

超高速地下鉄道における地盤振動応答特性

Dynamic response of ground due to a super-high-speed train running in a tunnel

古屋 卓稔¹⁾, 阿部 和久²⁾

Takutoshi FURUYA, Kazuhisa ABE

1) 新潟大学大学院自然科学研究科 (〒950-2181 新潟市五十嵐二の町 8050)

2) 新潟大学工学部建設学科 (〒950-2181 新潟市五十嵐二の町 8050, E-mail:abe@eng.niigata-u.ac.jp)

This paper studies the quasi-static and dynamic responses of ground caused by a moving load running in a tunnel with a very-high speed, in the context of the operation of low-pressure railway system. A numerical method is constructed based on the 2.5-dimensional analysis method. A quasi two-dimensional plane which is perpendicular to the tunnel axis is discretized by finite and boundary elements. Through numerical analyses, the influences of running speed and vibration frequency of load on the response are investigated. It is found that, though the quasi-static response is increased with increasing speed, it cannot be serious. On the other hand, the dynamic component of moving load can cause rather large response. Particularly, it can be increased at a speed of 700km/h or more.

Key Words: low-pressure tunnel, super-high-speed train, 2.5-D analysis

1. はじめに

我国における磁気浮上式鉄道の研究開発は、開始から既に40年以上経過し、その間に様々な技術の進歩と蓄積とがなされてきた。しかしその実用化に際して克服すべき課題が全て解決されたわけではない。例えば、500km/hを超える超高速域での走行では、空気の影響が大きな障害となる。これに対する一つの解決策として、地下トンネル内を減圧しその中に磁気浮上式鉄道を通す、いわゆる減圧トンネル方式を挙げることができる。スイスでは当該構想の実現に向けた具体的計画が進行しつつあり、我国においてもその実現可能性に関する基礎的検討がなされている⁽¹⁾。

本来磁気浮上式鉄道は、車輪走行による従来方式のように軌道との直接接触を伴わないため、振動低減性能に優れている。特にトンネル内走行では、軌道系で発生した振動成分の多くがトンネルによりカットされ、地盤への伝播は大幅に軽減される。したがって減圧トンネルの実現に当り、地盤振動は致命的な問題とはならないものと考えられる。しかし、これまで定量的な議論がなされておらず、振動レベルの規模を把握することには意義があると思われる。また、我国では主要都市間に地盤の軟弱な地域が多く存在し、そのため超高速走行による地盤振動増幅への影響が幾分懸念される。そこで本研究では、地表部に軟弱層を有する地盤構造に建設されたトンネル内を荷重が超高速走行する場合を対象に、地盤の振動応答特性について2.5次元解析⁽²⁾を通して検討し、当該事象における問題点の有無について考察する。

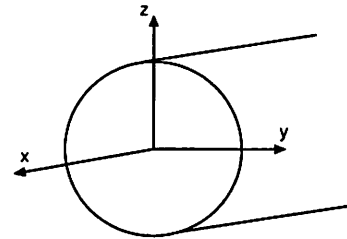


Fig. 1 3次元動弾性場と座標系

以下では、まず2.5次元解析手法について概要を述べる。また、2.5次元解析手法に用いる準二次元場の解を導く有限要素-境界要素結合法について述べ、さらにトンネル波動の伝播について述べる。次に、走行荷重が振動しない場合における地表面振動応答結果について、成層地盤の理論分散曲線との関連を含め考察する。最後に、走行荷重の振動成分が地表面の振動応答に及ぼす影響について検討する。

2. 2.5次元解析手法の概要⁽²⁾

Fig.1のようなx軸方向に一樣な断面構造が無限に続く3次元動弾性場を考える。変位解 $u(x, \bar{x}, t)$, $\bar{x} = (y, z)$ は次の運動方程式で与えられる。

$$L u - \rho \ddot{u} = 0 \quad (1)$$

ここで、Lは空間座標の微分作用素、 ρ は密度である。また、 $(\dot{\quad}) = \partial/\partial t$ である。一定形状で分布する荷重モードが振動数

ω_0 で振動しながら一定速度 v で x 方向へ移動する場合、この分布荷重 \mathbf{P} は次式のように与えられる。

$$\mathbf{P} = e^{i\omega_0 t} \bar{\mathbf{P}}(\bar{x}, \xi) \quad (\xi = x - vt) \quad (2)$$

ここで、 $\bar{\mathbf{P}}$ は分布荷重モード、 ξ は速度 v で荷重と共に移動する座標である。この時、変位解 \mathbf{u} は次のように表せる。

$$\mathbf{u} = e^{i\omega_0 t} \bar{\mathbf{u}}(\bar{x}, \xi) \quad (3)$$

式 (3) を式 (1) に代入し、 ξ について Fourier 変換して次式を得る。

$$\hat{\mathbf{L}}\bar{\mathbf{u}} + \rho(\omega_0 + vk)^2 \bar{\mathbf{u}} = \mathbf{0} \quad (4)$$

