

砂層内水圧変動と液状化

名 合 宏 之

1. 概 説

飽和砂層において有効応力の減少にともなってせん断抵抗が消失する現象、いわゆる液状化現象には、発生させる外的条件、発生過程の相違によって各種のものがある。なかでも地震時におけるそれは瞬時にして大災害をひき起すことからとくに有名であり、その発生機構、液状化防止法などについて詳細に検討されてきている。また、浸透流によるボイリング現象も代表的な液状化現象の一つであり、その力学機構も十分説明されている¹⁾。

本論で取り扱う液状化現象は、砂層表面に作用する変動水圧によって発生する液状化現象である。

変動水圧による砂層の液状化機構の概要はつぎのようである。図1に示すように、水位変化によって砂層面上の水圧が変化する場合を考える。砂層内の水圧は砂層面上の水圧変化に対して時間的に遅れて変化する。すなわち、静水時から水圧が上昇する場合には、砂層内の水圧は上昇水位に対する静水圧よりも小さな値を示す。逆に、水位下降時には、静水圧よりも大きな値を示す。問題になるのはこの水位下降時であり、砂層内の水圧が静水圧よりも大きい状態すなわち過剰間隙水圧が発生している状態である。この状態では砂層の有効応力は静水時よりも小さくなるが、水位降下量が大きくかつ急激な場合とか水圧伝播が遅い場合には有効応力の減少が著しく、極端な場合には、砂層のある部分では有効応力が0となる状態すなわち液状化状態が発生することになる。

このような液状化を誘起する変動水圧としては2種のものと考えられる。ひとつは、図1のように水位の変化にともなう水圧変化であり、現実には波による海底面上あるいは河床面上の水圧変化があげられる。いまひとつは、水流の強度の乱れによる水圧変動である。これは噴流による乱れや強度の渦をともなう構造物周辺の流れにみられる大規模な乱れによるものである。図2は段落部での水圧変動の一例を示したものである。この例では、段落直下流部では平均水圧より極端に低い水圧が発生することが認められる。

変動水圧が作用した場合の砂層内の水圧変化を取り扱った研究としては、海岸近傍の被圧滞水層内における水圧伝播の研究²⁾、波のエネルギー減衰機構を解明

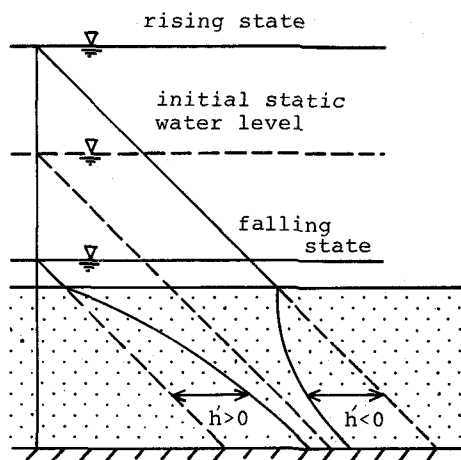


図1 水位変化にともなう砂層内水圧変化

することを目的として行われた波の進行にともなう海底砂層内の水圧変化の研究^{3),4)}などがある。また、水圧変化を砂層の液状化あるいは破壊(洗掘)問題と関連づけた研究としては、Poseyによる海洋構造物周辺の洗掘機構の研究⁵⁾、堆積物の輸送機構に関連して行われたMartinの研究⁶⁾、海底地すべりの力学機構との関連で行われたMadsenや大草の研究^{7),8)}などがある。

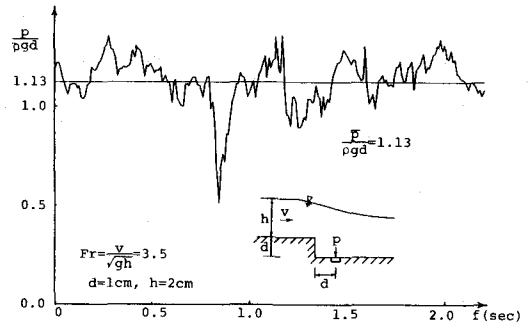


図2 段落直下流における水圧変動

筆者は、河川構造物や海岸構造物の洗掘破壊機構を変動水圧との関連で把握することを目的とし、鉛直1次元砂層モデルを対象とした基礎的な研究をすすめてきている^{9),10),11),12)}以下では、変動水圧が作用した場合の砂層内の水圧変化の基本的な特性、水圧変化によって生じる液状化の特性および液状化の防止法などについて、筆者らが行ってきた研究を中心に述べることにする。

2. 砂層内水圧分布基礎式の誘導

鉛直1次元砂層の砂層表面に変動水圧が作用した場合の砂層内の水圧分布および砂粒子間の応力分布は以下のように解析される。

鉛直1次元砂層としては図3に示されるような不透水性地盤の上にある厚さDの均質な高飽和砂層を対象とし、砂層面上には変動水圧 $\rho gh_s(t)$ が作用している状態を考える。砂層内の水および砂の運動は弾性砂層内の浸透流問題の取り扱いと同様の手法で解析される²⁾すなわち、砂層および水は圧縮性を有しており、水の密度、空隙率および砂層の厚さは変化するものとする。ただし、砂層の水平方向への変形は無視するものとする。また、空隙は水およびわずかの空気によって占められており、空隙率 λ は水および空気の体積含有率 λ_w および λ_a の和によって表わされるものとする。すなわち、

$$\lambda = \lambda_w + \lambda_a \quad \dots (1)$$

砂層の微小体積要素 $\delta V = A\delta y$ 内の浸透流はつぎの連続式を満足する。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \lambda_w A \delta y) = - \frac{\partial}{\partial y} (\rho v A) \delta y \quad \dots (2)$$

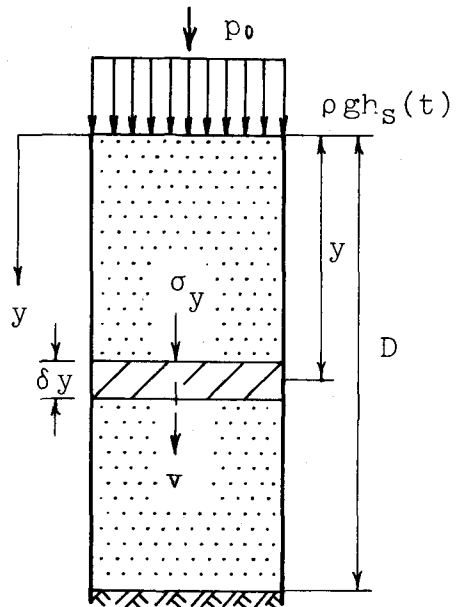


図3 鉛直1次元砂層モデル

ここに、 ρ は水の密度、 v は y 方向流速、 A は砂層の水平断面積である。前式の左辺はつぎのように変形される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \lambda_w A \delta y) = (\lambda_w \frac{\partial \rho}{\partial t} \delta y + \rho \frac{\partial \lambda_w}{\partial t} \delta y + \rho \lambda_w \frac{\partial \delta y}{\partial t}) A \quad \dots (3)$$

