

地震時等振動地盤における動的土圧の合力と作用位置

－振動台上実験のモデル地盤を解析対象として－

澤田知之*・能町純雄**・近藤 崇***

Resultant Force and Action Point of Dynamic Earth-Pressure During Earthquake
- For the Model Ground on the Shaking Table Aiming of Analysis -

Tomoyuki SAWADA, Sumio G. Nomachi and Takashi KONDO.

要 旨

本論文は、前回発表の動的土圧合力とその作用位置の検討¹⁾に加えて、その解析パラメータの入力波速度比Pに注目して検討を加えた結果を報告するものである。

Abstract

In addition to the previous paper, in which the resultant force and the action point of dynamic earth pressure were discussed, we keep our eyes on the ratio of the velocity of input waves as analysis parameter ,in this paper.

1. まえがき

我が国は地震多発国である。例を挙げると、1993年1月マグニチュード7.8の釧路沖地震、同年7月マグニチュード7.8の北海道南西沖地震、1995年1月17日に発生したマグニチュード7.2の淡路・兵庫県南部地震（阪神大震災）等があり、阪神大震災に至っては被災者が4万5500人以上となる程の大地震であった。また、最近では、1999年8月マグニチュード7.4のトルコ地震や1999年9月マグニチュード6.4の台湾地震、2000年6月マグニチュード7.9のインドネシア・スマトラ島の地震、2001年1月のインド西部地震、エルサルバドル地震が発生している。

これらの地震時の地盤における動的土圧の分布形態は、常時の土圧とは異なることが明らかとなっており、耐震工学や地盤工学の分野においてもその解明は重要な意味を持っている。

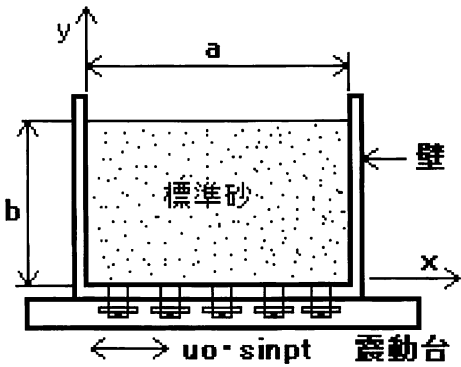
本稿は、前回発表の結果¹⁾を踏まえて、振動の+・-の震度（加速度強さ）を考慮した動的土圧全体の合力及びその作用点について検討を行うとともに、解析を行ったプログラム内で、内部摩擦角 ϕ 、壁の摩擦角 δ に加え、特に入力波速度比P

による動的土圧合力Pa及び作用位置Haの影響の検討を行ったものである。

2. 解析理論

振動台上実験の解析解として既発表⁴⁾の改訂としてその詳細を以下に述べる。

図一1に示す動的土圧の解析モデルにおいて、二次元弾性論の基本的釣り合い式にHookeの法則を代入し、X軸方向に有限Fourier-sine変換、Y軸の釣り合い式に有限Fourier-cosine変換を施して進める。また、境界条件の両端（ $X=0, a$ ）で水平方向変位 $U=0$ と、地表面 $Y=b$ で $\sigma_y=0$ と $\tau_{xy}=0$ 及び底部 $Y=0$ で各水平、垂直変位がない $U=0, V=0$ の条件より、未知数を決定する。逆変換を施し、整理すると一般解としての変位と応力が求められる。



図一1 動的土圧の解析モデル

* 教 授 環境都市工学科
** 名誉教授 北海道大学
*** 助 手 環境都市工学科

2-1 弾性論概説

基本方程式は、二次元弾性論より釣り合い式が、つぎのように示される。

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \rho \ddot{u} = -\rho \ddot{u}_0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \rho \ddot{v} = -g\rho \quad (2)$$

u, v は各々, X方向, Y方向の相対変位で, u_0 は震動台からの入力震動であり,

$$\ddot{u} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad \ddot{v} = \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad \ddot{u}_0 = \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} \quad \text{である.}$$

また, $\frac{(2G+\lambda)}{\rho} = c_1^2$ $\frac{G}{\rho} = C_2^2$ であり, ρ は砂の密度, C_1 は弾性波の速度, C_2 はせん断速度となる。

また, Hookeの法則より

$$\sigma_x = \rho C_1^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \rho(C_1^2 - 2C_2^2) \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3)$$

$$\sigma_y = \rho(C_1^2 - 2C_2^2) \frac{\partial u}{\partial x} + \rho C_1^2 \frac{\partial v}{\partial y} \quad (4)$$

$$\tau_x = \rho C_2^2 \frac{\partial u}{\partial y} + \rho C_2^2 \frac{\partial v}{\partial x} \quad (5)$$

(1), (2)式をフーリエ定積分変換すると,

$$\int_0^a \int_0^b \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \rho \ddot{u} = -\rho \ddot{u}_0 \right\} L_1 dy dx \quad (6)$$

$$\int_0^b \int_0^a \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \rho \ddot{v} = -g\rho \right\} L_2 dx dy \quad (7)$$

ここで, $L_1 = \sin(Mx)\sin(Ny)$, $L_2 = \cos(Mx)\cos(Ny)$ であり, $M = \frac{m\pi}{a}$

$N = \frac{n\pi}{b}$, $m, n = 1, 2, 3$ である。

(6) 式の第1項について計算する

$$\begin{aligned} \int_0^b \int_0^a \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} L_1 dx dy &= \frac{1}{\rho} \int_0^b \int_0^a (\sigma_x)' L_1 dx dy \\ &= \frac{1}{\rho} \int_0^b \left\{ [\sigma_x L_1]_0^a - \int_0^a \sigma_x \frac{\partial L_1}{\partial x} dx \right\} dy \end{aligned}$$

ここでHookeの法則より

$$\sigma_x = \rho C_1^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \rho(C_1^2 - 2C_2^2) \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3)$$

を代入する

$$\begin{aligned} & \int_0^b \int_0^a \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} L_1 dx dy \\ &= \frac{1}{\rho} \int_0^b \left\{ [\sigma_x L_1]_0^a - \int_0^a \left(\rho C_1^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \rho(C_1^2 - 2C_2^2) \frac{\partial v}{\partial y} \right) \frac{\partial L_1}{\partial x} dx \right\} dy \\ &= \frac{1}{\rho} \int_0^b [\sigma_x L_1]_0^a dy - \int_0^b \int_0^a C_1^2 \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial L_1}{\partial x} dx dy - \int_0^b \int_0^a (C_1^2 - 2C_2^2) \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial L_1}{\partial x} dy dx \\ &= \frac{1}{\rho} \int_0^b [\sigma_x L_1]_0^a dy - C_1^2 \int_0^b \left\{ \left[u \frac{\partial L_1}{\partial x} \right]_0^a - \int_0^a u \frac{\partial^2 L_1}{\partial x^2} dx \right\} dy - (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^a \left\{ \left[v \frac{\partial L_1}{\partial x} \right]_0^b - \int_0^b v \frac{\partial^2 L_1}{\partial x \partial y} dx dy \right\} dx dy \\ &= \int_0^b \left[\frac{\sigma_x}{\rho} L_1 \right]_0^a dy - C_1^2 \int_0^b \left[u \frac{\partial L_1}{\partial x} \right]_0^a dy + C_1^2 \int_0^b \int_0^a u \frac{\partial^2 L_1}{\partial x^2} dx dy - (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^a \left[v \frac{\partial L_1}{\partial x} \right]_0^b dx \\ &\quad + C_1^2 - 2C_2^2 \int_0^a \int_0^b v \frac{\partial^2 L_1}{\partial x \partial y} dy dx \quad (6.1) \end{aligned}$$

同様に、(6)式の第2項について計算する

$$\begin{aligned} \int_0^b \int_0^a \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} L_1 dy dx &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \int_0^b (\tau_{xy})' L_1 dy dx \\ &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \left\{ [\tau_{xy} L_1]_0^b - \int_0^b \tau_{xy} \frac{\partial L_1}{\partial y} dy \right\} dx \end{aligned}$$

ここで、Hookeの法則により、

$$\tau_{xy} = \rho C_1^2 \frac{\partial u}{\partial y} + \rho C_2^2 \frac{\partial v}{\partial y}$$

を代入する

$$\begin{aligned} & \int_0^a \int_0^b \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} L_1 dy dx \\ &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \left\{ \left[\tau_{xy} L_1 \right]_0^b - \left(\rho C_1^2 \frac{\partial u}{\partial y} + \rho C_2^2 \frac{\partial v}{\partial y} \right) \frac{\partial L_1}{\partial y} dy \right\} dx \\ &= \int_0^a \left[\frac{\tau_{xy}}{\rho} L_1 \right]_0^b dx - \int_0^a \int_0^b C_2^2 \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial L_1}{\partial y} dy dx - \int_0^a \int_0^b C_2^2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial L_1}{\partial y} dx dy \\ &= \int_0^a \left[\frac{\tau_{xy}}{\rho} L_1 \right]_0^b dx - C_2^2 \int_0^a \left\{ \left[u \frac{\partial L_1}{\partial y} \right]_0^b - \int_0^b u \frac{\partial^2 L_1}{\partial y^2} dy \right\} dx - C_2^2 \int_0^b \left\{ \left[v \frac{\partial L_1}{\partial y} \right]_0^a - \int_0^a v \frac{\partial^2 L_1}{\partial x \partial y} dx \right\} dy \\ &= \int_0^a \left[\frac{\tau_{xy}}{\rho} L_1 \right]_0^b dx - C_2^2 \int_0^a \left[u \frac{\partial L_1}{\partial y} \right]_0^b dx + C_2^2 \int_0^a \int_0^b u \frac{\partial^2 L_1}{\partial y^2} dy dx - C_2^2 \int_0^b \left[v \frac{\partial L_1}{\partial y} \right]_0^a dy \\ &\quad + C_2^2 \int_0^b \int_0^a v \frac{\partial^2 L_1}{\partial x \partial y} dx dy \tag{6.2} \end{aligned}$$

同様に、(6)式の第3項について計算する

$$\begin{aligned} & \int_0^b \int_0^a \frac{1}{\rho} \ddot{u} L_1 dx dy \\ & u = u \sin(\gamma_t) \\ & \frac{\partial u}{\partial t} = \gamma u \cos(\gamma_t) \\ & \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\gamma^2 u \sin(\gamma_t) \\ & \therefore \int_0^b \int_0^a \left\{ -\gamma^2 u \sin(\gamma_t) \right\} L_1 dx dy \\ &= -\gamma^2 \int_A^0 u \sin(\gamma_t) L_1 dA \\ &= -\gamma^2 \int_A^0 u L_1 dA \tag{6.3} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \int_0^b \int_0^a -\frac{1}{\rho} \rho \ddot{u}_0 L_1 dx dy \\ & u_0 = u_0 \sin(\gamma_t) \quad \text{とおく} \\ & \frac{\partial u_0}{\partial t} = \gamma u_0 \cos(\gamma_t) \\ & \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} = -\gamma^2 u_0 \sin(\gamma_t) \\ & \therefore \gamma^2 \int_A^0 u_0 L_1 dA \tag{6.4} \end{aligned}$$

同様に、(6)の右辺について計算する

(6.1), (6.2), (6.3), (6.4) 式を合わせると

$$\begin{aligned}
 & \int_0^b \left[\frac{\sigma_x}{\rho} L_1 \right]_0^a dy - C_1^2 \int_0^b \left[u \frac{\partial L_1}{\partial x} \right]_0^a dy - (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^a \left[v \frac{\partial L_1}{\partial x} \right]_0^b dx + \int_0^a \left[\frac{\tau_{xy}}{\rho} L_1 \right]_0^b dx - C_2^2 \int_0^a \left[u \frac{\partial L_1}{\partial y} \right]_0^b dx \\
 & - C_2^2 \int_0^b \left[v \frac{\partial L_1}{\partial y} \right]_0^a dy + \int_A^0 u \left(C_1^2 \frac{\partial^2 L_1}{\partial x^2} + C_2^2 \frac{\partial^2 L_1}{\partial y^2} - \gamma^2 L_1 \right) dA + \int_A^0 v (C_1^2 - C_2^2) \frac{\partial^2 L_1}{\partial x \partial y} dA \\
 & = \gamma^2 \int_A^0 u_0 L_1 dA \quad (6.5)
 \end{aligned}$$

次に (6.5) 式について

$$\text{ここで, } L_1 = \sin(Mx) \sin(Ny)$$

$$M = \frac{m\pi}{a} \quad n = \frac{n\pi}{b} \quad m, n = 1, 2, 3$$

とした時,

第1項

$$\begin{aligned}
 & \int_0^b \left[\frac{\sigma_x}{\rho} L_1 \right]_0^a dy \\
 & = \int_0^b \left[\frac{\sigma_x}{\rho} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin(Ny) \right]_0^a dy = 0 \quad (6.5.1)
 \end{aligned}$$

第2項

$$\begin{aligned}
 & -C_1^2 \int_0^b \left[u \frac{\partial L_1}{\partial x} \right]_0^a dy \\
 & = -C_1^2 \int_0^b [u M \cos(Mx) \sin(Ny)]_0^a dy \\
 & = -C_1^2 \int_0^b [u \cos(Mx)]_0^a - M \sin(Ny) dy \\
 & = -C_1^2 \int_0^b [u_{a,y} \cos(m\pi) - u_{0,y}(1)] M \sin(Ny) dy \\
 & = -C_1^2 \{ S_n [u_{a,y}] (-1)^m - S_n [u_{0,y}] \} M \quad (6.5.2)
 \end{aligned}$$

第3項

$$\begin{aligned} & -(C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^a \left[v \frac{\partial L_1}{\partial x} \right]_0^b dx \\ &= -(C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b \left[v \cos(Mx) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \right]_0^a dy = 0 \end{aligned} \tag{6.5.3}$$

