

# 波浪による海底地盤内間隙水圧変動解の適用性と地盤の液状化条件

## APPLICABILITY OF SOLUTIONS FOR TRANSIENT WAVE-INDUCED POREWATER PRESSURES IN SEABED AND LIQUEFACTION CONDITIONS OF SEABED

酒井哲郎\*・畑中克也\*\*・間瀬 肇\*\*\*

By Tetsuo SAKAI, Katsuya HATANAKA and Hajime MASE

There exist three solutions for the transient wave-induced porewater pressures in seabed, the seepage flow solution<sup>(6)</sup>, the exact solution<sup>(9)</sup> and the boundary region approximation solution<sup>(10)</sup> of Biot's consolidation equations<sup>(9)</sup>. Applicability of three solutions is shown graphically in terms of non-dimensional parameter for surf zone conditions. One of the important parameters is the ratio of the shear modulus of solid skeleton to the effective bulk modulus of porewater. Another is a non-dimensional quantity proportional to the permeability coefficient and the shear modulus. As the former becomes large and the latter becomes small, the seepage flow solution can not be used but the boundary region approximation solution becomes applicable. Under such situation, the possibility of the vertical effective stress of solid skeleton being zero under the wave trough increases. The maximum depth of zero stress is about one half of the wave height.

*Keywords*: transient wave-induced porewater pressure, vertical effective stress, seabed liquefaction, surf zone

### 1. ま え が き

最近、海岸に設置されたコンクリートブロックがしだいに沈下し埋没してしまうという現象が報告され、その原因として、波の作用によって生じる地盤の有効応力の減少とそれに伴う液状化<sup>1),2)</sup>が挙げられている。ここで有効応力の減少および液状化とは次のことをいう。波の谷の位相では、地盤内間隙水圧は海底面に働く波圧ほど減少せずしかも位相が遅れるため、間隙水圧が余分に荷重を受け持つことになり、その分地盤骨格の有効応力が減少する。海底面付近では土被り圧が小さいため、この減少量が土被り圧よりも大きくなると地盤が一時的に液状化する。なお、ここでは繰り返し応力によるいわゆる間隙水圧の残留成分の増加の現象は対象としていない。

波浪によって生じる海底地盤内間隙水圧変動を説明する簡単な理論モデルとしては鉛直一次元のものがあり<sup>1),3)</sup>、数値モデルとしては有限要素法によるものがある<sup>4),5)</sup>。名合<sup>1)</sup>や善ら<sup>3)</sup>はこれらのモデルを用いて、その

上部に水をたたえた砂層が設置された円筒容器の上部に周期的な加減圧を加える実験装置により測定された間隙水圧変動を説明しているが、実際の海岸の場合を考えると鉛直一次元のモデルは普遍性がない。また、有限要素法による数値モデルも現象の普遍的な解釈には適さない。

より一般的な解析解としては、Yamamotoら<sup>6)</sup>、Madsen<sup>7)</sup>およびOkusa<sup>8)</sup>のBiot<sup>9)</sup>の圧密の式あるいはBiot型の式を解いた厳密解がある。しかしながらこれらの解は現象を理解するうえでは適さないため、Mei and Foda<sup>10)</sup>は海底地盤全体を一相の弾性体として扱う一方、排水が容易な海底面付近の薄い層状領域においては間隙水と地盤骨格の相対速度を考慮して補正するという近似(境界領域近似とよぶ)を行って、近似解を求めた。この解は、上述の3つの厳密解に比べて形が簡単で扱いが容易である。

著者ら<sup>11),12)</sup>は、この境界領域近似の手法を用いて、Meiらが無視した加速度項および海底面に働くせん断力の効果を検討した。一方、砕波帯のような浅い海域を想定し、Meiらの近似解を用いて鉛直有効応力変化を計算し、液状化に対して支配的な波浪および地盤に関する無次元パラメーターとその影響を検討した<sup>13)</sup>。ただし、ここでは近似解そのものの適用範囲を検討していなかつ

\* 正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科  
(〒606 京都市左京区吉田本町)

\*\* JR 西日本

\*\*\* 正会員 工博 京都大学助手 工学部土木工学科

た。

本研究では Yamamoto ら<sup>6)</sup>の厳密解と Mei ら<sup>10)</sup>の近似解を比較することにする。この場合も砕波帯のような浅い海域を想定して、無次元パラメータを用いて一般的に議論をする。より簡単な解として、地盤を剛と仮定した浸透流の扱い<sup>14)</sup>で間隙水圧を求め、地盤骨格の有効応力は一相の弾性体としての全応力の解<sup>15)</sup>から上述の間隙水圧を差し引いて与える方法がある<sup>16)</sup> (uncoupled analysis とよぶ)。本研究ではこの uncoupled analysis の解と厳密解との比較も行って、3者の適用範囲を明らかにする。

また、有効応力変化の計算<sup>13)</sup>では、有効応力の変動を海底面での波圧と間隙水圧変動の差<sup>3)</sup>として近似的に与えたが、その妥当性を検討するため Mei ら<sup>10)</sup>の鉛直有効応力変動解とこの近似表現を比較する。

最後に、液状化に支配的なパラメータの検討<sup>13)</sup>では波浪に関する無次元パラメータの値が1ケースのみであったので、ここでは他の値のケースを加えて、より一般的に波浪によって海底地盤骨格の鉛直有効応力が0になる条件およびその発生深さを明らかにする。ただしここでは地盤のパラメータの効果に着目しており、また砕波帯の波を対象としていることから、波浪パラメータの効果に関しては結果のみを示して詳細な議論はしない。

## 2. 波浪による海底地盤内間隙水圧変動と有効応力変動の解

### (1) Yamamoto ら<sup>6)</sup>および Madsen<sup>7)</sup>の厳密解

Yamamoto ら<sup>6)</sup>や Madsen<sup>7)</sup>は、波浪による変動圧力によって生じる海底地盤内の間隙水圧や有効応力に関する研究において、地盤骨格と間隙水の双方の運動を考慮した二相モデルを用いている。このモデルは、海底地盤が多孔性の弾性体で Hooke の法則に従い、間隙水が圧縮性流体で Darcy 則に従うものと仮定した Biot<sup>9)</sup>の圧密の式とよばれるものである。その解析解の形は複雑で、現象を理解するには適さない。

### (2) Mei and Foda<sup>10)</sup>の近似解

Mei and Foda<sup>10)</sup>は、地盤骨格と間隙水のそれぞれの連続式と運動方程式をいくつかの仮定を用いて変形し、地盤骨格と間隙水の速度が等しいとして一相で扱う外部領域と、両者の相対速度が無視できない海底面近くの境界領域 (Fig. 1) とでおおの解を求め、両者の和を最終の解とする近似解法を示した。またその解は Yamamoto ら<sup>6)</sup>の厳密解とほぼ一致することを示した。上述の仮定には、微小変位の仮定、地盤骨格に対する線形弾性体の仮定、間隙水におけるせん断応力の無視、間隙水の圧力と密度の線形関係の仮定、地盤骨格と間隙水との

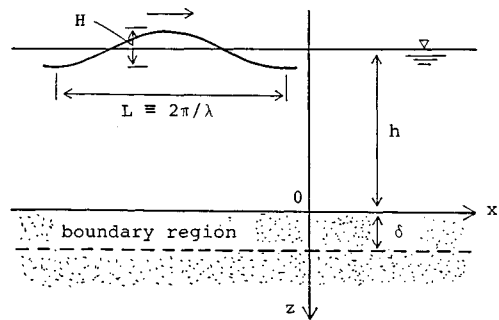


Fig. 1 Boundary region of Mei and Foda<sup>10)</sup>.

