

## 점진원모델을 사용한 층상지반에서의 깊이에 따른 지반운동 특성 변화연구

### A Study on the Depth Dependent Characteristics of Earthquake Ground Motions in a Layered Ground Medium Using Point Source Models

고현무\* · 김재관\*\* · 권기준\*\*\*

Koh, Hyun Moo · Kim, Jae Kwan · Kwon, Ki Jun

#### Abstract

Variation of seismic wave field in a multi-layered attenuating elastic half space is studied by the propagator matrix method and point source models of which fault-slip functions are defined as ramp functions. In this paper, the earth is modeled as being composed of horizontally stratified layers, with uniform material properties for each layer. The partial differential equations for the seismic motion in each layer are solved using a Fourier Hankel transform approach. Time histories and frequency contents of accelerations and displacements due to a vertical dip-slip and strike-slip point source located in the underlain half space are calculated at the layer interfaces using the developed programs and their characteristics are represented.

#### 요 지

다층 탄성반무한체에서 지진파장의 깊이에 따른 변화특성을 propagator matrix와 경사계단함수(ramp function) 형태의 단층이동함수(fault slip function)를 갖는 점진원 모델을 사용하여 연구하였다. 본 논문에서 지반은 수평방향으로 평행하고 각층에서는 재료특성이 균일한 지층으로 구성된 반무한체로서 모델링되었다. 각 층에서 지진운동의 지배편미분방정식의 해를 구하기 위해서 Fourier Hankel 변환 기법이 적용되었다. 층상지반아래 반무한체에 있는 연직 dip-slip 및 주향이동(strike slip) 점진원에 의한 각층경계에서의 가속도와 변위의 시간이력파 주파수내용을 개발한 해석프로그램에 의하여 계산하였고 그 특성을 논의하였다.

#### 1. 서 론

지진에 의한 지하 지반운동의 강도는 심도가 증

가함에 따라서 일반적으로 감소하는 경향을 보인다. 그러므로 이러한 현상을 지하원자력발전소나 지하 방사성폐기물처분장 등의 설계, 건설을 위한 설계 지반운동 결정시 고려하지 않는다면 과다설계가 초래될 수 있다. 반면에 이 현상을 설계지반운동 결정에 반영하기 위해서는 지반운동의 깊이에 따른

\* 정회원 · 서울대학교 토목공학과 부교수  
\*\* 정회원 · 서울대학교 토목공학과 조교수  
\*\*\* 정회원 · 서울대학교 토목공학과 박사과정

변화특성이 정성적, 정량적으로 파악되어야 할 필요가 있다. 지반운동의 특성을 파악하기 위해서는 지진시 지반운동을 장기간에 걸쳐 관측 기록하여 그 자료를 사용하는 것이 최선책이 되지만, 모든 부지에 대하여 이러한 방법을 적용하기에는 현실적으로 많은 어려움이 따른다. 그러나 부지에 인접한 권역에서의 지진원기구와 지층구조를 알 수 있다면 이론적인 모사방법에 의하여 지반운동의 깊이에 따른 변화특성을 정성적, 정량적으로 규명할 수 있고 그 결과는 지진기록이 빈약할 경우 심층지반에서의 설계지반운동 결정에 활용될 수 있을 것이다.

본 논문에서는 수평방향으로 평행한 지층으로 구성된 층상지반 아래의 반무한체에 있는 점진원에서 생성된 지진파의 전파과정을 propagator matrix 방법으로 해석한 결과를 분석하여 깊이에 따른 지반운동의 특성변화를 조사하였다. 본 연구에 적용된 propagator matrix 방법은 Thomson<sup>(1)</sup>과 Haskell<sup>(2)</sup>에 의하여 도입 발전된 층상매체에서의 파전파의 행렬 해석기법으로서 Fuchs와 Müller<sup>(3)</sup> 및 Kennet<sup>(4)</sup> 등이 발전시킨 reflectivity 방법과 더불어 지진학분야에서 특히 널리 사용되고 있다. Propagator matrix 방법과 reflectivity 방법은 동탄성상태의 지배미분방정식을 주파수 영역에서의 Fourier-Hankel 변환에 의하여 연적좌표만을 독립변수로 갖는 상미분방정식으로 변환시켜 그 해를 쉽게 구할 수 있는 기법이다. 그러나 주파수 영역에서의 최종응답은 Fourier-Hankel 역변환에 의하여 Fourier Bessel 적분 또는 파동수(wavenumber) 적분으로 표현되므로 무한적분의 구적이 요구된다. 본 연구에서는 oscillatory 함수의 구적에 효율적인 Clenshaw-Curtis 구적방법<sup>(5,6)</sup>을 Fourier Bessel 적분의 구적에 적용하여서 경사계단형상의 단층이동함수를 갖는 두 종류의 점진원, 연직 dip-slip 단층과 주향이동 단층에 의한 지층경계에서의 지반변위와 가속도응답을 해석하였고 그 응답특성을 살펴보았다.

