

ÖZDİRENÇ PROBLEMLERİNDE MATEMATİKSEL MODELLEME

Mathematical Simulation in Resistivity Problems

N. CANİTEZ *

ABSTRACT

Mathematical simulation of the resistivity sounding data measured over a multi-layered half space has been reviewed with a special attention to the numerical solution of the Stefanescu integral equation. Advantages and disadvantages of some of the present methods have been discussed. A very fast computer program to compute resistivity sounding curves using Ghosh's technique has been given in the appendix. This program can be used to evaluate apparent resistivity curves measured over a multi-layered structure using both Wenner and/or Schlumberger configuration.

GİRİŞ :

Uygulamalı jeofizik yöntemleri arasında oldukça geniş bir tatbikat alanı bulan ve çok sık kullanılan öz direnç yöntemlerinde ölçülen görünür öz direnç değerlerinin enterpretasyonunda bugüne kadar uygulanagelen metodlar arasında en yaygın olanları, kuşkusuz, grafik yöntemlerdir. İki ya da üç tabakalı basit yapılar için bu yöntemlerin yeteri derecede duyarlık sağladıkları da muhakkaktır. Ancak, tabaka sayısının artması halinde bu yöntemler yetersiz kalmaktadırlar. Her ne kadar «indirgeme» yolu ile çok tabaka problemlerini iki tabaka problemine dönüştürüp, grafik yöntemleri birkaç kez uygulayarak bu tür problemleri çözümlenmek mümkün ise de, iterasyonun ilk adımlarında yapılan hatalar sonrakileri büyük ölçüde etkilemekte ve çözümün sağlığını azaltmaktadır.

Çok tabakalı ortamın rezistivite davranışına ait teorik esasların çok uzun yıllardır bilinmesine rağmen, nümerik çözümler yerine grafik çözüm yöntemlerinin kullanılma nedeni, başlangıçta gerekli hesaplamaların çok uzun zaman alıcı olmasından ileri gelmekte idi. Bugün hızlı sayısal hesap makinelerinin gelişip jeofizikte uygulama alanı bulması, sayısal hesaplamaların giderek grafik yöntemlerin yerini almasına neden olmaktadır. Bununla beraber, bu olanaklara sahip olmayan uygulayıcılar için grafik yöntemler kaçınılmaz bir çözüm yolu olarak eski değerlerini saklamaktadırlar.

Öz direnç problemlerinin matematiksel modellemesini iki gruba ayırarak incelemek mümkündür. Bunlardan birincisi verilen bir fiziksel modeli, örneğin kalınlık ve öz dirençleri bilinen tabakalı bir yarı-sonsuz ortamı, matematiksel olarak simüle ederek bu model üzerinde belirli bir elektrod düzenlemesi ile ölçülecek görünür öz direnç değerlerini hesaplamaktadır.

İkinci grup problem ise serbest yüzeyde ölçülen görünür öz direnç değerlerine ters problem çözümünü uygulayarak (inversion) fiziksel modeli, yani tabakalı yapıyı bulmaktan ibarettir. Öz direnç uygulayıcısının amacı aslında bu sonuncu problemin çözümünü aramaktır.

* Nezihî Canitez. İstanbul Teknik Üniversitesi Meden Fak. Jeofizik Kürsüsü — İSTANBUL.

Bu konuşmada daha çok birinci problem ele alınacak, yani verilen bir tabakalı ortamın serbest yüzeyinde ölçülecek görünür özdirençlerin hesaplama yöntemlerine değinilecektir. Bu amaçla grafik ya da yarı analitik yöntemler yerine, sadece nümerik çözümlere yer verilecek, bu amaçla yazılan bir komputer programına ait algoritma açıklanmaya çalışılacaktır.

TEORİK ESASLAR :

Tabakalı ve yarı - sonsuz bir ortamın serbest yüzeyinde bir I akımının (r, o) noktasında meydana getirdiği potansiyel

$$\begin{aligned} V(r, o) &= \frac{\rho_1 l}{2\pi} \left[\frac{1}{r} + 2 \int_0^{\infty} B(\lambda) J_0(\lambda r) d\lambda \right] \\ &= \frac{\rho_1 l}{2\pi} \left[\int_0^{\infty} J_0(\lambda r) d\lambda + 2 \int_0^{\infty} B(\lambda) J_0(\lambda r) d\lambda \right] \\ &= \frac{l}{2\pi} \int_0^{\infty} T(\lambda) J_0(\lambda r) d\lambda \end{aligned} \quad (1)$$

entegrali ile ifade edilebilir. İlk kez Stefanescu ve diğerleri (1930) tarafından gösterilen bu ilişkide

$$T(\lambda) = \rho_1 [1 + 2 B(\lambda)] \quad (2)$$

olup «rezistivite transform fonksiyonu» adını alır. λ entegrasyon değişkeninin boyutu 1/uzaklık'tır. $B(\lambda)$ Kernel fonksiyonu olup, tabaka parametrelerine bağlıdır. $J_0(\lambda r)$ sıfırıncı mertebeden Bessel fonksiyonudur.

