

GRII를 이용한 2차원 MT 탐사자료의 역산*

정용현¹⁾ · 서정희¹⁾ · 신창수¹⁾

Generalized Rapid Relaxation Inversion of Two-Dimensional Magnetotelluric Survey Data

Jeong, Yong Hyun, Suh, Jung Hee and Shin, Changsoo

요 약 : 2차원 MT 탐사자료의 역산은 보편적으로 많은 계산시간과 기억용량이 소요되며 TM 모드의 경우 지표 근처의 불균질대에 야기될 수 있는 정적 효과에 대한 주의 깊은 고려도 필요하게 된다. 이에 본 연구에서는 GRII를 이용하여 TM 모드 MT 자료의 2차원 역산 알고리즘을 구현하였다. 본 역산 알고리즘은 국부적인 2차원 해석을 통한 모형변수 증분 해석에 기초를 두는데 이는 모형변수의 증분을 구하는 과정에 있어서 탐사의 대상인 2차원 전 영역을 동시에 고려하지 않고 국부 영역들로 분할하여 순차적으로 고려함으로써 수평적인 변화가 고려되면서도 자코비안을 구하는 과정에서 사용되는 부가적인 모델링 과정을 배제하여 계산시간과 기억용량을 최소화하기 위한 것이다. 구현된 알고리즘의 타당성 검증은 간단한 이론모형에 대한 적용을 통하여 이루어졌으며, 이를 토대로 타 알고리즘과의 비교를 통하여 그 특징을 살펴보는 한편, 여러 가지 다양한 모형에 적용하여 그 현장 적용성을 고찰하였다. 본 알고리즘을 이용한 역산은 계산시간과 기억용량 면에서 매우 경제적이며 전류집중에 의해 탐사자료에 왜곡이 생기는 경우에는 특별한 전처리과정 없이도 타당한 분해능을 확인할 수 있었다. GRII를 이용한 역산 알고리즘은 향후 현장에서 실시간 역산으로서 경제적이면서 타당한 자료 해석에 적용성이 기대된다.

Abstract : Inversion schemes of 2-D MT survey data generally take enormous computational time and computer memory. In addition, careful attention must be paid in handling MT data, especially in cases of TM mode, inversion results can be seriously distorted because of static effect caused by current channeling across inhomogeneous surface boundaries. Therefore inversion algorithm using the GRII scheme for TM mode MT data was implemented. This scheme is based on a perturbation analysis with a locally 2-D analysis and local inversions were sequentially performed over each divided section without additional forward modelings. The algorithm was applied to several synthetic data for the purpose of verification of its efficiency and applicability. With less computer resources than conventional schemes, it could handle static effect directly by including current channeling across inhomogeneous boundaries. Thus it is expected to be used for an useful tool such as a real-time inversion scheme in the field.

Keywords : 2차원 MT, 역산, GRII

서 론

MT 탐사는 대략 0.001 Hz에서부터 수 십 kHz의 주파수를 갖는 자연적인 전자기장을 송신원으로 하여 지하의 전기전도도 구조를 규명하는 탐사방법으로 심부 지열 탐사, 지각구조 규명, 지진의 관측과 예측 또는 탄성파 탐사가 불가능한 지역에서의 석유 탐사 등에 적용되어 왔다.

탐사자료로부터 지하의 전기전도도 분포를 해석하기 위한 MT 역산은, 측정자료가 지하의 전기전도도 분포에 대한 비선형 함수이므로 반복적 비선형 역산의 형태가 되는데, 반복의 각 단계마다 2회 이상 사용되는 부가적인 모델링과 자코비안의 저장에는 많은 계산시간과 기억용량을 필요로 한다. 따라서 현장 적용성과 효율성을 고려할 때, 적은 기억용량을

가지고 빠른 시간에 모형변수에 대한 증분을 계산하면서도 어느 정도의 타당성을 보장하는 역산법이 요구된다. Smith and Booker(1991)는 이러한 점에 주목하여 지하의 2차원적 또는 3차원적 전기전도도 분포를 각 측정에서의 1차원 역산 결과로 얻어지는 심도별 전기전도도의 수평적 내삽으로 결정하는 방식의 근사적 역산법을 발표하고 이를 신속역산(rapid inversion) 또는 RRI(rapid relaxation¹⁾ inversion)라 명명하였다. 이 방식은 역산 과정에서 모형변수의 증분을 1차원 가정 하에 계산함으로써 매우 적은 기억용량과 계산시간으로 의미 있는 해를 제공하였다.

¹⁾ 반복적으로 수렴해를 구하는 과정이 Block-like Gauss-Seidal relaxation method와 비슷하다는 의미에서 「relaxation」이란 용어가 사용되었다.

*1998년 4월 15일 접수

1) 서울대학교 자원공학과(Department of Mineral & Petroleum Engineering, Seoul National University)

한편 2차원 MT 탐사의 측정자료들은 신호원이 매우 미약하여 주변 잡음에 매우 약한 경향을 보이고 있으며(Madden *et al.*, 1989) 특히 지표에 불균질한 전기전도도 구조가 있을 경우 정적 효과(static effect)로 인하여 심부 해석이 어려워지는 단점이 있다(Groom *et al.*, 1989; Vozoff, 1991). 특히 TM 모드의 경우 지표 부근에 존재하는 전도체에 일어나는 전류 집중(current channeling)은 정적 효과를 유발하여 탐사자료에 왜곡을 일으키게 되는데, 수평적 변화를 고려하는데 한계가 있는 RRI에서는 이 영향이 심각한 해석 오류를 야기할 수 있다. 따라서 계산시간에 있어서 RRI의 경제성을 유지하면서 수평적 변화가 고려될 수 있는 역산기법에 대한 연구가 필요하게 되었다. 이에 부응하여 Yamane *et al.*(1996)은 모형변수의 증분을 국부적인 2차원 해석을 통해 해석하는 GRRI (Generalized RRI)에 대해 고찰한 바 있다. 이는 모형변수에 대한 증분을 구하는 과정에서 수평적 효과를 배제하지 않고 다만 2차원 전 영역을 국부 영역으로 분할하여 해석하는 방식으로 수평적인 변화를 고려하면서도 경제적인 역산이 이루어진다.