## 2. 동탄성 상태의 행렬해석

균질 등방성 선형탄성매질에서  $e^{i\omega t}$ 의 시간종속성을 갖는 조화운동의 지배방정식은 다음과 같이 표현된다.<sup>(7,8)</sup>

$$(\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu\nabla \times \nabla \times \mathbf{u} + \mathbf{p}\mathbf{f} = -\rho\omega^2\mathbf{u} \quad (1)$$

여기서  $\lambda$ ,  $\mu$ 는 Lamé의 상수,  $\mathbf{u}=\mathbf{u}(\mathbf{x}, \omega)$ 는 변위 벡터,  $\rho$ 는 밀도, 그리고  $\mathbf{f}$ 는 물체력벡터이다. 변위장  $\mathbf{u}=\mathbf{u}(\mathbf{x}, \omega)$ 는 세개의 스칼라 포텐셜,  $\phi$ ,  $\psi$ ,  $\chi$ 에 의하여 표현될 수 있다.

$$\mathbf{u} = \nabla\phi + \nabla \times \nabla \times (0, 0, \psi) + \nabla \times (0, 0, \chi) \quad (2)$$

물체력 벡터  $\mathbf{f}(\mathbf{x}, \omega)$ 도 세가지 스칼라 포텐셜  $\Phi$ ,  $\Psi$ ,  $\mathbf{X}$ 로 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{f} = \nabla\Phi + \nabla \times \nabla \times (0, 0, \Psi) + \nabla \times (0, 0, \mathbf{X}) \quad (3)$$

표현식 (2)와 (3)을 식 (1)에 대입하면 물체력이 없는 경우, 다음과 같은 비연계방정식이 성립된다.

$$\begin{aligned} \nabla^2\phi &= -\frac{\omega^2}{\alpha^2}\phi = -k_\alpha^2\phi \\ \nabla^2\psi &= -\frac{\omega^2}{\beta^2}\psi = -k_\beta^2\psi \\ \nabla^2\chi &= -\frac{\omega^2}{\beta^2}\chi = -k_\beta^2\chi \end{aligned} \quad (4)$$

여기서  $\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ ,  $\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ 로서 P파, S파 전파속도를 각각 의미하고,  $k_\alpha^2 = \frac{\omega^2}{\alpha^2}$ ,  $k_\beta^2 = \frac{\omega^2}{\beta^2}$ 이다.

그림 1에서와 같이 정의된 원통좌표계( $r, \theta, z$ )를 사용하면 식 (4)의 좌변에 나타나는 Laplace 연산자  $\nabla^2$ 는 식 (5)와 같이 주어진다.

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (5)$$

식 (5)를 상미분연산자로 변환하기 위하여 필요한 finite exponential Fourier 변환과 Hankel 변환을 식 (6)과 식 (7)에서 정의한다.

$$\begin{aligned} g(m) &= E_m[g(\theta)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} g(\theta)e^{-im\theta} d\theta \\ g(\theta) &= E_m^{-1}[g(m)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} g(m)e^{im\theta} \end{aligned} \quad (6)$$

여기서  $E_m$ 은 방위각에 대한 finite exponential

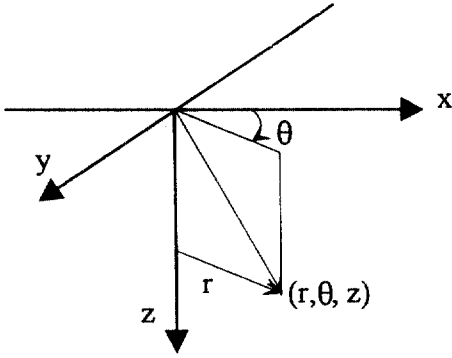


그림 1. 원통좌표계(r, θ, z).

Fourier 변환을 의미한다.

$$g(k) = H_{mk} [g(r)] = \int_0^\infty g(r) r J_m(kr) dr$$

$$g(r) = H_{mr} [g(k)] = \int_0^\infty g(k) k J_m(kr) dk \quad (7)$$

여기서  $H_{km}$ 은  $m$ 차 Hankel 변환 또는 Fourier Bessel 적분이라고 하며,  $k$ 는 파동수, 그리고  $k$ 에 대한 적분은 파동수적분이라고 불린다. 식 (6)과 (7)에서 정의되는 finite exponential Fourier 변환과 Hankel 변환을 식 (5)의 Laplace 연산자에 적용하면 다음식이 얻어진다.

$$H_{mk} (E_m [\nabla^2]) = -k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (8)$$

식 (8)에 의하여 식 (4)의 방정식들을 다음과 같은 형태로 나타낼 수 있으며

$$\frac{d^2}{dz^2} \phi(\omega, k, m, z) = (k^2 - k_0^2) \phi(\omega, k, m, z) \quad (9)$$

그 일반해는 다음식으로 주어진다.

$$\phi(\omega, k, m, z) = (Ae^{-vz} + Be^{vz}) \quad (10)$$

여기서,  $v = \sqrt{k^2 - k_0^2}$ 이고,  $A, B$ 는 경계조건에 의하여 결정되는 상수이다.

시간영역에서의 동탄성상태는 식 (6)과 (7)에서 정의된 Fourier 역변환과 Hankel 역변환에 의하여 다음과 같이 환원될 수 있다.

$$\phi(r, \theta, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} d\omega \quad (11)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\theta} \int_0^\infty \phi(\omega, k, m, z) k J_m(kr) dr$$

따라서 주파수영역에서의 포텐셜  $\phi, \psi, \chi$ 의 해는 다음에 주어진 기본해들의 선형조합으로 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} \phi(x, \omega) &= J_m(kr) e^{im\theta} (Ae^{-vz} + Be^{vz}) e^{i\omega t} \\ \psi(x, \omega) &= J_m(kr) e^{im\theta} (Ce^{-\gamma z} + De^{\gamma z}) e^{i\omega t} \\ \chi(x, \omega) &= J_m(kr) e^{im\theta} (Ee^{-\gamma z} + Fe^{\gamma z}) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (12)$$

여기서,  $\gamma = \sqrt{k^2 - k_p^2}$ 이다.