Verilen bir I akımının verilen bir noktada meydana getireceği V potansiyeli (1) bağıntısında olduğu gibi bilinirse, herhangi bir elektrod dizilimi için görünür özdirenç ifadesi kolayca hesaplanabilir. Örneğin, Schlumberger dizilimi için görünür özdirenç

$$\rho_s^* = -\frac{2\pi}{l} r^2 \left(\frac{dV}{dr} \right)_{r=s} \quad (3)$$

bağıntısından yararlanarak bulunabilir. Burada s akım elektrodları arasındaki uzaklığın yarısına eşittir. Buna göre (1) ifadesinden türev almak suretiyle

$$\rho_s^* = s^2 \int_0^{\infty} T(\lambda) J_1(\lambda s) \lambda d\lambda \quad (4)$$

elde edilir. Burada $J_1(\lambda s)$ birinci mertebeden Bessel fonksiyonudur.

Tabakalı bir ortam için $T(\lambda)$ transform fonksiyonu bilindiği takdirde (4) bağıntısı basit bir entegralden ibarettir. Her elektrod aralığı için (4) entegralinin tekrarlanması gerekir. Ancak Bessel fonksiyonları çok hızlı bir sönüme sahip olmadıklarından, nümerik entegrasyonda yaklaşım çok hızlı değildir.

Bilindiği gibi, özdirenç yöntemlerinde yeryüzünde ölçülen görünür özdirenç değerlerinden yararlanarak yeraltındaki tabakalı yapı bulunmağa çalışılır. (4) entegralindeki $T(\lambda)$ özdirenç transform fonksiyonu tabaka parametrelerine bağlı bir fonksiyon olduğundan, bu fonksiyonun saptanması halinde tabaka parametrelerini bulmak mümkün olur. Bu takdirde (4) ifadesindeki ρ_s^* görünür özdirenç biliniyor, buna karşılık entegralin için-

deki $T(\lambda)$ fonksiyonu bilinmiyor demektir. Bu durumda (4) ifadesi basit bir entegral değil, bir entegral denklemdir. Başka bir deyişle, görünür öz direnç değerlerinden yararlanarak (4) entegral denkleminin çözülmesi ve $T(\lambda)$ fonksiyonunun bulunması gereklidir. Bu, problemin birinci aşamasını teşkil etmektedir. Bundan sonraki aşamada ise $T(\lambda)$ fonksiyonundan yararlanarak tabaka parametrelerinin bulunması yer alır ki bu öz direnç problemlerinin esas amacını teşkil eder.

(4) bağıntısına Hankel dönüşümü uygulandığı takdirde

$$T(\lambda) = \int_0^{\infty} [\rho_a^s(s) J_1(\lambda s) / s] ds \quad (5)$$

elde edilir. (5) bağıntısı için de benzer şeyler söylenebilir. Burada tayin edilmesi gereken fonksiyon $\rho_a^s(s)$ olduğu takdirde bu ifade de bir entegral denklem olacaktır.

Wenner elektrod dizilimi kullanıldığı takdirde görünür öz direnç ile potansiyel arasındaki bağıntı

$$\rho_a^w = \frac{2\pi a}{l} \Delta V \quad (6)$$

biçimindedir. Burada a elektrod aralığı, ΔV 'de potansiyel farkıdır. (1) bağıntısından potansiyel farkı elde edilerek (6) bağıntısında yerine konduğu takdirde, Wenner dizilimi için

$$\rho_a^w = a \int_0^{\infty} T(\lambda) [J_0(\lambda a) - J_0(2\lambda a)] d\lambda \quad (7)$$

bağıntısı elde edilir.

Daha önce de belirtildiği gibi, öz direnç transform fonksiyonu sadece tabaka parametrelerine bağlıdır, kullanılan elektrod dizilimine bağlı değildir. İki tabakalı bir ortam için bu fonksiyon

$$T(\lambda) = \rho_1 \frac{1 + k e^{-2\lambda d}}{1 - k e^{-2\lambda d}} \quad (8)$$

şeklinindedir (Koefoed, 1968). Burada ρ_1 birinci tabakanın öz direnci, k yansıma katsayısı, d birinci tabakanın kalınlığıdır. Tabaka sayısının 2'den fazla olması halinde (n) tabakalı bir ortamın transform fonksiyonu

$$T_n(\lambda) = \frac{T^1 + T_{n-1}}{1 + T^1 T_{n-1} / \rho_1^2} \quad (9)$$

tekrarlama bağıntısı ile elde edilebilir (Koefoed, 1970; Ghosh, 1971 a, b). Burada T_{n-1} en üst tabakası çıkarılmış ortamın transform fonksiyonu, T^1 ise $k=-1$ hali için iki tabakalı ortama ait, (8) bağıntısından hesaplanan transform fonksiyonudur.