ここで、 k は波数、 $\hat{\mathbf{L}}$ は微分作用素 \mathbf{L} の x に関する Fourier 変換で、 $\bar{\mathbf{u}}$ は \mathbf{u} の ξ に関する Fourier 変換で与えられる。

式 (4) の解 $\bar{\mathbf{u}}$ が求められれば、変位解 \mathbf{u} は次の逆 Fourier 変換で与えられる。

$$\mathbf{u} = e^{i\omega_0 t} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\mathbf{u}}(k) e^{ik\xi} dk \quad (5)$$

3. 有限要素-境界要素結合法

式 (4) で与えられる準二次元場における解 $\bar{\mathbf{u}}$ は有限要素-境界要素結合方程式により求める。なお、本研究ではトンネルとその近傍地盤、および表層地盤は有限要素で、それ以外の半無限地盤は境界要素で離散化する。以下ではその手順について述べる。

3.1. 境界要素方程式

式 (4) に対する直接法に基づく積分表現式として次式を得る。なお本節では (x, y, z) を (x_1, x_2, x_3) と表記する。

$$\begin{aligned} \bar{u}_j(\mathbf{x}) = & - \int_{\Gamma} \bar{p}_{jm}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \bar{u}_m(\mathbf{y}) d\Gamma_y \\ & + \int_{\Gamma} \bar{u}_{jm}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \bar{p}_m(\mathbf{y}) d\Gamma_y \quad (\mathbf{x} \in \Omega) \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 \bar{u}_i は $\bar{\mathbf{u}}$ の x_i 方向成分、 Γ は準二次元領域 Ω の境界、 \bar{u}_{jm}^* は次式で与えられる基本解である。

$$\begin{aligned} \bar{u}_{11}^* &= \frac{i}{4\mu k_T^2} [k^2 H_0^{(1)}(\zeta_L r) - (k^2 - k_T^2) H_0^{(1)}(\zeta_T r)] \\ \bar{u}_{\alpha 1}^* &= \frac{k}{4\mu k_T^2} \frac{r_\alpha}{r} [\zeta_L H_1^{(1)}(\zeta_L r) - \zeta_T H_1^{(1)}(\zeta_T r)] \\ \bar{u}_{\alpha\beta}^* &= \frac{i}{4\mu k_T^2} \left[\frac{r_\alpha r_\beta}{r^2} F_2 + \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} (F_0 - F_2) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $r = |\mathbf{y} - \mathbf{x}|$ 、 r_α は $\mathbf{y} - \mathbf{x}$ の成分、 $\zeta_L = \sqrt{k_L^2 - k^2}$ 、 $\zeta_T = \sqrt{k_T^2 - k^2}$ 、 $k_L = \omega/C_L$ 、 $k_T = \omega/C_T$ 、 $C_L^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$ 、 $C_T^2 = \mu/\rho$ 、 λ 、 μ は Lamé 定数、 $\omega = \omega_0 + vk$ 、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $\alpha, \beta = 2, 3$ 、 $\delta_{\alpha\beta}$ は Kronecker のデルタ、 $H_n^{(1)}(x)$ は n 次の第 1 種 Hankel 関数であり、 x が虚数の場合は変形 Bessel 関数として解釈するものとする。また、 F_n は次式で定義する。

$$F_n = (k_T^2 - k^2) H_n^{(1)}(\zeta_T r) + (k_L^2 - k^2) H_n^{(1)}(\zeta_L r) \quad (8)$$

また、 \bar{p}_i 、 \bar{p}_{ij}^* は表面力に相当し次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{p}_1 &= \mu \left(ik\bar{u}_\alpha n_\alpha + \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial n} \right) \\ \bar{p}_\alpha &= \lambda(-ik\bar{u}_1 + \bar{u}_{\beta,\beta}) n_\alpha + \mu \left(\bar{u}_{\beta,\alpha} n_\beta + \frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial n} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \bar{p}_{j1}^* &= \mu \left(-ik\bar{u}_{j\alpha}^* n_\alpha + \frac{\partial \bar{u}_{j1}^*}{\partial n} \right) \\ \bar{p}_{j\alpha}^* &= \lambda(-ik\bar{u}_{j1}^* + \bar{u}_{j\beta,\beta}^*) n_\alpha + \mu \left(\bar{u}_{j\beta,\alpha}^* n_\beta + \frac{\partial \bar{u}_{j\alpha}^*}{\partial n} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 n_α は Γ 上の点における外向き単位法線ベクトル成分である。