微小体積要素の高さ δy は鉛直方向の圧縮力（有効応力） σ_y によって次式に従って変化する。

$$d(\delta y) = -\alpha \delta y d\sigma_y \quad \dots (4)$$

したがって、その時間変化は次式のように表わされる。

$$\frac{\partial(\delta y)}{\partial t} = -\alpha \delta y \frac{\partial \sigma_y}{\partial t} \quad \dots (5)$$

ここに、 α は砂層の圧縮率である。

砂層構成材実質部分の体積変化は無視しうるので次式が成立する。

$$\{1 - (\lambda_w + \lambda_a)\} A \delta y = constant \quad \dots (6)$$

両辺を時間で微分し、式(5)を用いると次式が得られる。

$$\frac{\partial(\lambda_w + \lambda_a)}{\partial t} = -\alpha \{1 - (\lambda_w + \lambda_a)\} \frac{\partial \sigma_y}{\partial t} \quad \dots (7)$$

砂の慣性力を無視し、上載荷重が有効応力 σ_y と間隙水圧 $\rho g h$ の和と釣り合っているとすると、

$$\sigma_y + \rho g h = \tau_{sy} + \rho g h_s \quad \dots (8)$$

間隙水圧 $\rho g h$ および砂層重量 τ_{sy} はそれぞれ次のように表わされる。

$$\rho g h = \rho g (h_s + y + k') \quad \dots (9)$$

$$\tau_{sy} = \rho_s g y (1 - \lambda) + \rho g y \lambda_w \quad \dots (10)$$

ここに、 k' は過剰間隙水圧、 ρ_s は砂の実質部分の単位体積重量、 g は重力加速度である。式(9)および式(10)を式(8)に代入し、 $\lambda_w = \lambda$ を考慮すると次式が成り立つ。

$$\sigma_y + \rho g k' = (\rho_s - \rho) g y (1 - \lambda) = constant \quad \dots (11)$$

したがって、

$$\rho g \frac{\partial k'}{\partial t} = - \frac{\partial \sigma_y}{\partial t} \quad \dots (12)$$

式(5)および式(12)より次式が得られる。

$$\frac{\partial \delta y}{\partial t} = \rho g \alpha \delta y \frac{\partial h'}{\partial t} \quad \dots (13)$$

式(7)および式(12)より次式が得られる。

$$\frac{\partial (\lambda_w + \lambda_a)}{\partial t} = \rho g \alpha \{ 1 - (\lambda_w + \lambda_a) \} \frac{\partial h'}{\partial t} \quad \dots (14)$$

砂層中の気泡の体積は Boyle の法則に従って変化するものとする。次式が成り立つ。

$$\lambda_a A \delta y (\rho g h + P_0) = \bar{\lambda}_a A \delta y (\rho g \bar{h} + P_0) = \text{constant} \quad \dots (15)$$

ここに、 P_0 は大気圧、 $\bar{\lambda}_a$ は基準となる圧力状態 ($\rho g \bar{h} + P_0$) に対する空気含有率である。

式(15)を時間 t で微分し、式(13)を用いると、

$$\frac{\partial \lambda_a}{\partial t} = - \frac{\lambda_a}{(h + P_0 / \rho g)} \frac{\partial h}{\partial t} - \rho g \alpha \lambda_a \frac{\partial h'}{\partial t} \quad \dots (16)$$

式(14)および式(16)から次式が得られる。

$$\frac{\partial \lambda_w}{\partial t} = \rho g \alpha (1 - \lambda_w) \frac{\partial h'}{\partial t} + \frac{\lambda_a}{(h + P_0 / \rho g)} \frac{\partial h}{\partial t} \quad \dots (17)$$

水の圧縮率を β とし、水中の圧力を $P (= \rho g h + P_0)$ とすると、水の密度変化は $d\rho = \rho \beta dP$ と表わされるから次式を得る。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \beta \rho^2 g \frac{\partial h}{\partial t} \quad \dots (18)$$

式(13)および式(18)を式(3)に代入すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \lambda_w A \delta y) = \rho^2 g \left\{ (\beta \lambda_w + \frac{\lambda_a}{\rho g h + P_0}) \frac{\partial h}{\partial t} + \alpha \frac{\partial h'}{\partial t} \right\} A \delta y \quad \dots (19)$$

砂層内の水の流速 v は Darcy の法則に従うとすると、

$$v = -k \frac{\partial h'}{\partial y} \quad \dots (20)$$

ここに、 k は透水係数である。

式(19)および式(20)を式(2)に代入すると、結局、砂層内の過剰間隙水圧の表示式として次式を得る。

$$\left(\beta \lambda_w + \frac{\lambda_a}{\rho g h + P_0} + \alpha \right) \frac{\partial h'}{\partial t} + \left(\beta \lambda_w + \frac{\lambda_a}{\rho g h + P_0} \right) \frac{\partial h_s}{\partial t} = \frac{k}{\rho g} \frac{\partial^2 h'}{\partial y^2} \quad (21)$$

上式をつきの境界条件のもとで解くことにより、砂層内の水圧および有効応力の分布を求めることができる。

$$\left. \begin{array}{l} y = 0 \quad \text{で} \quad h' = 0 \\ y = D \quad \text{で} \quad \frac{\partial h'}{\partial y} = 0 \end{array} \right\} \quad \dots (22)$$

液状化状態は次式のもとで発生する。

$$\frac{\sigma_y}{(\rho_s - \rho) g y (1 - \lambda)} \left(= 1 - \frac{\rho g k'}{(\rho_s - \rho) g y (1 - \lambda)} \right) = 0 \quad \dots (23)$$

式(21)の誘導にあたっては、有効応力は式(11)に従って変化するとしており、過剰間隙水圧が上載荷重より大きくなった場合には σ_y は計算上負の値をとることになる。ところが、液状化後は $\sigma_y = 0$ の状態が持続するわけであるから、液状化後の水圧分布を式(21)で推定することはできない。すなわち、式(21)は厳密には液状化が発生するまでの状態を表現するものであることに留意しておかなければならない。工学上の意味は別として、液状化後の状態を厳密に解析しようとする場合には $\sigma_y = 0$ とした別の取り扱いが必要とされる。

なお、変動水圧が周期的であり、

$$h_s = h_0 + a_0 \sin 2\pi f t, \quad \dots (24)$$

と表わされる場合には、式(21)はつぎのようになる。

$$\left(\beta \lambda_w + \frac{\lambda a}{\rho g h + P_0} + \alpha \right) \frac{\partial k'}{\partial t} + 2\pi f a_0 \left(\beta \lambda_w + \frac{\lambda a}{\rho g h + P_0} \right) \cos 2\pi f t = \frac{k}{\rho g} \frac{\partial^2 k'}{\partial y^2} \quad \dots (25)$$