Öz direnç transform fonksiyonu, diğer bir deyişle (4) entegral denkleminin çekirdek (Kernel) fonksiyonunun özellikleri değişik araştırmacılar tarafından incelenmiştir (Flathe, 1955; Roman, 1963; Orellana, 1965; Keefoed, 1968; vs.). n -tabakalı bir ortam için bu fonksiyon genel olarak

$$T(\lambda) = \frac{P_n(u)}{H_n(u) - P_n(u)} \quad (10)$$

şeklinde polnomlarla ifade edilebilir. Burada $u=e^{-2\lambda}$ ve P_n ve H_n u ya bağlı polinomlardır. Özel olarak

$$P_1 = 0$$

$$P_2 = k_1 u^{d_1}$$

$$\begin{aligned}
P_3 &= k_1 u^{d_1} + k_2 u^{d_1 + d_2} \\
H_1 &= 1 \\
H_2 &= 1 \\
H_3 &= 1 + k_1 k_2 u^{d_2}
\end{aligned}$$

olarak verilir (Mooney ve diğerleri, 1966). Herhangi sayıda tabaka hali için P ve H'nin ifadeleri

$$\left. \begin{aligned}
P_{j+1}(u) &= P_j(u) + H_j(u^{-1}) k_j u^{h_j} \\
H_{j+1}(u) &= H_j(u) + P_j(u^{-1}) k_j u^{h_j}
\end{aligned} \right\} \quad (11)$$

tekrarlama formülleri ile elde edilebilir (Flathe, 1955). Bu bağıntılarda h_j tabaka sınırlarının derinliklerini göstermektedir.

ÇOK TABAKALI BİR YERALTI MODELİ ÜZERİNDE ÖLÇÜLECEK GÖRÜNÜR ÖZDİRENÇ DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI :

Çok tabakalı ortamların öz direnç davranışlarını hesaplamak için değişik araştırmacılar birbirinden farklı yaklaşımları denemişlerdir. Teorik esasları yukarıda açıklanan bu problemin çözümünde izlenen yöntemlerin çoğu birbirinden pek farklı değildir. Genellikle bu amaçla dört yol izlenmektedir. a) Elektrik görüntü yöntemi, b) (4) veya (7) entegralinin içindeki fonksiyonları kolayca entegre edilebilir analitik fonksiyonlara yaklaştırmak, c) Sözü edilen entegrallerin nümerik entegrasyonunu yapmak, d) (4) veya (7) entegrallerini konvolüsyon entegrali haline getirerek entegrasyon işlemini konvolüsyon işlemine çevirmek. Bu yaklaşımların önemli bir kısmına ait temel ilkeler Roman (1963) ve Van Dam (1965) tarafından gözden geçirilmiş ve özetlenmiştir.

Özdirenç yöntemlerinde görüntü metodu çok eskiden beri bilinmektedir. İki ve nihayet üç tabakalı ortamlar için problemin bu yolla çözümü oldukça kolay ise de, tabaka sayısının artması halinde bu yöntem son derecede karmaşık hale gelmektedir.

Kernel fonksiyonunu analitik fonksiyonlara yaklaştırmak değişik araştırmacılar tarafından farklı biçimlerde ele alınmıştır (Van Dam, 1965; Mooney ve diğerleri, 1966; Koefoed, 1968; v.s.). Örneğin, Van Dam (1965) Kernel fonksiyonlarını $K e^{-Dt}$ nin yer aldığı serilere açmıştır. Burada K, tabaka öz dirençlerinin, D de tabaka kalınlıklarının fonksiyonlarıdır. Mooney ve arkadaşlarının yaklaşımı (1966) sözü edilen yönteme oldukça yakın olmakla beraber, bu çalışmada kat sayılarının hesaplanması için bir tekrarlama fonksiyonu geliştirilerek problem elektronik hesap makineleri ile kolay çözülebilir bir biçime getirilmiştir. Bu sonuncu yaklaşım hakkında ileride daha ayrıntılı bilgi verilecektir.

Kernel fonksiyonlarının serilere açılması konusu daha önce Flathe (1955) tarafından da ele alınmıştır. Flathe, Kernel fonksiyonunu her biri üç tabaka modellerine tekbül eden kısmi kesirlere ayırarak çok tabaka probleminin çözüm yolunu vermiştir. Yaklaşık çözüm bu elemanların lineer bir fonksiyonu olmakla beraber, yüksek dereceli bir polinomun köklerinin aranması şeklinde bir ara işlemi de kapsamaktadır.

Kernel fonksiyonunun seriye açılması konusunda ortogonal fonksiyonlar da denemiştir (Onodera, 1963). Ancak, bu yöntemde öz direnç farklarının büyük olması halinde dahi kabul edilmesi güç hatalar meydana gelmektedir.

