

振動時の間げき水圧に関する基礎的研究

石原 藤次郎・尾 島 勝

A FUNDAMENTAL STUDY ON PORE WATER PRESSURE DURING VIBRATIONS

By *Tojiro* ISHIHARA and *Masaru* OJIMA

Synopsis

In this paper, the properties of pore water pressure in saturated sand deposits subjected to continuous vibratory force are investigated theoretically and experimentally.

First, the situation when liquefaction occurs, in particular the process of dissipation after liquefaction is considered and analyzed under the assumption that the sand deposits settle down only vertically by the action of the vibratory force. On the basis of that result, the factors which affect the value of pore water pressure and profile of distribution of it are examined.

Then, several results of vibratory experiment using a rectangular sand container are discussed and compared with the theoretical values.

1. ま え が き

飽和砂の振動時あるいは衝撃時における動的性状の解析にあたっては、従来、砂の動的挙動の解明、振動土圧の解明などが主眼としてとりあげられ、間げき水圧は2次的に取り扱われてきたように思われる。しかしながら、砂のクイックサンド現象・流動化現象を研究の対象とした場合、おのずから間げき中に存在する間げき水の挙動が注目されるようになり、近年さかんにこの種の問題が研究されるようになった。ところが、砂のような粒状体をどのような解析方法により力学的に取り扱いつるかは、まだ不明の点が多く、したがって実験的・定性的な研究にとどまっているものが多い。

従来研究されてきたこの種の研究のいくつかをあげて、その結果をまとめるとつぎのようである。

まず、飽和砂の振動性状に関する実験的研究の例としては、石井・土田による振動時の土圧・間げき動水圧・流動現象についての研究¹⁾があげられる。その結果は、i) 飽和砂では乾燥砂にくらべてはるかに小さい 200 gal 程度の加速度で流動化を生じる、ii) 飽和砂が流動化しやすいのは、振動によって間げき中の水圧が上昇し、有効応力が低下するからである、iii) 間げき動水圧は、砂粒子の存在を無視して Westergaard の式によって計算したものと大きさおよび分布形ともよく一致する、と述べられている。

松尾・大原は、流動化が生じない場合の間げき水圧を理論的に解析して、その性状について考察を加えている²⁾。この解析においては砂層の変形をまったく考慮していないところが問題であるが、結果としては、透水係数と間げき率を含む解が得られており、これらの相違による性状の変化が明らかにされている。

流動現象に関しては、ソ連の V. A. Florin³⁾、N. N. Maslov⁴⁾、米国の H. B. Seed⁵⁾ などによる研究があげられるが、Florin, Maslov らは液状化した後の性状を砂の圧密現象として論じており、また実験的にも流動化時の動的過剰間げき水圧の性状を考察している。陶浪⁶⁾や谷本⁷⁾らの研究も、彼らと同様の考え方から行なわれているものと思われるが、陶浪は継続的な振動を与え、谷本は衝撃を与えて、動的過剰間げき

水圧の性状を検討している。陶浪は結論として、i) 流動直後の動的過剰間げき水圧は、その点よりもうえにある砂の水中単位体積重量にその厚さを乗じた値に等しい、ii) 砂が流動化している間は、砂粒子の沈下速度は一定であり、動的過剰水圧の分布が曲線にはならない、iii) 透水係数の大きい砂は流動化しにくく安定である、などと述べているが、必ずしもすべての結論が妥当であるとは思われない。

これらの研究は、いずれもまだ完全な解明にまで至っていないが、その最大の原因は、土そのものの力学的挙動の不確かさ、間げき水の運動機構の不明、土の非可逆的な性状変化にあるといえよう。

本研究は、飽和砂層が継続的な振動を受け、砂層が流動化した場合の間げき水圧性状について考察したものである。すなわち、簡単な長方形砂槽を対象とし、砂層の沈下を考慮して、間げき水の運動方程式・連続の式を導き、境界条件・初期条件に応じた解を求め、数値計算を行なって、その性状を考察した。さらに、振動実験を行ない、理論値の検証を行なうとともに、間げき水の性状に影響する諸因子との関係について定性的に把握することに努めた。なお、本研究においても、従来の研究と同様に多くの仮定のもとに解析を進めているので、今後さらに検討すべき点が少なくないことはいうまでもない。

2. 間げき水圧に関する理論的考察^{*)}

飽和砂層が振動を受けた場合、振動による動的な水圧が間げき中に生起することが知られている。この動的な水圧を間げき動水圧と広義に呼ぶ場合もあるが、著者らは、水の慣性による動水圧と、圧密現象において生じると同様の過剰水圧とに分け、前者を狭義に解釈して間げき動水圧、後者を動的過剰間げき水圧と呼ぶことにした。

これらの水圧の発生機構は、間げき水の運動と大いに関係があり、砂層の透水性が大きい場合には、間げき水は容易に間げき中を流通し、動的過剰間げき水圧は発生しにくく、間げき動水圧が発生しやすくなる。一方、透水性が小さい場合には、逆の現象が生じやすくなると考えられる。したがって、粘性土と異なって透水性の大きい砂質土においては、振動によって間げき動水圧は一般に生起されると考えられ、砂層に加わる全応力の増分がただちに有効応力となりえないような諸条件のもとにおいてはじめて、動的過剰間げき水圧が生起するものと考えられる。

以上の考察にもとづき、振動時の間げき水圧を間げき動水圧と動的過剰間げき水圧とに分離でき、それぞれ独立にその性状を考察することができるという前提のもとに理論的考察を行なうことにした。この場合、振動によって飽和砂が全層にわたり流動化した後、砂層が沈下して安定化していく過程を対象として解析を進めた。

(1) 運動方程式

モデルを単純にして、Fig. 1 に示すような2次元の砂槽を考える。水平方向を x, x' 軸、鉛直方向を y, y' 軸にとり、砂槽に固定した運動座標系を Oxy 、空間に固定した静止座標系を $Ox'y'$ とする。初期 ($t=0$) においては、両座標軸は一致させておく。

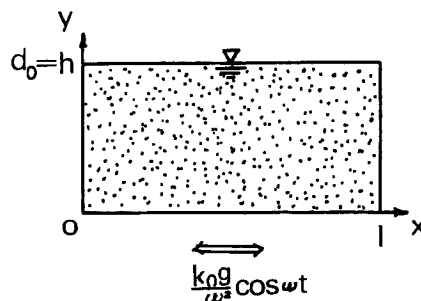


Fig. 1

飽和砂層の初期砂厚を d_0 、砂槽長さを l とし、 d_0 は水深 h に等しいものとする。

与える振動力としては、簡単のために水平方向の正弦振動 (変位 $(\alpha_0 g / \omega^2) \cdot \cos \omega t$) を与え、その振動方向は x 軸に一致させる。ここに、 $\alpha_0 g$ は振動加速度 (α_0 : 等価水平震度、 g : 重力加速度)、 ω は円振動数、 t は時間を表わす。

砂層内の間げき水の運動は、粘性流体に関する Navier-Stokes の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} + u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x'} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial \theta}{\partial x'} + \nu \nabla^2 u' \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y'} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial \theta}{\partial y'} + \nu \nabla^2 v' \end{aligned}$$

で表わされる。ここに、 u', v' は静止座標系に対する水の水速度、 X, Y は体積力、 p は圧力、 ρ は水の密度、 ν は水の動粘性係数、 $\theta = \partial u' / \partial x' + \partial v' / \partial y'$ 、 $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x'^2 + \partial^2 / \partial y'^2$ である。

間げき動水圧を σ_1 、動的過剰間げき水圧を σ_2 で表わせば、式中の p は $p = \rho g(h - y) + \sigma_1 + \sigma_2$ であり、また $X = 0, Y = -g$ である。ここで u', v' に関する高次の微小項を無視すれば、上式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_1}{\partial x'} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial \theta}{\partial x'} + \nu \nabla^2 u' \\ \frac{\partial v'}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y'} (\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial \theta}{\partial y'} + \nu \nabla^2 v' \end{aligned}$$

となる。ここで σ_2 は y と t のみの関数であるとした。上式の右辺第 2 項は、水の圧縮性による抵抗であるが、振動周期がきわめて小さくないかぎり無視でき、次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_1}{\partial x'} + \nu \nabla^2 u' \\ \frac{\partial v'}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y'} (\sigma_1 + \sigma_2) + \nu \nabla^2 v' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

(1) 式中の粘性抵抗項 $\nu \nabla^2 u', \nu \nabla^2 v'$ は、振動時においても Darcy が適用できると仮定して、つぎのように表わす。

$$\nu \nabla^2 u' = -\frac{\lambda g}{k_x} u_*, \quad \nu \nabla^2 v' = -\frac{\lambda g}{k_y} v_* \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 k_x, k_y はそれぞれ x, y 方向への砂の透水係数、 λ は砂の間げき率、 u_*, v_* は間げき水の間げきに対する相対速度である。

