

단극배열을 이용한 시추공-시추공 전기비저항 탐사법의 문제점

조인기* · 최경화**

강원대학교 지구물리학과* · 강원대학교 지질학과**

요 약

단극배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사법의 문제점을 파악하기 위하여 원통형 2차원 이상체에 대한 이론해로부터 겘보기 비저항 및 2차전위 분포양상을 계산하고 이를 분석하였다. 분석결과 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서 2차원 이상체가 전도체일 경우는 물론이고 부도체일 경우에도 모두 모암의 비저항보다 낮은 겘보기 비저항을 나타낸다. 따라서 단극배열을 사용하여 획득한 시추공-시추공 전기비저항 탐사자료만으로 시추공 사이에 존재하는 이상체의 전도도에 관한 해석이 거의 불가능하다. 이러한 문제점의 해결을 위해서는 3차원 자료획득 및 해석이 필요하며, 이의 실현이 불가능할 경우에는 적어도 동일 시추공 자료를 이용해야만 이상체의 전도도에 관한 해석이 가능해 진다.

주요어: 단극배열, 시추공 전기비저항 탐사

Cho, In-Ky and Choi, Kyung-Hwa, 1998, A problem in the cross-hole resistivity method using pole-pole array, Journal of the Korean Geophysical Society, v. 1, n. 1, p. 51-58.

ABSTRACT: A numerical program has been developed to model 2-D resistivity responses for a pole-pole array configuration in cross-hole resistivity measurements. Apparent resistivity and secondary potential were computed using the program for a cylindrical inhomogeneity in an uniform host medium excited by a point source of current in a borehole. Surprisingly apparent resistivity in the receiver hole turns out to be lower than the one of surrounding medium regardless of the conductivity of cylindrical inhomogeneity. Using only cross-hole data, therefore, it is impossible to interpret the conductivity of inhomogeneity. To overcome this problem, 3-D measurement and interpretation are necessary. If 3-D data acquisition is impossible, inline data should be used to get the information about the conductivity of inhomogeneity.

Key words: pole-pole array, cross-hole resistivity

(Cho, In-Ky, Department of Geophysics, Kangwon National University, Chunchon, 200-701, Korea; Choi, Kyung-Hwa, Department of Geology, Kangwon National University, Chunchon, 200-701, Korea. email: choik@cc.kangwon.ac.kr)

1. 서 론

정밀 물리탐사 기술에 대한 필요성이 대두됨에 따라 시추공을 이용한 물리탐사 기술이 매우 빠르게 발달하고 있다. 특히 전기비저항 토모그래피

탐사는 탄성파나 레이더 탐사에 비하여 그 해상도는 떨어지나 적용성 및 경제성이 뛰어나 정밀 물리탐사의 한 분야로 자리잡아가고 있다. 현재 국내에서 사용되고 있는 전기비저항 토모그래피법은 주로 단극배열이 사용되고 있으며 해상도의 향상,

정확성의 확보를 위한 꾸준한 연구가 지속되고 있다.

그러나 단극배열을 이용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사는 이미 조인기 외(1997)에 의해 주장된 바와 같이 상당한 문제점을 갖고 있다. 우선 단극배열의 문제점은 쌍극자배열 등 다른 배열법에 비하여 해상도가 떨어진다는 점이다. 해상도의 향상을 위하여 변형된 단극쌍극자 배열(김정호 외, 1997) 등 각종 전극배열에 관한 다양한 연구가 발표되고 있으나, 해상도는 단극배열이 갖는 근본적인 문제점이므로 여기서는 더 이상의 언급을 피한다.