Hankel dönüşümü kullanılarak elde edilen Kernel fonksiyonun kapalı ifadesinden bu fonksiyonu elde etmek için Koefoed (1968) çeşitli yollar denemiştir. Bunlardan birincisinde Koefoed görünür öz direnç eğrisini kısmi görünür öz direnç fonksiyonlarının toplamı olarak ifade etmiş ve kısmi Kernel fonksiyonlarını elde etmiştir. Kısmi Kernel fonksiyonlarının toplamı, aranan Kernel fonksiyonunu vermektedir. Görünür öz direnç

eğrilerinin parçalanmasında ise Koefoed değişik fonksiyon türleri denemiştir. Bunlar arasında sıfır ve sonsuz uzaklıklarda sıfıra yaklaşan üstel fonksiyonlar, sıfır uzaklıkta sonlu bir değere ulaşan üstel fonksiyonlar, sıfır ve sonsuzda sıfıra veya sonlu bir değere yaklaşan cebrik fonksiyonlar denemiştir.

Daha önce de değinildiği gibi, Kernel fonksiyonunun saptanması özdirenç enterpretasyonunda bir ara kademeyi teşkil etmektedir. Bu fonksiyon sadece tabaka parametrelerine bağlı olduğundan, bunlardan yararlanarak tabakalı yapıyı elde etmek mümkündür.

Üçüncü gruba giren nümerik entegrasyon yöntemleri de çeşitli araştırmacılar tarafından denenmiştir. Örneğin, Mooney ve Wetzel (1956) ve Galbraith ve diğerleri (1964) Simpson yöntemi ile entegrasyonu denemişlerdir. Ancak, daha yukarılarda da değindiğimiz gibi, her elektrod aralığı için tekrarlanan bu işlemlerde, özellikle büyük elektrod aralıklarında, çok uzun hesaplama zamanlarına gerek duyulmaktadır.

Sözü edilen dördüncü yöntemde ise Stefanescu entegralinde bir dönüşüm yapmak sureti ile bir konvolüsyon entegrali elde edilmekte ve entegrasyon işlemi bir konvolüsyon işlemine dönüştürülmektedir (Ghosh, 1971 a, b).

Bildiğimiz kadarı ile her ne kadar bugüne dek denenmemiş ise de, özdirenç problemlerine ait entegral denklemlerin çözümlerinde rölaksasyon yöntemi de uygulanabilir.

Yukarıda özetlenen tüm yöntemleri ayrıntıları ile gözden geçirmekte yarar görülmediğinden, sadece birkaç tipik örnek vermekle yetinilecektir.

a — Mooney Yaklaşımı

Mooney ve arkadaşları (1966) Stefanescu entegral denkleminin çözümünde Kernel fonksiyonunu seriye açmak suretiyle yaklaşımı oldukça iyi bir seri elde ederek entegrasyonu denemişlerdir.

Schlumberger diziliminde

$$\rho_a^s/\rho_1 = 1 + 2s^2 \int_0^{\infty} \lambda K(\lambda) J_1(\lambda s) d\lambda \quad (12)$$

Wenner diziliminde

$$\rho_a^w/\rho_1 = 1 + 4a \int_0^{\infty} K(\lambda) \left[J_0(a\lambda) - J_0(2a\lambda) \right] d\lambda \quad (13)$$

şeklinde ifade edilebilen entegral denklemlerdeki kernel

$$K(\lambda) = \sum_{N=1}^{\infty} Q(N) U^N; u = e^{-2\lambda} \quad (14)$$

şeklinde bir seri ile ifade edilmiştir. Bu ifadenin sağ tarafı (10) ifadesinin sağ tarafına eşit kılınmak suretiyle

$$P_n(u) = \left[H_n(u) - P_n(u) \right] \sum_1^{\infty} Q(N) u^N \quad (15)$$

ve n-tabakalı keyfi bir model için Q katsayıları

$$Q(N) = P(N) + \sum_{i=1}^e \left[P(i) - H(i) \right] Q(N-i) \quad (16)$$

şeklini alır. Burada e, h_{n-1} veya (N-1)'in küçük olanıdır.

Kernel fonksiyonu yerine (14) biçiminde ifadelerin kullanılması entegrallerin çok basit bir biçimde analitik olarak hesaplanabilmesini sağlamaktadır. Sonuç olarak Mooney ve arkadaşları Schlumberger dizilimi için

$$\rho_a^s / \rho_1 = 1 + 2 \sum_1^{\infty} Q(N) (1 + 4 N^2 / \lambda^2)^{-3/2} \quad (17)$$

Wenner dizilimi için de

$$\rho_a^w / \rho_1 = 1 + 2 \sum_1^{\infty} Q(N) \left[2(1 + 4 N^2 / a^2)^{-1/2} - 1 + N^2 / a^2 \right]^{-1/2} \quad (18)$$

elde etmişlerdir. Görüldüğü gibi, Q(N) katsayıları bir kez hesaplandığı takdirde, her iki elektrod dizilimi için de kullanılabilir.

Çok tabakalı ortamın özdirenç davranışının matematiksel simülasyonuna iyi bir örnek olan Mooney yaklaşımı görünür özdirenç eğrilerinin komputerlerle hesaplanmasında oldukça elverişlidir.

