

JEOFİZİK

CİLT 8, SAYI 2/EYLÜL 1994

VOL. 8, NO. 2/SEPTEMBER 1994

**Polarizasyon Özelliklerine Dayalı
Yüzey Dalgası Ayrım Süzgeci**

İlhan OSMANŞAHİN, Mithat Fırat ÖZER ve Nilgün SAYIL

**İstanbul'da İyonesfer ve Manyetik Fırtınalar:
Gözlemsel bir Bakış**
Harutyun AGOPYAN

**Manyetotellürik Ters Çözümde Veri Türlerinin
Katman Parametrelerinin Çözümüne Etkileri**
Emin U. ULUGERGERLİ ve Ahmet T. BAŞOKUR

**Sp Yönteminde Hartley Dönüşümü Kullanılarak
Güç Spektrumu Uygulaması**
Zafer AKÇİĞ ve Rahmi PINAR

**Gravite Verisinin Hilbert Dönüşümü ile Bazı Yapıların
Parametrelerinin Saptanması**
Mustafa AKGÜN

**Surface Wave Discrimination Filter Based
on the Polarization Properties**

İlhan OSMANŞAHİN, Mithat Fırat ÖZER and Nilgün SAYIL

**Magnetic and Ionospheric Storms in İstanbul:
An Observational Review**
Harutyun AGOPYAN

**Effect of the Type of Data on the Solution of Layer
Parameters in Magnetotelluric Inversion**
Emin U. ULUGERGERLİ and Ahmet T. BAŞOKUR

**Power Spectra Application in Self-potential Method
using Hartley Transform**
Zafer AKÇİĞ and Rahmi PINAR

**Estimating the Parameters of Some Bodies in Gravity
Method using Hilbert Transform**
Mustafa AKGÜN



TMMOB JEOFİZİK MÜHENDİSLERİ ODASI
THE CHAMBER OF GEOPHYSICAL ENGINEERS OF TÜRKİYE



JEOFİZİK

TMMOB JEOFİZİK MÜHENDİSLERİ ODASI SÜRELİ YAYINI
JOURNAL OF THE CHAMBER OF GEOPHYSICAL ENGINEERS OF TÜRKİYE

**TMMOB
JEOFİZİK MÜHENDİSLERİ
ODASI**

Adına Sahibi ve Sorumlu
Yazı İşleri Müdürü
Osman DEMİRAĞ

YÖNETİM KURULU

Executive Committee

Osman DEMİRAĞ
Sinan KAVUKÇU
Gönül KILIÇ
Cemal GÖÇMEN
M. Ali AK
Mehmet ALTINTAŞ
T. Fikret AKSU

EDİTÖR

Editor

Ahmet Tuğrul BAŞOKUR

**TMMOB
JEOFİZİK MÜHENDİSLERİ
ODASI**

Mithatpaşa Cad. 45/15 P.K. 255
Kızılay - ANKARA - TÜRKİYE
Tel: (312) 435 13 79
Fax: (312) 432 10 85

DİZGİ VE BASKI

KOZAN OFSET

Matbaacılık San. ve Tic. Ltd. Şti.
Tel: (312) 341 14 27
Fax (312) 341 28 60

**YILDA İKİ KEZ MART VE EYLÜL
AYLARINDA YAYINLANIR**

Published Twice a Year
in March and September

ISSN 0259-1472

CİLT 8, SAYI 2/EYLÜL 1994 VOL. 8, NO. 2/SEPTEMBER 1994

İÇİNDEKİLER / CONTENTS

POLARİZASYON ÖZELLİKLERİNE DAYALI YÜZEY DALGASI AYRIM SÜZGEÇİ	99
Surface Wave Discrimination Filter Based on the Polarization Properties	
İlhan OSMANŞAHİN, Mithat Fırat ÖZER ve Nilgün SAYIL	
MAGNETIC AND IONOSPHERIC STORMS IN ISTANBUL: AN OBSERVATIONAL REVIEW	105
Istanbul'da İyonesfer ve Manyetik Fırtınalar: Gözlemsel bir Bakış	
Harutyun AGOPYAN	
MANYETOTELÜRIK TERS ÇÖZÜMDE VERİ TİRLERİNİN KATMAN PARAMETRELERİNİN ÇÖZÜMÜNE ETKİLERİ	123
Effect of the Type of Data on the Solution of Layer Parameters in Magnetotelluric Inversion	
Emin U. ULUGERGERLİ ve Ahmet T. BAŞOKUR	
SP YÖNTEMİNDE HARTLEY DÖNÜŞÜMÜ KULLANILARAK GÜÇ SPEKTRUMU UYGULAMASI	147
Power Spectra Application in Self-Potential Method using Hartley Transform	
Zafer AKÇIĞ ve Rahmi PINAR	
GRAVİTE VERİSİNİN HILBERT DÖNÜŞÜMÜ İLE BAZI YAPILARIN PARAMETRELERİNİN SAPTANMASI	161
Estimating the Parameters of Some Bodies in Gravity Method using Hilbert Transform	
Mustafa AKGÜN	
YAZI VERENLER	172
TEZ ÖZETLERİ	173
YAYIM KOŞULLARI	174
ODA ÜYELERİ	176

POLARİZASYON ÖZELLİKLERİNE DAYALI YÜZEY DALGASI AYRIM SÜZGEÇİ

Surface Wave Discrimination Filter Based on the Polarization Properties

İlhan OSMANŞAHİN*, Mithat Fırat ÖZER* ve Nilgün SAYIL*

ÖZET

Temel yüzey dalgası türleri olan Love ve Rayleigh dalgaları sırasıyla enine yatay doğrultuda doğrusal olarak polarlanmış ve düşey-ışınal düzlemde eliptik bir tanecik hareketi gösterirler. Cisim dalgalarında olduğu gibi, yüzey dalgası ayırım süzgeçlerinin düzenlenmesinde de polarizasyon özelliklerinden yararlanılmaktadır. Bu tür bir süzgeçleme işlemi, yüzey dalgalarının genellikle dispersif olmalarından dolayı frekans ortamında yapılır. Uygulanan işlem, yer hareketinin üç bileşenine (düşey Z, ışınsal R ve teğetsel T) ait genlik değerlerinin herbir frekans için tanecik hareketine uygun biçimde ağırlıklandırılması şeklindedir. Bu ağırlıklandırma, seçilen bir pencere boyu ve kaydırma aralığı için herbir bileşenin tamamına uygulanır. Herbir pencere için ağırlıklandırılan kısımlar zaman ortamına geçirilir ve sonuç olarak üst üste gelen noktalara ait değerlerin aritmetik ortalaması alınarak süzölmüş sinyaller elde edilir.

Yöntem episantr uzaklıkları farklı üç büyük depremin SRO ya ait ANTO istasyonundaki uzun-peryod sayısal üç bileşen kayıtları üzerinde denenmiş ve pencere boyu ile kaydırma aralığının sonuçları büyük ölçüde etkilediği görülmüştür. En iyi sonuçların elde edildiği durumlarda pencere boyu ile kaydırma aralığı arasında yaklaşık 4.4 lük bir oran olduğu saptanmıştır.

ABSTRACT

The basic surface waves Love and Rayleigh show the particle motions polarized linearly in the transversal-horizontal plane and elliptically in the vertical-radial plane, respectively. Like in the body waves, polarization properties can be used to design the surface wave discrimination filter. This kind of filtering process is performed in the frequency domain since the surface waves are mostly dispersive. The process consists of weighting the amplitudes of three components (vertical Z, radial R and tangential T) of the ground motion at each frequency according to the particle motion. This weighting is applied to entire length of each component for selected window length and moving interval. Weighted segments for each window are transformed to the time domain, and finally, filtered signals are obtained as the arithmetic average of values of the overlapping points.

The method has been applied to the long-period digital three component records at the station SRO ANTO from three great earthquakes having different epicentral distances, and noticed that the window length and moving interval effected the results on a large scale. For the cases in which the best results are obtained, it has been determined that the ratio between the window length and moving interval is approximately 4.4.