干渉力における Darcy 則の仮定、地盤骨格および間隙水の加速度と重力が無視できるという仮定、波長に比べて境界領域厚さが小さいという仮定が含まれる。

外部領域では、正弦波状に変動する振動荷重が表面を一定速度で移動する場合の半無限弾性体の疑似静的な変形の問題となり、すでに解は求められている。一方境界領域では、Terzaghi の一次元圧密の問題となる。境界領域解の未知定数は、両者の間隙水圧変動の解の和が海底面での波圧変動に一致することから決定される。

海底面での波圧変動  $p_0$  が微小振幅波理論による

$$p_0 = p_0 \cdot \cos(\lambda x - \omega t) = 1/2 \cdot \rho_w g H / \cosh(\lambda h) \cdot \cos(\lambda x - \omega t) \dots \dots (1)$$

で与えられる場合の間隙水圧変動  $p$  は、次式のように求められる。

$$p = p_0 \cdot 1/(1+m) \cdot \exp(-2\pi z/L) \cdot \cos(\lambda x - \omega t) + p_0 \cdot m/(1+m) \cdot \exp\{-z/(\sqrt{2}\delta)\} \times [\cos\{z/(\sqrt{2}\delta)\} \cdot \cos(\lambda x - \omega t) - \sin\{z/(\sqrt{2}\delta)\} \cdot \sin(\lambda x - \omega t)] \dots \dots (2)$$

ここで、 $p_0$ : 海底面での波圧変動振幅、 $\rho_w$ : 海水の密度、 $g$ : 重力加速度、 $H$ : 波高、 $\lambda$ : 波数、 $h$ : 水深、 $x$ : 波の進行方向座標、 $\omega$ : 波の角周波数、 $t$ : 時間、 $z$ : 地盤深度 (海底面を原点とし鉛直下向き正)、 $L$ : 波長である。パラメータ  $m$  および境界領域厚さ  $\delta$  ( $\ll L$ ) は、次式で与えられる。

$$m = n/(1-2\nu) \cdot G/\beta \dots \dots (3)$$

$$\delta = (KG/\omega)^{1/2} \times \{n \cdot G/\beta + (1-2\nu)/2(1-\nu)\}^{-1/2} \dots \dots (4)$$

ここで、 $n$ : 間隙率、 $\nu$ : ポアソン比、 $G$ : 地盤骨格のせん断弾性係数、 $\beta$ : 間隙水の有効体積弾性係数、 $K = k/(\rho_w g)$  ( $k$ : 透水係数) である。

式 (2) の右辺第1項が外部領域解、第2項が境界領域解である。外部領域解は波圧と同位相で地盤の深さ方向に減衰する。境界領域解は深さ方向に外部領域解よりかなり早く減衰するとともに、 $\delta$  のスケールで位相も変化する。両者の相対的な大きさはパラメータ  $m$  に依存し、 $m$  が大きいほど境界領域解が支配的になる。

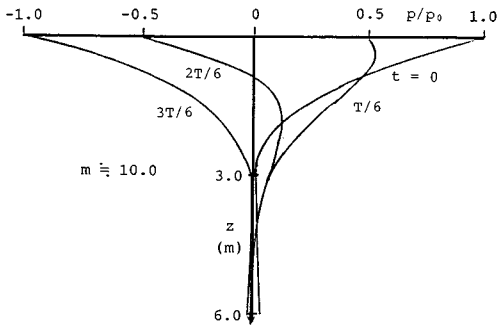


Fig.2 Vertical distribution of porewater pressure variation (Mei and Foda's approximate solution<sup>10)</sup>,  $m \approx 10$ ).

Fig.2は、水深4.0m、波の周期7.0s、波長約40m、海底地盤の間隙率1/3、ポアソン比1/3、せん断弾性係数 $1.0 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ 、透水係数 $2.8 \times 10^{-4} \text{ m/s}$ 、間隙水の有効体積弾性係数 $1.0 \times 10^7 \text{ N/m}^2$ 、 $m \approx 10$ の場合の $p/p_0$ の鉛直分布を特定の位相について示したものである。 $t=0$ が波の峰の位相である。この場合は境界領域解が支配的で、 $z$ 方向にも位相が変化し $z=3\text{m}$ 付近で $p/p_0$ がほぼ0になる。

(3) uncoupled analysis<sup>16)</sup>

Finnら<sup>16)</sup>は、土粒子骨格の変形を無視し間隙水を非圧縮と仮定して、浸透流解析法<sup>14)</sup>により地盤内部の間隙水圧を求める一方、地盤の有効応力は一相の弾性体として計算される全応力と上記の間隙水圧との差として求めることを提案している。そこでは土粒子骨格と間隙水の相互作用を無視しており、Finnらはこのような解析の方法をuncoupled analysisと名付けている。

彼らは、地盤層厚が無限で、透水係数が方向によらず、間隙水が非圧縮性である(地盤骨格のせん断弾性係数が間隙水の有効体積弾性係数より小さい)場合、Yamamotoら<sup>9)</sup>の間隙水圧の厳密解とuncoupled analysisによって得られた解が一致することを示している。また同様の条件下では、正弦波状の荷重下における半無限弾性地盤内に働く鉛直全応力<sup>15)</sup>とuncoupled analysisによって得られた間隙水圧との差が、Yamamotoらの厳密解による鉛直有効応力に等しいと述べている。

さらに彼らは、地盤骨格のせん断弾性係数および透水係数の値をそれぞれ二通りとし、“硬くて粗い”、“硬くて細かい”、“柔らかくて粗い”、“柔らかくて細かい”の4つのタイプの海底地盤について、Biotの式<sup>9)</sup>に基づいて開発した数値計算プログラムによる解とuncoupled analysisの解とを比較している。その結果、地盤の層厚が無限で透水係数が方向によらない場合、“硬くて細かい砂”の場合を除いて両者はほぼ一致すると述べている。