지금까지 국내에서는 정적 효과 제거를 위한 공간 필터링에 대한 연구(이성곤, 1993)와 모델링을 통한 지형보정에 대한 연구(손정술, 1996)가 진행되었으나 MT 자료의 역산기법에 대해서는 아직 뚜렷한 연구가 진행되지 않은 실정이다.

이에 본 연구에서는 GRRI를 이용하여 경제적이면서도 효율적인 TM 모드의 2차원 역산 알고리즘을 구현하고자 하였으며, 그 타당성과 효율성, 그리고 적용성을 고찰함으로써 현장 탐사 수행시 경제적이면서도 타당한 결과를 도출할 수 있는 역산 알고리즘을 제시하고자 하였다.

GRRI를 이용한 2차원 역산

본 연구에서 역산은 각 단계마다 모형변수에 대한 증분($\delta\sigma$)을 구하고 이를 통해 전 단계의 모형변수를 반복적으로 갱신해 나가는 반복적 비선형 역산법에 따른다. 이 때 증분에 대한 계산식은 MT장의 2차원 지배 방정식을 토대로 모형변수 증분 해석을 통해 유도되며 그 과정에서 국부적인 2차원 해석을 실시한다.

모형변수 증분 해석

주파수 영역에서 준정적 근사를 만족하는 정현파의 경우, 다음과 같은 TM 분극 모드의 지배 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + i\omega\mu H = 0 \quad (1)$$

모형변수 증분에 대한 해석식을 얻기 위해, (1)식을 만족하는 모형변수와 그 때의 자기장 값을 각각 σ_0, H_0 라 하자. 여기서 모형변수 σ 가 $\sigma_0 + \delta\sigma$ 로 변한다면, 위 식을 만족하기 위해 위 식의 다른 항들도 다음과 같이 변화량 즉, 증분(perturbation,

δ)을 취하게 된다.

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial H_0}{\partial z} \right) + \delta \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial H_0}{\partial y} \right) + \delta \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] + i\omega\mu_0 [H_0 + \delta H_x] = 0 \quad (2)$$

(2)식은 다시

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\delta \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\delta \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] + i\omega\mu_0 \delta H_x = 0 \quad (3)$$

와 같이 정리된다. 따라서 탐사의 대상인 2차원 전 영역에서 증분들은 위와 같은 관계식을 만족한다.

국부적인 2차원 해석

2차원 국부 영역에 대한 모형변수 증분해석은 2차원 전 영역에 대한 (3)식에 적절한 시험함수(H^*)를 곱하고 국부 영역(Ω)에서 적분함으로써 이루어진다.

$$\int_{\Omega} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left[\delta \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \right] H^* + \frac{\partial}{\partial y} \left[\delta \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] H^* + i\omega\mu_0 \delta H_x H^* \right\} d\omega = 0 \quad (4)$$

이 때, 2차원 국부 영역 Ω 는 Fig. 1과 같이 세 종단면 $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$ 로 구성되며 시험함수 H^* 는, Ω_2 의 양쪽 경계면에서는 H 와 같은 값을, Ω_1 의 좌측과 Ω_3 의 우측 경계면에서는 0의 값으로 규정하여 국부 영역의 수평방향으로는 선형적 변화를 갖도록 설정된다. 본 연구에서 Ω_2 는 국부 역산(local inversion)에 의해 심도별 모형변수 증분이 계산되어지는 i 번째 측정점을 중심으로 하는 종단면으로 Ω_1, Ω_3 는 i 번째 측정점의 이웃에 존재하는

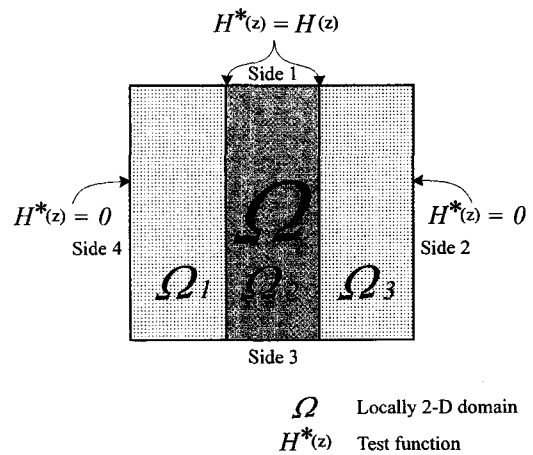


Fig. 1. Locally 2-D domain and Test function.

$i-1, i+1$ 번째 축점을 중심으로 하는 종단면으로 각각 결정하였다. 한편 (4)식은 부분 적분을 통해 다음과 같이 표현된다.

$$\oint \delta \left[\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial n} \right] H^* dl - \int_{\Omega} \left\{ \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial \delta H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial \delta H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] - i\omega\mu_0 \delta H_x H^* \right\} d\Omega = - \int_{\Omega} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\frac{\partial H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] d\Omega \quad (5)$$

(5)식에서 좌변의 첫 적분항은 Ω 의 네 경계면 Side1, Side2, Side3, Side4에서 이루어지는데 Side2와 Side4에서는 시험함수의 값이 0이고 Side3은 자기장 값의 크기가 0으로 감소되는 하부 경계이므로, 결국 Side1에서의 선적분만으로 나타낼 수 있다. Side1에서 $\partial/\partial n$ 은 $-\partial/\partial z$ 이므로

$$\oint \delta \left[\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial n} \right] H^* dl = - \int_{z=0}^{i+1} \left[\delta \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H}{\partial z} \right) H^* \right] dy \quad (6)$$

와 같은 식이 성립된다. 한편 (5)식 우변의 적분항은 다음과 같이 세 적분항의 합으로 나타낼 수 있다.

$$\int_{\Omega} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\frac{\partial H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] d\Omega = \int_{\Omega_1} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\frac{\partial H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] d\Omega_1 + \int_{\Omega_2} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\frac{\partial H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] d\Omega_2 + \int_{\Omega_3} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\frac{\partial H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] d\Omega_3 \quad (7)$$

따라서 (5)식은 다음과 같은 적분방정식으로 정리된다.

