

九州大学工学部 正員 山崎徳也
〃 〃 ○横田漢

1. 緒言

弾性基礎上にある構造物の動的応答がその基礎に支配されるとして、基礎の応答とまだその上部構造物の影響を受けることは当然である。本論文は基礎に対する構造物のかかる影響を考慮すべく、まず、構造物として板を取り上げ、それが走行線荷重を受ける場合の基礎の応力状態（以降 Plate 状態と称す）と解明したのち基礎に直接その荷重が作用する場合（以降 non-plate 状態と称す）の解析結果との比較検討を行い、たゞ板の基礎に対する効果を吟味したものである。

なお、基礎は半無限弾性体と見做し、さりに次の仮定を用ひる。

(i) 板および基礎の振動状態は定常であり、荷重とともに移動する系から見ると变形は一定である。

(ii) 荷重の走行速度は基礎における P 波、S 波の伝播速度より小さい。

2. 解法

(i) Plate 状態 図-1 に示すとく、基礎における x, z 方向の変位を u_1, w_1 とし、それがボテンシャル函数中、4 を用いて次式のとく表わす。

$$u_1 = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w_1 = \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (1)$$

しかもとく、基礎における波動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \nabla^2 \phi, \quad \beta^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \nabla^2 \psi \quad (2)$$

$$\beta = C_L/C_T, \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

C_L : P 波の伝播速度, C_T : S 波の伝播速度

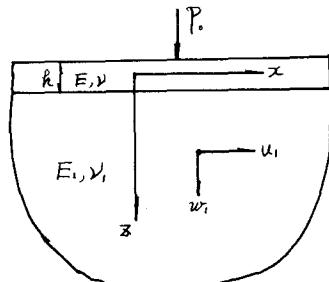


図-1

また、応力は次式で与えられる。

$$\sigma_{zz} = \lambda_1 \nabla^2 \phi + 2G_1 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right), \quad \sigma_{xz} = \lambda_1 \nabla^2 \phi + 2G_1 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (3)$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = G_1 \left(2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right), \quad \lambda_1 = E_1 \nu_1 / (1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1), \quad G_1 = E_1 / 2(1 + \nu_1)$$

いま、定常状態の仮定より $r = x - ct = x - \beta_L t$ なる関係式を導入し、式(2)に代入すれば次式を得る。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + m^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + n^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = 0 \quad (4)$$

$$\beta = C_L/C_T, \quad m^2 = 1 - \beta_L^2, \quad n^2 = 1 - \beta_T^2, \quad \beta_L = C_L/C, \quad \beta_T = C/C_T, \quad C: \text{荷重速度} (-)$$

式(4)にフーリエ変換を施し、その解を求めれば結局次式のとくえらべる。

$$\bar{\psi} = B e^{-imr(z-\beta_L t)}, \quad \bar{\phi} = D e^{-inr(z-\beta_L t)} \quad (5)$$

ただし

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\psi} e^{inx} dz, \quad \psi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\phi} e^{inx} dz \quad (6)$$

ここで、式(1), (3)中の $w_1, \sigma_{zz}, \tau_{xz}$ にフーリエ変換を施し、式(5)の $\bar{\psi}, \bar{\phi}$ を代入すれば結局次式を得る。

$$\bar{w} = -im|B| e^{-imr|\bar{z}|} - i\omega D e^{-inr|\bar{z}|}$$

$$\frac{\partial \sigma_{21}}{\partial \eta} = d^2 \left[\left(1 + \frac{\lambda_1}{2\beta_T} \right) m^2 - \frac{\lambda_1}{2\beta_T} \right] \cdot B e^{-im\eta \sqrt{2}} + i m |m| D e^{-im\eta \sqrt{2}} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \sigma_{21}}{\partial \eta} = -2cd|m||B|e^{-im\eta \sqrt{2}} + d^2(1+m^2)D e^{-im\eta \sqrt{2}}, \quad \bar{z} = z - \beta_T/2$$

$\therefore K, W, \sigma_{21}, \bar{\sigma}_{21}$ はそれそれ $m_1, \sigma_{21}, \bar{\sigma}_{21}$ のフーリエ変換である。

他方、板の振動微分方程式より、板の左右端面に固着して次式が容易にえられ。

$$W = \frac{P_0 h^3}{N H(u)}, \quad H(u) = d^2 \left(d^2 - \frac{P_0}{N} c^2 \right) \quad (8)$$

