

# 液状化地盤における進行性凝固— 波浪エネルギー消散と境界層内物質輸送への適用

宮本 順司\*・佐々 真志\*\*・関口 秀雄\*\*\*

本研究では、波浪作用下における液状化土の凝固過程が波のエネルギー消散や液状化層への物質輸送に重要な役割を果たすことを予測モデルに基づいて考察している。進行性凝固過程に着目して液状化層のエネルギー消散量を予測し、既往の実験で観察された液状化地盤全体によるエネルギー消散量と比較したところ、良い対応が得られた。興味深いのは、波浪エネルギー消散は液状化土が凝固し始める時に最も顕著となることである。また、波浪作用のもとで凝固フロントはその直下の凝固領域に著しい圧縮変形をもたらしながら上昇する。そのため、凝固領域から絞り出された間隙水は密度不安定層を形成し、液状化土中に速やかに混合・輸送される可能性がある。

## 1. はじめに

筆者らは、暴波浪来襲時の沿岸域における急激な地形変化の予測や海岸構造物の動的安定性評価に資するために、遠心力場波浪実験法や予測モデルを用いて、波浪による地盤の液状化特性を調べてきた。その結果、厳しい波浪負荷のもとで、緩詰め砂質地盤は液状化に至り、液状化領域は地盤の浅部から深部に向かって拡大していくことが明らかになってきた (Sassa・Sekiguchi, 1999)。興味深いことは、液状化発生後も波浪負荷を継続すると、液状化土層の最下部から徐々に土の構造骨格の再生、すなわち液状化土の凝固が起こり、凝固フロントは地表面に向かって進展していくことである (宮本ら, 2002)。液状化土の進行性凝固過程は、地盤内の密度分布の変化に大きな影響を及ぼすとともに (宮本ら, 2002)、水中における堆積物重力流れの運動形態にも重要な役割を果たす (Sassa ら, 2003)。

本研究では、液状化地盤の波浪エネルギー消散能力と液状化土の凝固過程との関わりについて考察する。その背景には、液状化地盤を利用した消波システムへの期待の高まりに比して、液状化地盤におけるエネルギー消散機構の実態が未だ十分には解明されていないことがある。本論文の構成は以下の通りである。はじめに、波浪作用下における液状化土層の進行性凝固モデル (宮本ら, 2002) に基づいて、液状化土による波のエネルギー消散量を見積もる。ついで、液状化地盤による波浪減衰実験 (高橋ら, 1994) の結果に着目し、予測モデルの妥当性を検討する。さらに、予測モデルに基づいて、凝固フロント上昇時に間隙流体の混合・輸送が起こりうる可能性を検討する。

## 2. 進行性凝固モデルに基づく波浪エネルギー消散能の評価

### (1) 考察の対象とする問題の設定

厳しい波浪負荷の作用のもとで地盤が液状化に至り、その後の波浪負荷継続条件下で液状化土の凝固が起こり、徐々に凝固フロントが上昇していく状態を想定する (図-1)。考察の対象領域は、上部から外部流体域、液状化領域、凝固領域である。液状化土は極めて流体的な挙動を示す一方で、徐々に固体的な性質を回復していく。このような特徴を再現するために、宮本ら (2002) は、2種類の液状化土モデルを導入している。1つ目は、構造骨格は完全に壊され、流体的な挙動を示す液状化土である。2つ目は、有効応力は空間的に平均してゼロであるが、構造骨格は完全には壊れていない、固体的な性質を示す液状化土である。液状化領域の最下層から凝固がはじまることから、固体的な性質を示す液状化土は、遷移境界層として液状化最下層に存在すると考えてよい (図-1)。他方、遷移境界層より上位の液状化土は極めて流体的な性質を示す液状化土であると考えられる。上述のように液状化地盤を2種類の液状化土モデルによって表現することにより、結局、波のエネルギー消散は、極めて流体的な液状化土、遷移境界層にある液状化土、および凝固領域層の3層で生じることになる。以下、各層にお

