B の想定パターン参照)。これにより、水圧変動の影響のない場合の sediment transport rate q_{B0} と上記の三角波型の水圧変動下の sediment transport rate の測定結果 q_{BT} (移動床下手側に埋め込まれた堆砂箱中の堆積量から計算) から水圧変動による促進効果が卓越する減圧時の sediment transport rate q_{B+pwp} を推定することが³できる。

$$q_{B+pwp} = \left(\frac{T_{inc}}{T_{dec}} + 1 \right) q_{B^*T} - \frac{T_{inc}}{T_{dec}} q_{B^*0} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$q_{B^*} = \frac{q_B}{\sqrt{\left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g d^3}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 T_{inc} 、 T_{dec} : 加圧時間および減圧時間、 ρ : 水の密度、 σ : 砂の密度、 g : 重力加速度、 d : 砂粒径である。

3. シミュレーションモデル

(1) モデルの構成

シミュレーションには、個別要素法型数値移動床(後藤・酒井; 1995a)を用いる。砂粒子 i の並進および回転の運動方程式は、

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{du_{pi}}{dt} &= \sum_j \{ -f_n \cos \alpha_{ij} + f_s \sin \alpha_{ij} \} \\ &+ \frac{1}{2} \rho C_D \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} (U - u_{pi}) A_2 d^2 \\ &\dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{dv_{pi}}{dt} &= \sum_j \{ -f_n \cos \alpha_{ij} - f_s \sin \alpha_{ij} \} \\ &+ \frac{1}{2} \rho C_D \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} (V - v_{pi}) A_2 d^2 \\ &- \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) A_3 d^3 g + F_{pwp} \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\sigma \frac{\pi d^5}{60} \frac{d\omega_{pi}}{dt} = \frac{d}{2} \cdot \sum_j \{ f_s \} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$C_D = C_{D0} + \frac{24\nu}{d \cdot \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

と書ける。ここに、 u_p 、 v_p : 粒子の水平方向(x)および鉛直方向(y)の速度成分、 ω_p : 砂粒子の回転速度、 f_n 、 f_s :

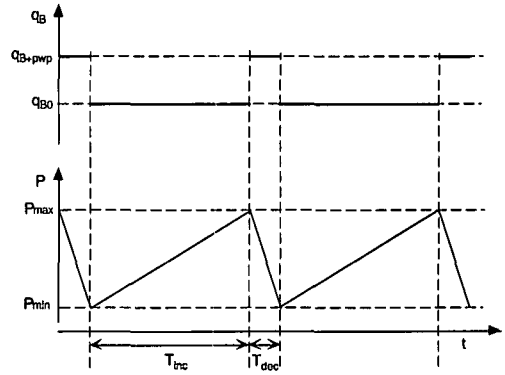


図-2 水圧変動波形(三角波)

砂粒子 i 、 j 間の法線(n)および接線(s)方向の作用力、 α_{ij} : 砂粒子 i 、 j の接触角、 U 、 V : 水平方向、鉛直方向の平均流速成分、 ν : 動粘性係数、 C_M : 付加質量係数($C_M=0.5$)、 C_D : 抗力係数($C_{D0}=0.4$)、 A_2 、 A_3 : 砂の2次元および3次元形状係数($A_2=\pi/4$; $A_3=\pi/6$)、 F_{pwp} : 地盤内間隙水圧に起因する付加的揚力である。

計算ステップの更新の度に個々の砂粒子の接触状況が検査され、接触状態にある粒子間については、弾性スプリングと粘性ダッシュポットが導入されて粒子間の相互作用力 f_n 、 f_s が計算される。なお、モデル定数(バネ定数、粘性定数、粒子間の動摩擦係数)に関しては、後藤ら(2000)の設定法に従い、当該粒径の砂の流砂量の計算結果が既往の実験データの存在域とよく一致するようにチューニングした。

