

現地碎波帯波浪による海底面近くの地盤の挙動

京都大学工学部 正会員 酒井 哲郎、 同大学院 学生会員 裏本 賢
京都大学工学部 正会員 間瀬 肇

1. まえがき

最近、砂地盤上の離岸堤などのいわゆる海岸構造物が海底砂地盤中に沈下していく事例が報告されている。従来は、この原因は波浪による海底地盤の洗掘等によるものであると説明されてきたが、最近この現象の原因は地盤の波浪による液状化ではないかと言われている。一般的に液状化というと、地震時に発生する液状化現象が知られている。しかし地震時の液状化は、地盤骨格の変位によって生じるいわゆる直流成分の発生によるものである。ここで扱う波浪によるものは、波の一周期の特定の位相区間でのみ生じるものであり、海底面での波圧変動にたいして内部間隙水圧が減衰し、また位相遅れが生じる事による。

この考えは、海底面に働く波圧と地盤内の変動間隙水圧との差圧が有効土被り圧よりも大きくなると有効応力が0になり、波の谷の位相付近で一時的に一種の液状化が生じるというものである。名合(1982)は同様の考えをすでに水理構造物の洗掘の原因として検討している。善(1985)もこの考えを示しており、実証のための実験も行っている(善ら、1987)。また前野ら(1988)は、液状化傾向と波形勾配との関係を議論している。著者ら(1989, 1990)は、いわゆる境界領域近似解(Mei and Foda, 1981)を用いて、実際の碎波帯の砂地盤における有効応力ゼロ領域発生の可能性および領域の大きさを検討した。また、その現象を支配する無次元パラメーターについても議論した。一方、善ら(1989)は現地海岸における海底地盤中の間隙水圧変動を観測することによって、実際の海岸における液状化現象を確認すると共に、彼らの提案する理論の妥当性を検証した。

前述の著者らの研究(1989, 1990)においては海底面波圧として微小振幅波理論を用いており、その波形は正弦波形である。ここでは、正弦波形の海底面波圧に対して検討された著者ら(1989, 1990)の結果が、峰が尖って谷が平坦な現地碎波帯波浪に対しても適用できるかという疑問を明らかにするため、現地碎波帯波浪の海底面波圧による海底地盤内の間隙水圧変動および鉛直有効応力変動を境界領域近似解(Mei and Foda, 1981)を用いて検討し、正弦波形の海底面波圧の場合との相違を議論する。

2. 現地碎波帯波浪による海底面波圧

現地波浪によって起こる海底地盤中の応力変化を調べるために、現地碎波帯波浪による海底面波圧の時間波形の一周期分をサンプルとして取り出し、その波形をフーリエ級数展開して、周期の異なる正弦波の和の形で表す。それぞれの単一の正弦波によって起こる間隙水圧変動を理論式を使って算出し、地盤内の間隙水圧について線形理論が成立するという仮定から、それぞれを加えあわせることによって現地碎波帯波浪の海底面波圧による間隙水圧および有効応力の変動を求めることができる。

現地データとして、善ら(1989)の港湾技術研究所波崎海洋研究施設におけるものを使用した。本施設は、海岸から427m 沖合いに延びた栈橋構造の施設である。観測地点は、この栈橋の先端付近の水深約 4m の付近である。観測期間中(昭和 63 年 4 月 12 日~5 月 13 日)の波浪特性は、有義波高が 100cm 以上の波の有義波周期が 6s ~ 10s 程度となっている。現地観測で得られた結果の一例として、昭和 63 年 5 月 11 日 20:00 から 7 分間(420秒)のデータが善らの論文の図-11 に示されている。この図は大きな波高が観測されている 20.0s ~ 130.0s までの間のデータを拡大したものである。善らの論文中的間隙水圧計 pwp-2~pwp-4