$$\int_{\Omega_2} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\left\{ \frac{\partial H_x}{\partial y} \right\}^2 + \left\{ \frac{\partial H_x}{\partial z} \right\}^2 \right] d\Omega_2 = \int_{z=0}^{i+1} \left[\delta \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H}{\partial z} \right) H^* \right] dy + \int_{\Omega} \left\{ \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial \delta H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial \delta H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] - i\omega\mu_0 \delta H_x H^* \right\} d\Omega - \int_{\Omega_1} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\frac{\partial H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] d\Omega_1 - \int_{\Omega_3} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\frac{\partial H_x}{\partial y} \frac{\partial H^*}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \frac{\partial H^*}{\partial z} \right] d\Omega_3 \quad (8)$$

위 식의 우변에 포함된 증분항들을 구현하기 위해서는 반복의 첫 단계에서 타 알고리즘에 의한 역산결과가 필요하며, 본

연구에서는 첫 두 반복 단계에 RRI를 이용하였다. 이제 우변을 하나의 송신함수(source function, S)로 표시하면 (8)식은 다음과 같이 Ω_2 에서의 모형변수 증분을 구하는 식으로 나타난다.

$$\int_{\Omega_2} \frac{\delta \sigma}{\sigma^2} \left[\left\{ \frac{\partial H_x}{\partial y} \right\}^2 + \left\{ \frac{\partial H_x}{\partial z} \right\}^2 \right] d\Omega_2 = S \left[\sigma, H_x, \frac{\partial H_x}{\partial y}, \frac{\partial H_x}{\partial z} \right] \quad (9)$$

즉, MT장의 2차원 지배 방정식에서 시작된 모형변수에 대한 증분 해석은 국부적인 2차원 해석을 거쳐 (8), (9)식과 같이 국부 영역에서 모형변수 증분을 구하는 변분식으로 간편화된다. 한편 Ω_2 는 i 번째 축점을 중심으로 선택된 영역이므로 위 식은 결과적으로 한 축점 i 에 대한 심도별 모형변수 증분을 구하는 과정이 되며, 이 때 송신함수에는 국부 영역 전반에 걸친 2차원 효과가 관여된다. 즉, (9)식의 송신함수에는 자기장에 대한 수평방향으로의 미분항($\partial H_x/\partial y$)이 명백히 고려되어 있으며, (9)식의 양변에서 수평적인 고려를 모두 제거하고 양변을 지표 자기장값의 제곱항(H_0^2)으로 나누어 주면 RRI의 모형변수 증분 해석과 같은 결과식을 얻을 수 있는데, 이러한 의미에서 (9)식에 의한 역산을 GRRI(generalized RRI)라 부른다(Yammane *et al.*, 1996). GRRI는 모형변수의 증분을 계산하는 데 있어 부가적인 모델링 과정을 수반하지 않으며, 2차원 전 영역에서 일시에 계산하지 않고 분할된 국부 영역들에서 순차적으로 계산하므로 적은 기억용량을 가지고 빠른 시간에 수행할 수 있다.

최소구조 제한조건

유한한 개수의 측정자료로부터 지하의 전기전도도 분포에 대한 해를 구하는 역산은 본질적으로 무수히 많은 해가 존재하며 해의 불안정성을 피할 수 없게 된다. 본 연구에서는 해의 안정화를 피함과 더불어 지질학적으로 의미 있는 해를 얻기 위해 최소구조 제한조건(minimum structure constraint)을 사용하였다(Smith and Booker, 1988). 최소구조 제한조건은 모형변수가 수직적 또는 수평적으로 급격히 변하는 것이 지질학적으로 타당하지 않다는 인식으로부터 출발한다. 축점 y_i 에서 심도방향으로 분포하는 모형변수에 대한 수직적, 수평적 변화는 다음과 같은 함수 Q로 표현된다.

$$Q(y_i) = \int \left[\frac{\partial^2 m(y_i, z)}{\partial f(z)^2} + g(z) \frac{\partial^2 m(y_i, z)}{\partial y^2} \Big|_{y=y_i} \frac{\partial^2 z}{\partial f^2(z)} \right] df(z) \quad (10)$$

여기서, m 은 모형변수를, $f(z)$ 은 깊이에 대한 임의의 함수를, $g(z)$ 은 수평적·수직적 변화에 대한 trade-off 함수를 각각 나타내며, $f(z)$ 을 로그 깊이(log depth, $\log(z+z_0)$)로 생각하면 (10)식은 다음과 같은 가중 라플라시안 연산자로 표시된다.

$$Q(y_i) = \int (z+z_0)^3 \left[\frac{\partial^2 m}{\partial z^2} + g(z) \frac{\partial^2 m}{\partial y^2} \Big|_{y=y_i} \right] dz \quad (11)$$

위 식에서 z_0 는 탐사에서 사용되는 최대 주파수에 대한 표피 심도보다 작은 임의의 상수 값으로 모형변수 구조의 해석이 지표에서 갖는 특이성(singularity)을 방지하는 역할을 한다. 따라서 i 번째 측정에서의 국부 역산은 다음과 같은 목적함수 (W_i)를 최소화하는 모형변수를 구하는 과정으로 볼 수 있다.

$$W_i = Q_i + \beta_i e_i^2 \quad (12)$$

이 때, e_i 는 i 번째 측정에서 측정치와 계산치와의 오차를 나타내며, β_i 는 Q_i 와 e_i 간의 trade-off 상수이다. 따라서 2차원 전 영역에 대한 역산은 다음과 같은 전체 목적함수(W_G)를 최소화하는 모형변수를 구하는 과정이 된다.

$$W_G = \sum_{i=1}^{\text{No. of sites}} \frac{W_i}{\beta_i + \beta_{\text{median}}} \quad (13)$$

위 식에서 β_{median} 은 모든 측정들에서의 β 값에 대한 중간값으로, (13)식의 분모에 이 값을 더해줌으로써 특정 β 값에 의해 전체 목적함수의 값이 좌우되는 것을 막을 수 있다.