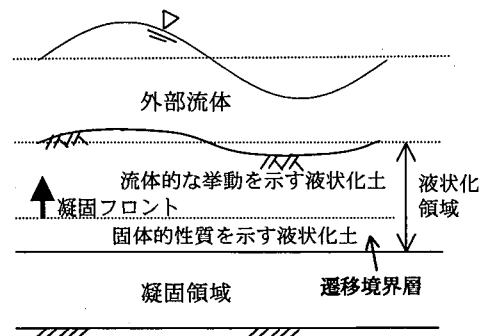


図-1 考察の対象とする系

\* 正会員 博(工) 日本学術振興会特別研究員 京都大学防災研究所

\*\* 正会員 博(工) 日本学術振興会特別研究員 京都大学防災研究所

\*\*\* フェロー 工 博 京都大学教授 防災研究所

るエネルギー消散過程のモデル化に関わる既往の研究を概観しておく。

## (2) 波浪エネルギー消散過程のモデル化に関する既往の研究のレビュー

Gade (1958) や Dalrymple・Liu (1978) は、液性限界を超える高含水比の泥質地盤を粘性流体と仮定して、地盤と波の相互作用や波のエネルギー消散率を調べている。泥質地盤の透水性は波の周期のオーダーではほとんど無視し得ることや、泥質土は微細鉱物粒子の電気化学的性質に基づく粘着抵抗を有することなどから、極めて高含水比の泥質地盤を粘性流体と近似することは有力なモデル手法の1つであると考えられる。

しかしながら、液状化した粒状地盤を粘性流体とモデル化することについては現在も多くの論議がある。その1つの理由としては、液状化土を粘性流体としてモデル化し、粘性係数を見積もった場合、そのオーダーが広い範囲にわたるといった難点がある。ちなみに、濱田・若松(1998)では粘性係数は $10^6 \text{Pa}\cdot\text{s}$ のオーダー、Towhataら(1999)では $10^2 \text{Pa}\cdot\text{s}$ のオーダー、東畑・川崎(1999)では $10^6 \text{Pa}\cdot\text{s}$ のオーダーである。苔口ら(2001)は、ねじりせん断試験で液状化土の速度依存性を調べたが、速度依存性は見られなかったと報告している。

比較的高い剛性(せん断弾性係数 $G: 10^4 \sim 10^6 \text{kPa}$ )を持つ、飽和あるいは殆ど飽和した砂地盤における波のエネルギー減衰に関して多くの研究がなされてきた。主に、砂層に対し間隙水の浸透流の影響や粒子間摩擦の影響がとりあげられている。砂層内の浸透の影響に関して、高橋ら(2002)のVOF-FEM解析によると、透水係数 $k$ が $0.1 \sim 1 \text{mm/s}$ 程度では、波の減衰率 $\varepsilon$ は $0.0001$ から $0.001$ になり、その影響が無視できる程度に小さいことがわかる。Mindlin・Deresiewicsの理論に基づいたクーロン摩擦による粒子間摩擦の影響に関して、Yamamoto(1983)は、その影響は浸透流の影響とほぼ同じ程度であると評価している。

地盤を多孔質弾性体と仮定し、比較的高い剛性の小さな砂地盤における波の減衰を検討した研究もある。高橋ら(2002)は軟らかい地盤( $G=10^4 \sim 10^6 \text{kPa}$ )を対象にしたVOF-FEM解析を行い、せん断弾性係数が $G=60 \text{kPa}$ 程度の時、減衰率が極大値をとることを示した。このような傾向は、液状化土による波のエネルギー減衰に関する実験(高橋ら, 1994; 姜ら, 1997)からも定性的に認められている。すなわち、砂地盤が部分的にボイリング状態にあるときの波高減衰の程度は、砂地盤全体がボイリング状態で軟らかいときよりも大きいことが示されている。以上をまとめると、次のようになる。1) 流体的な性質を示す液状化土の粘性に関する確固とした情報がなく、2) 流体的な性質を示す液状化土におけるエネルギー

