

# 해양환경에서 2차원 유사 스펙트럴 모델링을 이용한 시간 영역 음 전달 해석

## Time Domain Acoustic Propagation Analysis Using 2-D Pseudo-spectral Modeling for Ocean Environment

김기산\*, 이근화\*, 성우제\*  
(Keesan Kim\*, Keunhwa Lee\*, Woojae Seong\*)

\*서울대학교 조선해양공학과  
(접수일자: 2004년 9월 14일; 채택일자: 2004년 11월 26일)

본 논문에서는 시간영역에서 음파 전달 모델링을 위해 엇갈림 격자에서 유사 스펙트럴 유한 차분 알고리즘을 기반으로 한 전산조직을 개발하였다. 유한 차분 근사는 기하학적으로 복잡한 매질에서 모델링을 가능하게 하고, 엇갈림 격자는 정규 격자에 비해 훨씬 정확한 해를 제공한다. 유사 스펙트럴 방법은 파수 영역에서 파수에 음압의 푸리에 변환을 곱한 후 이를 역푸리에 변환하므로써 공간 도함수를 구하는 방법이다. 이 방법은 매우 안정적이며, 메모리와 계산시간을 감소시키는 장점을 지니고 있다. 무한 및 반무한 영역에서 이 알고리즘에 의한 결과가 해석해와 잘 일치함을 확인하였고, 무한영역과 Pekeris도파관, 거리종속 해양환경에서 시간영역 모델링을 수행하여 스냅사진을 얻어내었으며 이 스냅사진을 통해 복잡한 해양환경에서 신호의 전파 양상을 파악할 수 있었다.

**핵심용어:** 음파 방정식, 유사 스펙트럴 방법, 유한 차분 근사, 엇갈림 격자

**투고분야:** 수중음향 분야 (5.1)

A computer code that is based on the pseudo-spectral finite difference algorithm using staggered grid is developed for the wave propagation modeling in the time domain. The advantage of a finite difference approximation is that any geometrically complicated media can be modeled. Staggered grids are advantageous as it provides much more accuracy than using a regular grid. Pseudo-spectral methods are those that evaluate spatial derivatives by multiplying a wavenumber by the Fourier transform of a pressure wave-field and performing the inverse Fourier transform. This method is very stable and reduces memory and the number of computations. The synthetic results by this algorithm agree with the analytic solution in the infinite and half space. The time domain modeling was implemented in various models, such as half-space, Pekeris waveguide, and range dependent environment. The snapshots showing the total wave-field reveals the propagation characteristic of the acoustic waves through the complex ocean environment.

**Keywords:** Wave equation, Pseudo-spectral method, Finite difference approximation, Staggered grid

**ASK subject classification:** Underwater acoustics (5.1)

### I. 서론

시간영역에서 음파방정식의 모델링은 주로 저주파 지진파 전달의 연구를 위해 지질물리학자들에 의해 개발,

발전되어 왔다. 수중음향학 분야에서는 전통적으로 시그널의 평균 에너지 분포에 대한 정보만을 제공하는 스펙트럼 분석을 선호했다. 이유는 수 KHz에서 수십 KHz에 분포하는 소나 주파수대에서 먼 거리로 음파가 전달될 경우, 시간에 따라 급변하는 해양환경이 시그널의 심한 변동을 유발시켰고 주파수 성분의 고유성으로 인하여 스펙트럼 분석은 유효하였기 때문이다. 그러나 소나의 발전 동향이 저주파대역으로 옮겨가면서 먼 거리에서도 시

책임저자: 성우제 (wseong@snu.ac.kr)  
151-742 서울 관악구 신림9동  
서울대학교 조선해양공학과 수중음향연구실  
(전화: 02-880-8359; 팩스: 02-888-9298)

그년의 안정성이 높아졌고, 예측 가능하게 되어 시간영역의 해에 대한 해석 필요성이 대두되었다[1].