결과 및 고찰

앞서 설명된 이론으로부터 구현된 2차원 역산 알고리즘의 타당성을 검증하기 위하여 간단한 이론모형으로부터 계산된 자료에 적용해 그 결과를 검토해 보았으며, 일반적인 역산기법, RRI와의 비교를 통해 본 알고리즘의 특징과 효율성을 검토해 보고자 하였다. 또한 다양한 모형에 대한 결과를 검토하여, 본 알고리즘의 적용성도 살펴보고자 하였다. 프로그램의

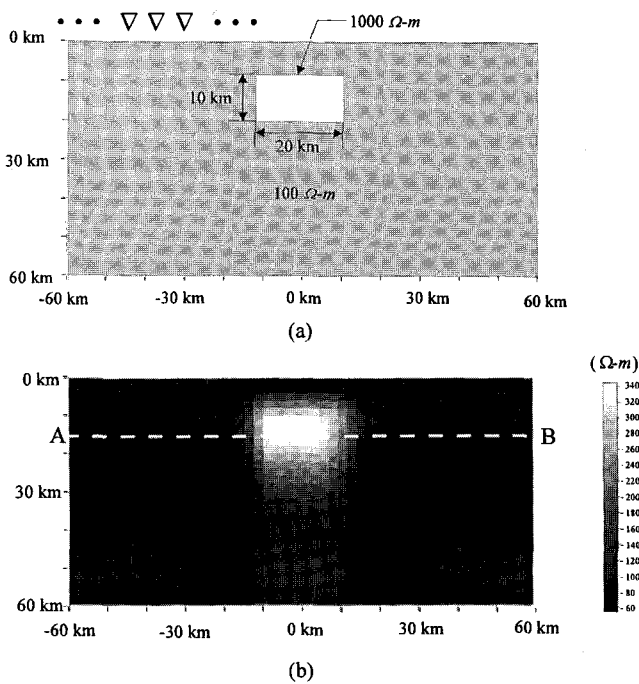


Fig. 2. A rectangular resistor in half space. (a) geometry of the model, (b) the reconstructed image (iterations: 40)

구동에 사용된 컴퓨터는 Sun sparc 20 기종의 워크스테이션이며, 모든 경우에 있어 초기모형(initial guess)은 $30 \Omega\text{-m}$ 의 균질 반무한 매질로 설정하였다.

역산의 타당성 검증

고비저항 이상체에의 적용

Fig. 2는 $60 \text{ km} \times 60 \text{ km}$ 의 규모에 $100 \Omega\text{-m}$ 로 균질한 전기비저항 값을 갖는 반무한 매질 안에, $1000 \Omega\text{-m}$ 의 전기비저항 값을 갖는 $20 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ 규모의 직사각형 이상체가 존재하는 이론모형과 본 알고리즘을 적용한 역산 결과를 도시한 것이다. 이론자료는 지표 위 30개 측정에서 $0.125 \times 10^3 \sim 0.2 \text{ Hz}$ 의 12개 주파수 대역- $5 \sim 800 \text{ sec}$ 의 주기-에 대하여 계산되었다. 먼저 이상체의 규모에 대한 결과는 실제 규모보다 수직으로 약간 퍼져 있는데, 이는 지하 전기비저항의 급격한 변화를 제한하는 최소구조 제한조건에 의한 것으로 판단되며 또한 전자기파의 감쇠에 따라 수직적 분해능이 낮아진 것으로도 생각된다. Fig. 3은 적용 결과를 정확도와 수렴도의 두

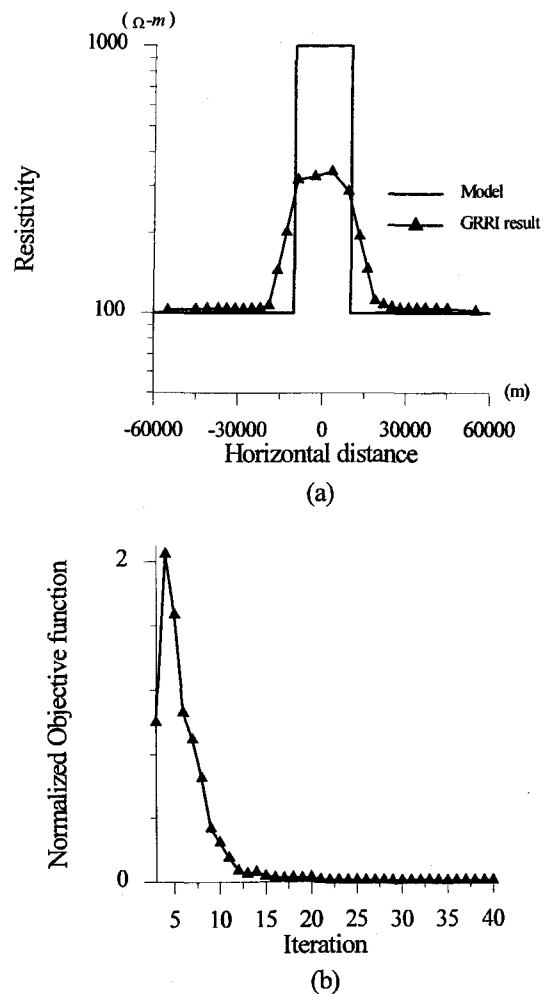


Fig. 3. Accuracy and convergence of GRR for the model shown in Fig. 3. (a) horizontal slice along AB in Fig. 2-(b), (b) normalized objective function curve

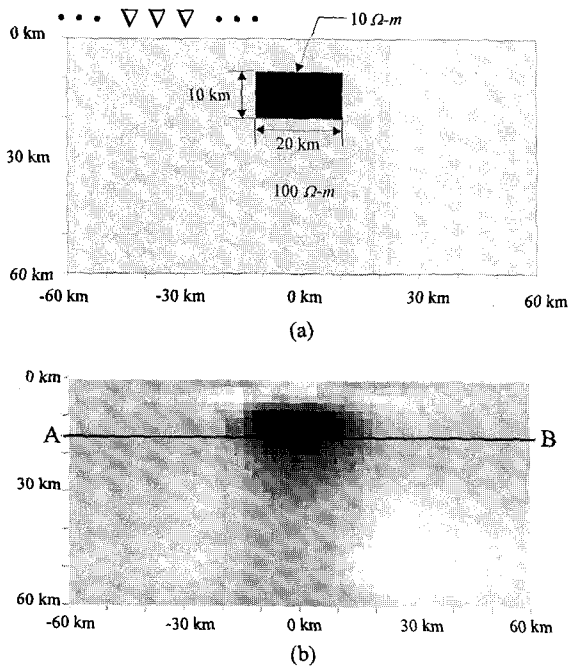


Fig. 4. A rectangular conductor in half space. (a) geometry of the model, (b) the reconstructed image (iterations: 40)

측면에서 살펴본 것이다. 먼저 (a)는 Fig. 2의 역산된 전기비저항 분포를 AB선을 따라 수평적으로 도시한 것인데, 이상체의 물성값이 배경매질과 뚜렷한 대비를 보이면서, 국부 영역 내에서 완만한 변화양상을 보이도록 결정되었음을 확인할 수 있으며, 한편 (b)는 3회부터 40회의 반복 단계에 걸친 목적함수의 감소양상으로, 약 15회 반복단계부터 수렴함을 알 수 있다.