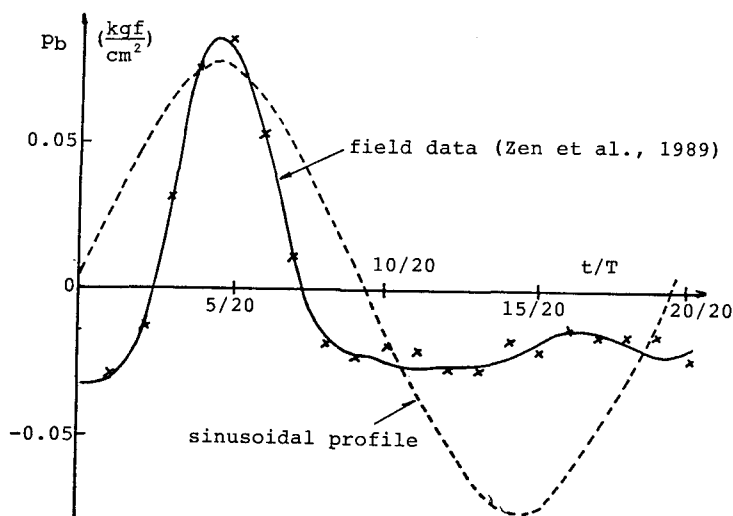


図-1 現地碎波帯波浪の海底面波圧(善ら、1989)

の3点における実測値を示した図-17を見ると、3点の間隙水圧計の位置は海底面から鉛直下向きに順に約15, 65, 115cmとなっている。また、pwp-1~pwp-4の間隙水圧計は50cmおきに設置されているので、それらのことからpwp-1の間隙水圧計は海底面から35cm上に設置されていると判断した。微小振幅波理論の波圧の式を用いると、水深4m、周期14.7s(後に述べる)として水深35cmの差は波圧の振幅で1/1000程度の差しかなく、従ってpwp-1の波形はほぼ海底面上の波圧のデータとして取り扱ってよい事になる。

pwp-1の間隙水圧変動 p_b の波形を海底面上の波圧として、善らの論文中のwave No.7のpwp-1の記録を拡大してとりだす(図-1)。wave No.7をとりだしたのは峰の立ち上がりが他の波に比べて顕著であることと、原論文ではwave No.7を使って後の解析をおこなっているという理由からである。波圧の最大値は約90gf/cm²である。この波の周期Tは14.7sである。波圧のピークは $t/T = 4/20$ と $5/20$ の間にある(t は時間)。4倍周波数成分までフーリエ級数展開した結果は次の通りである。単位はkgf/cm²である。

$$\begin{aligned} p_b = & -4.29 \times 10^{-3} + 3.44 \times 10^{-3} \cos \theta + 33.61 \times 10^{-3} \cos (\theta + \pi/2) \\ & + 30.84 \times 10^{-3} \cos (2\theta + \pi) + 0.78 \times 10^{-3} \cos (2\theta + \pi/2) \\ & + 6.97 \times 10^{-3} \cos (3\theta + \pi) + 16.85 \times 10^{-3} \cos (3\theta - \pi/2) \\ & + 10.23 \times 10^{-3} \cos 4\theta + 3.8 \times 10^{-3} \cos (4\theta - \pi/2) \end{aligned} \quad (1)$$

この式からわかるように、特に基本周期のsin成分(式(1)では $\cos(\theta + 2/\pi)$)と2倍周波数のcos成分(式(1)では $\cos(2\theta + \pi)$)が卓越している。また3倍周波数のsin成分および4倍周波数のcos成分も無視しえない。なお以下では定数項を無視している。この式を海底面波圧として計算を行うことにする。なお、このフーリエ級数による値を示したものが図-1の×印である。

3. 間隙水圧変動と鉛直有効応力

(1) 境界領域近似解

地盤骨格を弾性体と仮定し、間隙水は圧縮性流体と仮定したいわゆるBiot(1941)の圧密式を用いた波浪による海底地盤の応答、すなわち間隙水圧変動および地盤骨格の変位と有効応力変動の解は、すでにYamamoto et al.(1978)およびMadsen(1978)が求めている。しかしながらこれらの解は、現象の理解のためには複雑で適していない。

Mei and Foda(1981)は、この現象が、1相の弾性体としての応答と海底面付近の地盤骨格と間隙水の速度差が無視できない領域での応答との2つからなっていると考え、mixture theoryを用いて地盤骨格と間隙水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、いわゆる境界領域近似解を求めた。仮定には、微小変位の仮定、間隙水におけるせん断応力の無視、間隙水圧と間隙水密度の線形関係の仮定、地盤骨格と間隙水の間の干渉力におけるDarcy則の仮定、加速度と重力の効果が無視できるという仮定が含まれる。海底面での波圧 p_b が、微小振幅波理論