해양 도파관에서 시간영역 음전달 모델링은 기존의 단일 주파수 모델을 푸리에 변환하는 방법과 직접 시간 영역에서 음전달을 모델링하는 방법이 있다. 일반적으로 후자가 전자보다 계산속도가 빠르고 효율성이 높아 널리 사용되고 있다. 직접적인 시간 영역 음전달 모델링은 완전 수치해석법으로 유한 차분법과 유한 요소법이 있으나 고속, 고용량의 컴퓨터를 필요로 하는 단점이 있다[2]. TDFFP (Time domain fast field program)법과 TDPE (Time domain parabolic equation)법이 정립되어 있으나[3-5], TDFFP는 거리 종속 환경에서는 구현될 수 없는 단점이 있고, TDPE는 한 방향 전달 모델이므로 양방향 전달이나 후방산란이 강한 경우는 사용할 수 없으며, 안정적인 해를 구하기 위해 고차 방정식으로 접근할수록 계산과정이 급격히 늘어나기 때문에 컴퓨터 속도와 메모리를 고려할 때 완전한 음파방정식을 풀어 양방향 전달 모델이 가능한 본 논문의 알고리즘에 비해 이득이 많다고 볼 수 없다.

계산속도와 메모리에 있어서 매우 효율적인 유사 스펙트럴 알고리즘이 지질물리학계에서 일찌감치 연구되어 왔다. 유사 스펙트럴법은 Kosloff와 Baysal에 의해 지질물리학계에 처음 도입되었고[6] 이 방법이 3차원 문제에 적용되었으며[7] Özdenvar와 McMechan에 의해 수치해가 매우 안정적인 엇갈림 격자에서 짝수개 데이터를 사용한 푸리에 변환 (even-based Fourier transform)이 도입되었다[8,9]. 본 논문에서는 유사 스펙트럴 알고리즘을 사용하여 해수면과 해저면이 일정한 반 무한영역과 해수면과 해저면이 이상적인 경계조건을 만족하는 Pekeris 해양환경과 거리방향으로 해저면이 경사진 거리종속 해양환경에서 수치 시험을 시행하였고, 검증용 위해 Cagniard-De Hoop 방법을 이용한 해석해[10]와 비교하였다. 이와 같이 지질물리학계에서 사용되던 엇갈림 격자에서 짝수개 데이터를 사용한 유사 스펙트럴 알고리즘을 해양환경에 응용하였다는데 본 논문의 의의를 들 수 있다.

## II. 유사 스펙트럴 유한 차분 알고리즘

선 배열 소스에 의한 이차원 시간영역 음파 방정식은

다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + s(t) \delta(x) \delta(z) \quad (1)$$

여기서  $p(x, z, t)$ 는 음압,  $\rho(x, z)$ 는 밀도,  $c(x, z)$ 는 음속,  $s(t)$ 는 소스함수,  $\delta(x) \delta(z)$ 는 델타함수를 나타낸다. 식(1)에서 공간 도함수는 유사 스펙트럴법이 사용되었으며 시간 도함수는 유한 차분 근사법이 사용되었다.

### 2.1. 유사 스펙트럴법에 의한 공간 도함수

연속 푸리에 변환과 역푸리에 변환은 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$Fp(x) = \hat{p}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} p(x) e^{-ikx} dx \quad (2)$$

$$F^{-1} \hat{p}(k) = p(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{p}(k) e^{ikx} dk \quad (3)$$

수치적으로 모델링을 하기위해 식(2)를 불연속 이산 푸리에 변환 (discontinuous discrete Fourier transform)으로 표현하면 다음과 같다.

$$\hat{p}(k_j) = \Delta x \sum_{n=0}^{N-1} p(n\Delta x) e^{-ik_j n\Delta x} \quad (4)$$

여기서  $k_j = \frac{2\pi j}{N\Delta x}$ ,  $j=0, 1, 2, \dots, N-1$ ,  $N$ 은 마지막 격자,  $\Delta x$ 는 격자간격을 나타내며,  $k_j$ 는  $j$ 번째 격자에서의 파수를 나타낸다. 정규 격자의 경우 불연속 이산 유사 스펙트럴법에 의한 공간 1차 도함수는 다음과 같다.

$$\frac{\partial p(x)}{\partial x} = F^{-1} [ ik_j Fp(x) ] \quad (5)$$

식(5)에서 엇갈림 격자의 경우 중간 격자점  $x + \frac{\Delta x}{2}$ 에서의 공간1차 도함수는 다음과 같다[11].