(2) 式を (1) に代入すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_1}{\partial x'} - \frac{\lambda g}{k_x} u_* \\ \frac{\partial v'}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y'} (\sigma_1 + \sigma_2) - \frac{\lambda g}{k_y} v_* \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

となる。

そこで、間げき水の振動による速度 (u', v') と間げき水の間げきに対する相対速度 (u_*, v_*) との関係について考えよう。

流動時における砂粒子の運動は、いまだ明確にされておらず、微視的に考察を進めることはできない。そこで著者らは、砂の流動化が起これば、砂粒子は運動座標系からみて鉛直下方に、座標 x に関しては一様に沈下すると仮定して、巨視的に現象を把握しようとした。このように仮定すれば u' と u_*, v' と v_* の関係はつぎのようになる。

$$u' = u_* - \frac{\alpha_0 g}{\omega} \sin \omega t \quad \dots \dots \dots (4)$$

$$v' = v_* + \int_0^y \frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} dy \dots\dots\dots(5)$$

運動座標系に対する速度を (u, v) とすれば, (u, v) と (u', v') との関係は, $u = u' + (\alpha_0 g / \omega) \sin \omega t$, $v = v'$ であるから, (4) 式, (5) 式の関係 (u, v) と (u_*, v_*) で表わせれば,

$$u = u_* \dots\dots\dots(4')$$

$$v = v_* + \int_0^y \frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} dy \dots\dots\dots(5')$$

となる。

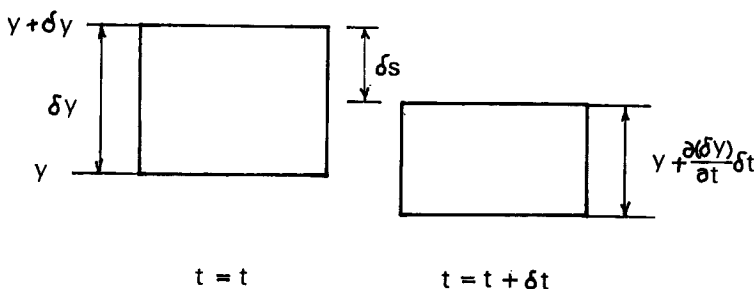


Fig. 2

(5)' 式の関係の説明図が Fig. 2 に示される。すなわち, 時刻 $t=t$ における厚さ δy の微小要素の $t=t+\delta t$ における厚さは, $\delta y + (\partial(\delta y)/\partial t) \cdot \delta t$ である。したがって, δt 時間後の微小要素の沈下量 δs は, その要素を含めてその下にある要素を含めてその下にある要素のひずみの累積であり, つぎのように表わせる。

$$\delta s = \int_0^y \frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} \delta t dy = \delta t \int_0^y \frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} dy$$

したがって, これを δt で割れば, y 点における砂層のひずみ速度, すなわち沈下速度が得られる。

(3) 式を運動座標系に変換し, (4)', (5)' を代入し, 透水係数の一様等方性を仮定して $k_x = k_y = k$ と書けば, 次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_1}{\partial x} - \frac{\lambda g}{k} u + \alpha_0 g \cos \omega t \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\sigma_1 + \sigma_2) - \frac{\lambda g}{k} \left(v - \int_0^y \frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} dy \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6)$$

これが間げき水の運動を表わす式である。

(2) 連続の式

間げき水の非定常性は, 連続式において, より多く表わされる。間げき中の水の連続条件は, 砂粒子と水とを含む辺長 $\delta x, \delta y, \delta z$ の微小要素内における質量保存則によって示される。これを2次元について書けばつぎのようになる。

$$-\left[\frac{\partial(\rho \lambda u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \lambda v)}{\partial y} \right] \delta x \cdot \delta y = \frac{\partial}{\partial t} (\rho \lambda \delta x \delta y) \dots\dots\dots(7)$$

砂層の沈下がない場合には, 間げき率 λ は一定であるから, (7) 式は水だけの場合の連続式と形式的に一致することになる。しかし, 本研究のように砂層の沈下を問題とする場合には, 式中の間げき率 λ , 微小要素の厚さ δy はいずれも場所的・時間的に変化し, また水の圧縮性をも考慮した場合, 水の密度 ρ も同様に変化することになる。したがって, 連続式は

$$-\left\{ \lambda \left(u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) + \rho \left(u \frac{\partial \lambda}{\partial x} + v \frac{\partial \lambda}{\partial y} \right) + \rho \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} = \left\{ \lambda \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial \lambda}{\partial t} + \rho \lambda \frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} \right\}$$

となる。密度 ρ 、間げき率 λ の場所的变化は速度 (u, v) の場所的变化にくらべて無視できるものと考えられるから、

$$-\rho\lambda\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = \lambda \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial \lambda}{\partial t} + \rho \lambda \frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} \dots\dots\dots(8)$$

のように近似される。

つぎに、(8) 式の右辺に含まれる $\rho, \lambda, \delta y$ の時間的变化は、以下に述べる考え方によって応力と関係づけられる。

微小要素の砂粒子の実質部分の圧縮性は無視できるから、 $(1-\lambda)\delta x\delta y$ は一定であり、したがって

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} = (1-\lambda) \frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} \dots\dots\dots(9)$$

となる。

水の密度変化には動的過剰間げき水圧は関係しないと考える。水の圧縮率 β を用いて、 Δt 時間における体積変化と圧力の変化との関係は圧縮率の定義より、 $\Delta V/V = -\beta \cdot \Delta \sigma_1$ で表わされ、したがって密度変化と圧力の変化との関係は、 $\Delta \rho/\rho = \beta \cdot \Delta \sigma_1$ となる。したがって、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho \beta \frac{\partial \sigma_1}{\partial t} \dots\dots\dots(10)$$

微小要素の沈下ひずみと圧縮有効応力 σ' とは比例するから、

$$-\frac{\Delta \delta y}{\delta y} \propto \Delta \sigma' = \Delta \{ \gamma'(h-y) - \sigma_1 - \sigma_2 \}$$

と表わされる。ここに σ' は圧縮有効応力、 γ' は砂の水中単位体積重量である。しかし、 σ_1 は周期的に変動し、実際にみられる時間的に単調な変化をする層ひずみとの直接的な関連が見出しにくいので、層ひずみを考えるときの有効応力としては σ_1 は関与しないと仮定する。比例定数を α とおけば、 $-\Delta \delta y/\delta y = \alpha \Delta \sigma' = \alpha \cdot \Delta \{ \gamma'(h-y) - \sigma_2 \}$ となるから、

$$\frac{1}{\delta y} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} = \alpha \frac{\partial \sigma_2}{\partial t} \dots\dots\dots(11)$$

となる。

ところで、土質力学では土の圧縮性と体積変化との関係をつぎのように表わしている⁹⁾。

$$m_v = -\frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta \sigma'}$$

ここに、 m_v は土の構造骨格の圧縮率であり、 V は土の微小要素全体の初期体積、 σ' は有効応力である。

したがって、ここで (11) 式に導入した比例定数 α は、 m_v と等しくともそう誤りではないであろう。 $m_v (= \alpha)$ の値は、ゆるぎぬの砂で $9.0 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{g}$ 、密に詰めた砂で $1.8 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{g}$ 程度である。

(9)、(10)、(11) 式の関係をも (8) 式に代入すれば、連続式として次式を得る。

$$\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\left\{ \beta \frac{\partial \sigma_1}{\partial t} + \frac{\alpha}{\lambda} \frac{\partial \sigma_2}{\partial t} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

(3) 間げき動水圧および動的過剰間げき水圧に関する基本式

(6) 式の運動方程式、(12) 式の連続の式および (9)、(11) 式の関係を用いることにより、 σ_1 および σ_2 に関するつぎの微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\lambda g}{k} \frac{\partial \sigma_1}{\partial t} + \frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{1}{\lambda} \frac{\alpha}{\beta} \frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{(1+\lambda)g}{k} \frac{\alpha}{\beta} \frac{\partial \sigma_2}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\alpha}{\beta} \frac{\alpha(1-\lambda)}{\lambda^2} \left(\frac{\partial \sigma_2}{\partial t} \right)^2 = 0$$

ところで、式中の λ, k はまだ時間の関数と考えているので、この式を厳密に解くことは困難である。そ

ここで、この式を線形化するために、圧密における透水係数と間げき率との実験式

$$\frac{k_0}{k(t)} = \left(\frac{\lambda_0}{1-\lambda_0} \right)^2 / \left(\frac{\lambda(t)}{1-\lambda(t)} \right)^2$$

を流動時においても適用できるものと仮定し、 $\lambda(t) = \lambda_0(1 - d\lambda/\lambda_0) = \lambda_0$ と近似すれば、 $k(t) = k_0$ が導びかれる。さらに、左辺最後の項は、その係数を他項のそれと比較して明らかのように、十分小さく無視できるから、

$$\frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\lambda_0 g}{k_0} \frac{\partial \sigma_1}{\partial t} + \frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{a}{c^2} \frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial t^2} - \frac{a}{c^2} \frac{(1+\lambda_0)g}{k_0} \frac{\partial \sigma_2}{\partial t} = 0 \quad (13)$$