원통형좌표계(r, θ, z)에서 변위 벡터를  $\mathbf{u}(r, \theta, z, t) = (u_r, u_\theta, u_z)$ , 수평면에서의 표면력 벡터를  $\mathbf{t}(r, \theta, z, t) = (\tau_{rz}, \tau_{\theta z}, \tau_{zz})$ 로 정의하면 식 (2), (11), (12)와 변위-응력관계에 의하여 변위와 표면력 벡터는 각각 다음과 같이 표현된다.<sup>(7,8,9)</sup>

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} d\omega \int_0^\infty k dk \\ &\quad \sum_{m=-\infty}^{\infty} [l_1 \mathbf{T}_k^m + r_1 \mathbf{S}_k^m + r_2 \mathbf{R}_k^m] \\ \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} d\omega \int_0^\infty k dk \\ &\quad \sum_{m=-\infty}^{\infty} [l_2 \mathbf{T}_k^m + r_3 \mathbf{S}_k^m + r_4 \mathbf{R}_k^m] \end{aligned} \quad (13)$$

여기서  $r, \theta$ 에 대한 의존도는 다음에 정의되는  $\mathbf{T}_k^m, \mathbf{S}_k^m, \mathbf{R}_k^m$ 에 의하여 표현되고,

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_k^m &= \frac{1}{kr} \frac{\nabla Y_k^m}{\nabla \theta} \mathbf{e}_r - \frac{1}{k} \frac{\nabla Y_k^m}{\nabla r} \mathbf{e}_\theta \\ \mathbf{S}_k^m &= \frac{1}{k} \frac{\nabla Y_k^m}{\nabla r} \mathbf{e}_r - \frac{1}{kr} \frac{\nabla Y_k^m}{\nabla \theta} \mathbf{e}_\theta \\ \mathbf{R}_k^m &= -Y_k^m \mathbf{e}_z, \quad Y_k^m = J_m(kr) e^{im\theta} \end{aligned} \quad (14)$$

$\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z$ 는  $r, \theta, z$  방향으로 향하는 단위 벡터  
z에 대한 종속성은 스칼라 함수인  $l_1, l_2, r_1, r_2, r_3, r_4$ 에 의하여 표현되며 이들은 소위 운동-응력 벡터를 구성한다. 운동-응력 벡터는 SH 파와 P-SV 파에 의하여 발생하는 두 종의 비연계된 운동-응력 벡터  $\mathbf{f}_1 = (l_1, l_2)^T, \mathbf{f}_2 = (r_1, r_2, r_3, r_4)^T$ 로 분리될 수 있으며 각각은 다음과 같은 일차 미분방정식을 만족시킨다.

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial z} = \mathbf{A} \mathbf{f}, \quad \mathbf{f} = \mathbf{f}_1 \text{ or } \mathbf{f}_2, \quad \mathbf{A} = \mathbf{A}_1 \text{ or } \mathbf{A}_2 \quad (15)$$

여기서 행렬  $A_1$ 과  $A_r$ 는 매질의 물성과 주파수 및 파동수의 함수인 계수행렬이고 동일 매질에 있어서는 상수이며 각각 다음과 같다.<sup>(7,9)</sup>

$$A_1 = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{\mu} \\ \mu(k^2 - k_p^2) & 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$A_r = \begin{bmatrix} 0 & k & \frac{1}{\mu} & 0 \\ \frac{-k\lambda}{\lambda + 2\mu} & 0 & 0 & \frac{1}{\lambda + 2\mu} \\ k^2\zeta - \omega^2\rho & 0 & 0 & \frac{k\lambda}{\lambda + 2\mu} \\ 0 & -\omega^2\rho & -k & 0 \end{bmatrix} \quad (17)$$

여기서  $\zeta = 4\mu \left[ \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \right]$ 이다.

식 (15)로 주어진 일차연립미분방정식의 해를 구하는 절차는 잘 알려져 있으며,<sup>(10,11)</sup> 일반해와 초기치해의 두 가지 형태로 구분될 수 있다.  $f$ 가 차원  $n$ 인 벡터라고 하면 방정식 (15)는 일반적으로  $n$ 개의 선형독립 해벡터를 갖고 가장 일반적인 해는 이들의 선형 조합으로 표현될 수 있다.<sup>(10,11)</sup> 즉,

$$f(z) = \Phi W = TE(z)W \quad (18)$$

여기서  $T$ 는  $A$ 의 고유 벡터들을 열벡터로 갖는 행렬,  $W$ 는 가중치 벡터이고  $E(z)$ 는  $A$ 가 서로 다른 고유치  $\lambda_1, \dots, \lambda_N$ 을 갖는 경우 다음과 같은 대각행렬로 표현된다.

$$E(z) = \begin{bmatrix} e^{\lambda_{1z}} & 0 \\ 0 & e^{\lambda_{1z}} \end{bmatrix} \quad (19)$$

초기치형태 문제의 경우, 만약  $z = z_0$ 에서  $f(z_0) = \xi$ 로 정의되었다면,  $z$ 에서의 해  $f(z)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$f(z) = TE(z - z_0)T^{-1}\xi \quad (20)$$

여기서  $TE(z - z_0)T^{-1}$ 을 state transition 행렬이라고 한다.<sup>(10)</sup>

### 3. Propagator Matrix 방법

각 층에서의  $P$ -파 전파속도, 전단파 전파속도, 밀

도가 각각  $\alpha_i, \beta_i, \rho_i$ 이고,  $i$ 층의 두께가  $h_i, (j-1)$ 층과  $j$ 층의 경계의 깊이 또는  $z$  좌표가  $z_i$ 로 주어진 평행층상 반무한체모델이 그림 2에 나타나 있다. 이 모델에서,  $n$ 번째 지층에 진동원이 없을 경우  $z_{n-1}$ 과  $z_n$ 에서의 운동-응력 벡터는 식 (21)과 같이 state transition 행렬에 의하여 연결된다.

$$f(z_n) = T_n E_n(z_n - z_{n-1}) T_n^{-1} f(z_{n-1}) = G_n f(z_{n-1}) \quad (21)$$

여기서  $G_n$ 을  $n$ 번째 지층에서의 state transition 행렬 또는 층행렬이라 한다.