GİRİŞ

Tek istasyon üç bileşen veya sismik örü istasyonlarına ait sayısal kayıtlara uygulanan polarizasyon çözümlemeleri elastik dalgaların özellikleri hakkında oldukça önemli

bilgiler sağlar. Polarizasyon çözümlemeleri doğrusallık (rectilinearity) ve yönsellik (directionality) niteliklerinin belirlenmesine dayalıdır. Bu konuda ilk çalışma Gal'perin ve Frolova (1960) tarafından yapılmıştır. Daha sonraki yıl-

* Karadeniz Teknik Üniversitesi, Jeofizik Mühendisliği Bölümü, 61080 Trabzon.

larda Shimsoni ve Smith (1964), Flinn (1965) ve Mercado (1968) polarizasyon çözümleri ile ilgili çeşitli algoritmalar geliştirmişlerdir. Basa ve diğ. (1993) ile Özer ve Basa (1994), doğrusallık ve yönsellik niteliklerinin veri kovaryans matrislerinden kolayca elde edilebildiğini göstermişlerdir. Bu nitelikler sismolojik çalışmaların temeli olan sismik dalga türü ayrışması için ağırlık fonksiyonlarının düzenlenmesini sağlar. Alkaz ve diğ. (1977) ağırlık fonksiyonlarının frekans bağımlı olarak belirlenmesine çalışmışlardır. Yakın yıllarda, özellikle sayısal kayıt alan istasyonların ve sismik örülerin artmasıyla polarizasyon çözümlerine yönelik çalışmalar da yoğunluk kazanmıştır. Zaman ortamında ve frekans ortamında uygulanan yöntemler ortaya konulmuştur. Esmersoy (1984), Jurkevics (1988) ve daha pek çok araştırmacı tarafından üç bileşen istasyon örülerine ait veriler incelenmiş ve oldukça çarpıcı sonuçlar elde edilmiştir. Perelberg ve Hornbostel (1994), çok kanallı sismik verilere polarizasyon çözümleri uygulamışlardır.

Farklı bileşenlerde kaydedilen sinyaller aynı fazlı ise doğrusal bir hareket yani P veya S dalgaları, farklı fazlı ise eliptik bir hareket yani Rayleigh dalgaları söz konusudur. Dolayısıyla, Love dalgaları enine yatay doğrultuda doğrusal polarlanmış bir hareket ve Rayleigh dalgaları düşey-ışınsal düzlemde eliptik bir tanecik hareketi gösteren operatörler düzenlenerek ağırlıklandırılmak suretiyle süzgeçlenebilir. Bu özelliğe dayalı olarak Simons (1968) tarafından ortaya koyulan bir yüzey dalgası süzgeçleme yöntemi bu çalışmada irdelenmiş ve uygulanmıştır.

YÖNTEM

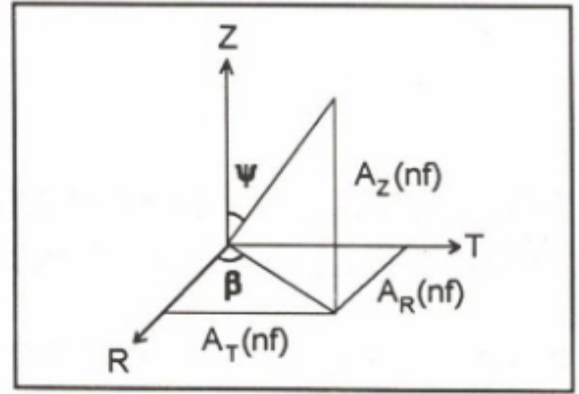
Simons (1968) tarafından belirtildiği şekilde, önce yer hareketinin Z, R ve T bileşenlerine ait ayrık Fourier serileri elde edilir. Herbir frekanstaki genlikler, belirlenen yöndeki kuramsal Love ve Rayleigh dalga modelleri için, bu frekanstaki üç boyutlu tanecik hareketi yörüngesine yakınlığına göre ağırlıklandırılır. Sonra düzeltilmiş bu genlikler sinyalin zaman ortamında tekrar oluşturulması için kullanılır.

Δt örnekleme aralığı olmak üzere boyu $N\Delta t$ olan bir zaman dilimindeki yer hareketinin herbir bileşeni için herbir harmoniğin genlik ve fazı ayrık Fourier katsayıları $a(\eta f)$ ve $b(\eta f)$ cinsinden

$$A_i(\eta f) = [a_i^2(\eta f) + b_i^2(\eta f)]^{1/2} \quad (1)$$

$$\phi_i(\eta f) = \arctan \frac{b_i(\eta f)}{a_i(\eta f)} \quad \eta = 0, 1, 2, \dots, N/2 \quad (2)$$

şeklinde verilir. Burada $i = Z, R, T$ dir, yani hareketin düşey, ışınsal ve teğetsel bileşenlerine karşılık gelir. Görünür yatay azimut (Şekil 1)



Şekil 1. Görünür yatay azimut β , tanecik hareketi elipsinin büyük ekseninin düşey ile yaptığı açı ψ ve yer hareketinin üç dik bileşeni arasındaki ilişkiler.

Fig. 1. The relation between the apparent horizontal azimuth β , the eccentricity ψ and the three orthogonal components of ground motion.

$$\beta(\eta f) = \arctan \frac{A_T(\eta f)}{A_R(\eta f)} \quad (3)$$

bağıntısıyla tanımlanır ve tanecik hareketi elipsinin büyük ekseninin Z ile yaptığı açı

$$\psi(\eta f) = \arctan \frac{A(\eta f)}{A_Z(\eta f)} \quad (4)$$

olarak ifade edilir. Burada

$$A(\eta f) = [A_R^2(\eta f) + A_T^2(\eta f)]^{1/2}$$

dir. Işınsal ve düşey bileşenler arasındaki faz farkı

$$\alpha(\eta f) = \phi_R(\eta f) - \phi_Z(\eta f) \quad (5)$$

olarak belirlenir. α , β ve ψ fonksiyonları aşağıdaki bağıntılara göre genlik katsayılarını ağırlıklandırmada kullanılır.

$$\begin{aligned} A'_Z(\eta f) &= A_Z(\eta f) \cdot \cos^M[\beta(\eta f)] \cdot \cos^K[\psi(\eta f) - \theta] \cdot \sin^N[\alpha(\eta f)] \\ A'_R(\eta f) &= A_R(\eta f) \cdot \cos^M[\beta(\eta f)] \cdot \cos^K[\psi(\eta f) - \theta] \cdot \sin^N[\alpha(\eta f)] \\ A'_T(\eta f) &= A_T(\eta f) \cdot \sin^M[\beta(\eta f)] \cdot \sin^K[\psi(\eta f)] \end{aligned} \quad (6)$$

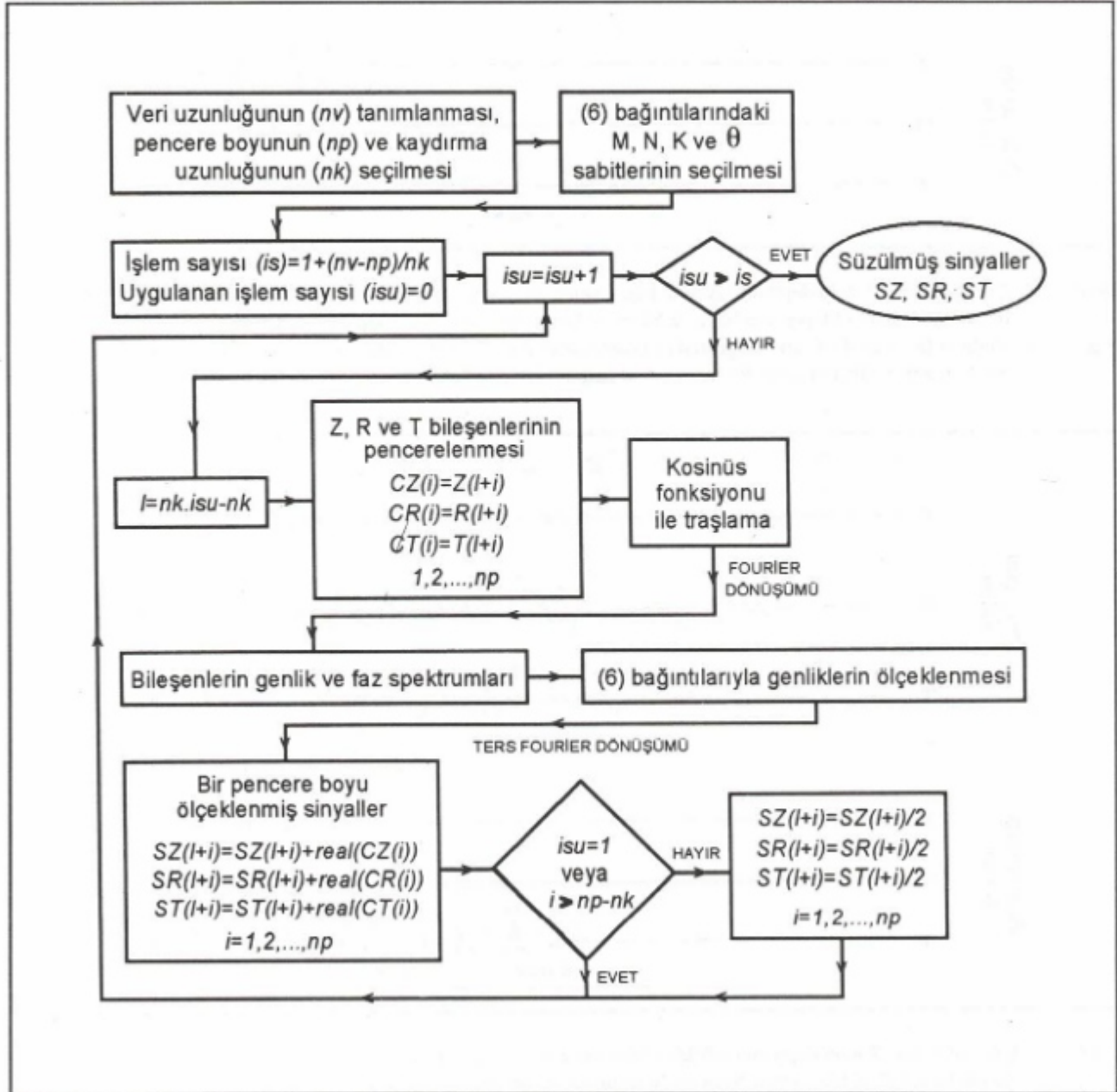
M, K ve N üstleri deneysel olarak belirlenmektedir. Z ve R bileşenleri için aynı ağırlıkların uygun olduğu ve α , β ve ψ

fonksiyonlarının 0-1 aralığında yer aldığı görülmektedir. $A'_Z(\eta f)$ ve $A'_R(\eta f)$ için verilen bağıntılardaki θ parametresi belirli bir yatay/düşey yerdeğiştirme oranı değerini koruyacak şekilde seçilebilir.