減衰は固体的な液状化土におけるエネルギー減衰より小さい、3) 高い剛性を持つ砂地盤のエネルギー消散は無視できるほど小さい。

上記の2)より、液状化地盤のエネルギー消散能を評価するうえで、流体的な性質の液状化土と固体的な性質の液状化土とを分けて評価することが重要と考えられる。ただし、流体的な液状化土の消散能は固体的な性質を持つ液状化土よりも低いという既往の研究があることから、本研究では、固体的な液状化土におけるエネルギー消散能力に焦点を当てる。

## (3) 進行性凝固モデルに基づくエネルギー消散能の定式化

### 全体系のモデリング

解析の対象領域を図-2に示す。上部から、外部流体、液状化領域、凝固領域から構成される。液状化領域は、流体的な挙動を示す液状化土の領域と、固体的な性質を持つ液状化土の領域(遷移境界層)に分けられる。流体的な性質を示す液状化土のエネルギー消散は無視することから、それを高密度完全流体によってモデル化する。完全流体とモデル化した液状化土と外部流体に対して二層流体の波浪伝播理論を適用する。遷移境界層の液状化土とその下の凝固領域は、繰返し塑性特性を有する弾塑性土と仮定する。弾塑性土を支配する貯留方程式は、宮本ら(2002)においては、微小変形理論に基づいて導出されたものであった。しかし、波浪負荷中の凝固フロントの上昇によってフロント以下の領域は著しく圧縮するという実験結果があることや、3節において物質輸送を考える上で、凝固領域地盤の圧縮が極めて重要になることから、本研究では、地盤の有限変形を考慮した貯留方程式を誘導し、以下の考察に用いる。

波浪負荷前( $t=0$ )の地表面位置を原点にして、空間座標 $z$ を導入する(図-2)。さらに、時刻 $t=0$ における地盤領域内の物質点に対し、 $Z$ 座標を用いてラベリングを

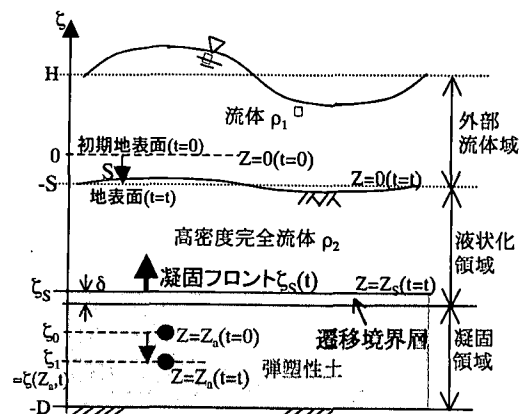


図-2 対象とする問題の設定とモデル化

行う。時刻  $t=0$  の地盤内のある要素の間隙率を  $n_0$ 、時刻  $t$  の同要素の間隙率を  $n$  とすると、物質座標  $Z$  と空間座標  $\xi$  の関係は次式で表される。

$$\frac{\partial Z}{\partial \xi} = \frac{1-n}{1-n_0} \dots\dots\dots (1)$$

物質座標  $Z$  を用いることによって、地盤の有限変形を考慮した貯留方程式は次式で表すことができる。

$$\frac{\partial u_e^{(2)}}{\partial(\omega t)} = \frac{M}{\gamma_f \omega} k_0^2 \frac{\partial}{\partial(k_0 Z)} \left[ k \frac{\partial u_e^{(2)}}{\partial(k_0 Z)} \cdot \frac{1-n}{1-n_0} \right] \cdot \frac{1-n}{1-n_0} + M \frac{\partial v^p}{\partial(\omega t)} \quad (\text{for } -D < Z < Z_s) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $u_e^{(2)}$ : 残留過剰間隙圧、 $v^p$ : 繰返しせん断に基づく塑性体積ひずみ、 $M$ : 土の体積剛性率、 $\omega$ : 波浪角周波数、 $k$ : 透水係数、 $\gamma_f$ : 流体の単位体積重量、 $k_0$ : 波数である。式(2)の右辺第二項は、繰返しせん断に基づく過剰間隙圧の発生項を表す。