ここに、 h_0 は平均水圧水頭、 a_0 は変動水圧の振幅、 f は変動周波数である。

式(21)および式(25)は非線型方程式であり、解析的に解を求めることは困難であり、一般には数値的に解析される。式(25)の特別な場合として、 λa が0の場合には式は線型となり k' について以下のような周期解が得られる。

$$\left. \begin{aligned} k' &= K \cdot a_0 \sin(2\pi f t - \varepsilon) \\ K &= n \left[2 \frac{(\cosh \nu y - \cos \nu y) \{ \cosh \nu (2D - y) - \cos \nu (2D - y) \}}{\cosh 2\nu D + \cos 2\nu D} \right]^{1/2} \\ \varepsilon &= \tan^{-1} \frac{\sinh \nu (2D - y) \sin \nu y + \sinh \nu y \sin \nu (2D - y)}{\{ \cosh \nu (2D - y) \cos \nu y + \cosh \nu y \cos \nu (2D - y) \} - (\cosh 2\nu D + \cos 2\nu D)} \\ \nu &= \sqrt{\frac{\pi f}{m}}, \quad m = \frac{k}{\rho g (\beta \lambda_w + \alpha)}, \quad n = \frac{\beta \lambda_w}{\beta \lambda_w + \alpha} \end{aligned} \right\} (26)$$

3. 砂層内水圧変動の基本的特性

ここでは、図4に示されるような鉛直1次元砂層模型を用いた実験および上述の理論式による解析結果から明らかにされる砂層内の水圧変動の基本的特性について述べる。

まず、実験の概要は以下のようなものである。

砂層模型としては、図4に示されているように、内径89mmの同筒容器に底から65cmの高さまで

砂を入れ、砂層面上の水深を約80 cmにしたものを用いている。水面上に変動空気圧を加え、砂層面上にはほぼ正弦的とみなせる変動水圧が作用する構造になっている。砂試料としては粒径の異なる数種の試料を用い、透水係数を変化させている。変動水圧の振幅および周波数を調節し、砂層内の水圧を容器側壁から検出している。

図5から図10までは、空気含有率 λ_a を変えた2種の試料に対する間隙水圧変化の実験値を示している。また、図11から図16まではそれぞれ図5から図10に対応する理論値を示したものである。理論計算にあたっては、 $\alpha = 1.8 \times 10^{-3}$ (1/atm)、 $\beta = 4.38 \times 10^{-5}$ (1/atm)を用いている。

図5、図7および図9は、煮沸により脱気された試料に対する間隙水圧 $(h - h_0 - y) / D$ の時間変化、鉛直方向分布および振幅減水率を示したものである。また、図6、図8および図10は乾燥した砂を水中に流し込んだ状態の試料に対する結果である。図5および図6では、間隙水圧は砂層面から深くなるに従って、位相の遅れを伴

いながら変動振幅が減少していくことがわかる。位相の遅れおよび振幅の減衰は非脱気試料において著しいことがわかる。このことは、図7、図8および図9、図10をみるとより明確である。このように、砂層中における空気の存在はごくわずかであっても水圧変動の減衰に対しては著しい影響を与えることがわかる。また、図9および図10では、変動周波数が大きくなるほど振幅の減衰が大きくなることがわかる。なお、図11から図16までに示される理論値は実験値の傾向を定量的にもよく表現しており、上述の理論解析法がほぼ妥当であることを示している。

図17および図18はそれぞれ透水係数の小さな砂層($k = 0.015$ cm/sec)および大きな砂層($k = 0.385$ cm/sec)における変動水圧の時間変化を示したものである。これらの図からは透水係数が小さい砂層では変動振幅の減衰ならびに位相の遅れが著しくなることがわかる。

