

波浪による碎波帯海底面近くの地盤の挙動

酒井哲郎*・畑中克也**・間瀬 肇***

1. ま え が き

Madsen (1974) は、碎波帯における水と土の境界面での基本機構を解明するために、碎波または碎波の直前の状態の波が通過する時の海底地盤の安定性を評価し、波圧に関する実験結果によってその裏付けを行った。彼はその研究の中で、波浪によって瞬間的な海底地盤の破壊が発生する時の水平、鉛直方向それぞれの条件式として次の二式を提案している。

$$-(\partial p'/\partial x) \geq (\rho_t - \rho)g \tan \phi \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$-(\partial p'/\partial z) \geq (\rho_t - \rho)g \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 p' は間隔水圧変動分、 ρ_t は底質の飽和単位体積質量、 ρ は水の密度、 g は重力加速度、 ϕ は土の内部摩擦角、 z は鉛直上向きを正とする。

式(1)、(2)はそれぞれ海底地盤中に働く間隔水圧の水平および鉛直方向の勾配によって破壊が生じる条件を示している。さらに彼は、特に碎波のように前面が急勾配な波の場合について次のように述べている。“鉛直方向の圧力勾配は水平方向の圧力勾配より小さく、土の内部摩擦角は一般的に 45° 未満であるため、式(2)の右辺は式(1)の右辺より大きくなり、式(2)よりも式(1)の条件が先に満たされて地盤の水平方向せん断破壊が生じる。”

当時は地盤骨格の変形をも考慮した海底地盤内の間隙水圧の解がなかったが、現在ではいくつかの解がある。ここではその内の一つの解を用い、碎波帯の海底面に働く波圧の実測データを入力として上記の条件を検討する。また海底地盤を Hooke の法則を満たす弾性体地盤骨格と間隙水からなる二相の媒体と考えると、地盤骨格に対する運動方程式の右辺には式(1)、(2)の間隙水圧勾配の他にいくつかの外力項も含まれる。ここでは、Madsen (1974) の条件式に含まれる間隙水圧勾配とともにその他の地盤骨格の運動方程式の右辺各項の値の大きさの波の一周期間での変化も検討し、碎波帯の海底地盤の安定性の機構を議論する。

2. 地盤骨格の運動方程式

Mei and Foda (1981) の境界領域近似解において用いられている固相の運動方程式は、水平方向と鉛直方向の2次元で考えると次のように表される。

$$\rho_s \dot{v}_{sx} = 1/(1-n_w) \cdot (\partial \sigma_{xx}/\partial x + \partial \sigma_{zx}/\partial z) - \partial p/\partial x + 1/(1-n_w) \cdot n_w/K \cdot (v_{wx} - v_{sx}) \quad \dots\dots (3)$$

$$\rho_s \dot{v}_{sz} = 1/(1-n_w) \cdot (\partial \sigma_{xz}/\partial x + \partial \sigma_{zz}/\partial z) - \partial p/\partial z - \rho_s g + 1/(1-n_w) \cdot n_w/K \cdot (v_{wz} - v_{sz}) \quad \dots\dots (4)$$

ただし、 ρ_s は地盤骨格の正味の密度、 n_w は間隙水の正味の空隙率、 p は静水圧を含んだ間隙水圧、 K は透水係数 k を重力加速度と水の密度で除したもの、 v_{wx} 、 v_{wz} は x 方向、 z 方向（上向き正）の間隙水の速度、 v_{sx} 、 v_{sz} は x 方向、 z 方向の地盤骨格の速度、 $\dot{v}_{sx}$ 、 $\dot{v}_{sz}$ は x 方向、 z 方向の地盤骨格の加速度、 σ_{xx} は地盤骨格の水平有効応力、 σ_{zz} は鉛直有効応力、 σ_{xz} 、 σ_{zx} はせん断応力である。

この運動方程式は地盤骨格の微小部分に働く力を考えているのに対し、Madsen (1974) の条件式(1)、(2)は地盤表面と仮定の滑り面との間の土塊に働く力の釣合いを考えているということに注意する必要がある。

