

地震時に岸壁に作用する振動土圧の計算図表

大 原 資 生

1. 緒 言

前号¹⁾において、この計算法の概略について述べ、裏込地表面に上載荷重のない場合の計算図表を記載した。今回は引き続いて上載荷重のある場合の計算図表および実際の岸壁のように地震時に岸壁がロッキング運動する場合の計算結果について述べる。

2. 載荷重のある場合の振動土圧

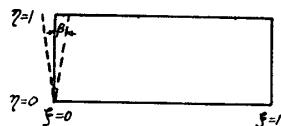
前号の計算法によって載荷重 q が $1.6, 3.2, 4.8 \text{ t/m}^2$ で壁全高 H が $5, 10, 15 \text{ m}$ のそれぞれの場合の振動土圧分布を求める図一の通りである。同一の q および H に対してそれぞれ①…⑤の5本の分布曲線は前号図一と同様に深さによる弾性常数の変化状態の異なる場合のものである。

これより振動土圧含力およびその作用点高を求め図表としたので図一である。

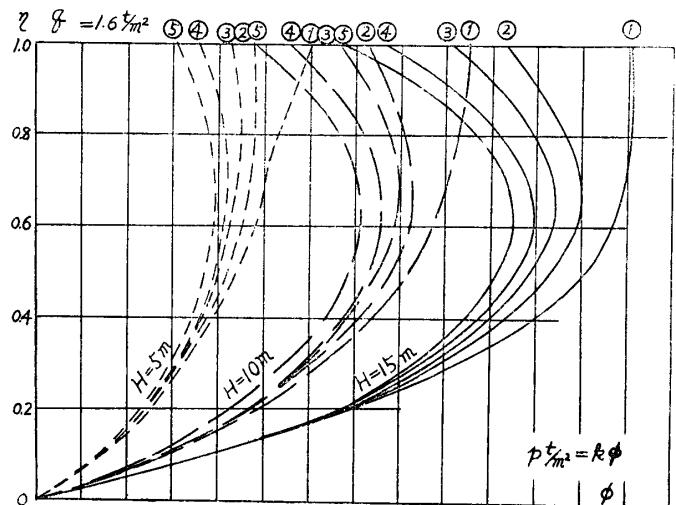
3. 岸壁がロッキング運動する場合の振動土圧

この場合の計算の詳細については前報告²⁾があるので、ここでは簡単に結論だけ述べる。

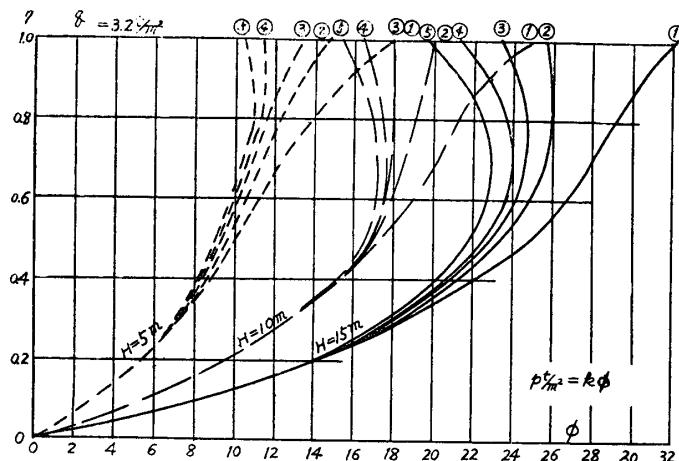
問題を簡単にするため図一の



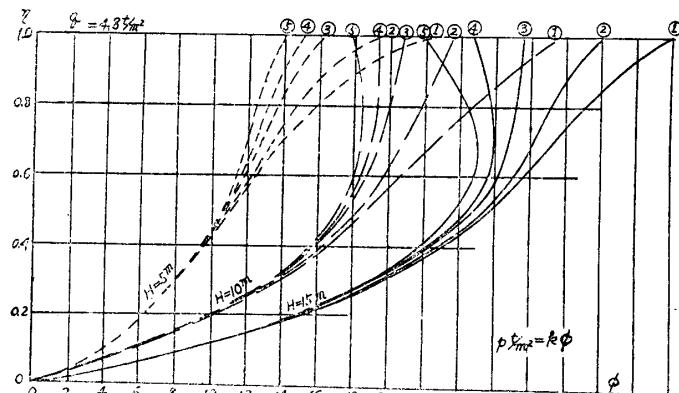
図一 3



図一(a) 振動土圧分布 ($q=1 \text{ t/m}^2$)