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

で与えられる場合の間隙水圧変動 p は次の様に求められる。

$$\begin{aligned} p = & p_0 \cdot 1/(1+m) \cdot \exp(-2\pi z/L) \cdot \cos(\lambda x - \omega t) \\ & + p_0 \cdot m/(1+m) \cdot \exp\{-z/(\sqrt{2}\delta)\} [\cos\{z/(\sqrt{2}\delta)\} \cdot \cos(\lambda x - \omega t) - \sin\{z/(\sqrt{2}\delta)\} \cdot \sin(\lambda x - \omega t)] \end{aligned} \quad (3)$$

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

$$m = n/(1-2\nu) \cdot G/\beta \quad (4)$$

$$\delta = (KG/\beta)^{1/2} \cdot \{n \cdot G/\beta + (1-2\nu)/2(1-\nu)\}^{-1/2} \quad (5)$$

ここで n : 間隙率、 ν : ポアソン比、 G : 地盤骨格のせん断弾性係数、 β : 間隙水の有効体積弾性係数、 $K \equiv$

$k/\rho_w g$ (k : 透水係数) である。

(2) 間隙水圧変動

周期を T とすると、 n 倍周波数成分の周期は T/n である。
 L 、 λ 、 ω 、 δ はこの周期に支配される数である。このことを念頭において、式(2)～(5)と前述の現地波形をフーリエ級数展開した式(1)を用いて計算を行う。なお計算を行うに当たって使用した計算条件は、表—1の通りである。これらの常数の値のうち間隙水の有効体積弾性係数 β 以外は、分かっているものおよび砂地盤の場合の典型的な値である。 β については、海底面波圧として正弦波形を与えて上記の境界領域近似解の結果と善らの現地波浪による実測結果との比較を行った結果(酒井ら(1990))から、平均的に実測結果を説明する値として与えたものである。またこれらの常数の値から得られる支配的な2つの無次元量の値から、この場合は波浪による海底地盤内の間隙水圧変動の解として浸透流解が適用出来ず、境界領域近似解が適用できる場合であることが分かっている(酒井ら、1990)。

図—2は間隙水圧変動 p の鉛直分布を示したものである。縦軸は鉛直方向の深さを表し、単位は m である。横軸は、間隙水圧変動を表し単位は kgf/cm^2 である。図中の t/T は図—1の t/T と同じである。 $t/T = 20/20$ が $t/T = 0$ に一致する。図からわかるように、間隙水圧変動は地盤深さ方向に急激に減衰すると共に位相も変化している。 $t/T = 20/20$ ($t/T = 0$) から $5/20$ にかけて海底面の波圧が急激に増加するにつれ、間隙水圧も急激に増加している。 $t/T = 4/20$ から $5/20$ の間でピークに達した後、 $6/20$ から $9/20$ にかけて間隙水圧の減少とともに位相の遅れを伴って負の方向に減少する。 $t/T = 10/20$ から $20/20$ までは同じ様な値が続く。各位相のなかで、鉛直下向き方向に最も間隙水圧変動の変化の割合が大きい位相は、 $t/T = 8/20$ 付近であることが分かる。 $t/T = 8/20$ は、図—1から分かるように、波の谷の位相というよりも峰の背後の急激に波圧が減少する位相に当たる。 $t/T = 10/20$ から $20/20$ までは深さ方向の間隙水圧の変化もあまり大きくない。