Yatay düzlemde belirli bir frekanstaki hareket tam olarak ışınsal ($\beta(\eta f) = 0$) ise, $A_Z(\eta f)$ ve $A_R(\eta f)$ değerini korur ve $A_T(\eta f)$ azalır. Diğer taraftan tam bir teğetsel hareket ($\beta(\eta f) = \pi/2$) için düşey-ışınsal düzlemde genlikler zayıflayacaktır. $\varphi(\eta f) = \theta$ olduğunda ise ışınsal ve düşey doğrultulardaki genlikler $\cos^K[\varphi(\eta f) - \theta]$ fonksiyonuna göre birim ağırlıklandırma içerir. Tam yatay bir hareket

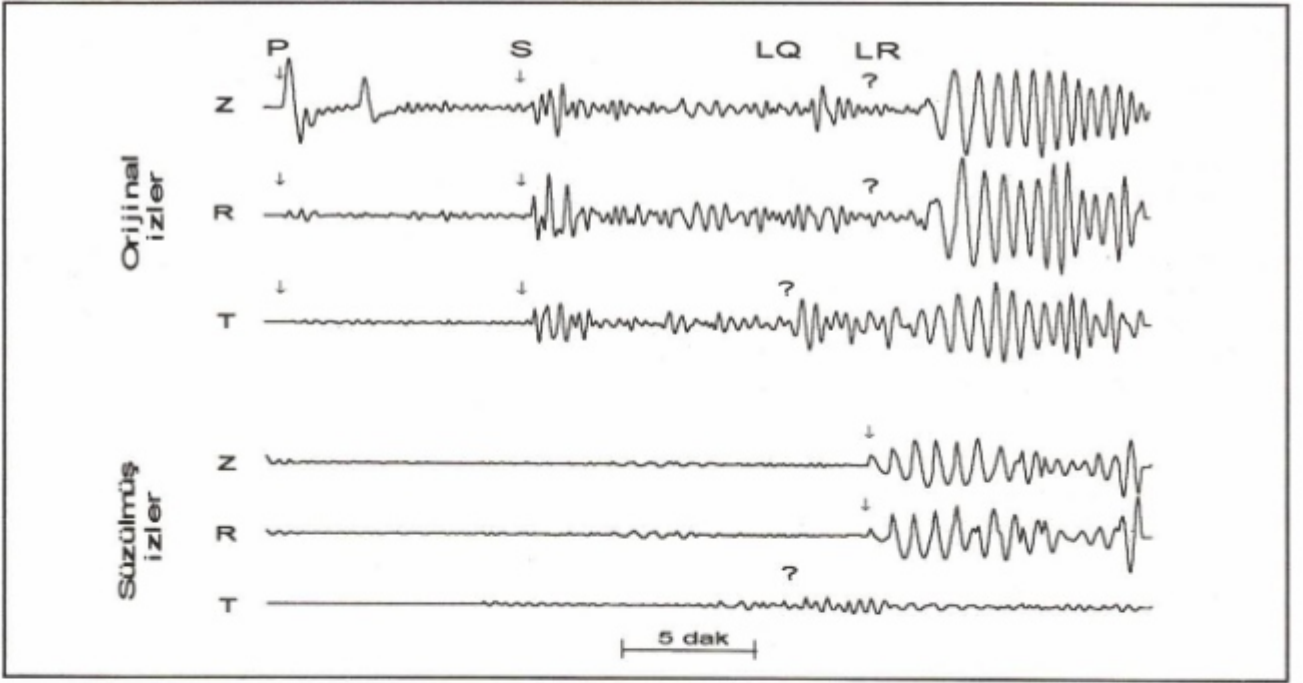
için ($\varphi(\eta f) = \pi/2$) $\sin^K[\varphi(\eta f)]$ fonksiyonuna göre teğetsel doğrultudaki genliğe birim ağırlık uygulanır. $\sin^N[\alpha(\eta f)]$ fonksiyonu, retrograd bir hareket sergileyen ana mod Rayleigh dalgaları için kuramsal olarak $\pi/2$ den başlayan ışınsal ve düşey bileşenler arasındaki faz farkının yakınlığına göre 1 den 0 a kadar değişen bir miktarla ışınsal ve düşey genlikleri azaltacaktır.

Böylece bu ağırlıklandırma faktörlerinin toplam etkisinin kayıt istasyonuna ulaşan bazı peryotlardaki Rayleigh veya Love dalgalarını güçlendirdiği görülür. Örneğin yatay düzlemdeki hareket hakim ölçüde ışınsal ise, yatay/



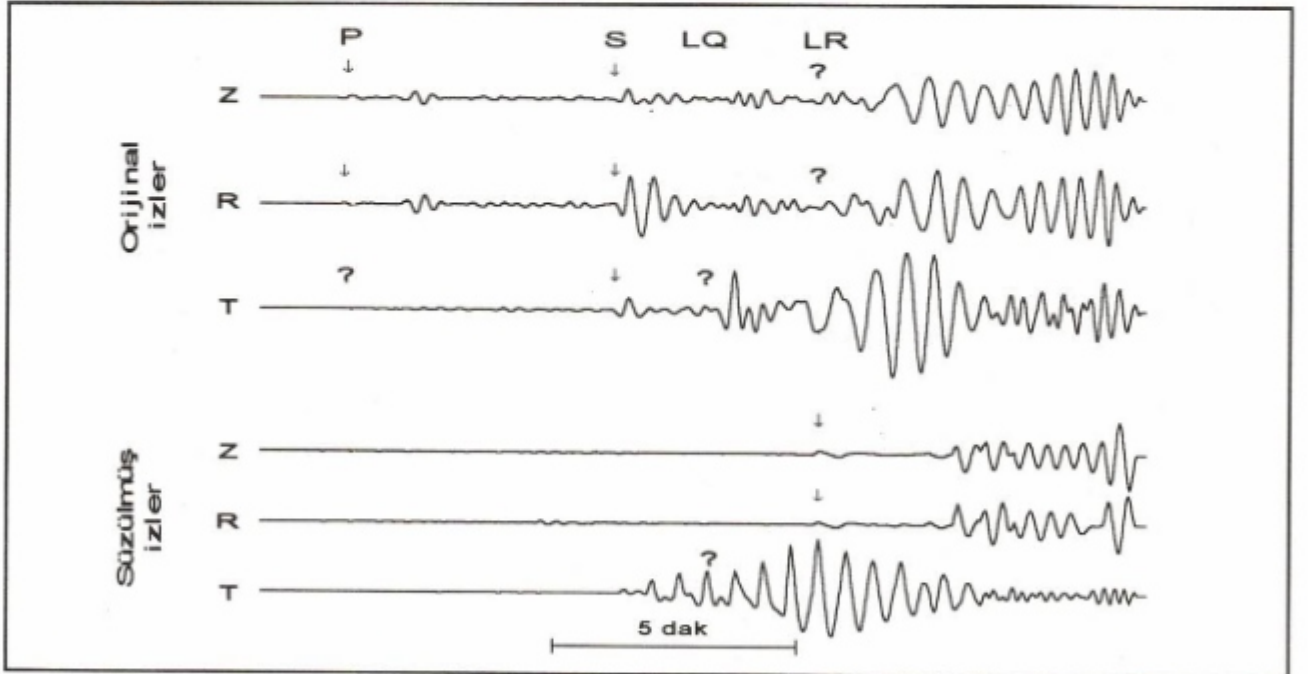
Şekil 2. Uygulanan işlemlerin akış şeması.

Fig. 2. The flow diagram of applied processes.