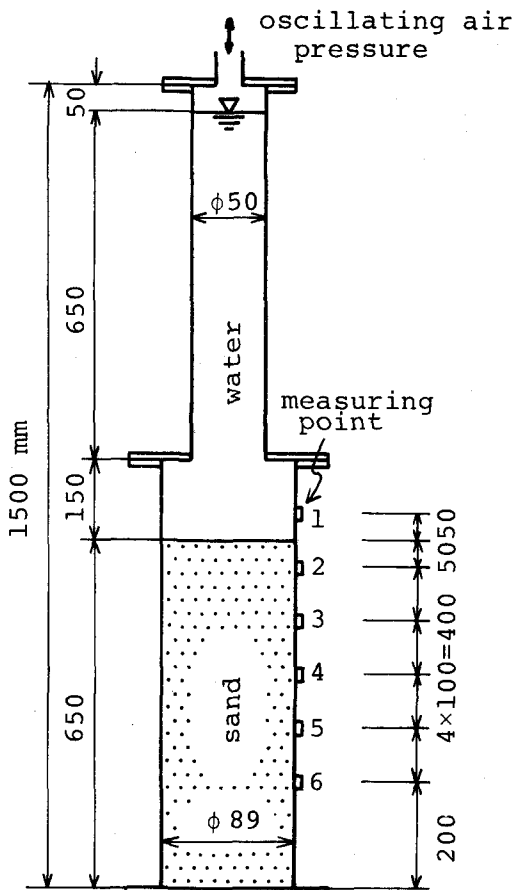


図4 実験に用いた砂層模型

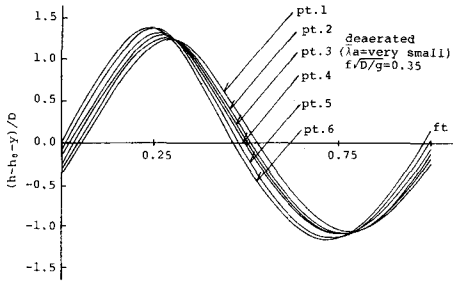


図5 間隙水圧の時間変化（脱気試料，実験）

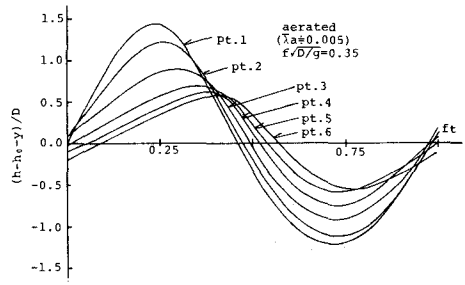


図6 間隙水圧の時間変化（非脱気試料，実験）

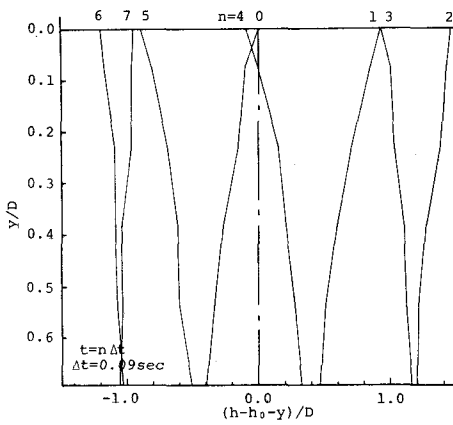


図7 間隙水圧の鉛直分布（脱気試料，実験）

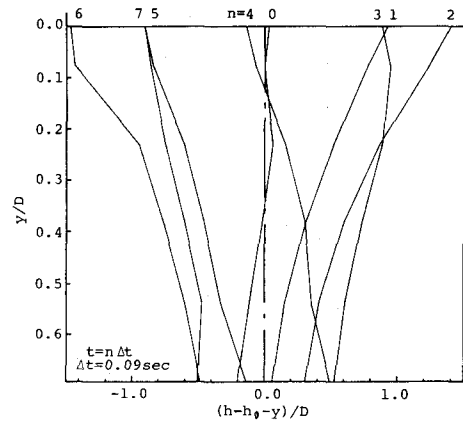


図8 間隙水圧の鉛直分布（非脱気試料，実験）

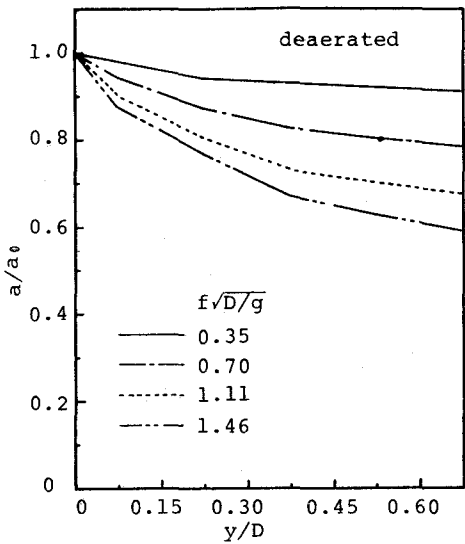


図9 振幅減衰率（脱気試料，実験）

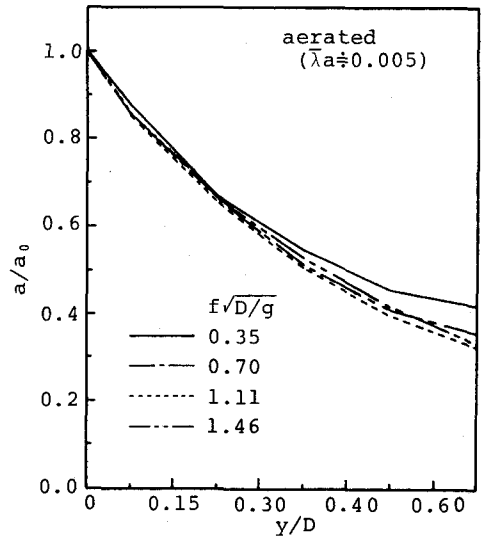


図10 振幅減衰率（非脱気試料，実験）

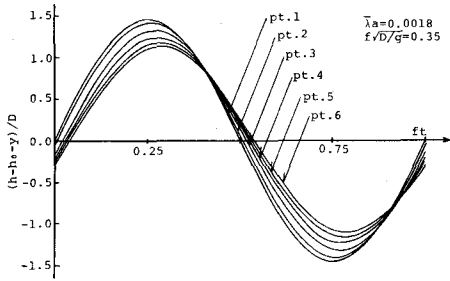


図 11 間隙水圧の時間変化 ($\lambda_a = 0.0018$, 理論)

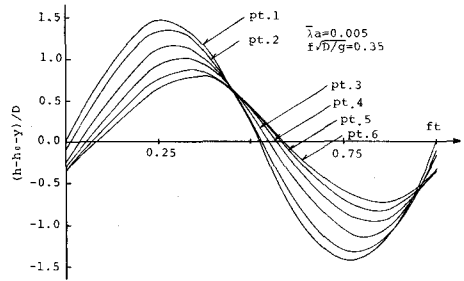


図 12 間隙水圧の時間変化 ($\lambda_a = 0.005$, 理論)

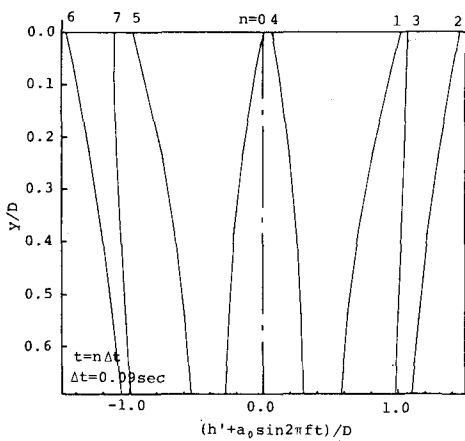


図 13 間隙水圧の鉛直分布 ($\lambda_a = 0.0018$, 理論)

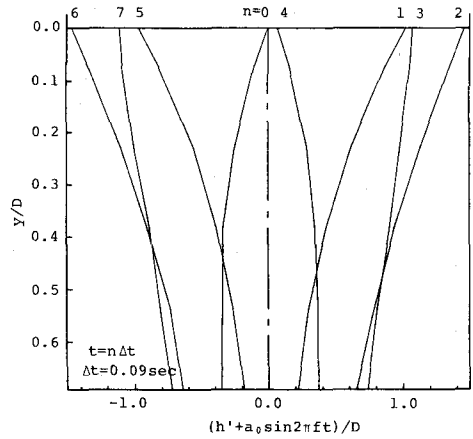


図 14 間隙水圧の鉛直分布 ($\lambda_a = 0.005$, 理論)

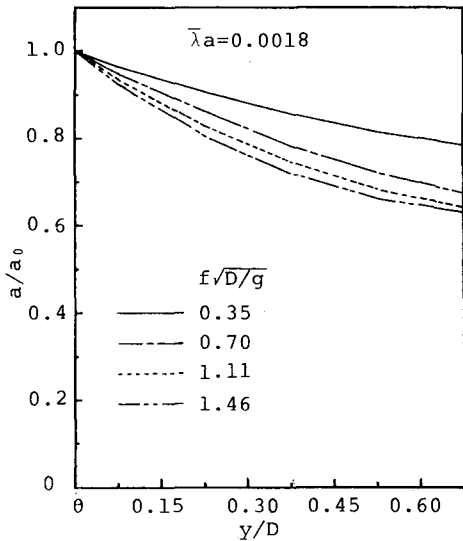


図 15 振幅減衰率 ($\lambda_a = 0.0018$, 理論)