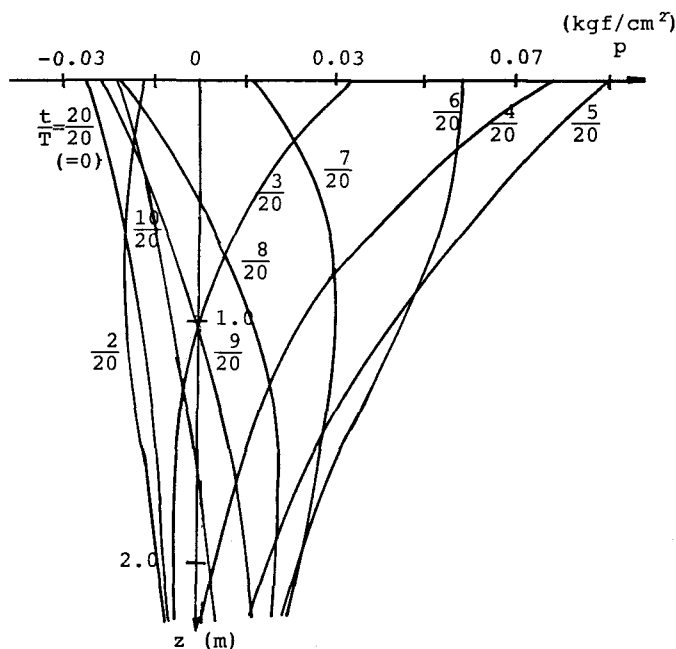
(3) 鉛直有効応力

任意の深度における鉛直有効応力 σ_{zz} (圧縮を正とする)は、海底面付近では近似的には、海底地盤表面に作用する波圧を p_b とし、海底地盤中の間隙水圧変動を p とすると次式で与えられる(善ら(1987)、酒井ら(1990))。

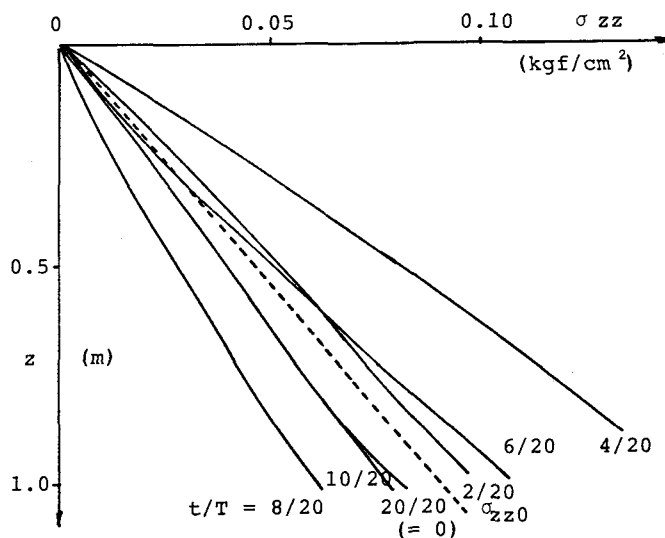
$$\begin{aligned} \text{地盤の鉛直有効応力} &= \text{水中土被り圧} \\ &+ \text{海底面での波圧} - \text{間隙水圧変動} \\ &= \gamma' z + p_b - p \end{aligned} \quad (6)$$

表—1 計算条件

海水の密度 ρ_w	$= 1000 kg/m^3$
間隙率 n	$= 0.33$
ポアソン比 ν	$= 0.33$
重力加速度 g	$= 9.8 m/s^2$
水深 h	$= 4.0 m$
透水係数 k	$= 2.8 \times 10^{-4} m/s$
地盤骨格のせん断弾性係数 G	$= 1.0 \times 10^8 N/m^2$
間隙水の有効体積弾性係数 β	$= 1.0 \times 10^7 N/m^2$



図—2 現地碎波帯波浪による海底地盤内間隙水圧変動



図—3 現地碎波帯波浪による海底地盤鉛直有効応力

ここで、 γ'/g は地盤骨格の水中単位体積質量で、 $0.913 \times \rho_w$ とした。 p_b および p は静穏時の静水圧からの増分を正とする。海底地盤の液状化は、有効鉛直応力が0または負となる場合に発生すると考えられる。式(6)に従って鉛直有効応力を位相別に計算したものが図-3である。図中の σ_{zz0} と記した点線は、静穏時の有効土被り圧である。この場合はどの位相についても液状化していない。 $t/T = 2/20, 4/20, 6/20$ では、 σ_{zz} は σ_{zz0} より大きく、逆に $t/T = 8/20 \sim 20/20$ では小さい。 $\sigma_{zz} < \sigma_{zz0}$ が生じる場合のうち、 $t/T = 8/20$ の位相で最も σ_{zz} が小さくなる。これは、図-2において $8/20$ の位相で間隙水圧変動の鉛直勾配が最も急になっていることに対応する。