Gözlemsel görünür özdirenç eğrilerinden yararlanarak kernelin hesaplanması ve buna bağlı olarak tabaka parametrelerinin saptanmasında da benzer yollar denenebilir. Örneğin, daha yukarılarda da değinildiği gibi, Koefoed (1968) kısmi görünür özdirenç eğrilerini değişik üstel ve cebrik fonksiyonlara yaklaştırmayı denemiştir. Böylece entegralin içindeki ifade kolayca entegre edilebilir biçime girmekte, kısmi kernellerin toplamından da kernel fonksiyonu elde edilmektedir. Bu bakımdan, Koefoed'un çalışmaları ile Mooney ve arkadaşlarının ki arasında benzeşim vardır.

b. Ghosh Yaklaşımı :

Daha yukarılarda özetlenen yöntemlerin tümünün genel özellikleri belirli bir yöntemle Stefaneco entegralinin hesaplanmasından ibaret idi. Ghosh'un yaklaşımı diğerlerinden temelinden farklıdır. Şöyle ki, Ghosh (1971 a, b) (5) entegralinde

$$x = \ln s \text{ ve } y = \ln (1/\lambda)$$

dönüşümü yapmak suretiyle

$$T(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_a^s(x) J_1 \left(e^{x-y} \right) dx \quad (19)$$

elde etmiştir. Bilindiği gibi

$$f(y) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) h(x-y) dx \quad (20)$$

biçiminde entegrallere «konvolüsyon integrali» adı verilir ve sembolik olarak

$$f = g * h \quad (21)$$

şeklinde gösterilir. (21) eşitliğinin her iki tarafındaki fonksiyonların Fourier dönüşümleri yapıldığı takdirde, konvolüsyon işlemi çarpma işlemi haline gelir ve $F=G.H$ elde edilir. Ghosh (1971 a) arazide ölçülmüş öz direnç eğrilerinden yararlanarak kernel fonksiyonunu elde etmek için, bilinen öz direnç transform fonksiyonları ve bunlara tekbül eden teorik öz direnç eğrilerinin Fourier transformlarından yararlanarak öz direnç değerleri ile konvolüsyonu yapılacak filtre katsayılarını saptamıştır. Schlumberger veya Wenner elektrod dizilimleri için bir kez hesaplanan bu filtre katsayıları ile ve ayrık fonksiyonların konvolüsyonu için bilinen

$$f_m = \sum_{j=1}^n g_j h_{m-j} \quad (22)$$

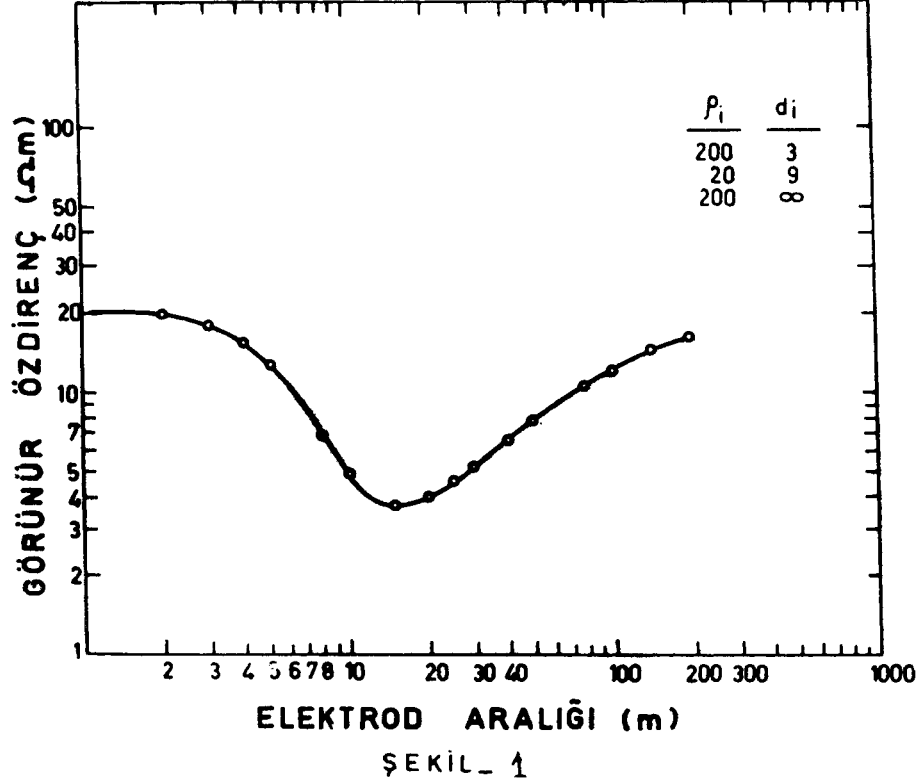
bağıntısından yararlanarak öz direnç transform fonksiyonu nümerik entegrasyon yöntemine gerek kalmadan kolayca hesaplanabilir.