3. 間隙水圧変動解の適用範囲

(1) 無次元化

以上のように、Finnら<sup>16)</sup>は、Biotの式を用いなくても簡単なuncoupled analysisが多くの場合に適用できる可能性を示唆しているが、特定のパラメーターだけに対する検討で終わっている。ここでは、より一般的にuncoupled analysisが適用できる範囲を明らかにするために、厳密解と比較するにあたって無次元量を用いて検討する。ただし、YamamotoらやMadsenによる厳密解は形が複雑すぎるため、支配的な無次元量を抽出するにあたってはMeiらの間隙水圧変動の境界領域近似解<sup>10)</sup>を利用した。その手順は以下のようなものである。

地盤内の間隙水圧変動の近似解(式(2))の両辺を海底面での波圧の振幅 $p_0$ で割ると次式を得る。ただし、ここでは碎波帯のようなきわめて浅い状態を想定しているので、 $\cosh(\lambda h) \approx 1.0$ 、 $2\pi/\lambda \approx \text{波長} \approx T\sqrt{gh}$ と近似している。

$$p/p_0 = 1/(1+m) \cdot \exp(-2\pi z/L) \cdot \cos \theta + m/(1+m) \cdot \exp\{-z/(\sqrt{2}\delta)\} \times [\cos\{z/(\sqrt{2}\delta)\} \cdot \cos \theta - \sin\{z/(\sqrt{2}\delta)\} \cdot \sin \theta] \dots \dots \dots (5)$$

ここで、

$$\theta = \lambda x - \omega t \dots \dots \dots (6)$$

$$z/L = (T\sqrt{g/h})^{-1} \cdot H/h \cdot z/H \dots \dots \dots (7)$$

$$z/(\sqrt{2}\delta) = (kG/\rho_w g^2 Th)^{-1/2} \cdot z/L \times \{n \cdot G/\beta + (1-2\nu)/2(1-\nu)\}^{1/2} \dots \dots \dots (8)$$

上式と式(3)からわかるように、無次元間隙水圧変動 $p/p_0$ は、地盤に関する無次元量 $n$ 、 $\nu$ および $G/\beta$ と、波に関する無次元量 $T\sqrt{g/h}$ および $H/h$ 、さらに両者に関係する無次元量 $kG/\rho_w g^2 Th$ をパラメーターとして、波の位相 $\theta$ と無次元深度 $z/H$ の関数として与えられる。

$$p/p_0 = p/p_0(\theta, z/H; T\sqrt{g/h}, H/h, n, \nu, G/\beta, kG/\rho_w g^2 Th) \dots \dots \dots (9)$$

このうち、間隙率 $n$ とポアソン比 $\nu$ はそれほど大きく変化しない。ここでは $n=\nu=1/3$ とする。波に関するパラメーター $T\sqrt{g/h}$ および $H/h$ は碎波帯のような浅い領域を想定して、たとえば $h=4.0\text{m}$ 、 $T=7.0\text{s}$ 、 $H=3.0\text{m}$ とすると、 $T\sqrt{g/h} \approx 11.0$ および $H/h=0.75$ となる。そこでここでは $T\sqrt{g/h}=15.0$ と $H/h=0.5$ の場合を加えて4つの組合せを考える。

残る2つの無次元パラメーター $G/\beta$ と $kG/\rho_w g^2 Th$ については、次のように考える。砂地盤を対象とし、その場合の典型的な値として $k=2.8 \times 10^{-4} \text{ m/s}$ 、 $G=1.0 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ とする<sup>17)</sup>。一方、間隙水の有効体積弾性係数 $\beta$ は、間隙水の飽和度との間に経験的な関係があり<sup>17)</sup>、

わずかな気体の混入によって大きく減少するとされている。完全飽和の場合は $\beta \approx 2 \times 10^9 \text{ N/m}^2$ であるのに対して、1%の気体の混入によって $10^6 \text{ N/m}^2$ に減少する。先に述べたように、Finnら<sup>16)</sup>によると uncoupled analysis は硬くて細かい砂に対して適用できない。ここでいう硬い砂とは間隙水との相対的な硬さのことであるので、柔らかい水と考えることもできる。そのような条件を考えて、 $\beta = 1.0 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ とする。以上の値を用いると $G/\beta = 1.0 \times 10^2$ 、 $kG/\rho_w g^2 Th = 1.0 \times 10^{-2}$ となる。これらの値を参考にし、しかも $\beta = 1.0 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ は極端な場合であることを考えて、この2つのパラメータを $10^{-1} < G/\beta < 10^2$ 、 $10^{-3} < kG/\rho_w g^2 Th < 1$ の範囲で変化させた (Table 1)。ただし以下の図では $10^{-1} < G/\beta < 10^1$ の範囲を示している。

(2) 厳密解<sup>6)</sup>と uncoupled analysis<sup>16)</sup>の解との比較

Fig. 3 は、 $n = \nu = 1/3$ 、 $T\sqrt{g/h} = 11.0$ 、 $H/h = 0.75$ 、 $G/\beta = 1 \times 10^1$  および  $kG/\rho_w g^2 Th = 1 \times 10^{-1}$  の場合の Yamamoto らの厳密解<sup>6)</sup>と Finn ら<sup>16)</sup>の uncoupled analysis による変動間隙水圧の鉛直分布を示している。水圧は海底面での波圧振幅  $p_0$  で無次元化してある。両者はかなり異なっているが、その相違を表わす代表量として  $t = 3T/6$  (波の谷の位相) での両者の差の最大値を用いる。この場合は、 $z = 6.5 \text{ m}$  付近で現われる。

Fig. 4 は、 $n = \nu = 1/3$ 、 $T\sqrt{g/h} = 11.0$ 、 $H/h = 0.75$  の場合の波圧振幅  $p_0$  で無次元化した両者の差の最大値の等値線を、横軸に  $G/\beta$ 、縦軸に  $kG/\rho_w g^2 Th$  をとつ

Table 1 Non-dimensional parameters.