$\therefore K$

W, Q はそれを板の左右端面に固着した板の反力を W 、基礎の反力を Q としフーリエ変換である。

次に、板と基礎の接触面 ($z = \beta_T/2$) において下記の二つを境界条件を考える。すなはち

$$w = w_1, \quad q = -\sigma_{21}, \quad T_{2x1} = 0 \quad (9)$$

式(9)の各境界条件式の両辺をフーリエ変換し、式(7), (8)を代入すれば未定係数 B, D がそれとれ次式の二つとく決定される。

$$B = \frac{P_0 h^3}{N d^2} \cdot \frac{2 - \beta_T^2}{H(CMR)}, \quad D = \frac{P_0 h^3 2|m|d|}{N \cdot d^3} \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta_T^2/\beta^2}}{H(CMR)} \quad (10)$$

$\therefore K$

$$H(CMR) = \beta_T^2 \sqrt{1 - \beta_T^2/\beta^2} \left\{ (1 + \beta_T)^3 - 6(1 - \beta_T) \frac{q}{\pi} \beta_T^2 \ln \beta_T \right\} - 24(1 - \beta_T) q R$$

$$R = (1 - \beta_T^2/2)^2 - \sqrt{1 - \beta_T^2} \sqrt{1 - \beta_T^2/\beta^2}, \quad q = Q_1/G, \quad \ell = \beta_T/2$$

式(10)の B, D を式(4), (6)に代入するとき式(3)を用いて基礎 K および応力を求めれば次式の二つとくである。

$$\sigma_x = -\frac{P_0}{h} \cdot \frac{24(1-\beta_T)q}{\pi} \int_0^\infty \frac{q(\xi, \bar{z})}{H(CMR)} \cos(R\xi) d\xi \quad (11)$$

$$\sigma_x + \sigma_z = -\frac{P_0}{h} \cdot \frac{24(1-\beta_T)q}{\pi} \cdot K(\beta_T, \beta) \int_0^\infty \frac{e^{-\sqrt{1-\beta_T^2/\beta^2} \xi}}{H(CMR)} \cos(R\xi) d\xi$$

$\therefore K$

$$q(\xi, \bar{z}) = (1 - \beta_T^2/2)(1 + \beta_T^2/2 - \beta_T^2/\beta^2) e^{-\sqrt{1-\beta_T^2/\beta^2} \bar{z}\xi} - \sqrt{1 - \beta_T^2/\beta^2} \sqrt{1 - \beta_T^2} e^{-\sqrt{1 - \beta_T^2} \cdot \bar{z}\xi}$$

$$K(\beta_T, \beta) = \beta_T^2/\beta^2 \cdot (\beta^2 - 1)(1 - \beta_T^2/2), \quad \xi = d \cdot h, \quad R = r/h$$

2) non Plate 状態 式(11)において $h \rightarrow 0$ とすれば、板のない場合にみる荷重が直接基礎 K 作用する場合の応力が次式の二つとく求められる。

$$\sigma_x = \frac{P_0}{h} \cdot \frac{1}{\pi R} \int_0^\infty q(\xi, \bar{z}) \cos(R\xi) d\xi \quad (12)$$

$$\sigma_x + \sigma_z = \frac{P_0}{h} \cdot \frac{K(\beta_T, \beta)}{\pi \cdot R} \int_0^\infty e^{-\sqrt{1-\beta_T^2/\beta^2} \bar{z}\xi} \cos(R\xi) d\xi$$

3. 対例および考察

いま、 $\gamma = \gamma = 0.25, \ell = 0.694, q = 0.125$ の場合における式(11), (12)の応力を算出し、荷重直下 ($R=0$) における諸値を図示すれば図-2 の二つとくである。

図中(a), (b)および(c), (d)はそれぞれ荷重速度 γ および深さ z をパラメータとした場合における Plate 状態の応力図を示し、(e), (f)は non Plate 状態 K に対して (a), (c)と同様、又をパラメーターと考えた場合の応力図である。

なお同図中には Plate, non Plate 状態における応力分布を比較するため $\beta_T = 0.2$ の場合のそれ

それの値を因示したものである。

これらの諸図より半板の効果として次のことが認められる。

i) non plate, Plate はいずれの状態においても基礎の表面で応力が無限大となるが、前者が双曲線 ($\frac{1}{z}$) の形で起るのに対し、後者は特異点の形で生ずる。

ii) σ_x は荷重が静的に作用する場合、non plate 状態で $\sigma_x = 0$ となるが Plate 状態ではある値を有し、かつ静荷重の場合と non plate 状態における各方向を急速に近づく。(7) 参照)