図一(b) 振動土圧分布 ($q=3.2 \text{ t/m}^2$)



図一(c) 振動土圧分布 ($q=4.8 \text{ t/m}^2$)

表一1 地盤の固有周期(秒)但しHの単位はm

弾性常数の状態	$q=0 \text{ t/m}^2$	$q=1.6 \text{ t/m}^2$	$q=3.2 \text{ t/m}^2$	$q=4.8 \text{ t/m}^2$
①	0.0271H	0.0246H	0.0230H	0.0215H
②	0.0221H	0.0206H	0.0196H	0.0185H
③	0.0188H	0.0184H	0.0176H	0.0167H
④	0.0166H	0.0165H	0.0163H	0.0154H
⑤	0.0151H	0.0153H	0.0146H	0.0141H

ように壁が下端を回転中心とし、 β なる角振幅で振動すると云うように考えると、この場合の振動土圧分布は岸壁を完全固定壁とした場合の分布と岸壁だけがロッキング振動するときの分布との和になる（この両者の値は互いに逆符号であるので実際には差となる）。

この状況を図-4で示す。①曲線が前者の分布、②曲線が後者の分布であるので、この場合の分布は③曲線となり、完全固定壁の分布より②の分布を差引いた分布となる。これは壁に土圧が作用するとき壁が逃げることを意味する。

また、②の分布値は β に一次比例して増大するので、壁の β が大きければ③曲線の分布は小さくなり、図-4のように①と②が交わる場合にはその交点を境にして壁の上半部と下半部とに互いに逆符号の圧力が作用することとなる。これらのこととは全て実験的にも確かめられているのであるが、現在、既に完全固定壁の場合の振動土圧は計算出来ているのであるから、この場合の分布を知るには②曲線に相当する

分布を求めればよい。

この場合の方程式および境界条件は

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{C_1^2}{a^2} (1 - \alpha_1 \eta) \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{C_2^2}{H^2} (1 - \alpha_2 \eta) \frac{\partial U}{\partial \eta} \right] \quad (1)$$

$$\text{i)} \quad (U)_{\xi=0} = \beta \eta \sin pt \quad \text{ii)} \quad (U)_{\xi=1} = (U)_{\eta=0} = 0$$

$$\text{iii)} \quad \left(\frac{\partial U}{\partial \eta} \right)_{\eta=1} = 0$$

$$\text{いま}, \quad U = \sum_n Y_n(\eta) \frac{\sinh \lambda_n \sqrt{(1-\xi)}}{\sinh \lambda_n} \sin pt \quad (2)$$

とおくと、(1)式は

$$\frac{d}{d \eta} \left[\frac{C_2^2}{H^2} (1 - \alpha_2 \eta) \frac{d Y_n}{d \eta} \right] + [p^2 + \lambda_n^2 \frac{C_1^2}{a^2} (1 - \alpha_1 \eta)] Y_n = 0 \quad (3)$$

(3) 式を解くのに $Y_n = \sum_m A_{mn} \sin \frac{(2m+1)\pi}{2} \eta$ とおきRit法を用いる。前と同様に

$$I = \int_{-1}^1 [P(\eta) \left(\frac{d Y_n}{d \eta} \right)^2 - Q(\eta) Y_n^2] \alpha \eta \quad (4)$$

を計算する。

但し、 $P(\eta) = (1 - \alpha_2 \eta)$, $Q(\eta) = [\gamma + \lambda_n \delta (1 - \alpha_1 \eta)]$