$T\sqrt{g/h}$	$= 11.0, 15.0$
$H/h$	$= 0.5, 0.75$
$n$	$= 1/3$
$\nu$	$= 1/3$
$G/\beta$	$= 1.0 \times 10^{-1} \sim 1.0 \times 10^2$
$kG/\rho_w g^2 Th$	$= 1.0 \times 10^{-3} \sim 1.0$

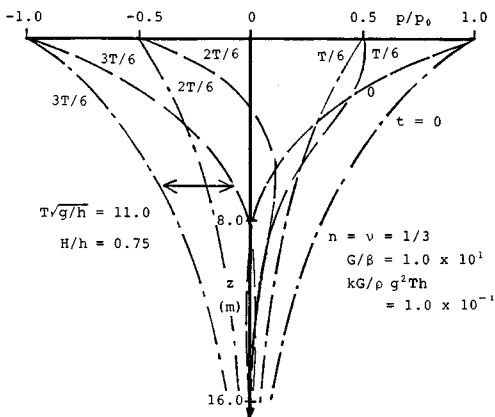


Fig. 3 Comparison between exact solution<sup>6)</sup> (---) and uncoupled analysis<sup>16)</sup> (-.-).

て示したものである。

前に述べたように、ここでは Fig. 4 の場合を含めて  $T\sqrt{g/h} = 15.0$  と  $H/h = 0.5$  の場合を加えた4つの組合せについて計算している。その結果  $H/h = 0.5$  の場合は Fig. 4 のそれとほとんど同じであったが、 $T\sqrt{g/h}$  を 15.0 にすると等値線全体が左斜め上に平行移動する傾向がみられた。たとえば、Fig. 4 では横軸、縦軸の値がそれぞれ約 1.3、 $1.0 \times 10^{-1}$  の場合に 0.05 となっているが、 $T\sqrt{g/h}$  が 15.0 の場合には横軸、縦軸の値が約 0.80、 $1.0 \times 10^{-1}$  の場合に 0.05 となる。

全体の傾向として、 $G/\beta$  が増加するほどまた  $kG/\rho_w g^2 Th$  が減少するほど、差が大きくなる。 $G/\beta$  が増加するという事は、間隙水に対する土粒子骨格の相対的な硬さが増すということであり、また  $kG/\rho_w g^2 Th$  が減少するという事は、透水係数が減少すること、つまり土粒子が細くなることと考えられる。このようにここでの解析は、Finn らが示した uncoupled analysis が“硬くて細かい砂”に対して適用できないという事実を一般的に示したものである。

(3) 厳密解<sup>6)</sup>と境界領域近似解<sup>10)</sup>の比較

以上のように、uncoupled analysis の解の誤差の大きさ、すなわちその適用範囲は明らかになったが、uncoupled analysis が使えない場合でも、Yamamoto ら<sup>6)</sup>の厳密解は手計算では計算できない。そこで次に、厳密解と Mei らの境界領域近似解<sup>10)</sup>との比較を、(2)で行ったのと同じ手法、同一の条件で検討する。

Fig. 5 は、 $n = \nu = 1/3$ 、 $T\sqrt{g/h} = 11.0$ 、 $H/h = 0.75$  の場合の、波圧振幅  $p_0$  で無次元化した波の谷の位相での間隙水圧変動の両者の差の最大値の等値線を、Fig. 4 と同様に横軸に  $G/\beta$ 、縦軸に  $kG/\rho_w g^2 Th$  をとって示

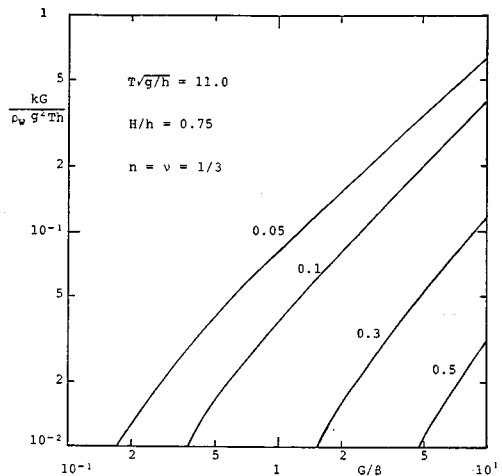


Fig. 4 Difference of non-dimensional porewater pressure between exact solution<sup>6)</sup> and uncoupled analysis<sup>16)</sup>.

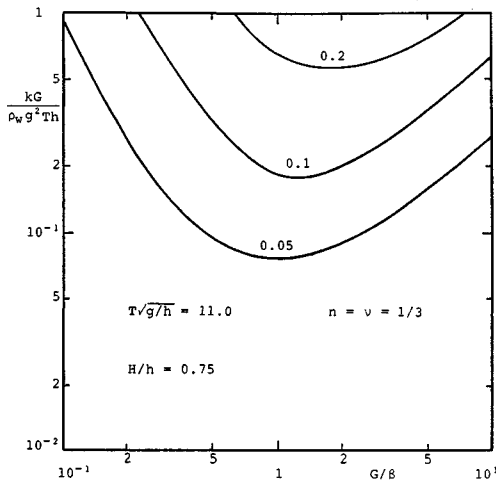


Fig. 5 Difference of non-dimensional porewater pressure between exact<sup>6)</sup> and approximate solutions<sup>10)</sup>.

したものである。

$T\sqrt{g/h}$  と  $H/h$  の値の他の組合せの場合に関しても同様の図を作ったが、その結果、厳密解と uncoupled analysis 解との比較の場合と同様、 $H/h$  を 0.5 としても傾向は変わらず、 $T\sqrt{g/h}$  が 15.0 の場合に等値線が全体に上に移動する傾向がみられた。Fig. 5 の場合 0.05 の等値線の極小値は  $kG/\rho_w g^2 Th \approx 8.0 \times 10^{-2}$  付近であるが、 $T\sqrt{g/h} = 15.0$  の場合は  $1.1 \times 10^{-1}$  程度になる。

全体の傾向として、 $kG/\rho_w g^2 Th$  が  $1.0 \times 10^{-1}$  より大きい範囲で厳密解と近似解の差が生じる。 $G/\beta$  の値がおよそ 1.0 の付近で、両者の差が生じる  $kG/\rho_w g^2 Th$  の値の範囲が最も広く  $8.0 \times 10^{-2}$  程度まで広がるが、 $G/\beta$  がそれより減少しても増加しても、両者の差が生じる  $kG/\rho_w g^2 Th$  の値は大きい範囲に限られる。これは次のように考えることができる。 $kG/\rho_w g^2 Th$  は、式 (8) からわかるように、その 1/2 乗が境界領域厚さ  $\delta$  に比例している。そのため、その値が大きくなると境界領域厚さが増加し、境界領域厚さが薄いとされた境界領域近似解の仮定に反することになり、境界領域近似解の適用範囲を逸脱することになる。一方  $G/\beta$  は、式 (3) で示したように  $m$  を通して境界領域解の相対的な大きさに関係する。 $G/\beta$  の値が小さいときには  $m$  も小さく外部領域解が卓越して、上で述べた境界領域厚さが大きいことによる影響は現われにくくなる。また式 (4) からわかるように  $G/\beta$  が逆に大きくなると境界領域厚さが減少して近似の仮定を満たすことになり、近似解が適用できるようになる。