第4項

$$\begin{aligned} & \int_0^a \left[\frac{\tau_{xy}}{\rho} L_1 \right]_0^b dx \\ &= \int_0^a \left[\frac{\tau_{xy}}{\rho} \sin(Mx) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \right]_0^b dy = 0 \end{aligned} \tag{6.5.4}$$

第5項

$$\begin{aligned} & -C_2^2 \int_0^a \left[u \frac{\partial L_1}{\partial y} \right]_0^b dx \\ &= -C_2^2 \int_0^a \left[u \sin(Mx) N \cos(Ny) \right]_0^b dx \\ &= -C_2^2 \int_0^a \left[u \cos(Ny) \right]_0^b N \sin(Mx) dx \\ &= -C_2^2 \int_0^b \left\{ u_{x,b} \cos(n\pi) - u_{x,0}(1) \right\} N \sin(Mx) dx \\ &= -C_2^2 \left\{ S_m[u_{x,b}](-1)^n - S_m[u_{x,0}] \right\} N \end{aligned} \tag{6.5.5}$$

第6項

$$\begin{aligned} & -C_2^2 \int_0^b \left[v \frac{\partial L_1}{\partial y} \right]_0^a dy \\ &= -C_2^2 \int_0^b \left[v \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) N \cos(Ny) \right]_0^a dy = 0 \end{aligned} \tag{6.5.6}$$

第7項

$$\begin{aligned}
& \int_A^0 u C_1^2 \frac{\partial^2 L_1}{\partial x^2} dA \\
&= -C_1^2 \int_A^0 u M^2 \sin(Mx) \sin(Ny) dA \\
&= -C_1^2 M^2 S_m S_n [u] \quad (6.5.7)
\end{aligned}$$

第8項

$$\begin{aligned}
& \int_A^0 u C_2^2 \frac{\partial^2 L_1}{\partial y^2} dA \\
&= -C_2^2 \int_A^0 u N^2 \sin(Mx) \sin(Ny) dA \\
&= -C_2^2 N^2 S_m S_n [u] \quad (6.5.8)
\end{aligned}$$

第9項

$$\begin{aligned}
& - \int_A^0 u \gamma^2 L_1 dA \\
&= -\gamma^2 \int_A^0 u \sin(Mx) \sin(Ny) da \\
&= -\gamma^2 S_m S_n [u] \quad (6.5.9)
\end{aligned}$$

第10項

$$\begin{aligned}
& \int_A^0 v (C_1^2 - C_2^2) \frac{\partial^2 L_1}{\partial x \partial y} dA \\
&= (C_1^2 - C_2^2) \int_A^0 [v] M \cos(Mx) N \cos(Ny) dA \\
&= (C_1^2 - C_2^2) C_m C_n \quad (6.5.10)
\end{aligned}$$

右辺

$$\begin{aligned}
& \gamma^2 \int_A^0 u_0 L_1 dA \\
&= \gamma^2 \int_A^0 u_0 \sin(Mx) \sin(Ny) dA \\
&= -\gamma^2 S_m S_n [u_0] \quad (6.5.11)
\end{aligned}$$

(6.5.1) から (6.5.11) をまとめると,

$$\begin{aligned}
 & -C_1^2 \{S_n[u_{\partial,y}](-1)^m - S_n[u_{0,y}]\}M - C_2^2 \{S_m[u_{x,b}](-1)^n - S_m[u_{x,0}]\}N \\
 & - S_m S_n [u] (C_1^2 M^2 + C_2^2 N^2 + \gamma^2) + C_m C_n [v] (C_1^2 - C_2^2) MN \\
 & = \gamma^2 S_m S_n [u_0] \quad (6.6)
 \end{aligned}$$

(7)式の第1項について計算する

$$\begin{aligned}
 & \int_0^b \int_0^a \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{x,y}}{\partial x} L_2 dx dy \\
 & = \frac{1}{\rho} \int_0^b \int_0^a (\tau_{x,y})' L_2 dx dy \\
 & = \frac{1}{\rho} \int_0^b \left\{ \left[\tau_{x,y} L_2 \right]_0^a - \int_0^a \tau_{x,y} \frac{\partial L_2}{\partial x} dx \right\} dy
 \end{aligned}$$

ここで, H o o k の法則により

$$\tau_{x,y} = \rho C_2^2 \frac{\partial u}{\partial y} + \rho C_2^2 \frac{\partial v}{\partial x}$$

を代入する

$$\begin{aligned}
 & \int_0^b \int_0^a \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{x,y}}{\partial x} L_2 dx dy \\
 & = \frac{1}{\rho} \int_0^b \left[\left[\tau_{x,y} L_2 \right]_0^a - \int_0^a \left\{ \rho C_2^2 \frac{\partial u}{\partial y} + \rho C_2^2 \frac{\partial v}{\partial x} \right\} \frac{\partial L_2}{\partial x} dx \right] dy \\
 & = \int_0^b \left[\frac{\tau_{x,y}}{\rho} L_2 \right]_0^a dy - \int_0^a \int_0^b C_2^2 \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial L_2}{\partial x} dy dx - \int_0^a \int_0^b C_2^2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial L_2}{\partial x} dx dy \\
 & = \int_0^b \left[\frac{\tau_{x,y}}{\rho} L_2 \right]_0^a dy - C_2^2 \int_0^a \left\{ \left[u \frac{\partial L_2}{\partial x} L_2 \right]_0^b - \int_0^b u \frac{\partial^2 L_2}{\partial x \partial y} dy \right\} dx \\
 & \quad - C_2^2 \int_0^b \left\{ \left[v \frac{\partial^2 L_2}{\partial x} \right]_0^a - \int_0^a v \frac{\partial^2 L_2}{\partial x^2} dx \right\} dy \\
 & = \int_0^b \left[\frac{\tau_{x,y}}{\rho} L_2 \right]_0^a dy - C_2^2 \int_0^a \left[u \frac{\partial L_2}{\partial x} \right]_0^b dx + C_2^2 \int_0^a \int_0^b u \frac{\partial^2 L_2}{\partial x \partial y} dy dx - C_2^2 \int_0^b \left[v \frac{\partial^2 L_2}{\partial x} \right]_0^a dy \\
 & \quad + C_2^2 \int_0^a \int_0^b v \frac{\partial^2 L_2}{\partial x^2} dx dy \quad (7.1)
 \end{aligned}$$

同様に, (7)式の第2項について計算する

$$\begin{aligned}
 & \int_0^a \int_0^b \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} L_2 dy dx \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \int_0^b (\sigma_y)' L_2 dy dx \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \left\{ \left[\sigma_y L_2 \right]_0^b - \int_0^b \sigma_y \frac{\partial L_2}{\partial y} dy \right\} dx
 \end{aligned}$$

ここで, Hookeの法則より

$$\sigma_y = \rho(C_1^2 - 2C_2^2) \frac{\partial u}{\partial x} + \rho C_1^2 \frac{\partial v}{\partial y}$$

を代入する

$$\begin{aligned}
 & \int_0^a \int_0^b \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} L_2 dy dx \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \left\{ \left[\sigma_y L_2 \right]_0^b - \int_0^b \left\{ \rho(C_1^2 - 2C_2^2) \frac{\partial u}{\partial x} + \rho C_1^2 \frac{\partial v}{\partial y} \right\} \frac{\partial L_2}{\partial y} dy \right\} dx \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \left[\sigma_y L_2 \right]_0^b dx - \int_0^b \int_0^a (C_1^2 - 2C_2^2) \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial L_2}{\partial y} dx dy - \int_0^b \int_0^a C_1^2 \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial L_2}{\partial y} dy dx \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \left[\sigma_y L_2 \right]_0^b dx - (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b \left\{ \left[u \frac{\partial L_2}{\partial y} \right]_0^a - \int_0^a u \frac{\partial^2 L_2}{\partial x \partial y} dx \right\} dy \\
 &\quad - C_1^2 \int_0^b \left\{ \left[v \frac{\partial L_2}{\partial y} \right]_0^a - \int_0^a v \frac{\partial^2 L_2}{\partial y^2} dy \right\} dx \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^a \left[\sigma_y L_2 \right]_0^b dx - (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b \left[u \frac{\partial L_2}{\partial y} \right]_0^a dy + (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b \int_0^a u \frac{\partial^2 L_2}{\partial x \partial y} dx dy \\
 &\quad - C_1^2 \int_0^b \left[v \frac{\partial L_2}{\partial y} \right]_0^a dx + C_1^2 \int_0^b \int_0^a v \frac{\partial^2 L_2}{\partial y^2} dy dx \quad (7.2)
 \end{aligned}$$

同様に, (7)式の第3項について計算する

$$\begin{aligned}
 & \int_0^b \int_0^a \frac{1}{\rho} \rho \ddot{v}_2 dx dy \\
 & v = v \sin(\gamma_t) \\
 & \frac{\partial v}{\partial t} = \gamma v \cos(\gamma_t) \\
 & \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -\gamma^2 v \cos(\gamma_t) \\
 & \therefore \int_0^b \int_0^a \{ -\gamma^2 v \cos(\gamma_t) \} dx dy \\
 & = -\gamma^2 \int_0^b \int_0^a v L_2 dx dy \\
 & = -\gamma^2 \int_A^0 v L_2 dA \quad (7.3)
 \end{aligned}$$

(7.1) , (7.2) , (7.3) 式を合わせると

$$\begin{aligned}
 & \int_0^a \left[\frac{\sigma_y}{\rho} L_2 \right]_0^b dx - C_1^2 \int_0^a \left[v \frac{\partial L_2}{\partial y} \right]_0^b dx - (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b \left[u \frac{\partial L_2}{\partial y} \right]_0^a dy + \int_A^0 v (C_1^2 \frac{\partial L_2}{\partial y^2} + C_2^1 \frac{\partial L_2}{\partial x^2} - \gamma^2 L_2) \\
 & + \int_0^b \left[\frac{\tau_{x,y}}{\rho} L_2 \right]_0^a dy - C_2^2 \int_0^a \left[u \frac{\partial L_2}{\partial x} \right]_0^b dx + (C_1^2 - 2C_2^2) \int_A^0 u \frac{\partial L_2}{\partial x \partial y} dA - C_2^2 \int_0^b \left[v \frac{\partial L_2}{\partial x} \right]_0^a dy = 0 \quad (7.4)
 \end{aligned}$$

次に (7.4) 式について

$$\text{Let.} \quad L_2 = \cos(Mx) \cos(Ny)$$

$$\text{where} \quad M = \frac{m\pi}{a}, N = \frac{n\pi}{b} \quad : m, n = 1, 2, 3$$

とした時

第1項

$$\begin{aligned}
& \int_0^a \left[\frac{\sigma_y}{\rho} L_2 \right]_0^b dx \\
&= \int_0^a \left[\frac{\sigma_y}{\rho} \cos(mx) \cos(Ny) \right]_0^b dx \\
&= \frac{1}{\rho} \int_0^a \cos(Mx) \{ (\sigma_y)_{y=b} \cos(N\pi) - (\sigma_y)_{y=0} (1) \} dx \\
&= \frac{1}{\rho} \{ C_m (\sigma_y)_{y=b} (-1)^n - C_m (\sigma_y)_{y=0} \} \quad (7.4.1)
\end{aligned}$$

第2項

$$\begin{aligned}
& -C_1^2 \int_0^a \left[u \frac{\partial L_2}{\partial y} \right]_0^b dx \\
&= -C_1^2 \int_0^a [v \{ -N \cos(Mx) \sin(Ny) \}]_0^b dx \\
&= -C_1^2 \int_0^a [v \sin(Ny)]_0^b N \cos(Mx) dx = 0 \quad (7.4.2)
\end{aligned}$$

第3項

$$\begin{aligned}
& -(C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b \left[u \frac{\partial L_2}{\partial x} \right]_0^a dy \\
&= -(C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b [u \{ -N \cos(Mx) \sin(Ny) \}]_0^a dy \\
&= (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b [u \cos(Mx)]_0^a N \sin(Ny) dy \\
&= (C_1^2 - 2C_2^2) \int_0^b \{ [u_{a,y}] (-1)^m - [u_{0,y}] \} N \sin(Ny) dy \\
&= (C_1^2 - 2C_2^2) N \{ S_n [u_{a,y}] (-1)^m - S_n [u_{0,y}] \} \quad (7.4.3)
\end{aligned}$$

第4項

$$\begin{aligned}
& \int_A^0 v C_1^2 \frac{\partial^2 L_2}{\partial y^2} dA \\
&= C_1^2 \int_A^0 v \{ -N^2 \cos(Mx) \cos(Ny) \} dA \\
&= -C_1^2 C_m C_n [v] N^2 \quad (7.4.4)
\end{aligned}$$

第5項

$$\begin{aligned}
 & \int_A^0 v C_2^2 \frac{\partial^2 L_2}{\partial x^2} dA \\
 &= C_2^2 \int_A^0 v \{ -M^2 \cos(Mx) \cos(Ny) \} dA \\
 &= -C_2^2 C_m C_n [v] M^2 \quad (7.4.5)
 \end{aligned}$$

第6項

$$\begin{aligned}
 & \int_A^0 -v \gamma^2 L_2 dA \\
 &= -\gamma^2 \int_A^0 v \{ \cos(Mx) \cos(Ny) \} dA \\
 &= -\gamma^2 C_m C_n [v] \quad (7.4.6)
 \end{aligned}$$