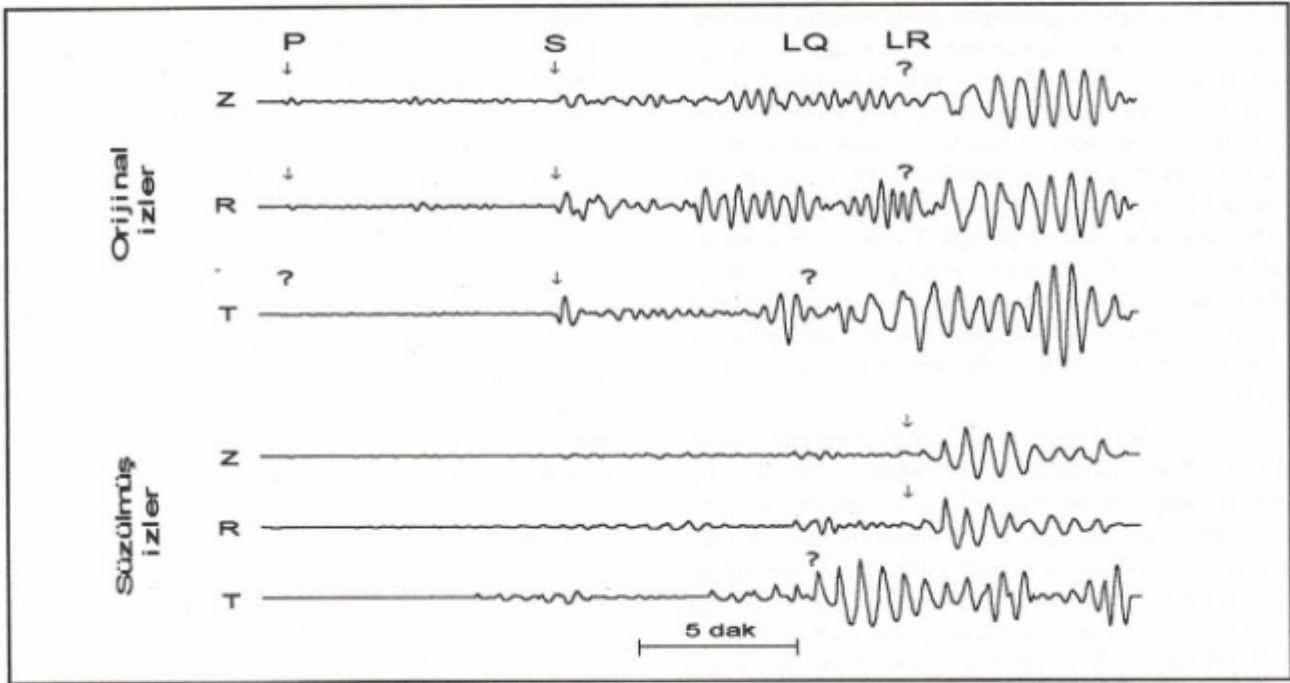
Şekil 3. Çizelge 1 deki 1 nolu depremin ANTO istasyonuna ait düşey (Z), radyal (R) ve tanjansiyel (T) bileşen kayıtları ile bunların 223 sn lik pencere boyu ve 50 sn lik kaydırma aralığı için süzölmüş durumları.

Fig. 3. Vertical (Z), radial (R) and tangential (T) component records at the station ANTO from the earthquake 1 in Table 1, and their filtered cases for the window length of 223 sec and moving interval of 50 sec.



Şekil 4. Çizelge 1 deki 2 nolu depremin ANTO istasyonuna ait düşey (Z), radyal (R) ve tanjansiyel (T) bileşen kayıtları ile bunların 147 sn lik pencere boyu ve 34 sn lik kaydırma aralığı için süzölmüş durumları.

Fig. 4. Vertical (Z), radial (R) and tangential (T) component records at the station ANTO from the earthquake 2 in Table 1, and their filtered cases for the window length of 147 sec and moving interval of 34 sec.



Şekil 5. Çizelge 1'deki 3. nolu depremin ANTO istasyonuna ait düşey (Z), radyal (R) ve tanjansiyel (T) bileşen kayıtları ile bunların 182 sn'lik pencere boyu ve 40 sn'lik kaydırma aralığı için süzölmüş durumları.
Fig. 5. Vertical (Z), radial (R) and tangential (T) component records at the station ANTO from the earthquake 3 in Table 1, and their filtered cases for the window length of 182 sec and moving interval of 40 sec.

düşey yer değiştirme oranı özel bir θ değerine karşılık gelir ve ışınal ve düşey bileşenler arasındaki faz farkı $\pi/2$ dir. Yani, Z ve R katsayılarının değerleri korunacak ve teğetsel bileşen azalacaktır. Bu durum Rayleigh hareketi durumuna karşılık gelir. Bunun tersi olarak, bazı periyotlardaki hakim varışın teğetsel bileşen üzerinde olması ve düşey bileşen üzerinde genliğin çok küçük olması veya hiç olmaması Love fazına karşılık gelir. Yani bu durumda teğetsel iz için genlik katsayısı değerini koruyacak ve Z-R hareketi azalacaktır. Bu sınırlar arasında yer alan tanecik yörüngeleri azalma miktarını etkileyecektir.

$$\sin[\alpha(\eta f)] \approx 0, \quad \pi \leq \alpha(\eta f) \leq 2\pi \quad (7)$$

tanımlaması yapılırsa prograd türde Rayleigh hareketi azalacaktır.

Uygulamada, Fourier katsayıları tanımlanan bir pencere üzerinde belirlenir ve sonra (6) bağıntısındaki ağırlıklandırma fonksiyonları kullanılarak düzeltilirler. Herbir Fourier bileşenine ait faz açıları dokunulmadan aynı şekilleriyle kullanılarak sinyal zaman ortamında tekrar elde edilir. Sonra pencere kaydırılarak hesaplamalar tekrarlanır. Sonuç çıktısı, sismogram üzerindeki herhangi bir noktada üst üste gelen değerlerin aritmetik ortalamasıdır.

UYGULAMA

Yöntem, Çizelge 1'de odak parametreleri verilen üç

depremin SRO ANTO istasyonuna ait uzun-periyot üç bileşen sayısal kayıtlarına uygulanmıştır. Kayıtların örnekleme aralığı 1 sn'dir. Çeşitli pencere boyu ve kaydırma aralığı değerleri için denemeler yapılmıştır. Uygulanan işlemlerin akışı Şekil 2'de görüldüğü gibidir. Önce herbir bileşen için zaman ortamında seçilen bir pencere boyu kadar veri alınır. Olabilecek süreksizliklerin ortaya çıkaracağı faz etkilerini gidermek için bu verilerin başından ve sonundan % 10'luk kısımları bir kosinüs penceresi ile traşlandıktan sonra frekans ortamına geçilir. Burada herbir bileşene ait genlik spektrumu değerleri (6) bağıntılarında belirlenen şekilde ölçeklenir. Bu bağıntılardaki M, K ve N sabitleri için Simons (1968) tarafından önerilen sırasıyla 8, 8 ve 4, yatay/düşey yer değiştirme oranına karşılık gelecek olan θ için ise 0.8 değerleri kullanılmıştır. Faz değerlerine dokunulmaz. Orijinal faz değerleri ve ölçeklenmiş genlik değerleriyle tekrar zaman ortamına dönülür. Seçilen kaydırma aralığına göre bir sonraki pencereleme için aynı işlemler yapılır ve bu işlemler sinyallerin tamamı taranmaya kadar tekrarlanır. Sonuçta, süzölmüş sinyal herbir pencereleme sonrası zaman ortamında üst üste gelen noktaların aritmetik ortalaması alınarak belirlenir.

Yapılan denemeler, bu yöntemle ilgili olarak Kanase-wich (1973) ve zaman ortamı polarizasyon çözümlemeleri için Basa ve diğ. (1993) tarafından da belirtildiği gibi, kullanılan pencere boyunun ve kaydırma aralığının sonuçları büyük ölçüde etkilediğini göstermiştir. Bu parametrelerin

ne şekilde değişmesi gerektiğini gözleyebilmek amacıyla, frekans içeriği farklı kayıtlar kullanılması bakımından episantr uzaklıkları farklı (Çizelge 1 deki sıraya göre $\Delta = 76^\circ$, 35.8° ve 62.4°) olaylar seçilmiştir. Doğal olarak sinyal uzunluğu arttıkça pencere boyunun ve dolayısıyla kaydırma aralığının da artması gerekmektedir. Ele alınan örnekler için en iyi sonuçları veren pencere uzunluğu ve kaydırma aralığı değerleri arasında yaklaşık 4.4 lük bir oran vardır. Kullanılan üç depremin orijinal kayıtları ve bunların süzül-müş durumları kullanılan pencere uzunluğu ve kaydırma aralığı değerleri ile birlikte Şekil 3, 4 ve 5 de verilmiştir. Bu üç örnekte de görüldüğü gibi yöntem oldukça iyi sonuçlar vermektedir.