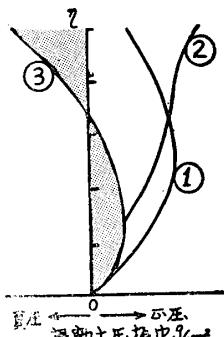


図-4 可動壁の振動土圧

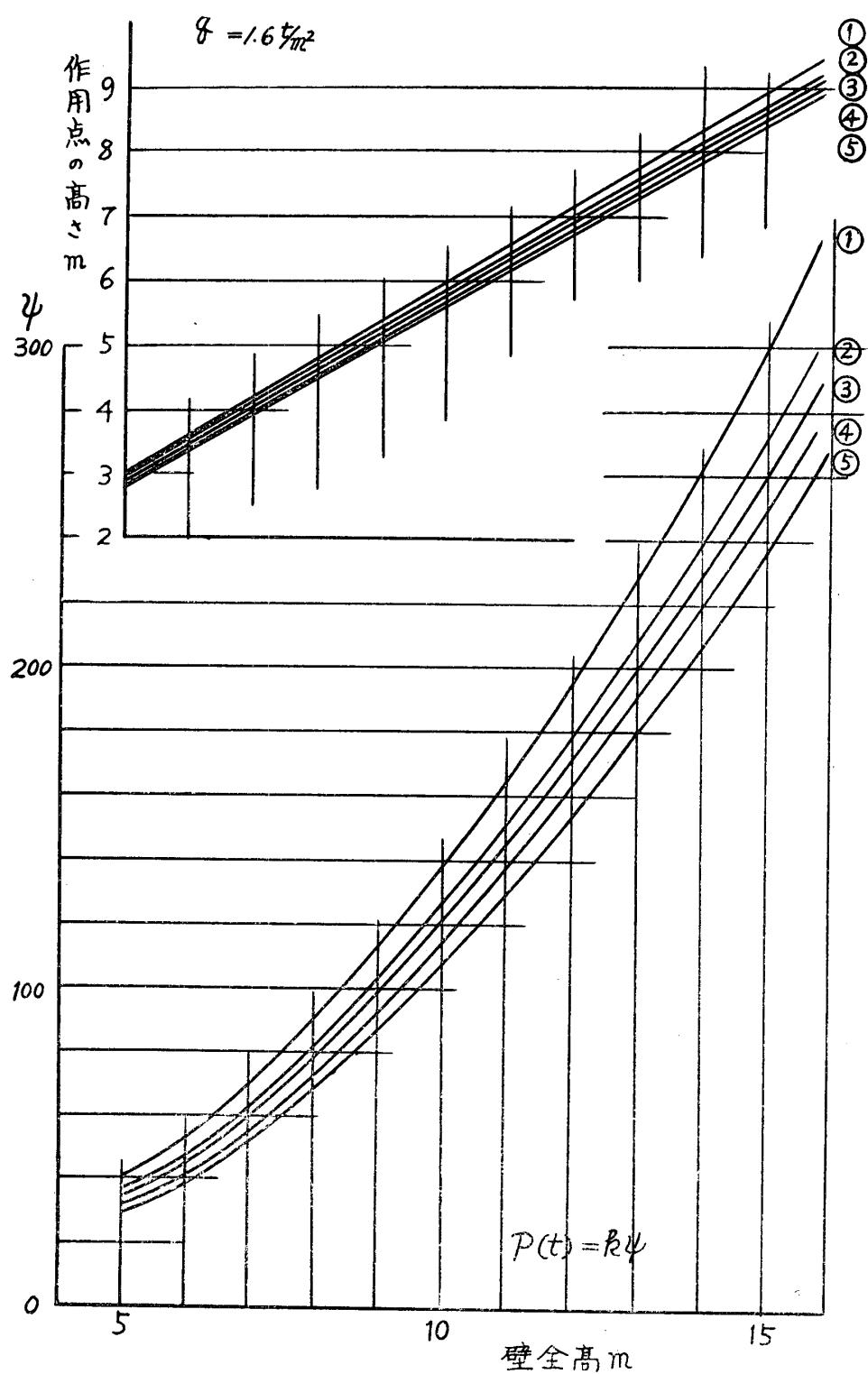
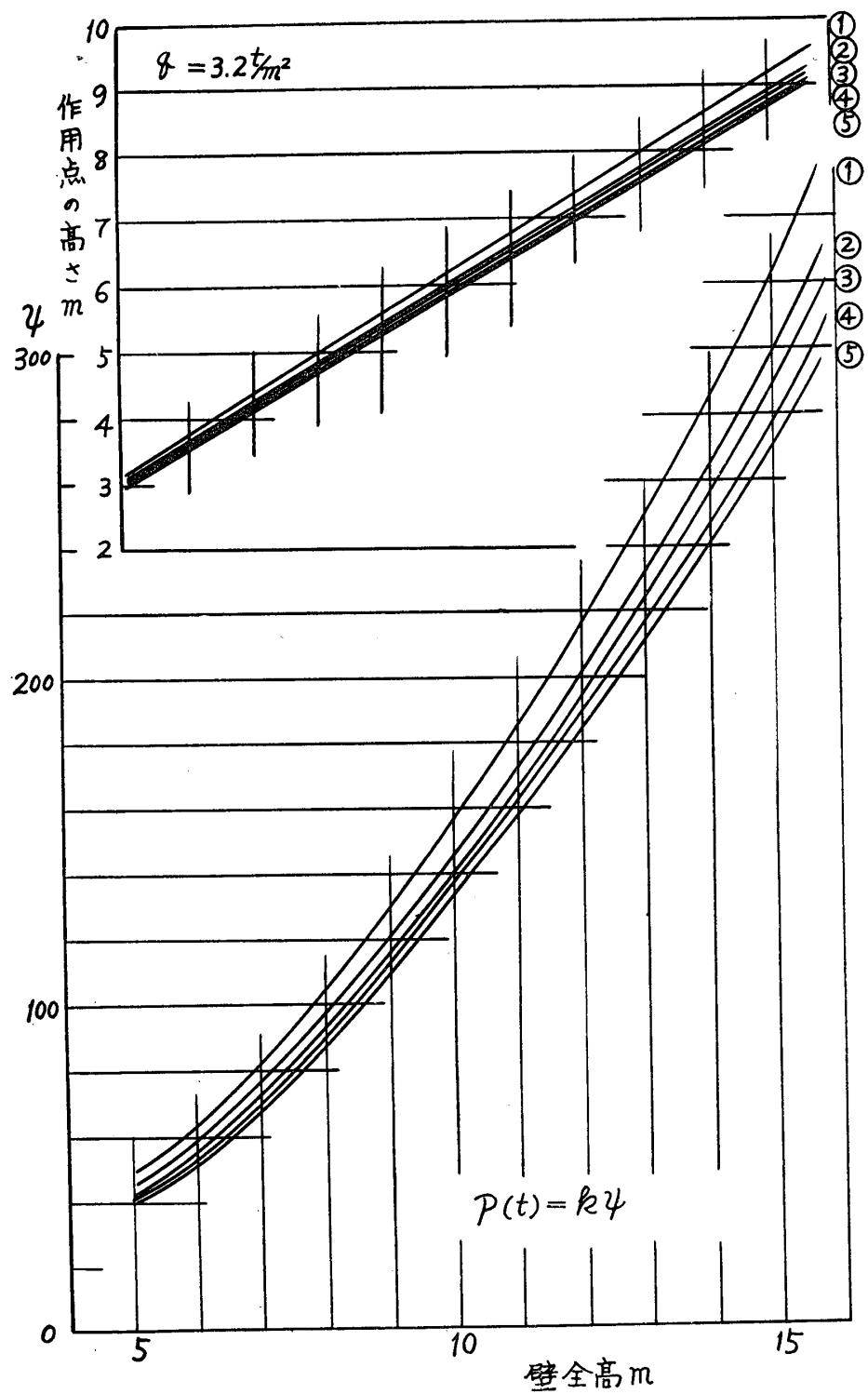