Görünür öz direnç eğrilerinin hesaplanması için de Ghosh (1971 b) benzer bir yol izlemiş, Schlumberger ve Wenner dizilimleri için hesapladığı ters filtre katsayıları ile teorik öz direnç transform fonksiyonlarının konvolüsyonunu yapmıştır. Ghosh, sözü edilen makalesinde yarı analitik, yarı grafik çözümün nasıl yapılacağını bütün ayrıntıları ile açıklamaktadır. Bununla beraber problem sırf sayısal çözüme müsaittir. Nitekim, Ek: 1'de verilen FORTRAN IV programı gerek Wenner, gerekse Schlumberger dizilimleri için görünür öz direnç değerlerini hesaplayabilmektedir. Gerek tabaka sayısı, gerekse öz direnç değerleri bakımından bir sınırlama söz konusu değildir.

En azından diğer yöntemler kadar sağlıklı olan Ghosh yaklaşımında hesaplama işlemi oldukça basittir. Görünür öz direnç değerleri iki adımda hesaplanmaktadır. Birinci adımda tabaka kalınlıkları ve gerçek öz direnç değerlerinden yararlanmak suretiyle (9) tekrarlı bağıntısından yararlanarak öz direnç transform fonksiyonu hesaplanır. İkinci adımda ise bu fonksiyon ile verilen bir elektrod dizilimi için (Wenner veya Schlumberger) önceden hesaplanmış filtre katsayıları konvolv edilerek görünür öz direnç değerleri hesaplanmış olur.

Şekil: 1'de bu program kullanılarak elde edilen bir üç-tabaka eğrisi görülmektedir. Şekilde noktalar Ghosh yaklaşımı ile, dolu eğri de Mooney ve arkadaşlarının (1966) yaklaşımı ile elde edilen görünür öz direnç eğrisini göstermektedir. Şeklin incelenmesinden her iki yöntemin aynı sonuçları verdiği açıkça görülmektedir.

Ghosh yöntemi Tekiner (1974) tarafından Adıyaman Petrol sahasına ait verilere uygulanmıştır. Tekiner sözü edilen sahadaki petrol kuyularına ait loglardan yararlanarak elde ettiği modeller için teorik öz direnç eğrilerini hesaplayarak, öz direnç yöntemlerinin petrol sahalarına uygulanabilirliğini araştırmıştır.

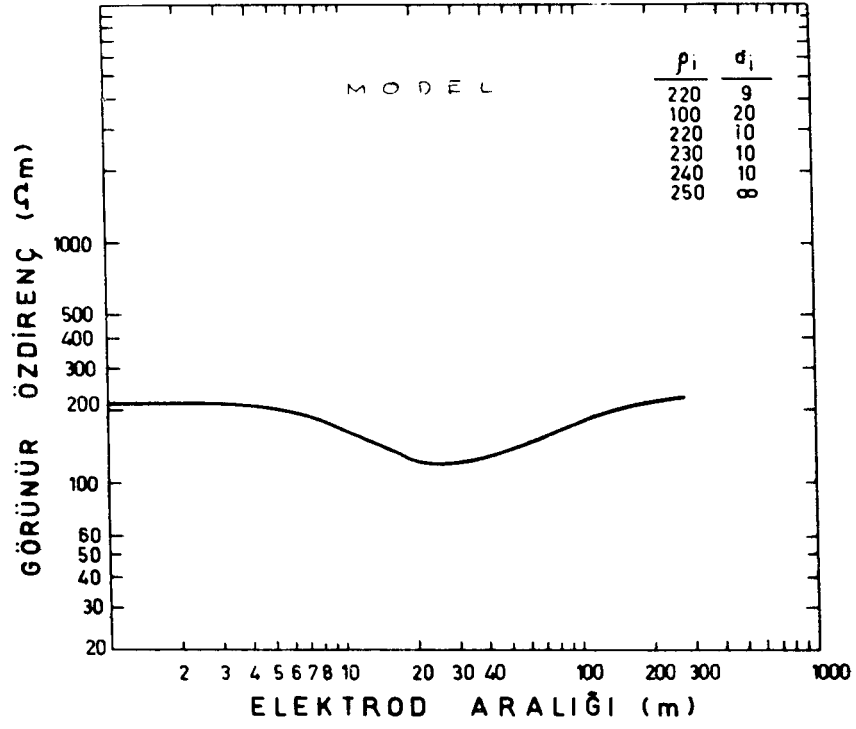


ÖZDİRENÇ PROBLEMLERİNDE NÜMERİK ÇÖZÜM YÖNTEMLERİNİN ÖNEMİ :