한편 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서 전도성 3차원 이상체에 의한 겉보기 비저항이 모암의 비저항보다 높게 나타난다(조인기, 1989; 조인기 외, 1997). 그러나 이는 역산을 통한 해석에는 문제가 되지 않는다. 더욱 근본적인 문제는 단극배열을 이용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서 과연 전도체와 부도체를 구별해 낼 수 있는가이다. 단극배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서 전도성 2차원 이상체에 의한 겉보기 비저항은 모암의 비저항에 비하여 낮게 나타난다(조인기, 1989). 문제는 비 전도성 이상체의 경우이다. 이 경우 당연히 겉보기 비저항이 모암의 비저항 보다 높게 나타날 것으로 예상되나, 본 연구 결과에 의하면 전도성 이상체의 경우와 마찬가지로 낮게 나타난다. 현재 전기비저항 탐사 자료의 해석은 주로 2차원 지하 구조를 가정한 2.5차원 모형반응에 근거한 역산법에 의존하고 있다. 만약 부도체와 전도체가 동일한 반응을 나타낸다면 극단적으로 표현하면 단극배열만을 사용하여 얻어진 자료만으로는 이상체의 전도도에 관한 해석이 불가능해 질 수도 있게 된다.

본 연구에서는 단극배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사법에서 2차원 원통형 이상체에 대한 이론해를 구하고 겉보기 비저항 및 2차전위의 반응양상을 고찰하였으며, 확장된 본 근사의 탈분극 텐서를 이용하여 보다 정량적으로 앞서 제기한 문제점의 발생원인을 규명하고자 하였다.

2. 이 론

Fig. 1과 같이 두 시추공 사이에 2차원 원통형 이상체를 가정하자. 이 때 계산상의 편의를 위하여 지표에 의한 효과는 무시하며 원통의 중심을

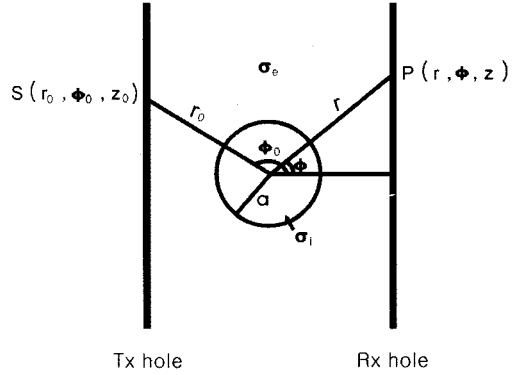


Fig. 1. Cross-hole resistivity geometry in the presence of 2-D cylindrical inhomogeneity of radius a .

좌표계의 원점으로 한다. 전류전극의 위치를 $S(r_0, \phi_0, z_0)$, 측정점의 위치를 $P(r, \phi, z)$, 원통의 반경을 a , 모암의 전기 전도도를 σ_e , 원통의 전기 전도도를 σ_i 라 하자. 이제 전류전극에 의한 1차전위는

$$v_b = \frac{I}{4\pi\sigma_e R} \quad (1)$$

가 되며,

$$R = [r^2 + r_0^2 - 2r_0r \cos(\phi - \phi_0) + (z - z_0)^2]^{1/2}$$

이다. 이 1차전위는 원통좌표계에서는

$$v_b(r) = \frac{I}{4\pi\sigma_e} \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \sum_{m=0}^\infty \epsilon_m K_m(\lambda r_0) \frac{I_m(\lambda r) \cos m(\phi - \phi_0) \cos \lambda(z - z_0) d\lambda}{(r < r_0)} \quad (2)$$

이 된다. $r > r_0$ 인 경우에는 상반성에 의하여 (2)식에서 r 과 r_0 를 서로 바꾸어 주면 된다. (2)식에

서 $\epsilon_0 = 1$, $\epsilon_m = 2 (m \neq 0)$ 이며, I_m, K_m 은 변형된 베셀 함수이다. 한편 원통형 이상체에 의한 2차전위는 다음의 라플라스 방정식을 만족한다.