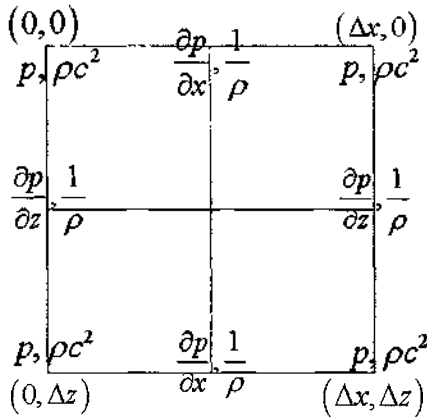


그림 1. 엇갈림 격자와 각 격자에 해당하는 물리량과 물성치  
 Fig. 1. Staggered grids with physical and material parameters calculated at each grid points.

$$\frac{\partial p(x + \frac{\Delta x}{2})}{\partial x} = F^{-1} [ik, e^{-\frac{ik_x \Delta x}{2}} F p(x + \frac{\Delta x}{2})] \quad (6)$$

식(1)의 공간2차 도함수는 식(5)처럼 푸리에 변환과 역푸리에 변환을 통해 1차 도함수를 구하고 그 다음 이 과정을 한 번 더 실행하여 2차 도함수를 얻을 수 있다. 이 알고리즘은 FFT (fast fourier transform) 알고리즘을 사용하므로 유한 요소법이나 유한 차분법보다 빠르며, 저리와 깊이 방향의 2차 도함수를 각각 따로 계산하므로 메모리 절감의 효과도 있다.

그림 1은 엇갈림 격자와 각 격자점에 해당하는 물리량과 물성치를 나타낸 것으로 전체 격자에 물리량과 물성치들을 그림과 같이 분배하여 음파방정식을 풀어준다.

엇갈림 격자에 짝수개 데이터를 사용한 유사 스펙트럴 방법은 공간도함수에 대해 이론적으로 정확성이 매우 높은 해를 얻을 수 있다[8]. 한 파장당 2~3샘플이면 충분한 유사 스펙트럴법은 높은 정확성으로 인해 한 파장당 20~30샘플이 필요한 일반적인 유한 차분법에 비해 덜 조밀한 격자를 쓰는 것이 가능하므로 계산시간에 있어 훨씬 유리하다.

### 2.2. 유한 차분법에 의한 시간 도함수

시간 도함수의 계산은 두 단계로 이루어졌다. 전방 유한 차분 근사 (forward finite difference approximation)에 의해  $t = (n + \frac{1}{2})\Delta t$  에서 음압의 시간차 도함수는 다음과 같이 근사된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial p[x, z, (n + \frac{1}{2})\Delta t]}{\partial t} &= \frac{\partial p[x, z, (n - \frac{1}{2})\Delta t]}{\partial t} \\ &+ \Delta t \rho c^2(x, z) \left[ -\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} p(x, z, n\Delta t) \right. \\ &\left. + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} p(x, z, n\Delta t) \right] \quad (7) \end{aligned}$$

$t = (n + 1)\Delta t$  에서의 음압은 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\begin{aligned} p[x, z, (n + 1)\Delta t] \\ = p(x, z, n\Delta t) + \Delta t \frac{\partial p[x, z, (n + \frac{1}{2})\Delta t]}{\partial t} \quad (8) \end{aligned}$$

초기값은  $t = 0$  일 때,  $\partial p/\partial t$ 와  $p$ 값을 각각 0으로 주었다.