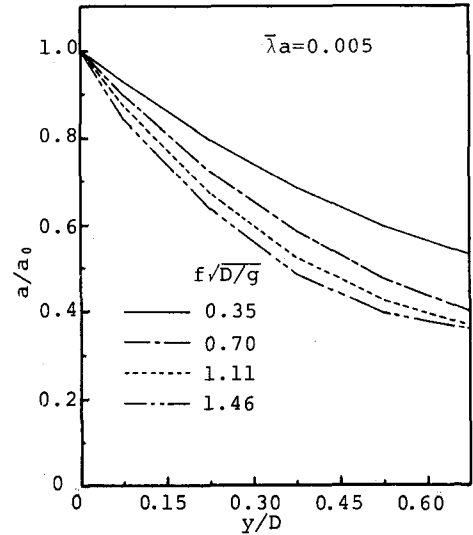


図 16 振幅減衰率 ($\lambda_a = 0.005$, 理論)

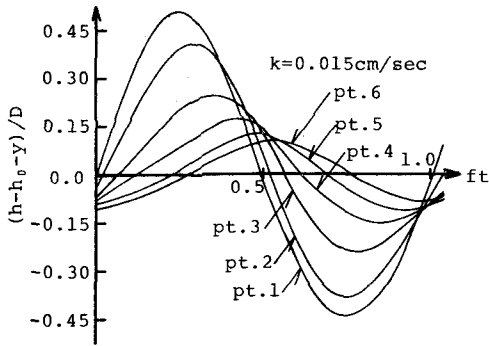


図 17 間隙水圧の時間変化 ($k=0.015$ cm/sec, 理論)

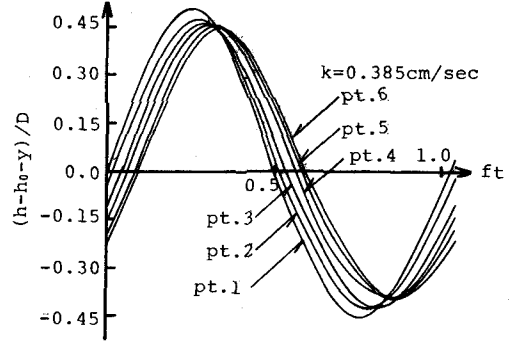


図 18 間隙水圧の時間変化 ($k=0.385$ cm/sec, 理論)

4. 液状化特性

4.1 有効応力分布と液状化の発生

図 19 および図 20 はそれぞれ間隙水圧分布が図 5 および図 6 で示された状態に対応する有効応力の時間変化を示したものである。これらの図において、縦軸は砂層内のある点での有効応力とその点より上部の砂層の水中重量との比を示している。図 19 は脱気された試料に対するものであり、図 20 は $\lambda_a \cong 0.005$ に対するものである。図 19 では、砂層面近くの点の有効応力がある時間帯で 0 になる、すなわち液状化することを示している。また、図 20 では、砂層全体が液状化している状態が発生することを示している。図 21 および図 22 はそれぞれ図 19 および図 20 に対応する理論値を示したものである。理論値は実験値における液状化発生時刻、液状化領域をよく説明している。図 19 に示される砂試料は煮沸により脱気したものであり、残存空気量は測定不可能なほど小さいもので、正確な値は

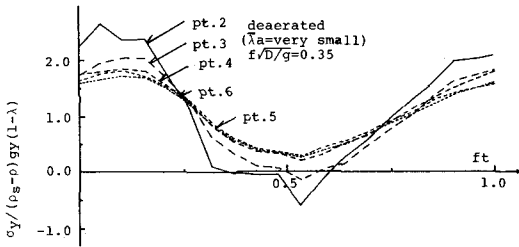


図 19 有効応力の時間変化 (脱気試料, 実験)

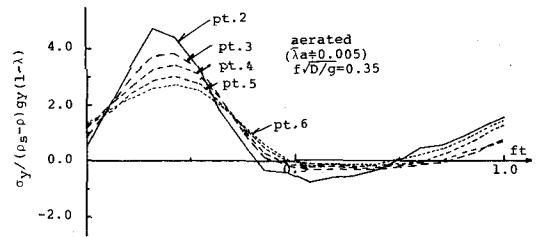


図 20 有効応力の時間変化 (非脱気試料, 実験)

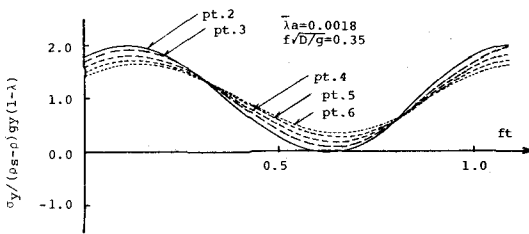


図 21 有効応力の時間変化 ($\lambda_a = 0.0018$, 理論)

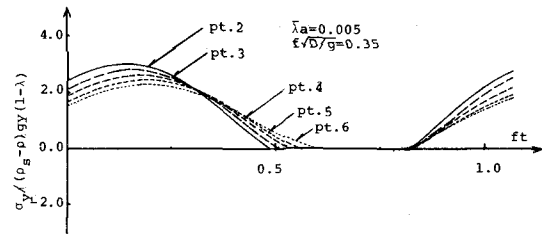


図 22 有効応力の時間変化 ($\lambda_a = 0.005$, 理論)

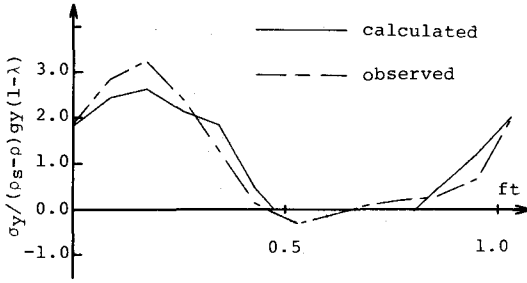


図23 有効応力の時間変化 ($k=0.015$ cm/sec)

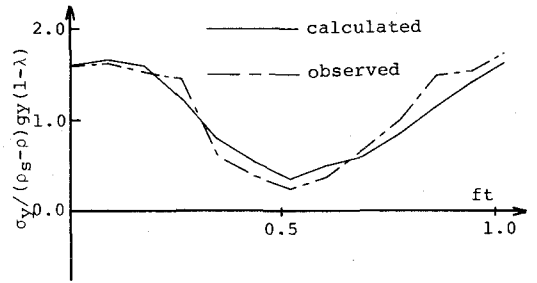


図24 有効応力の時間変化 ($k=0.385$ cm/sec)

不明であるが、計算結果との対応を考えると λ_a としては約0.002程度の値とみなせる。図23および図24は、図17および図18に対応する有効応力分布の実験値と理論値を砂層表面近傍について示したものである。これらの図では、透水係数の小さな試料ほど液状化が発生しやすいことがわかる。

4.2 液状化に影響する因子

上述のように、砂層内に含まれる空気量や透水係数が液状化特性に大きく影響することがわかったが、液状化に影響する因子としてはこれらのほかにも各種のものがある。ここでは、影響因子について一般的に検討しておく。