4. 正弦波形（微小振幅波理論）の海底面波圧の場合との比較

海底面波圧として正弦波形をあてはめた場合との比較を行うことにする。現地波浪の波圧波形では、最大値をとる峰の位相 t/T はおよそ $4.5/20$ である（図-1 参照）。ここでは、 $t/T = 4.5/20$ で峰の位相となり、その振幅が善ら(1989)の図-11から読み取られた wave No.7 の波の波高 1.9m の場合の微小振幅波理論によって与えられる海底面波圧振幅を有する正弦波形の波圧を想定する（図-1）。なお、周期は同じく 14.7s とし、計算に使用した他のパラメーターの値は同じにして行った。

図-4は、間隙水圧変動 p の鉛直分布を示したものである。図-2の現地波浪の場合と異なって、 t/T の差が $10/20$ の2つの t/T での鉛直分布は縦軸に対して対称である。間隙水圧変動の下方に向かっての増加の割合が最も大きい位相は、 $t/T = 12/20$ 付近である。

図-5は、現地波圧の場合と同様に正弦波形の場合の鉛直有効応力と地盤深さとの関係を位相別にしめたものである。ここでも、現地波形の結果と同様に液状化は起こっていない。なお、最も液状化しやすいと考えられる位相は、現地波浪の場合とは異なるが、間隙水圧変動の下方に向かっての変化割合の最も大きい位相（ $t/T = 12/20$ 付近、正弦波の波の谷のやや前の位相）であると言う意味では同じである。

なお興味あることは、図-1の正弦波の波圧の最小値（波の谷の位相）の絶対値は現地碎波帯波浪による海底面波圧のそれに比べてはるかに大きい、鉛直有効応力の最小値はそれほど変わらないことである。すなわち鉛直有効応力の減少は波圧の減少そのものではなく、

間隙水圧変動の位相遅れによる下方に向かっての増加割合の程度によることがわかる。鋭い峰とゆるやかな谷を有する現地碎波帯波浪による海底地盤鉛直有効応力の減少は、その波高と周期を与えて得られる微小振幅波理論による海底面波圧に基づく鉛直有効応力の減少とはほぼ同程度となり、微小振幅波理論に基づく液状化の可能性とその深さに関する無次元ダイアグラム（酒井ら、1990）は、現地碎波帯波浪に対しても適用できるといえ