### 2.3. 샘플링 조건

신호의 공간상 겹침현상(aliasing)을 피하기 위해 한 파장당 적어도 두 개의 격자점이 필요한데, 다음과 같은 식으로 표현할 수 있다.

$$\max(\Delta x, \Delta z) < \frac{1}{2} \frac{\min(c)}{f_{\max}} \quad (9)$$

여기서  $\Delta x$ 는  $x$ 방향 격자간격,  $\Delta z$ 는  $z$  방향 격자간격,  $f_{\max}$ 는 소스의 최대 주파수,  $c$ 는 음속을 나타낸다. 유한 차분 근사에 의한 시간미분의 부정확성으로 인해 생기는 수치해의 분산 (numerical dispersion)을 피하기 위해 시간 증분 (time increment)  $\Delta t$ 은 다음을 만족해야 한다[6].

$$\Delta t < \frac{0.2 \min(\Delta x, \Delta z)}{\max(c)} \quad (10)$$

### 2.4. 경계 조건과 소스 함수

공간도함수의 수치계산에 있어서 유사 스펙트럴법은 유한 차분법에 비해 메모리가 적게 들고 정확하다는 장점이 있는 반면, 수치격자의 경계로 나간 음파가 맞은편 격자 경계로 다시 들어오는 겹침 (wraparound)이 생기는 단점이 있다. 이러한 파들은 유한 푸리에 변환의 부산물로서, 이를 제거하기 위해 개발된 기법 중 본 논문

에서는 구현하기가 비교적 용이한 지수적인 필터링 (exponential filtering) 방법이 사용되었다[12]. 모델링 영역의 가장자리에 필터링 층을 두어 그 층의 음압과 그것의 시간 미분치에 인자  $f_j = \exp[-a^2(b-j)^2]$  를 곱해주는 방법으로 여기서  $a$ 는 필터링 계수,  $b$ 는 필터링 격자수,  $j = 1, \dots, N$ ,  $N$ 은 마지막 격자점을 나타낸다. 필터링을 위한 최적값은 시간 증분에 의해 좌우되는데 만약 시간 증분이 감소한다면 음파는 필터링 층에서 좀 더 많은 시간을 머무는 것이므로 같은  $b$ 값에 대해 음압은 더욱 감소할 것이다. 그러므로 시간 증분과 격자 간격에 따라 적절한 값의  $a$ 와  $b$ 를 선택해야 한다.

소스 함수는 아래와 같은 Ricker wavelet이 사용되었으며 여기서  $f_c$ 는 중심 주파수를 나타낸다.

$$s(t) = \exp[-2(tf_c - 1.5)^2] \cos[2\pi(tf_c - 1.5)] \quad (0 < t < 3/f_c) \quad (11)$$

### III. 수치 시험 검증 및 결과

#### 3.1. 수치 시험의 검증

수치해의 정확성을 입증하기 위해서 그림 2와 같은

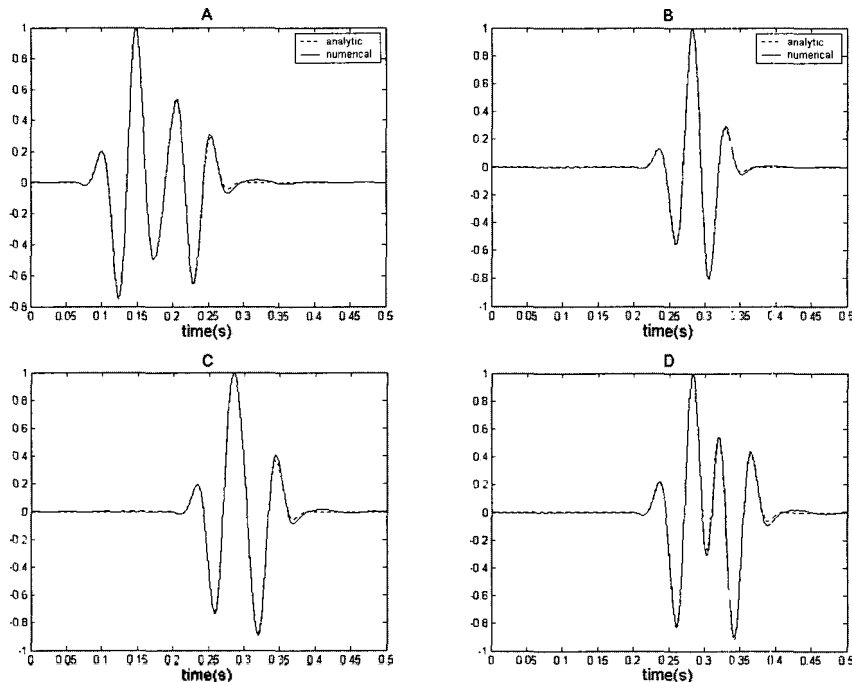


그림 3. 해석해와 수치해의 파형 비교

Fig. 3. Waveform comparisons between analytic and numerical solutions.