저비저항 이상체에의 적용

본 알고리즘에 대한 타당성을 다양하게 고찰하기 위하여 앞에서의 모형과 반대로 100 Ω-m의 균질한 반무한 매질 안에 10 Ω-m의 전기비저항 값을 갖는 직사각형 전도체가 존재하는 이론모형을 설정해 보았다. 이 모형은 Fig. 4의 (a)와 같이 앞서 사용한 이론모형과 동일한 규모에 이상체의 전기비저항 값에만 차이가 있다. 측정자료의 계산은 앞에서와 같이 30개의 각 측정점에서 12개의 주파수 대역에 대해 수행되었으며, 본 역산 알고리즘을 적용하여 40회 반복으로 얻은 결과가 Fig. 4의 (b)와 같다. 결과적으로 이상체는 주변과의 전기비저항 값의 대비에 의해 실제 위치에 정확히 나타나고 있다. 한편 Fig. 5의 (a)는 역산된 전기비저항 배경값이 실제값보다 다소 감소하여 나타나는데, 이는 앞의 경우에서와 같은 수평적 평활화 특성에 의한 것으로 판단된다. 그리고 수렴도에 있어서는 Fig. 5의 (b)에서 볼 수 있듯이 20회 정도의 반복 단계부터 잘 수렴해나가는 것을 확인할 수 있었다.

이상의 검토를 통해 본 알고리즘을 적용시킨 역산의 결과는 고비저항과 저비저항 이상체에 관계없이 잘 수렴해감을 알 수 있었고 주변 물성과의 명확한 대비를 통해 이상체의 위

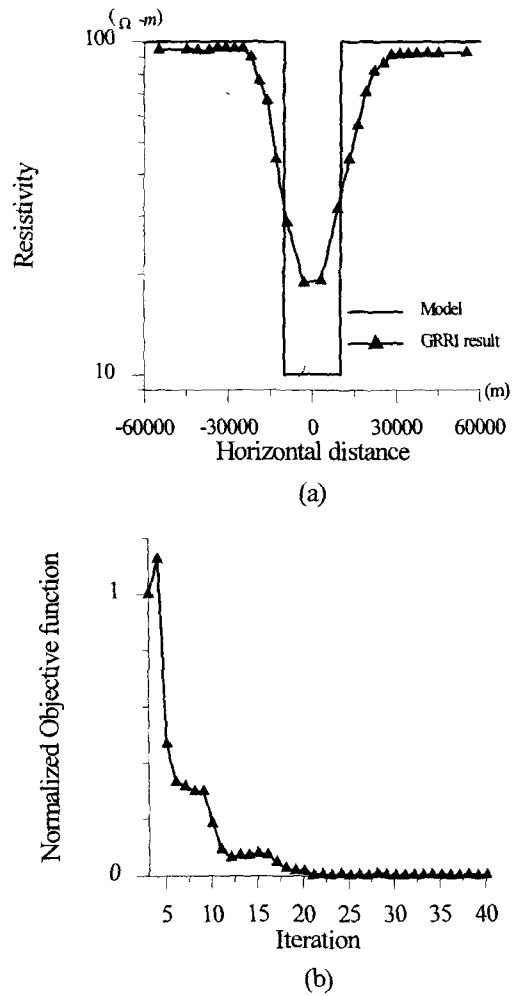


Fig. 5. Accuracy and convergence of GRRI for the model shown in Fig. 4. (a) horizontal slice along AB in Fig. 4-(b), (b) normalized objective function curve

치를 확인할 수 있었다. 정확도에 있어서는 평활화로 인해 참값에 완벽히 접근하지는 않았는데, 실제 지하구조 내에서 물성값이 급격히 변하기는 어려우므로 이 제한조건은 역산과정의 불안정성을 극복하면서 지질학적으로 의미있는 해석에 용이할 것으로 판단된다.

역산의 효율성 고찰

일반적인 역산기법과의 비교

일반적인 역산기법에서는 모형변수 증분을 계산하는 과정에서 부가적인 모델링을 통해 각 모형변수들에 대한 자코비안을 계산한다. 그러나 모든 격자점에서의 모델링은 많은 계산시간과 기억용량을 필요로 하므로 상반성(reciprocity)을 이용한 계산기법도 제시되었다(Weidelt, 1975). 이 기법은 모든 격자점에서 자코비안을 구하던 과정을 각 측정점에서 구하는 과정으로 대체한 것으로, 보다 경제적으로 자코비안을 계산할 수 있지만 역시 각각의 주파수와 측정점에 대한 부가적인 모델링이 수반된다. 그리고 역산해의 안정성을 확보하기 위해 주어지는

Table 1. Multiplications for major steps of a 2-D inversion (Smith & Booker, 1991)

	Forward Problem $Ax=b$	Forward Problems for Partials F	Roughening FR^{-1}	Forming and Factoring HH^T
Standard(LU)	$4n_y n_z^3 n_f$	$12n_y n_z^2 n_s n_f$	$n_y n_z^3 + 6n_y n_z^2 n_s n_f$	$2n_y n_z n_f^2 n_s^2 + 4n_f^3 n_s^3$
Standard(ILU)	$(72+112n_y)n_y n_z n_f$	$(72+112n_y)n_y n_z n_s n_f$	$(36+56n_y)n_y n_z n_s n_f$	$2n_y^2 n_z n_f^2 n_s^2 + 4n_f^3 n_s^3$
GRII & RRI	$(72+112n_y)n_y n_z n_f$	\times	\times	$2n_y n_f^2 n_s^2 + 4n_f^3 n_s^3$

where, N_y : No. of horizontal grids, n_z : No. of vertical grids, n_s : No. of stations, n_f : No. of frequencies, n_i : No. of iterations.

