

波浪による海底地盤の液状化発生条件および 海底谷のある海浜への適用

泉宮 尊司*・古俣 弘和**・飯田 秀樹***

1. 緒 論

近年、広範囲な海域の保全と有効利用という目的により、大水深海岸構造物の建設を中心とした種々の計画が提案されている。このような大水深構造物は、巨大な波力に対する安定性の確保のために相当な重量となるためそれを支持する海底地盤の強度評価が重要な課題となっている。また、海岸侵食の激しい地域としても知られる駿河湾沿岸・富山湾沿岸・糸魚川押上沿岸には、海岸線の近くにまで海底谷がせまっており、波浪による海底地すべりによって海岸侵食が激化しているのではないかと推論されている。

最近の研究により、波浪による海底面上での圧力変動によって海底地盤内の間隙水圧が変動し、海底地盤の支持力の低減あるいは液状化の発生があることが解明されつつある。しかしながら、どのような波浪条件および地盤条件で海底地盤の液状化が発生するのか、また海底地盤の物理定数である圧密係数や間隙圧係数の評価は、どのように行えばよいかなど、未解明な問題点も多い。そこで本研究では、それらの問題点を解明するとともに、海底谷のある糸魚川沿岸域を対象として波浪変形計算を行い、波浪による海底地盤の液状化の可能性を調べる。

2. 波浪による海底地盤の液状化発生条件

波浪による海底地盤内の応力および間隙水圧変動に関する研究には、Biot (1941) の圧密方程式を用いた、Yamamoto (1977), Madsen (1978), Nago・Maeno (1984), Okusa (1985) などが挙げられる。これらの研究の中で、Yamamoto による基礎方程式は 6 階の微分方程式であり、解析解にも多くの地盤パラメータが含まれており複雑である。それに対して、大草によるものは Biot の圧密方程式と弾性地盤応力方程式とをうまくカップリングして次のような 4 階の偏微分方程式を得ている。

$$\nabla^2 \{ \nabla^2 - \partial / \partial t / C_v \} U = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 C_v は圧密係数であり、 $C_v = kB' / \rho g m_v$ 、 $B' = 1 / [1 + n\beta / m_v]$ 、 k は透水係数、 B' は間隙圧係数、 ρ は間隙水の密度、 g は重力加速度、 m_v は地盤の 1 軸圧縮状態における圧縮率、 n は間隙率、 β は間隙水の体積圧縮率、 U は変動間隙水圧である。

式 (1) を、海底面上 ($z=0$) で変動間隙水圧が波による海底圧力変動に等しく、変動鉛直有効応力 σ'_z およびせん断応力 τ_{xz} がゼロとなる境界条件のもとに解くと (Okusa, 1985),

$$U = B_1' \exp(kz) \cos(kx - \sigma t) + (1 - B_1') \exp(\kappa_1 z) \cos(kx - \kappa_2 z - \sigma t) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\sigma'_z = (1 - B_1') \exp(kz) \cos(kx - \sigma t) - kz \exp(kz) \cos(kx - \sigma t) - (1 - B_1') \exp(\kappa_1 z) \cos(kx - \kappa_2 z - \sigma t) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 U および σ'_z は海底面圧力振幅 P_b で無次元化した値である。 k および σ は、波数および角周波数である。また、 B_1' 、 κ_1 および κ_2 は、

$$B_1' = [1 + n\beta / 2(1 - \nu) m_v]^{-1} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\kappa = \kappa_1 - i\kappa_2 = \{k^2 - i\sigma / C_v\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

である。 ν は海底地盤のポアソン比である。

波浪による液状化発生条件に関しては、Mei・Foda (1981), Okusa (1985), 善ら (1987), 前野ら (1988) 等の研究があるが、本研究では Mei・Foda や Okusa と同様に、鉛直有効応力 σ'_v が 0 以下になる条件を採用した。すなわち、

$$\sigma'_v = -(\rho_s - \rho)gz + P_b \sigma'_z \leq 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

上式の関係を用いて液状化深度を計算すると、比較的小さな波高でも液状化層厚は小さいが液状化が発生することになる。しかしながら、実際の海底面においては底質の移動層が存在し、砂澱の発生も見られることから現地海浜に対する液状化の発生条件としては、鉛直有効応力が 0 となる最大深度が 10 cm となる条件を採用するのが妥当であると考えられる。計算に用いた液状化発生条件式は、