第7項

$$\begin{aligned}
 & \int_0^b \left[\frac{\tau_{x,y}}{\rho} L_2 \right]_0^a dy \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^b \left[(\tau_{x,y}) \cos(Mx) \cos(Ny) \right]_0^a dy \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^b \left[(\tau_{x,y}) \cos(Mx) \right]_0^a \cos(Ny) dy \\
 &= \frac{1}{\rho} \int_0^b \left[(\tau_{x,y})_{x=a} (-1)^m - (\tau_{x,y})_{x=0} \right]_0^a \cos(Ny) dy \\
 &= \frac{1}{\rho} \left\{ C_n (\tau_{x,y})_{x=a} (-1)^m - C_n (\tau_{x,y})_{x=0} \right\} \quad (7.4.7)
 \end{aligned}$$

第8項

$$\begin{aligned}
 & -C_2^2 \int_0^a \left[u \frac{\partial L_2}{\partial x} \right]_0^b dx \\
 &= -C_2^2 \int_0^a \left[u \{ -M \sin(Mx) \cos(Ny) \} \right]_0^b dx \\
 &= C_2^2 \int_0^a \left[u \cos(Ny) \right]_0^b M \sin(Mx) dx \\
 &= C_2^2 \int_0^a \left\{ [u_{x,b}] (-1)^n - [u_{x,0}] \right\} M \sin(Mx) dx \\
 &= C_2^2 \{ S_m [u_{x,b}] (-1)^n - S_m [u_{x,0}] \} M \quad (7.4.8)
 \end{aligned}$$

第9項

$$\begin{aligned}
& (C_1^2 - C_2^2) \int_A^0 v C_2^2 \frac{\partial^2 L_2}{\partial x \partial y} dA \\
&= (C_1^2 - C_2^2) \int_A^0 u \{ \sin(Mx) \sin(Ny) \} MN dA \\
&= (C_1^2 - C_2^2) S_m S_n [u] MN \quad (7.4.9)
\end{aligned}$$

第10項

$$\begin{aligned}
& -C_2^2 \int_0^b \left[v \frac{\partial L_2}{\partial x} \right]_0^a dy \\
&= -C_2^2 \int_0^b \left[v \{ -M^2 \sin(Mx) \cos(Ny) \} \right]_0^a dy \\
&= C_2^2 \int_0^b \left[v \sin(Mx) \right]_0^a M \cos(Ny) dy \quad (7.4.10)
\end{aligned}$$

(7.4.1)から(7.4.10)をまとめると,

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\rho} \{ C_m(\sigma_y)_{y=b} (-1)^n - C_m(\sigma_y)_{y=0} \} + (C_1^2 - C_2^2) N \{ S_n[u_{a,y}] (-1)^m - S_n[u_{0,y}] \} \\
& + \frac{1}{\rho} \{ \{ C_n(\tau_{x,y})_{x=a} (-1)^m - C_n(\tau_{x,y})_{x=0} \} + C_2^2 \{ S_m[u_{x,b}] (-1)^n - S_m[u_{x,0}] \} \} M \\
& - (C_1^2 N^2 + C_2^2 M^2 + \gamma^2) C_m C_n [v] + (C_1^2 - C_2^2) S_m S_n [u] MN = 0 \quad (7.5)
\end{aligned}$$

(7.5)式について

$$\begin{aligned}
L_2 &= \cos(Mx) \cos(Ny) \\
M &= \frac{m\pi}{a} \quad N = \frac{n\pi}{b}
\end{aligned}$$

(7.5)式において,場合分けをして考えると

$m=0, n \neq 0$ の時、

$$\frac{1}{\rho} \{C_0(\sigma_y)_{y=b}(-1)^n - C_0(\sigma_y)_{y=0}\} + (C_1^2 - 2C_2^2)N \{S_n[u_{a,y}] - S_n[u_{0,y}]\} \\ + \frac{1}{\rho} [C_n(\tau_{x,y})_{x=a} - C_n(\tau_{x,y})_{x=0}] - (C_1^2 N^2 + \gamma^2) C_0 C_n[v] = 0$$

$m \neq 0, n=0$ の時、

$$\frac{1}{\rho} \{C_m(\sigma_y)_{y=b} - C_m(\sigma_y)_{y=0}\} + \frac{1}{\rho} [C_0(\tau_{x,y})_{x=a}(-1)^m - C_0(\tau_{x,y})_{x=0}] \\ + C_2^2 M \{S_m[u_{x,b}] - S_m[u_{x,0}]\} - (C_2^2 M^2 + \gamma^2) C_m C_0[v] = 0$$

$m=0, n=0$ の時、

$$\frac{1}{\rho} \{C_0(\sigma_y)_{y=b} - C_0(\sigma_y)_{y=0}\} + \frac{1}{\rho} [C_0(\tau_{x,y})_{x=a} - C_0(\tau_{x,y})_{x=0}] - \gamma^2 C_0 C_0[v] = 0$$

(6),(7)式を整理すると以下のように示される。

$$-C_1^2 \{S_n[u_{a,y}](-1)^m - S_n[u_{0,y}]\} M - C_2^2 \{S_m[u_{x,b}](-1)^n - S_m[u_{x,0}]\} N \\ - S_m S_n[u] \{C_1^2 M^2 + C_2^2 N^2 + \gamma^2\} + C_m C_n[v] \{C_1^2 - C_2^2\} MN = \gamma^2 S_m S_n[u_0]$$

$$\frac{1}{\rho} \{C_m(\sigma_y)_{y=b}(-1)^n - C_m[(\sigma_y)_{y=0}]\} + (C_1^2 - 2C_2^2)N \{S_n[u_{a,y}](-1)^m - S_n[u_{0,y}]\} \\ + \frac{1}{\rho} \{C_n[(\tau_{x,y})_{x=a}](-1)^m - C_n[(\tau_{x,y})_{x=0}]\} + C_2^2 \{S_m[u_{x,b}](-1)^n - S_m[u_{x,0}]\} M \\ - (C_1^2 N^2 + C_2^2 M^2 + \gamma^2) C_m C_n[v] + (C_1^2 - C_2^2) S_m S_n[u] MN = 0 \quad (9)$$

ここで、

$$S_m S_n[u] = U_{m,n} \quad C_m C_n[v] = V_{m,n}$$

とおく

2-2 境界条件

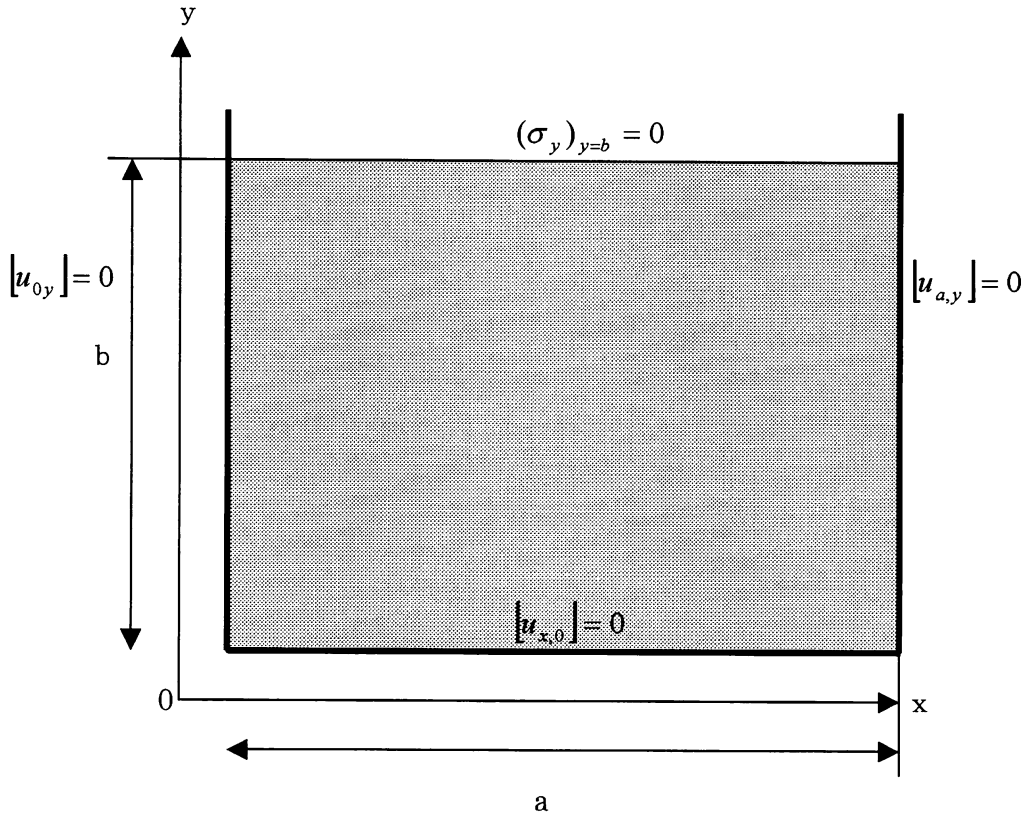


図-2 境界条件

$[u_{0,y}]$ $[u_{a,y}]$ については、壁面なので変位はない。

$[u_{x,0}]$ については、底板と砂が一体となって働くと仮定している。

$(\sigma_y)_{y=b}$ については、上面では応力は働かない。

$$\begin{aligned}
 & \begin{vmatrix} C_1^2 M^2 + C_2^2 N^2 + \gamma^2 & -(C_1^2 - C_2^2)MN \\ -(C_1^2 - C_2^2)MN & C_1^2 N^2 + C_2^2 M^2 + \gamma^2 \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} U_{m,n} \\ V_{m,n} \end{Bmatrix} \\
 & = \left\{ \begin{aligned} & -\gamma^2 S_m S_n [u_0] - N(-1)^n C_2^2 S_m [u_{x,b}] \\ & -\frac{1}{\rho} [C_m (\sigma_y)_{y=0}] + M(-1)^n C_2^2 S_m [u_{x,b}] + \frac{1}{\rho} \{ C_n (\tau_{x,y})_{x=a} (-1)^m - C_n (\tau_{x,y})_{x=0} \} \end{aligned} \right\}
 \end{aligned}$$

ここで

$$\frac{C_2^2}{C_1^2} = k \quad \frac{\gamma^2}{C_1^2} = p^2 \quad F_{m,n} = p^2 S_m S_n [U_0] \quad S_m [U_{x,b}] = A_m \quad \frac{1}{\rho} C_m [(\sigma_y)_{y=0}] = B_m$$

とすると

$$x = 0, a, \quad \tau_{x,y} = 0 \quad \text{and} \quad y = b, \quad \sigma_y = 0, \quad \tau_{x,y} = 0, \quad v = 0, \quad u = 0$$

であり, (10)式と整理される.

$$\begin{vmatrix} M^2 + kN^2 + p^2 & -(1-k)MN \\ -(1-k)MN & kM^2 + N^2 + p^2 \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} U_{m,n} \\ V_{m,n} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -F_{m,n} - kA_m(-1)^n N \\ -B_m + kA_m(-1)^n M \end{Bmatrix} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} (M^2 + kN^2 + p^2) &= A_1 \quad \{-(1-k)MN\} = A_2, B_1 \quad (kM^2 + N^2 + p^2) = B_2 \\ \{-F_{m,n} - kA_m(-1)^n N\} &= C_1 \quad \{-B_m + kA_m(-1)^n M\} = C_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U_{m,n} &= \frac{C_1 B_2 - C_2 A_1}{A_1 B_2 - A_2 B_1} \\ &= \frac{\{-F_{m,n} - kA_m(-1)^n N\}(kM^2 + N^2 + p^2) - \{-B_m + kA_m(-1)^n M\}\{-(1-k)MN\}}{(M^2 + kN^2 + p^2)(kM^2 + N^2 + p^2) - \{-(1-k)MN\}\{-(1-k)MN\}} \end{aligned}$$

よって、分子、分母各々について考察すると以下の如くとなる。

分子

$$\begin{aligned} &\{-F_{m,n}(kM^2 + N^2 + p^2) - kA_m(-1)^n N(kM^2 + N^2 + p^2)\} \\ &- \{-B_m\{-(1-k)MN\} + kA_m(-1)^n M\{-(1-k)MN\}\} \\ &= -F_{m,n}(kM^2 + N^2 + p^2) - kA_m(-1)^n N(kM^2 + N^2 + p^2) - B_m(1-k)MN \\ &\quad + kA_m(-1)^n M(1-k)MN \\ &= -F_{m,n}(kM^2 + N^2 + p^2) - B_m(1-k)MN + kA_m(-1)^n N\{-(kM^2 + N^2 + p^2) + M^2(1-k)\} \\ &= -F_{m,n}(kM^2 + N^2 + p^2) - B_m(1-k)MN + kA_m(-1)^n N\{-kM^2 - N^2 - p^2 + M^2 - kM^2\} \\ &= -F_{m,n}(kM^2 + N^2 + p^2) - B_m(1-k)MN + kA_m(-1)^n N\{(1-2k)M^2 - N^2 - p^2\} \end{aligned}$$

分母

$$\begin{aligned}
 & (M^2 + kN^2 + p^2)(kM^2 + N^2 + p^2) \\
 &= kM^4 + kM^2N^2 + kM^2p^2 + M^2N^2 + kN^4 + N^2p^2 + M^2p^2 + kN^2p^2 + p^4 \\
 &= k(M^4 + N^4) + M^2N^2(k^2 + 1) + p^2(1 + k)(M^2 + N^2) + p^4
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \{-(1-k)MN\}^2 \\
 &= M^2N^2 - 2kM^2N^2 + k^2M^2N^2 \\
 &= M^2N^2(1 + k^2) - 2kM^2N^2
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \therefore & (M^2 + kN^2 + p^2)(kM^2 + N^2 + p^2) - \{-(1-k)MN\}\{-(1-k)MN\} \\
 &= k(M^4 + N^4) + M^2N^2(k^2 + 1) + p^2(1 + k)(M^2 + N^2) + p^4 - M^2N^2(1 + k^2) - 2kM^2N^2 \\
 &= k(M^4 + N^4) + p^2(M^2 + N^2) + kp^2(M^2 + N^2) + p^4 + 2kM^2N^2 \\
 &= k(M^2 + N^2)^2 + p^2(M^2 + N^2) + kp^2(M^2 + N^2) + p^4
 \end{aligned}$$