と近似できる。ここに、 $c = 1/\sqrt{\rho_0 \beta} = 1/\sqrt{\rho \beta}$: 水中での音の伝播速度、 $a = \alpha/\beta$ であり、 λ_0, k_0 はそれぞれ初期における間げき率、透水係数である。

しかし、(13) 式は未知数 σ_1 および σ_2 を含んでおり、この式を厳密に解くことはできない。そこで、 σ_1 と σ_2 の発生機構が異なること、一定時間経過後には σ_2 は減衰し σ_1 だけが残ることを考慮して、流動時においても σ_1 と σ_2 は、それぞれ独立な解をとるものと仮定した。この仮定が妥当であるかどうかについては、さらに詳細な検討をする必要があり、著者らもこの点に関してなお検討を続けている。

この仮定のもとでは、 σ_1, σ_2 の基本式として次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \sigma_1}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\lambda_0 g}{k_0} \frac{\partial \sigma_1}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{a}{\lambda_0} \frac{\partial^2 \sigma_2}{\partial t^2} - \frac{a}{c^2} \frac{(1+\lambda_0)g}{k_0} \frac{\partial \sigma_2}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

(4) 境界条件および初期条件

(14), (15) 式を解くための境界条件および初期条件について述べる。

Fig. 1 に示した砂槽の壁面 ($x=0, l$) においては、間げき水の x 方向の速度 (u) が 0 であることより、

$$-\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \sigma_1}{\partial x} \right)_{x=0} = -\alpha_0 g \cos \omega t, \quad -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \sigma_1}{\partial x} \right)_{x=l} = -\alpha_0 g \cos \omega t \quad \dots\dots\dots (16)$$

底面 ($y=0$) において、 y 方向の速度 (v) が 0 であることより、

$$-\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \sigma_1}{\partial y} \right)_{y=0} - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \sigma_2}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$$

となるが、 σ_1 と σ_2 の独立性を仮定しているから、つぎのように分けることができる。

$$\left(\frac{\partial \sigma_1}{\partial y} \right)_{y=0} = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\left(\frac{\partial \sigma_2}{\partial y} \right)_{y=0} = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

水面において σ_1 は 0 であるが、表面波の影響を無視して、

$$(\sigma_1)_{y=h} = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

砂層表面において σ_2 は 0 であるから、 $(\sigma_2)_{y=d_s} = 0$ となるが、近似的に

$$(\sigma_2)_{y=d_0} = 0 \quad \dots\dots\dots (20)$$

とする。

σ_1 に関する初期条件は、つぎのように与えられる。

$$(\sigma_1)_{t=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

また σ_2 に関する初期条件は、本研究では、砂層全体が流動化した後の状態遷移について考えているから、流動化直後の砂粒子のつり合い条件ならびに動的過剰間げき水圧の減衰こう配より、

$$(\sigma_2)_{t=0} = \gamma'(d_0 - y), \left(\frac{\partial \sigma_2}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \dots\dots\dots(22)$$

が与えられる。ここに γ' は砂の水中単位体積重量を表わす。

(5) 間げき動水圧および動的過剰間げき水圧の解

(3) に示した基本式 (14), (15) の (4) で与えた境界条件および初期条件を満足する解はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} \sigma_1 = & 4\alpha_0\rho_0g \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{(2m+1)\pi} \mathcal{R} \left[\frac{\cosh \zeta_m x - \cosh \zeta_m(l-x)}{\zeta_m \sinh \zeta_m l} \cdot e^{i\omega t} \right] \cdot \cos \frac{(2m+1)\pi}{2h} y \\ & + \frac{8\alpha_0\rho_0g}{l} e^{-\frac{b_0 t}{2}} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{(2m+1)\pi} \frac{1-(-1)^n}{\eta_{mn}^2 + 4\gamma_{mn}^2 \delta_m^2} \left[\eta_{mn} \cos q_{mn} t \right. \\ & \left. + \left\{ \frac{b_0 \gamma_{mn}}{2q_{mn}} + \frac{2\omega \gamma_{mn} \delta_m}{q_{mn}} \right\} \cdot \sin q_{mn} t \right] \cdot \cos \frac{n\pi}{l} x \cdot \cos \frac{(2m+1)\pi}{2h} y \dots\dots\dots(23) \end{aligned}$$

ここに, $b_0 = \lambda_0 g / k_0$, $\zeta_m = \gamma_m + i\delta_m$, $\eta_{mn} = \gamma_m^2 - \delta_m^2 + (n\pi/l)^2$,

$$\begin{aligned} \gamma_m = & \sqrt{\frac{1}{2} \left[\left\{ \left(\frac{(2m+1)\pi}{2h} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right\} + \sqrt{\left\{ \left(\frac{(2m+1)\pi}{2h} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right\}^2 + \left(\frac{b_0 \omega}{c^2} \right)^2} \right]} \\ \delta_m = & \sqrt{\frac{1}{2} \left[- \left\{ \left(\frac{(2m+1)\pi}{2h} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right\} + \sqrt{\left\{ \left(\frac{(2m+1)\pi}{2h} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right\}^2 + \left(\frac{b_0 \omega}{c^2} \right)^2} \right]} \\ q_{mn} = & \sqrt{\left\{ \left(\frac{(2m+1)\pi}{2h} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{l} \right)^2 \right\} c^2 - \frac{b_0^2}{4}} \end{aligned}$$

であり, 符号 \mathcal{R} は実数部のみをとることを意味する。

$$\begin{aligned} \sigma_2 = & 4\gamma' d_0 \sum_{m=0}^s \frac{1}{(2m+1)\pi^2} \cos \frac{(2m+1)\pi}{2d_0} y \left[\frac{1+q_m}{q_m} e^{-\frac{\lambda_0 b_1}{2} (1-q_m)t} - \frac{1-q_m}{q_m} e^{-\frac{\lambda_0 b_1}{2} (1+q_m)t} \right] \\ & + 8\gamma' d_0 \sum_{m=s+1}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)\pi^2} \cos \frac{(2m+1)\pi}{2d_0} y \cdot e^{-\frac{\lambda_0 b_1}{2} t} \left(\frac{1}{q_m'} \sin \frac{\lambda_0 b_1 q_m'}{2} t + \cos \frac{\lambda_0 b_1 q_m'}{2} t \right) \\ & \dots\dots\dots(24) \end{aligned}$$

ここに, $q_m = \sqrt{1 - \left(\frac{(2m+1)\pi c}{d_0} / b_1 \sqrt{\lambda_0 a} \right)^2}$, $q_m' = \sqrt{\left(\frac{(2m+1)\pi c}{d_0} / b_1 \sqrt{\lambda_0 a} \right)^2 - 1}$, $b_1 = (1 + \lambda_0)g / k_0$ であり, s は $(2m+1)\pi/2d_0 < b_1 \sqrt{\lambda_0 a} / 2c$ を満足する最大の整数である。

(6) 理論解の考察

間げき動水圧 σ_1 は, (23) 式で与えられるが, この式の第1項は周期性を持つ定常項であり, 第2項は時間的に減衰する非定常項であることがわかる。したがって流動時における間げき動水圧の非定常性は, この第2項によるものであるから, 第1項に対する第2項の評価が必要となる。しかしながら, 非定常解の減衰は速いので, まず定常解の性状を知ることが重要である。そこで, (23) 式より砂槽壁面 ($x=0$) に作用する定常間げき動水圧を算出すれば, つぎのようになる。

$$\begin{aligned} (\sigma_1)_{x=0} = & 4\alpha_0\rho_0g \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{(2m+1)\pi} \cdot \frac{1}{\gamma_m^2 + \delta_m^2} \cdot \frac{1}{\cosh \gamma_m l + \cos \delta_m l} \cdot \cos \frac{(2m+1)\pi}{2h} y \\ & \times \{ (\gamma_m \sin \delta_m l - \delta_m \sinh \gamma_m l) \sin \omega t - (\gamma_m \sinh \gamma_m l + \delta_m \sin \delta_m l) \cos \omega t \} \quad (25) \end{aligned}$$

ここで, $\lambda_0 = 1$, $k_0 = \infty$ とすれば, (25) 式で与えられる値は, 水だけの場合の動水圧の値と一致するはずである。すなわち, $\lambda_0 = 1$, $k_0 = \infty$ とすれば, $\gamma_m = \sqrt{\{(2m+1)\pi/2h\}^2 - (\omega/c)^2}$, $\delta_m = 0$ となり, (25) 式は,

$$(\sigma_1)_{x=0} = 4\alpha_0\rho_0g \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{(2m+1)\pi} \frac{1 - \cosh \gamma_m l}{\gamma_m \sinh \gamma_m l} \cos \frac{(2m+1)\pi}{2h} y \cdot \cos \omega t \dots\dots\dots(26)$$