Şekil 3 de verilen ilk örnekte, Z ve R bileşenlerindeki genlikler T ye göre daha büyük olduğundan, süzül-müş izlerde Rayleigh dalgası daha belirgin bir şekilde elde edilmiştir. İkinci örnekte (Şekil 4) ise durum tersinedir. T bileşenindeki genlikler Z ve R ye göre daha büyük olduğundan süzül-müş izlerde Love dalgası daha belirgindir. Ancak, faz başlangıcı belirgin değildir. Bunun nedeni, bu olay için episantr uzaklığına (35.8°) göre SS fazının Love dalgası ile yaklaşık aynı zamanda istasyona ulaşmasıdır. Üçüncü örnekte ise tüm bileşenlerdeki genlikler birbirine çok yakındır ve süzül-müş izlerde hem Love hem de Rayleigh dalgaları belirgindir. Bu örnekte Love dalgasının başlangıcının yeterince belirgin olarak elde edilemeyeşi, ikinci örnekteki benzer şekilde hemen önünde yer alan SS fazından kaynaklanmaktadır.

Çizelge 1. Uygulamada kullanılan depremlerin odak parametreleri.

Table 1. Focal parameters of earthquakes used in the application.

Tarih (g a y)	Oluş Zam. (s dak sn)	Koordinat (°K)	Odak Der. (°D)	Mag. (km)	mb
1 23.01.1981	04:58:31.5	42.52	142.12	116	6.3
2 08.04.1983	02:28:25.6	11.43	57.52	10	5.9
3 22.04.1983	00:37:37.0	14.93	99.02	10	5.9

SONUÇLAR

Sismik dalgaların polarizasyon özelliklerindeki farklılıklar, üç bileşen sayısal veriler üzerinden istenen bir dalga türünün süzgeçlenmesine olanak sağlamaktadır. Bunun için yer hareketinin düşey, ışınsal ve teğetsel bileşenlerinin genlik değerleri, tanecik hareketleri gözönünde tutularak istenen dalga türünü belirginleştirip diğerlerini süzecek şekilde ağırlıklandırılır.

Bu çalışmada, Love ve Rayleigh dalgalarının süzül-mesi için bu dalgaların polarizasyon özelliklerinden yararlanılan bir yöntemin uygulaması yapılmıştır. Uygulamada

kullanılan sismogramlar üç büyük depremin SRO ANTO istasyonunda kaydedilen uzun periyot üç bileşen sayısal kayıtlarıdır. Farklı durumlar için süzgeçleme sonuçlarını irdelleyebilmek amacıyla, episantr uzaklıkları farklı depremler seçilmiştir. Elde edilen sonuçlara göre, yüzey dalgaları yeterince büyük genlikli olduklarında polarizasyon özelliklerinden yararlanılarak iyi bir şekilde süzgeçlenebilmektedir.

Çözümlemelerde, sonuçları en çok etkileyen faktörlerin kullanılan pencere boyu ve kaydırma aralığı olduğu görülmüştür. Episantr uzaklığı arttıkça frekans bandı genişleyeceğinden dolayı pencere boyunun da artırılması gerekmektedir. Ele alınan örnekler için yapılan denemelerde pencere boyu ile kaydırma aralığı arasında yaklaşık 4.4 kadar bir oran olması gerektiği saptanmıştır.

KAYNAKLAR

- Alkaz, V.G., Onofresh, N.I. and Perelberg, A.I. 1977, Polarization Analysis of Seismic Waves, Shtiintsa Press (in Russian).
- Basa, S.H., Özer, M.F., Osmanşahin, İ. ve Kenar, Ö. 1993, Üç Bileşen Sismik Verilerin Polarizasyon Analizi, Jeofizik (yayında).
- Esmersoy, C. 1984, Polarization Analysis, Rotation and Velocity Estimation in Three-Component VSP, in Toksöz, M.N. and R.R. Stewart Eds., Vertical seismic profiling-Part B: Advanced concepts: Geophysical Press.
- Flinn, E.A. 1965, Signal Analysis Using Rectilinearity and Direction of Particle Motion, Proc. IEEE 12, 1874-1876.
- Gal'perin, E.I. and Frolova, A.V. 1960, Azimuth-Phase Correlation for Elliptically Polarized Waves, Izv. Sov. Acad. of Sciences, Geophysics Series 2, 195-208 (in Russian).
- Jurkevics, A. 1988, Polarization Analysis of Three-Component array Data, Bull. Seis. Soc. Am., 78, 1725-1743.
- Kanasewich, E.R. 1973, Time Sequence Analysis, The University of Alberta Press, Canada.
- Mercado, B.J. 1968, Linear Filtering of Multicomponent Seismic Data, Geophysics 33, 926-935.
- Özer, M.F. ve Basa, S.H. 1994, Zaman Ortamı Polarizasyon Süzgeçleri, VIII. Mühendislik Haftası, Isparta.
- Perelberg, A.I. and Hornbostel, S.C. 1994, Applications of Seismic Polarization Analysis, Geophysics 59, 119-130.
- Shimshoni, M. and Smith, S.W. 1964, Seismic Signal Enhancement with Three-Component Detectors, Geophysics 24, 664-671.
- Simons, R.S. 1968, A Surface Wave Particle Motion Discrimination Process, Bull. Seis. Soc. Am. 58, 629-637.

MAGNETIC AND IONOSPHERIC STORMS IN İSTANBUL: AN OBSERVATIONAL REVIEW

İstanbul'da İyonesfer ve Manyetik Fırtınalar: Gözlemsel bir Bakış

Harutyun AGOPYAN*

ABSTRACT

The geophysical behavior of the Earth ionosphere during Storm Sudden Commencement (SSC) and Magnetic Storms (MS) has been investigated using the data of Istanbul (41°N; 29°E) and the other observation sites with Mc Ilwain Magnetic Dipole Shell Parameter, $L=1.6$. As a result of the study, characteristic features have been discovered during the solar activity period of 1964-1970 era, except through the non-flare-associated storms, thereout 97 Ionospheric Storms (IS) with Sudden Commencements (SC) assigned from the other flare effects, those in which have 3-hourly magnetic activity index value $4 \leq Kp \leq 7$. When regarding the interactions between ISs and MSs, during the SC, without any classification overall an increase of maximum electron concentration of F_2 layer (NmF_2) in the ionosphere followed by deviations of critical frequency of F_2 layer (f_oF_2) have been observed for all ISs. The local data used in this paper are hourly values based on ionograms and magnetograms measured in Istanbul, from the European Coast Istanbul Ionospheric Research Station (IIAI, 41°02'N; 28°97' E) and from the Asian, Coast Istanbul Kandilli Observatory (IKR, 41°03'N; 29°04'E) respectively. The first result is the frequency deviation obtained quantitatively $3-4 \% \Delta f_oF_2$ which shows an increase comparing monthly medians accompanying SSCs with Kp increases both in the local magnetic field H component and ionospheric peak height (h_p) or maximum height (h_m) variations. Upliftings are observed

ÖZET

Bu çalışmada, enlemi 41°K, boylamı 29°D olan İstanbul kayıtları ile Mc Ilwain Manyetik Dipol Kabuk Parametresi $L=1.6$ olan diğer gözlem noktalarındaki veriler de kullanılarak, SC (Ani Başlangıçlı) iyonesfer fırtınalarının, jeomanyetik SSC (Fırtına Ani Başlangıçlı) ile ilişkili davranışları incelenmiştir.

Amaç, Güneşin periyodik etkinliğinin 1964-70 döneminde gösterdiği olağanüstü fıskırmalarla manyetosferde gelişen ve yermanyetik alanını etkileyen SSC fırtınalarının yukarı atmosferin iyon yoğunluğunu sarımsan ve düzensizliklere yolaçan yerel etkilerin belirlenmesidir. Normal Güneş fıskırmalarından etkilenmeyen SSC türü değişimler arasından 3 saatlik manyetik etkinlik katsayısı $4 \leq Kp \leq 7$ olan 97 adet SC fırtınasının istatistik analizi yapılırken, ilk önce fırtınaların tümü hiçbir sınıflandırma yapılmaksızın incelenmişlerdir. Ani fırtına başlangıç fazlarının, manyetik fırtına ile iyonesfer fırtınası arasındaki ilişkiyi arttırarak yukarı atmosferin bütün bölgelerini etkilemiş oldukları görülmüştür. Bu etkiler, teknikte en çok kullanılan F_2 -tabakasının kritik frekansıyla ölçülmüş ve iyonesferin maksimum elektron yoğunluğu ile yüksekliği üzerinde SC ile azalan (negatif) ve artan (pozitif) fırtına fazları şeklinde çizilmişlerdir. Aynı başlangıç saatlerine sahip fırtına verileri "İstanbul İyonesfer Araştırma İstasyonu" (IIAI: 41°02'K; 28°97'D) ve "İstanbul Kandilli Rasathanesi" (IKR: 41°03'K; 29°04'D) kayıtlarından seçilmişlerdir. İIAI yerel ionogramları (kritik frekans ve yükseklik diagramları) ile IKR'nin yerel manyetogramlarında, yermanyetik alanının yatay bileşeni H 'nin SC'li tüm fırtınaları çakıştırıldığında İstanbul için ortalama $3-4$ MHz'lik bir frekans artışı saptanmıştır. Aylık medyanlara kıyasla gözlenen bu artış, Kp değerleri büyük olan ve SSC'lerle tetiklenen H bileşenindeki yerel değişimlerle paralellik gösterdiği gibi, aynı zamanda, iyonesferin tepe noktasının yoğunlaştığı yüksekliği de beraberinde sürüklediği görülmüştür. İyonesferin F_2 -tabakasındaki bu yükseklik hareketinin incelenmesi için fırtınalar gruplara ayrıldıklarında, yazları akşam