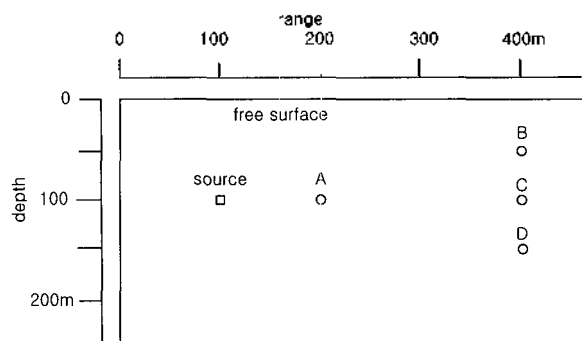


그림 2. 검증을 위한 균질 반무한 영역 환경

Fig. 2. Homogeneous half space model for the halfspace bench marking problem.

반무한 영역에서 선배열 소스에 대한 해석해와 비교하였다. 우선, 무한영역에서 소스가 델타 함수일 경우 해석해는 다음과 같다[10].

$$G(x, z, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{H(t - R/c)}{\sqrt{t^2 - R^2/c^2}} \quad (12)$$

여기서,  $H(t)$ 는 헤비사이드 계단 함수 (Heaviside step function)이며, 소스가  $s(0, z_0)$ 에 위치할 때  $R = \sqrt{x^2 + (z_0 - z)^2}$  이다. 소스가 시간함수로 주어지는 경우에는 식(12)와 소스함수를 아래와 같이 convolution하여 최종해를 얻을 수 있다.

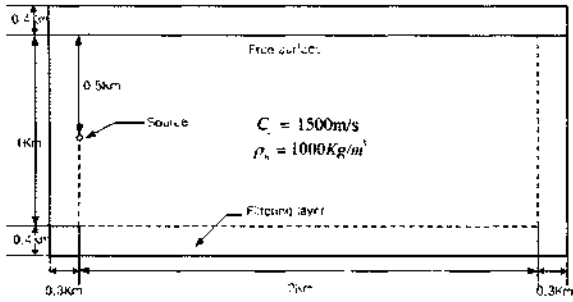


그림 4. 500m 깊이에 소스가 위치한 반무한 영역 환경 모델링. 굵은 실선이 계산영역을 나타냄.  
 Fig. 4. Half space environment modeling with source at 500m depth. Thick solid line represents the computation region.

$$p(x, z, t) = G(x, z, t) * s(t) \\ = \int_{-\infty}^{\infty} G(x, z, t - \tau) s(\tau) d\tau \quad (13)$$

반무한 영역의 경우, 자유수면에 의한 반사파는 음의 이미지 소스를 사용할 수 있다. 그림 2에서 A, B, C, D는 수신기의 위치를 나타내며 그림 3은 각 위치의 수신기에서 수신된 파형을 나타낸 것으로 두 결과가 잘 일치함을 알 수 있다. 소스의 중심 주파수는 25Hz이며 (100m, 100m)에 위치하고 격자간격은 깊이방향, 거리방향 모두 10m, 시간중분은 0.5msec로 설정하였다.