* 正会員 工博 新潟大学助手 工学部建設学科
** 学生員 新潟大学大学院 工学研究科
*** 学生員 NTT

$$(\rho_s - \rho)gz = -\frac{\rho g H}{2 \cosh kh} \left[e^{2kz} (kz - 1 + B_1')^2 + (1 - B_1')^2 e^{2\kappa_1 z} + 2(1 - B_1')(kz - 1 + B_1') \cdot e^{(k+\kappa_1)z} \cos(\kappa_2 z) \right]^{1/2} \dots\dots\dots (7)$$

である。ここに $z = -0.1 \text{ m}$, ρ_s は海底地盤の密度, ρ は海水の密度である。

図-1 は、水深 20 m, 圧密係数 $C_v = 0.18 \text{ m}^2/\text{s}$, $\rho_s = 1.80 \text{ t/m}^3$ の条件のもとでの、 B_1' の値による液状化発生条件を図示したものである。この図には、海底勾配が 1/20 および 1/50 の合田による碎波限界波高も示してある。 B_1' の値が 0.8 以下では、7 m 以下の比較的発生しやすい波高でも液状化が発生することが読み取れる。また、 B_1' の値が 0.9 以上では、波高が 12 m 以上にならないと液状化の発生は見られず、 B_1' の値が 0.95 以上では碎波限界波高以上の波高で液状化が発生することから、現実的にはこの条件のもとでは液状化は発生しないことになる。

図-2 は、同じく水深 20 m, $B_1' = 0.90$, $\rho_s = 1.80 \text{ t/m}^3$ の条件のもとでの、圧密係数 C_v の値による液状化発生条件を図示したものである。この図より、圧密係数の値が多少変化しても液状化の発生する波高は、 B_1' の値によるよりもあまり変化しないことがわかる。また、波の周期に対する依存性も図-1 の傾向と同様に、長波とみなせる周期 10 s 以上ではほぼ一定の波高となっていることがわかる。

波浪条件に対する最大液状化深度の分布を示したものが、図-3 である。水深は 20 m, 地盤条件は $C_v = 0.18 \text{ m}^2/\text{s}$, $B_1' = 0.50$, $\rho_s = 1.50 \text{ t/m}^3$ であり、 D_{\max} は最大液状化深度(単位 m)を示す。この図には、合田の碎波限界波高とともに佐藤・田中(1962)による表層および全層移動限界(砂粒径 $d_s = 0.1, 0.2 \text{ mm}$)も示している。このような地盤条件のもとでは、最大液状化深度は 7~8 m にもおよび、液状化発生条件は佐藤・田中の砂の移動限界に極めて類似している。このことは、次のように理論的にも示し得る。すなわち、式(7)において kz の値は一般に 1 より十分に小さいので、式(7)を Taylor 展開し kz の 2 次のオーダーまでとると、次のような関係式を得る。

$$H = \frac{(\rho_s/\rho - 1) L_0 \sinh kh}{\pi B_1' \left\{ 1 + 2 \left(\frac{1}{B_1'} - 1 \right) \frac{\kappa_1}{k} + \left(\frac{1}{B_1'} - 1 \right)^2 \frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{k^2} \right\}} \dots\dots\dots (8)$$

一方、佐藤・田中の移動限界式は、

$$H = \alpha \left(\frac{d_s}{L_0} \right)^{1/3} L_0 \sinh kh \dots\dots\dots (9)$$