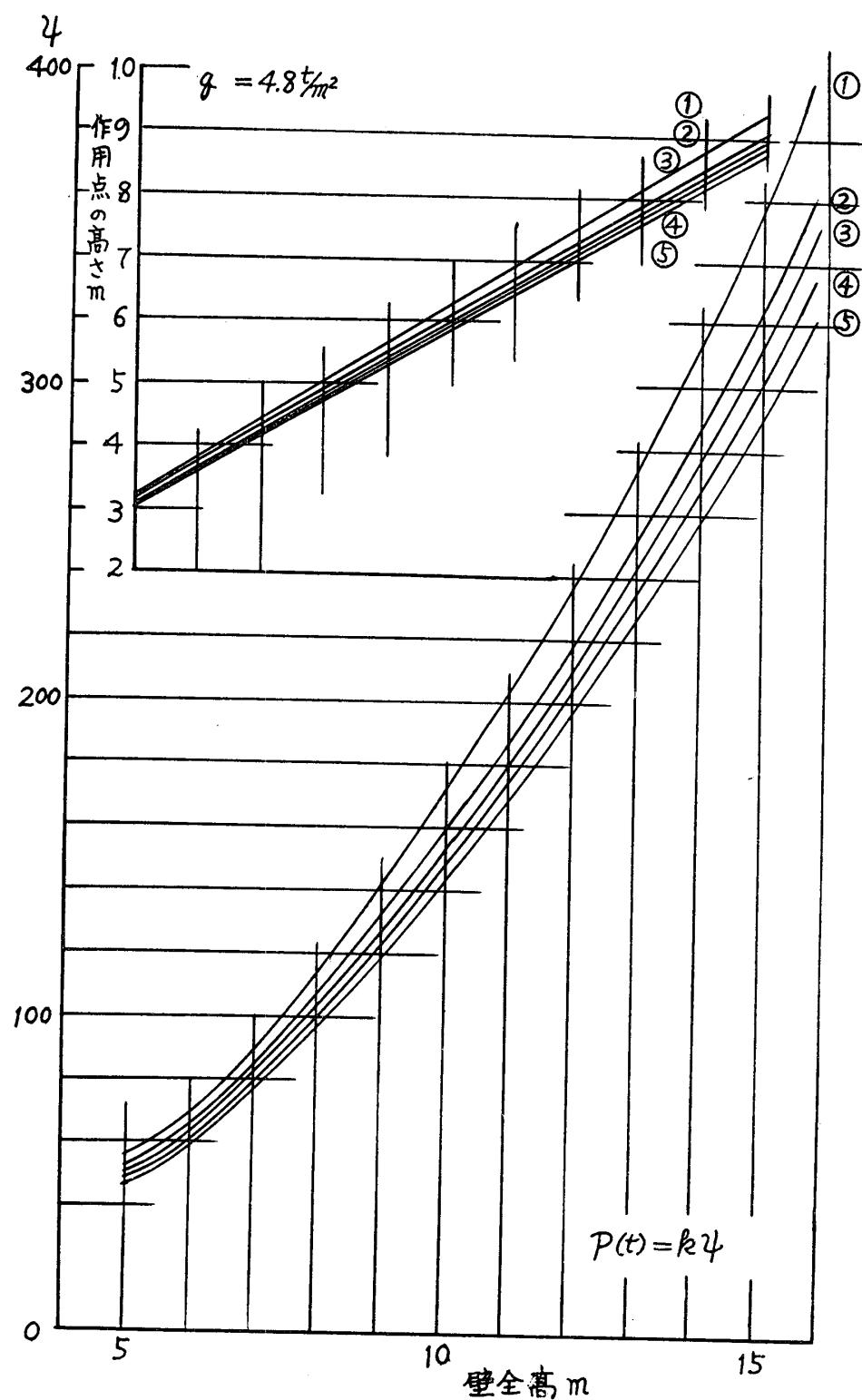