となり, Werner & Sundquist⁽¹⁰⁾ が長方形水槽に作用する動水圧として与えた解と一致する。

したがって, (25) 式の性状を知るためには, γ_m , δ_m の性状について詳細に検討する必要がある。

まず、式中の $((2m+1)\pi/2h)^2$ と $(\omega/c)^2$ の大きさを比較する。 $((2m+1)\pi/2h)^2 - (\omega/c)^2$ が正となる条件は、 $(2m+1)/2h > 2/CT$ であり、 $m=0$ の場合について考えれば十分であるから、 $4h/CT < 1$ となる。この条件を水深 (h) と振動周期 (T) との関係において図示すれば、Fig. 3 の斜線をほどこした領域となる。したがって、振動周期が非常に短いとか、水深が非常に大きくない限り、 $(\omega/c)^2$ は $((2m+1)\pi/2h)^2$ に比して無視してよい。つぎに、 $((2m+1)\pi/2h)^2$ と $(b_0\omega/c^2)^2$ との大きさを比較しなければならないが、具体的に、2, 3 の場合を想定して計算した結果、この値の大小関係に影響大なるものは透水係数であることがわかった。

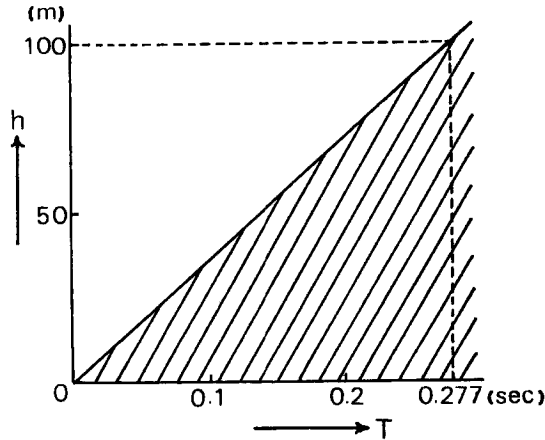


Fig. 3 Zone of $4h/CT < 1$

すなわち、透水係数が比較的大きい場合には、 $(b_0\omega/c^2)^2$ の値は無視できて、間げき動水圧は (26) 式で与えられることになり、その性状は砂の存在を考えない純水の動水圧性状と一致すると考えてよい。したがって、間げき動水圧と振動力との位相差もなくなる。しかるに、透水係数が小さい場合には、 $(b_0\omega/c^2)^2$ の値を無視できず、間げき動水圧と振動力との間に位相差が生じ、その性状は、飽和砂の性質ならびに振動力の相違によって異なってくる。これらの詳細な検討は、つぎの数値計算例で行なうことにする。

動的過剰間げき水圧を与える (24) 式は、2つの級数部分からなり、その一般的な性状は簡単には見きわめにくい。

正整数 s の値は、砂厚 d_0 、透水係数 k_0 、間げき率 λ_0 、定数 $a(=\alpha/\beta)$ の値により異なる。ところで、砂層の構造骨格の圧縮率 α は、前述のとおりゆるづめの場合ほぼ $0.9 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{g}$ 、密につまった場合は $1.8 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{g}$ 程度であり、また水の圧縮率 β は約 $4.9 \times 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{g}$ であるから、間げき率に関する定数 a は、 $(1.84 \sim 0.37) \times 10^2$ である。ここでは、ゆるづめの場合を想定しているから 1.84×10^2 なる定数とした。したがって、通常、現地盤において発生する動的過剰間げき水圧は、(24) 式の第1項のみによって算出できよう。なお、これらの性状に関する詳細な検討は、つぎの数値計算例で行なっている。

3. 数値計算例およびその考察

間げき動水圧 σ_1 については、(25) 式を用いて $x=0$ における σ_1 の最大値を $(\sigma_1)_{x=0} = 4\alpha_0\rho_0gh \times Q$ で表わし、水深 (h)、砂槽長さ (l)、振動周期 (T)、砂の透水係数 (k_0)、間げき率 (λ_0) の大きさに関する無次元係数 Q の値を、水深 5 m, 10 m, 砂槽長さ 5 m, 10 m 振動周期 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 秒, 透水係数 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} , 1.0 cm/sec, 間げき率 0.5, 0.4, 0.3 の場合に対して計算を行ない、その結果について考察した。

水深 1 としたときの $(\sigma_1)_{x=0}$ の鉛直分布を Q を用いた無次元表示によって整理したその一例を Table 1

Table 1 Theoretical values of Coefficient Q $h_0=10\text{ m}$, $l=10\text{ m}$

T	λ_0	0.5				0.4				0.3			
		k_0 (cm/sec)	0.001	0.010	0.100	1.000	0.001	0.010	0.100	1.000	0.001	0.010	0.100
0.2 (sec)	0.9	0.013	0.029	0.044	0.045	0.015	0.033	0.044	0.045	0.019	0.038	0.044	0.045
	0.8	0.015	0.041	0.069	0.071	0.019	0.048	0.070	0.071	0.024	0.058	0.070	0.071
	0.7	0.012	0.041	0.081	0.084	0.016	0.051	0.083	0.084	0.021	0.065	0.083	0.084
	0.6	0.013	0.043	0.092	0.095	0.016	0.054	0.094	0.095	0.021	0.071	0.094	0.095
	0.5	0.014	0.044	0.100	0.104	0.017	0.057	0.103	0.104	0.023	0.076	0.104	0.104
	0.4	0.013	0.043	0.104	0.108	0.016	0.056	0.107	0.108	0.022	0.077	0.108	0.108
	0.3	0.013	0.042	0.107	0.112	0.016	0.055	0.110	0.112	0.021	0.077	0.111	0.112
	0.2	0.014	0.043	0.110	0.115	0.017	0.056	0.113	0.115	0.022	0.079	0.115	0.115
	0.1	0.013	0.042	0.111	0.116	0.017	0.056	0.114	0.116	0.022	0.079	0.116	0.116
	0.0	0.012	0.041	0.111	0.116	0.016	0.055	0.114	0.116	0.021	0.078	0.115	0.116
0.3	0.9	0.015	0.032	0.044	0.045	0.018	0.036	0.044	0.045	0.022	0.041	0.045	0.045
	0.8	0.018	0.047	0.070	0.071	0.022	0.055	0.070	0.071	0.029	0.063	0.071	0.071
	0.7	0.015	0.050	0.083	0.084	0.019	0.061	0.083	0.084	0.027	0.073	0.084	0.084
	0.6	0.016	0.053	0.093	0.095	0.020	0.066	0.094	0.095	0.027	0.081	0.095	0.095
	0.5	0.017	0.056	0.102	0.104	0.021	0.070	0.103	0.104	0.028	0.088	0.104	0.104
	0.4	0.016	0.055	0.106	0.108	0.020	0.071	0.108	0.108	0.026	0.090	0.108	0.108
	0.3	0.015	0.054	0.109	0.112	0.019	0.071	0.111	0.112	0.026	0.091	0.111	0.112
	0.2	0.017	0.055	0.113	0.115	0.021	0.072	0.114	0.115	0.027	0.094	0.115	0.115
	0.1	0.016	0.055	0.114	0.116	0.020	0.072	0.115	0.116	0.027	0.094	0.116	0.116
	0.0	0.015	0.054	0.113	0.116	0.019	0.071	0.115	0.116	0.026	0.094	0.115	0.116
0.4	0.9	0.017	0.035	0.044	0.045	0.020	0.039	0.044	0.045	0.024	0.042	0.045	0.045
	0.8	0.021	0.052	0.070	0.071	0.026	0.059	0.071	0.071	0.032	0.066	0.071	0.071
	0.7	0.018	0.057	0.083	0.084	0.023	0.067	0.083	0.084	0.031	0.077	0.084	0.084
	0.6	0.018	0.061	0.094	0.095	0.023	0.074	0.095	0.095	0.031	0.086	0.095	0.095
	0.5	0.019	0.065	0.103	0.104	0.024	0.080	0.104	0.104	0.032	0.094	0.104	0.104
	0.4	0.018	0.065	0.107	0.108	0.023	0.081	0.108	0.108	0.031	0.096	0.108	0.108
	0.3	0.018	0.065	0.110	0.112	0.022	0.082	0.111	0.112	0.030	0.099	0.111	0.112
	0.2	0.019	0.066	0.114	0.115	0.024	0.084	0.115	0.115	0.031	0.102	0.115	0.115
	0.1	0.019	0.066	0.115	0.116	0.023	0.084	0.116	0.116	0.031	0.102	0.116	0.116
	0.0	0.018	0.065	0.114	0.116	0.022	0.083	0.115	0.116	0.030	0.102	0.115	0.116
0.5	0.9	0.018	0.037	0.044	0.045	0.022	0.040	0.045	0.045	0.026	0.043	0.045	0.045
	0.8	0.023	0.056	0.071	0.071	0.028	0.062	0.071	0.071	0.035	0.068	0.071	0.071
	0.7	0.020	0.062	0.083	0.084	0.026	0.072	0.083	0.084	0.034	0.079	0.084	0.084
	0.6	0.020	0.068	0.094	0.095	0.026	0.080	0.095	0.095	0.035	0.089	0.095	0.095
	0.5	0.022	0.072	0.103	0.104	0.027	0.086	0.104	0.104	0.036	0.097	0.104	0.104
	0.4	0.020	0.073	0.108	0.108	0.026	0.088	0.108	0.108	0.035	0.100	0.108	0.108
	0.3	0.020	0.073	0.111	0.112	0.025	0.089	0.111	0.112	0.034	0.103	0.111	0.112
	0.2	0.021	0.075	0.114	0.115	0.026	0.092	0.115	0.115	0.035	0.106	0.115	0.115
	0.1	0.021	0.075	0.115	0.116	0.026	0.092	0.116	0.116	0.034	0.107	0.116	0.116
	0.0	0.020	0.074	0.115	0.116	0.025	0.091	0.115	0.116	0.034	0.106	0.116	0.116