式(1)、(2)を静水圧分を含めた間隙水圧 p を用いて表せば次のようになる。

$$-(\partial p/\partial x) \geq (\rho_t - \rho)g \tan \phi \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$-(\partial p/\partial z) \geq \rho_t g \quad \dots\dots\dots (6)$$

また不等式(2)を等式として $z=0$ で $p'=p_b$ (海底面波圧)であることを考慮して積分し変形すれば、

$$-(\rho_t - \rho)gz + p_b - p' = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。 z が上向き正であることを考えると、式(7)の左辺は鉛直有効応力の近似表現(善ら, 1987)と同一である。すなわち式(2)の左、右両辺が等しい状態は、鉛直有効応力が0になる状態に等しい。

3. 正弦波形の海底面波圧の場合

波浪による海底地盤内の地盤骨格の運動方程式の右辺各項の値と波の一周期間におけるその変化を、具体的な

* 正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科

** 工修 (株)西日本旅客鉄道 建設工事事務土木工事課

*** 正会員 工博 京都大学助手 工学部土木工学科

条件を与えて計算する。Madsen (1974) は特に碎波または碎波の直前の状態の波が通過する場合を想定しているが、まず始めに一般的な傾向を知るために海底面に働く波圧を正弦波形（微小振幅波理論）によって与えて計算する。

計算には、地盤骨格と間隙水の加速度および海底面に働く波による摩擦力を考慮した境界領域近似解（酒井ら, 1989）を用い、地盤骨格の運動方程式（3）、（4）の右边各項とその和を計算した。境界領域近似解を用いる根拠については、酒井ら（1990）を参照されたい。

酒井ら（1989）では境界領域近似の外部問題の地盤骨格変位速度と変動間隙水圧の解のみが示されており、運動方程式右边中のその他の量に関しては示されていない。

しかし、ここでこれらを示すのは冗長に過ぎるので、畑中（1990）を参照されたい。ただし、境界領域近似では地盤骨格の全応力のうち鉛直応力とせん断応力に関しては外部解のみで決まること（Mei and Foda, 1981）、また有効応力は引張りを正としているため全応力に間隙水圧を加えるものとして定義されること、2相の速度差は境界領域解でのみ存在することを注意しておく。