と表される。ここに、 d_s は砂の粒径であり、 α の値は表層移動については 0.565, 全層移動については 1.35 であ

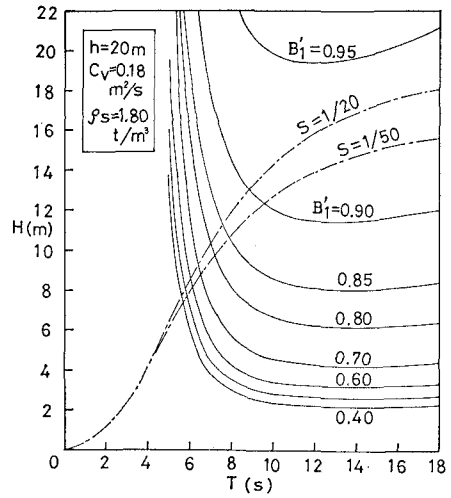


図-1 B_1' の値による液状化発生条件

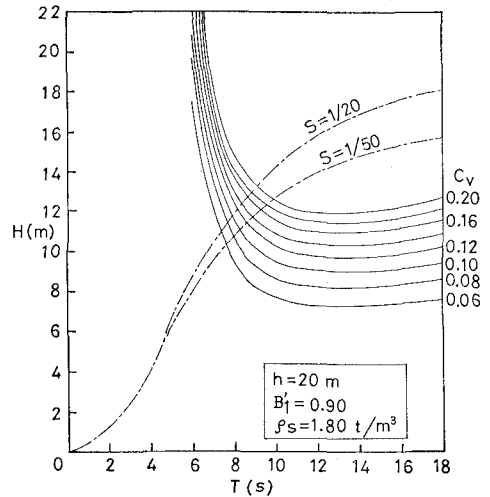


図-2 圧密係数 C_v による液状化発生条件

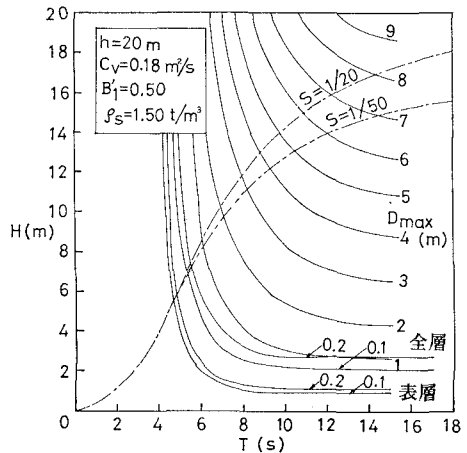


図-3 最大液状化深度

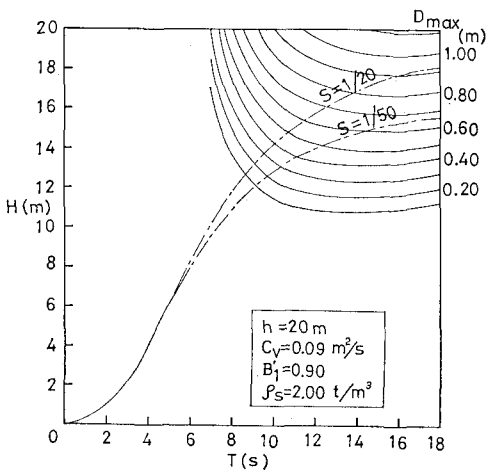


図-4 最大液状化深度

る。式 (8) と式 (9) とを比較すると、 $L_0 \sinh kh$ は両式にあり同様な表現式になっていることがわかる。したがって、主として B_1' の値によってその両者が一致するかが決まるのである。

図-4 は、地盤条件 ($C_v=0.09 \text{ m}^2/\text{s}$, $B_1'=0.90$, $\rho_s=2.00 \text{ t/m}^3$) に対する、最大液状化深度の分布を示したものである。図-3 の結果に比べ液状化が発生しにくくなっているが、砕波限界波高以下においても0.6~0.9 mの液状化発生領域があることになる。

3. 海底谷のある現地海浜への適用

本研究で得られた液状化発生条件を、現地海浜に適用するために、特に波浪による海底地すべりの発生の可能性があると推測される糸魚川沿岸を選定した。糸魚川市の沖合いには、糸魚川—静岡構造線の延長線上に海底谷があり、海岸線より500mの所にまでせまっている。まず、波浪場の計算をするために新潟県が実施した海底測量図より、水深を入力し計算機を用いて内挿計算をすることにより、図-5 に示すような全部で27405地点の海底地形図を作成した。計算領域は、沿岸方向2.6 km、沖合い方向1.05 km であり、計算メッシュ間隔は10 m である。このような大領域で波浪場の計算を行うには緩勾配方程式 (MSE) を放物型近似した方法によらざるを得ないであろう。また、海底地形の変動が激しいために、仮想水深を用いた波向線座標系の放物型近似法 (磯部, 1986) も適用することができない。そこで、最も簡便である Radder (1979) による放物型近似法を用いた。