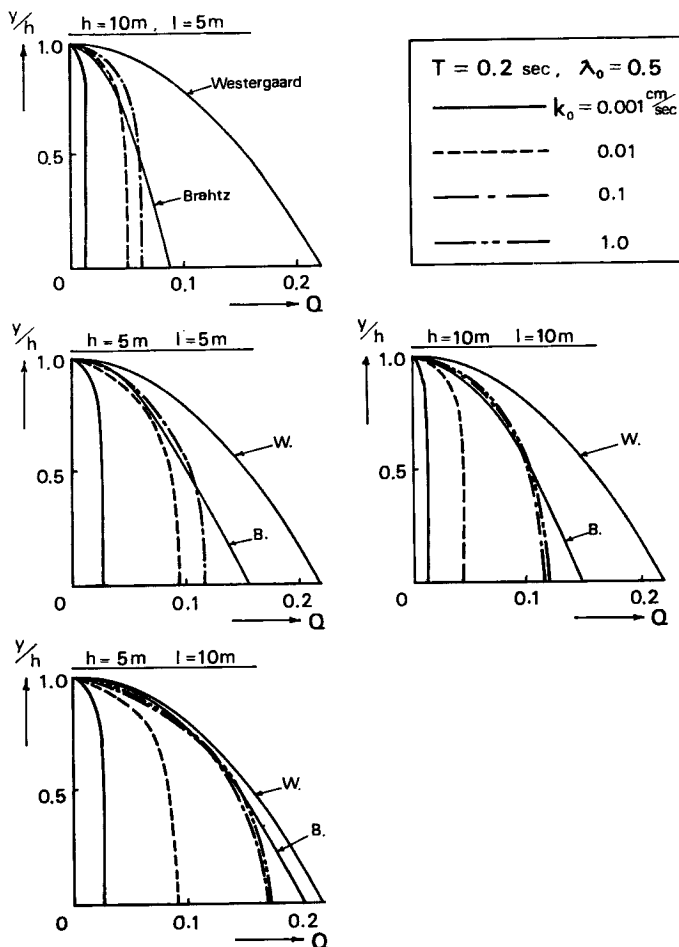


Fig. 4 Distribution of maximum dynamic pore water pressure

および Fig. 4 に示す。なお図中には、半無限の貯水域をもつ場合の動水圧を与える Westergaard の値¹¹⁾、および有限貯水域をもつ場合の動水圧を与える Brahtz & Heilblon の値¹²⁾を比較のために示してある。

この結果、つぎのことが明らかになった。

i) Table 1, Fig. 4 からわかるとおり、砂槽長さとお水深の比 l/h が増すにしたがい、 Q も大きくなるが、この性状は、Brahtz & Heilblon の動水圧性状とも一致している。しかし、 $l=h=5 \text{ m}$ 、 $l=h=10 \text{ m}$ の場合をみれば、同じ l/h の値にもかかわらず、透水係数が小さいほど、 Q の値の相違が大きくなっていくことがわかる。すなわち、透水係数が小さな砂層では、砂層の絶対的な大きさの影響が顕著に現われることになり、したがって相似性が成立しないことになる。

ii) 逆に透水係数が大きく、その値が 0.1 cm/sec 程度より大きくなれば、間げき動水圧の値は、純水の場合のそれとはほぼ等しくなり、しかも、 l/h の値が 2~3 以上であれば、Westergaard の動水圧との差異はほとんどなくなる。

iii) しかしながら、実地盤においては、透水係数が 0.1 cm/sec より小さいことは十分考えられるから、実際の間げき動水圧は、Westergaard の値よりかなり小さくなり、しかもこの場合には、間げき率、振動周期の値によって、その値も若干異なってくる。

iv) 間げき動水圧の値は大きく見積っても Westergaard の値でよいから、静水圧に対する比は振動加速度を 300 gal と想定しても 2 割程度である。

動的過剰間げき水圧 σ_2 については、(24) 式により、砂層厚さ 5 m、透水係数 0.01, 0.1, 1.0 cm/sec 間げき率 0.45, 0.43 を与えて数値計算を行ない、その性状を考察した。

Fig. 5 は、その鉛直分布の時間的推移を示したものである。時刻 $t=0$ で完全流動化が起こり、このときの値は $\gamma'd_0$ とえられるから、透水係数の異なる 3 ケースとも初期の σ_2 の値は、底面で 480 g/cm^2 と等しい。完全流動化を起こすに必要な振動力は、当然それぞれのケースで異なるわけであるが、この式では取り扱えない。また、この図は見方を変えれば、完全流動化後の時々刻々の σ_2 の静水圧に対する比を与えて

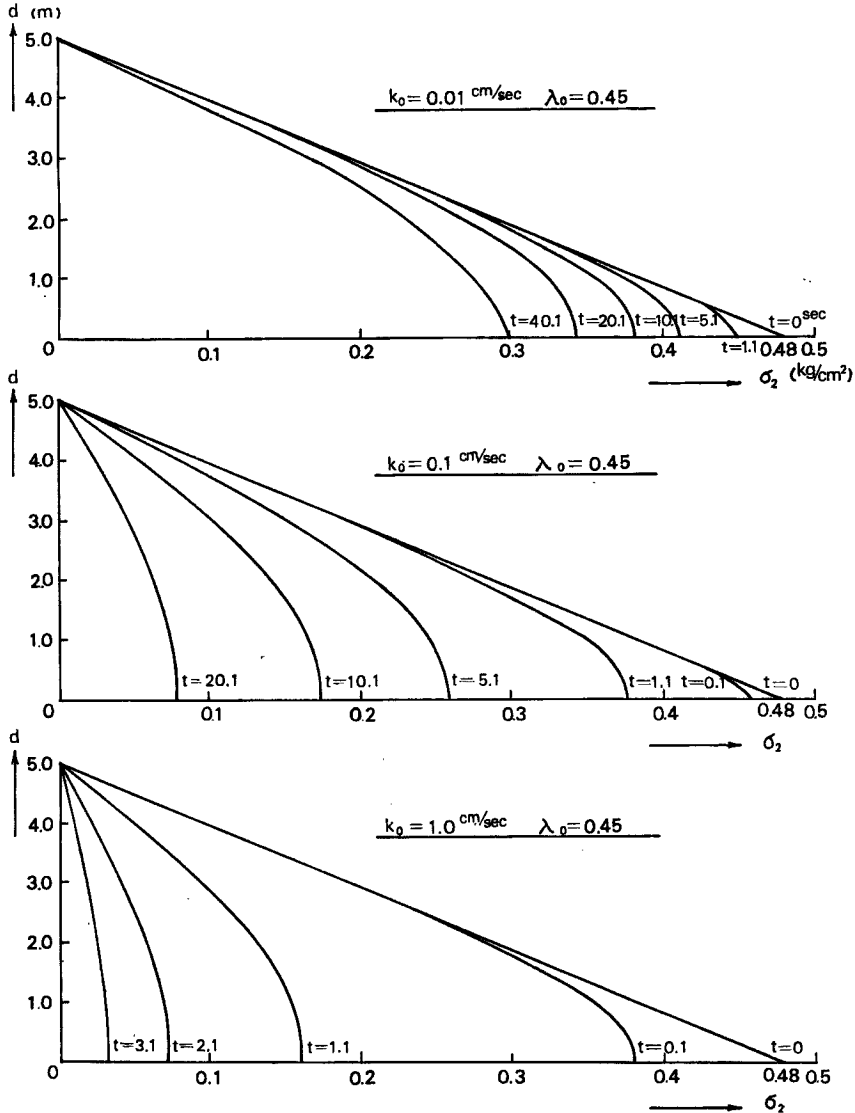


Fig. 5 Distributions of dynamic excess pore water pressure when complete lequefaction occurs