#### (4) 適用範囲

以上のように、uncoupled analysis 解と厳密解の差、厳密解と近似解の差が量的に明らかになったので、こ

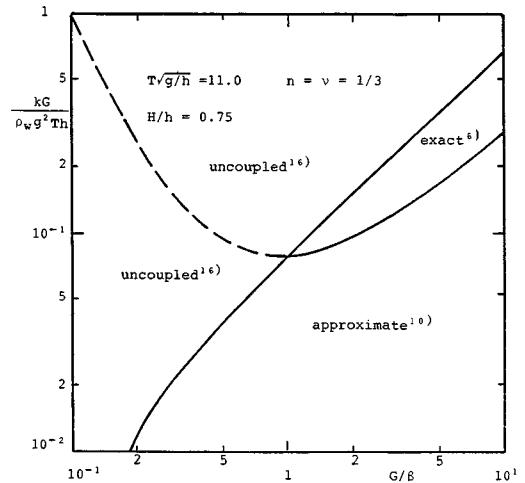


Fig. 6 Application region of exact<sup>6)</sup>, approximate solutions<sup>10)</sup> and uncoupled analysis<sup>16)</sup>.

では uncoupled analysis 解および近似解の適用し得る範囲ならびに厳密解を用いなければならない範囲を検討する。基準としては海底面での波圧振幅  $p_0$  で無次元化した差が 0.05 となる場合を考える。Fig. 6 は  $T\sqrt{g/h} = 11.0$  および  $H/h = 0.75$  の場合の uncoupled analysis 解と厳密解および厳密解と近似解の差が 0.05 となる曲線を一緒に示したものである。この図から uncoupled analysis 解と厳密解の差の曲線より左上側では uncoupled analysis 解が適用でき、それより右下側では近似解を用いる必要があるが、その境界の一部では厳密解を用いなければならない領域があることがわかる。

なお他の  $T\sqrt{g/h}$ ,  $H/h$  の値の場合に関しては、前に述べたように  $H/h$  の値が変化してもほとんど変化せず、 $T\sqrt{g/h}$  の値が 15.0 の場合には全体的にやや曲線が上側に移動する。たとえば厳密解を用いなければならない領域の  $kG/\rho_w g^2 Th$  の最小値は、 $T\sqrt{g/h} = 11.0$  の場合の  $8.0 \times 10^{-2}$  から  $1.2 \times 10^{-1}$  程度に増加する。

#### (5) 現地観測結果<sup>18)</sup>との比較

以上のように 3 つの解の適用範囲が明らかになったので、次に実測結果との比較を行う。波圧変動による地盤内間隙水圧変動に関しては、すでに円筒形の容器の下部に地盤を設置し、上部の水に圧力を加えて地盤表面に水圧変動が働くようにした実験装置によった実験結果がある<sup>11,3)</sup>。これらの実験では地盤層厚が有限でありまた側方非排水であるため、ここで議論してきた無限層厚の条件には合わない。

一方無限層厚に対応する実測結果としては、これまでに実際の海岸で測定した例が二、三あるが、特に鉛直分布を議論し得るものは唯一善ら<sup>18)</sup>のものがあるにすぎない。善らは、運輸省港湾技術研究所波崎海洋研究施設の

栈橋先端の水深約4.0mの地点で、昭和63年4月12日～5月13日の間に、海底面から2mの深さまでの地盤内で、同一鉛直線上の3点で波浪による間隙水圧変動を同時に測定した。有義波高が100cm以上の波の有義波周期は6～10sであった。観測記録から選んだ1波について、間隙水圧変動の振幅の鉛直分布を示したのがFig.7である。この図は原論文の図-17を書き直したものであり、横軸の間隙水圧変動振幅  $p_{max}$  は海底面の波圧変動振幅で無次元化してある。

この場合の波形そのものも原論文の図に示されており、正確ではないがその周期も読み取れて、約14.3sである。この場合の  $T\sqrt{g/h}$  の値は約22となる。原論文では境界領域近似解を求めるために必要なパラメータの値は示されていないが、透水係数に関しては室内実験から  $2.2 \times 10^{-2}$  cm/s という値がわかっている。ここでは現地の地盤が一般的な砂地盤であることを考えて以下のように値を設定した。  $n=\nu=1/3$ ,  $k=2.8 \times 10^{-4}$  m/s, および  $G=1.0 \times 10^8$  N/m<sup>2</sup> である。残りの間隙水の有効体積弾性係数  $\beta$  は、Fig.7の実測値に合うように値を変えた。

Fig.7の4つの実線の曲線は、 $\beta$  の値を図中に示したように  $3 \times 10^7$  N/m<sup>2</sup> から  $6 \times 10^6$  N/m<sup>2</sup> まで変えた場合のMeiらの近似解である式(2)の  $\theta=0$  (波の峰の位相)における結果を示している。横軸の定義から、海底面  $z=0$  での値は1.0に一致する。3つの測定値を同時に説明する曲線はないが、下二点に一致する  $\beta$  としては  $3 \times 10^7$  N/m<sup>2</sup>、一番上の実測値に一致する  $\beta$  としては  $6 \times 10^6$  N/m<sup>2</sup> 以下となる。これらの場合の  $G/\beta$  の値はそれぞれ3.3および  $1.2 \times 10^4$  以上となり、  $kG/\rho_w g^2 Th$  の値は  $5.1 \times 10^{-3}$  となる。  $T\sqrt{g/h}$  の値は、Fig.6の11.0の約2倍であるが、  $T\sqrt{g/h}$  の値が増加するとFig.6の曲線は上側に移動することから、  $G/\beta=3.3$  および

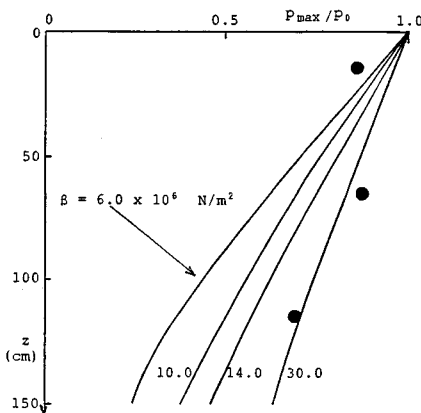


Fig.7 Comparison between approximate solution<sup>10)</sup> and field measurement<sup>18)</sup> (●).