ここでは、通常の流砂・漂砂量の計算と異なり、地盤内間隙水圧分布の影響を砂粒子に作用する付加的外力として考慮する必要がある。後藤ら(1995b)は、固定床上の単一粒子の回転離脱モデルを拡張して、地盤内間隙水圧の存在下での sediment transport rate の変化を推定するに際して、地盤内間隙水圧に起因する付加的揚力を以下のように算定している。砂粒子に作用する付加的揚力 F_{pwp} は、間隙水圧を砂粒子周囲で積分し、

$$F_{pwp} = \frac{\pi d^2}{4} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} p \cdot \sin 2\phi d\phi; \phi = \sin^{-1} \left\{ \frac{2(y_c - y)}{d} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

と記述する。ここに、 y_c : 砂粒子の中心の高さである。さらに、粒子間接触による下層の砂粒子からの揚力の伝達を考慮するために、砂粒子堆積層を薄い層状の小領域に分割し、個々の層 j での代表粒子について付加的揚力 $F_{P(j)}$ を算定し、次式によって下方からの揚力伝播を表現する。

$$F_{pwp} = \begin{cases} \sum_{j=1}^n k_p^{j-1} F_{P(j)} & \text{for } F_{P(1)} > 0 \\ F_{P(1)} & \text{for } F_{P(1)} \leq 0 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (8)$$

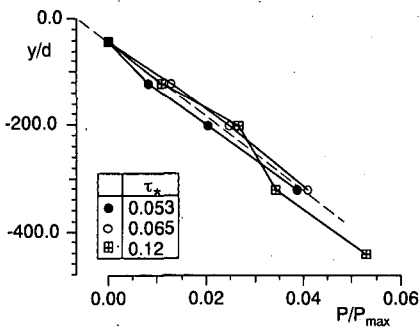


図-3 地盤表面付近の間隙水圧分布

ここに、 k_p :伝達率($k_p=0.50$ と設定)であり、 n :初めて $F_{p(i)} < 0$ となる層の番号(常に、 $F_{p(i)} > 0$ のときは定義上 ∞)である。後藤ら(1995b)のモデルでは、固定床上の単一粒子の回転離脱を想定しているから、粒子間の相互作用を考慮できない。そこで、式(8)のような簡易な方法で粒子間相互作用の影響を加味せざるを得なかった。

これに対して、本モデルは粒子間相互作用を直接取り扱えるので、式(8)を用いることなく、全ての砂粒子について式(7)によって付加的揚力を算定すればよい。なお、地盤内間隙水圧分布は、実験時に水圧センサーの記録から得られる水圧分布を補完して用いることとした。水圧の急減期には、地盤表面付近の水圧分布は、ほぼ一定の水圧勾配を保つので、減圧期の水圧分布(地盤表面水圧に対する相対水圧)を時間平均して得られる水圧分布(図-3)が維持されているとして、式(7)によって付加的揚力を算定した。

(2) モデルの動作確認

ここで用いるモデルが、地盤内間隙水圧の非作用下で流砂量に関する既往の実験結果と一致することは既に確認済みであるが(後藤ら, 2000)、地盤内間隙水圧に起因する付加的揚力が、地盤表面付近の砂粒子の移動抵抗にどの程度の影響を与えるかに関しては、予め確認する必要がある。そこで、砂地盤上にブロック(比重2.25)を配置して、砂地盤構成粒子に図-3の地盤内間隙水圧分布が作用した際のブロックの挙動を計算することとした。

ブロックは、砂地盤構成粒子と同一粒径の粒子を剛体連結して表現した。ブロックの構成粒子に対しては、粒子の相対位置関係を変化させないための補正計算ルーチン(Koshizukaら, 1988)を追加して、剛体挙動させた。

まず、地盤構成粒子、ブロック構成粒子を区別せず、ブロック構成粒子間の連結関係もないものとして、全粒子の運動を個別要素法で追跡する。その結果、ブロック構成粒子間の初期の相対位置関係が崩れ、ブロックが変