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) v_s(r, \phi, z) = 0. \quad (3)$$

(3)식의 해는 다음과 같다(Wait, 1982; Parra · Owen, 1986).

$$v_s(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \sum_{m=0}^\infty \epsilon_m \left[\begin{array}{c} K_m(\lambda r) \\ I_m(\lambda r) \end{array} \right] \cos m(\phi - \phi_0) \cos \lambda(z - z_0) d\lambda. \quad (4)$$

측정점에서의 전위는 전류전극에 의한 1차전위와 이상체에 의한 2차전위의 합이며, 원통형 이상체의 내부에서의 전위는

$$v_i(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \sum_{m=0}^\infty \epsilon_m [CK_m(\lambda r_0) I_m(\lambda r) + a_m(\lambda) I_m(\lambda r)] \cos m(\phi - \phi_0) \cos \lambda(z - z_0) d\lambda, \quad (5)$$

외부에서의 전위는

$$v_e(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \sum_{m=0}^\infty \epsilon_m [CK_m(\lambda r_0) I_m(\lambda r) + b_m(\lambda) K_m(\lambda r)] \cos m(\phi - \phi_0) \cos \lambda(z - z_0) d\lambda \quad (6)$$

이다. 여기서 $C = \frac{I}{4\pi\sigma_e}$ 이다. (5), (6)식은 경계조건

$$v_i = v_e; \quad r = a, \quad (7.1)$$

$$\sigma_i \frac{\partial v_i}{\partial r} \Big|_{r=a} = \sigma_e \frac{\partial v_e}{\partial r} \Big|_{r=a} \quad (7.2)$$

을 만족해야 하므로, 계수 a_m 및 b_m 은 다음과 같이 계산된다.

$$a_m = CK_m(\lambda r_0) \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_e} - 1 \right) \frac{I_m'(\lambda a)}{K_m'(\lambda a)} \left\{ \frac{I_m(\lambda a)}{K_m(\lambda a)} - \frac{\sigma_i}{\sigma_e} \frac{I_m'(\lambda a)}{K_m'(\lambda a)} \right\}^{-1} \quad (8)$$

$$b_m = CK_m(\lambda r_0) \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_e} - 1 \right) \frac{I_m(\lambda a)}{K_m(\lambda a)} \frac{I_m'(\lambda a)}{K_m'(\lambda a)} \left\{ \frac{I_m(\lambda a)}{K_m(\lambda a)} - \frac{\sigma_i}{\sigma_e} \frac{I_m'(\lambda a)}{K_m'(\lambda a)} \right\}^{-1}. \quad (9)$$

원통 이상체 외부에서의 전위는 (9)식을 (6)식에 대입하면

$$v_e(r) = v_p(r) + \frac{2C}{\pi} \int_0^\infty \sum_{m=0}^\infty \epsilon_m G_m(\lambda, a) K_m(\lambda r) K_m(\lambda r_0) \cos m(\phi - \phi_0) \cos \lambda(z - z_0) d\lambda \quad (10)$$

이 되며,

$$G_m(\lambda, a) = \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_e} - 1 \right) \frac{I_m(\lambda a)}{K_m(\lambda a)} \frac{I_m'(\lambda a)}{K_m'(\lambda a)} \left\{ \frac{I_m(\lambda a)}{K_m(\lambda a)} - \frac{\sigma_i}{\sigma_e} \frac{I_m'(\lambda a)}{K_m'(\lambda a)} \right\}^{-1} \quad (11)$$