$z = z_0$ 에서  $f(z_0) = f_0$ 로 정의되었다면 반무한체와의 경계면  $z = z_{m-1}$ 에서 운동-응력 벡터는 식 (21)의 반복적용에 의하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} f(z_{m-1}) &= G_{m-1} f(z_{m-2}) \\ &= G_{m-1} G_{m-2} \dots G_1 f(z_0) \\ &= P(z_{m-1}, z_0) f_0 \end{aligned} \quad (22)$$

여기서  $P(z_{m-1}, z_0)$ 을 propagator matrix라고 한다.<sup>(7)</sup> 그런데  $m$ 번째 층 즉, 반무한체에서의 운동-응력 벡터는 식 (18)에 의하여 표현될 수 있고 가중치 벡터  $W$ 는 상향파 성분과 하향파 성분으로 분리될 수 있다. 진원이 반무한체 내에 있고 진원의  $z$  좌표가  $z_s > z_{m-1}$ 이라면  $z_{m-1}$ 에서의 운동-응력 벡터는 다음 식으로 표시된다.

$$f(z_{m-1}) = T_m E_m(z_{m-1}) \begin{pmatrix} W_U \\ W_D \end{pmatrix} = \Phi_m(z_{m-1}) \begin{pmatrix} W_U \\ W_D \end{pmatrix} \quad (23)$$

여기서  $W_U$ 는 진원에서 발생하는 상향파 성분을,  $W_D$ 는 무한영역으로 방사하는 하향파 성분을 각각 의미한다.

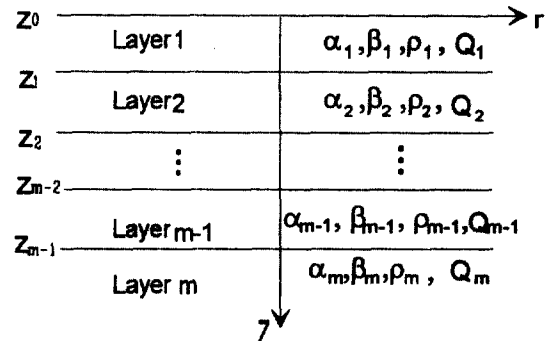


그림 2. 평행층상 반무한체 모델.

지표면에서 표면력이 없다면  $f_0$ 은 다음과 같이 표현되므로

$$f_0 = \begin{bmatrix} u_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (24)$$

식 (22)과 (23)을 등치시키면 다음 식이 성립한다.

$$\Phi_m(z_{m-1}) \begin{bmatrix} W_U \\ W_D \end{bmatrix} = P(z_{m-1}, z_0) \begin{bmatrix} u_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (25)$$

식 (25)에서  $u_0$ 을 구하면 식 (20), (22)에 의하여 층상지반내의 어느 위치에서나 운동-응력 벡터가 계산될 수 있으며 이러한 해석기법을 propagator matrix 방법이라고 한다.

본 연구에서는 이 방법에 내재하는 수치적 문제를 개선한 Dunkin<sup>(12)</sup>의 정식화에 근거하여 해석 program을 개발하였다.

#### 4. 진원모델

단층면에서의 전단파괴로 인하여 균질매질에서 발생하는 지진파장은 다음과 같은 적분식으로 표현된다.<sup>(7)</sup>

$$U_n(x, t) = \int \int_{\Sigma} m_{pq} * G_{np,q} d\Sigma \quad (26)$$

여기서  $m_{pq}$ 는 지진모멘트 밀도 tensor,  $G_{np,q}$ 는 Green 함수의 미분,  $\Sigma$ 는 전단균열이 발생한 단층면을 나타내고,  $*$ 는 시간에 대한 convolution을 의미한다.

전단층면에서 단층파괴가 동시에 발생한다고 가정하는 점진원모델의 경우 식 (26)은 다음과 같이 표현된다.

$$U_n(x, \omega) = M_0 \Omega(\omega) [G_{n1,3} + G_{n3,1}] \quad (27)$$

: Dip-Slip 점진원, 그림 3

$$U_n(x, \omega) = M_0 \Omega(\omega) [G_{n1,2} + G_{n2,1}] \quad (28)$$

: 주향이동 점진원, 그림 4

여기서  $M_0$ 는 지진모멘트로서  $M_0 = \mu \bar{u} A$ 이며, 전단계수  $\mu$ , 평균 slip량  $\bar{u}$ , 단층면적  $A$ 의 적으로 정의되고,  $\Omega(\omega)$ 는 정규화된 이동함수  $\Omega(t)$ 의 Fourier 변환으로서 그림 5에 변환되기 이전의 형상이 주

어져 있다. 식 (27)과 (28)은 그림 1에 주어진 원통형좌표계에서는 Hankel 변환(Fourier Bessel 적분)으로 표현가능하고<sup>(8)</sup> 주어진 파동수에 있어서 운동-응력 벡터는 식 (18)과 같이 표현될 수 있으므로, 층상지반의 응답은 식 (25)에서의 propagator matrix 방법에 의하여 구하여진다.