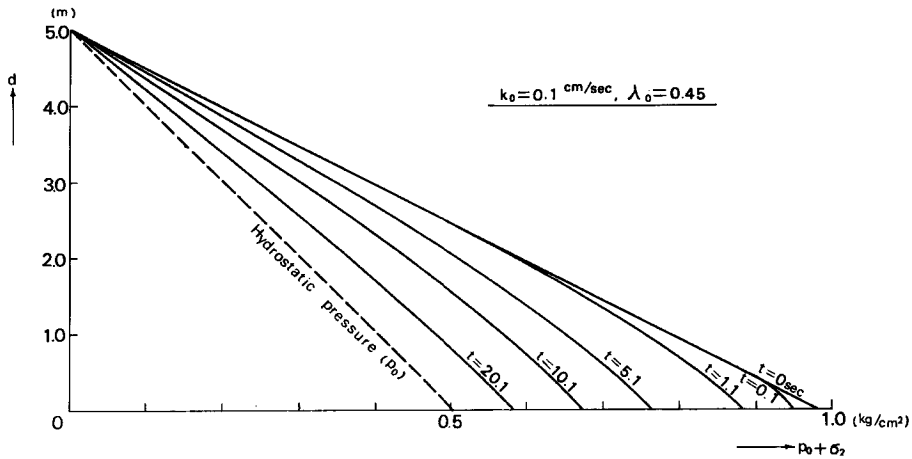


Fig. 6 Dissipation behaviours of dynamic excess pore water pressure to hydrostatic pressure

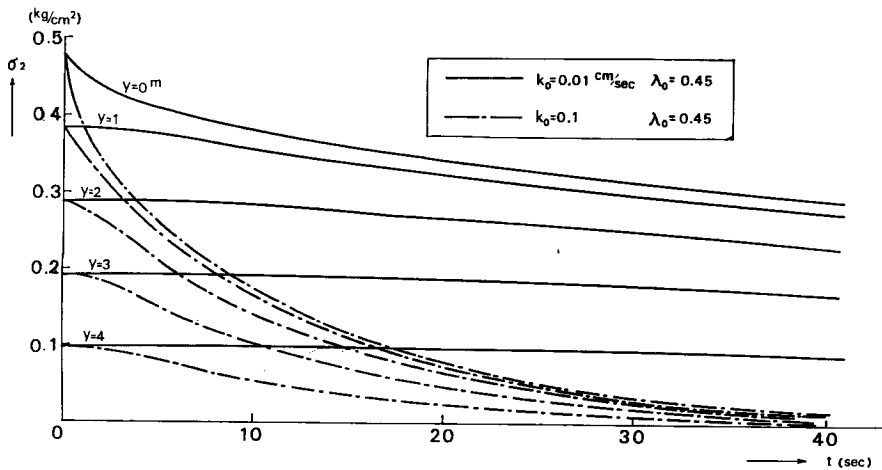


Fig. 7 Dissipation process of dynamic excess pore water pressure

いるということもできる。

Fig. 6 は、 σ_2 の大きさを静水圧を加えて表現し直したものである。

Fig. 7 は、深さをパラメータとして、 σ_2 の減衰の様子を示したものである。これらの結果から、

- i) 透水係数が小さくなるほど、減衰時間が長くなり、したがって砂層の流動状態が長く続く。
- ii) 上層ほど σ_2 が一定値を保つ時間が長く、したがって砂層の安定化が下層より上層へと進行していく現象を説明しているといえよう。
- iii) 初期間げき率を 0.45, 0.43 として計算し、比較したが、間げき率の相違による影響は無視できるようである。

iv) 動的過剰間げき水圧の静水圧に対する比は、Fig. 5, Fig. 6 でみるごとく、間げき動水圧にくらべてきわめて大きく、透水係数が小さいほど長時間付加されるのであるから、一時的な動的圧力ではあるが、構造物の安全性を検討するに際し十分考察されねばならない。

4. 間げき水圧に関する実験的考察¹⁸⁾

実験の目的は、2. で導いた近似理論解の検証ならびに、間げき水圧性状に及ぼす砂槽の大きさの影響、間げき水圧と振動数・振幅・振動加速度との相関性、間げき水圧の時間的变化、砂の物理的特性による影響などについて検討することにある。

1) 実験装置および実験方法

振動台にのせる砂槽は、Fig. 8 に示すような透明なアクリライト製の厚さ 20 mm、幅 300 mm、長さ 900 mm、深さ 300 mm であり、さらにアクリライト板を槽内にそう入することにより、長さ 290 mm、590 mm、750 mm に変えることができる。内部土圧による槽の変形は無いと考えられるが、補剛のために上部 2ヶ所にシンチュウ棒をわたしてある。また底部は振動台への固定のために 2 段にしてある。圧力計設置位置は図に示したように受圧板中央、底から 1, 5, 10, 15 cm の位置である。

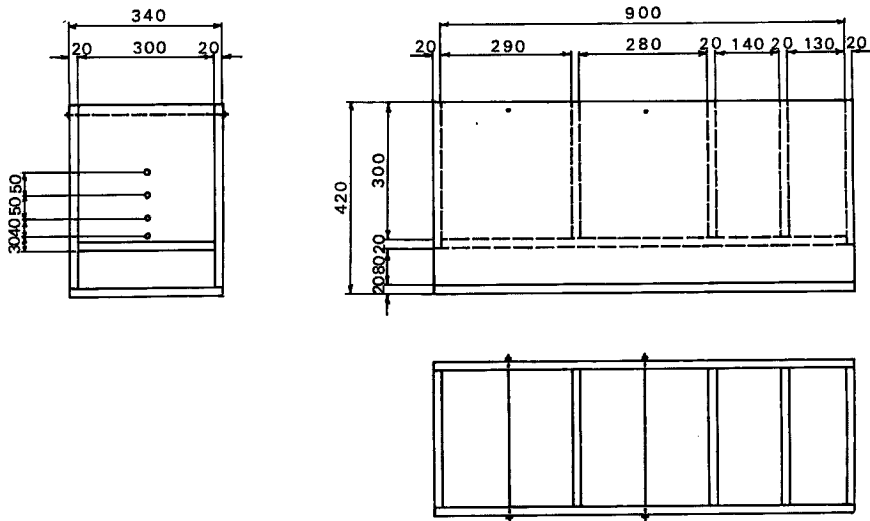


Fig. 8 Dimension of sand container

加振装置としては、松平式振動試験機 UBC-10A 型を用いた。

実験時の手順としては、水中に長時間浸した砂を少量ずつ水をはった槽にできるだけゆるくつめる。その際に重量を測定し、砂槽内に占める体積とから、見かけの単位体積重量を算出し、別に測定した砂粒子の真比重から、砂層の平均的な初期間げき率を求めた。

加振方法は、振動数を所定の値にした後、必要な加速度が得られるよう振幅を増大させていき、50～400 gal の加速度範囲で 5 段階について実験を行ない、各段階においては 3～10 分間振動を継続させ、沈下がほとんど終了したとみなされるようになってから、つぎの段階へと進んだ。

振動時の間げき圧の測定には、前面にスクリーンを取り付けた半導体ゲージ式圧力計 (Fig. 9) を用い、水圧による受圧面のひずみを電気的に取り出すとともに、動的過剰間げき水圧のみを測定するために圧力計を取り付けた壁面と反対側の壁面に先端の径 2, 3, 4 mm のマンメータを取り付け、その水位上昇を写真撮映によって測定した。

加速度計および 4 つの圧力計の記録は、ビジュグラフに記録させ、原則として所定加速度設定時、10, 20, 30, 60, 120, 180 秒の記録をとったが、流動化が生じた場合には 2 秒毎の記録をとった。これと同時に砂層の沈下量も測定している。

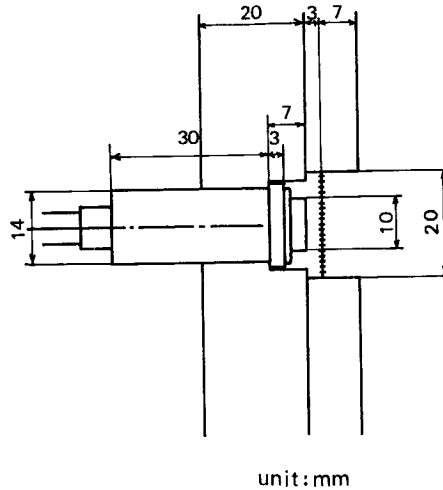


Fig. 9 Dimension of pressure gauge fixed on sand container

先に述べた種々の目的から多くの実験を行なったが、結果の整理上のはん雑さをさけるために、各実験につきのように記号および番号をつけ、実験系列と呼ぶことにする。

砂の種類 **A, B** ; **A** : 相馬砂, **B** : 標準砂

砂槽長さ **1, 2** ; **1** : $l=29$ cm, **2** : $l=59$ cm

砂槽厚さ **S1, S2** ; **S1** : $d_0=12$ cm, **S2** : $d_0=24$ cm

水深 **W1, W2** ; **W1** : $h=12$ cm, **W2** : $h=24$ cm

すなわち、今回行なった実験系列は、Table 2 に示したとおりである。

なお、相馬砂 (**A**) は粒径 0.59~1.19 mm, 真比重 2.64 であり、間げき率を 0.4 として Kozeny の式により透水係数を計算すれば約 1.1 cm/sec となる。また標準砂 (**B**) は、粒径 0.08~0.1 mm, 真比重 2.65 であり、透水係数は約 1.1×10^{-2} cm/sec となる。