이다. (10)식의 적분은 이론해가 존재하지 않으므로 수치적분에 의존해야 한다. 만약 이상체가 완전 전도체일 경우에는

$$G_m(\lambda, a) = - \frac{I_m(\lambda a)}{K_m(\lambda a)}, \quad (12)$$

부도체일 경우에는

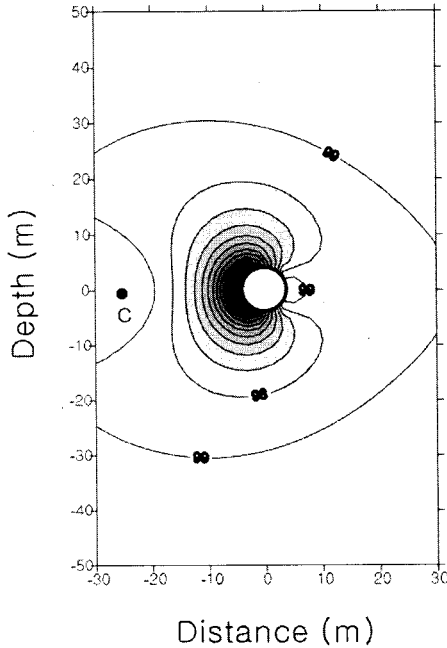


Fig. 2. Apparent resistivity distribution around a cylinder of radius 4 m and resistivity 10 Ω-m excited by a point electrode located at S(-25, π, 0). The background resistivity is 100 Ω-m.

$$G_m(\lambda, a) = -\frac{I_m'(\lambda a)}{K_m'(\lambda a)} \quad (13)$$

이 된다.

3. 결과 및 고찰

단극배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서 2차원 전도성 이상체 주변에서의 겉보기 비저항 분포 양상을 알아보기 위하여 전류전극 S(-25, π, 0)에 고정시키고 측정점을 이동시키면서 구한 겉보기 비저항의 변화 양상을 Fig. 2에 나타내었다. 이때 모암의 전기비저항은 100 Ω-m, 이상체의 전기비저항은 10 Ω-m이며, 원통형 이상체의 반경은 4 m이다. Fig. 2에서 원통형 전도체와 매우 가까운 지점에서는 상당히 복잡한 변화 양상을 보인다. 전류전극 쪽에서는 상당한 크기의 음의 이상, 즉 모암의 비저항보다 낮은 겉보

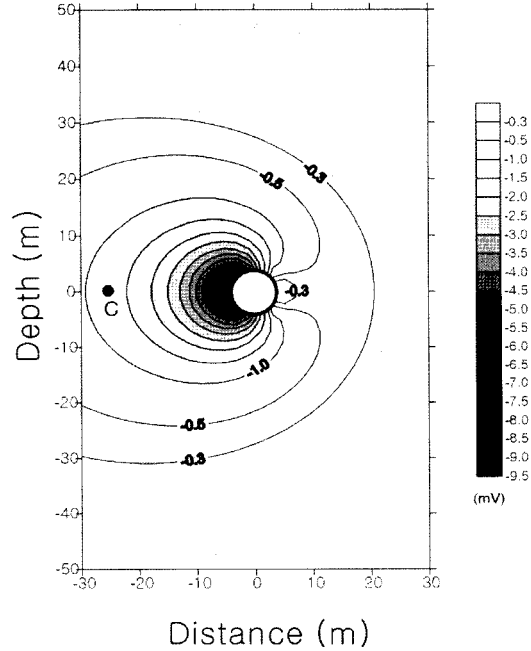


Fig. 3. Secondary potential distribution for the same geometry of Fig. 2.

기 비저항이 나타나고 있으며, 그 반대쪽에서는 미약하나마 모암의 비저항보다 높은 겉보기 비저항 즉, 양의 이상이 나타나고 있다. 그러나 점차 전도성 이상체로부터의 거리가 증가함에 따라 양의 이상은 사라지고, 모든 영역에서 음의 이상이 나타나고 있다. 이는 2차원 전도성 이상체가 단극배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서 음의 이상을 나타낸다는 조인기(1989)의 결과와 일치한다.

전기비저항 탐사에서 이상을 나타내는 근본적인 원인은 이상체의 표면에 대전되는 전하의 분포이다. 2차전위는 이러한 표면전하의 분포상황을 가장 잘 대변해 주는 변수이다. 따라서 전도성 이상체가 음의 이상을 나타내는 이유를 알아보기 위하여 Fig. 3에 Fig. 2와 동일한 모델 및 전극배열에 의한 2차전위의 분포를 나타내었다. 겉보기 비저항과 거의 동일한 분포양상을 보이고 있다. 단극배열에서 겉보기 비저항은 2차전위를 1차전위로