* Istanbul University, Vocational School of High Technology 34850, Avcılar, İstanbul, Former Address: International Center For Theoretical Physics, 34100, Trieste, Italy.

without delay in the evenings of the summer and also during winter days but with a delay of 5-6 hours, while collapses are observed without delay in the winter nights and also during the summer days with retardations of 3-4 hours. Considering variations in two groups, March to August as summerlike, September to February as winterlike events, daytime and nighttime behaviours are different from each other because of the effect of sudden particle transportation and slow electron production respectively during night and day.

saatlerinde H ile eşzamanlı bir artışa karşın, kışları gündüz saatlerinde 5 ile 6 saate varan bir zaman gecikmesinden sonra böyle bir frekans artışı gözlenmiştir. Öte yandan iyonosferin alçalması, kışları gece saatlerinde H azalması ile eşzamanlı olurken, yazları gündüz saatlerinde 3 ile 4 saatlik bir gecikme göstermektedir.

Sonuçları bir genellemeye götürmek için, gece ve gündüz olgu benzerliklerden Mart-Ağustos arası süre yazbenzeri, Ekim-Şubat arası süre kışbenzeri fırtınalar olarak iki grupta tanımlanmış ve gündüz vakti fırtınaların ani parçacık taşınması etkisinde kaldıkları, gece vakti fırtınalarının ise elektron üretimi eksilmesi etkisinde oldukları anlaşılmıştır.

INTRODUCTION

The existence of ionosphere had presented itself more sound when Marconi attempted to apply a high frequency (HF) transatlantic long distance communication (LDC) between England and USA in 1901. Whilst, remarking solar storms which often disrupt radio-communications and produce auroras, could be seen the needle of a compass exhibited irregular deviations in its direction less than a degree, as recognized firstly Celsius and Hiorter in 1741. Then, magnetic storm (MS) concept was first introduced by von Humboldt in 1808 and after a while of three decades Gauss measured the geomagnetic field (GF). Later, during the war years, over LDCs, the new geomagnetic storm (GS) theory contributed (Chapman and Bartels 1940, Ferraro et al 1951). Since then the extend and nature of the interconnections between geomagnetic variations and ionospheric disturbances have been under consideration due to their vital importance and mysterious solar dependence of via magnetosphere coupling where reconnection still is under consistent observations (Kamide 1988).

In this paper some of the previously reported results are also discussed and compared not only with those obtained from the ground based ionosondes but also from the electron density experiment on board satellites and rockets as well. Tulunay and Sayers (1971) report on anti-correlation of Kp increases that decreases L values for the through of ionization minimum moving to lower latitudes in the northern hemisphere around noon time using satellite data.

The aim of this observational review paper is to contribute to the state of recent ionospheric predictions and to accentuate the importance of them (Davies 1981, Titheridge 1988, Fox and McNamara 1988, Rawer and Bilitza 1989) knowing that radio propagations are under the control of latest forecastings and as well as local ionospheric observations.

SOLAR TERRESTRIAL DEPENDENCE OF GEOMAGNETIC STORMS

GSs appear as a result of the Ring Current (RC) strong enhancement, deep within the magnetosphere, in the regions where the Earth Magnetic Field (MF) does not drastically depart from that of a dipole. There lies the Van Allen Radiation Belt (RB), consisting of Energetic Particles (EP) like electrons, protons, alphas, and a very small fraction of heavier ions spiraling from north to south and back along the field lines in quasi-periodic orbits while encircling the Earth as a belt in a certainty of a range variation within 0.8-1.0 RE up to 4.0-4.5 RE (RE $\equiv$ 6371.4 km).

However, Ionospheric Storm (IS) is the effect of a MS obviously causing an increase or decrease on the electron density (Ne) and real height of the F-Region (hF) over D-region. But, the duration of the GS depends on the level of geomagnetic activity and its solar origin. Possibly some solar wind shocks not to be followed by a typical GS if those time intervals are not associated with the enhanced southward Interplanetary Magnetic Field (IMF). Geomagnetic source indices Am, Ap, Kp, or three-dimensional components of IMF, are related with solar wind parameters, ϵ , vBz (Meloni et al 1982). AE (Auroral Electrojet Activity) or i.e. Bz, that progressively effects not only the horizontal component of the main field (H) but also the time function of the energy injection into the ionosphere or replenishment of flux tubes and also rising and falling responses of field disturbance due to the nature of the RCs circulating the Earth's outer equatorial plane asymmetrically during nighttime and daytime.

Shah defined a percentage asymmetry as

$$100 (AN-As) / [(AN+As) / 2]$$

between the activity indices of northern (AN) and southern (As) hemispheres respectively (Shah et al 1984). The influence of IMF on the ionospheric F-region causes a diurnal variation with minimum in the morning ($\approx$ 11 UT) and with a maximum in the evening ($\approx$ 23 UT) times. Moreover, sea-

sonal variation that should favor energy input by the control of IMF-Bz component during the Autumn and also should inhibit energy input by the IMF +Bz component during the spring season (Bremer 1988).

As a measure of solar radiation, Kp is one of the two most commonly used indices combining the geomagnetic activity observed at certain standard midlatitude stations, while the other is AE which uses auroral zone stations and therefore responds mostly to auroral current systems.

For predicting the second size and maximum amplitude of the sunspot cycle it was reported that most reliable is one that uses the minimum annual averages of sunspot number, R(min) and the Ap index. Because Ap(min) has a correlation coefficient of 0.997 with a standard error of only ± 3.9 (Wilson 1988, p. 773). When storm-time Disturbance (Dat) index was designed by Sugiura in 1964 as a measure of magnetospheric RCs of MSs, high latitude and equatorial stations are avoided to minimize the effects of auroral and equatorial electrojet.

It must be pointed out that Faraday induction law applies to the RC in the plasmopause region which generates two types of ionospheric variations in the upper atmosphere named as (i)-positive IS or (ii)-negative IS in which both are followed with two opposite phases (Agopyan 1982) vs GSs having three well known (i-initial, ii-main and iii-recovery) phases (Agopyan 1986, Fig. 1 & Fig. 2). For the generation and establishment of such an IS possessing negative (-) and positive phases (+p), the necessary time-constant of the initial phase could be a quarter of a daytime period (Tanaka, 1978). And one has to take into consideration that the first phase or the commencement type of the IS will firstly depend on its own geophysical conditions where the required rise time period ($t \sim 300$ sec or less than 1-6 min) of such a magnetospheric signal known as SC or sudden impulse (SI) can follow a SSC.

It should be kept in mind that after a volcano eruption, hurricane, strong earthquake registered 5.5 or more on the Richter scale (Kelley 1985) or a nuclear detonation using at least 1 Megaton of Hydrogene, the internal energy of the Earth gravity field oscillates the ionosphere around the Earths MF lines. The increased atmospheric temperature and compositions along the E-fields may vary 8 h or more. The triggering mechanism is first specified by the local anomaly or crustal parameters of the station, local geology, tectonic structure, seismo-ionospheric relationship and radioemission frequency of seismic activity, E-field, H-field, local time (LT), height and dipole coordinates of the source, than the onset of the MS, current season and solar epoch etc. But, during magnetically quiet conditions, from the published data on experiments of a seismic radio

emission (Gokhberg et al 1982) before a seismic shock an effective electromagnetic radiation power of a seismic dipole emitter can be calculated using the known formula of the radiowave propagation theory (Alpert 1960).

GEOMAGNETIC MODIFICATION

Changes in critical frequency of F2 layer (foF2) of the Ionosphere are depended not only to the sunspot numbers and local daily variations but also to the ions being transported from the equator along the GF lines, illustrated thirty years ago (Rastogi 1960). Another reasonable explanation to the fact that the electron displacement or ionic flow caused by the variations in the field which is an immediate result of the SSC, will produce changes on electron density with a retardation of several hours. By use of low latitude ionosounder data selected through the same solar activity period of 1964-1970 era, it was found (Skinner and Kelleher 1971) that diffusion might be the responsible cause due to ionospheric irregularities transported down to GF lines. Since the GF lines would give assignment to the locality of an atmospheric research station or a geomagnetic observatory using only L Magnetic Shell Parameter (McIlwain, 1961), it happened to be a common confidence for some workers (Laval et al 1969, and Young et al 1980), that it is more suitable to define an observatory site with double coordinates instead of triples. Hence Mc Ilwain magnetic dipole shell parameter "L" defined as

$$L = \frac{RE}{Re \cos^2 \lambda}$$

where RE is the Earth's radius, Re is the distance between the geocentre and the point, a MF line crosses the equatorial plane, while λ denotes the magnetic latitude angle of the observatory.