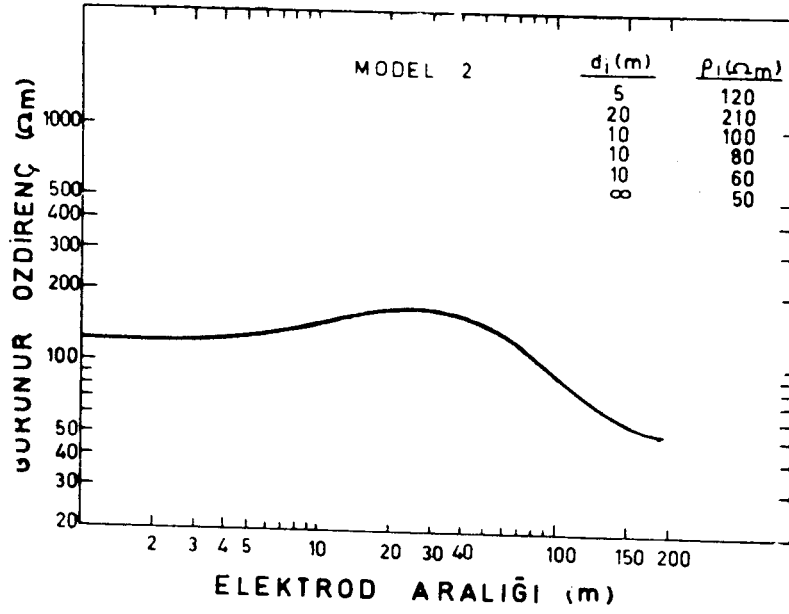
Daha önce de değinildiği gibi, çok tabaka problemlerinde standart eğrilerden yararlanma olanağı son derece güç bir hal almaktadır. Üç tabaka hali için bunların sayısı bir hayli kabardır. Çok tabaka problemlerini indirgeme yolu ile çözmek ise, hatalar her iterasyonda giderek arttığından, güvenilirliğini yitirmektedir. Bütün bunların yanında grafik yöntemlerin oldukça fazla zaman alıcı olduklarını da hatırdan çıkarmak gerekir.

Özdirençin derinlikle giderek artması, ya da eksilmesi hallerinde standart eğrilerle karşılaştırma çoğu zaman yanıltıcı sonuçlara ulaşmaya yol açabilmektedir. Örneğin, Şekil : 2'deki özdirenç eğrisi ilk bakışta üç tabaka eğrisine benzemektedir. Grafik çözüm halinde ilk akla gelen iş bu eğriyi üç-tabaka standart eğrilerinden biri ile karşılaştırmaya çalışmak olacaktır. Her ne kadar bu eğriye aynen uyacak bir üç-tabaka eğrisi bulma olanağı yok ise de, uygulayıcı bu uyumsuzluğu ölçme hataları ve ortamın homogenliğine de yorabilir. Oysa ki şekilde görülen eğri ikinci tabakadan sonra özdirençin giderek arttığı bir altı-tabaka eğrisidir. Benzer bir durum Şekil : 3'de görülmektedir. Bu eğri de ilk bakışta 3-tabaka eğrisi gibi görünmekle beraber, gerçekte 6-tabaka eğrisidir.

Nümerik çözüm yöntemlerinin diğer bir avantajı da özdirenç değerlerinin otomatik değerlendirme olanağının bulunmasıdır. Hızlı sayısal hesap makineleri yardımı ile elde edilen eğriler gözlemsel verilerle mukayese edilerek ikisi arasındaki uyum aranır. İstenen uyum elde edilinceye kadar model değiştirilir.