式 (6) の内点 \mathbf{x} に対し Γ 上への極限移行をとり、境界積分方程式を次式のように得る。

$$\begin{aligned} c_{jm} \bar{u}_m(\mathbf{x}) = & - \int_{\Gamma} \bar{p}_{jm}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \bar{u}_m(\mathbf{y}) d\Gamma_y \\ & + \int_{\Gamma} \bar{u}_{jm}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \bar{p}_m(\mathbf{y}) d\Gamma_y \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 c_{jm} は \mathbf{x} における境界の滑らかさに依存する係数である。式 (11) を選点法の下で離散化して次の境界要素方程式を得る。

$$\mathbf{H}\bar{\mathbf{U}}_B = \mathbf{G}\bar{\mathbf{P}}_B \quad (12)$$

ここで $\bar{\mathbf{U}}_B$ 、 $\bar{\mathbf{P}}_B$ は各節点における \bar{u}_i 、 \bar{p}_i を成分に持つベクトル、 \mathbf{H} 、 \mathbf{G} は係数行列である。

有限要素方程式を結合するために、式 (12) を有限要素型に変換する。

$$\mathbf{K}_B \bar{\mathbf{U}}_B = \bar{\mathbf{F}}_B, \quad \mathbf{K}_B = \mathbf{S}\mathbf{G}^{-1}\mathbf{H}, \quad \mathbf{F}_B = \mathbf{S}\bar{\mathbf{P}}_B \quad (13)$$

ここで \mathbf{S} は表面力ベクトルを節点ベクトルに変換する行列である。

3.2. 有限要素方程式

準二次元場における有限要素方程式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{K}}\bar{\mathbf{U}} &= \bar{\mathbf{F}}, \quad \bar{\mathbf{K}} = \mathbf{K} - \omega^2 \mathbf{M} \\ \mathbf{K} &= \int_{\Omega_F} \mathbf{N}^t \mathbf{B}^* \mathbf{D} \mathbf{B} \mathbf{N} d\Omega, \quad \mathbf{M} = \int_{\Omega_f} \rho \mathbf{N}^t \mathbf{N} d\Omega \end{aligned} \quad (14)$$

ここで \mathbf{K} 、 \mathbf{M} はそれぞれ剛性行列、質量行列、 \mathbf{D} 、 \mathbf{B} はそれぞれ応力-ひずみ関係、変位-ひずみ関係より得られる行列であり、 $(\)^*$ は共役転置行列を意味する。

節点変位ベクトル $\bar{\mathbf{U}}$ を、 Γ 上の節点成分 $\bar{\mathbf{U}}_1$ とそれ以外の節点成分 $\bar{\mathbf{U}}_2$ に分けると、式 (14) は次のように書ける。

$$\begin{bmatrix} \bar{\mathbf{K}}_{11} & \bar{\mathbf{K}}_{12} \\ \bar{\mathbf{K}}_{21} & \bar{\mathbf{K}}_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{\mathbf{U}}_1 \\ \bar{\mathbf{U}}_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \bar{\mathbf{F}}_1 \\ \bar{\mathbf{F}}_2 \end{Bmatrix} \quad (15)$$

3.3. 結合方程式

有限要素方程式と境界要素方程式の結合面 Γ 上で変位の連続条件と力の釣り合い条件を課す。

$$\bar{\mathbf{U}}_1 = \bar{\mathbf{U}}_B, \quad \bar{\mathbf{F}}_1 + \bar{\mathbf{F}}_B = \mathbf{0} \quad (16)$$

式 (13)、(15)、(16) より次の結合方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} \bar{\mathbf{K}}_{11} + \mathbf{K}_B & \bar{\mathbf{K}}_{12} \\ \bar{\mathbf{K}}_{21} & \bar{\mathbf{K}}_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{\mathbf{U}}_1 \\ \bar{\mathbf{U}}_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{0} \\ \bar{\mathbf{F}}_2 \end{Bmatrix} \quad (17)$$

4. トンネル周辺地盤における応答特性の考察

トンネルを浅層域の軟弱地盤内に建設しない限り、一般に 500~700km/h の走行速度がトンネル周辺地盤における実体

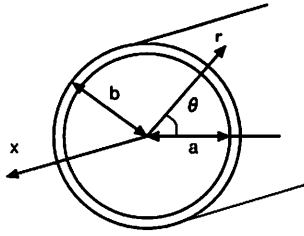


Fig. 2 トンネル・地盤モデルの円筒座標系

波の伝播速度を超えることは無いと考えられる。特に都市域におけるトンネルの新規建設は大深度地下域に及ぶものと思われ、トンネル周辺の地盤は比較的強固なものとなる。この場合、以下に示すように当該地盤の変位応答は準静的なものとなる。ここでは上述の様な場合を対象に、トンネル周辺の一様地盤における変位応答解の特性について、理論的に考察し、その距離減衰性や荷重走行速度がそれに及ぼす影響などについて確認する。