砂層の液状化現象の特性は変動水圧、砂層、水および場の特性を表わす各種の物理量によって影響される。簡単のため周期変動水圧が作用する場合を考えると、これらの特性量は以下のように記述される。

- 1) 変動水圧に関する特性量 a_0, f, h_0
- 2) 砂層に関する特性量 $\rho_s, \alpha, \lambda_w, \bar{\lambda}_a, k, D, \bar{h}$
- 3) 水に関する特性量 ρ, β
- 4) 場に関する特性量 g, P_0

したがって、液状化現象に関する量的な特性を A で表わすと、それは上述の特性量によって次式のように表現される。

$$A = F(a_0, f, h_0, \rho_s, \alpha, \lambda_w, \bar{\lambda}_a, k, D, \bar{h}, \rho, \beta, g, P_0; y, t) \quad \dots (27)$$

D, ρ および g を次元の基本量として上式を無次元化すると次式ようになる。

$$\pi_A = \varphi \left(\frac{a_0}{D}, f \sqrt{\frac{D}{g}}, \frac{h_0}{D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \alpha(\rho g D), \lambda_w, \lambda_a, \frac{k}{\sqrt{g D}}, \beta(\rho g D), \frac{P_0}{\rho g D}, \frac{\bar{h}}{D}; \frac{y}{D}, t \sqrt{\frac{g}{D}} \right) \quad \dots (28)$$

4.3 液状化深さに及ぼす各因子の影響

液状化現象の特性量の一つとして最大液状化深さ y_* をとりあげ、それに及ぼす各因子の影響につ

いて理論的に検討する、解析に用いる基礎式は式(29)である。

解析にあたっては、砂層の厚さ D を 1m とし、また、 $\rho_s/\rho = 2.65$, $\bar{h}/D = 0.3$, $P_0/\rho g D = 10.3$, $\beta(\rho g D) = 0.41 \times 10^{-5}$ とする。

さらに基準状態として、

$$a_0/D = 0.5 \quad h_0/D = 1.0 \quad \alpha(\rho g D) = 5.4 \times 10^{-4}, \quad \lambda_w = 0.4, \quad \bar{\lambda}_a = 0.005, \\ k/\sqrt{gD} = 6.39 \times 10^{-5}$$

を対象とし、この状態から各因子が変化した場合の最大液化化深さの変化を計算する。

図 25 から 図 30 までは、それぞれ a_0/D , $\bar{\lambda}_a$, $\bar{\lambda}_w$, k/\sqrt{gD} , $\alpha(\rho g D)$ および h_0/D に対する y_*