形する。そこで、ブロック構成粒子のみに対して座標修正計算を実施し、ブロック構成粒子間の相対位置を変化させないようにする。ブロック構成粒子の時刻 $t + \Delta t$ での仮速度と仮座標より重心座標 r_g と重心座標での並進速度ベクトル T 、重心回りでの角速度ベクトル R は、

$$T = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$R = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^N u_i \times (r_i - r_g) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$r_g = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_i ; I = \sum_{i=1}^N |r_i - r_g|^2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

と書ける。ここに、 I :ブロック構成粒子の重心周りの慣性モーメント、 N :ブロック構成粒子の総数である。剛体的挙動を満足するためのブロック構成粒子 i の移動速度は、

$$\tilde{u}_i = T + (r_i - r_g) \times R \quad \dots\dots\dots (12)$$

と記述され、これを用いてブロック構成粒子 i の座標は、

$$r_i(t + \Delta t) = r_i(t) + \tilde{u}_i \Delta t \quad \dots\dots\dots (13)$$

と修正される。個別要素法による要素の座標の更新が行われる度に、ブロック構成粒子に対してのみ座標修正を施すことにより、ブロックと砂粒子の相互作用を追跡できる。

図-4は、数値移動床上に設置したブロックに減圧期の地盤内間隙水圧(図-3)を作用させた場合の挙動を示したものである。計算領域の左右は周期境界条件とし、砂層の最下層には計算対象粒子と同一径の粒子から成る固定壁を設けている。したがって、計算結果は、規則的な間隔に配置されたブロック群の支持地盤の液状化(または、その前段階で生じる砂の移動抵抗の減少)に伴うブロックの沈降過程を示している。間隙水圧分布に起因する付加的揚力の影響で地盤構成粒子間の接触力が低下し、ブロックの支持力が減少してブロック直下の地盤が

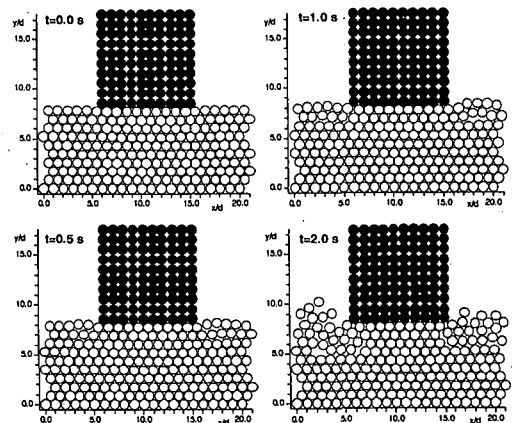


図-4 ブロックの沈降過程

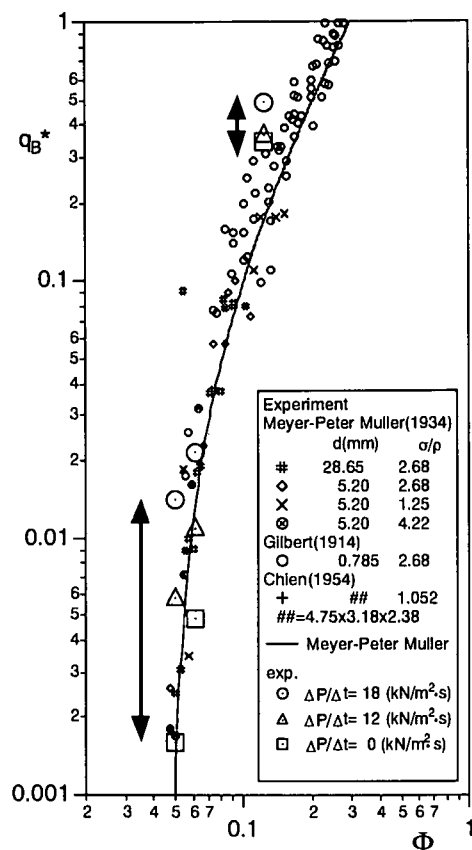


図-5 Sediment transport rate (実験)