#### 5. Hankel 변환의 구적

식 (11) 또는 (13)에 나타나는 Hankel 변환은 다음과 같은 무한적분의 형태를 가진다.

$$I = \int_0^{\infty} F(k) J_m(kr) dk \quad (29)$$

여기서  $J_m(kr)$ 은 제 1종  $m$ 차 Bessel 함수이다.  $F(k)$ 는 실수  $k$ 축상에서 pole을 갖는다. 그러나 큰 값의  $k$  영역에서는  $F(k)$ 가 지수함수적으로 감소하므로 식 (29)의 구적은 유한적분으로 근사될 수 있다. 지반매질에서의 탄성과 전파시 발생하는 재료감쇠효과는 복소수 탄성계수를 사용하여 처리될 수 있으며 이때 실수축 상에 있던 pole은 복소수  $k$ -평면에서 실수축 밖으로 이동하므로 식 (29)의 적분에서는 특이성이 발생하지 않는다. 만약 작은 크기의 허수를 주파수  $\omega$ 에 더하여 주파수를 복소수로 만들어 주면 계산상의 안정성이 더욱 높아질 수 있다.<sup>(13)</sup> 특이성이 없는 유한적분영역에서의 Bessel 적분은 Clenshaw-Curtis 구적법에 의하여 효율적으로 수행될 수 있다.<sup>(5,6)</sup> 이 구적법은  $F(k)$ 를 멱급수의 형태로 전개한다면 급수의 각 항이 해석적으로 적분될 수 있다는 사실에 근거하였으며 멱급수로의 전개시에는 Chebyshev 급수의 직교성을 활용한다. 즉, 주어진 함수  $F(k)$ 가 영역  $(a, b)$ 에서 연속이고 유계되어 있는 경우에 Chebyshev 급수로 전개될 수 있다.<sup>(5,6)</sup>

$$F(k) = F(t) = \frac{1}{2} a_0 + a_1 T_1(t) + a_2 T_2(t) + \dots, \quad (a \leq x \leq b) \quad (30)$$

여기서  $T_i$ 은 Chebyshev 급수로서 다음과 같이 정의된다.

$$T_i(t) = \cos(i \cos^{-1} t), \quad t = (2k - (b+a))/(b-a) \quad (31)$$

만약  $F(k)$ 가  $N$ 차 다항식이라면  $N$ 개의 Chebyshev

급수의 조합으로 나타내질 수 있다.<sup>(5,6)</sup>

$$F(k) = F(t) = \frac{1}{2} a_0 + a_1 T_1(t) + a_2 T_2(t) + \dots + a_{N-1} T_{N-1}(t) + a_N T_N(t) = \sum_{r=0}^N a_r T_r(t), \quad (-1 \leq t \leq 1) \quad (32)$$

여기서  $\sum^N$  기호는 처음항과 끝항이 반으로 나누어진 합을 나타내고, 계수  $a_r$ 은 다음식으로 표시되는데

$$a_r = \frac{2}{N} \sum_{s=0}^N F\left(\cos \frac{\pi s}{N}\right) \cos\left(\frac{\pi r s}{N}\right) \quad (33)$$

이는 다음과 같은 cosine 함수의 직교조건에서 유도된다.

$$\sum_{s=0}^N \cos \frac{\pi i s}{N} \cos \frac{\pi j s}{N} = \begin{cases} 0 & (i \neq j) \\ N & (i = j = 0 \text{ or } N) \\ 0.5N & (i = j \neq 0 \text{ or } N) \end{cases} \quad (34)$$

식 (32)의 Chebyshev 급수는 멱급수로 다음과 같이 전개될 수 있으므로

$$T_n(x) = \frac{n}{2} \sum_{m=0}^{\lfloor n/2 \rfloor} (-1)^m \frac{(n-m-1)!}{m!(n-2m)!} (2x)^{n-2m} \quad (35)$$

식 (32)는 다시  $k$ 에 대한 멱급수로 표현된다. 따라서 적분식 (29)는 다음과 같은 적분항의 합으로서 구성될 수 있음을 알 수 있다.

표 1. 모델의 물성치

| 층번호 | 두께 (km)  | 밀도 (g/cm <sup>3</sup> ) | $\beta^*$ (km/s) | $\alpha^{**}$ (km/s) | $Q^{***}$ |
|-----|----------|-------------------------|------------------|----------------------|-----------|
| 1   | 0.1      | 1.8                     | 0.8              | 1.5                  | 50        |
| 2   | 0.2      | 2.0                     | 1.2              | 2.0                  | 80        |
| 3   | 0.3      | 2.4                     | 2.0              | 3.6                  | 80        |
| 4   | 0.4      | 2.6                     | 2.8              | 5.0                  | 100       |
| 5   | $\infty$ | 2.8                     | 3.4              | 6.0                  | 160       |

\* S-파 속도, \*\* P-파 속도, \*\*\* Quality factor.

$$I_{mn} = \int_{k_L}^{k_U} k^n J_m(kr) dk \quad (36)$$

여기서  $k_L, k_U$ 는 각각 적분범위의 하한과 상한이다. 식 (36)은 recurrence formula에 의하여 해석적으로 적분이 가능하게 되고 따라서 식 (29)에서의 파동수적분은 효율적으로 수행될 수 있다.

## 6. 해석예

층상지반 아래 반무한체에 있는 연직 dip-slip 단층과 주향이동단층에 의한 지반운동을 propagator matrix 방법에 의하여 해석하였다.

지반은 표 1에 주어진 바와 같이 심도가 깊어짐에 따라서 강성이 증가하는 층상지반으로 모델링되었으며 반무한체 위에 놓인 4개의 지층으로 구성되어 있다. 반무한체층에 있는 점진원의 깊이(진원깊이)  $z_s$ 는 6 km, 그 이동함수의 상승시간  $t_r$ 은 0.25초로 가정하였으며 진원모델별 단층이동방향은 그림 3과

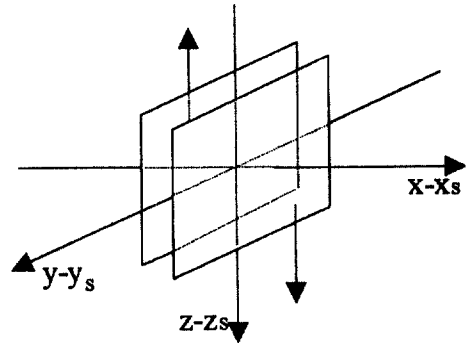


그림 3. 연직 Dip-Slip 점진원.