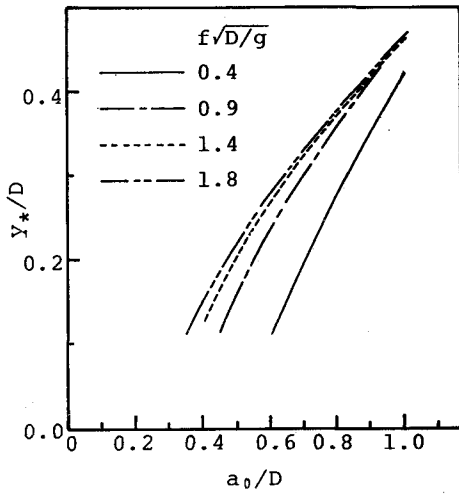


図 25 $a_0/D \sim y_*$

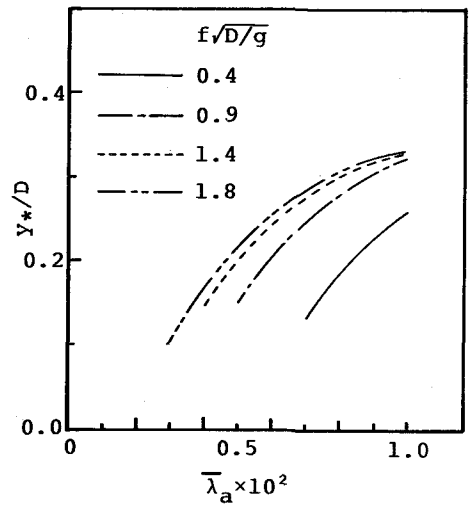


図 26 $\lambda_a \sim y_*$

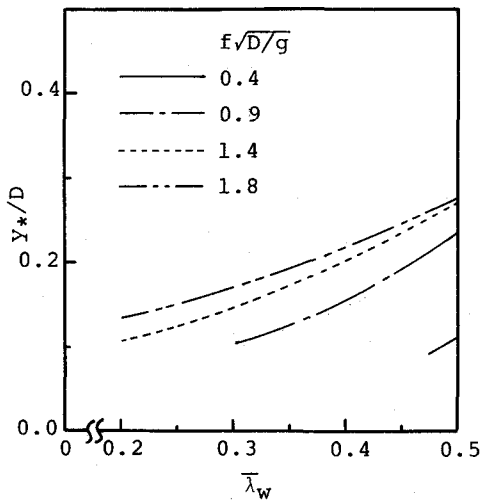


図 27 $\bar{\lambda}_w \sim y_*$

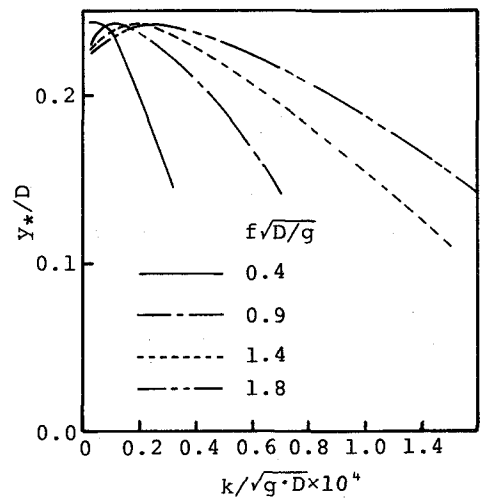


図 28 $k/\sqrt{g \cdot D} \sim y_*$

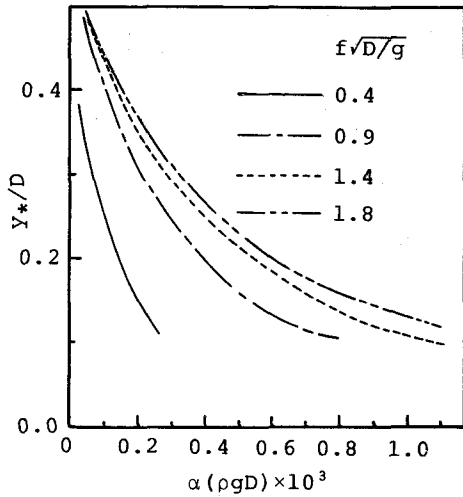


図 29 $\alpha(\rho g D) \sim y_*$

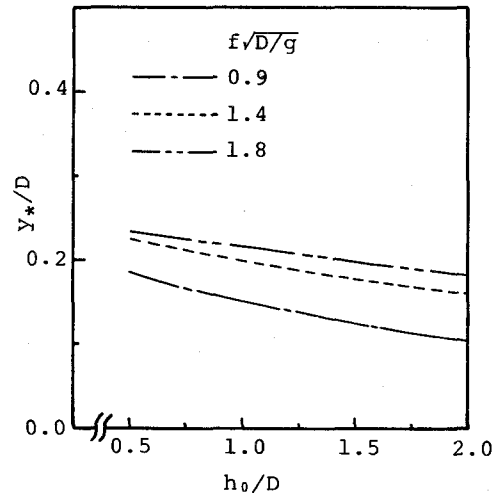


図 30 $h_o/D \sim y_*$

の変化を $f\sqrt{D/g}$ をパラメーターとして示している。これらの図より、 a_o/D 、 $\bar{\lambda}_a$ および λ_w が増大すると液状化は深層まで進行することがわかる。また、透水係数が大きくなると、液状化深さは減少しているが、これは前述の実験結果と同じ傾向である。砂層の弾性圧縮率については、計算上は、それが大きくなるほど液状化しにくくなることが示されているが、この点については現在実際の砂層について確かめるまでには至っていない。平均水圧が増大すると液状化深さが若干減少しているが、これは水圧の増大によって λ_a が小さくなるための結果と考えてよい。さらに、変動周波数の影響については、全体的には、それが大きくなるほど液状化しやすくなるといえる。

5. 液状化防止法

液状化された砂層では水平方向の流れによって、洗掘が容易に進行することが予想される。したがって、砂層地盤の安定、構造物の洗掘破壊防止の観点からはいかにして液状化を防止するかということが工学的に重要な課題である。変動水圧による砂層の液状化は、これまで述べてきたように、変動水圧の性質と砂層の性質との相対的な関係によって発生する。したがって液状化を防止するためには、両面からの検討が必要である。すなわち、変動水圧の面からは極力変動圧を小さくすることであり、また、砂層の面からは液状化に対して抵抗力の強い性質を備えるようにすることである。ここでは、後者の面からみた液状化防止法についての一つの考え方について述べる。

液状化に対する抵抗力の強い砂層の性質としては、解析結果より、含有空気量が小さいこと、含水率が小さいことおよび透水係数が大きい事などが挙げられる。ところが、含有空気量および含水率を大幅に変化させることは実際上はきわめて困難である。そこでつぎに考えられるのは透水係数の変化である。すなわち、砂層を粒径の大きな砂に置き換えることにより透水係数を大きくし、液状化の発生を防ぐ方法である。砂層の置き換え方としては、液状化が砂層表面近傍で起り易いことを考慮する

と、表層近傍のみを置き換えることによって液状化が防止できると考えられる。この場合問題になるのは置き換える砂の透水係数およびその厚さをどのように決定するかということである。以下では、このような問題を理論的に検討した結果の1例を示す¹²⁾。

砂層モデルとしては図31のように透水係数の大きな砂層(透水係数 k_1 , 厚さ D_1)を透水係数の小さな砂層(透水係数 k_2 , 厚さ D_2)の上に載せたものを対象とする。計算は、 $h_0 = 100$ cm, $a_0 = 50$ cm, $f = 1$ Hz, $\bar{\lambda}_a = 0.01$, $\bar{\lambda}_w = 0.4$, $\alpha = 5.065 \times 10^{-3}$ (1/atm), $\beta = 4.38 \times 10^{-5}$ (1/atm) とし、表1に示される各ケースについて行っている。

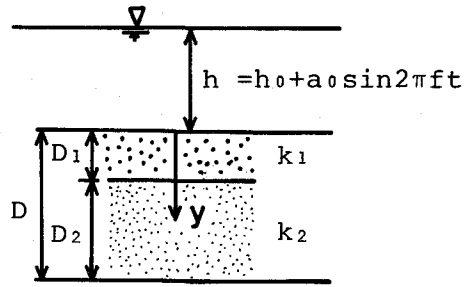


図31 透水係数の変化を考慮した砂層モデル

図32から図35までは、それぞれ case 1, 2, 3 および 4 に対する変動水圧 ($h' + a_0 \sin 2\pi ft$) の変化, 図36から図39までは有効応力の変化を示している。case 1 は砂層全体が透水係数の小さい砂で占められている状態であり、この場合には砂層表面近傍で振幅減衰が大きく液状化の程度も著しい。また、case 4 は砂層全体が透水係数の大きな砂で占められている状態であり、振幅減衰

表1 計算対象砂層の厚さおよび透水係数

case	k_1 (cm/s)	k_2 (cm/s)	D_1 (cm)	D_2 (cm)
1		0.01	0	100
2	1.0	0.01	10	90
3	1.0	0.01	20	80
4	1.0		100	0

は小さく液状化も発生していない。case 2 および case 3 は透水係数の大きい砂をそれぞれ厚さ 10 cm および 20 cm 上載した場合である。これらの場合下層内における振幅減衰は case 1 の場合とあまり変化はないが、有効応力の変化をみると、上層の厚さが増すにつれ液状化が起りにくくなるのがわかる。

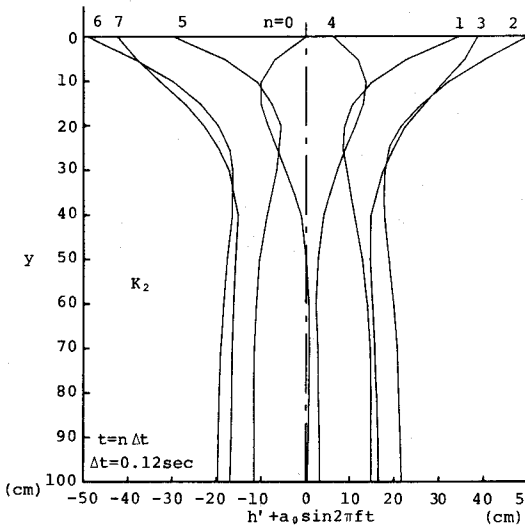


図32 間隙水圧の時間変化 (case 1)

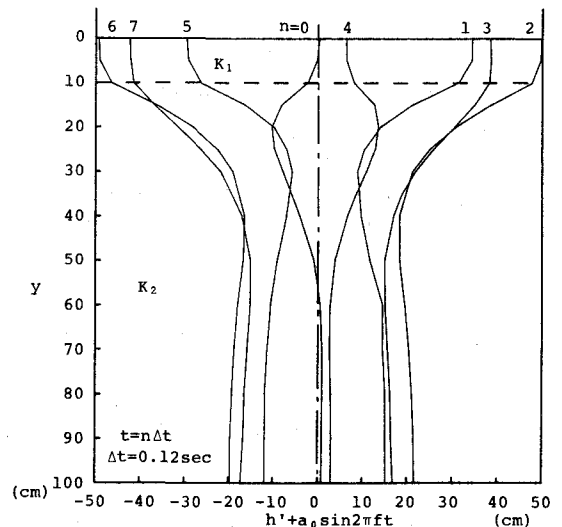


図33 間隙水圧の時間変化 (case 2)