ŞEKİL_2



ŞEKİL_3

YARARLANILAN KAYNAKLAR

- Flathe, H., 1955, A practical method of calculating geoelectrical model graphs for horizontally stratified media, *Geophys. Prosp.* v.3, 269 - 294.
- Galbraith, J. N., S. M. Simpson and T. Cantwell, 1964, Computer applications in geophysical modelling, *Quart. Col. Sch. Mines*, V. 59, 67 - 79.
- Ghosh, D. P., 1971 a, The application of linear filter theory to the direct interpretation of geoelectrical resistivity sounding measurements, *Geoph. Prosp.* 19, 192 - 217
- Ghosh, D. P., 1971 b, Inverse filter coefficients for the computation of apparent resistivity standard curves for a horizontally stratified earth, *Geophys. Prosp.* 19, 769 - 775.
- Koefoed, O., 1968, The application of the kernel function in interpreting geoelectrical resistivity measurements, *Geoexploration monographs, serie 1, No. 2*, Gebrüder Borntraeger, Stuttgart.
- Koefoed, O., 1970, A fast method for determining the layer distribution from the raised kernel function in geoelectrical sounding, *Geoph. Prosp.* 18, 564 - 570.
- Mooney, H. M. and W. W. Wetzel, 1956, Potentials about a point electrode and apparent resistivity curves for two, three, and four layered earth, *Univ. Minn. Press.*, 156 p.
- Mooney, H. M., et. al., 1966, A resistivity computational method for layered earth models, *Geophysics*, 31, 192 - 203.
- Onodera, S., 1963, Numerical analysis of relative resistivity for horizontally layered earth, *Geophysics*, 28, 222 - 231.
- Stefanescu, S. S. et. al., 1930, Sur la distribution électrique potentielle autour d'une prise de terre ponctuelle dans un terrain à couches horizontales homogenes et isotropes, *Journal de Physique et du Radium*, 7, 132 - 140.
- Tekiner, Y., 1974, Görünür rezistivite model eğri hazırlamada yeni bir teknik ve Adıyaman sahası için tatbikatı, Türkiye İkinci Petrol Kongresi Tebliğleri, Türkiye Petrol Jeologları Derneği, 267 - 285.
- Van Dam, J. C., 1965, A simple method for the calculation of standard graphs to be used in geoelectrical prospecting, *Geophys. Prosp.* 13, 37 - 65.

```

C N—TABAKALI ORTAMDA WENNER VEYA SCHLUMBERGER
C ELEKTROD DIZILIMİNDE GÖRÜNÜR REZİSTİVİTE
C DEĞERLERİNİN HESABI, CANİTEZ, 1974.
C REF. KOEFOED (1970), GHOSH (1971).
C TABAKA SAYISI BAKIMINDAN BİR SINIRLAMA YOKTUR.
C
C
C KULLANILAN SEMBOLLER
C RHO (I)=TABAKALARIN GERÇEK ÖZDİRENÇLERİ
C D (I)=TABAKA KALINLIKLARI
C A (I)=WENNER DİZİLİMİNDE ELEKTROD ARALIĞI
C      =SCHLUMBERGER DİZİLİMİNDE AB/2
C RHOA (I)=GÖRÜNÜR REZİSTİVİTE DEĞERLERİ
C WENNER İÇİN FİLTRE KATSAYILARI
C C (I)=SCHLUMBERGER İÇİN FİLTRE KATSAYILARI
C N=TABAKA SAYISI
C M=ELEKTROD UZAKLIKLARININ SAYISI
C İDN=WENNER DİZİLİMİ İÇİN SIFIR, SCHLUMBERGER DİZİLİMİ İÇİN BİR.
C NM=MODEL SAYISI
C
DIMENSION RHO (200), DD (200), T (10), RHOA (200), A (200), B (10),
C (9), U (10)
DATA B/—0.0067,0.0179,—0.0253,0.0416,—0.0935,0.3473,—1.3341,
1 1.5662,0.4582,0.0284/
DATA C/0.0148,—0.0814,0.4018,—1.5716,1.9720,0.1854,0.1064,
1 —0.0499,0.0225/
READ (5,11) NM
DO 508 KL=1,NM
READ (5,1) N,M, İDN
IF (İDN.EQ.0) GO TO 41
WRITE (6,800)
GO TO 125
41 WRITE (6,900)
125 CONTINUE
NN=N—1
READ (5,2) (A(I), I=1,M)
READ (5,2) (RHO (I), I=1,N)
READ (5,2) (DD(I), I=1,NN)
YKAB=(RHO(N)—RHO(NN))/(RHO(NN)+RHO(N))
NK=N—2
MM=8
IF(İDN.EQ.0) MM=9
MMM=MM+1
DO 40 J=1,M
YO=ALOG(A(J))
Y1=YO—3.8012
IF(İDN.EQ.0) Y1=YO—5.86
U(1)=EXP(Y1)

```

```

DO 90 I=1,MM
AI=I
U(I+1)=EXP(Y1+AI*0.77)
90 CONTINUE
DO 120 I=1,MMM
AY=EXP(-2.*DD(NN)/U(I))
P1=YKAB*AY
TT=RHO(NN)*(1.+P1)/(1.-P1)
IF(N.EQ.2) GO TO 506
DO 505 K=1,NK
RHO2=RHO(NN-K)**2
AY=EXP(-2.*DD(NN-K)/U(I))
V1=RHO(NN-K)*(1.-AY)/(1.+AY)
TT=(TT+V1)/(1.+TT*V1/RHO2)
505 CONTINUE
506 T(I)=TT
120 CONTINUE
TOP=0.0
IF(IDN.EQ.0) GO TO 813
DO 30 I=1,9
30 TOP=TOP+T(I)*C(I)
GO TO 814
813 DO 130 I=1,10
TOP=TOP+T(I)*B(I)
130 CONTINUE
814 RHOA(J)=TOP
40 CONTINUE
WRITE(6,200)
WRITE(6,300) (RHO(I), I=1,N)
WRITE(6,400) (DD(I), I=1,NN)
WRITE(6,600)
WRITE(6,500) (A(I), RHOA(I), I=1,M)
508 CONTINUE
1 FORMAT (315)
11 FORMAT (15)
2 FORMAT (8F10.1)
200 FORMAT (34X,12HTEORIK MODEL//)
300 FORMAT (22H REZISTIVITE DEGERLERI/8F10.1)
400 FORMAT (20H TABAKA KALINLIKLARI/8F10.1)
500 FORMAT (2F20.2)
600 FORMAT (////////9X,16HELEKTROD ARALIGI,5X,11HREZISTIVITE/)
800 FORMAT (34X,12HSCHLUMBERGER//)
900 FORMAT (34X,12HSCHLUMBERGER//)
STOP
END

```