나누어 준 값에 비례하므로 Fig. 2에서 이상체 주변 및 먼 지점에서의 겉보기 비저항 분포양상과 2차전위의 분포양상이 매우 유사하게 나타난다. Fig. 3에 나타난 특징 중 가장 확연한 점은 전류전극 쪽에서는 상당량의 음의 표면전하가 대전되어 있고, 그 반대쪽에는 미약하나마 양의 전하가 분포하고 있다는 점이다. 이러한 전하분포는 마치 3차원 전도성 이상체의 경우와 동일한 분포이다(조인기 외, 1997). 그러나 전하의 양에는 3차원 이상체와 2차원 이상체는 상당한 차이가 있음을 알 수 있다. 3차원 이상체의 경우에는 전류전극쪽의 음의 전하량과 반대쪽의 양의 전하량이 거의 균형을 이루고 있는데 반하여, 2차원 이상체의 경우에는 음의 전하량이 양의 전하량에 비하여 훨씬 많이 대전되어 있음을 의미한다. 이상체의 표면에 집적된 음의 전하는 이상체와 모암간의 전도도차가 증가할수록 그 크기가 증가하게 되며, 완전 전도체의 경우에는 반대쪽에 생기는 양의 전하는 소멸하게 되고 음의 전하만이 나타나게 되어, 모든 영역에서 음의 이상을 보이게 된다. 실질적으로 전도도 차이가 100배 이상의 경우에는 양의 이상이 나타나지 않았다.

이와 같이 2차원 전도성 이상체의 경우 음의 전하가 대전되는 이유는 전류의 집중현상(current channeling)에 기인한다. 전도성 이상체의 경우 이상체 표면에 대전되는 표면전하는 1차전기장을 최소화시키는 분포특성을 보이게 된다. 2차원 전도체가 있을 경우 1차전기장은 전류집중현상에 의해 이상체의 주향방향과 같은 방향이 우세하게 되며, 표면전하는 이 1차전기장을 상쇄시키는 분포를 하게 된다. 따라서 1차전류는 이상체의 주향방향을 따라 흐르게 되며, 전하분포는 그 반대방향의 전류가 생성되도록 분포하므로 이상체의 중앙부에는 다량의 음의 전하가 분포하고, 중심에서 먼 거리에는 양의 전하가 분포하는 양상을 보이게 된다. 따라서 측정이 이루어지는 평면(y=0)에서는 음의 전하에 의한 영향이 지배적이며, 이는 2전위가 음의 값을 보이는 이유이다.

Fig. 4는 이상체의 전도도가 모암의 전도도보다 낮은 경우 겉보기 비저항 분포를 나타낸 것이다. 모암의 전기비저항은 $100 \Omega\cdot m$, 이상체의 전기비저항은 $1000 \Omega\cdot m$ 이다. 이 경우에는 일반적인 예상과는 달리 전도체를 중심으로 전류전극 쪽에서는 양의 이상을, 그 반대쪽에서는 음의 이상을 나타낸다. 이는 일반적인 시추공-시추공 전기비저항

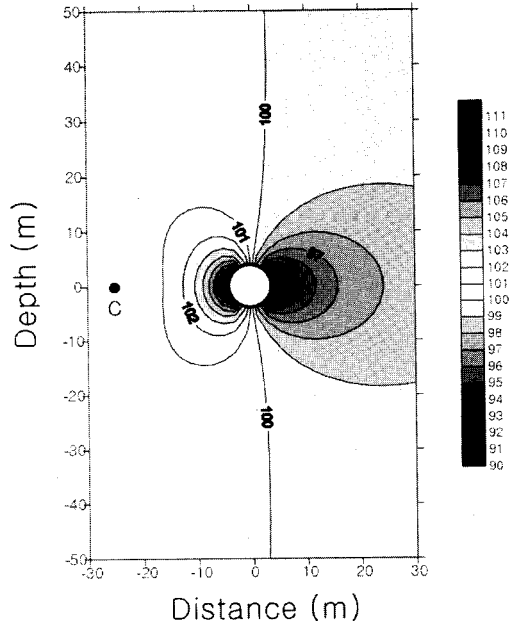


Fig. 4. Apparent resistivity distribution around a cylinder of radius 4 m and resistivity $1000 \Omega\cdot m$ excited by a point electrode located at $S(-25, \pi, 0)$. The background resistivity is $100 \Omega\cdot m$.