図-2 (a) 振動土圧合力及その作用点高との関係($q=1.6 \text{ t/m}^2$)

図一2 (b) 振動土圧合力及その作用点高と壁高との関係($q=3.2/\text{m}^2$)



図一2 (c) 振動土圧合力及作用点高と壁高との関係($q=4.8t/m^2$)

$$\gamma = \frac{H^2}{C_2^2} p^2, \quad \delta = \frac{H^2}{a^2} - \frac{C_1^2}{C_2^2}$$

これより $\partial I / \partial A_{0n} = 0, \dots, \partial I / \partial A_{mn} = 0$ なる $(m+1)$ 個の連立方程式を作り、まず、その係数の行列を零とする固有値 $\lambda_0, \dots, \lambda_m$ の値を求める。そして λ_n が $\lambda_0, \dots, \lambda_m$ それぞれの値のときの A_{mn} の相関係数を求めるとき、 Y_n は $\lambda_n = \lambda_0$ に対して

$$Y_0 = A_{00} (\sin \frac{\pi}{2} \eta + h_{10} \sin \frac{3\pi}{2} \eta + \dots + h_{m0} \sin \frac{(2m+1)\pi}{2} \eta)$$

.....

$\lambda_n = \lambda_m$ に対して

$$Y_m = A_{0m} (\sin \frac{\pi}{2} \eta + h_{1m} \sin \frac{3\pi}{2} \eta + \dots + h_{mm} \sin \frac{(2m+1)\pi}{2} \eta)$$

として求められる。

しかるに、境界条件 i) により $\xi = 0$ において

は $\frac{\sinh \sqrt{\lambda_n} (1-\xi)}{\sinh \sqrt{\lambda_n}} = 1$ であるので、 $\sum_n Y_n(\eta) = \beta \eta$ でな

ければならない。故に Fourier 展開により

$$\left. \begin{aligned} A_{00} + A_{01} + A_{02} + \dots + A_{0m} &= 2 \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \beta \\ h_{10} A_{00} + h_{11} A_{01} + \dots + h_{1m} A_{0m} &= 2 \left(\frac{2}{3\pi} \right)^2 \beta \\ h_{m0} A_{00} + h_{m1} A_{01} + \dots + h_{mm} A_{0m} &= 2 \left(\frac{2}{(2m+1)\pi} \right)^2 \beta \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(5) 式の連立方程式より $A_{00}, A_{01}, \dots, A_{0m}$ の値が求まる。

故に

$$U = \sum_n A_{0n} (\sin \frac{\pi}{2} \eta + h_{1n} \sin \frac{3\pi}{2} \eta + \dots + h_{mn} \sin \frac{(2m+1)\pi}{2} \eta) \times \frac{\sinh \sqrt{\lambda_n} (1-\xi)}{\sinh \sqrt{\lambda_n}} \sin p t \quad (6)$$

これより、 $(\sigma_x)_{x=0} = \rho C_1^2 (1-\alpha_1 \eta) \frac{H}{a} \left(\frac{\partial U}{\partial \xi} \right)_{\xi=0}$ として ②

曲線の分布が得られるが、 $\left(\frac{\partial U}{\partial \xi} \right)_{\xi=0}$ はこのままでは収斂性がない。

しかし、 ε を微少量とし、 $\left(\frac{\partial U}{\partial \xi} \right)_{\xi=\varepsilon}$ は収斂性を有する。

故にこの場合、歪エネルギー等の有限等のこと等も考えて

$\left(\frac{\partial U}{\partial \xi} \right)_{\xi=0.01}$ をもって $\left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)_{\xi=0}$ に代用した。

この $\left(\frac{\partial U}{\partial \xi} \right)_{\xi=0.01}$ も収斂が緩慢であるので、かなり高次の固

有値までもが必要となるが、これを行列式より求めることは不可能であるので、 $m=3$ として固有値 $\lambda_0, \dots, \lambda_3$ を求めた結果、 λ_2, λ_3 の値は(1)式において $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ としたときの厳密解の固有値とほぼ一致することがわかったので、 λ_3 以上