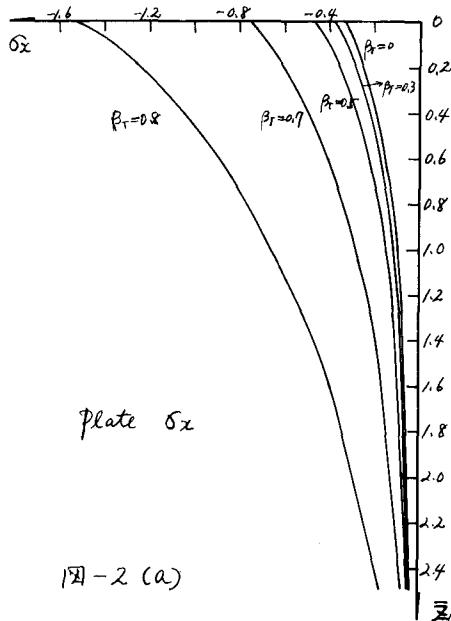


図-2 (a)

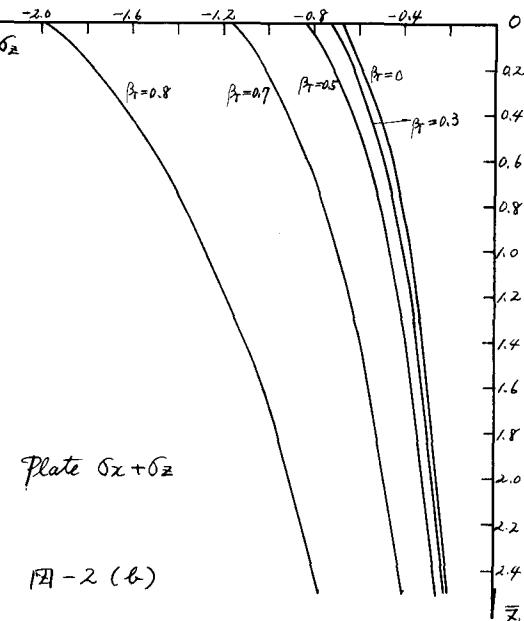


図-2 (b)

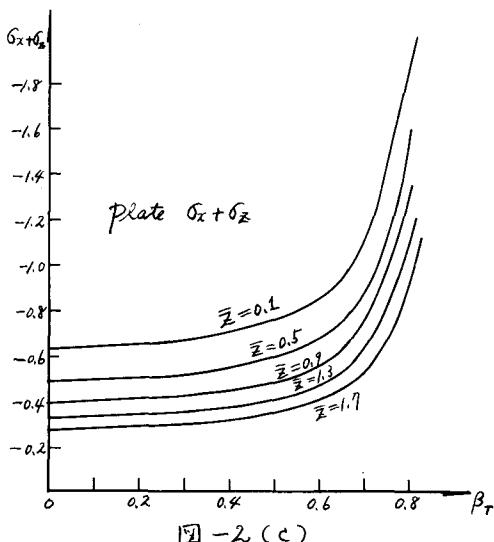


図-2 (c)

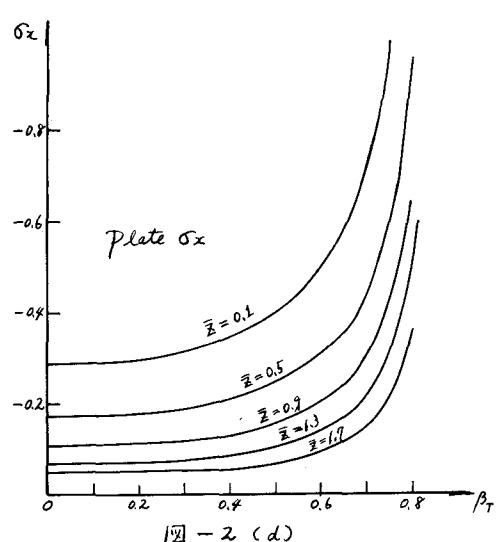


図-2 (d)