トンネル-地盤系を想定し、無限長の弾性円筒体が無限弾性体中に埋め込まれている場合を考える。なお、円筒体、無限領域共に等方均質であるものとする。Fig.2 に示すように円筒座標系 (r, θ, x) を導入する。以下では円筒内面に作用する具体的外力として、円筒軸 (x) 方向に一定速度 v で走行する次の半径方向荷重を対象とする。

$$\begin{aligned} t_{rr} &= \cos n\theta e^{ik\xi}, & \xi &= x - vt \\ t_{r\theta} &= t_{rx} = 0, & (\text{on } r &= a) \end{aligned} \quad (18)$$

ここで、 t_{rr} は半径方向表面力、 $t_{r\theta}$ 、 t_{rx} はせん断成分、 n は整数、 k は x 方向波数、 a は円筒内径である。また、 ξ は荷重と共に移動する座標系である。

円筒周囲の無限弾性域における変位解はポテンシャル関数 ϕ 、 ψ 、 χ を用い次のように表現できる⁽³⁾。

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + l \frac{\partial^2 \chi}{\partial r \partial x} \\ u_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{l}{r} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \theta \partial x} \\ u_x &= \frac{\partial \phi}{\partial x} - l \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \chi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \theta^2} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、 u_r 、 u_θ 、 u_x はそれぞれ r 、 θ 、 x 方向の変位成分、 l は次元の整合をとるために導入した長さの次元を持つパラメータである。

今、荷重の走行速度 v が円筒体、および無限弾性域の実体波の伝播速度より遅いものとする、 ϕ 、 ψ 、 χ は次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \phi &= A_1 K_n(\alpha r) \cos n\theta e^{ik\xi} \\ \psi &= A_2 K_n(\beta r) \sin n\theta e^{ik\xi} \\ \chi &= A_3 K_n(\beta r) \cos n\theta e^{ik\xi} \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、 A_1 、 A_2 、 A_3 は定数であり、本来円筒の内・外面での力のつり合い条件および変位の適合条件により定められるものであるが、無限場での解の特性についての議論がこ

での目的であるので、その導出については割愛する。また、 K_n は n 次の第 2 種変形 Bessel 関数であり、 α 、 β は次式により与えられる係数である。

$$\begin{aligned} \alpha &= k\sqrt{1 - M_L^2}, & \beta &= k\sqrt{1 - M_T^2} \\ M_L &= \frac{v}{C_L} < 1, & M_T &= \frac{v}{C_T} < 1 \end{aligned} \quad (21)$$

ここで、 C_L 、 C_T はそれぞれ無限弾性体の縦波と横波の伝播速度である。

式(19)、(20)より、外部無限領域における変位解は次の様な準静的な解により与えられる。

$$\begin{aligned} u_r &= [A_1 \alpha K_n'(\alpha r) + \frac{n}{r} A_2 K_n(\beta r) \\ &\quad + ik\beta A_3 K_n'(\beta r)] \cos n\theta e^{ik\xi} \\ u_\theta &= - \left[\frac{nA_1}{r} K_n(\alpha r) + \beta A_2 K_n'(\beta r) \right. \\ &\quad \left. + \frac{inkA_3}{r} K_n(\beta r) \right] \sin n\theta e^{ik\xi} \\ u_x &= [ikA_1 K_n(\alpha r) - l\beta^2 A_3 K_n(\beta r)] \cos n\theta e^{ik\xi} \end{aligned} \quad (22)$$

荷重走行速度 v の増加と共に、式(21)の M_L 、 M_T は増大し、 α 、 β はそれぞれ $\sqrt{1 - M_L^2}$ 、 $\sqrt{1 - M_T^2}$ に比例して減少して行くことになる。また $K_n(\alpha r)$ 、 $K_n(\beta r)$ は十分大きな r に対して次式に漸近する。

$$K_n(\alpha r) \simeq \frac{e^{-\alpha r}}{\sqrt{2\pi\alpha r}}, \quad K_n(\beta r) \simeq \frac{e^{-\beta r}}{\sqrt{2\pi\beta r}} \quad (23)$$

変位の距離依存性は式(23)で与えられ、 r と共に速やかに減衰する。ちなみに荷重走行速度が C_T を越える場合、振動応答が得られ、変位振幅の距離減衰は $1/\sqrt{r}$ に比例するものとなり、その影響はより遠方に達することとなる。

式(23)で αr 、および βr をそれぞれ一定値 C_α 、 C_β にとると、それに対応する距離 r は各々 C_α/α と C_β/β で与えられる。すると、 $M_L < M_T < 1$ における変位応答は準静的とはなるが、荷重走行速度 v の増加と共にその影響は $1/\alpha$ 、または $1/\beta$ に比例してより遠方に及ぶこととなり、超高速走行時の地表面応答への影響が懸念される。

5. 解析概要

トンネル・地盤系の解析条件を Fig.3 に示す。トンネルは単線シールドトンネルを想定し、内径 7.7m、トンネル覆工厚さ 35cm の円形断面とした。また、走行部とガイドウェイ部もトンネルと同じ物性値としており、従来の解析経験に基づきせん断弾性係数を 1435MPa、ポアソン比を 0.26、質量密度を 2300kg/m³ と設定している⁽²⁾。