ここで, $A = M^2 + N^2$ とおく

$$\begin{aligned}
 &= kA^2 + p^2kA + p^2A + p^4 \\
 &= (A + p^2)(kA + p^2) \\
 \therefore & (M^2 + N^2 + p^2)\{k(M^2 + N^2) + p^2\} \\
 &= (M^2 + N^2 + p^2)(kM^2 + kN^2 + p^2)
 \end{aligned}$$

ここで,

$$\Omega_{m,n} = k(M^2 + N^2 + p^2)(kM^2 + kN^2 + p^2) = kHH'$$

$$\text{where } H = M^2 + N^2 + p^2 \quad H' = kM^2 + kN^2 + p^2$$

$$\therefore V_{m,n} = \frac{-F_{m,n}(kM^2 + N^2 + p^2) - B_m(1-k)MN + kA_m(-1)^n N \{(1-2k)M^2 - N^2 - p^2\}}{\Omega_{m,n}}$$

同様に,

$$\begin{aligned}
 V_{m,n} &= \frac{c_2a_1 - c_1b_1}{a_1b_2 - a_2b_1} \\
 &= \frac{\{-B_m + kA_m(-1)^n M\}(M^2 + kN^2 + p^2) - \{-F_{m,n} - kA_m(-1)^n N\}\{-(1-k)MN\}}{(M^2 + kN^2 + p^2)(kM^2 + N^2 + p^2) - \{-(1-k)MN\}\{-(1-k)MN\}}
 \end{aligned}$$

ここで、分子、分母各々について前述同様考察すると、

分子

$$\begin{aligned}
& -B_m(M^2 + kN^2 + p^2) + kA_m(-1)^n M(M^2 + kN^2 + p^2) - [-F_{m,n}\{(1-k)MN\}] \\
& -kA_m(-1)^n N\{(1-k)MN\} \\
= & -B_m(M^2 + kN^2 + p^2) + kA_m(-1)^n M(M^2 + kN^2 + p^2) - F_{m,n}(1-k)MN \\
& -kA_m(-1)^n N(1-k)MN \\
= & -F_{m,n}(1-k)MN - B_m(M^2 + kN^2 + p^2) + kA_m(-1)^n M\{(M^2 + kN^2 + p^2) - N^2(1-k)\} \\
= & -F_{m,n}(1-k)MN - B_m(M^2 + kN^2 + p^2) + kA_m(-1)^n M(M^2 + kN^2 + p^2 - N^2 + kN^2) \\
= & -F_{m,n}(1-k)MN - B_m(M^2 + kN^2 + p^2) + kA_m(-1)^n M(M^2 - N^2 + 2kN^2 + p^2) \\
= & -F_{m,n}(1-k)MN - B_m(M^2 + kN^2 + p^2) + kA_m(-1)^n M\{(M^2 - (1-2k)N^2 + p^2)\} \\
= & k(M^4 + N^4) + p^2(M^2 + N^2) + kp^2(M^2 + N^2) + p^4 + 2kM^2N^2
\end{aligned}$$

分母

$$\begin{aligned}
& (M^2 + kN^2 + p^2)(kM^2 + N^2 + p^2) \\
= & kM^4 + kM^2N^2 + kM^2p^2 + M^2N^2 + kN^4 + N^2p^2 + M^2p^2 + kN^2p^2 + p^4 \\
= & k(M^4 + N^4) + M^2N^2(k^2 + 1) + p^2(1+k)(M^2 + N^2) + p^4
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \{(1-k)MN\}^2 \\
= & M^2N^2 - 2kM^2N^2 + k^2M^2N^2 \\
= & M^2N^2(1+k^2) - 2kM^2N^2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\therefore & (M^2 + kN^2 + p^2)(kM^2 + N^2 + p^2) - \{(1-k)MN\}\{(1-k)MN\} \\
= & k(M^4 + N^4) + M^2N^2(k^2 + 1) + p^2(1+k)(M^2 + N^2) + p^4 - M^2N^2(1+k^2) - 2kM^2N^2 \\
= & k(M^4 + N^4) + p^2(M^2 + N^2) + kp^2(M^2 + N^2) + p^4 + 2kM^2N^2 \\
= & k(M^2 + N^2)^2 + p^2(M^2 + N^2) + kp^2(M^2 + N^2) + p^4
\end{aligned}$$

ここで,

$$A = M^2 + N^2$$

とおく

$$\begin{aligned}
& = kA^2 + p^2kA + p^2A + p^4 \\
& = (A + p^2)(kA + p^2) \\
& = (M^2 + N^2 + p^2)\{k(M^2 + N^2) + p^2\}
\end{aligned}$$

よって,

$$\Omega_{m,n} = k(M^2 + N^2 + p^2)(kM^2 + kN^2 + p^2) = kHH'$$

$$\text{where } H = M^2 + N^2 + p^2 \quad H' = kM^2 + kN^2 + p^2$$

$$\therefore V_{m,n} = \frac{-F_{m,n}(kM^2 + N^2 + p^2) - B_m(1-k)MN + kA_m(-1)^n N \{(1-2k)M^2 - N^2 - p^2\}}{\Omega_{m,n}}$$

よって, 逆変換を施すことによって平面歪問題としての解が, 以下のように求められる.

水平変位

$$\begin{aligned} u = & \sum_m \frac{\{1 - (-1)^m\}}{2} \sin(Mx) \\ & \left[\frac{4u_0}{b} \frac{be}{m\pi} \left\{ (1 - Q_m(\eta)) \frac{p^2}{\beta_m^2} + (Q'_m(\eta)) \right\} \sin \omega t \right. \\ & - \frac{2hA_me\pi}{b^2 p^2} \frac{b}{\pi} \left\{ 2(me)^2 (R'_m(\eta) - R_m(\eta)) - p'^2 R'_m(\eta) \right\} \\ & + \frac{2\beta_me}{bp^2} \frac{b}{\pi} (me) \left\{ R_m(1-\eta) - R'_m(1-\eta) \right\} \left. \right] \\ & + u_0 \sin(\omega t) \end{aligned}$$

鉛直変位

$$\begin{aligned} v = & \sum_m \frac{\{1 - (-1)^m\}}{2} \cos(Mx) \\ & \left[\frac{4u_0}{b} \frac{be}{\pi} \left(\frac{\phi'_m(\eta)}{\beta'_m} - \frac{\phi_m(\eta)}{\beta_m} \right) + \frac{2hA_me\pi}{b^2 p^2} \frac{b}{\pi} (me) \left\{ 2(\beta'_m \phi'_m(\eta) - \beta_m \phi_m(\eta)) + \frac{p'^2}{\beta'_m} \phi'_m(\eta) \right\} \right. \\ & - \frac{2\beta_me}{bp^2} \frac{b}{\pi} \left\{ \frac{(me)}{\beta'_m} \phi'_m(1-\eta) - \beta_m \phi_m(1-\eta) \right\} \left. \right] \end{aligned}$$

u は垂直壁で, $u_0 \sin \omega t$ の変位, 底面で $v=0$, $u = u_0 \sin \omega t_0$

$$p^2 = \frac{\omega^2 b^2}{C_1^2 \pi^2} \quad p'^2 = \frac{\omega^2 b^2}{C_2^2 \pi^2} \quad h = \frac{C_1^2}{C_2^2} \quad C_1^2 = \frac{E}{\rho} \quad C_2^2 = \frac{G}{\rho}$$

変位の一次微分とRotationは各々次ぎのように示される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial y} = & \sum \frac{\{1 - (-1)^m\}}{2} \sin(Mx) \left[\frac{4u_0}{b} \frac{1}{m} \left\{ \varphi_m(\eta) \frac{(me)^2}{\beta_m} - \varphi'_m(\eta) \beta'_m \right\} \right. \\ & - \frac{2hA_me\pi}{b^2 p^2} \{ 2(me)^2 (\varphi'_m(\eta) \beta'_m - \varphi_m(\eta) \beta_m) - p'^2 \beta'_m \varphi'_m(\eta) \} \\ & \left. - \frac{2\beta_me}{bp^2} (me) \{ \varphi'_m(1-\eta) - \varphi_m(1-\eta) \beta_m \} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial x} = & - \sum \frac{\{1 - (-1)^m\}}{2} \sin(Mx) \left[\frac{4u_0}{b} (me)^2 \left\{ \frac{\varphi'_m(\eta)}{\beta'_m} - \frac{\varphi_m(\eta)}{\beta_m} \right\} \right. \\ & + \frac{2hA_me\pi}{b^2 p^2} (me)^2 \left\{ 2(\varphi'_m(\eta) \beta'_m - \varphi_m(\eta) \beta_m) + \frac{p'^2}{\beta'_m} \varphi'_m \right\} \\ & \left. - \frac{2\beta_me}{bp^2} (me) \left\{ \frac{(me)^2}{\beta'_m} \varphi'_m(1-\eta) - \varphi_m(1-\eta) \beta_m \right\} \right] \\ \therefore w = & \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \\ = & \sum \frac{\{1 - (-1)^m\}}{2} \sin(Mx) \left[\frac{4u_0}{b} \varphi'_m(\eta) \frac{p'^2}{m\beta'_m} \right. \\ & + \frac{2hA_me\pi}{b^2 p^2} \left\{ \frac{2(me)^2 - p'^2}{\beta'_m} \varphi'_m(\eta) \right\} - \frac{2\beta_eme}{bp^2 \beta'_m} p'^2 \varphi'_m(1-\eta) \left. \right] \end{aligned}$$

x方向の応力

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_x}{\rho C_1^2} = & \sum_m \frac{\{1 - (-1)^m\}}{2} \cos(Mx) \\ & \left[\frac{4u_0}{b} e \left\{ (1 - Q_m(\eta)) \frac{p^2}{\beta_m^2} + 2h(Q'_m(\eta) - Q_m(\eta)) \right\} \right. \\ & + \frac{2hA_me\pi}{b^2 p^2} me \left\{ -4(me)^2 (R'_m(\eta) - R_m(\eta)) + 2p^2 R'_m(\eta) + 2(1-2h)p^2 R_m(\eta) \right\} \\ & \left. + \frac{2\beta_me}{bp^2} \{ 2h(me)^2 \{ R_m(1-\eta) - R'_m(1-\eta) \} + p^2 (1-2h) R_m(1-\eta) \} \right] \end{aligned}$$

せん断応力は以下のように示される。

$$\begin{aligned} \frac{\tau_{x,y}}{\rho C_2^2} = & \sum_m \frac{\{1 - (-1)\}}{2} \sin(Mx) \\ & \left[\frac{4u_0}{b} \left\{ 2me^2 \left(\frac{\dot{\varphi}_m(\eta)}{\beta'_m} - \frac{\varphi_m(\eta)}{\beta_m} \right) + \frac{p'^2}{m\beta'_m} \right\} - \frac{2hA_me\pi}{b^2 p^2} \right. \\ & \left. \left\{ 4(me)^2 (\beta'_m \dot{\varphi}_m(\eta) - \beta_m \varphi_m(\eta)) + \frac{p'^4}{\beta'_m} \dot{\varphi}_m(\eta) \right\} \right. \\ & \left. + \frac{2\beta_me}{bp^2} me \left\{ \beta'_m \dot{\varphi}_m(1-\eta) - 2\beta_m \varphi_m(1-\eta) + \frac{(me)^2}{\beta'_m} \dot{\varphi}_m(1-\eta) \right\} \right] \end{aligned}$$

ここで、

$$\begin{aligned} Q_m(\eta) &= \frac{\cosh \left\{ \beta_m \pi \left(\frac{1}{2} - \eta \right) \right\}}{\cosh \left(\frac{\beta_m \pi}{2} \right)} & \left(= \frac{\cosh \left\{ \beta_m \pi \left(\frac{1}{2} - \eta \right) \right\}}{\cosh \left(\frac{\beta_m \pi}{2} \right)} \right) \\ R_m(\eta) &= \frac{\sinh \{ \beta_m \pi \eta \}}{\sinh(\beta_m \pi)} & \left(= \frac{\sinh \{ \beta_m \pi \eta \}}{\sinh(\beta_m \pi)} \right) \\ R_m(1-\eta) &= \frac{\sinh \{ \beta_m \pi (1-\eta) \}}{\sinh(\beta_m \pi)} & \left(= \frac{\sinh \{ \beta_m \pi (1-\eta) \}}{\sinh(\beta_m \pi)} \right) \\ \varphi_m(\eta) &= \frac{\cosh \{ \beta_m \pi \eta \}}{\sinh(\beta_m \pi)} & \left(= \frac{\cosh \{ \beta_m \pi \eta \}}{\sinh(\beta_m \pi)} \right) \\ \varphi_m(1-\eta) &= \frac{\cos \{ \beta_m \pi (1-\eta) \}}{\sin(\beta_m \pi)} & \left(= \frac{\cos \{ \beta_m \pi (1-\eta) \}}{\sin(\beta_m \pi)} \right) \\ \psi_m(\eta) &= \frac{\sinh \left\{ \beta_m \pi \left(\frac{1}{2} - \eta \right) \right\}}{\cosh \left(\frac{\beta_m \pi}{2} \right)} & \left(= \frac{\sinh \left\{ \beta_m \pi \left(\frac{1}{2} - \eta \right) \right\}}{\cosh \left(\frac{\beta_m \pi}{2} \right)} \right) \\ \psi_m(1-\eta) &= \frac{\cos \{ \beta_m \pi (1-\eta) \}}{\sin(\beta_m \pi)} & \left(= \frac{\cos \{ \beta_m \pi (1-\eta) \}}{\sin(\beta_m \pi)} \right) \\ Q'_m(\eta) &= \frac{\cosh \left\{ \beta'_m \pi \left(\frac{1}{2} - \eta \right) \right\}}{\cosh \left(\frac{\beta'_m \pi}{2} \right)} & \left(= \frac{\cosh \left\{ \beta'_m \pi \left(\frac{1}{2} - \eta \right) \right\}}{\cosh \left(\frac{\beta'_m \pi}{2} \right)} \right) \\ R'_m(\eta) &= \frac{\sinh \{ \beta'_m \pi \eta \}}{\sinh(\beta'_m \pi)} & \left(= \frac{\sinh \{ \beta'_m \pi \eta \}}{\sinh(\beta'_m \pi)} \right) \\ \psi'_m(\eta) &= \frac{\sinh \left\{ \beta'_m \pi \left(\frac{1}{2} - \eta \right) \right\}}{\cosh \left(\frac{\beta'_m \pi}{2} \right)} & \left(= \frac{\sinh \left\{ \beta'_m \pi \left(\frac{1}{2} - \eta \right) \right\}}{\cosh \left(\frac{\beta'_m \pi}{2} \right)} \right) \end{aligned}$$