탐사에서 두 시추공 사이에 2차원 부도체가 존재할 경우 오히려 음의 이상이 나타남을 의미한다. 더욱 큰 문제점은 2차원 전도체에 의한 이상과 부도체에 의한 이상이 모두 음이라는 사실이다. 물론 그 크기에 있어서는 차이가 있으나 전도체나 부도체나 모두 음의 이상을 보이므로 해석상에 큰 오류를 일으킬 수 있다.

Fig. 5는 2차원 원통형 부도체에 의한 2차전위 분포양상을 나타낸 것이다. Fig. 5에서 원통의 표면에는 전류전극을 중심으로 전류전극 쪽에서는 양의 전하가 분포하고 있으며, 그 반대쪽에는 음의 전하가 분포하고 있음을 알 수 있다. 이러한 전하분포는 3차원 이상체의 경우와 같은 것이다(조인기 외, 1997). 또한 Fig. 4에서 설명한 바와 같이 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서 부도체가 음의 이상을 보이는 이유를 잘 설명해 주고 있다. 이러한 전하분포는 전도성 이상체에서와는 달리 부도체의 경우에는 전류집중현상이 발생하지 않는 데서 기인한다. 즉 부도체의 경우에는 주향방향을

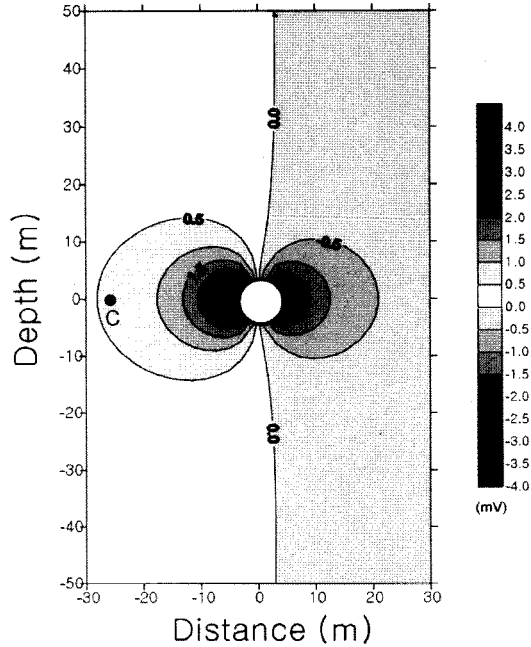


Fig. 5. Secondary potential distribution for the same geometry of Fig. 4. Positive and negative secondary potential are plotted in same gray scale.

다른 1차전류에는 변화가 거의 없으며, 그에 수직 한 x, z 방향의 전류가 이상을 발생하는 주된 요인으로 작용하기 때문이다. 전하분포의 측면에서 생각해 보면 부도체의 중앙(y=0)에서 전류전극쪽에는 양의 전하가 분포하고 그 반대쪽에는 음의 전하가 분포하며 그 양의 차이는 별로 없다.

Fig. 2와 4는 두 시추공 사이에 존재하는 이상체의 전도도에 관한 정보를 얻기 위해서 동일 시추공 자료가 효과적임을 보이고 있다. 즉 전도체일 경우에는 송신 시추공과 수신 시추공의 동일 시추공 자료가 모두 음의 반응을 나타내는데 반하여, 부도체의 경우에는 송신 시추공에서는 양의 반응을, 수신 시추공에서는 음의 반응을 나타내기 때문이다. 따라서 동일 시추공 자료를 사용하게 되면 시추공 사이에 존재하는 이상체가 전도체인가 부도체인가에 대한 구분이 가능해진다. 일반적으로 동일 시추공 자료는 주로 시추공 주변의 전기전도도 분포를 해석하기 위하여 사용되어 왔다. 그러나 시추공의 중간에 위치한 이상체의 전

도도에 관한 정보를 얻기 위해서는 되도록 전류전극과 전위전극 사이의 간격을 시추공이 허용하는 범위에서 넓게 해야 한다.