3.2. 반무한 영역

첫 번째 수치시험은 자유수면이 존재하는 반무한 영역에서 실행하였으며 소스는 중심 주파수가 18.5Hz인 Ricker wavelet이고 (0m, 500m)에 위치한다. 격자간격은 깊이방향, 거리방향 모두 10m이며 격자수는 깊이방향 180개, 거리방향 260개이고 시간중분은 1msec 이다. 음속은 1500m/s, 밀도는 1000Kg/m<sup>3</sup>이며, 각 격자의 가장자리는 필터링 층으로 둘러싸여 있다. 최적의 필터링 인자는 많은 수치시험의 경험에 의해 얻을 수 있었는데

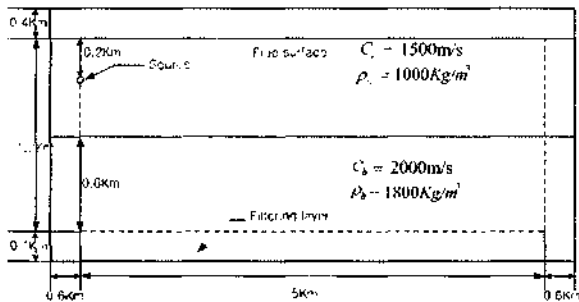


그림 6. Pekeris 도파관 해양환경의 도식과 모델링 변수들  
 Fig. 6. Pekeris waveguide ocean environment schematics and modeling parameters.

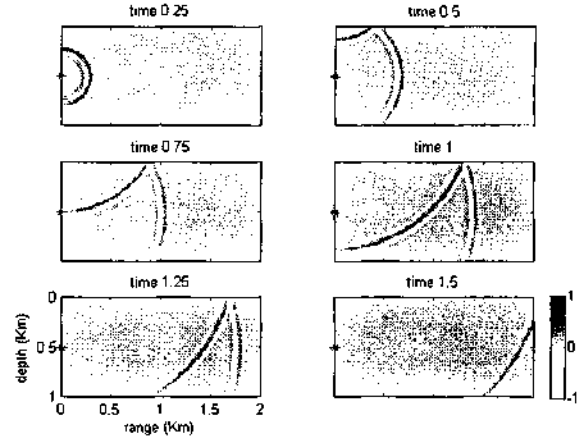


그림 5. 반무한 영역에서의 시간에 따른 음압의 스냅사진  
 Fig. 5. Snapshots of pressure for time evolution in the half space region.

그 값은 거리방향 a=0.010, b=30, 깊이방향 a=0.005, b=40으로 하였다. 필터링 영역을 크게 하면 겹침파 (wraparound wave)의 크기가 작아지는 반면 늘어난 필터링 영역만큼 컴퓨터 계산시간이 오래 걸린다. 그림 5에서 볼 수 있듯이 깊이 축에서 발생하는 겹침파는 시간이 지나면 사라지지만 거리축에서 발생하는 겹침파는 시간이 흘러도 계속해서 남아 신호 데이터를 오염시키기 때문에 깊이 방향의 필터링 영역을 크게 해주었다. 계산 결과에는 필터링 층은 도식화하지 않았고 모든 스냅사진은 음압의 최대값을 일관되게 하기 위해 정상화했다. 자유수면에 의해 위상이 반대인 반사파가 목격된다. 그리고 필터링 층의 내부반사에 의해 의도하지 않은 매우 미약한 반사파가 생기는 것을 관찰할 수 있다.

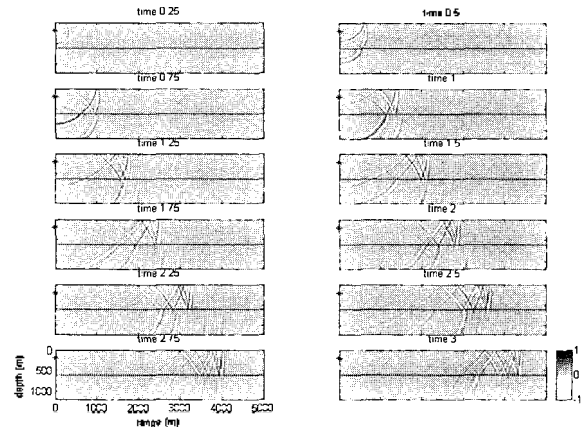


그림 7. Pekeris 도파관에서의 시간에 따른 음압의 스냅사진. 바닥층에서 headwave를 관찰할 수 있음.  
 Fig. 7. Snapshots of pressure for time evolution in the Pekeris waveguide. Headwaves can be seen to propagate in the bottom.

