

1. まえがき

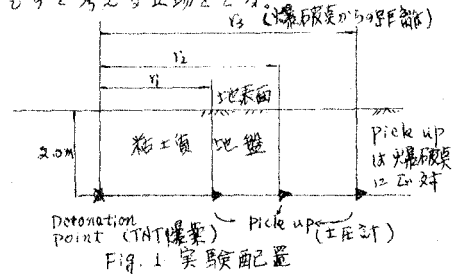
地震動により構造物基礎が運動を強制される場合、基礎に作用する外力として、波動土圧が考えられる。その波動土圧が如何なる形で伝播してきて基礎に作用するかは、地震による基礎の Response を研究する上に重要な工学的問題であると思われる。地震動による基礎の挙動時に Transient Motion を調べるのに、爆破地震動を利用する場合、先ず爆破地震動により伝播してくる波動土圧の性質を知っておく必要がある。波動土圧とは何をさしているのか、その定義についてきめておかなければ先決問題で、いろいろ論があるかと思われるが、ここでは、土と媒体として Stress wave が伝播する時の土の Stress を波動土圧と考える。すなわち基礎が最初にかかる波動土圧は、そこにある土（仮定）の Stress と同じ形及び大きさをこの土をうけるものと考えた場合となる（爆破点から距離 \$r\$）。

2. 実験

爆破点と土圧計設置位置関係は Fig. 1 のとおり

土圧計は Diaphragm (Dia: 40 mm, 厚み 1.0~1.5 mm 軟鋼) に Foil gauge をはった抵抗線圧形式とし、動圧計で増中、電磁ペン (Galvanometer の固有振動数 500 cps) で記録した。爆破は TNT 爆薬を使用した。

実験場、地盤は 6.0 m 程度まで均質の粘土質地盤で、比重 2.64, 含水比 30.0, 標準貫入試験値 12.0 であった。



3. 結果及び考察

記録の一例を Fig. 2 に示す。その形は爆破点からの距離によって変わり、それらの性質の一部について前に報告したので省略し、ここでは、その形が無限弾性体内の空洞内壁に作用する圧力により伝播する Stress wave の Stress と似ていないかどうか調べてみる。

無限弾性体中を伝播する Stress wave の球面波動方程式は

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{2}{r^2} u = \frac{f}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

ここで、 r : 球源(震源中心)からの距離, u : 変位, f : 土の密度, λ, μ : Lamé's constants

Normal radial stress σ_r は

$$\sigma_r = f v^2 \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2v}{1-v} \frac{u}{r} \right) \quad (2)$$

ここで v : 弾性波の速度 $v^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$, ν : Poisson's ratio

u , 及び σ_r の Fourier transform を $\bar{u}(n)$, $\bar{\sigma}_r(n)$ として (1) 式を $\bar{u}(n)$ で表わし、 $\bar{u}(n)$ を求めると、

$$\bar{u}(n) = A \frac{1 + i n r / v}{r^2} e^{-i n r / v} \quad (3)$$

$$\text{従って } \bar{\sigma}_r(n) = A \left(\frac{f}{r} n^2 - 4\mu \frac{1 + i n r / v}{r^3} \right) e^{-i n r / v} \quad (4)$$

球状震源 (半径 $r = a$) の圧力を逆式のように仮定する

$$f(t) = -\sigma(t)_{r=a} = Cte^{-\alpha t} \quad \left. \begin{array}{l} t \geq 0 \\ = 0 \quad t < 0 \end{array} \right\} \quad (5)$$

$r=a$ における境界条件(5)式から

$$A = \frac{C}{(n-i\alpha)^2} \left\{ \frac{r}{a} (n^2 - i2\sqrt{1-2\nu}\omega_0 n - 2(1-\nu)\omega_0^2) \right\}^{-1} e^{ina/r}$$

結局 $r=r$ における Stress $\sigma(r, t)$ は

$$\sigma(r, t) = \frac{C}{2\pi} R_c \left[\frac{a}{r} \int_0^\infty \frac{n^2 e^{int}}{B(n)} dn - 2\sqrt{1-2\nu}\omega_0 \frac{a^2}{r^2} \int_0^\infty \frac{in e^{int}}{B(n)} dn - 2(1-\nu)\omega_0^2 \frac{a^3}{r^3} \int_0^\infty \frac{e^{int}}{B(n)} dn \right] \quad (6)$$

$$B(n) = (n-i\alpha)^2 \left\{ n - (\sqrt{1-2\nu}i + 1)\omega_0 \right\} \left\{ n - (\sqrt{1-2\nu}i - 1)\omega_0 \right\}$$

$$\omega_0 = \frac{\sqrt{1-2\nu}}{1-\nu} \frac{v}{a}, \quad \tau = t - \frac{r-a}{v}$$