So accordingly L value of İstanbul observatory is $L \cong 1.55$, a fact indicating that the observed ionospheric and GF changes of this site SSC in general should rather have equatorial characteristics (Agopyan 1986) and experimental responses are being in agreement with latitudinal foF2 variations (Bremer 1988, Fig. 8).

DYNAMICS AND STATISTICS FOR IONOSPHERIC STORM ANALYSIS

It could be noted that most of observed winter storms show positive enhancements (He^+ dominance), whereas, summer and equinox depressions often follow (H^+ dominance) short lived enhancements (Bailey and Sel-

lek, 1988). Consequently, it is the negative response of the IS that causes the major LDC problems i.e. 10m-600m HF waves (Wrenn and Rodger 1989). The reason of such a dynamical disturbance and the physical mechanism of its occurrence is believed to be due to the sun flares, the enhanced solar wind streams emanating from magnetically open features in the corona known as coronal holes. As the stream sweeps over the Earth, electric currents flowing in the magnetosphere and ionosphere are modified, yielding both MSs and ISs, and are recurrent having physical mechanisms accessible to storm transit time scales by correlative analysis minutely ($\approx 1 \text{ min}$ -10 min-15 min-30 min), hourly ($\approx 1 \text{ h}$ -2h-3h), daily ($\approx 1 \text{ d}$ -7d), synodically ($\approx 7 \text{ d}$ -12d-27d-35d), seasonally (≈ 1 -6-12 months) and cyclically (≈ 5 -11-14-22 years) solar and geomagnetic activity dependent characteristics in quasi logarithmic averaging intervals (Baker 1986). However, solar flare-induced storms also can be noted here that are being weak but lasting a few days longer because of the time taken for the stream to pass over Earth, and the ionosphere becomes opaque, screening out the synchrotron emission from the most abundant of cosmic electrons, for the long wavelengths greater than 30 meters (Welch 1988).

GEOMAGNETIC TRIGGERING MECHANISM BY SI, SI OR SSC.

Geomagnetic sudden impulse (SI) can be accepted as a sharp change observed in the GF whose onset (Ustaoglu 1988) is recorded within 1 min all over the world. A positive SI is characterized by a global increase in the H component of the GF while a negative SI is same by a decrease in the H component of the GF. The shape of SI depend on latitude and LT with a rise and fall time from 1 min to several minutes and the magnitude of it rarely exceeds 50 nT. When SI precedes during high geomagnetic activity interval positively, becomes SSC or SC.

After a SSC, ISs that form together all over the world was first observed by Hafstad and Tuve, in 1929. In 1931, Chapman and Ferrera noticed that SSC is the signature of charged particle stream of the sun having equal number of positive and negatively charged particles being hot enough to yield high electric conductivity. As the stream propagates toward the Earth, an electric current is included on the surface of this highly conductive plasma to shield its interior from the GF. But the storm time disturbance of the field (Dat) meaning the average time variation of H, D and Z components of GF over a large number of GSs shows dissimilarities for different latitudes and sometimes lasts after a SI presumably without causing any stormlike disturbance (Vestine 1960, p.41). Matsushita reports first IS patterns in maximum electron density of F2

layer (NmF2) showing certain global features and characteristic differences in different latitudes such as foF2 values, for middle latitudes, having an appreciable increase in the beginning phase of Dat (Matsushita 1959). Since 1935, Appleton and Ingram, Kirby and many other researchers found quantitative NmF2 of the ionosphere increase or decreases after the SC or SI and during the main and development phases of MSs. But, during "STRONG" or "SEVERE" MSs, in equatorial observatories, Berkner claimed first that there in Huancayo and Watheroo seen sudden and intense depressions in NmF2 densities within the first hour following the SC onset, concurrently observed increases in virtual height of F-region (hF) values and also some spread in the distance between F1 and F2 layer peaks of the ionosphere. Like Appleton and Piggot (1952), Martyn (1953), Skinner and Wright (1955), Maeda and Sato (1959) and many different researchers in the same decade of 50's, all report about some observations indicating that ISs have less marked onsets than those of SSC's, while Lewis and McIntosh (Thomas and Venables 1966) suggest that the extreme changes in NmF2 values happen to occur completely independent of, and begin several hours late after the main phase of GS.

MODERN STUDIES

Aarons and Martin (1975) found that during a MS there was a negative correlation of scintillation and magnetic indice for the stations having $L \approx 1.6$. Davies (1980) reviewed the experimental results of ATS-6 geostationary satellite and Klobuchar et al (1978) summarized diminishment of protonospheric electron content. Since plasma flow between the magnetosphere and the ionosphere contributes to the negative storm (Leitinger et al 1987 and Klobuchar 1988) at higher latitudes (Shunk et al 1976), than progressively moves to middle and low latitudes (Mendillo 1986) were most comprehensive studies by experimental results published lately forming and originating ISs (Mayer et al., 1978 and Pross, 1980) in midlatitudes, storms with 35 hours recovery time constant and having larger and earlier positive storm phase (p) are dominant in southern hemisphere while negative storm effects larger in the northern hemisphere (Shah et al 1984, Buonsanto 1988) after a first positive phase (+p) or negative phase (-p). And the size of the +p is proportional to the ap (polar activity) size in winter not in summer except larger storms and the mean size of the -p both in summer except larger storms and the mean size of the -p both in summer and in winter does not increase for the GSs with $Kp > 6$, but starts several hours earlier by total electron content (TEC) being proportional to the Oxygen and Nitrogen ration $[O] / ([N_2] + 23 [O_2])$ at peak height of the F region (hpF).

Storms with a SC during sunlit hours produce an increase of about 30 % in TEC at both 35°S and 35°N latitudes but in summer this is followed by a rapid overnight decay and a large negative effect on the second day. The winter TEC results for south also decay rapidly near midnight. At north, however, the positive effect is sustained through the night and to about noon of the next day. This difference probably results from the large westward winds which are expected at night about 5 hours after a period of strong magnetic activity. At lower latitudes (20°N) records or measurements show an appreciable -p only for summer conditions while +p effects are larger in the southern hemisphere (20°S) lasting for about 3 days and 1 day at northern, and TEC is larger at 20°N (Titheridge and Buonsanto 1988).

NEGATIVE STORMS AND INTERHEMISPHERIC WINDS

Changes in thermospheric circulation and wind induced diffusion of the neutral constituents act to decrease O/N_2 and O/O_2 at middle and high latitudes and to increase these ratios or keep them fairly constant at low latitudes (Mayr and Volland 1973). During storms the enhanced equatorward winds will oppose summer to winter circulation in the winter hemisphere, but add to it in the summer hemisphere. Thus the area of decreased O/N_2 ratio (or enhanced N_2/O) extends to lower latitudes in summer and sharp latitudinal gradients of N_2/O occur in winter.

The net influx of plasma measurements showed that prominent plasma interchange between the ionosphere and plasmasphere constitute an interhemispheric coupling at low latitudes (Bailey and Sellek 1988) and flux tubes of higher latitude $L \approx 1.5$ values become able to act as a plasma reservoir, filled at one daytime and emptied during night. It was confirmed (Mendillo 1986) that interchange of plasma depends on thermal and dynamical forces at both ends of flux tube in the E-region in which during solstice conditions interhemispheric transport is directed from summer hemisphere to the winter hemisphere.

REFILLING PROCESS OF PROTONOSPHERIC TUBES

Recently Song (1988) showed that after refilling method of Lemaire Kp statistically separates situation in which GEOS satellite crosses the plasmapause and therefore measures plasma for which there is no loss by convection over 24 hour period. From situations, in which it does not plasma can be determined very accurately, further improvement in the theory could be made by better ionospheric temperature and composition measurements at the

exobase and their variation with magnetic activity. This parameters are fundamental for evaluating the upward flux of the plasmasphere.

Protonospheric flux is the main plasma source in the F_2 -layer during substorms and recombination rate is the sink on the midlatitude night time F_2 -layer to be determined by the temperature of the neutral atmosphere of E-fields and neutral winds. As many authors reported that enhancements have a maximum near $I=45^\circ$ due to winds and near 55° geomagnetic latitude with the probability of its appearance decreases towards lower or higher latitudes accompanying atmospheric gravity wave generation during negative ISs (Cander et al 1988). But, because of core field the dipolar variation will dominate solar cyclic and synodic effects due to the selected small $K_p \leq 4$ values for selected method of analysis. The results may depend not only to the external component of the GF but also to its internal anomaly component, method of statistical analysis, averaging and other cases as well.