※ なお () 内は
imaginary

ここで,

$$\begin{aligned}\beta_m^2 &= (me)^2 - p^2 \\ \beta_m'^2 &= (me)^2 - p'^2 \quad \left(p'^2 = \frac{p^2}{h} \right) \\ M &= \frac{m\pi}{a} \quad \eta = \frac{y}{b} \quad e = \frac{b}{a} \quad h = \frac{C_2^2}{C_1^2} = \frac{G}{2G + \lambda} = \frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)}\end{aligned}$$

G:せん断弾性係数, ν :ポアソン比, λ :ラーメンの定数である。

2-3 境界未知係数

境界未知数 X_m, Y_m は次のようにして求められる。

(1) 境界条件

$$\left\{ \begin{array}{l} (\tau_{x,y})_{\eta=1} = 0 \\ (v)_{\eta=0} = 0 \end{array} \right\}$$

(2) 境界未知数 (X_m, Y_m)

$$\left\{ \begin{array}{l} -F_1 X_m + F_2 Y_m = -E_1 \\ F_2 X_m - F_3 Y_m = E_2 \end{array} \right\}$$

$$\frac{2hA_m e \pi}{p^2 b^2} = \frac{4u_0}{b} X_m \quad \frac{2B_m e}{p^2 b^2} = \frac{4u_0}{b} Y_m$$

ここで,

$$F_1 = 4(me)^2 \left\{ B'_m \phi'_m(1) - B_m \phi_m(1) \right\} + p'^4 \frac{\phi'_m(1)}{B'_m}$$

$$F_2 = me \left\{ 2 \left\{ B'_m \phi'_m(0) - B_m \phi_m(0) \right\} + p'^2 \frac{\phi'_m(0)}{B'_m} \right\}$$

$$F_3 = (me)^2 \frac{\phi'_m(1)}{B'_m} - B_m \phi_m(1)$$

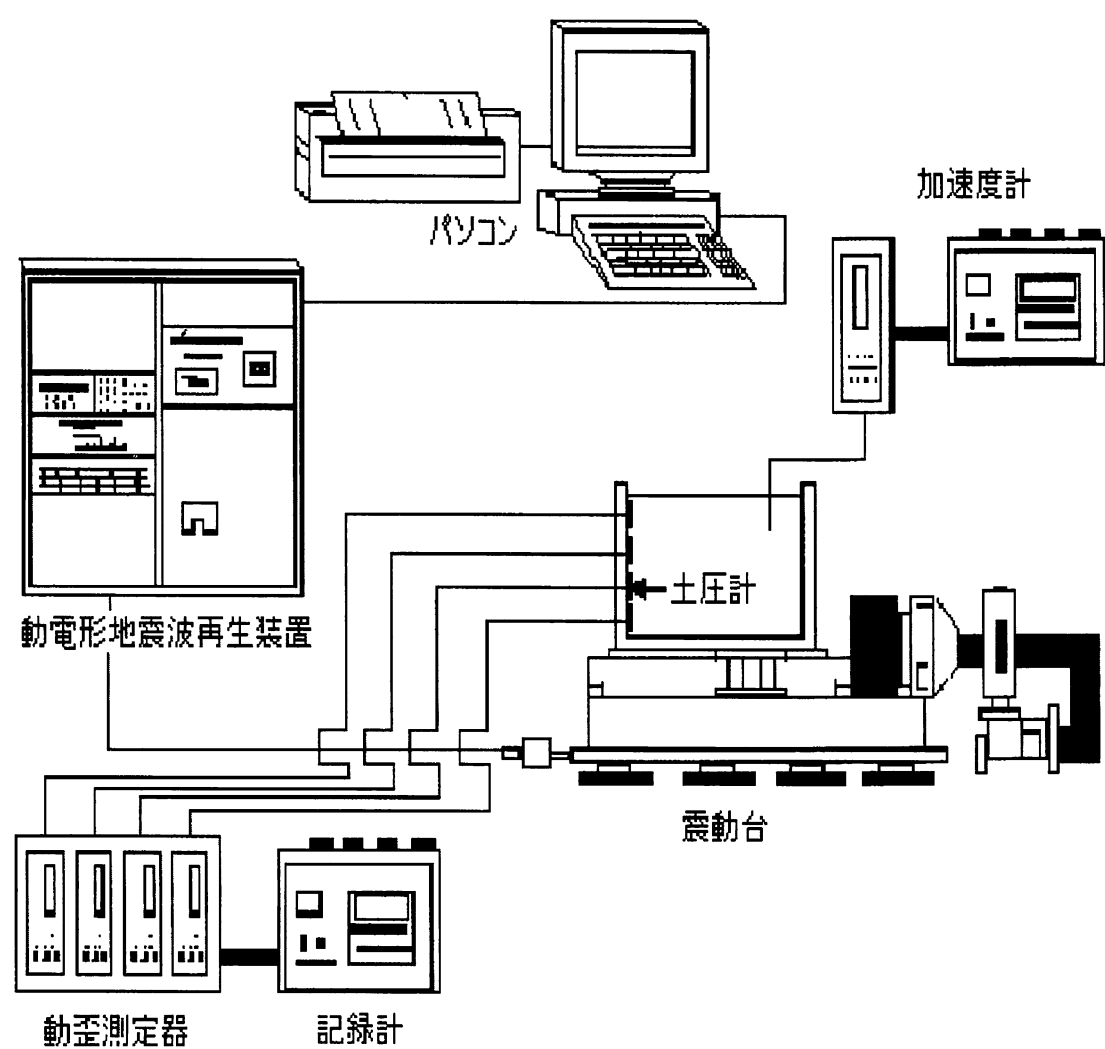
$$E_1 = 2me^2 \left\{ \frac{\psi'_m(0)}{B'_m} - \frac{\psi_m(0)}{B_m} \right\} - \frac{p'^2}{m} \frac{\psi'_m(0)}{B'_m}$$

$$E_2 = e \left(\frac{\psi_m(0)}{B_m} - \frac{\psi'_m(0)}{B'_m} \right)$$

3. 正弦波(sine波)による振動台模型実験概要

解析対象の実験は、図3-1の様に示す概要で行われ、アクリル樹脂製の砂箱（縦70cm×横85cm×深さ55cm）の片側側面に砂の上面から、8.5cm,20.5cm,30.5cm,38.5cmの位置に小型土圧計をとりつけ、（図-3-2）、標準砂（豊浦産、単位体積重量1.52g/cm³、内部摩擦角44°、静止土圧係数 $k_0=0.3$ ）を40cmや50cmの深さに充填し、モデル地盤を作成した。

なお、入力波周波数は1Hz,2Hz,3Hz,4Hz,5Hz,7Hz,8Hz,9Hz,10Hz として正弦波で入力し、周波数の加速度は、0.1G,0.2G,0.3G,0.4G,0.5G,0.6G,0.7G,0.8G,0.9G,1.0G のものを入力し、振動時土圧の測定を行った。



図一3 実験装置全体図

4. 壁面に作用する地震時土圧合力及び作用位置

4-1 地震時土圧合力は、次のように求められる。

今、常時土圧 P_{a1} は以下の式で示される。

$$P_{a1} = \int_0^b \sigma_{x1} dy = \frac{(1-2h)}{2} \rho g b^2$$

一方、地震時土圧 P_{a2} は次のように示される。

$$\frac{1}{\rho C_1^2} \int_0^b \sigma_{x2} dy = \frac{4U_0}{b} P'_{a2}$$

$$\int_0^b \sigma_{x2} dy = P_{a2}$$

$$P_{a2} = \frac{4U_0}{b} \rho C_1^2 P'_{a2}$$

$$C_1^2 = \frac{\omega^2 b^2}{P^2 \pi^2} \quad \Rightarrow \quad C_1^2 = \frac{\omega^2 b^2}{P^2 \pi^2}$$

$$P_{a2} = \frac{4\rho g b K}{P^2 \pi^2} P'_{a2}$$

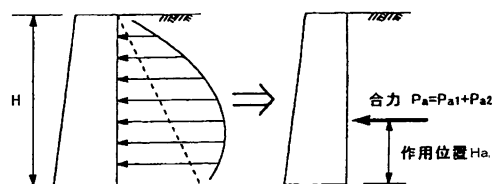


図-4 常時土圧(静的土圧 P_{a1})と振動時土圧(動的土圧 P_{a2})

よって、上記 P_{a1} と P_{a2} により、地震時土圧合力 P_A は以下のように求められる。

$$\therefore P_A = P_{a1} + P_{a2} = \rho g b \left\{ \frac{(1-2h)}{2} b \pm \frac{4K}{P^2 \pi^2} P'_{a2} \right\}$$

ここで、

$$\begin{aligned} P'_{a2} = & \sum_m \frac{(1-(-1)^m)}{2} \left[\left\{ be \left(1 - \frac{2}{\pi} \frac{\psi_m(0)}{\beta_m} \right) \frac{P^2}{\beta_m^2} + \frac{\psi h}{\pi} \left(\frac{\psi'_m(0)}{\beta'_m} - \frac{\psi_m(0)}{\beta_m} \right) \right\} \right. \\ & + X_m \frac{meb}{\pi} \left\{ -4h(me)^2 \left(\frac{\phi'_m(1)}{\beta'_m} - \frac{\phi'_m(0)}{\beta'_m} - \frac{\phi_m(1)}{\beta_m} + \frac{\phi_m(0)}{\beta_m} \right) \right. \\ & + 2P^2 \left(\frac{\phi'_m(1)}{\beta'_m} - \frac{\phi'_m(0)}{\beta'_m} \right) + 2(1-2h)P^2 \left(\frac{\phi_m(1)}{\beta_m} + \frac{\phi_m(0)}{\beta_m} \right) \left. \right\} \\ & + Y_m \frac{b}{\pi} \left\{ 2h(me)^2 \left\{ \frac{\phi_m(1)}{\beta_m} - \frac{\phi_m(0)}{\beta_m} - \frac{\phi'_m(1)}{\beta'_m} + \frac{\phi'_m(0)}{\beta'_m} \right\} \right. \\ & \left. \left. + (1-2h)P^2 \left(\frac{\phi_m(1)}{\beta_m} - \frac{\phi_m(0)}{\beta_m} \right) \right\} \right] \end{aligned}$$

(2) 合力の作用位置は、次の順になる。

今、常時土圧 g_{a1} は以下の式で示される。

$$g_{a1} = \int_0^b \sigma_{x1} y dy = \frac{(1-2h)}{6} \rho g b^3$$

一方、地震時土圧 g_{a2} は次のように示される。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho C_1^2} \int_0^b \sigma_{x2} y dy &= \frac{4U_0}{b} g'_{a2} \\ \int_0^b \sigma_{x2} y dy &= g_{a2} \\ g_{a2} &= \frac{4U_0}{b} \rho C_1^2 g'_{a2} \quad g'_{a2} = \frac{4\rho g b K}{P^2 \pi^2} g'_{a2} \end{aligned}$$

よって、土圧合力 G_A が以下のように示される。

$$G_A = g_{a1} + g_{a2} = \rho g h \left\{ \frac{(1-2h)}{6} b^2 \pm \frac{4K}{P^2 \pi^2} g'_{a2} \right\}$$

作用位置 h_a は次式で表される。

$$h_a = \frac{G_A}{P_A} = \frac{(1-2h)b^2 P^2 \pi^2 \pm 24K g'_{a2}}{3 \left\{ (1-2h)b P^2 \pi^2 \pm 8K P'_{a2} \right\}}$$

ここで、

$$\begin{aligned} g'_{a2} &= \sum_m \frac{(1-(-1)^m)}{2} \left[b^2 e^{\left\{ \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \frac{\psi_m(0)}{\beta_m} \right) \frac{P^2}{\beta_m^2} + \frac{2\psi h}{\pi} \left(\frac{\psi'_m(0)}{\beta'_m} - \frac{\psi_m(0)}{\beta_m} \right) \right\}} \right. \\ &\quad + X_m \frac{m e b^2}{\pi} \left\{ -4h(me)^2 \left(\frac{\phi'_m(1)}{\beta'_m} - \frac{1}{\beta_m'^2 \pi} - \frac{\phi_m(1)}{\beta_m} + \frac{1}{\beta_m'^2 \pi} \right) \right. \\ &\quad + 2P^2 \left(\frac{\phi'_m(1)}{\beta'_m} - \frac{1}{\beta_m'^2 \pi} \right) + 2(1-2h)P^2 \left(\frac{\phi_m(1)}{\beta_m} - \frac{1}{\beta_m'^2 \pi} \right) \left. \right\} \\ &\quad + Y_m \frac{b^2}{\pi} \left\{ 2h(me)^2 \left\{ \frac{1}{\beta_m'^2 \pi} - \frac{\phi_m(0)}{\beta_m} - \frac{1}{\beta_m'^2 \pi} + \frac{\phi'_m(0)}{\beta'_m} \right\} \right. \\ &\quad \left. \left. + (1-2h)P^2 \left(\frac{1}{\beta_m \pi} - \frac{\phi_m(0)}{\beta_m} \right) \right\} \right] \end{aligned}$$