式(6)の複素関数の無限積分は容易に計算出来る, $\alpha = \frac{\pi\omega_0}{\sqrt{3}}$ において計算を整理すると,

$$\begin{aligned} \sigma(r, \tau) = & \frac{C}{\omega_0} \frac{9}{(n^2-2n+4)^2} e^{-\frac{\pi\omega_0\tau}{\sqrt{3}}} \frac{1}{3\sqrt{3}} \left[\frac{a}{r} \left\{ n(2 - \frac{\pi\omega_0\tau}{\sqrt{3}})(n^2-2n+4) + 2n^2(1-n) \right\} \right. \\ & - \frac{2a^2}{r^2} \left\{ (1 - \frac{\pi\omega_0\tau}{\sqrt{3}})(n^2-2n+4) + 2n(1-n) \right\} - 4 \frac{a^3}{r^3} \left\{ \frac{1}{\sqrt{3}}(n^2-2n+4) - 2(1-n) \right\} \Big] \\ & + \frac{C}{\omega_0} \frac{9}{(n^2-2n+4)^2} e^{-\frac{\pi\omega_0\tau}{\sqrt{3}}} \left(\sin\omega_0\tau \cdot \frac{2}{3} \left[-\frac{a}{r} \left\{ 1 - \frac{1}{3}(1-n)^2 + 2(1-n) \right\} \right. \right. \\ & - \frac{a^2}{r^2} \left\{ 1 - \frac{1}{3}(1-n)^2 - 2(1-n) \right\} + \frac{a^3}{r^3} 2 \left\{ 1 - \frac{1}{3}(1-n)^2 \right\} \Big] \\ & + \cos\omega_0\tau \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \left[-\frac{a}{r} \left\{ 1 - \frac{1}{3}(1-n)^2 - \frac{2}{3}(1-n) \right\} \right. \\ & \left. \left. + \frac{a^2}{r^2} \left\{ 1 - \frac{1}{3}(1-n)^2 + \frac{2}{3}(1-n) \right\} - \frac{a^3}{r^3} \frac{4}{3}(1-n) \right] \right) \quad (7) \end{aligned}$$

(7)式では

在り地盤の Poisson's ratio, $\nu, \varepsilon \frac{1}{3}$ にとり, $n=1$ において, $r=1.5a, 2.0a, 3.0a$ における理

論解の $\sigma(r, \tau)$ の形をえがくと Fig. 3 のようになる。

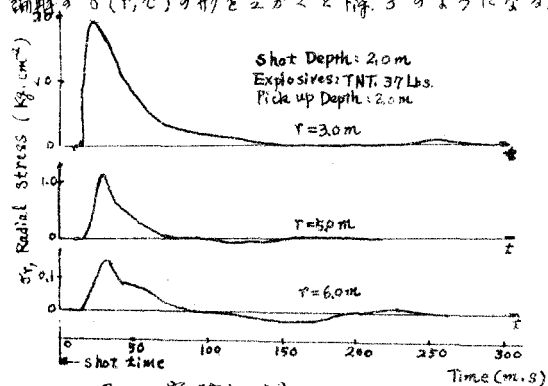


Fig. 2. 実験記録

実験記録による波動工圧は, 5.0mまでは直接波によるものと思われるが, 6.0mだけは 50 m.s. 附近から他方波動(地表面又は地盤下震源地盤からの反射波, 又は表面波等)が重なつてゐるようと思われるが初期部分は直接波と思われる。実験は地盤下 2.0m における爆発で, 地表面等が影響をうけて単純に無限弾性体のそれとは同じ条件ではないが, 近似的に理論解の波形と似てゐる。詳細に検討するためには, 記録を spectrum analysis して, 震がりの球状震源の半径を求めようべきである。これは後日まとめて報告したい。

① 13日能力連合講演会論文抄録集 125, 昭. 38. 9. 8.

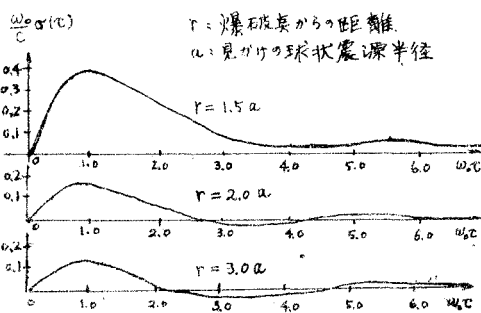


Fig. 3. 理論解による Stress の波形