凝固フロント位置  $Z_s$  の変化は、二層流体域の支配式と式(2)を連立することにより求められる。

遷移境界層におけるエネルギー消散過程のモデリング

遷移層の弾塑性土要素に対して、せん断応力  $\tau$ -せん断ひずみ  $\gamma$  関係を図-3 に示すように仮定する。同図中の斜線部分がエネルギー消散量を表している。 $\tau$ - $\gamma$  曲線のループに関してはこれまで多くの提案があるが、本研究では、遷移境界層における最大のエネルギー消散能力を評価すること及びモデルを簡単にする目的から、長方形ループを仮定している。

遷移層における最大せん断応力  $\tau_{max}$  は、多孔質弾性理論解 (Madsen, 1978) を援用して、次式で与えられる。

$$\tau_{max} = \kappa u_s \delta \cdot \exp(-\kappa \delta) \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $\delta$  は遷移境界層厚、 $\kappa$  は波数、 $u_s$  は凝固フロント位置における波圧であり、 $\kappa$ 、 $u_s$  は、上部に位置する二層流体域の波浪伝播理論と式(2)を連立して解くプロセ

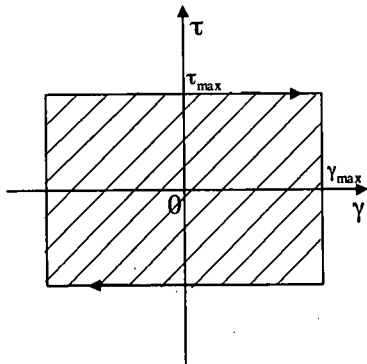


図-3 遷移境界層内の液状化土要素における  $\tau$ - $\gamma$  関係のモデル化

スで求められる値である。最大せん断ひずみ  $\gamma_{max}$  は、せん断剛性  $G$  を用いて次式で与えられる。

$$\gamma_{max} = \tau_{max}/G \dots\dots\dots (4)$$

仮定された遷移境界層の土要素の  $\tau$ - $\gamma$  関係より、波1周期あたりに、単位奥行き1波長分の長さ  $L$  の遷移境界層において消散されるエネルギー  $\Delta E$  は次式で与えられる。

$$\Delta E = 4 \tau_{max} \gamma_{max} L \delta \dots\dots\dots (5)$$

(4) 遷移境界層におけるエネルギー消散能の評価

液状化地盤による波のエネルギー消散に関する高橋ら (1994) の実験を取り上げる。本実験では、上向き浸透流場にある砂地盤に波浪を負荷することによって地盤を液状化させている。液状化地盤の長さは4mである。実験では、地盤条件や波浪条件を変化させて波高減衰を調べているが、最も詳細に実験データが記載されているケース、入力波高0.08m、地盤深さ0.4m、水深0.25m、波浪周期1sを取り上げる(図-4)。上記の条件において、上向き浸透流によってもたらされる動水勾配 ( $i=0.2-0.8$ ) を変化させて実験は行われている。予備実験において、動水勾配0.5程度で地盤内の一部でポイリングが発生したことが確認されている。表-1の実験結果によると、入力波浪の波高値が同一であっても動水勾配の違いによって波高減衰の程度が異なることが明らかである。すなわち、動水勾配が0.47の時、最も波高減衰が大きく、動水勾配がそれより大きくなるにつれて、減衰の程度は小さくなっている。高橋ら (1994) の実験結果に対応する遷移境界層のエネルギー消散能を評価するために、実験結果を1波長1サイクルあたりの液状化地盤におけるエネルギー消費量  $\Delta E$  を用いて整理する。エネルギー方程式は次式のように表すことができる。

$$\frac{\Delta W}{\Delta x} = -D_p \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $W$  はエネルギーフラックス、 $D_p$  は単位時間、地盤単位長さあたりのエネルギー逸散量である。式(6)の  $\Delta W$  として、 $x=0$  と  $x=4$  m の位置におけるエネルギーフラックスの差を用いる。領域  $x \leq 0$  と、 $x \geq 4$  m の領域は液状化していない砂地盤であるが、ここでは、剛な不透水床であると仮定する。従って、 $x=0$  と  $x=4$  m の位置におけるエネルギーフラックスは次式中の波高  $H$  に観測値を代入することで評価することができる。

$$W = \bar{E} c_g = \frac{1}{8} \rho g H^2 \cdot \frac{\omega}{\kappa} \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $\bar{E}$  は、単位面積あたりの平均エネルギー、 $c_g$  は群速度である。