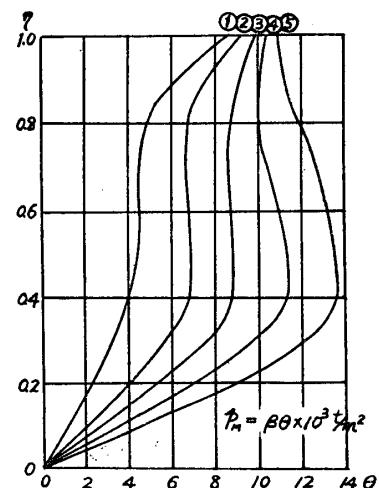


図-5 壁がロッキングするため
に生ずる振動土圧

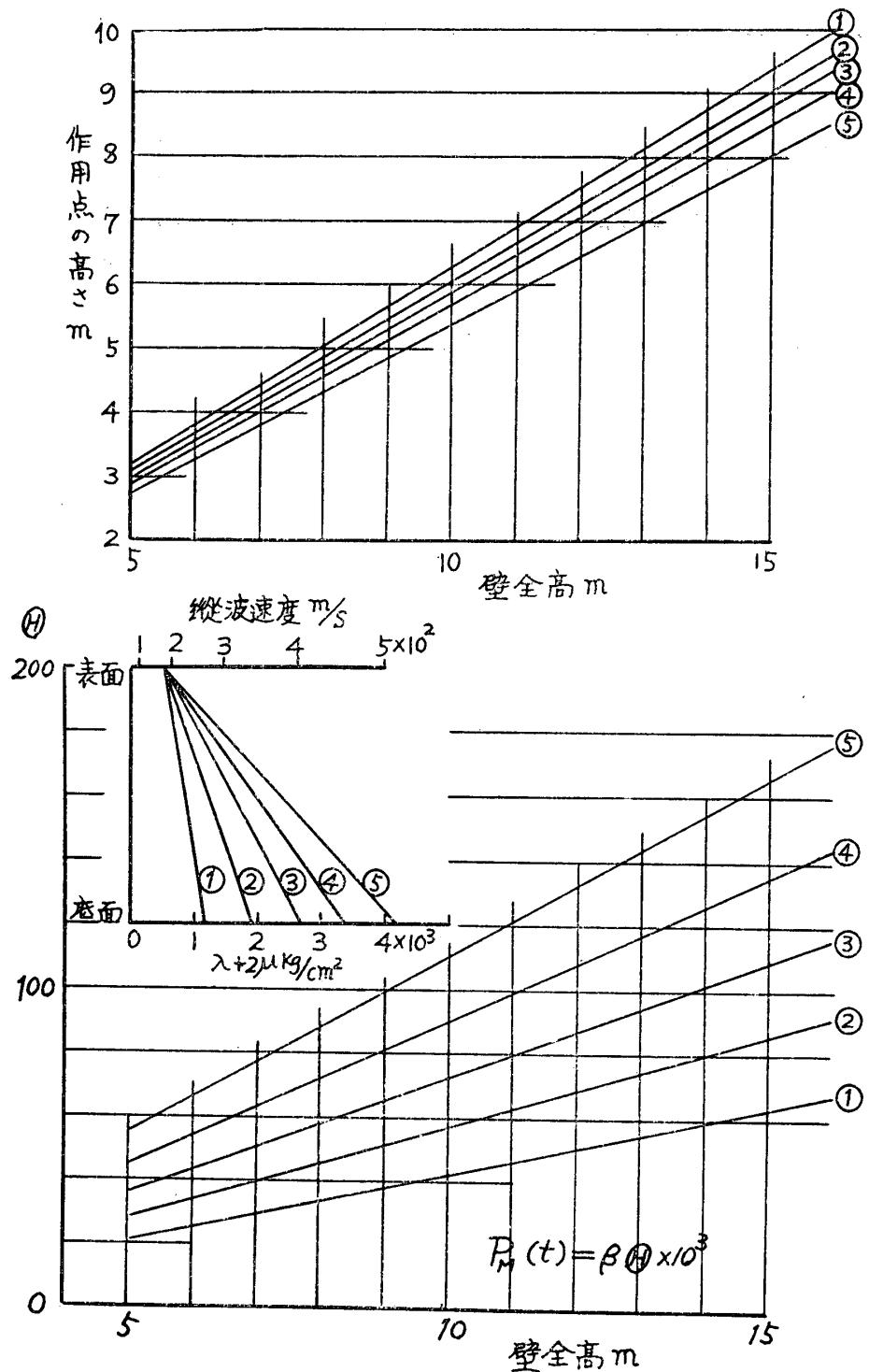


図-6 壁がロッキングするために生ずる振動土圧合力及作用点高と壁高との関係

の高次の固有値はこの厳密解のものを使用した。

以上の様にして得た振動土圧分布が図一5であり、これは図一4の②曲線に相当するものである。これよりその合力、作用点高を求めたのが図一6である。

4. 結 語

これらの図表より一応、振動土圧が計算出来る。例えば固定壁と見做される岸壁では図一1, 2よりその分布および合力、作用点高を求めることが出来る。また、岸壁の変位量がわかれば β が計算出来、図一1, 2の値より図一5, 6の値を差引くことによって求められる。これらの詳細については次の機会に述べるが、上載荷重のある場合の地盤の固有周期を表一1に掲げる。

最後に本計算について御指導いただいた九大の松尾教授に厚く謝意を表する。

- 参 照 : (1) : 山口大工学部学報 9巻 1号
: (2) | 九大工学集報第 29巻 2号
: | 30巻 1号