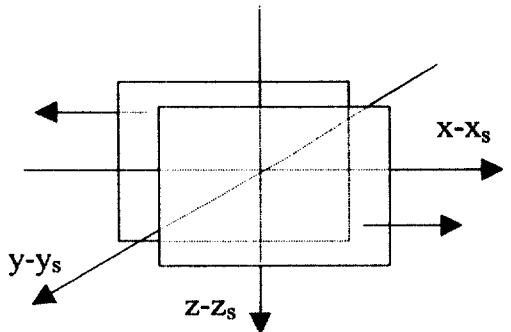


그림 4. 연직 주향이동 점진원

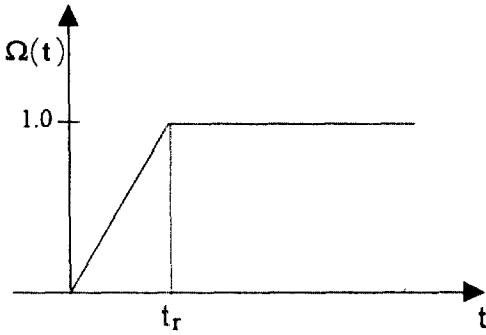


그림 5. 경사계단 형상의 정규 이동함수.

4에 묘사되어 있다.

지진모멘트  $M_0$ 는  $10^{25}$  dyne cm로 주었는데 다음 식 (37)에 의하여<sup>(7)</sup>

$$M_w = \frac{2}{3}(\log M_0 - 16) \quad (37)$$

모멘트 지진크기  $M_w=6$ 의 규모에 해당한다.

심도증가에 따른 지반운동특성을 조사하기 위하여 방위각  $\theta=0$ , 반경거리(진앙거리)  $r=30$  km에 위치한 지표면 지층경계  $z_0, z_1$  그리고  $z_2$ 를 응답을 계산하는 관측점으로 선정하였다.

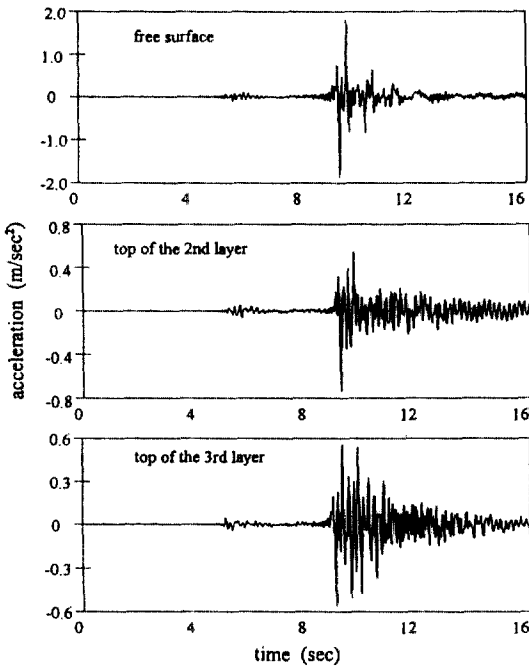


그림 6. Dip-slip 단층에 의한 반경방향 수평가속도 시간이력.

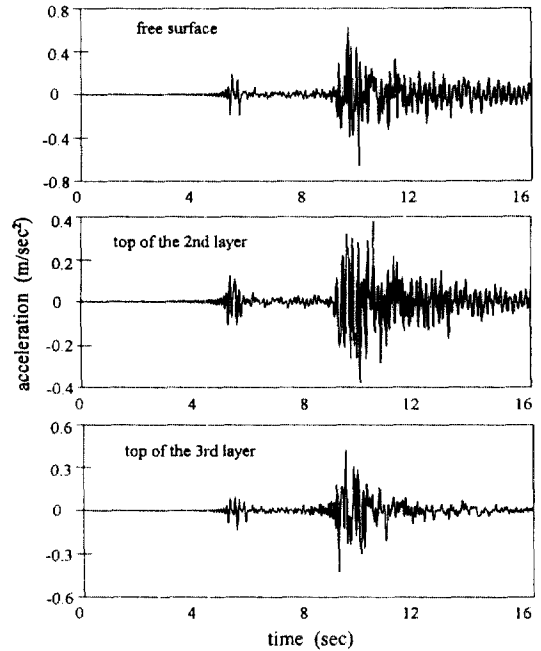


그림 7. Dip-slip 단층에 의한 수직가속도 시간이력.

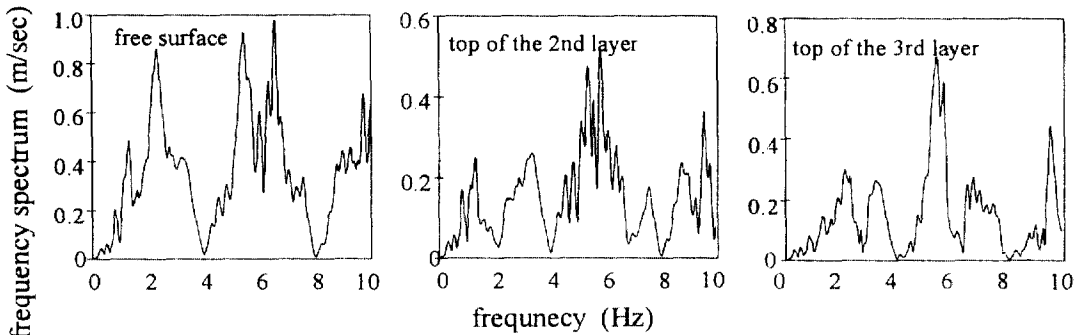


그림 8. Dip-slip 단층에 의한 반경방향 수평가속도 Fourier 스펙트럼.