5. 解析と考察

内部摩擦角 $\phi=30^\circ$ において、壁面摩擦角 δ を 0° 、 0.5° 、 5.0° 、 10.0° 、入力波速度比 P を0.013、0.0031623、0.04472、0.0995と変化させた時の動的土圧合力 P_a 、作用位置 H_a の解析を行った。また、その結果を以下のようにまとめた。

即ち、 $P_a - \phi$ 、 $H_a - \phi$ の関係（ δ による変化）を図-5～図-10、更に、各 ϕ と P における震度 k との関係 $P_a - k$ を図-11～図-27、又、 $H_a - k$ の関係を図-28～図-48（何れも δ による変化を含む）、加えて $P_a - k$ 、 $H_a - k$ の関係（入力加速度比 P による変化）を図-49と図-50に示す。

まず、図-11～図-27から、 $P_a - k$ の關係の壁面摩擦角（ δ ）による変化を見ることができる。

本解析値において P_a は δ が 0° と 10° で最大 0.08kN/m^2 、 0° と 20° でも、最大 0.12kN/m^2 の相違となった。この際相違点が最大となるのは震度 k が-の時であり、壁面摩擦角が大きくなるに従って、動的土圧合力が漸減している。これより、 δ は地盤が壁を押す状態（震度が+）よりも地盤が壁から離れる状態（震度が-）の際に影響するのが解る。

以上より、土圧合力 P_a は壁面摩擦角 δ によって変化するが、それはある範囲内の相違であり δ の影響は少ないと考えられる。作用位置 H_a についても増分が異なり、震度 k の正部分では緩やかな漸増となるが、 P_a と同様の傾向が見られる。

図-5～図-10からも、 $P_a - k$ のグラフ同様に δ による変化は P_a 、 H_a 及び、本解析値、文献値共に小さく、グラフの傾向も同じである。しかし、その中で本解析値において δ が 0° で ϕ が 28° の際に P_a 、 H_a が急激に減少しており（図-5、6）、 $\phi=28^\circ$ という砂の安息角の特異点となり、安全側に作用したと考えられる。

次に、図-11からは $P_a - k$ と $H_a - k$ 關係の入力波速度比 P による変化を示す。

k が+の領域で P が大きくなるに連れて、 P_a 、 H_a の両方が大きくなり、 P が小さくなると、 P_a 、 H_a も小さくなるという傾向が見られた。

入力波速度比（ P ）は C_2/C_3 であり、ここで C_1 は弾性波速度、 C_2 はせん断波速度を現わしているが、この P の大小とせん断波速度の大小は比例する。

また、せん断波速度が大きい地盤とは締め固まった地盤を表わし、せん断波速度が小さい地盤とは軟弱地盤を意味する事となる。従って、締め固まった地盤は地震エネルギーを直接的に壁へと伝えるため P が大きくなった際に P_a 、 H_a も大きくなったものと考えられる。一方、軟弱地盤は地震エネルギーを吸収すると考えられ、この為に P が小さくなった際に P_a 、 H_a も小さくなったと考えられる。よって、本解析において P は地震エネルギーの伝達のしやすさを表わすと言える。更に図-49～50から $P=0.0995$ における本解析値が大きく変化して、文献値に近づいている。この事より、現行の耐震設計は本解析値の P が約0.1の時に対応している事がわかる。

言い換えると現行耐震設計は弾性波速度（S波）が数百m/sの伝播速度を有する地盤において有効となると考えられる。

一方、図-46に見られるように内部摩擦角が大きく、ゆるい地盤というような矛盾する場合の解析プログラムの改良と実験の検証が必要である。

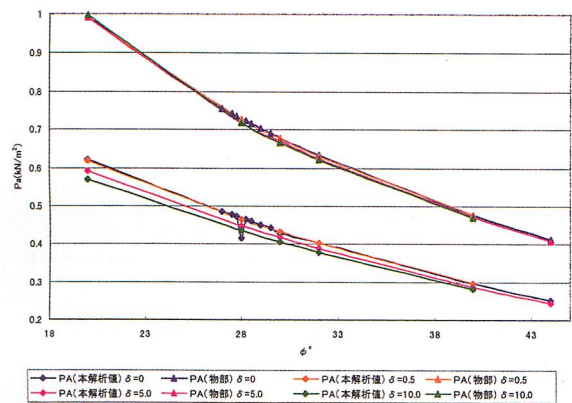


図-5 $k=0.3$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

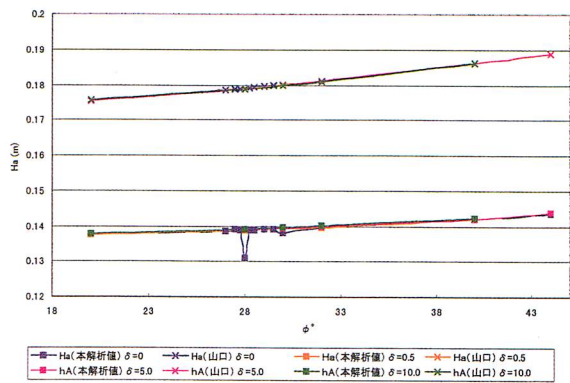


図-6 $k=0.3$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

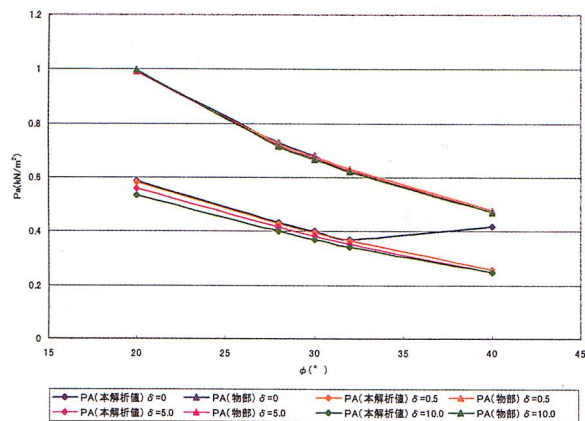


図-7 $k=0.3$ $P^2=1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

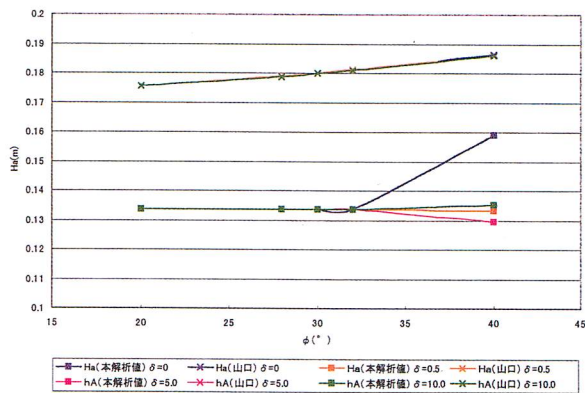


図-8 $k=0.3$ $P^2=1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

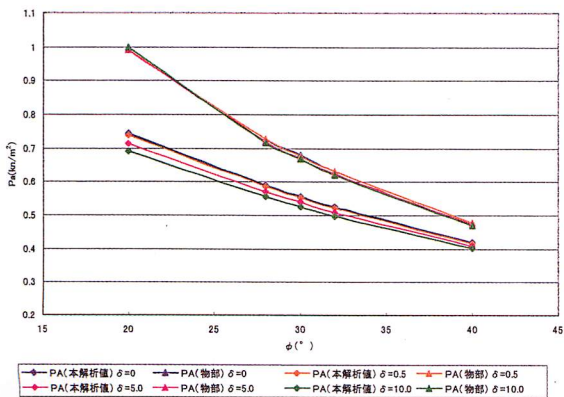


図-9 $k=0.3$ $P^2=1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

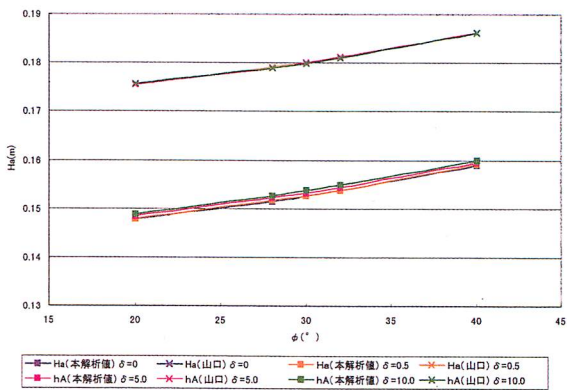


図-10 $k=0.3$ $P^2=1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

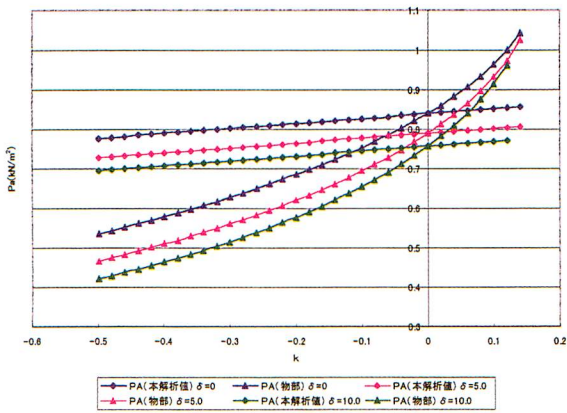


図-11 $\phi=10^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

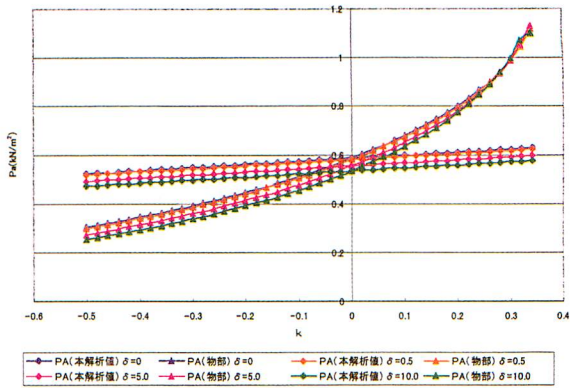


図-12 $\phi=20^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

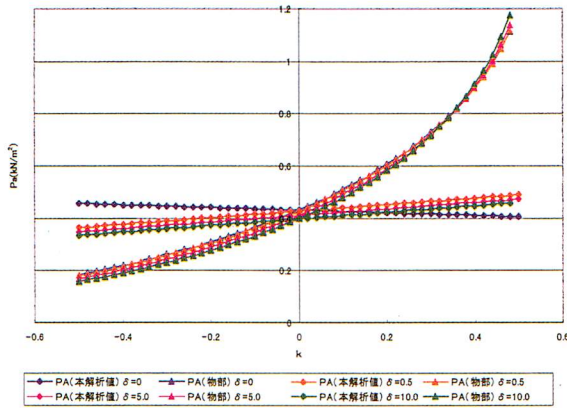


図-13 $\phi=28^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

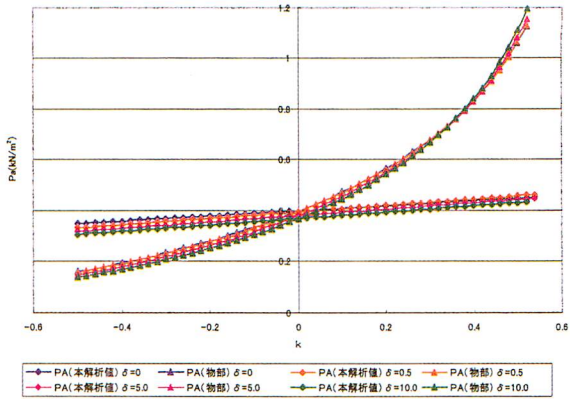


図-14 $\phi=30^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

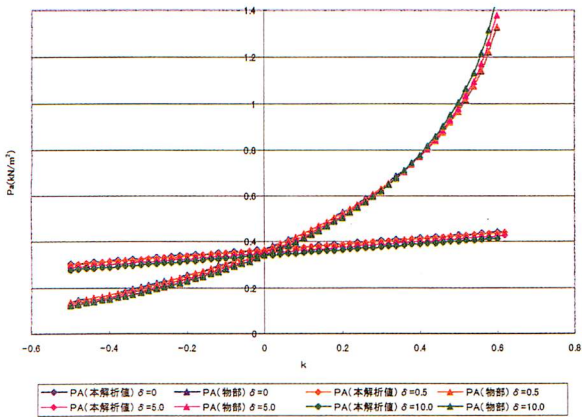


図-15 $\phi=32^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

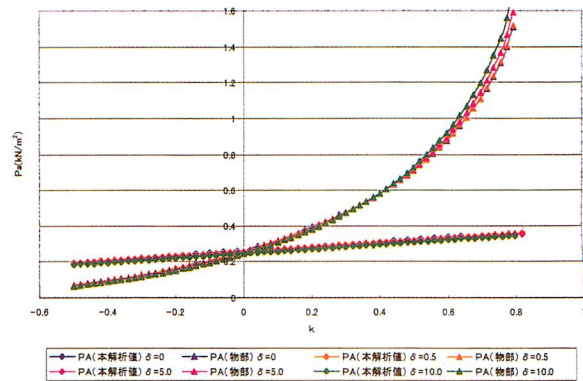


図-16 $\phi=40^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

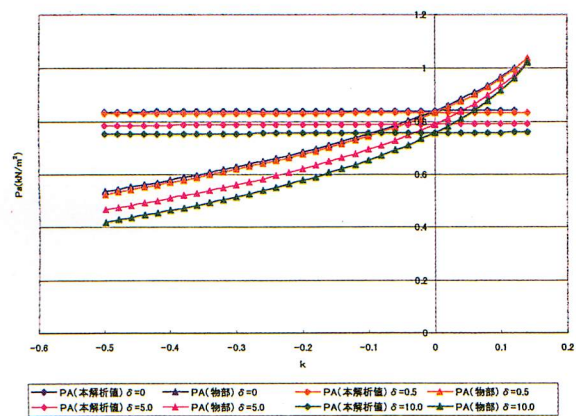


図-17 $\phi = 10^\circ$ $P^2 = 1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