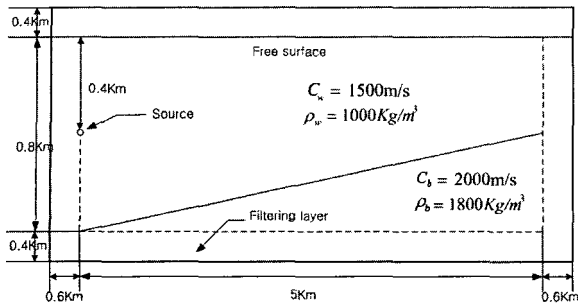


그림 8. 거리종속 해양환경의 도식과 모델링 변수들  
Fig. 8. Range dependent ocean environment schematics and modeling parameters.

### 3.3. Pekeris 도파관

Pekeris 도파관에서 위와 동일한 소스가 (0m, 200m)에 위치하고 바닥층의 음속은 2000 m/s, 밀도는 1800kg/m<sup>3</sup>, 격자간격이 깊이방향 10m, 거리방향으로 20m, 격자수는 깊이방향 200개, 거리방향 310개이고 시간중분은 0.5ms이며 필터링 인자는 반무한 영역과 같다. 컴퓨터 계산시간을 줄이고 먼 거리에서 음 전달 양상을 살펴보기 위해 거리방향 격자간격을 크게 설정하였다. 그림과 같이 해저바닥으로 많은 양의 음파 에너지가 통과하며 경계층에서의 투과파와 반사파가 분명하게 목격된다. 또한, 하부매질에서 음속이 빠르기 때문에 파동은 상부보다 하부에서 더 빨리 진행되는 것을 확인 할 수 있다.

### 3.4. 거리 종속 해양환경

거리종속 음전달 문제의 경우 소스는 (0m, 400m)에 위치하고 바닥층의 음속은 2000m/s, 밀도는 1800kg/m<sup>3</sup>이다. 격자간격은 깊이방향 10m, 거리방향 20m이며, 격자수는 깊이방향 160개, 거리방향 310개이고 시간중분은 0.5ms 이다. 스냅사진을 관찰 해 보면 해저면 경사에 의해 음파의 전달 경로가 바뀌는 것을 확인할 수 있다.

## IV. 결론

해양에서 음파 전달의 양상을 자세히 관찰할 수 있는 방법은 시간에 따라 연속적인 스냅사진을 분석하는 것이다. 이를 위한 접근 방법이 다수 있으며 본 논문에서는 유사 스펙트럴 유한차분 방법을 이용하였다. 음파방정식의 공간 도함수는 엇갈림 격자에서의 짝수 데이터를 사

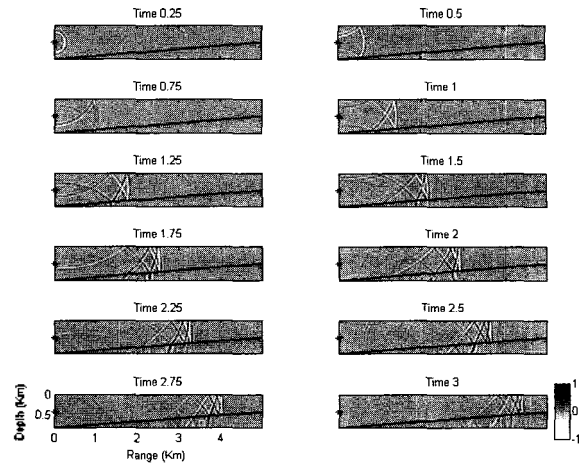


그림 9. 거리종속 해양환경에서의 시간에 따른 음압의 스냅사진  
Fig. 9. Snapshots of pressure for time evolution in the range dependent ocean environment.