地盤は関東圏を想定し、地表面部に表層地盤を設けてある。表層地盤のせん断弾性係数を 23MPa、ポアソン比を 0.40、質量密度を 1600kg/m³、横波伝播速度を 120m/s、縦波伝播速度を 294m/s とし、下層地盤のせん断弾性係数を 320MPa、ポアソン比を 0.45、質量密度を 2000kg/m³、横波伝播速度を 400m/s、縦波伝播速度を 1327m/s とした。また、地盤における減衰を複素剛性により 3% 与えている。

走行荷重は実際の磁気浮上式鉄道の走行時に発生する荷重を元に、Fig.4 に示すような一台車分に対応する分布荷重を設定した。

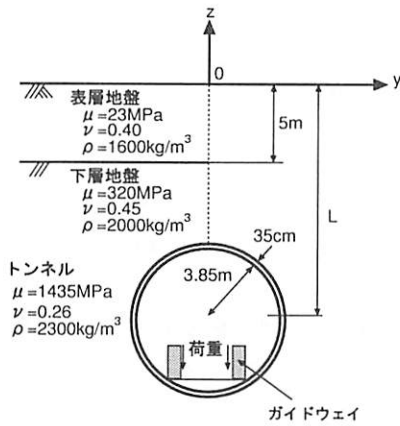


Fig. 3 トンネル・地盤の解析条件

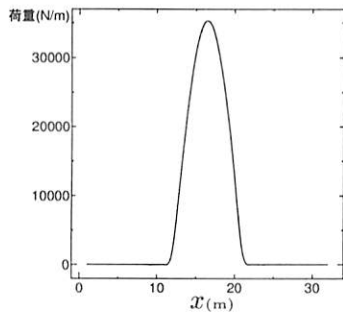


Fig. 4 列車荷重

また、3.で述べたとおり、2.5次元解析では有限要素-境界要素結合法を用いている。その際に、トンネルとその周辺地盤及び表層地盤を有限要素で離散化し、その外部の下層一様地盤を境界要素で離散化する。分割には2次元要素を用い、以下の解析で対象としている振動数(10Hz以下)に対し十分な解像度を確保した。また、トンネル長手方向の波数域については、約60cmの波長まで考慮した。さらに、問題の対称性によりFig.3の $y \leq 0$ の部分を離散化対象とした。なお、地表面近傍の成層地盤部は $-80(m) \leq y \leq 0(m)$ の範囲を要素分割し、その打切端には粘性境界を設定した。

解析に際し、 $v=500, 600, 700\text{km/h}$ (139, 167, 194m/s)の走行速度の下、地表面からの深さLを30mに設定し、トンネルと地盤との連成解析を行う。

6. 解析結果

6.1. 無振動超高速走行による成層地盤の変位応答

$v=700\text{km/h}$ での地表面変位応答をFig.5に示す。図は荷重と共に移動する座標系より見たものである。横軸はトンネル長手方向、縦軸はトンネル直上からの距離であり、荷重は一台車分を想定し、横軸中央部に位置している。なお、荷重は右方向に走行している。 y 方向最大変位はトンネル直上から約25m離れた位置に分布し、一方、鉛直方向最大変位はトンネル直上に位置している。また、走行荷重直上からトンネル軸に沿って約40m離れた箇所に変位の節が現れてい

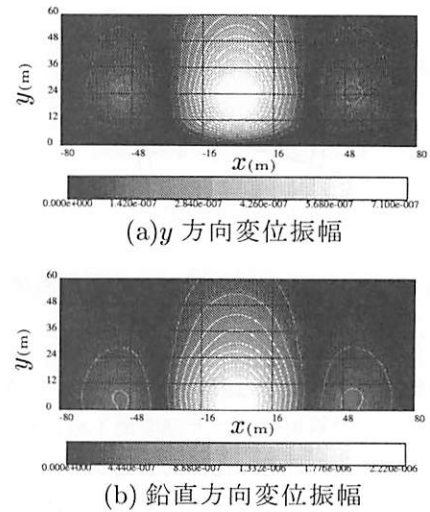


Fig. 5 地表面変位応答(単一荷重走行, 振動なし, 700km/h, $L=30\text{m}$)