計算条件は次のとおりである。

水深 $h=4.0$ m, 周期 $T=7.0$ s, 波高 $H=3.0$ m,

底質の飽和単位体積質量 $\rho_t=$

地盤骨格の正味の密度 $\rho_s=1910$ kg/m³,

間隙率 $n(=n_w)=1/3$, ポアソン比 $\nu=1/3$,

地盤骨格のせん断弾性係数 $G=1.0 \times 10^8$ N/m²,

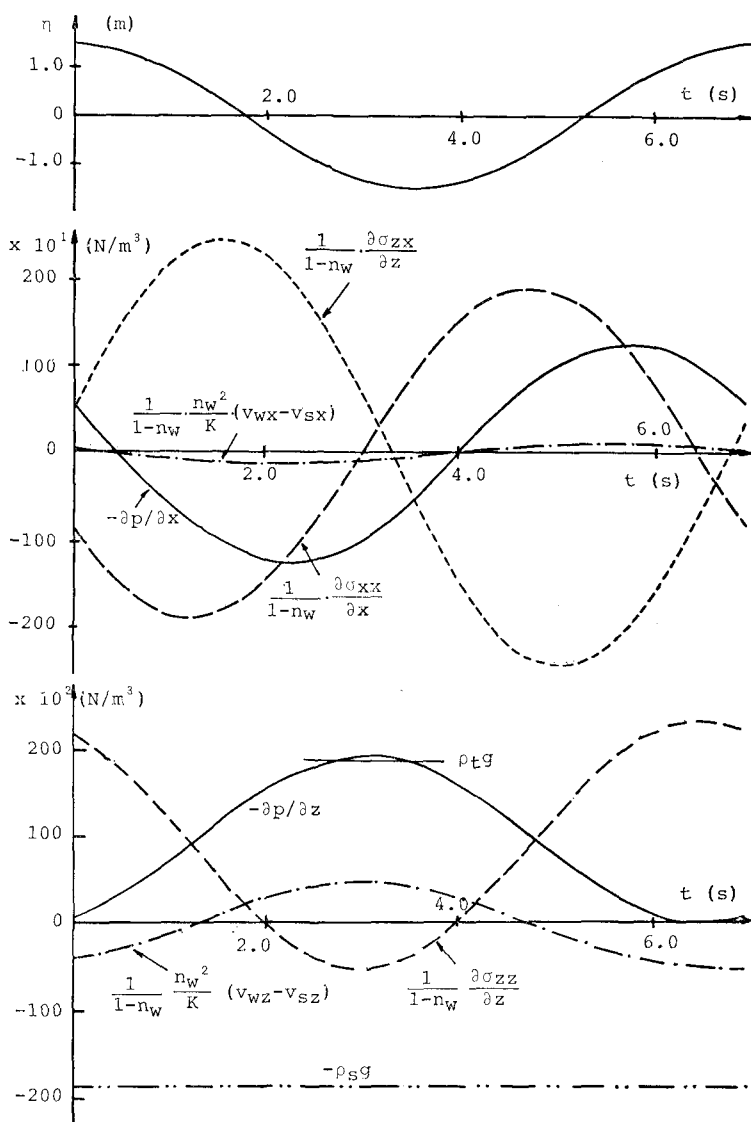


図-1 正弦波形の海底面波圧による海底面下0.5 mでの地盤骨格の運動方程式右边各項の大きさの位相変化

間隙水の有効体積弾性係数 $\beta = 1.0 \times 10^7 \text{ N/m}^2$,
透水係数 $k = 2.8 \times 10^{-4} \text{ m/s}$.

これらの値は碎波帯の砂地盤を想定しており、地盤の定数は砂地盤の場合の典型的な値を用いているが、間隙水の有効体積弾性係数 β に関しては、99% の飽和度の場合に 10^6 N/m^2 であることを考えて与えている。また海底面に働く摩擦力は、海底面に働く波圧振幅の 1/10 振幅を持つ正弦波とした。

図-1 は、上から順に水面波形、海底面下 0.5 m における水平方向と鉛直方向の地盤骨格の運動方程式右辺各項の値とその和の 1 周期の変化を示している。 $t=0$ が波の峰の位相である。鉛直方向の右辺各項の方が、水平方向のそれよりも 1 オーダー大きい。

水平方向の運動方程式では、水平有効応力の水平方向勾配 $1/(1-n_w) \cdot \partial \sigma_{xx} / \partial x$ およびせん断応力の鉛直勾配 $1/(1-n_w) \cdot \partial \sigma_{xz} / \partial z$ も間隙水圧勾配 $-\partial p / \partial z$ と同程度あるいはそれ以上の大きさを有している。鉛直方向の運動方程式では、鉛直有効応力の鉛直勾配 $1/(1-n_w) \cdot \partial \sigma_{zz} / \partial z$ が間隙水圧勾配 $-\partial p / \partial z$ と同程度の大きさを有しており、地盤骨格と間隙水の速度差に比例する抵抗項 $1/(1-n_w) \cdot n_w^2 / K \cdot (v_{wx} - v_{wz})$ もかなり大きい。

水平方向間隙水圧勾配は次の波の前面の位相（およそ $t=5.9 \text{ s}$ ）で最大（約 $1.3 \times 10^3 \text{ N/m}^3$ ）となる。 $\rho_t g$ の値を 1910 kgf/m^3 、 ρg の値を 1000 kgf/m^3 、 ϕ を 30° とすると、式（5）の右辺の値は $5.2 \times 10^3 \text{ N/m}^3$ となり、水平間隙水圧勾配は式（5）を満たしていない。

一方鉛直方向間隙水圧勾配は波の谷の位相（およそ $t=3.2 \text{ s}$ ）で最大となり、その値は $1.9 \times 10^4 \text{ N/m}^3$ である。この付近の位相で式（6）の右辺の値と同程度となり、鉛直方向に地盤が不安定になる可能性を示唆している。さらに式（7）の左辺で与えられる鉛直有効応力は、この付近の位相で負になる。