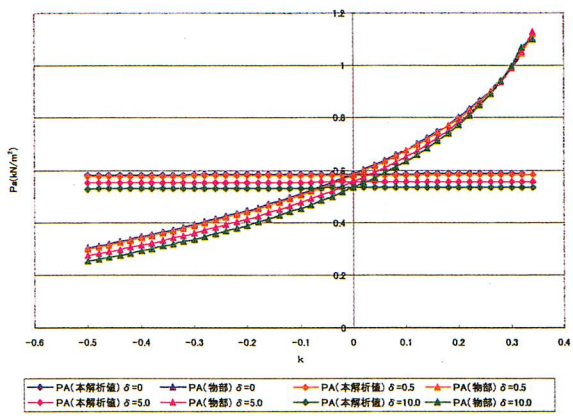


図-18 $\phi = 20^\circ$ $P^2 = 1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

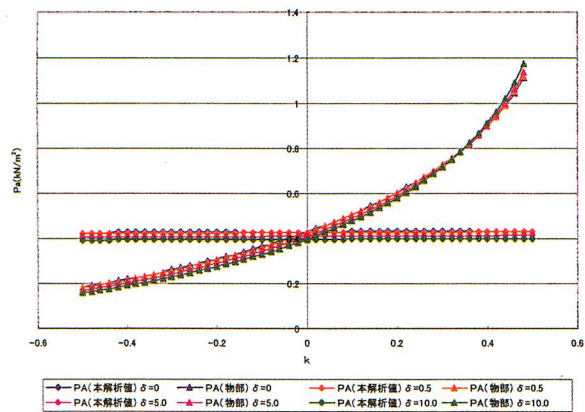


図-19 $\phi = 28^\circ$ $P^2 = 1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

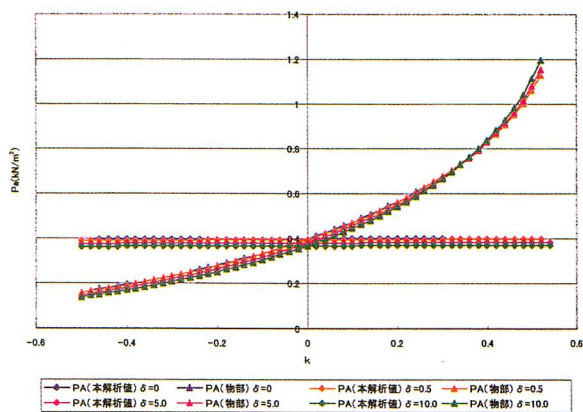


図-20 $\phi = 30^\circ$ $P^2 = 1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

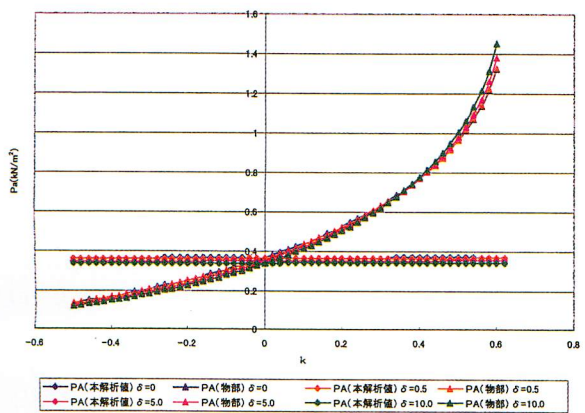


図-21 $\phi = 32^\circ$ $P^2 = 1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

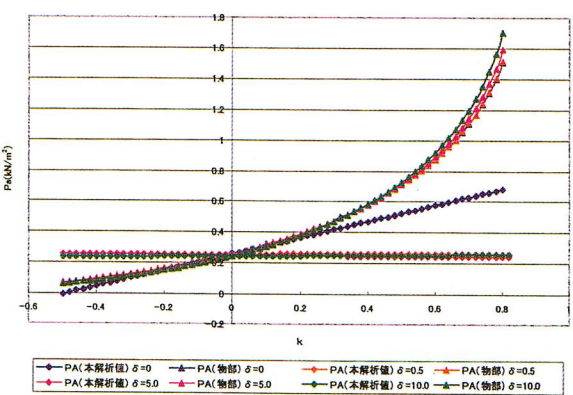


図-22 $\phi = 40^\circ$ $P^2 = 1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

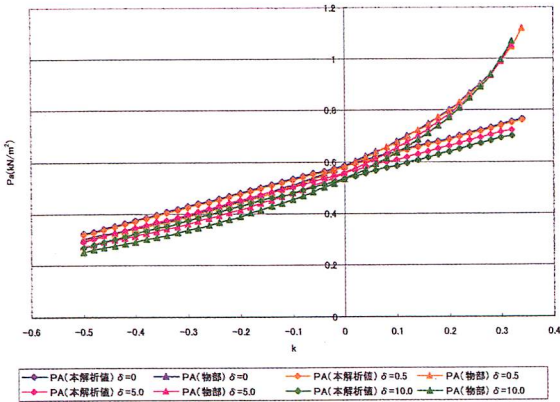


図-23 $\phi = 20^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

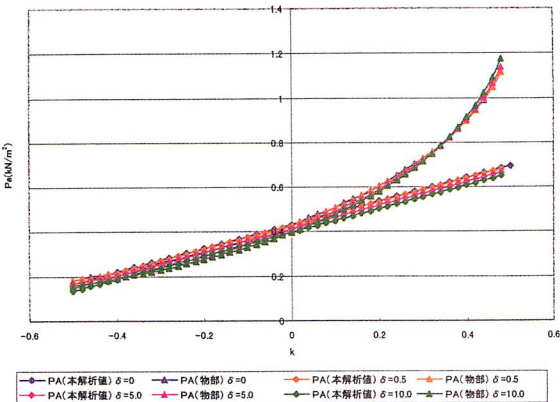


図-24 $\phi = 28^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

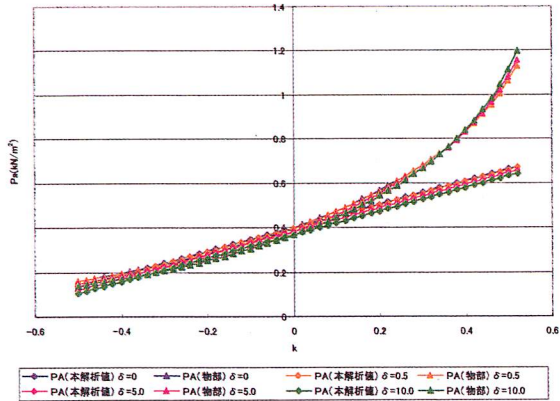


図-25 $\phi = 30^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

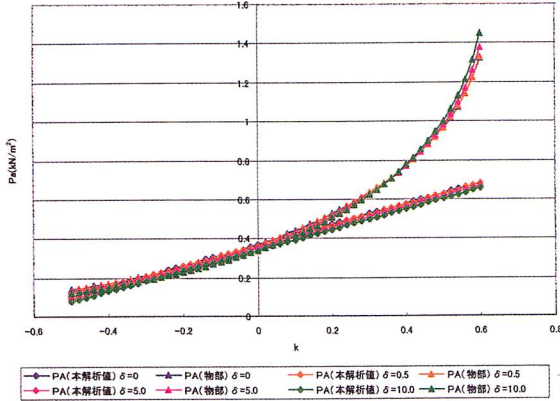


図-26 $\phi = 32^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

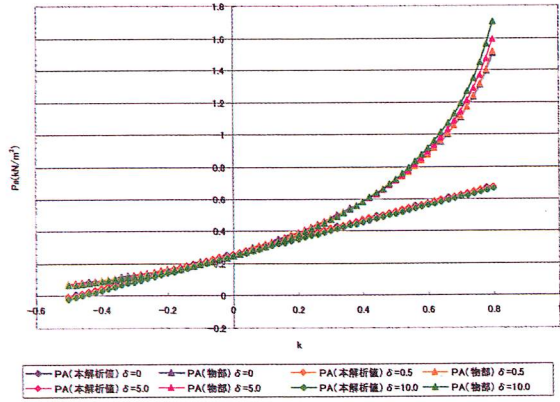


図-27 $\phi = 40^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

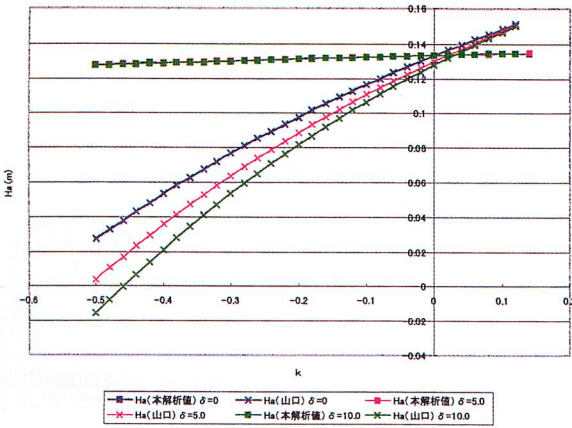


図-28 $\phi=10^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

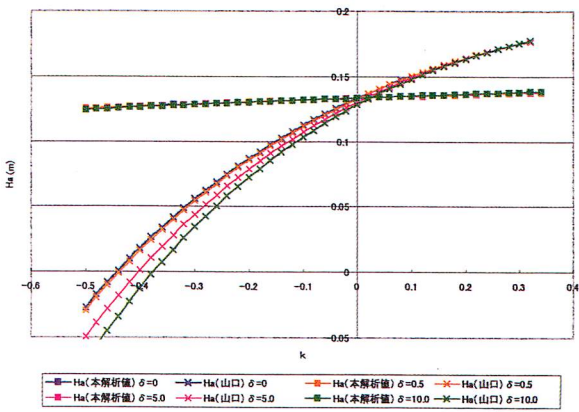


図-29 $\phi=20^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

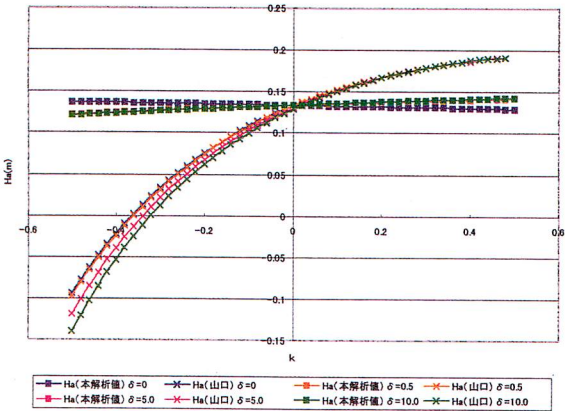


図-30 $\phi=28^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

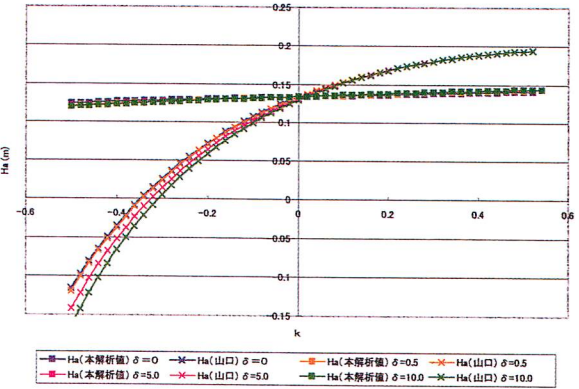


図-31 $\phi=30^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

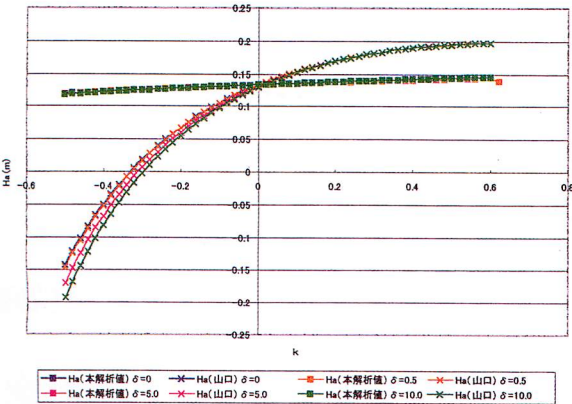


図-32 $\phi=32^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

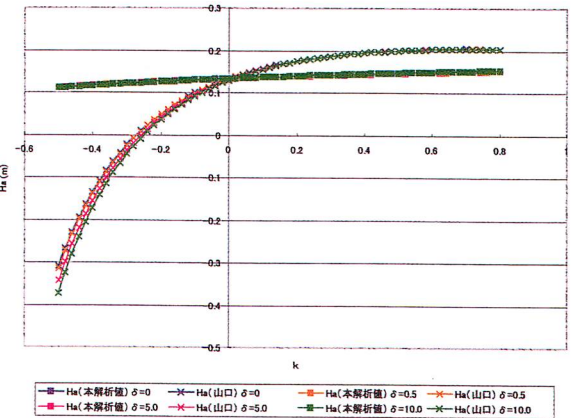


図-33 $\phi=40^\circ$ $P^2=1.69/10000$ ($p \div 0.013$) の場合

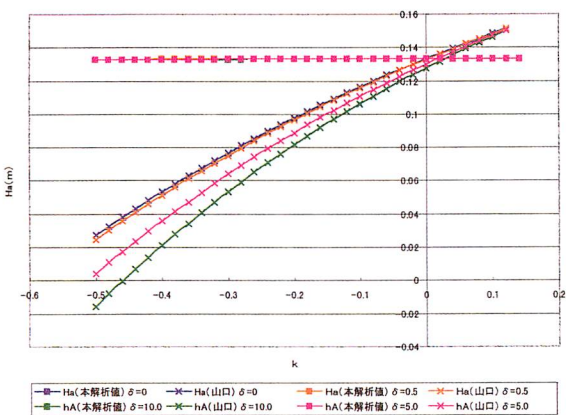


図-34 $\phi=10^{\circ}$ $P^2=1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