$1.2 \times 10^4$  以上いずれの場合も uncoupled analysis が適用できず、近似解が適用できる範囲に入っている。

なお、Fig.2の例でわかるように  $\beta$  が小さくて  $m$  が大きい場合には、鉛直方向にも位相が変化し、 $\theta=0$  の位相での鉛直分布が必ずしも間隙水圧変動の振幅の鉛直分布と一致しない。Fig.7の4つのケースに関してその鉛直分布の位相変化を調べたところ、 $\beta$  の値が最も小さい  $6 \times 10^6$  N/m<sup>2</sup> の場合には、 $z > 1.0$  m の部分で振幅が  $\theta=0$  の位相での値より若干大きくなるが、そのほかの場合は  $\theta=0$  での値を振幅とみなし得ることがわかっている。

#### 4. 波浪による海底地盤鉛直有効応力の減少と液状化

##### (1) 有効応力変動の近似表現

最近、海岸構造物の前面や離岸堤に用いられるコンクリート異型ブロックがしだいに海底地盤内に沈下していく現象があるといわれている。この原因として、前述の波浪による海底地盤内の間隙水圧変動が関係しているという意見がある<sup>1),2)</sup>。鉛直有効応力は、鉛直全応力から間隙水圧を差し引いたものである。鉛直全応力は、海底面付近では水中土被り圧と水圧の和として近似できる。水圧は、静水状態での静水圧と海底面に働く波圧変動の和として与えられる。一方間隙水圧は、静水状態での静水圧と波浪による間隙水圧変動の和として与えられる。したがって鉛直有効応力は、近似的に次式で与えられる<sup>3)</sup>。

$$\begin{aligned} \text{鉛直有効応力} &= \text{水中土被り圧} \\ &+ \text{海底面での波圧変動}(p_b) \\ &- \text{間隙水圧変動}(p) \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

Fig.8は、善ら<sup>3)</sup>の図-3をそのまま示したものである。左の図は、①の場合は波の谷での、②の場合は波の峰での間隙水圧を示している。2.(2)で述べたように、間隙水圧変動は深さ方向に減衰し、海底面での波圧変動

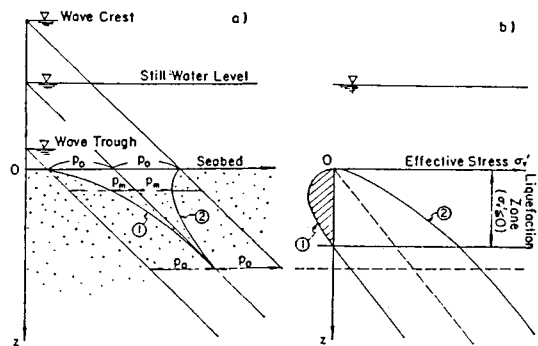


Fig.8 Effective stress variation and liquefaction in seabed under wave action<sup>3)</sup>.

よりその振幅が小さくなる。右の図の破線は水中土被り圧を示すが、波の谷の位相では式(10)の右辺第2項と3項の差が負になり、海底面付近ではその絶対値が水中土被り圧より大きくなって、鉛直有効応力が負になる可能性があることを示している。

式(10)を用いて地盤骨格の有効応力を計算した例として、名合<sup>1)</sup>、善ら<sup>3)</sup>および前野ら<sup>19)</sup>があるが、いずれも特殊なケースのみに終わっている。酒井ら<sup>13)</sup>は、より一般的に計算するため前述のMeiらの近似解<sup>10)</sup>を用い、3.(1)と同じ無次元化を行って、波浪により海底地盤の地盤骨格の鉛直有効応力が減少し0になる条件を明らかにした。

ただし、式(10)はあくまで近似表現であることから、ここでは改めてHookeの法則を考慮している近似解の鉛直有効応力と式(10)との比較を行って、式(10)の適用性を確認する。また波浪の無次元量の値に関しては1ケースのみであったので、別のケースについても同様の検討を行うことにする。

(2) 近似表現の妥当性

Meiら<sup>10)</sup>は、境界領域近似により地盤骨格の鉛直有効応力の変動分 $\sigma_{33}$ を以下のように求めた(ただし実数部のみを考え、引張りを正としている)。

$$\begin{aligned} \sigma_{33}/p_0 = & \{-m/(1+m) - 2\pi z/L\} \exp(-2\pi z/L) \\ & \times \cos(\lambda x - \omega t) \\ & + m/(1+m) \cdot \exp(-z/\sqrt{2}/\delta) \\ & \times \cos(\lambda x - \omega t + z/\sqrt{2}/\delta) \dots\dots\dots(11) \end{aligned}$$

また式(2)および(10)を用いた近似的な鉛直有効応力変動分は以下のように表わされる(引張りを正としているので、式(10)と符号が逆になる)。

$$\begin{aligned} \sigma_{33}/p_0 = & (p - p_0)/p_0 \\ = & 1/(1+m) \cdot \exp(-2\pi z/L) \cos(\lambda x - \omega t) \\ & + m/(1+m) \cdot \exp(-z/\sqrt{2}/\delta) \\ & \times \cos(\lambda x - \omega t + z/\sqrt{2}/\delta) \\ & - \cos(\lambda x - \omega t) \dots\dots\dots(12) \end{aligned}$$

地盤の深部では波浪による間隙水圧変動は減衰するため、式(12)の近似表現による鉛直有効応力変動の値は地盤の深部では一定値(海底面の波圧値)に近づく。一方、式(11)のHookeの法則を考慮した変動の値は地盤の深部で0に近づく。そのため地盤深度が増すほど両者は大きく食い違うようになる。

酒井ら<sup>13)</sup>の図-4から、液状化が生じるのは $G/\beta$ の値が1以上の場合に限られる。 $G=1.0 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ の場合には、 $\beta$ は逆に $1.0 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ 以下の場合に限られる。またその深さは波高の半分以下、波高が4.0mの場合には2.0mまでである。Fig.9は、Fig.2と同一の条件で $\beta$ のみを $1.0 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ と変えた場合の $z=2.0 \text{ m}$ 以浅の部分についての両者の鉛直分布を示している。図か

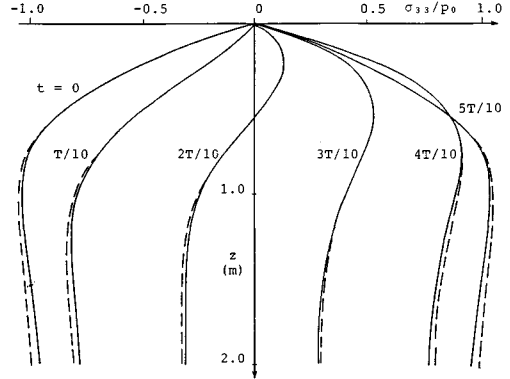


Fig.9 Comparison of vertical effective stress variation calculated from Hooke's law<sup>10)</sup> (—) and porewater pressure<sup>3)</sup> (---).