このように海底面波圧を正弦波形で与える限りでは、Madsen (1974) の言う水平方向の不安定は鉛直方向の不安定より先に生じることはない。

4. 現地碎波帯波浪による海底面波圧

3. で、海底面に働く波圧を正弦波形（微小振幅波理論）で与えた場合の地盤骨格の運動方程式の右辺各項の値について検討したが、Madsen (1974) は碎波または碎波の直前の状態の波が通過する場合を想定して式（1）、（2）を提案している。碎波のような前面が切り立った波が通過する場合、正弦波状の波が通過する場合に比べ式（1）の左辺の水平方向間隙水圧勾配が大きくなり、地盤が水平方向に不安定となる条件を満たす可能性が大きくなると考えられる。現地碎波帯の波浪の波形は碎波に近い波形であるため、海底面に働く波圧波形も同様の

波形となる。

碎波帯砂地盤の波浪による安定性を議論するための地盤骨格運動方程式の右辺各項の値を求めるために、次のように考えた。現地碎波帯波浪の観測結果によって得られる海底面波圧波形の 1 周期分で適切なものをサンプルとして取り出し、その波形を Fourier 級数展開して、周期の異なる正弦波の和の形で表す。ここで用いている境界領域近似の基礎式は線形であるので (Mei and Foda, 1981), 単一の正弦波によって生じる各項の値を境界領域近似解を用いて算出し、それぞれを加えあわせることによって碎波帯波浪による地盤骨格運動方程式（式（3）、（4））右辺の各項の値を求めることができる。

データは、善ら (1989) の運輸省港湾技術研究所波崎海洋研究施設における現地観測結果を用いた。図-2 の一番上の図は、彼らの論文に示されている図-11 中で、大きな波高が観測されている波 (No. 7) による一番上側にある間隙水圧計センサーのデータを拡大したものである。ただしこの波の周期は 14.7 s であるが、ここでは後の解析の都合上 7.0 s として示している。なお、図中縦軸に $(\times 1.5)$ とあるのは、5. の運動方程式右辺各項の計算の際には波圧の値を 1.5 倍したことを意味する。彼らの論文から、このセンサーは海底面から 35 cm 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、35 cm の差はその振幅で 1/1000 程度の差しかなく、従ってこのセンサーによる波圧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。

図-3 の波圧波形を、4 倍周期波数まで Fourier 紙数展開した結果は、次の通りである。単位は kgf/cm^2 である。位相差を加えていづれの項も $\cos$ 関数の形で表すと、以下ようになる。

$$\begin{aligned} p = & -4.29 \times 10^{-3} \\ & + 3.44 \times 10^{-3} \cos \theta \\ & + 33.61 \times 10^{-3} \cos(\theta + \pi/2) \\ & + 30.84 \times 10^{-3} \cos(2\theta + \pi) \\ & + 0.78 \times 10^{-3} \cos(2\theta + \pi/2) \\ & + 6.97 \times 10^{-3} \cos(3\theta + \pi) \\ & + 16.85 \times 10^{-3} \cos(3\theta - \pi/2) \\ & + 10.23 \times 10^{-3} \cos 4\theta \\ & + 3.80 \times 10^{-3} \cos(4\theta - \pi/2) \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

この式からわかるように、特に基本周期の $\sin$ 成分（式（8）では $\cos(\theta + \pi/2)$ 成分）と 2 倍周期波数の $\cos$ 成分（式（8）では $\cos(2\theta + \pi)$ 成分）が卓越している。

5. 現地碎波帯海底面波圧の場合

間隙水圧と地盤骨格の加速度及び海底面に働く摩擦力を考慮した境界領域近似解（酒井ら, 1989）により、海

底面波圧の Fourier 級数各成分による地盤骨格の運動方程式右辺の各項の値を求め、それらを足し合わせることによって実際の波浪条件下における各項の値を求めた。

計算条件は波高以外は 3. の計算と同じである。4. で示した現地波浪の周期は 14.7 秒であったが、3. の正弦波形の場合との比較の都合上ここでは周期を 7 秒とした。また海底地盤のさらに浅い部分 (海底面下 10 cm) の地点における各項の値を求めた。波高については、ここでは海底面に働く波圧の値が測定されていて直接与えることができるため特に設定する必要はなかったが、そ