図-6 は、沖合いでの入射波高8 m、周期12 s の場合の波高分布を示したものである。水深が10 m 以浅の所では、波高が11 m 以上にもなっているが、これは砕波条件を入れずに計算したためである。海底谷を通過す

る波は、水深が深いために浅水変形は殆ど生じないが通過後は他の場所より急激に波高が大きくなっている。

上記の方法により求められた波動ポテンシャルを用いて、海底面上での変動圧力振幅を計算した結果を、図-7 に示す。この図を見てわかるように、等変動圧力振幅線は海底谷の等深線の形状にかなり類似しており、海底谷の周辺部 (水深50 m) では、変動圧力振幅が約2 m になっている。また、水深が約15 m よりも浅い所では、長波領域となるために、変動圧力振幅は波高のおよそ半分になっていることもわかる。

図-8 および図-9 は、上記の波浪条件での最大液状化深度分布を示したものである。前者の地盤条件は、 $C_v=0.18 \text{ m}^2/\text{s}$, $B_1'=0.90$ であり、後者のそれは $C_v=0.10 \text{ m}^2/\text{s}$, $B_1'=0.90$ である。このような波浪条件および地盤条件では、水深がおよそ20 m 以浅の所で液状化の発生が見られ、海底谷の近傍では液状化は発生していない。

波浪条件を日本海側の最大波高に近い条件 ($H=10 \text{ m}$, $T=13 \text{ s}$) で海底変動圧力分布を算定したのが、図-10 である。この場合、海底谷周辺 (水深50 m) で約2.5 m

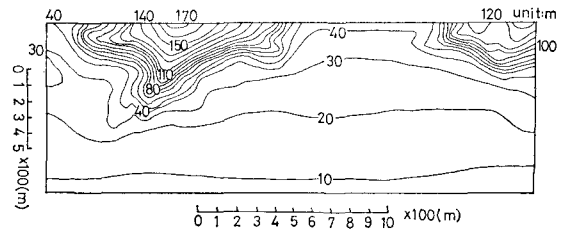


図-5 海底地形図 (糸魚川沖)

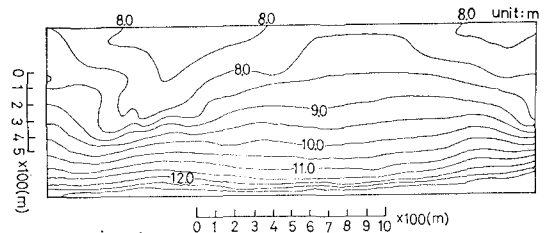


図-6 波高分布 ($H=8.0 \text{ m}$, $T=12.0 \text{ s}$)

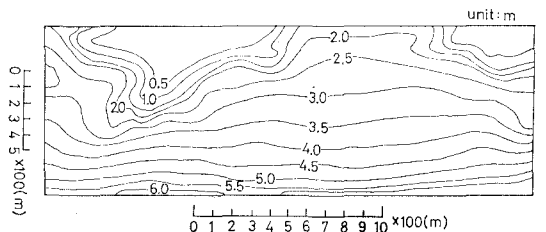


図-7 海底変動圧力分布 ($H=8.0 \text{ m}$ $T=12.0 \text{ s}$)

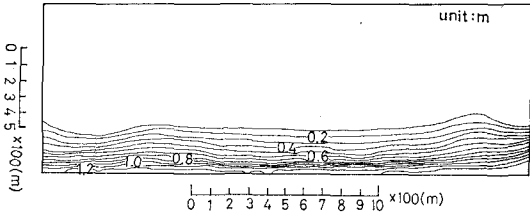


図-8 最大液状化深度分布
($H=8.0\text{ m}$, $T=12.0\text{ s}$, $C_v=0.18$, $B_1'=0.90$)

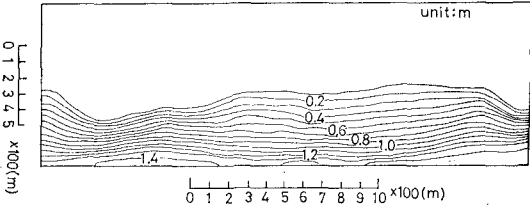


図-9 最大液状化深度分布 ($C_v=0.10$, $B_1'=0.90$)