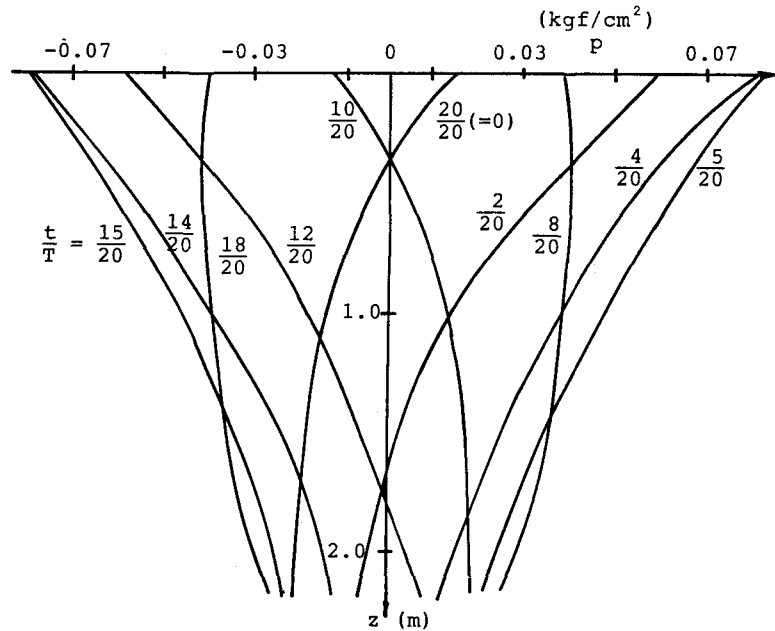


図-4 正弦波形の海底面波圧による海底地盤内間隙水圧変動

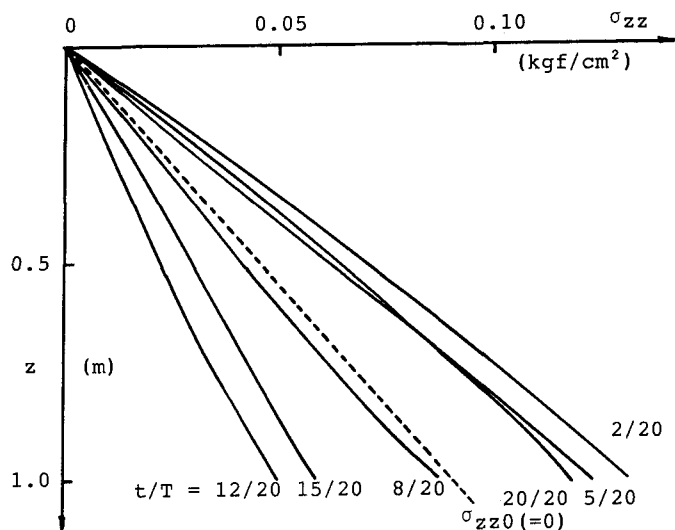


図-5 正弦波形の海底面波圧による海底地盤鉛直有効応力

る。

5. あとがき

砕波帯現地波浪による海底面波圧として、善ら(1989)による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4mでの海底面波圧の時間記録から一周分(14.7sec)を取り出し、その4倍周波数までのフーリエ級数展開を行った。その各項に、Mei and Foda (1981)の線形の境界領域近似解を適用し、海底砂地盤内の間隙水圧変動および鉛直有効応力を求めた。

間隙水圧変動は、波の峰の通過直後に、位相遅れによって鉛直下向きの変化割合が最も大きくなる。その後の平坦な谷の間は、鉛直下向きの変化割合は小さい。計算結果から鉛直有効応力を求めると、鉛直有効応力が最も減少するのは波の峰の直後の間隙水圧変動の下向き変化割合が最も大きい位相であることが分かった。

実測波高と微小振幅波理論から求められる振幅を有し、峰の位相を一致させた正弦波形の海底面波圧の場合、鉛直有効応力が最も減少するのは正弦波の谷のやや前の位相である。波の谷での最小波圧の絶対値が現地波浪のそれよりかなり大きいにもかかわらず、鉛直有効応力の減少の割合の程度はほぼ同じ程度である。このことから鉛直有効応力の減少は波圧の減少そのものでなく、間隙水圧変動の位相遅れによる下方に向かっての変化割合の程度によることがわかる。

微小振幅波理論による正弦波形の海底面波圧を想定して提案した波浪による海底砂地盤の液状化の可能性とその深さに関するいくつかの無次元量によるダイヤグラム(酒井ら、1990)は、峰が鋭く谷が平坦な現地砕波帯波浪の海底面波圧に対しても適用出来る。

最後に、本研究を進めにあたり貴重な御助言を頂いた名城大学理工学部岩垣雄一教授(京都大学名誉教授)および京都大学防災研究所の土屋義人教授に感謝の意を表す。

参考文献

- Biot, A. (1941) : General theory of three-dimensional consolidation, J. of Appl. Phys., Vol.12, pp. 155-164.
- Madsen, O.S. (1978) : Wave-induced pore pressures and effective stresses in a porous bed, Géotechnique, Vol.28, No.4, pp.377-393.
- 前野賀彦・酒井哲郎・間瀬 肇(1988) : 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, 土木学会, Vol.4, pp.5-10.
- Mei, C.C. and Foda, M.A. (1981) : Wave-induced responses in a fluid-filled poroelastic solid with a free surface - a boundary layer theory, Geophys. J. R. astr. Soc., Vol.66, pp.597-631.
- 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, 土木学会, pp.589-594.
- 酒井哲郎・服部明彦・間瀬 肇(1989) : 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, 土木学会, Vol.5, pp.79-84.
- 酒井哲郎・畑中克也・間瀬 肇(1990) : 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, 土木学会論文集, 第417号/II-13 (印刷中) .
- Yamamoto, T., Koning, H.L., Sellmeijer, H. and Van Hijum, E. (1978) : On the response of a poroelastic bed to water waves, J. of Fluid Mech., Vol.87, part 1, pp.193-206.
- 善 功企(1985) : 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、Bコース、土木学会水理委員会、pp.B-4-1~16.
- 善 功企・山崎浩之・渡辺 篤(1987) : 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.
- 善 功企・山崎浩之・佐藤 泰(1989) : 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, 土木学会, Vol.5, pp.85-90.