1波長1サイクルあたりの液状化地盤におけるエネルギー消費量  $\Delta E$  は次式で与えられる。

表-1 高橋ら(1994)の実験の代表的な結果と筆者らが算出した液状化地盤におけるエネルギー消費量  $\Delta E$  の一覧

動水勾配 $i$	0.47	0.6	0.7	0.8
入力波浪波高 $H_0$ (m)	0.08	0.08	0.08	0.08
減衰後の波高 $H$ (m)	0.022	0.028	0.032	0.048
$\Delta E$ (N・m/m)	2.21	2.1	2.01	1.53

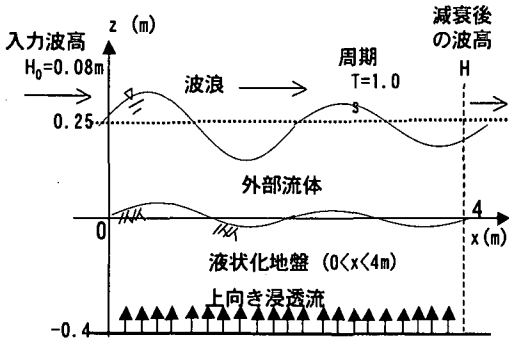


図-4 液状化地盤による波高減衰実験(高橋ら, 1994)における波浪・地盤条件

$$\Delta E = D_p \cdot T \cdot L \dots\dots\dots (8)$$

一般に、波の波長  $L$  は液状化地盤との相互作用によって変化し、入力波浪の波長とは異なることが予想されるが、ここでは、簡単のために、入力波浪の波長で代用する。高橋ら(1994)の実験で観察された波高値を用いて、上式(6)–(8)から算出した  $\Delta E$  を表-1に合わせて示す。上述のデータ整理をふまえて、予測モデルを用いて液状化地盤のエネルギー消費量を見積もる。本モデルにおいては、液状化土のエネルギー消費は、液状化最下層に存在する遷移境界層でのみ生じる。遷移境界層における液状化土のせん断剛性  $G$  を変化させて、式(5)を用いて、遷移境界層厚とそこで生じるエネルギー消費量との関係を求めた(図-5)。図-5には、高橋らの実験(1994)から求めた液状化地盤全体のエネルギー消費量  $\Delta E$  の範囲も示している。同図の結果より、実験で観察された液状化土全体のエネルギー消費量と対応するのは、遷移境界層の厚さが0.04 mから0.08 mの範囲、遷移境界層の液状化土が剛性  $G = 50 \text{ N/m}^2$  から  $400 \text{ N/m}^2$  の範囲にある場合であることがわかる。ちなみに、剛性  $50 \text{ N/m}^2$  のオーダーは、水中にある直径  $0.2 \text{ mm}$  の砂粒子約30個分の厚さの有効土被り圧に等しい。