の実測波形 (善ら (1989) の図-11) から計算すると約 1.9 m であった。正弦波形の場合には波高を 3 m としたので、ここでは波高 3 m に相当する波圧にするために、上述の Fourier 係数を 1.5 倍した。

図-3 の 2 つ目の図は、水平方向の地盤骨格の運動方程式右辺各項の 1 周期の変化を示している。正弦波形の場合と同様に水平有効応力の水平勾配

$$1/(1-n_w) \cdot \partial \sigma_{xx} / \partial x \text{ とせん断応力の鉛直勾配}$$

$$1/(1-n_w) \cdot \partial \sigma_{zx} / \partial z \text{ が水平方向間隙水圧勾配}$$

$-\partial p / \partial x$ に匹敵している。水平圧力勾配は波の前面の

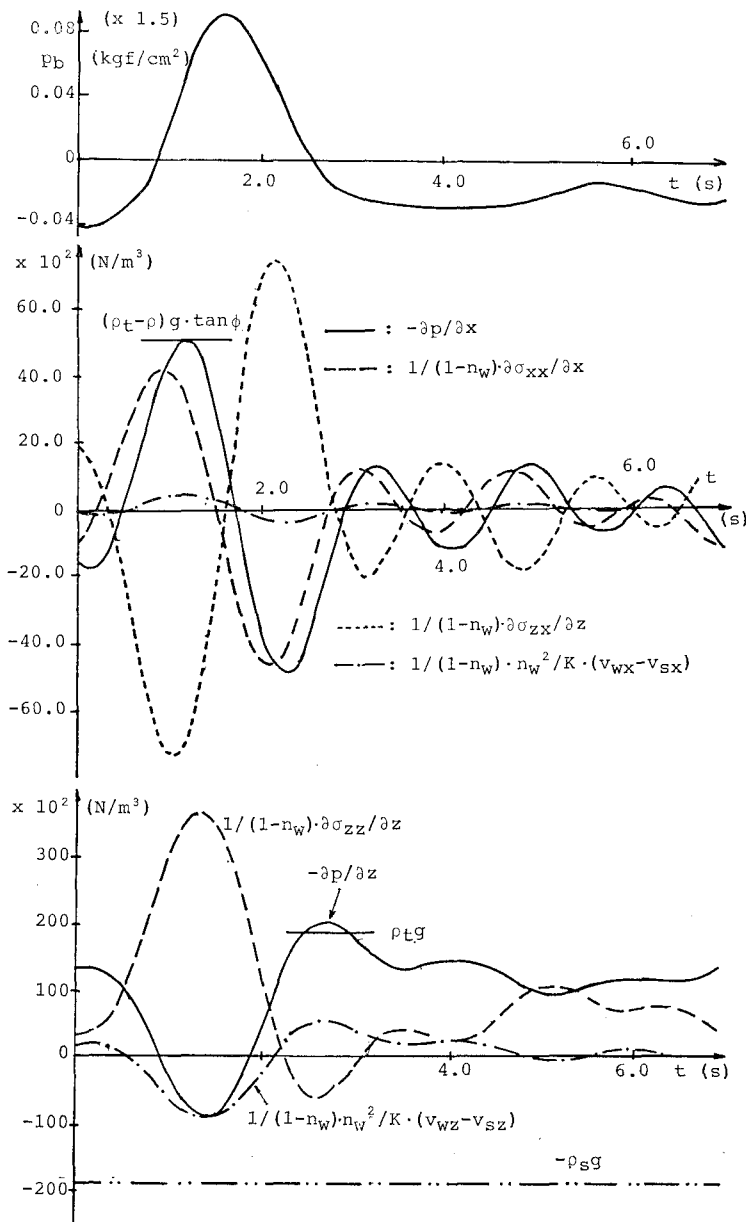


図-2 現地碎波帯波浪による海底面波圧による海底面下 0.1 m での地盤骨格の運動方程式右辺各項の大きさの位相変化

位相 (およそ $t=1.2$ s) において最大となり、その値は、海底面波圧を波高 3 m の場合の微小振幅波理論 (正弦波形) で与えた場合よりかなり大きくなって、式 (5) で与えられる Madsen (1974) の水平方向のせん断破壊に対する限界に達している。