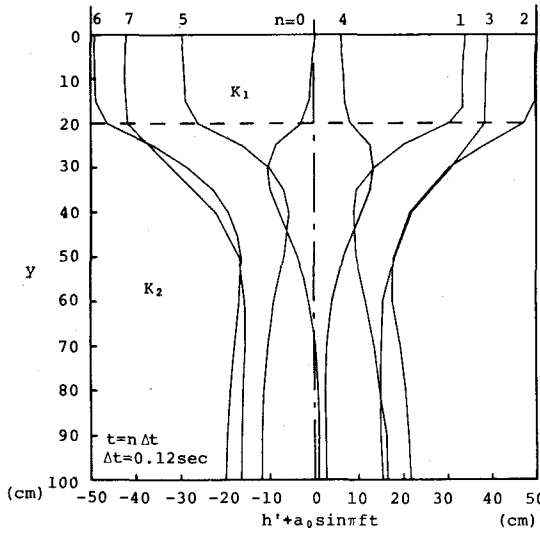


図 34 間隙水圧の時間変化 (case 3)

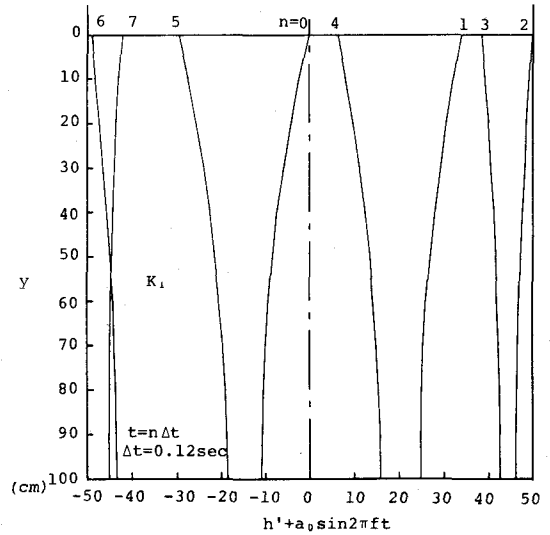


図 35 間隙水圧の時間変化 (case 4)

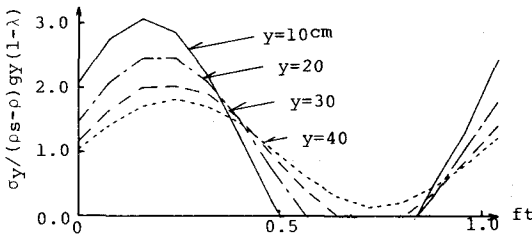


図 36 有効応力の時間変化 (case 1)

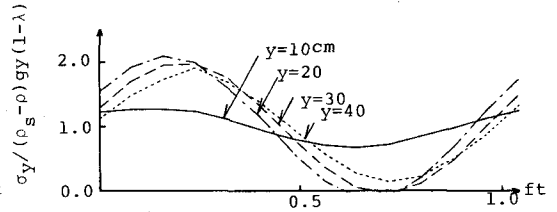


図 37 有効応力の時間変化 (case 2)

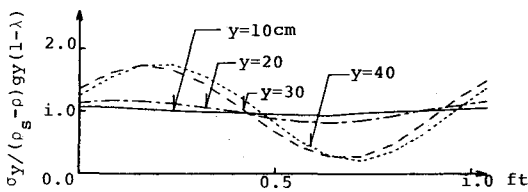


図 38 有効応力の時間変化 (case 3)

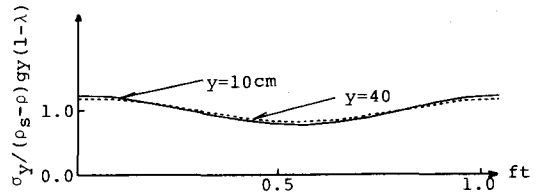


図 39 有効応力の時間変化 (case 4)

このように、理論的には透水係数の大きい砂層による置換あるいは上載が液状化防止に効果があることが示される。したがって、このような原理あるいは方法を、実際上の問題、たとえば護床工の設計などにどのように応用していくかが今後の検討課題であろう。

6. あとがき

以上、本論では、変動水圧が作用した場合の砂層内の水圧変動およびそれともなう砂層の液状化

の力学機構、液状化の特性および液状化防止法などについて、1次元砂層モデルを対象とした理論的・実験的な研究成果について述べた。ここに述べたような砂層の液状化と實際上問題となる洗掘現象との関連性については現状ではいまだ概念的なものにとどまっており、今後はこのような点に関して実証的な研究をすすめていくことが必要とされる。具体的には、現地における洗掘現象の実際を砂層の液状化の観点から調査し、基礎的な資料の集積をはかっていくとともに、実験室的にも変動水圧を考慮した洗掘モデルについて検討していくことなどがこの方面の研究における当面の課題である。

参 考 文 献

- 1) 吉見吉昭：砂地盤の液状化，技報堂，1980.
- 2) 石原藤次郎，本間 仁：応用水理学，中Ⅱ，丸善，昭和33年，pp.309～312.
- 3) Putnam, J. A. : Loss of wave energy due to percolation in a permeable sea bottom, Trans. AGU, Vol.30, No.3, June 1949.
- 4) Sleath, J. F. A. : Wave-induced pressures in beds of sand, Jour. HY-Div. Proc. ASCE, Feb.1970.
- 5) Posey, C. J. : Protection of offshore structures against underscour, Jour. HY-Div. Proc. ASCE, July 1971.
- 6) Martin, C. S. : Effect of a porous sand bed on incipient sediment motion, Water Resources Research, Vol.6, No. 4, Aug. 1970.
- 7) Madsen, O. S. : Wave-induced pore pressures and effective stresses in a porous bed, Géotechnique 28, No.4, 1978.
- 8) 大草重康，吉村 貢：波による海底の地すべりの可能性，東海大学紀要海洋学部，第14号，1981.
- 9) 名合宏之，古川修三，寺岡朗裕：変動圧作用下における砂層内の間隙水圧分布特性，土木学会年講Ⅱ，1980.
- 10) Nagō, H. : Liquefaction of highly saturated sand layer under oscillating water pressure, Memoirs of the school of engineering, Okayama Univ. Vol.16, No.1, Nov. 1981.
- 11) 名合宏之：変動水圧による砂層の液状化に関する研究，土木学会第26回水理講演会論文集，1982年2月
- 12) 名合宏之，前野詩朗，武田信治：変動水圧による砂層の液状化に関する基礎的研究－液状化防止に関する理論的考察－，土木学会年講Ⅱ，1982.