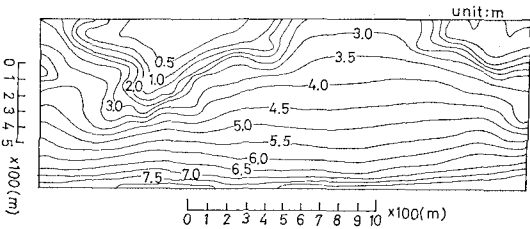


図-10 海底変動圧力分布 ($H=10.0\text{ m}$, $T=13.0\text{ s}$)

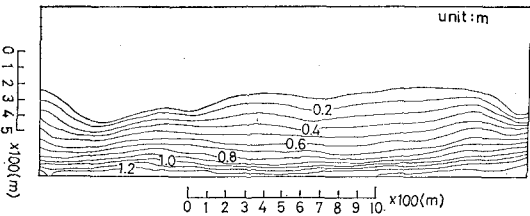


図-11 最大液状化深度分布
($H=10.0\text{ m}$, $T=13.0\text{ s}$, $C_v=0.18$, $B_1'=0.90$)

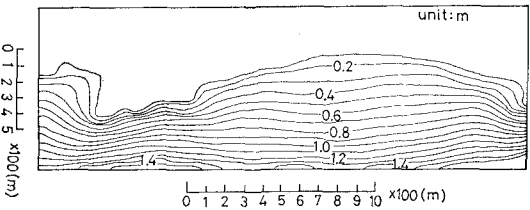


図-12 最大液状化深度分布 ($C_v=0.10$, $B_1'=0.90$)

の圧力変動があることになる。この波浪条件で、最大液状化深度分布を算定した結果が、図-11および図-12である。圧密係数 $C_v=0.10\text{ m}^2/\text{s}$ の場合には、水深が約30m以浅の領域で液状化が発生しており、海底谷の上端部に接近している。もし現実にもこのような領域で液状化が発生するならば、海底勾配の大きい海底谷内でこれが引き金となって海底地滑りが発生することも考えられる。しかしながら、現地の海底地盤の圧密係数や間隙圧係数の値が全く不明であるので、これ以上議論することはできない。現在の重要な課題は、いかに現地の海底地盤のそれらの係数を測定するかである。以下にその解決法を述べる。

4. 不規則波浪による現地海底地盤定数の推定法

大草の解析法によれば、間隙水圧の理論解が2つの地盤特性パラメタによって記述されていることから、2地点の間隙水圧変動記録を用いて、それら2つのパラメタを推定することができる。いま、水面変位 $\eta(x, t)$ を

$$\eta(x, t) = \int_f e^{i(kx - 2\pi ft)} dA(f) \dots\dots\dots (10)$$

と表すと、海底面上での圧力変動 $P(x, t)$ は、

$$P(x, t) = \int_f \frac{\rho g}{\cosh kh} e^{i(kx - 2\pi ft)} dA(f) \dots\dots (11)$$

と表すことができる。ここで、波浪による変動間隙水圧 $U(x, z, t)$ を、

$$U(x, z, t) = \int_f \phi(z, f) e^{i(kx - 2\pi ft)} dA(f) \dots (12)$$

とすると、上式を式(1)に代入の、海底面上での境界条件を用いると、 $\phi(z, f)$ は

$$\phi = \frac{\rho g}{\cosh kh} \{B_1' e^{kz} + (1 - B_1') e^{\epsilon z}\} \dots\dots\dots (13)$$

となる。これらの結果を用いて、海底面上での変動圧力のスペクトル $S_P(f)$ 、地盤内の変動間隙水圧のスペクトル $S_U(f)$ 、およびそれらのクロススペクトル $S_{PU}(f)$ を求めると、

$$S_P(f) = \frac{(\rho g)^2}{\cosh^2 kh} S(f) \dots\dots\dots (14)$$

$$S_U(f) = |B_1' e^{kz} + (1 - B_1') e^{\epsilon z}|^2 S_P(f) \dots\dots (15)$$

$$S_{PU}(f) = \{B_1' e^{kz} + (1 - B_1') e^{\epsilon z}\} S_P(f) \dots\dots (16)$$