Table 2. Storage Requirements for major arrays of a 2-D inversion (Smith & Booker, 1991)

	Forward Problem $Ax=b$	Starting Fields x_0	Partials F	HH^T
Standard(LU)	$60n_y n_z^2$	\times	$2n_y n_z n_s n_f$	$4n_f^2 n_s^2$
Standard(ILU)	$30n_y n_z$	$2n_y n_z n_f$	$2n_y n_z n_s n_f$	$4n_f^2 n_s^2$
GRII & RRI	$30n_y n_z$	$2n_y n_z n_f$	$2n_y n_f$	$4n_f^2$

제한조건 역시 보편적으로 모델링 과정에 포함되어 이루어지므로, 요구되는 계산시간과 기억용량은 더욱 증가된다.

이에 대해 GRII는 앞서 이론에서 얻은 결과식에 최소구조 제한조건을 선형화 결합하여 모형변수의 증분을 계산하며, 이 과정에서 별도의 모델링을 필요로 하지 않는다. Table 1은 반복의 한 단계에서 일반적인 역산기법과 본 알고리즘의 주요 연산횟수(operation count)에 대한 비교이다. 이는 일반적인 역산기법과 RRI와의 연산횟수를 비교한 Smith and Booker(1991)의 표를 참고로 한 것으로, 두 방법 모두 축점의 개수(n_s)와 수평방향으로의 격자수(n_y)만큼의 비율로 연산횟수가 감소함을 알 수 있다. 또한 Table 2는 기억용량에 대한 비교로, RRI와 GRII의 경우 연산횟수의 경우와 마찬가지로 축점의 개수와 수평방향 격자수만큼의 비율로 필요한 기억용량이 감소함을 알 수 있다. 탐사대상 구조의 규모가 증가할수록 이러한 경제성은 더욱 큰 장점이 되며, 부가적인 모델링을 사용하는 기존 방법에 비해 일반적으로 70배에서 1000배 정도 계산시간이 빠르고 기억용량은 1%~5% 정도로 줄일 수 있음이 알려져 있다(Smith and Booker, 1991). 본 연구에서는 12개 주파수 대역의 자료를 수평방향으로 30, 수직방향으로 35개의 격자를 사용하여 역산을 수행했는데 대략 3분 정도의 시간이 소요되는 것으로 그 경제성을 확인할 수 있었다.

RRI와의 비교

모형변수 갱신과정

국부적인 2차원 해석이 실제 역산과정 중 모형변수의 갱신에 어떤 영향을 미치는지를 좀더 명확히 살펴보기 위하여 동일한 초기치를 RRI와 본 알고리즘에 모두 적용하여 각각의 갱신과정을 비교해 보았는데 그 결과는 Fig. 6과 같다. Fig. 6의 (a)는 앞서 알고리즘의 타당성 검증을 위해 사용했던 고비저항 이상체 모형으로부터 계산된 이론자료를 RRI를 이용해 4회 역산한 결과의 등비저항 곡선이며 이를 두 반복 역산의 초기 모형으로 설정하였다. 이 때 RRI를 이용해 각각 1회, 36회의 반복단계를 거친 결과가 (b)와 (d)이며 본 연구에서

구현된 알고리즘을 이용하여 1회, 36회의 반복단계를 거친 결과가 (c)와 (e)이다. 전반적으로 (c)와 (e)에서의 등비저항 곡선이 좀더 복잡한 양상을 보이고 있다.

먼저 1회의 반복을 통해 모형변수의 갱신이 이루어진 (b)와 (c)의 경우를 비교해 보면, (b)에 비해 (c)의 경우는 대상 구조의 전 영역에 걸쳐 변수들이 복잡한 연관을 갖으며 갱신되고 있다. 이러한 갱신과정의 차이는 (d)와 (e)에서 보다 명백하게 드러나는데 (d)의 경우 배경값들이 T자형 등비저항 분포를 이루는 것은, 다만 최소구조 제한조건이 이상체의 상하좌우로 적용되었음을 보여주는 것이며 (d)의 경우는 배경값의 등비저항 곡선도 복잡한 양상을 띠는데 이것은 이상체의 영향이 대상 구조 전반에 걸쳐 영향을 끼친 것으로 볼 수

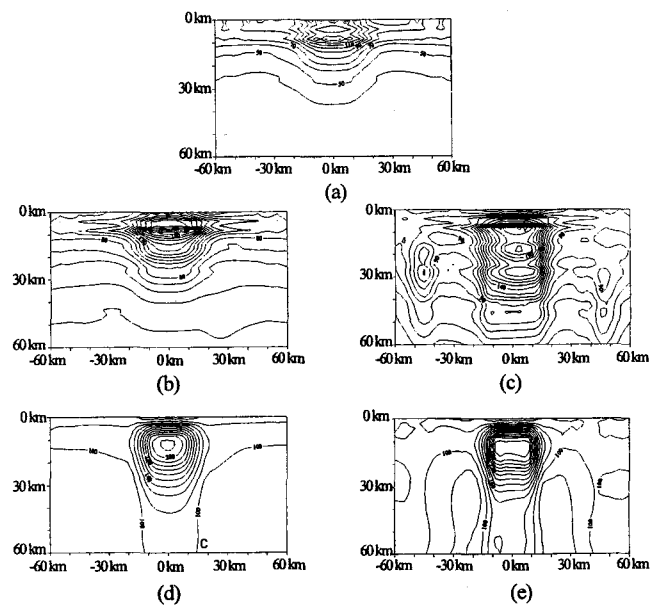


Fig. 6. Comparison of GRII with RRI in updating the model. (a) initial model, (b) after 1 iteration with RRI, (c) after 1 iteration with GRII, (d) after 36 iterations with RRI, (e) after 36 iterations with GRII

있다. 이로부터 본 알고리즘을 이용할 경우 2차원적 고려가 좀더 명확히 고려됨을 확인할 수 있었다.

한편 (e)의 결과가 (d)에 비해 이상체의 규모를 보다 정확히 결정하고 있는데 이는 2차원적 고려에 의해 분해능이 다소 향상된 것으로 보인다. 전체적으로 이상체의 규모나 이상체와 배경값과의 물성차이는 (d), (e) 모두 잘 나타내고 있다.