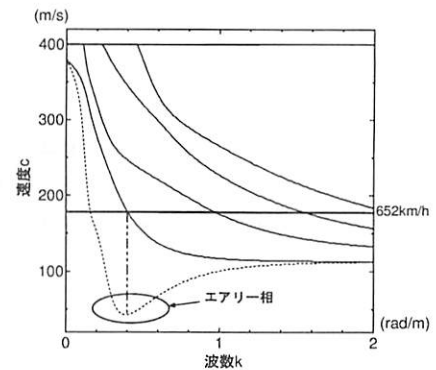


Fig. 6 Rayleigh波の理論分散曲線

る。これはトンネルの曲げたわみによる影響と考えられる。なお、 $v=500, 600, 700\text{km/h}$ での鉛直最大変位はそれぞれ $1.61 \times 10^{-6}, 2.47 \times 10^{-6}, 2.22 \times 10^{-6}\text{m}$ であり、 $v=600\text{km/h}$ の場合に最大となった。

トンネル周辺の下層地盤の横波伝播速度は400m/sであり、ここに設定した列車走行速度に比べ十分に速い。したがって、走行荷重が振動しない場合、4.に述べた様にトンネル及び周辺地盤内の変位応答は準静的なものとなる。一方、上層地盤の横波伝播速度は120m/sであり、下層地盤を介して入力される攪乱により表面波モードが励起される可能性がある。Fig.6は当該成層地盤を対象に、Rayleigh波の理論分散曲線(3)を求めたものである。なお、破線は基本モードの群速度を示しており、例えば、652km/hでの荷重走行の場合、エアーリー相に対応する波数約0.4(rad/m)(波長16m)のRayleigh波が励起される可能性がある。以上のことより、 $v=600\text{km/h}$ における鉛直変位が最大となった理由の一つとして、表層地盤における表面波成分の影響が考えられる。

また、地表面での変位振幅結果 $u(x-vt)$ より加速度 $a=v^2|u''|$ を求めた。結果の図示は割愛するが、最大値を示した $v=700\text{km/h}$ における鉛直方向最大加速度でも、その値は0.157gal程度であり、十分に小さいことが分かる。

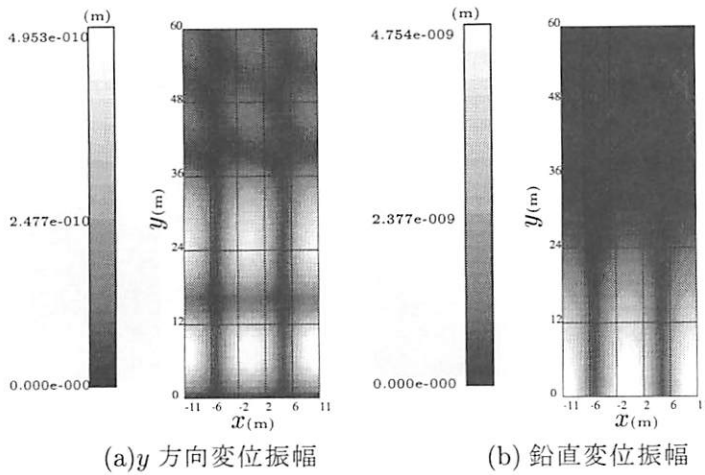


Fig. 7 地表面変位応答 (連行荷重走行, 振動なし, 時速 700km, L=30m)

次に車両が連行する場合を想定し, 先の分布荷重を車両間隔 (21.6m) 毎に無限に配置して解析を行った. この時, トンネル長手方向に関して周期解が得られる. 一周分 (一車両分) の範囲における y 軸方向と鉛直方向変位振幅の分布を Fig.7 に示す. なお, Fig.5 と同様に台車荷重は水平軸上中央部に位置している. まず, いずれの変位成分においても, 荷重中心からトンネル軸方向に左右 5m の位置に変位の節が存在しており, 周期長 21.6m の下で変位が準静的に分布している様子が明瞭に現れている. 一方, y 軸方向 (トンネル軸直交方向) における変位振幅の分布について見ると, 両変位成分間に差異が認められる. y 方向変位成分においては, y 軸に沿って断続的にピークが現れながら次第に減衰の様子が窺えるが, 鉛直方向変位成分はトンネル直上からの距離と共に一様に減衰しており, その様な傾向が認められない. 本来, 周期長 21.6m での変位解は, 単一走行荷重における解をトンネル軸方向に 21.6m ずつ平行移動したものの重ね合わせにより得ることができる. Fig.7 における y 方向変位振幅における断続的なピークは, この重ね合わせにおける一種の干渉効果による可能性が考えられる.