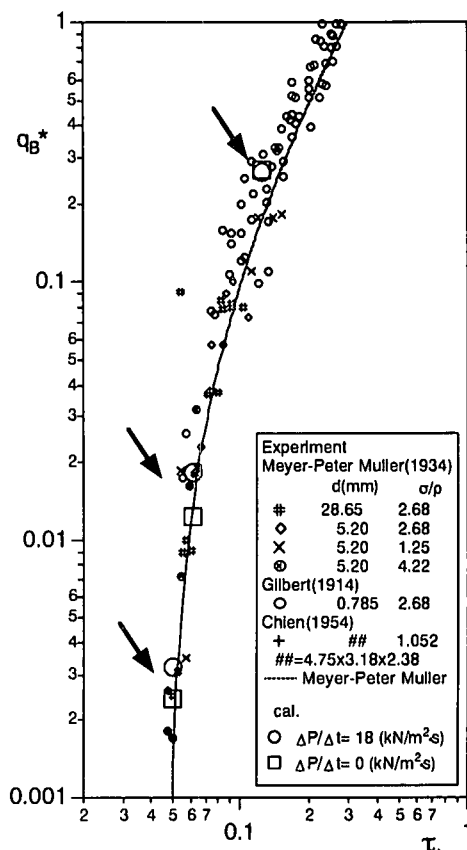


図-6 Sediment transport rate (数値移動床)

沈み、それによる排除体積分に相当する砂粒子がブロックの側方に押し出される様子が理解できる。このように、間隙水圧分布に起因する付加的揚力を組み込んで拡張した数値移動床は、液状化に伴う地盤の流動化を少なくとも定性的には再現していることが確認された。

4. 地盤内間隙水圧の漂砂量に与える影響

図-5, 6は、実験および数値移動床により得られた漂砂量を示している。通常の漂砂量は、底面流速および水圧の周期的変動下で流送されるが、本研究では、現象の支配要因を単純化するため、一方向流下の水圧変動の影響に着目し、さらに、作用水圧の変化率 $\Delta P/\Delta t$ が一定の条件で、sediment transport rate への地盤内間隙水圧分布の影響を把握することを目的としている。したがって、本研究は漂砂量を念頭に企画したものであるが、本研究の実験や数値計算の結果と直接比較する対象は、既往の流砂量データとなる。本研究において、流砂量あるいは漂砂量と表記せず、sediment transport rate としている箇所が多数あるのは、このような理由による。

図-5には、底面せん断力 $\tau_* = 0.053, 0.065, 0.12$ お

よび作用水圧の変化率 $\Delta P/\Delta t = 18.0, 12.0, 0.0$ (kN/m²/s) を組み合わせた水理条件における sediment transport rate が示されている。移動限界付近では、作用水圧の変化率の影響が顕著で、作用水圧の変化率の大きいケースでは sediment transport rate が大幅に増加する。作用水圧の変化率の影響は、Shields 数の増大とともに小さくなり、 $\tau_* = 0.12$ では、地盤内間隙水圧分布の影響は不鮮明である。

図-6の数値移動床による計算結果は、実験結果を過小評価する傾向にあるものの、Shields 数の増大とともに地盤内間隙水圧分布の影響が不鮮明化するという同様の傾向は、明瞭に現れている。しかし、移動限界付近での地盤内間隙水圧分布に起因する付加的揚力の作用による顕著な sediment transport rate の増加を再現するには至らなかった。

5. 結 語

本研究では、海底地盤内間隙水圧分布による sediment transport rate の変化を実験的に検討するとともに、個別要素法型の数値移動床に地盤内間隙水圧分布に起因す

る付加的揚力の影響を加味して、実験から得られた sediment transport rate の特性の再現を試みた。

sediment transport rate の計算に先立って行った液状化に伴う砂地盤上のブロックの沈降過程の計算では、地盤内間隙水圧による付加的揚力の影響で支持力が低下し、ブロック下方の地盤が沈下して側方に流動する様子が再現された。