Table 2 Experimental cases

	1		2	
A	S1 W1	S1 W1	S1 W1	S1 W1
B	S2 W2	S2 W2	S2 W2	S2 W2

2) 実験結果とその考察

今回の実験では間げき水圧の測定に圧力計とマンメーターとを用いた。

流動化が生じていない場合は、マンメーターの水位上昇はみられず、圧力計の記録は静水圧値を中心として周期的定常的な増減をくり返している。これが間げき動水圧である。一方、流動化が生じた場合は、砂層の急激な沈下がみられるとともに、マンメーターの水位が急上昇し、あるピーク値に達したのち減衰する。このときの圧力計の記録は、その基線位置がずれ、その位置で周期的な増減をくり返し、時間の経過とともにまたもとの位置にもどり周期的な増減をくり返す。この基線のずれを過剰水圧の増加によるものであると考えれば、それがもとにもどる時間と沈下の終了時間とがほぼ一致していることから説明できる。

マンメーターは、口径 2, 3, 4 mm のものを同じ高さに設置しその性状を比較したが、径の太さの影響がかなりあり、径が細いほど上昇水位も低く、時間おくれも大きい。しかもこれらの値は、いずれも圧力計

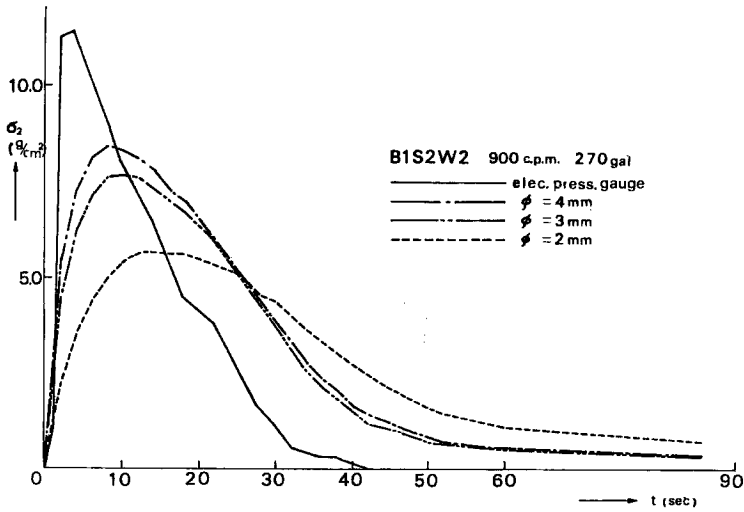


Fig. 10 Comparison of dynamic excess pore water pressure measured by electric pressure gauge and by manometer

記録から算出した値よりもかなり小さく、その減衰時間も長くなっている (Fig. 10)。

この原因としては、圧力計前面にとり付けたスクリーンが、振動土圧によってたわみ、それだけ圧力が過大に示されていることも考えられるが、やはり、マンローターの口径および屈曲部での形状損失、導管内でのまさつ損失が大きく、マンローターに示された圧力は、真の圧力より過小な値を示しているものと考えた方が妥当であろう。したがって、われわれは、動的過剰間げき水圧の算出においては、すべて圧力計によってとられた記録を用いることにした。

各実験記録より、間げき動水圧 (σ_1) と振動加速度 ($\alpha_0 g$) との関係を図示した。その結果、流動化が生じた場合には、その初期において σ_1 の値にかなりの変動が認められるが、流動化が生じない加速度段階では、両者の関係はほぼ比例的であるといえる。 σ_1 と加速度との関係を示した一例を Fig. 11 に示した。この図において加速度が 350 gal~400 gal において、 σ_1 の値が比例関係から大きくずれているが、このとき砂層の流動化が生じたものである。このときの σ_1 非正常性を示したのが Fig. 12 である。ただし、このときの圧力変動が、動水圧の非正常項によるものであるか、あるいは、砂層の急激な沈下による土圧の影響であるかは明らかにできなかったが、今後さらに検討する必要がある。

Fig. 11 に示した回帰直線を用いて、間げき動水圧の鉛直分布が得られる。その値は、理論値とほぼ一致しているが、振動数、振幅の相違による影響を明確に見出すことはできなかった。 σ_1 の鉛直分布の一例を Fig. 13 に示した。図の横軸は、間げき動水圧を $\sigma_1 = 4\alpha_0 \rho_0 g h \cdot Q$ と表わした場合の無次元係数 Q をとっている。実線は、(25) 式より計算した理論値であり、○印は実験値である。

相馬砂 (A) と標準砂 (B) とでは、砂の物理的特性がかなり異なっているにもかかわらず、得られた間げき動水圧には顕著な差異は認められなかった。しかし、透水係数が著るしく異なっているために、相馬砂は 400 gal までの加速度では流動現象が起こらなかったが、標準砂では流動化が起こり、したがって動的過剰間げき水圧の発生をみた。

一つの実験の全過程について、沈下量および動的過剰間げき水圧の時間変化を示したのが Fig. 14 である。またこの実験において、流動化が起こった 352 gal における、 σ_2 と沈下量の詳細な時間遷移を示したのが Fig. 15 である。

Fig. 14 から明らかのように、加速度が小さい段階では、砂層の振動によるこぎざみな沈下はあるが、過

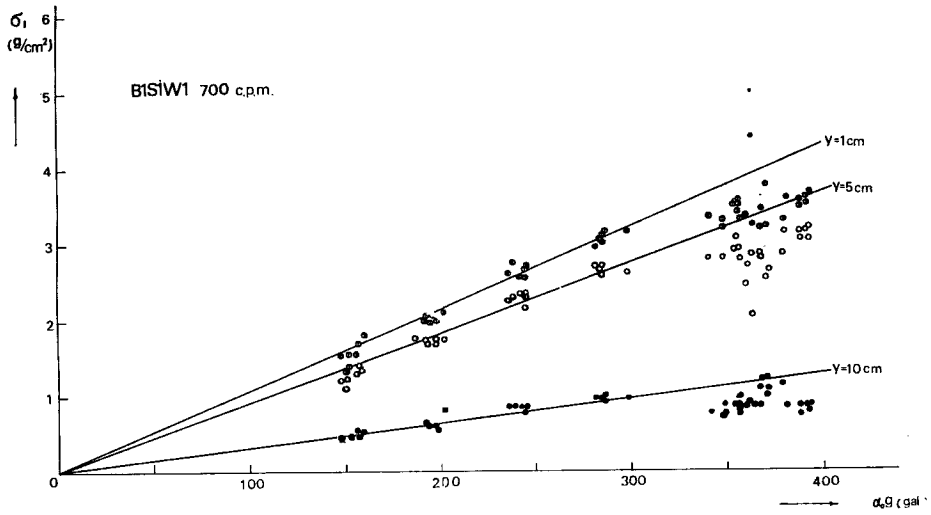


Fig. 11 Correlation between vibratory acceleration and dynamic pore water pressure

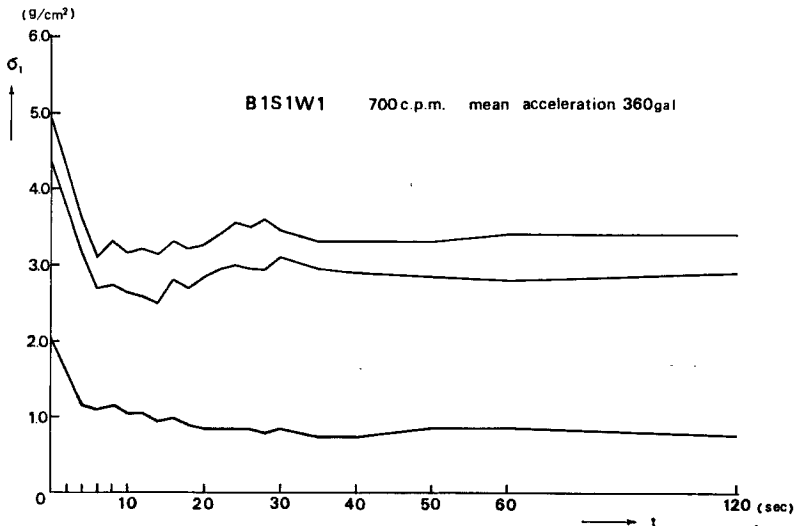


Fig. 12 Unsteady behaviour of dynamic pore water pressure when liquefaction occurs