이상의 현상은 확장된 본 근사(Habashy, et al., 1993)에서의 탈분극 텐서(depolarization tensor)를 이용하여 보다 정량적으로 설명할 수 있다. 확장된 본 근사에서는 일반적인 본 근사와는 달리 1차 전기장을 탈분극 텐서와 1차전기장의 곱으로 표현한다.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_p(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi\sigma_e} \int_v \nabla \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \Delta\sigma(\mathbf{r}') \Gamma(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}_p(\mathbf{r}') dv, \quad \mathbf{r}' \in v \quad (14)$$

(14)식에서 $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 는 스칼라 그린함수이며, \mathbf{r} 은 측정점, \mathbf{r}' 는 source point, $\Delta\sigma = \sigma_i - \sigma_e$ 이다. 직류전류를 사용하는 전기비저항 탐사에서 탈분극 텐서는

$$\Gamma = \left[\left(1 + \frac{\sigma_i - \sigma_e}{2\sigma_e}\right) \mathbf{a}_x \mathbf{a}_x + \mathbf{a}_y \mathbf{a}_y + \left(1 + \frac{\sigma_i - \sigma_e}{2\sigma_e}\right) \mathbf{a}_z \mathbf{a}_z \right]^{-1} \quad (15)$$

로 주어진다(Torres-Verdin · Habashy, 1994; 조인기 · 서정희, 1998). (15)식에서 이상체의 전도도가 매우 높은 경우, 즉 $\sigma_i \rightarrow \infty$ 인 경우를 생각해 보자. 이 경우 탈분극 텐서의 $\mathbf{a}_x \mathbf{a}_x$ 및 $\mathbf{a}_z \mathbf{a}_z$ 방향은 소멸되므로

$$\Gamma = \mathbf{a}_y \mathbf{a}_y \quad (16)$$

가 된다. 따라서 완전 전도체에는 오직 주향방향의 전기장만이 존재하게 되며, 이는 앞서 설명한 전도체의 중앙(y=0)에 음의 전하가 대전되는 이유를 잘 설명해 준다. 한편 완전 부도체의 경우, 즉 $\sigma_i \rightarrow 0$ 인 경우에는 (15)식의 탈분극 텐서는

$$\Gamma = 2a_x a_x + a_y a_y + 2a_z a_z \quad (17)$$

이 된다. 따라서 y 방향의 전기장은 변화가 없으며, x 및 z 방향의 전기장이 2배가 되면서 이상을 일으키는 주된 요인이 된다. 이는 Fig. 5의 설명에서 2차원 이상체가 마치 3차원 이상체와 유사하게 이상체를 중심으로 전류전극쪽에는 양의 전하가 그 반대쪽에는 음의 전하가 분포하는 이유가 된다.

이상에서 단극 배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사에 2.5차원 원통형 이상체에 의한 겹보기 비저항 및 2차전위의 반응 양상을 검토하였다. 결과적으로 단극배열을 사용할 경우, 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서는 전도체, 부도체 모두 음의 이상을 나타내므로 해석상에 상당한 어려움이 있을 것으로 판단된다. 이러한 문제점의 해결을 위해서는 3차원 자료획득 및 3차원 역산에 의한 해석이 가장 확실한 방법인 것으로 보인다. 3차원 자료획득 및 해석이 이루어질 경우 전극 배열에서 기인한 각종 문제점은 거의 해결될 것이며, 단극배열의 경우에도 전도체와 부도체의 구분이 가능할 것으로 기대된다. 만약 3차원 자료획득이 불가능할 경우에는 적어도 동일 시추공 자료 (inline data)의 획득이 필수적이다. Fig. 2 및 4에 나타난 바와 같이 전도체의 경우에는 동일 시추공 자료는 음의 이상을 보이며, 부도체의 경우에는 양의 이상을 보이므로, 전도체와 부도체의 확실한 구분이 가능해 진다.