となる。ここに、 $S(f)$ は水面変動の周波数スペクトルである。したがって、両者のスペクトルの比および位相差 ϵ は、

$$\frac{S_U(f)}{S_P(f)} = B_1'^2 e^{2kz} + (1 - B_1')^2 e^{2\epsilon z} + 2B_1'(1 - B_1') e^{(k+\epsilon)z} \cos(\kappa_2 z) \dots (17)$$

$$\tan \epsilon = \frac{(1 - B_1') e^{\epsilon z} \sin(\kappa_2 z)}{B_1' e^{kz} + (1 - B_1') e^{\epsilon z} \cos \kappa_2 z} \dots\dots\dots (18)$$

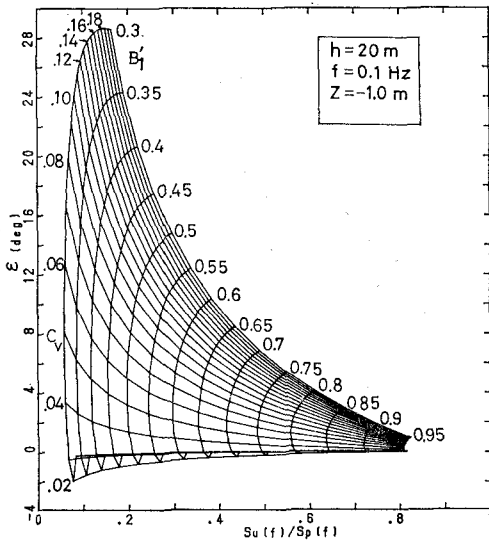


図-13 C_v および B_1' とスペクトル比および位相差 ϵ との関係

となる。

式(17)と式(18)の関係を示したのが、図-13である。この図の場合、海底面上の圧力変動と地中 1m の所での間隙水圧変動の記録を用いたときのものである。この図より、スペクトル比の値よりおおよその間隙圧係数値が推定できる。また、位相差は主として圧密係数 C_v によることもわかる。

5. 結 言

Biot の圧密方程式と弾性地盤応力方程式をカップリングした大草の方法を用いて、種々の地盤定数に対する液状化発生条件を算定した。その結果、液状化の発生は圧密係数 C_v よりも間隙圧係数 B_1' の値に強く依存していることがわかった。また、これらの結果を海底谷のある現地海浜に適用し、液状化発生領域および最大液状化深

度分布を求めた。さらに、不規則波浪による地盤定数の推定方法を考案し、その算定図を作成した。

最後に、本研究の一部は、文部省科学研究費一般研究 B (代表者：新潟大学積雪地域災害研究センター長・大草重康教授) の補助を受けたことを付記し、謝意を表します。なお、大草重康先生は本年 8 月 8 日午前 10 時 30 分頃、新潟県粟島 の海底地すべり調査中に事故に遭われ水死されました。謹んで先生の御冥福をお祈りいたします。

参 考 文 献

- 磯部雅彦 (1985): 波向線座標における放物型方程式を用いた屈折・回折の計算法, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 95~99.
- 佐藤昭二・田中則男 (1962): 水平床における波による移動について, 第 9 回海岸工学講演会論文集, pp. 95~100.
- 善 功企・山崎浩之・波辺 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.
- 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との関係, 海洋開発論文集, Vol. 4, pp. 5~10.
- Biot, M. A. (1941): General theory of three-dimensional consolidation, J. of Appl. Phys., Vol. 12, pp. 155~164.
- Madsen, O. S. (1978): Wave-induced pressures and effective stresses in a porous bed, Geotechnique, Vol. 28, pp. 377~393.
- Mei, C. C. and M. A. Foda (1981): Wave-induced stresses around a pipe laid on a poro-elastic sea bed, Geotechnique, Vol. 31, No. 4, pp. 509~517.
- Nago, H. and S. Maeno (1984): Pore water pressure in sand bed under oscillating water pressure, Memoris of the school of Engg., Okayama Univ., Vol. 19-1, pp. 13~32.
- Okusa, S. (1985): Wave-induced stresses in unsaturated submarine sediments, Geotechnique, Vol. 35, pp. 517~532.
- Radder, A. C. (1979): On the parabolic equation method for water-wave propagation, J. Fluid Mech., Vol. 95, pp. 159~176.
- Yamamoto, T. (1977): Wave-induced instability in seabeds, Proc. of ASCE Special Conf. on Coastal Sediments '77, pp. 898~913.