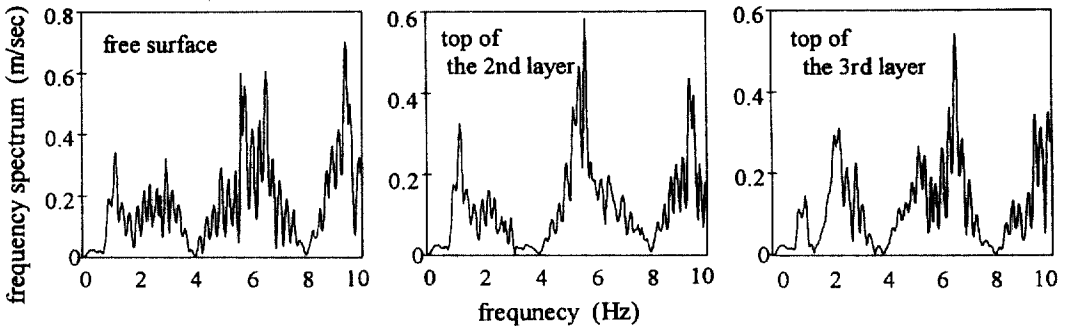


그림 9. Dip-slip 단층에 의한 수직가속도 Fourier 스펙트럼.

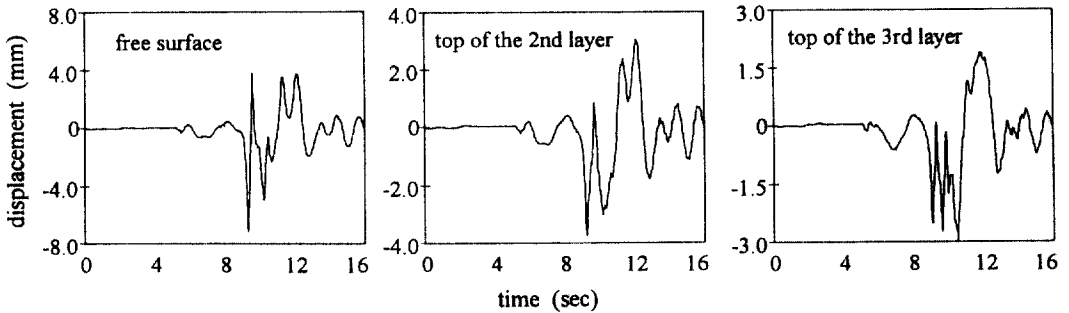


그림 10. Dip-slip 단층에 의한 반경방향 수평변위 시간이력.

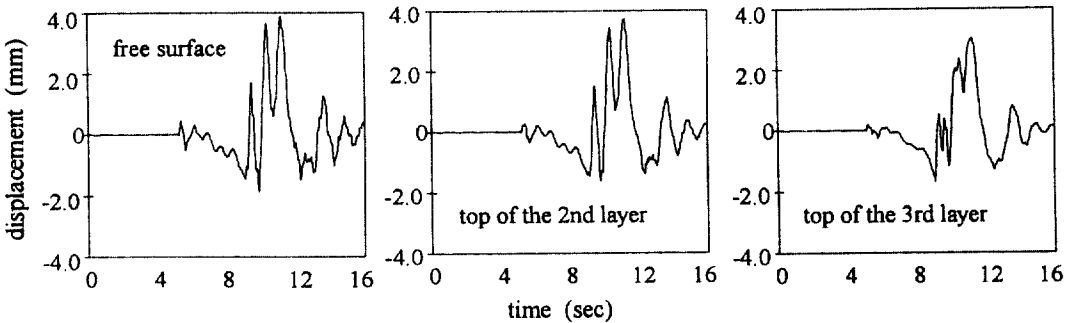


그림 11. Dip-slip 단층에 의한 수직변위 시간이력.

Dip-slip 단층에 의한 수평가속도 시간이력을 비교한 그림 6에서, 깊이가 증가함에 따라서 수평가속도의 크기는 급격히 감소하는 것을 볼 수 있고  $z_2$ 에서의 침두값은 지표면에서의 그것에 비해 약 1/5 정도임을 확인할 수 있다. 동일한 점진원에 의한 수직가속도 시간이력(그림 7)에서도 지반가속도는 깊이가 깊어짐에 따라서 역시 감소하는 경향을 보이지만 그 정도는 수평성분에서 더 뚜렷하게 나타난다. 또한 그림 6과 7에서 지표면 수직가속도의 침두값은 수평가속도 침두값의 약 1/3 정도임을 관

찰할 수 있다. 이러한 특성은 실제 지진관측결과<sup>(14)</sup>와도 일반적으로 일치한다.

깊이에 따른 지반운동의 주파수특성 변화를 파악하기 위하여 상기 가속도응답의 Fourier 스펙트럼을 계산하였다(그림 8, 9). 그림 8과 9에서 층상지반구조의 영향으로 지표면에서의 응답이 지하에서의 응답에 비해 거의 모든 주파수에서 증폭됨을 알 수 있고 특히 수평성분에서 두드러짐을 확인할 수 있다.