次に, 荷重走行速度 v と変位振幅の最大値との関係を Fig.8 に示す. なお, 図は $v=100\sim 700\text{km/h}$ の範囲で 100km/h 間隔で得た結果をプロットしたものである. 鉛直方向変位成分は荷重走行速度と共に増大しており, 特に上層地盤の横波伝播速度を越える 500km/h 以上の速度域において急激に大きくなっている. ただし, 変位振幅の最大値は $5 \times 10^{-9}\text{m}$ 程度であり, 単一走行荷重の場合のそれに比べて約 1/500 と非常に小さく, 実際には特段の問題を生じないものと思われる. これは連行荷重によりトンネルの曲げ変形が抑制されたことによるものである. 一方, y 方向変位成分について見ると, $v=600\text{km/h}$ にピークが現れ, 鉛直変位と異なる傾向を示している. 4. に述べたとおり, トンネル周辺の下層地盤における変位の距離減衰は, 荷重走行速度の増加と共に低減して行

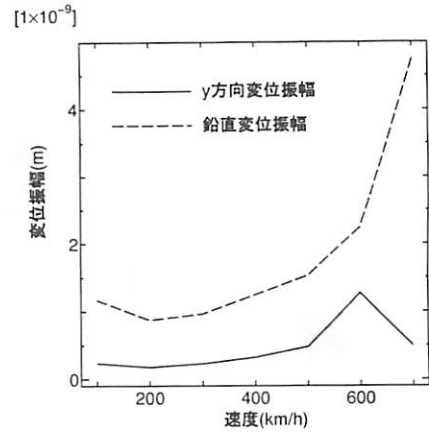


Fig. 8 変位振幅と走行速度との関係

く. そのため, 一般に地表面変位応答は荷重走行速度と共に増大する傾向を示すものと思われる. しかし, Fig.8 における y 方向変位振幅の最大値は上述のようにピークを有しており, 走行速度による影響が単に変位の距離減衰だけで議論できないことを示唆している. なお, 当該事象の原因の一つとして, 単一走行荷重と同様に表面波モードの励起が考えられる.

6.2. 連行走行荷重における振動成分の影響

磁気浮上式鉄道の特徴の 1 つとして, 走行振動の低減が挙げられる. そのため, 6.1. においては振動が存在しないものとして解析を行ってきた. しかし, 軌道系に入力される振動レベルが相対的に小さいとしても, それによって下層地盤内に波動の伝播が引き起こされることとなる. 前述のようにその距離減衰は $1/\sqrt{r}$ に比例し, 非振動成分による準静的な変位応答に比べ, より遠方にまで到達する. そこで, 走行荷重の振動成分が地表面応答に及ぼす影響について調べた. 既存の磁気浮上式鉄道における車両・磁気バネ系の固有振動数は, 概ね 5~10Hz の範囲の値をとる. そこで, 以下では連行走行荷重の振動数を 5Hz と 10Hz の 2 ケースに設定し解析を行った. なお, 荷重分布には Fig.7 に用いた連行走行荷重と同一のものをを用い, それを一定振動数の下で振動させた.

$v=700\text{km/h}$ における 5Hz 加振および 10Hz 加振での地表面変位振幅応答を, それぞれ Fig.9, Fig.10 に示す. 非振動荷重に対する応答と異なり, 変位振幅には節が認められない. また, 荷重振幅は非振動荷重の大きさと同じ値となっているが, 応答変位振幅の大きさは非振動荷重のそれと比べて約 1000 倍の値を示している. このことより, 振動荷重成分自体が小さくても, それが地表面変位応答を支配し得ることが確認できる. なお, Fig.9 より, 5Hz 加振における変位振幅応答は, y 軸方向には変動が認められるものの, トンネル軸方向には概ね一定値を示しており, トンネル軸に直交する断面内の準二次元的な応答となっていることがわかる. 一方, 10Hz 加振の場合では (Fig.10), 特に y 方向変位振幅の分布において, トンネル軸方向に沿った変動が明瞭に現れており, 3 次元的な応答が得られている. なお, 動画により確

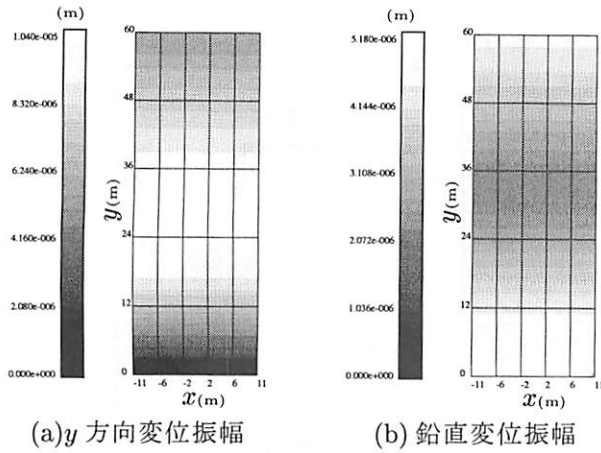


Fig.9 地表面変位応答(連行荷重走行, 5Hz加振, 700km/h, L=30m)

認した結果, y 方向変位振幅におけるピークの分布はトンネル直上から荷重進行斜め前方方向に伝播する波動と, y 軸方向に遠方へ伝播していく波動との重畳によるものであることが分かった. 前者の波動は, トンネル周囲の地盤内をトンネル軸に沿って進行するチューブ波(2), (4)による可能性が考えられる. 一方, 後者はトンネルから放射される準二次元的な波動成分に対応するものと思われる(5).