### 3. 進行性凝固ともなう間隙流体の絞出しと密度不安定の形成

波浪作用下における液状化土の進行性凝固ともなう間隙水の絞出しについて検討する。具体的な計算例を以

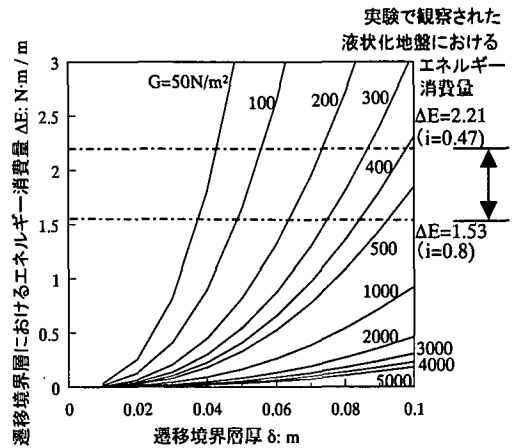


図-5 遷移境界層におけるエネルギー消費量の予測結果と高橋らの実験(1994)で観察された液状化地盤におけるエネルギー消費量との比較

下に示す。想定した地盤と波浪の条件は、水深:  $2.4 \text{ m}$ 、波浪周波数:  $0.27 \text{ Hz}$ 、入力波圧振幅  $3.0 \text{ kPa}$ 、地盤層厚  $2.5 \text{ m}$ 、透水係数  $0.19 \text{ mm/s}$  である。

波浪負荷中の地盤内密度分布の推移の予測結果を図-6に示す。同図中には、波浪負荷サイクル数100波ごとに、対応する凝固フロント位置と密度分布を示している。図-6より、凝固フロントは高密度化フロントとして上昇していることがわかる。すなわち、凝固フロントは、その直下の凝固領域を著しく高密度化させながら上昇している。この高密度化過程をさらに詳しく調べるために、124波載荷時から130波載荷時までの間に生じた、凝固フロント直下領域の密度分布の推移に着目する(図-7)。同図より、凝固フロント直下の領域が高密度化し、その上端は沈下していることがわかる。すなわち、凝固領域の高密度化にともない上端から間隙水が絞出される。この間隙流体の絞出しと凝固領域上端の沈下により、未凝固液状化土(高密度完全流体層)の直下に“上澄み”流体層が生じる。高密度流体である液状化土の密度は  $1800 \text{ kg/m}^3$  であり、間隙流体の密度は  $1000 \text{ kg/m}^3$  であることから、“上澄み”流体層と未凝固液状化土とは密度不安定の関係になる。このような密度不安定が形成されることにより、流体層は高密度流体層の中に速やかに取り込まれ、混合・輸送していくことが予想される。

### 4. まとめ

波浪負荷中の液状化土の進行性凝固モデルに基づいて、液状化地盤における波浪エネルギーの消散能の検討と、地盤内間隙流体の混合・輸送過程に関する考察を行った。得られた主要な結論をまとめると以下のようになる。

- (1) 液状化土のエネルギー消散能力を評価するため

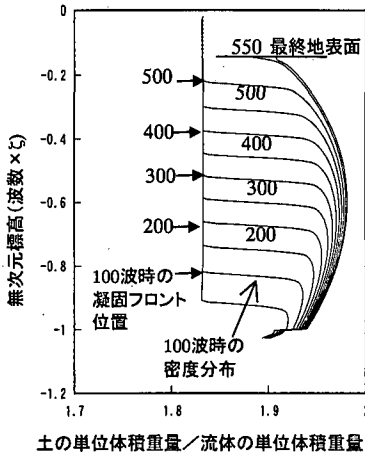


図-6 凝固フロント上昇にともなう地盤内密度の変化

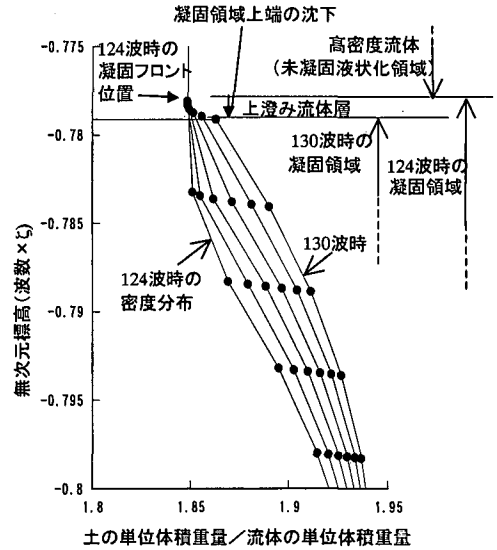


図-7 124波から130波載荷間の地盤密度の変化と高密度化により生じた“上澄み”流体層

に、剛性を失った流体的な挙動をする液状化土と、僅かに剛性を保持する固体的な性質を示す液状化土とを区別した。固体的な液状化土層（遷移境界層）によるエネルギー消散能に着目し、その評価方法を提示した。