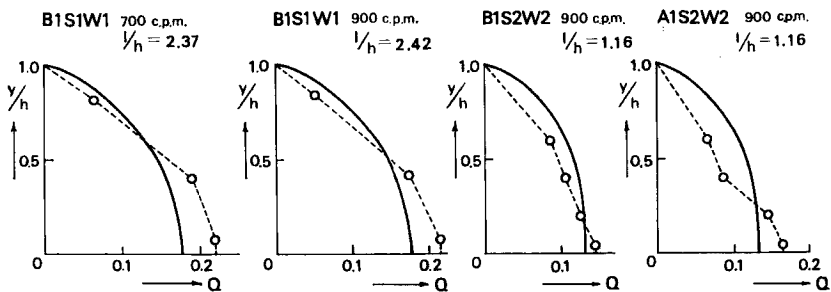


Fig. 13 Comparison with theoretical and experimental distribution of dynamic pore water pressure

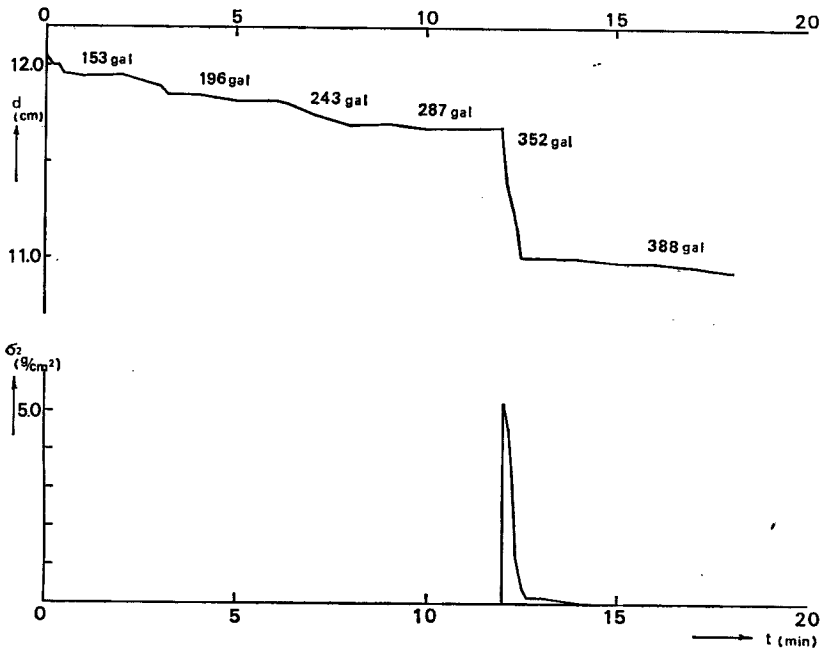


Fig. 14 Relationship of dynamic excess pore water pressure and surface settlement

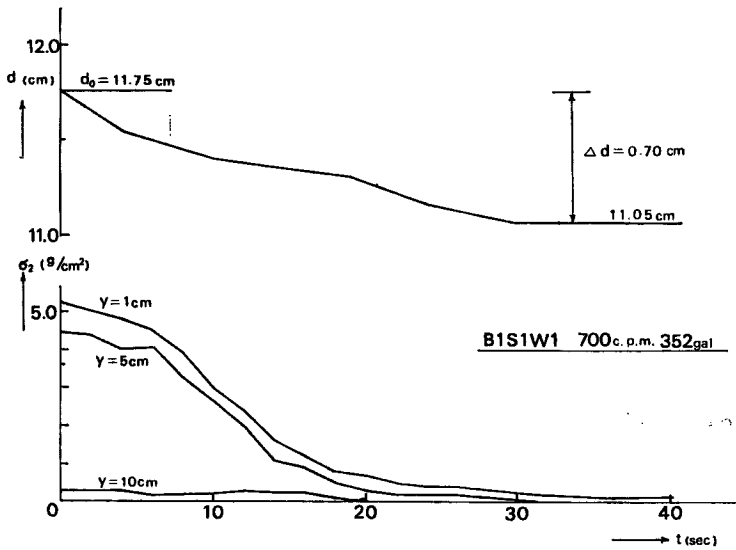


Fig. 15 Relationship of dynamic excess pore water pressure and surface settlement

剰水圧の発生はみられない。しかし、ある加速度に達すると砂層の急激な沈下が起こるとともに、過剰水圧の発生がみられる。また、このときの動的過剰間げき水圧の減衰性状ならびに沈下の様子は Fig. 15 にみるごとくであり、過剰水圧の減衰時間と沈下の終了時間が一致している。この実験は、初期砂厚が 11.75 cm であるから、全層が流動化した場合には、底部において約 10 g/cm^2 の過剰水圧が発生することになるが、この実験結果では底から 1 cm の位置における値が 5.2 g/cm^2 にしかならず、したがって全層の流動化は起こっていないことになる。また高さ 10 cm の位置における過剰水圧は、その値が理論的に計算した値よりも小さすぎるけれど、約 15 秒間は一定である。したがって、この位置にある砂は約 15 秒間は完全流動化していたと推察される。

完全流動化が起こっていないため、2. で求めた理論式との比較はできなかったが、Fig. 7 に示された数値計算例の時間減衰性状と類似の性状が認められる。

5. あとがき

以上本研究では、振動時の間げき水圧に関して、理論的ならびに実験的考察を行なった。つぎにその結果を要約して述べる。

i) 間げき動水圧 σ_1 、動的過剰間げき水圧 σ_2 に対し、それぞれ (23) 式、(24) 式で示される解を導いた。

ii) σ_1 は、周期性をもつ定常項と減衰性をもつ非定常項とで表わされるが、定常項だけについてみれば、松尾・大原の与えた定常解と一致し、また透水係数 $k_0 = \infty$ 、間げき率 $\lambda_0 = 1$ の場合 (すなわち、純水の場合) を想定すれば、Werner & Sundquist が与えた動水圧の解と一致する。

iii) σ_1 の大きさ、性状に影響を及ぼす因子としては、水深、砂厚、振動加速度・周期、透水係数などがあり、Table 1, Fig. 4 に示したとおりとくに透水係数の影響が大である。

iv) σ_2 は、砂層の流動化が起こったときのみ生じられる。しかも σ_2 の性状は、 σ_1 と同じく水深、砂厚、振動加速度・周期、透水係数、などの相違により異なる。

v) σ_2 の減衰時間と砂層の流動化の時間とは等しく、透水係数が小さくなるほど、この時間は長くなる。また、深さ方向のある位置の砂が流動化している間は、その位置における σ_2 の値は一定であり、上層ほどこの時間が長く、したがって砂層の安定化は下層より進行していく。

vi) 完全流動化が起こった場合には、 σ_2 の値は σ_1 にくらべてはるかに大きくなる。作用時間が短かくてもほぼ静水圧に等しい動的外力として構造物に作用することになるから、その性状を明らかにし、十分考慮することが必要である。

なお、今後さらに実験を行ない、流動化の生起条件について詳細に検討するとともに、理論解析の過程で導入した多くの仮定の妥当性、近似度について検討を加えていくつもりである。

最後に、本研究を遂行するにあたり、御協力願った大学院学生古賀泰之君に謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 石井靖丸・土田肇：*含水砂の振動性状に関する研究*，地震工学シンポジウム講演集，1962，pp. 195—200.
- 2) 松尾春雄・大原資生：*重力式岸壁の耐震性についての一考察*，土木学会論文集，第70号，昭35. 9.，pp. 1—7.
- 3) V. A. Florin and P. L. Ivanov: "Liquefaction of Saturated Sandy Soils", Proc. 5th Internatl. Conf. on Soil Mech. and Found. Engg., Vol. 1, 1961, pp. 107—111.
- 4) N. N. Maslov: "Problem of High Earth Dam Density in Conditions of Seismic Activity", Proc. 6th. Internatl. Cong. on Large Dams, Vol. IIIR. 58, 1958.
- 5) H. B. Seed and K. L. Lee: "Liquefaction of Saturated Sands during Cyclic Loading",

- Jour. Soil Mech. and Found. Div., A. S. C. E., Vol. 92, 1966, pp. 105—134.
- 6) 陶浪貞彦：「不安定飽和砂の振動性状」，日本建築学会論文報告集，114号，1965，pp. 1—10.
 - 7) 谷本喜一・西勝：「衝撃加振による砂層の流動化に伴う沈下機構の研究（英文）」，土木学会論文集，第152号，昭43. 4.， pp. 39—44.
 - 8) 石原藤次郎・尾島勝：「振動時の間げき水圧遷移に関する研究」，土木学会 第23回年次学術講演概要，II—87，昭43. 10.
 - 9) たとえば，赤井浩一：「土質力学」，朝倉書店.
 - 10) P. W. Werner and K. J. Sundquist: “On Hydrodynamic Earthquake Effects”, Trans. of A. G. U., 1949, pp. 636—657.
 - 11) H. M. Westergaard: “Water Pressures on Dams during Earthquakes”, Trans. A. S. C. E., Vol. 98, 1933, pp. 418—434.
 - 12) J. H. A. Brahtz and C. H. Jr. Heilbron: 11) の論文の Discussion.
 - 13) 石原藤次郎・尾島勝・播田一雄：「振動時の間げき水圧性状に関する研究」，土木学会関西支部年次学術講演概要，II—28，昭43. 5.