次に, 10Hz加振の場合を対象に, トンネル直上からの距離毎に y 方向最大変位振幅を求めた結果を Fig.11 に示す. なお, 図には荷重走行速度 $v=100, 500, 600, 700$ km/h の4ケースについて示した. この図より, y 方向変位振幅は $v=700$ km/h において顕著な増加傾向を示していることが分かる. これは, Fig.10 に示した様に, $v=700$ km/h における y 方向変位振幅分布がトンネル軸方向に大きく変動していたことに関連しており, 上述のチューブ波の影響が一因として考えられる.

7. おわりに

減圧トンネルを用いた超高速鉄道の走行が地盤応答に及ぼす影響を, 2.5次元解析を用いることにより評価した. 磁気浮上式鉄道のように振動が低減された走行においても, 地盤の位相速度に匹敵する走行速度では変位応答の増幅を引き起こすことが懸念された. しかし, 振動を伴わない走行荷重成分に対する変位応答において, 表層地盤の存在に起因した増幅傾向が多少認められたものの, そのレベル自体は比較的低く, 特に連行荷重下での応答は大幅に低減されることが分かった.

また, 走行荷重の振動成分が地表面変位応答に及ぼす影響についても調べた. 5Hz以下での加振振動数下での応答は, トンネル軸に直交する断面内における準二次元的特性を有することが分かった. この場合走行速度の影響はほとんど現れないものと考えられる. 一方, 10Hz加振に対する応答の場合, 走行速度 $v=700$ km/h における y 方向変位振幅に, トンネル軸方向に局在する傾向が認められ, 明らかに二次元的応答と異なる結果を得た. なお, この場合において, 荷重走行速度の影響が顕著に現れ, 特に $v=700$ km/h の下で比較的大

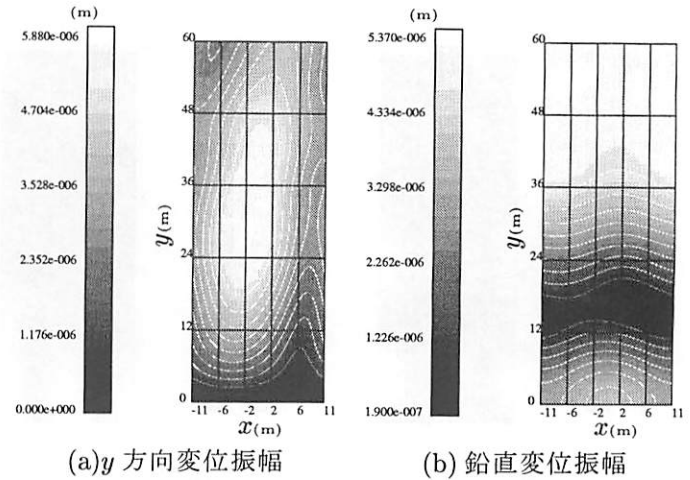


Fig.10 地表面変位応答(連行荷重走行, 10Hz加振, 700km/h, L=30m)

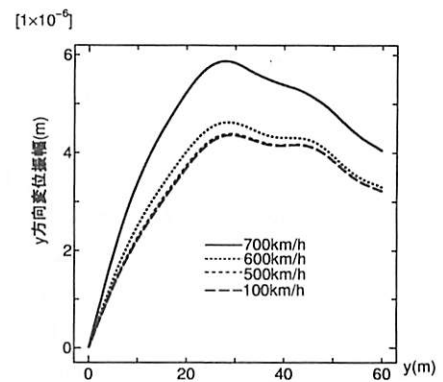


Fig.11 トンネル直上からの距離と y 方向最大変位振幅との関係(10Hz加振, L=30m)

きな応答が得られた. また, 振動荷重成分に対する地表面変位応答は, 10Hz程度の低振動数の下でも, 非振動成分に対するものと比べて1000倍程度と大きくなるので, その抑制に注意を払う必要がある.

参考文献

- (1) 「減圧トンネルを含む新形式高速鉄道」研究会編: 減圧高速鉄道に関する基礎研究, 土木学会, 2005.
- (2) 阿部和久, 加藤宏輝, 古田勝: 列車走行荷重を受けるトンネル・地盤系の振動応答解析, 鉄道力学論文集, No.8, 47-52, 2004.
- (3) Eringen, A.G. and Suhubi, E.S.: Elastodynamics, Chap.8, Academic Press, 1975.
- (4) Sheng, X., Jones, C.J.C. and Thompson, D.J.: Ground vibration generated by a harmonic load moving in a circular tunnel in a layered ground, Proc. of 10th Int. Meeting on Low Freq. Noise and Vibr. and Its Contr., 161-176, 2002.
- (5) 阿部和久, 加藤宏輝, 古田勝: 地下鉄周辺地盤における波動の伝播特性, 鉄道力学論文集, No.9, 43-48, 2005.