심도가 깊어짐에 따라서 지반응답의 강도가 감소하는 현상은 지반가속도 응답에서 뿐만 아니라 변



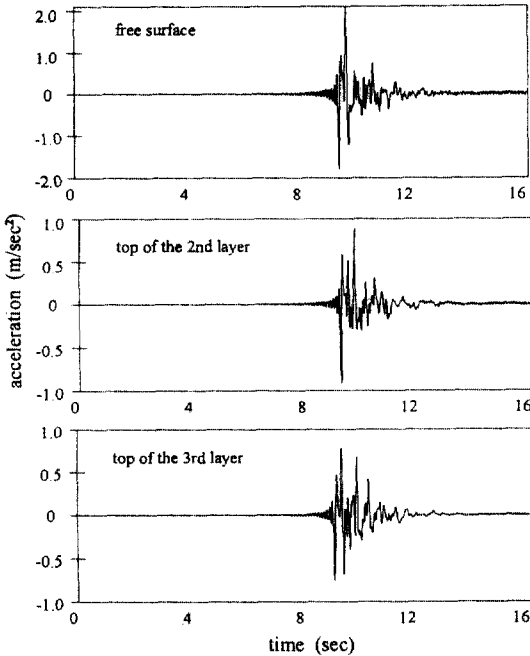


그림 12. 주향이동단층에 의한 접선방향 수평가속도 시간이력.

위응답에서도 일어나는 사실을 그림 10과 11에 주어진 변위응답의 시간이력곡선이 보여 준다.

연직 주향이동 단층에 의한 동일한 위치의 관측점의 지반운동을 계산하였다. 그림 12에 주어진 지표면과 층경계  $z_1$ ,  $z_2$ 에서의 접선방향 지반가속도 시간이력은 그림 6의 dip-slip 단층에 의한 반경방향 수평지반가속도의 시간이력과 매우 비슷한 특징을 보인다. 단 연직 주향이동 단층에 의해서는 P-파 성분의 영향이 없는 것이 그 차이점이라 하겠다.

## 7. 결 론

층상 반무한체에서 점진원에 의하여 발생하는 지반 운동을 propagator matrix 방법에 의하여 해석하였다. 반무한체에 있는 연직 dip-slip 단층에 의한 그 위에 놓인 층상 지반의 응답 해석 결과 깊이가 깊어짐에 따라서 지반 운동의 강도가 감소함을 알 수 있었고 수평 방향 성분의 감소 정도가 수직 방향 성분보다 더 현저함을 확인할 수 있었다. 가속도응답의 Fourier 스펙트럼에서 지반의 층상구조에 의하여 지표면에서의 주파수 응답이 지하에서의 응답

에 대하여 증폭됨을 관찰할 수 있었다. 연직 주향이동 단층모델에 대한 응답해석 결과도 유사한 경향을 보여주었다. 진원모델중 가장 단순한 점진원 모델을 사용한 본 해석 결과에서도 실제 지진 기록과 외형상 유사한 인공 지진 기록을 얻을 수 있었다. 따라서 단층면에서의 단층 파괴 전과 과정 및 barrier등도 고려할 수 있는 진원 모델을 도입한다면 실제에 좀 더 가까운 지진 응답을 구할 수 있을 것으로 예상된다.

본 연구에서 시도한 지반운동의 이론적 모사방법은 실제 지진기록과의 비교검증과정을 거친 후 지상시설 뿐만 아니라 지하시설의 내진설계시 설계지반운동 결정에 활용될 수 있을 것으로 판단된다.

## 참고문헌

1. Thompson, William T., "Transmission of Elastic Wave Through Stratified Solid Medium", *Journal of Applied Physics*, Vol. 21, pp. 89-93, 1950.
2. Haskell, N.A., "The Dispersion of Surface Waves on Multilayered Media", *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. 43, pp. 17-34, 1953.
3. Fuchs, K. and G. Müller, "Computational Synthetic Seismograms with Reflectivity Method and Comparison with Observations", *J. Roy. Astr. Soc.*, Vol. 23, p.417-433, 1971.
4. Kennet, B.L.N., *Seismic Wave Propagation in Stratified Media*, Cambridge University Press, 1983.
5. Clenshaw, C.W. and Curtis, A.R., "A Method of Numerical Integration on an Automatic Computer", *Numer. Math.* Vol. 2. PP. 197-205, 1960.
6. Xu, P.C. and A.K. Mal, "An Adaptive Integration Scheme for Irregularly Oscillatory Functions", *Wave Motion*, Vol. 7, pp. 235-243, 1985.
7. Aki, K. and P.G. Richards, *Quantitative Seismology, Theory and Methods*, W.H. Freeman and Co, New York, 1980.
8. Harkrider, D.G., "Surface Waves in Multilayered Elastic Media 1. Rayleigh and Love Waves from Buried Sources in a Multilayered Elastic Half Space", *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. 54, pp. 627-679, 1964.
9. 기초전력공학공동연구소, 평행층상 반무한체에서의 탄성과 전파과정 해석기법개발, 연구기관: 한국원자력연구소 부설 환경관리센터, 1992.
10. Miller, Richard K. and Anthony N. Michel, *Ord-*

- nary Differential Equations*, Academic Press Inc., 1982.
11. Coddington, E.A. and N. Levinson, *Theory of Ordinary Differential Equations*, McGraw-Hill, New York, 1955.
  12. Dunkin, J.W., "Computation of Modal Solutions in Layered Elastic Media at High Frequencies", *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. 55, pp. 335-358, 1965.
  13. Bouchon, M. and K. Aki, "Discrete Wavenumber Representation of Seismic Source Wave Field", *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. 67, pp. 259-277, 1977.
  14. Komada, H. and M. Hayashi, CRIEPI Report E 379003, 1990.

(接受：1994. 1. 19)