4. 결 론

현재 국내에서 사용되고 있는 전기비저항 토모그래피법에서는 주로 단극배열을 사용하고 있다. 본 연구에서는 단극배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사법의 문제점을 파악하기 위하여 원통형 2차원 이상체에 의한 이론해로부터 겹보기 비저항 및 2차전위 분포양상을 계산하고 이를 분석하였다.

단극배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사법에서 전도성 및 비전도성 이상체 모두 겹보기 비저항이 모암의 비저항 보다 낮게 나타난다. 이러한 현상은 전도성 이상체의 경우 주된 이상이 주향방향(y방향)의 전기장에 기인하는데 반하여,

부도체의 경우에는 주향에 수직한 방향(x 및 z 방향)의 전기장이 이상의 원인이기 때문이다. 이들 전기장은 이상체의 경계면에 대전된 표면전하에 의해 좌우되며, 전도체의 경우에는 이상체의 중앙(y=0)에 대부분의 음의 전하가 분포하며, 부도체의 경우에는 전류전극쪽에는 양의 전하가 그 반대쪽에는 음의 전하가 집적된다. 따라서 일반적인 단극배열을 사용하는 시추공-시추공 전기비저항 탐사에서 전도체와 부도체의 뚜렷한 구분이 불가능하다.

이의 해결방안으로 가장 확실한 방법은 3차원 자료획득 및 자료해석이다. 3차원 자료획득이 가능해지면 전도체 및 부도체의 구분이 가능해 질 것이다. 3차원 자료획득이 불가능할 경우에는 적어도 동일 시추공 자료의 사용이 필수적이다. 즉 동일 시추공 자료에서는 이상체가 2차원이든 3차원이든 전도체는 음의 이상을 보이는 반면에 부도체는 양의 이상을 보이므로 그 구분이 확실하다.

사 사

본 논문은 학술진흥재단의 대학부설연구소(강원대학교부설 자원개발연구소)과제인 '석회암 지역의 지하구조 규명 및 수리특성에 관한 연구'의 일부입니다. 연구비를 지원해 주신 재단에 감사드립니다.

참고문헌

- 김정호, 이명중, 조성준, 정승환, 송운호, 1997, 전기비저항 토모그래피의 분해능 향상에 관한 연구, 한국자원연구소 KR-96 (C)-10.
- 조인기, 1989, 전기 및 자기비저항법의 3차원 모델링 및 해석. 서울대학교 공학박사 학위논문.
- 조인기, 정승환, 김정호, 송운호, 1997, 전기비저항 토모그래피에서의 전극배열 비교, 자원공학회지, 34, 18-26.
- 조인기, 서정희, 1998, 확장된 Born 근사에 의한 시추공간 전자탐사 2.5차원 모델링, 물리 탐사, 1, 127-135.
- Habashy, T.M., Groom, R. W., and Spies, B. R., 1993, Beyond the Born and Rytov approximation: A nonlinear approach to electromagnetic scattering, Journal of Geophysical Research, 98, 1759-1775.
- Parra, J.O. and Owen, T.E., 1986, Hole-to-hole resistivity

- signatures of cylindrical cavities: Dipole-Dipole electrode array, *Geophysics*, 51, 788-799
- Torres-Verdin, C., and Habashy, T. M., 1994, Rapid 2.5 dimensional forward modeling and inversion via a new nonlinear scattering approximation, *Radio Science*, 29, 1051-1097.
- Wait, J. R., 1982, *Geoelectromagnetism*, Academic Press, Inc.
-
- 1998년 9월 17일 원고접수
1998년 12월 13일 원고채택