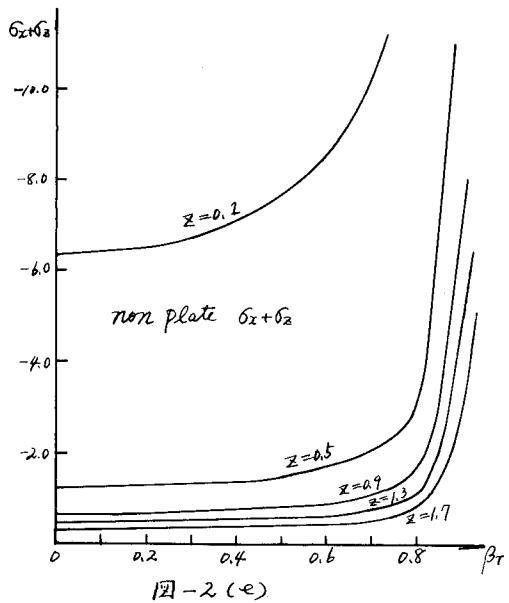


図-2 (e)

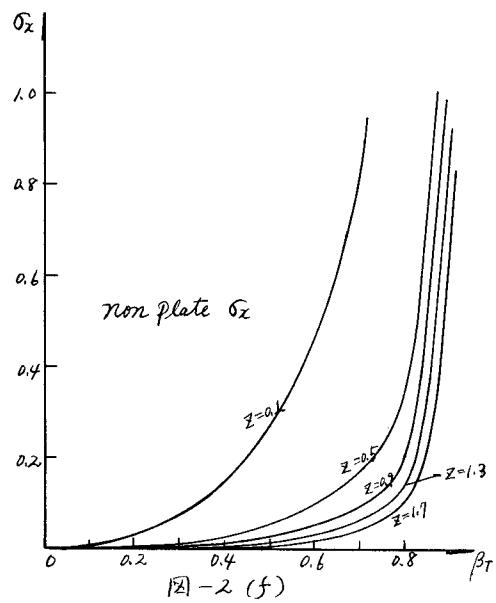


図-2 (f)

iii) β_T が零からではなく常時 non

Plate 状態の場合は Plate
状態の場合はより大きい。

次に節的結果として次の二つが言え
る。

i) Plate 状態の時は $\sigma_x, \sigma_x + \sigma_z$
のいずれも $\beta_T < 0.3$ の範囲でお
こなす荷重の影響がそれほど
見受けられない。(c), (d) 参照)

ii) non Plate 状態の時は
と $\sigma_x + \sigma_z$ の両方からなり相違があ
り、またこの値に対する荷重
の結果が Plate 状態と比較して
著しく異なる。(e), (f) 参照)

4. 結語

以上に見えたところ、Plate 状態
下では基礎の応力特性が明らかにさ
れますが、本解法はまだ三次元解析で
あり、今後三次元問題としての展開
を企図している。なお、図(c), (d) みで
て応力が無限大となる β_T の値 (critical velocity) がある
が、これはこの値に対して $F(\zeta) = 0$ が成立するためである。

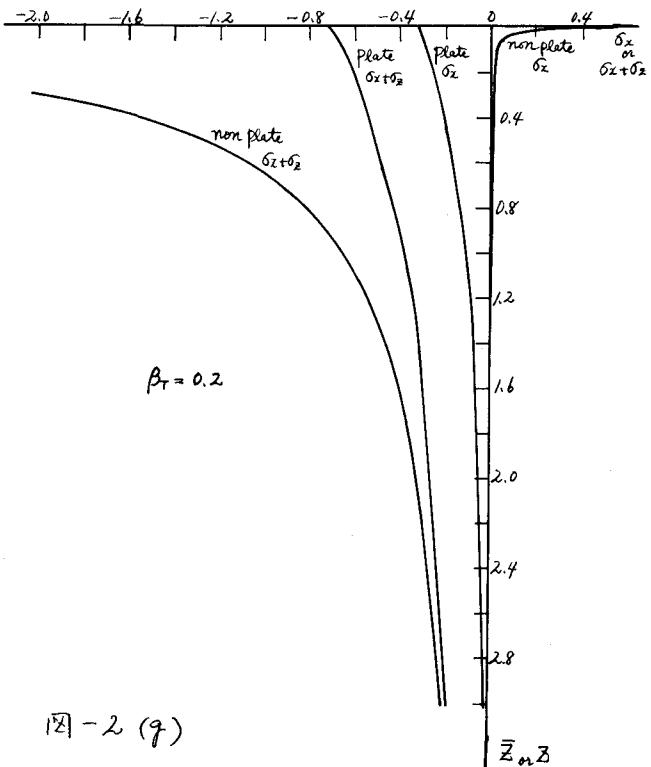


図-2 (g)