(2) 液状化地盤内の遷移境界層におけるエネルギー消散量は、高橋ら (1994) の波高減衰実験で観察された液状化土全体のエネルギー消費量と対応した。これにより、遷移境界層の厚さと固体的な液状化土のせん断剛性のとりうる範囲を提示した。

(3) 波浪作用下における凝固フロントの上昇過程において、凝固フロントは、その直下の凝固領域を著しく圧縮させながら高密度化フロントとして上昇する。

(4) 凝固領域の高密度化にともない、凝固領域から絞出された間隙流体とその上位の高密度流体層（流体的液状化土）は密度不安定の状態を形成する。このような密度不安定により、絞出された間隙水は液状化土の中に速やかに取り込まれ、混合・輸送される可能性を指摘した。

参 考 文 献

姜 関求, 高橋重雄, 鈴木高二郎, 三浦裕信, 朴 佑善 (1997): 砂地盤の液状化消波システムの消波効果, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 706-710.  
 菅口聖史, 下川淳嗣, 高地瀧, 東畑郁生, 芳川あ弥 (2001): 液状化した砂におけるねじりせん断試験によるひずみ速度依存性の検討, 土木学会論文集, No. 680/III-55, pp. 97-107.  
 高橋重雄, 下迫健一郎, 山本悟, 三浦裕信 (1994): 液状化した砂地盤の特性とそれによる消波に関する基礎実験, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 611-615.  
 高橋重雄, 鈴木高二郎, 村西佳美, 磯部雅彦 (2002): 波・地盤・構造物の相互作用に関する U- $\pi$  形式 VOF-FEM (CADMAS GEO-SURF) の開発, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 881-885.

東畑郁生, 川崎宏二 (1999): 液状化による浅い基礎の沈下機構と予測, 液状化メカニズム・予測法と設計法に関するシンポジウム発表論文集, 地盤工学会, No. 113, pp. 477-482.  
 濱田政則, 若松加寿江 (1998): 液状化による地盤の水平変位の研究, 土木学会論文集, No. 596/III-43, pp. 189-208.  
 宮本順司, 佐々真志, 関口秀雄 (2002): 波浪作用下における液状化の進展および凝固・圧密過程, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 846-850.  
 Dalrymple, R. A. & Liu, P. L.-F. (1978): Waves over soft muds: A two-layer fluid model, J. Physical Oceanography, Vol. 8, pp. 1121-1131.  
 Gade, H. G. (1958): Effects of a nonrigid, impermeable bottom on plane surface waves in shallow water, J. Marine Research, Vol. 16, No. 2, pp. 61-82.  
 Madsen, O. S. (1978): Wave-induced pore pressures and effective stresses in a porous bed. Geotechnique, Vol. 28, No. 4, pp. 377-393.  
 Sassa, S. and H. Sekiguchi (1999): Wave-induced liquefaction of beds of sand in a centrifuge, Geotechnique, Vol. 49, No. 5, pp. 621-638.  
 Sassa, S., Miyamoto, J. and Sekiguchi, H. (2003): The dynamics of liquefied sediment flow undergoing progressive solidification, Submarine Mass Movements and Their Consequences, Advances in Natural and Technological Hazards Research, Vol. 19, pp. 95-102.  
 Towhata, I., Vargas-Monge, W., Orense, R. P., & Yao, M., (1999): Shaking Table tests on subgrade reaction of pile embedded in sandy liquefied subsoil, Soil Dynamics and Earthquake Engineering, Vol. 18, No. 5, pp. 347-361.  
 Yamamoto, T. (1983): On the response of a Coulomb-damped poroelastic bed to water waves, Marine Geotechnology, Vol. 5, No. 2, pp. 93-130.