図-3 の一番下の図は、鉛直方向の地盤骨格の運動方程式右辺各項の 1 周期の変化を表している。正弦波形の場合と同様に、水平方向の運動方程式右辺各項に比べて 1 オーダー値が大きい。また鉛直有効応力の鉛直勾配 $1/(1-n_w) \cdot \partial \sigma_{zz} / \partial z$ と速度差に比例する項 $1/(1-n_w) \cdot n_w^2 / K \cdot (v_{wz} - v_{sz})$ が鉛直方向間隙水圧勾配 $-\partial p / \partial z$ と同程度の大きさを有している。

鉛直圧力勾配は波の背面の位相 (およそ $t=2.6$ s) で最大となり、その値は式 (6) の Madsen (1974) の鉛直方向の地盤安定限界を越えている。また (7) 式の左辺を用いた鉛直有効応力の計算によると、 $t=2.2 \sim 2.8$ s の位相で鉛直有効応力が 0 となっている。

このことから碎波または碎波直前のように切りたった波が通過する時、海底地砂盤の表面付近では、波の前面において間隙水圧の水平圧力勾配が非常に大きくなり瞬間的にせん断破壊が生じ、続いて背面において鉛直圧力勾配が非常に大きくなり瞬間的な液状化が起こることが考えられる。

6. あとがき

海底面に働く波圧を正弦波形 (微小振幅波理論) で与えた場合、現地碎波帯波浪を想定した場合でも、海底砂地盤の地盤骨格の水平方向の運動方程式の各項は鉛直方向の各項より 1 オーダー小さく、とくに間隙水圧勾配の値は鉛直方向の方がかなり大きいことがわかった。

峯が鋭く谷が平坦な現地碎波帯波浪による波圧を与えた場合、波高が大きくなると水平方向の間隙水圧勾配は波の峰の前面の急激な波圧の立ち上がりの位相で最大となり、Madsen (1974) の水平方向安定限界式 (1) を満たす。また鉛直方向間隙水圧勾配は波の背面の波圧が

急激に減少する位相で最大となり、Madsen (1974) の鉛直方向安定限界式 (2) を満たす。

なお海底面波圧と間隙水圧変動の差と水中土被り圧を加えて求めた近似的な鉛直有効応力は、上記式 (2) を満たす位相で負になり、波浪による一時的な液状化が生じている。

以上のことから碎波帯の波のように峰が鋭く谷が平坦な波が通過するとき、波の峰の前面において海底面付近の地盤内では間隙水圧の水平勾配が非常に大きくなり瞬間的にせん断破壊が生じ、続いて峰の通過直後において間隙水圧の鉛直勾配が非常に大きくなり瞬間的な液状化が起こると考えられる。

最後にこの研究を行うにあたり貴重な御助言を頂いた岩垣雄一京都大学名誉教授 (現名城大学理工学部教授) および土屋義人京都大学防災研究所教授に感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 酒井哲郎・服部明彦・間瀬 肇 (1989): 波浪による海底地盤応答における海底摩擦の効果, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 794~798.
- 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, pp. 275~283.
- 善 功企・山崎浩之・渡辺 篤 (1987): 海底地盤の波浪による液状化と高密度化, 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, Vol. 5, pp. 85~90.
- 畑中克也 (1990): 波浪による海底面付近の地盤液状化に関する研究, 付録, 京都大学大学院工学研究科修士論文.
- Madsen, O. S. (1974): Stability of a sand bed under breaking waves, Proc. of 14th Coastal Engineering Conference, Vol. II, pp. 776~794.
- 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.