実験では、底面せん断力と作用水圧の変化率を異にする種々のケースについて系統的比較を行い、地盤内間隙水圧分布に起因する付加的揚力の作用が、特に移動限界付近での sediment transport rate の顕著な増加をもたらすことが確認された。この増加傾向は、Shields 数の増大に伴って不鮮明化する。これは、移動限界を大きく超える底面せん断力の作用下では付加的揚力による移動抵抗の見かけ上の減少が sediment transport rate の増加に対しては副次的な要素でしかあり得ないことを示している。

このような実験の傾向は、数値移動床による計算である程度良好に再現されたが、地盤内間隙水圧分布に起因する付加的揚力の作用による移動限界付近の顕著な sediment transport rate の増加を再現するには至らなかった。なお、本稿では、地盤内間隙水圧分布には計測結果の内挿値をそのまま用いているが、地盤の挙動（間隙比の変動やそれに起因する透水性の変動）を直接推定できる間隙水圧分布の計算法（例えば、前野ら、2001）が確立されれば、間隙水圧モデルと連成した地盤表層付近の場のより厳密な取り扱いが可能となる。

なお、本研究の遂行に際して、科学研究費・基盤研究(B)「沿岸構造物の波浪被災とその防止に関する水力動地盤学的研究」(代表：岡山大学、名合宏之教授)の補助を受けたことを記して、謝意を表する。

参考文献

- 加藤史訓, 佐藤慎司, Harry Yeh (1999): 津波による円柱周辺地盤の動的挙動に関する大型実験, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 956-960.
- 北野利一, 間瀬 肇, 中野 晋 (1997): 異方性を有する海底地盤の波浪応答の近似理論, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 906-910.
- 後藤仁志, 酒井哲郎 (1995a): 表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析, 土木学会論文集, No. 521/II-32, pp. 101-112.
- 後藤仁志, 酒井哲郎, 柏村真直, 田中博章 (1995b): 被圧海底地盤内の間隙水圧分布を考慮した底質の移動限界, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 496-500.
- 後藤仁志, 原田英治, 酒井哲郎 (2000): 数値移動床による混合粒径流砂の流送過程のシミュレーション, 水工学論文集, 第 44 巻, pp. 665-670.
- 酒井哲郎・間瀬 肇・D. T. Cox・上田康浩 (1991): 波浪による海底地盤内間隙水圧変動の現地観測, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 816-820.
- 酒井哲郎・後藤仁志・森川 淳・柏村真直 (1994): 海底面の水圧変動に対する地盤内間隙水圧の応答特性に関する基礎的実験, 水工学論文集, 第 38 巻, pp. 511-516.
- 酒井哲郎・後藤仁志・森川 淳・川崎順二 (1995): 高波圧を受ける海底地盤内間隙水圧の分布特性, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 1021-1025.
- 善 功企・山崎浩之・渡辺 篤 (1987): 海底地盤の波浪による液状化—現地観測及び解析—, 運輸省港湾技術研究所報告, 第 26 巻, 第 4 号, pp. 125-180.
- 名合宏之 (1982): 変動水圧による砂層の液状化に関する研究, 第 26 回水理講演会論文集, pp. 589-594.
- 名合宏之・前野詩朗 (1995): 変動水圧作用下における高飽和度砂層の動的現象の相似律に関する研究, 土木学会論文集, No. 509/II-30, pp. 45-53.
- 前野詩朗, 後藤仁志, 坪田裕至, 原田英治 (2001): DEF-FEM モデルによる変動水圧場における護岸周辺地盤の流動解析, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 976-980.
- 矢富盟祥・由比政年・石田 啓・広部英一 (1995): 海底地盤の波浪応答に対する地盤の異方性の影響, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 1011-1015.
- Koshizuka, S., A. Nobe and Y. Oka (1988): Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 26, pp. 751-769.