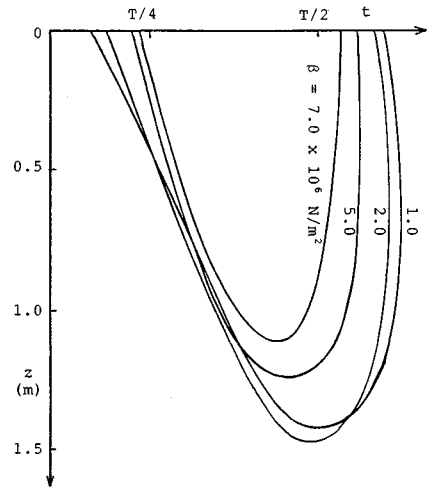


Fig.10 Effect of effective bulk modulus of porewater on liquefaction depth.

ら液状化が生じる海底面付近の領域では両者の差は小さく、およそ一致していることがわかる。この場合は $G/\beta=1.0 \times 10^2$ であるが、 $G/\beta=1.0$ となる $\beta=1.0 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ の場合についても検討の結果、 $z=2.0 \text{ m}$ 以浅の領域については両者の差は小さいことがわかった。以上のことから、液状化を議論するにあたっては式(10)がほぼ適用できるといえる。

(3) 海底地盤液状化の発生とその深さ

酒井ら<sup>13)</sup>は式(10)を用いて鉛直有効応力の減少を計算し、有効応力ゼロ領域の深さに影響を及ぼすパラメーターの影響を明らかにしている。Fig.10は、酒井ら<sup>13)</sup>の図-3の左の図と同じもので、砕波帯のような浅い海域での波浪による海底地盤内の鉛直有効応力ゼロ領域に対する間隙水の有効体積弾性係数 $\beta$ の影響を示したものである。ただし酒井ら<sup>13)</sup>の図-3の横軸のとり方に誤

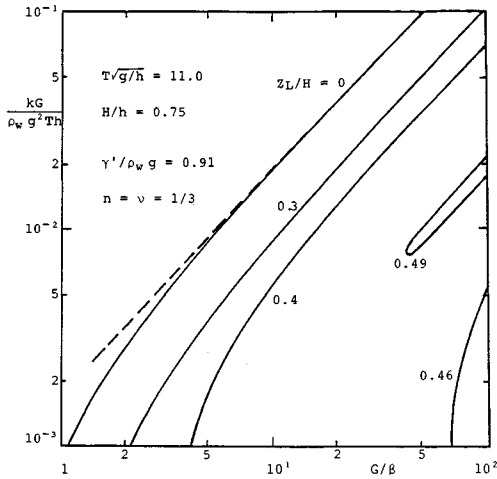


Fig. 11(a) Liquefaction depth due to waves ( $T\sqrt{g/h}=11.0$ ,  $H/h=0.75$ ).

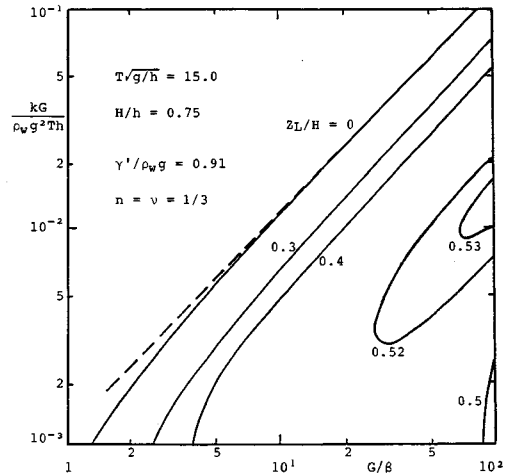


Fig. 11(b) Liquefaction depth due to waves ( $T\sqrt{g/h}=15.0$ ,  $H/h=0.75$ ).

りがあり、修正している。この場合、式(10)の水中被り圧は地盤の水中単位体積重量  $\gamma'$  と地盤深度  $z$  の積で与え、 $\gamma' = 0.91 \rho_w g$  とした。間隙水の有効体積弾性係数の影響を調べるため、間隙水有効体積弾性係数  $\beta$  のみを変化させて有効応力ゼロ領域の発生およびその大きさの変化を調べたものである。他の計算条件は酒井らと同一で、Fig. 2の条件と同じである。図からわかるように、 $\beta$  が減少するほど有効応力ゼロの発生領域が大きくなる。

また酒井らは3.(1)と同じ考えで式(10)を無次元化し、有効応力ゼロ領域の深さ  $z_L$  に及ぼす無次元パラメーターの影響を検討した。その際の右辺第1項の土被り圧の無次元表現は、 $2 \cdot \gamma' / \rho_w g \cdot z / H$  となる。計算条件は、3.(1) とほぼ同じであり、地盤の水中単位体積重量  $\gamma'$  に関する無次元量  $\gamma' / \rho_w g$  はその典型的な値として0.91としたが、 $G/\beta$  の値の範囲は  $1.0 < G/\beta < 1.0 \times 10^3$  としている。ただし以下の図では  $1.0 < G/\beta < 10^2$  の範囲を示している。

酒井ら<sup>13)</sup>の図-4を再度Fig. 11(a)で示している。 $G/\beta$ が増加するほどまた  $kG/\rho_w g^2 Th$  が減少するほど海底地盤の鉛直有効応力がゼロになる領域の深さ  $z_L$  の無次元量  $z_L/H$  が増大することがわかる。ただし詳細にみると、両者が増加および減少するにつれ、一度最大値0.49に達した後、若干減少して一定値0.46になることがわかる。

$G/\beta$  と  $kG/\rho_w g^2 Th$  の影響は、次のように解釈できる。横軸  $G/\beta$  は、3.(3)で述べたように  $m$  を通して境界領域解の相対的な大きさに関係し、その値が増加すると境界領域解が相対的に大きくなる。さらに、式(4)から境界領域厚さが小さくなる。一方、縦軸の  $kG/\rho_w g^2 Th$  は、3.(3)で述べたようにその1/2乗が境界領域厚さに比例する。そのため、 $kG/\rho_w g^2 Th$  が減少すると境界領域厚さが小さくなる。どちらの場合も間隙水圧は海底面の付近の浅い領域で急激な減衰および位相のずれを生じ、式(10)からわかるように波の谷の位相で有効応力が減少し、 $z_L$ が増加する。

ここでは図の(a)の場合の  $T\sqrt{g/h}$  と  $H/h$  の値以外に、 $T\sqrt{g/h}=15.0$ 、 $H/h=0.50$  の値の場合についても計算を行った。そのうちの1つの場合の結果を図の(b)に示す。 $T\sqrt{g/h}$  が15.0に増加すると等値線全体が右斜め下に平行移動し、最大値が若干増加することがわかる。また、図に示さなかったが  $H/h$  が0.50に減少すると、やはり等値線全体が右斜め下に平行移動し、しかも最大値はかなり減少する ( $z_L/H=0.32$ )。  $T\sqrt{g/h}=15.0$ 、 $H/h=0.50$  の場合も、等値線全体が右斜め下に平行移動する一方、最大値は  $T\sqrt{g/h}=15.0$ 、 $H/h=0.75$  の場合とほぼ同じであった。