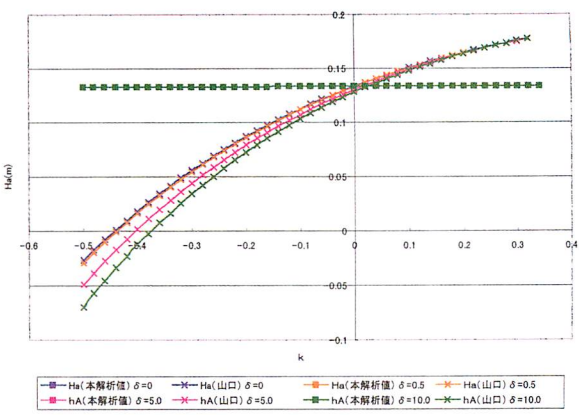


図-35 $\phi=20^{\circ}$ $P^2=1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

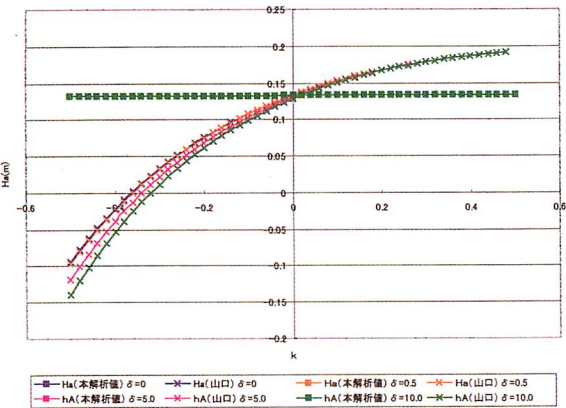


図-36 $\phi=28^{\circ}$ $P^2=1/500$ ($p \div 0.04472$) の場合

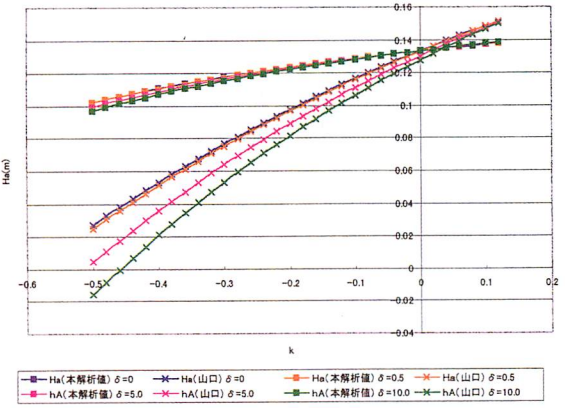


図-37 $\phi=10^{\circ}$ $P^2=1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

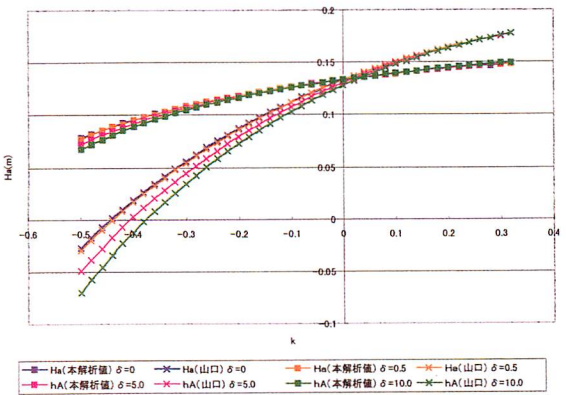


図-38 $\phi=20^{\circ}$ $P^2=1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

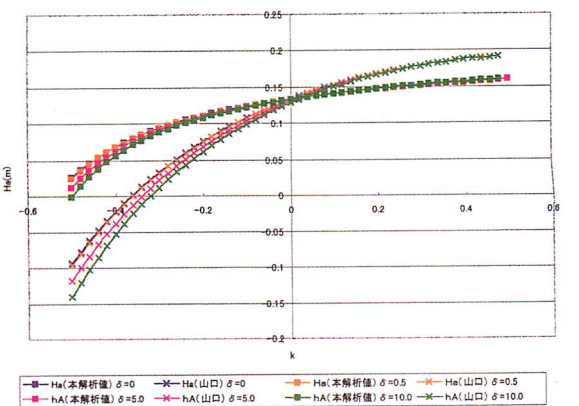


図-39 $\phi=28^{\circ}$ $P^2=1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合

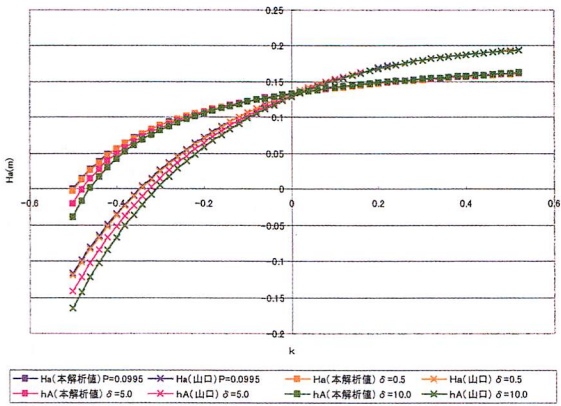


図-40 $\phi = 30^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \doteq 0.0995$) の場合

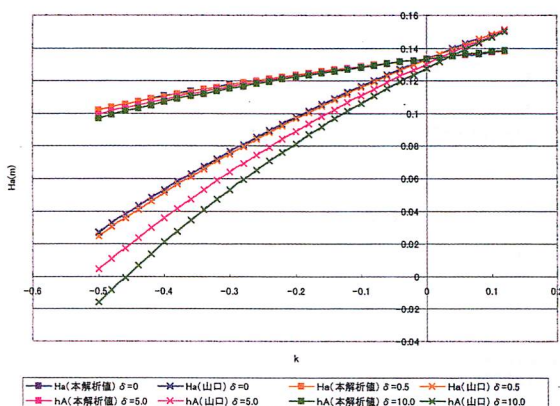


図-41 $\phi = 10^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \doteq 0.0995$) の場合

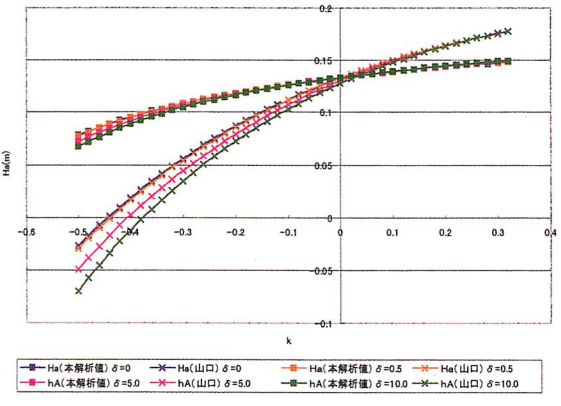


図-42 $\phi = 20^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \doteq 0.0995$) の場合

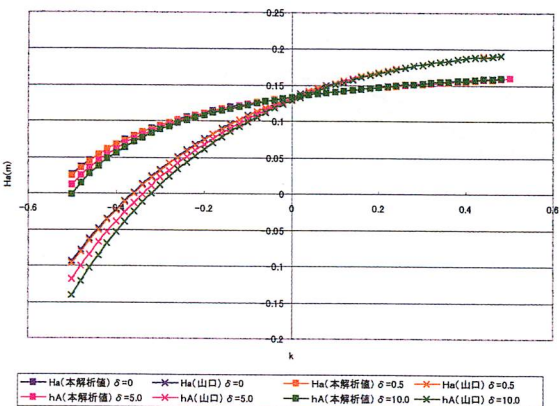


図-43 $\phi = 28^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \doteq 0.0995$) の場合

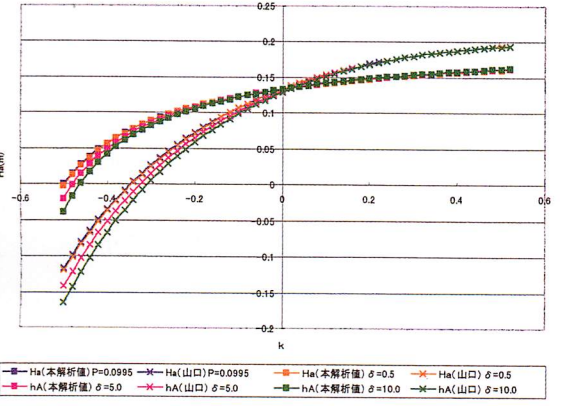


図-44 $\phi = 30^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \doteq 0.0995$) の場合

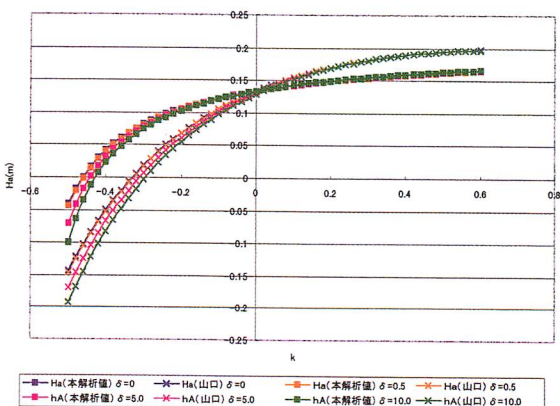
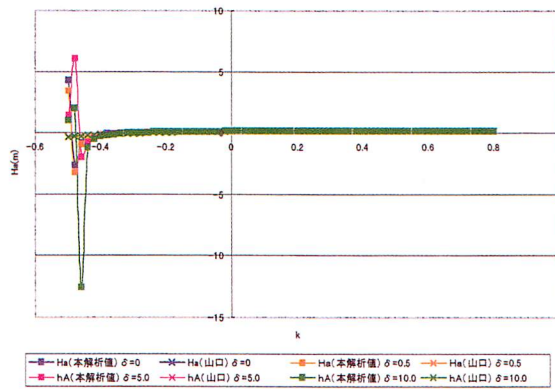
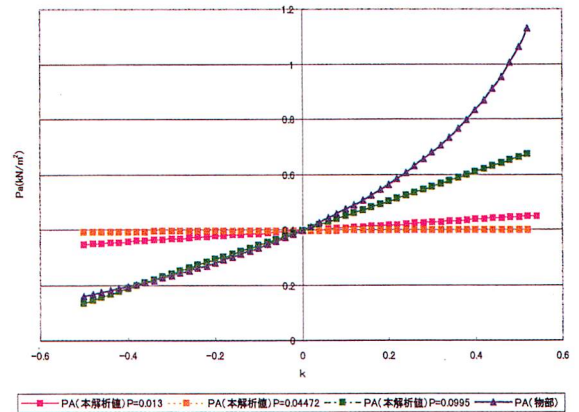
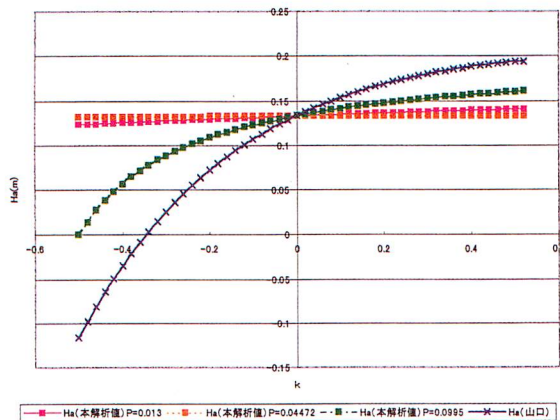


図-45 $\phi = 32^\circ$ $P^2 = 1/101$ ($p \doteq 0.0995$) の場合

図-46 $\phi = 40^\circ$ $P^2=1/101$ ($p \div 0.0995$) の場合図-47 $\phi = 30^\circ$ $\delta = 0^\circ$ 図-48 $\phi = 30^\circ$ $\delta = 0^\circ$

参考文献

- 1) 澤田・能町・近藤：振動台上のモデル地盤における動的度圧の合力とその作用位置について、苫小牧工業高等専門学校紀要、第36号、pp.93～96、2001.
- 2) 澤田・能町・近藤：地震時等の地盤における動的土圧分布の合力及びその作用位置について、土木学会北海道支部論文報告集、第57号、pp.558～561、2001.
- 3) 澤田・能町・近藤：地震時地盤における深さ方向の慣性力分布の模型実験、土木学会第53回年次学術講演会概要集、I－B209、1998.
- 4) 澤田・能町・近藤：振動台の上の砂箱内地盤モデルにおける動的応力と変位の弾性解、苫小牧工業高等専門学校紀要、第32号、pp.95～112、1997.
- 5) 物部高穂：地震上下動に関する考察ならびに振動雑論、土木学会誌、Vol.10、No.5、pp.1063～1094、1924.
- 6) 最上武雄 編：土質力学、技報堂出版、1982.

(平成13年11月30日受理)