정적 효과에 대한 분해능

정적 효과에 의한 왜곡을 역산과정에서 직접적으로 해결하기 위해서는 수평적인 고려가 반드시 필요하며 RRI와 같이 수평적인 고려가 부족한 역산기법의 경우에는 공간저주파 필터링과 같이 정적효과를 제거하기 위한 자료처리과정을 필요로 하게 된다.

이와 같이 전류집중에 의해 왜곡된 자료에 대해 GRI와 RRI가 갖는 차이점을 비교해보기 위해 Fig. 7과 같이 앞서 고찰한 바 있는 고비저항 이상체 모형에 10 Ω-m의 전기비저항 값을 갖는 소규모 전도체를 지표 바로 아래 위치시킨 새로운 이론모형을 설정하였다.

이 모형에 의해 계산된 이론자료를 RRI와 GRI에 의해 역산한 결과가 Fig. 8에 나타나 있다. RRI의 경우 지표부근의 전도체에 의한 영향이 심부의 전기비저항 값을 왜곡시키고 있으나, GRI의 경우에는 그 영향이 RRI에 의한 결과보다 더 작게 나타나는 것을 알 수 있는데, 이는 GRI에서는 국부 역산 과정에서 전기비저항의 불균질 경계에 대한 수평적 변화가 직접적으로 고려되기 때문이며, 정적 효과에 의해 왜곡된 자료에 대한 GRI의 우수성을 보여주고 있다. 이렇게 특별한 전처리과정 없이도 향상된 분해능을 얻을 수 있는 것은 GRI의 큰 장점으로 볼 수 있다.

적용성 검증

실제 지하구조는 앞서 고찰한 이론모형에 비해 전기비저항의 분포가 더 복잡할 것이므로, 역산 이론의 검증에 많이 사용되는 프리즘 모형과 다이아몬드 모형에 대하여 구현된 알

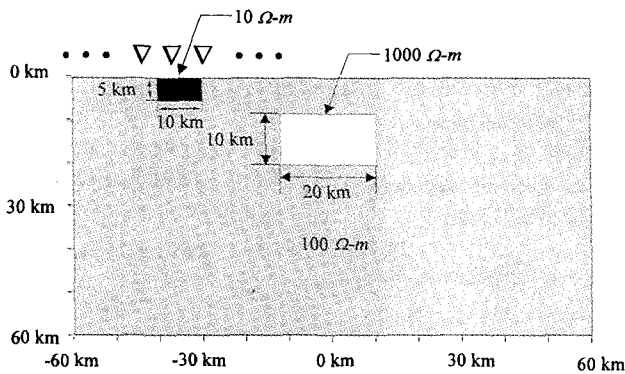


Fig. 7. Geometry of the model used to investigate the static effect. (small surface conductor is inserted in the model shown in Fig. 2)

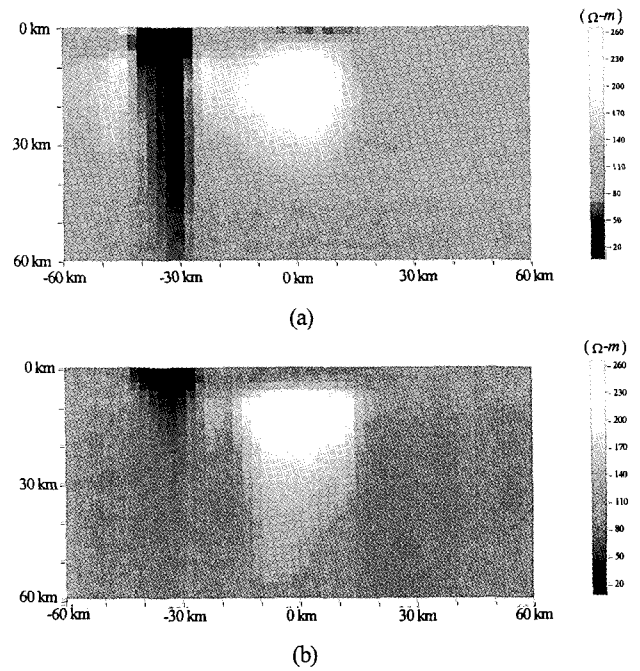


Fig. 8. The reconstructed images (iterations: 40). (a) RRI, (b) GRI

고리들의 적용성을 살펴보았다.

Fig. 9는 각각 10 Ω-m와 1000 Ω-m의 전기비저항 값을 갖는 10 km×10 km 크기의 정사각형 이상체가 두 개 존재하는 프리즘 모형과 이에 대한 역산 결과이다. 역산 결과는 40회 반복 결과로서 전기비저항 값을 정확하게 찾아 가지 못했지만 저비저항 이상체와 고비저항 이상체 모두의 위치와

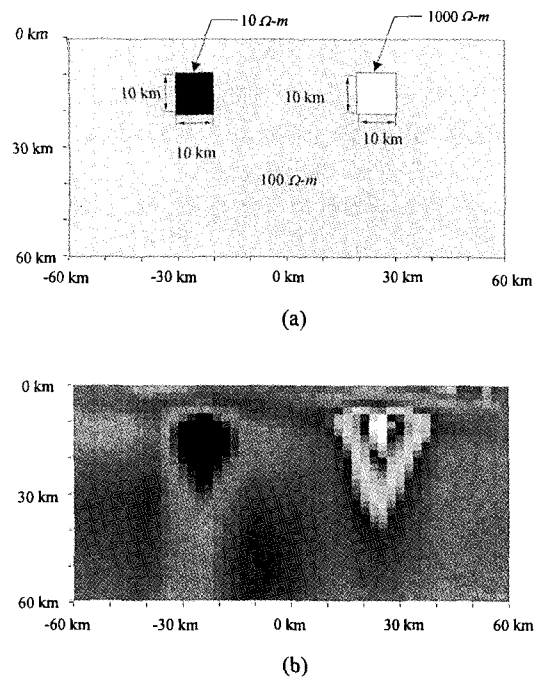


Fig. 9. Inversion result for the prism model. (a) prism model, (b) GRI result (iterations: 40)