図中の破線は  $z_L/H=0$  の曲線の直線部分を延長したものであり、その直線を次式

$$kG/\rho_w g^2 Th = \text{const.} \times G/\beta \dots \dots \dots (13)$$

で表わすと、const.の値は  $T\sqrt{g/h}$  と  $H/h$  の値の4つの組合せに対して、以下ようになる。

$T\sqrt{g/h}=11.0$ ,	$H/h=0.75$	: $2.0 \times 10^{-3}$
15.0	0.75	: $1.2 \times 10^{-3}$
11.0	0.50	: $9.0 \times 10^{-4}$
15.0	0.50	: $7.5 \times 10^{-4}$

この式は、地盤が波の谷の位相で液化化する限界条件を示すものと考えられ、この式で与えられる値より  $kG/\rho_w g^2 Th$  の値が小さいと、波の谷の位相で液化が生じることを意味する。



## 5. 結 論

(1) 波浪によって海底地盤内に生じる間隙水圧変動の解に関して、浸透流としての解<sup>16)</sup>、Yamamoto ら<sup>6)</sup>の Biot の圧密式<sup>9)</sup>を解いた厳密解および同じく Biot の式を解いた Mei and Foda<sup>10)</sup>の境界領域近似の解を比較し、3者の適用範囲を砕波帯のような浅海域を対象として無次元表示した。その結果、地盤骨格のせん断弾性係数  $G$  と間隙水の有効体積弾性係数  $\beta$  の比が大きいほど、また透水係数  $k$  と  $G$  の積に比例する無次元量が小さいほど、厳密解を用いる必要はないが浸透流の解を用いることができず、境界領域近似の解を用いなければならないようになることがわかった。

(2) 現地観測<sup>18)</sup>との比較の結果、現地海岸の海底地盤内の間隙水圧の変動は、境界領域近似解の適用範囲にあり、その解によってほぼ説明し得ることがわかった。

(3) 波による海底地盤内鉛直有効応力変動を水中土被り圧と海底面での波圧変動の和から間隙水圧変動を差し引く形で与える近似的な表現は、波の谷の位相で地盤の有効応力が 0 になる可能性がある海底面付近では妥当であることがわかった。

(4)  $G/\beta$  が増加するほど、また  $kG$  に比例する無次元量が減少するほど、地盤表面付近の鉛直有効応力が波の谷の位相で 0 になる可能性およびその領域の深さが増し、砕波帯の波のような条件下では、波高の半分程度に達することがわかった。

謝 辞：本研究においては、岩垣雄一 京都大学名誉教授（現・名城大学理工学部教授）、土屋義人 京都大学防災研究所教授および前野賀彦 舞鶴工業高等専門学校助教授の助言を得たことを記して謝意を表す。また、この研究の一部は、平成元年度文部省科学研究費、国際学術研究（代表：舞鶴工業高等専門学校 前野賀彦助教授，No.01044137）によったことを付記する。

## 参 考 文 献

- 1) 名合宏之：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. 589～594，1982。
- 2) 善 功企：波力を受ける構造物と海底地盤の動的挙動，1985 年度（第 21 回）水工学に関する夏期研修会講義集，pp. B-4-1-16，1985。
- 3) 善 功企・山崎浩之・渡辺 篤：海底地盤の波浪による液状化および高密度化，運輸省港湾技術研究所報告，第 26 巻，第 4 号，pp. 125～180，1987。
- 4) Nago, H. and Maeno, S. : Pore water pressure in sand bed under oscillating water pressure, *Memoirs, of the School of Eng., Okayama Univ.*, Vol. 19-1, 1984.
- 5) 酒井哲郎・間瀬 肇・松本明男：波浪による傾斜海底地盤の応答，第 35 回海岸工学講演会論文集，pp. 737～741，1988。
- 6) Yamamoto, T., Koning, H. L., Sellmeijer, H. and Van Hijum, E. : On the response of a poro-elastic bed to water waves, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 87, part 1, pp. 193～206, 1978.
- 7) Madsen, O. S. : Wave-induced pore pressures and effective stresses in a porous bed, *Géotechnique*, Vol. 28, No. 4, pp. 377～393, 1978.
- 8) Okusa, S. : Wave-induced stress in unsaturated submarine sediments, *Géotechnique*, Vol. 35, No. 4, pp. 517～532, 1985.
- 9) Biot, A. : General theory of three-dimensional consolidation, *J. of Appl. Phys.*, Vol. 12, pp. 155～164, 1941.
- 10) Mei, C. C. and Foda, M. A. : Wave-induced responses in a fluid-filled poro-elastic solid with a free surface—a boundary layer theory, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol. 66, pp. 597～631, 1981.
- 11) 酒井哲郎・間瀬 肇・松本明男：波浪による海底地盤内の間隙水圧変化に及ぼす慣性項の効果，第 32 回水理講演会論文集，pp. 589～594，1988。
- 12) 酒井哲郎・服部明彦・間瀬 肇：波浪による海浜地盤応答における海底摩擦の効果，第 36 回海岸工学論文集，pp. 794～798，1989。
- 13) 酒井哲郎・服部明彦・間瀬 肇：波浪による砕波帯海底地盤の有効応力ゼロ領域の発生，海洋開発論文集，Vol. 5, pp. 79～84，1989。
- 14) Sleath, J. F. A. : Wave-induced pressures in beds of sand, *J. of Hydraulics Div., Proc. of ASCE*, HY2, pp. 367～378, 1970.
- 15) Fung, Y. C. : *Foundations of Solid Mechanics*, Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, pp. 195～197, 1965.
- 16) Finn, W. D., Siddharthan, R. and Martin, G. R. : Response of seafloor to ocean waves, *J. of Geotech. Eng., ASCE*, Vol. 109, No. 4, pp. 556～571, 1983.
- 17) Mei, C. C. : *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, World Scientific, pp. 673～705, 1983.
- 18) 善 功企・山崎浩之・佐藤 泰：波浪による海底地盤中の応力変化に関する現地観測，海洋開発論文集，Vol. 5, pp. 85～90，1989。
- 19) 前野賀彦・酒井哲郎・間瀬 肇：波浪による砂層の液状化傾向と波形勾配の関係，海洋開発論文集，Vol. 4, pp. 5～10，1988。

(1989. 12. 4・受付)