용한 유사 스펙트럴 방법을 사용하였고 시간 도함수는 유한 차분 근사를 이용하였다. 무한 및 반 무한 영역에서 해석해와 수치해를 비교하여 본 모델의 타당성을 확인하였다. 반 무한 영역과 Pekeris 도파관 그리고 거리종속 해양환경 등 세 가지 환경에서의 수치시험을 통해 개발된 모델이 투과된 매질에서 해당되는 음속으로 진행하는 것을 관찰할 수 있었다. 또한, 경계면인 자유수면과 해저면에서의 반사 및 투과를 정확히 모사함을 확인함으로써 본 알고리즘이 해양환경에 적용 가능함을 확인하였다. 앞으로 유사 스펙트럴 방법의 단점인 격자 가장자리의 겹침파를 제거하는 보다 안정적이고 물리적 의미가 가미된 방법이 강구되어야 할 것이며 또한 바닥층에 감쇠효과를 첨가한다면 해양환경에서 음파 전달 현상을 좀 더 정확히 예측할 수 있을 것이다.

## 참고 문헌

1. F. B. Jensen, W. A. Kuperman, M. B. Porter, and H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics*, (AIP Press, New York, 1994), Chap.8, 477-514.
2. J. E. Murphy, "Finite-difference treatment of a time-domain parabolic equation: Theory," *J. Acoust. Soc. Am.* **77**, 1958-1960, 1985.
3. B. E. McDonald and W. A. Kuperman, "Time domain formulation for pulse propagation including nonlinear behavior at a caustic," *J. Acoust. Soc. Am.* **81**, 1406-1417, 1987.
4. M. D. Collins, "The time-domain solution of the wide angle parabolic equation including the effects of sediment dispersion," *J. Acoust. Soc. Am.* **84**, 2114-2125, 1988.
5. M. B. Porter, "The time-marched fast-field program (FFP) for

modeling acoustic pulse propagation," *J. Acoust. Soc. Am.* **87**, 2013-2083, 1990.

6. D. Kosloff and E. Baysal, "Forward modeling by a Fourier method," *Geophysics* **47**, 1402-1412, 1980.
7. M. Reshef, D. Kosloff, M. Edwards, and C. Hsiung, "Three-dimensional acoustic modeling by the Fourier method," *Geophysics* **53**, 1184-1193, 1988.
8. T. Özdenvar and G. A. McMechan, "Causes and reduction of numerical artefacts in pseudo-spectral wavefield extrapolation," *Geophys. J. Int.* **126**, 819-828, 1996.
9. T. Özdenvar and G. A. McMechan, "Algorithms for staggered grid computations for poroelastic, elastic and acoustic, and scalar wave equations," *Geophysical Prospecting* **45**, 403-420, 1997.
10. Aki, K. and P. G. Richards, *Quantitative seismology: the second edition*, (Univ. Science Books, Sausalito, CA, 2002), Chap.6, 218-235.
11. P. Gerstoft, *CABRILLO 1.0 : Acoustic, elastic and poroelastic finite difference modeling. User's manual*, U. C. S. D. Marine Physical Laboratory, La Jolla, USA, 2002.
12. C. Cerjan, D. Koloff, R. Kosloff, and M. Reshef, "A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic wave equations," *Geophysics* **50**, 705-708, 1985.

---

## 저자 이력

---

### • 김 기 산 (Keesan Kim)

2002년: 인하대학교 선박해양공학과(학사)  
 2003년~현재: 서울대학교 조선해양공학과 석사과정  
 ※ 주관심분야: 수중음향

### • 이 근 화 (Keunhwa Lee)

2000년: 서울대학교 조선해양공학과(학사)  
 2003년: 서울대학교 조선해양공학과 석·박사과정 수료  
 2003년~현재: 서울대학교 조선해양공학과 박사과정  
 ※ 주관심분야: 일반 음향학

### • 성 우 제 (Woojae Seong)

1982년: 서울대학교 조선해양공학과(학사)  
 1984년: 서울대학교 조선해양공학과(석사)  
 1990년: 미국 MIT 해양공학과(박사)  
 1991년~1992년: 미국 MIT Post-Doc.  
 1992년~1996년: 인하대학교 선박해양공학과 조교수  
 1996년~현재: 서울대학교 조선해양공학과 부교수  
 ※ 주관심분야: 수중음향