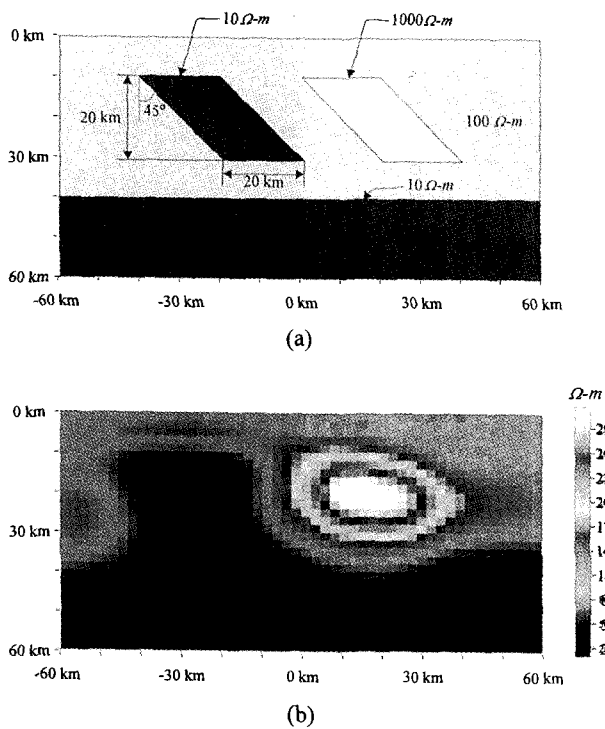


Fig. 10. Inversion result for the diamond model. (a) diamond model, (b) the reconstructed image (iterations: 40)

규모를 잘 찾아내고 있다.

또한 Fig. 10은 (a)에 도시한 바와 같이 평행사변형 모양의 두 이상체와 그 하부에 저비저항층이 존재하는 다이아몬드 모형이다. 역시 본 연구에서 구현된 알고리즘을 적용하여 40회 반복을 거친 결과가 (b)에 도시되어 있다. 그 결과를 살펴보면 심도가 깊어질수록 실제 모형보다 더 완만한 경계면으로 나타나는데 이는 심도가 증가할수록 감소하는 전자기파의 특성에 의한 원인과 최소구조 제한조건에 의한 원인이 복합되어 심도가 깊어질수록 분해능이 감소한 것으로 볼 수 있다. 하지만 이상체가 경사를 이루고 있다는 것과 물성의 차이에 대해서는 어느정도 타당한 결과를 보여주고 있다.

결론

본 연구에서는 심부 지열수와 지하수 탐사에서 지하구조의 규명에 관련되어 활용성이 높은 MT 탐사법에 대하여 GRRI를 이용한 2차원 역산 알고리즘을 구현하였다. 이를 간단한 고립 이상체 모형에 적용하여 역산 결과의 정확도와 수렴도를 살펴 봄으로써 역산의 타당성을 고찰하였으며, 이를 토대로 기존의 역산기법과 연산횟수와 저장용량의 측면을 이론적으로 비교하여 본 알고리즘이 갖는 경제성을 살펴보았다. 또한 RRI와 동일한 이론자료에 적용하여 그 분해능을 비교하여 보았다. 마지막으로 여러 모형들에 적용해 봄으로써 그 현장 적용성을 살펴보았으며 이상의 연구를 통해 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

1. 본 알고리즘은 15~20회 정도의 반복이면 안정적인 해에 수렴하였고, 이상체는 주변 물성값과의 뚜렷한 대비를 통해 본래의 위치에 나타나면서도 그 경계는 완만한 양상으로 결정되는 지질학적으로 타당한 결과를 제시하였다.

2. 동일한 자료를 초기치로 하여 RRI와 GRRI에서의 모형변수 갱신과정을 비교하여 본 결과, GRRI를 이용한 경우, 이상체에 의한 영향이 좀더 전 영역에 걸친 모형변수 갱신과정에 고려됨을 알 수 있었다.

3. TM 모드에서 지표부근에 전도체가 존재하는 모형에 대하여 RRI와 GRRI를 이용하여 역산한 결과, RRI의 경우에는 전류집중에 의한 정적 효과로 인해 전도체 하부의 전기비저항 값들이 실제보다 더 작게 나타나는 왜곡이 일어났으며 물성의 경계가 불분명한 반면, GRRI의 경우에는 별다른 전처리과정 없이 RRI와 비슷한 계산시간으로 향상된 분해능을 보였다.

4. 본 알고리즘을 프리즘 모형과 다이아몬드 모형에 적용하여 본 결과 심도가 커질수록 분해능은 상대적으로 낮아지지만 이상체의 위치는 물성값의 대비를 통해 뚜렷이 나타났으며, 이상체의 경계가 명확하지는 않아도 그 규모와 양상은 개략적으로 알 수 있었는데 이를 통해 본 알고리즘의 다양한 적용성을 확인할 수 있었다.

이상의 결과를 종합하면 본 알고리즘은 신속하게 타당한 결과를 줌으로써 현장에서 실시간 역산으로 이용되어 MT 탐사자료의 해석에 도움을 줄 것으로 기대되며 향후 3차원 역산으로의 확장에도 유용할 것으로 판단된다.

참고문헌

1. 손정술, 1996, 유한요소법을 이용한 MT 탐사자료의 지형보정: 공학석사학위논문, 서울대학교.
2. 이성곤, 1993, 2차원 MT 모델링과 공간 필터링을 이용한 정적효과 제거에 관한 연구: 공학석사 학위논문, 서울대학교.
3. Groom, R. W. and Bailey, R. C., 1989, Some effects of multiple lateral inhomogeneities in magnetotellurics: *Geophys. Prosp.*, **37**, 697-712.
4. Madden, T. R. and R. L. Makie, 1989, Three-dimensional magnetotelluric modeling and inversion: *Proc. IEEE*, **77**, 318-333.
5. Smith, J. T. and J. R. Booker, 1988, Magnetotelluric inversion for minimum structure: *Geophysics*, **53**, 1565-1576.
6. Smith, J. T. and J. R. Booker, 1991, Rapid inversion of two- and three-dimensional magnetotelluric data: *J. Geophys. Res.*, **96**, 3905-3922.
7. Vozoff, K., 1991, *The magnetotelluric method: in Nabighian, M. N., Eds., Electromagnetic methods in applied geophysics, 2-application-part B, Ch. 8, SEG.*
8. Weidelt, P., 1975, Inversion of two-dimensional conductivity structures: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **10**, 282-291.
9. Yamane, K., Takasugi, S. and Lee, K. H., 1996, A new magnetotelluric inversion scheme using generalized RRI method: *Journal of applied geophysics*, **35**, 209-213.