PROTONOSPHERIC RESERVOIR AND IONIC TRANSPORTATION

The plasmasphere, which is known as the region remaining between plasmapause and ionosphere is filled with low energy plasma. Because of low energy plasma originating in the weakly ionized upper atmosphere this can be considered as an extension of the ionosphere along MF lines extending out to 4 RE (25 thousand km) in the equatorial plane. Therefore there are transporting of ions from ionosphere $O^+ + H \Rightarrow O + H^+$ to protonosphere into plasmasphere during daytime, and at night $H^+ + O \Rightarrow H + O^+$ from protonosphere to ionosphere, a flow out, increases night side neutral hydrogen concentrations. The balance of accumulation, or depletion of plasma flows in the field tube is not expected when there is a MS, because E-fields convect plasma across field lines causing delay in balance of day to night, $H + O^+ \rightleftharpoons H^+ + O$, pointed out by Dungey (1955) to be a source and sink of hydrogen ions in the thermosphere. In 1978 Tinsley adds that in the absence of source and sinks, the altitude profile of H^+ ions in the presence of O^+ ions (Tinsley et al 1986). Meanwhile considering MSs and horizontal flow of the atmosphere, which would also effect the chemistry by the loss of H^+ ions from the plasmasphere (Bailey 1988) can be outward into the tail, and also very significant during the periods of high magnetic activity. Vertical stratification of the normal ionosphere does not consider horizontal movements and the contribution of electron temperature (T_e), electron density (N_e) and ionic density (N_i) position the drift measurements. From Atmospheric Explorer satellite it is known that, ionospheric layer thickness and its accuracy is depending on recent correc-

tions to reference parameters (like solar activity and gravity) for mapping, and profiling of anomalies, for topside, peak and bottomside shapes of the ionosphere, by IRI (International Reference Ionosphere) computer program (Bilitza 1988), Polan (Polynomial Analysis) computer program (Titheridge 1988) and many others for valley to peak calibration for topside and bottomside additional parameters. With the echo power measurements reflected from the peak of F-layer at 200 km during night time, where the temperatures of ions and electrons are equal $T_e = T_i = T = 2000^\circ\text{K}$, but from 700 km up to 1300 km $T \approx 5000^\circ\text{K}$ temperatures change to 16000°K has been measured by Sato (Buonsanto 1988).

SAR ARCS

Stable auroral red (SAR) Arcs are known auroras to occur equatorward of the oval at mid latitudes and visible in conjunction with major GSs (Cornwall et al 1971). From a pass of satellite-borne spectrometer, massive ion composition measured with a limited relative detectability (Shelley et al 1972) and approximately several hours positively correlated with large flux densities of heavy ions, to be related to higher Kp values, suggests that during GSs a low altitude acceleration mechanism is operative. In the altitude range where O^+ ion is the dominant ion species, ambient ionospheric ions accelerate to energies of the order of 10keV. Moreover this ions could make a significant contribution to the extraterrestrial RC and may even be responsible for the production of low altitude SAR arcs. Concluding on the source of night side auroral oval precipitation which bases on energetic ion mass composition results, having the plasmasheet as populated by solar wind particles. Also, during large GSs the ionospheric ions may be accelerated to compete with the solar wind as an energetic ion source. So, first Rodger and Aarons (1988) suggested that the midlatitude regions are invaded by high latitude processes and responsible to the formation of F-region irregularities during geomagnetically active periods. This may be achieved in one of two ways, through negative storm effects, or through the occurrence of SAR arcs. The energy source for SAR arcs is probably the O^+ ion component of the RC having the close relationship between Dst and occurrence of midlatitude irregularities.

WHISTLER, AIRGLOW OR NIGHTGLOW

Whistlers are waves originated from lightning discharges in the atmosphere and propagate in a plasma wave mode that can also conduct very low frequency (VLF; 3-30KHz) radio transmissions through the propagation of low latitude whistlers by means of ray tracing is investi-

gated in (Hasegawa and Hyakawa 1980) detail showing non-ducted propagation of the whistlers and predicted downcoming rays on 20° - 24°N . Night-time whistlers at very low latitudes show inevitable requirement of ray tracing computations (Baixian et al 1985) to understand why equatorial anomaly tends to disappear during "severe" GSs and appear airglow and nightglow at lower middle latitudes. During GSs magnetospheric convection pattern expands equatorward, at times reaching middle latitudes produces westward ion drifts at the early evening hours.

Previous thermospheric empirical model based on temperature, density and composition data gave values smaller than the measured values by about 250°K , while the difference was about 200°K with modified MSIS-86 empirical model including only additional LT variations in the magnetic activity effect. Also neutral temperatures determined from ground-based optical techniques using Fabry-Perrot interferometers considerably differ from MSIS models (Murty and Kim 1988). Sahai et al (1988) reported that no O^+ ion dissociation radiation intensity enhancements occur in the $\text{OI } 7774 \text{ \AA}$ (results from radiative recombination of O^+ ion) emission due to energetic particle precipitation were evident in southern low latitudes in contrast to middle latitudes nightglow emissions.

During "SEVERE" MSs, the observed $\text{OI } 7774 \text{ \AA}$ intensity variations followed the changes of $(f_oF_2)^2$, suggesting radiative recombination as the main excitation mechanism. But F-region nightglow emissions at $\text{OI } 6300 \text{ \AA}$ (Red lines of wavelengths with 1.96eV), result from dissociative recombination of diatomic O_2^+ ions, with a small contribution from ion-ion recombination (Tinsley et al 1986) have extensively reviewed the low-latitude aurora and stormtime current systems, that intensity enhancement due to energetic particle precipitation is associated with a large Kp value and a large decrease in Dst. Nightglow emissions identify the optical signature of MS effects on the ionospheric F-region.

Tanaka (1986) suggests that vertical ionospheric plasma oscillations are associated with magnetospheric substorm E-fields penetrating to low latitudes and thermospheric neutral winds are due to high latitude thermospheric heatings (Sahai et al 1988).

RADIATION BELT ZONE DURING GSs

Radiation Belt that survives is in spite of the existence of GF and thus shows a long term secular variation. But there are also short term field variations, which are reversible caused by the temporary existence of a RC in the outer radiation zone, which such process of a RCs are formed for periods of days during GSs. The current is due

to the azimuthal drift of low energy protons and electrons which are added or accelerated during GSs. The general effect of this field perturbation on trapped particles was discussed by Dessler and Karplus (1961).

During and after GSs large additions of energetic electrons occur in the outer radiation zone. As it happened during the September 1966 GS, and also a radial diffusion current directed inward as far as the inner zone. Thus important amount of electron additions were made to the inner zone, particularly in the energy range of a few hundred keV. Tomassian et al (1972) made a detailed study of this event in the crucial L range $1.7 < L < 2.8$ in order to extract a value for the diffusion coefficient required to produce such diffusion.

According to the results of many researchers, the gate between the inner and outer zone of the radiation belt was closed from the time of the Starfish detonation in July 1962 until the additions made in September 1966 (Pfitzer and Winckler 1968 and Tomassian et al 1972) suggested that the gate must be opened only after important MSs, and than closed by the depletion of electrons in the so-called region by pitch angle diffusion.

DATA ANALYSIS AND RESULTS OVER İSTANBUL

We tried on interconnections of GF with the ionosphere where the local conditions may have considerable effects over İstanbul. Local coordinates are 41°N ; 29°E , and geomagnetic coordinates are 39°N (colatitude $\approx 51^{\circ}\text{N}$); 108°E and $L \approx 1.6$. Statistical analysis have been realized

to determine characteristic storm patterns knowing that major interval of high solar activity being challenging is considerably different from those of solar minima or relatively quiet times reports Kamide (1988). Due to eastward E-field generated drifts may cause an upward and poleward neutral wind such that ionization moves horizontally at a fixed height. This feedback-effect takes part with a time constant of one hour or less on the ionization which may have only a short-term role in the initial positive phase (Buonsanto 1988).

Thus percentage deviation values of f_oF_2 ($\Delta f_oF_2(\%)$) are storm time disturbance (Dat) average values of f_oF_2 which have been derived using Med. (monthly Median values of f_oF_2) s with and hourly resolution $[(f_oF_2 - \text{Med.}) / \text{Med.}]$ overlapping SC times that were rounded off to the nearest UT position for each onset of the selected 97 storms with a long lasting period ($\approx 2-3\text{d}$). MSs and ISs which have affected our HF communication channels ever directed attention itself to design a system. The onset of SC was taken as a base point time onset for those both MSs and ISs. A net period of 60h ($12\text{h}+24\text{h}+24\text{h} \approx 2.5\text{d}$) is beginning from 12h before the SC of storm time and ending in 2d. All samples have been analyzed. Omitting ignorably weak ones and paying special attention in that over 60h, at least for a hole day of 24h, selected storms possessing disturbance value of the field greater than or equal to D ($\gamma \geq 24\text{nT}$ or $K_p \geq 4$, and smaller than or equal to 120nT ($K_p \approx 7$)).

The result of overall storm data is given in Figure 1 without any preclassification attempt, over whole 97 individual storm samples. On the horizontal axis superposition

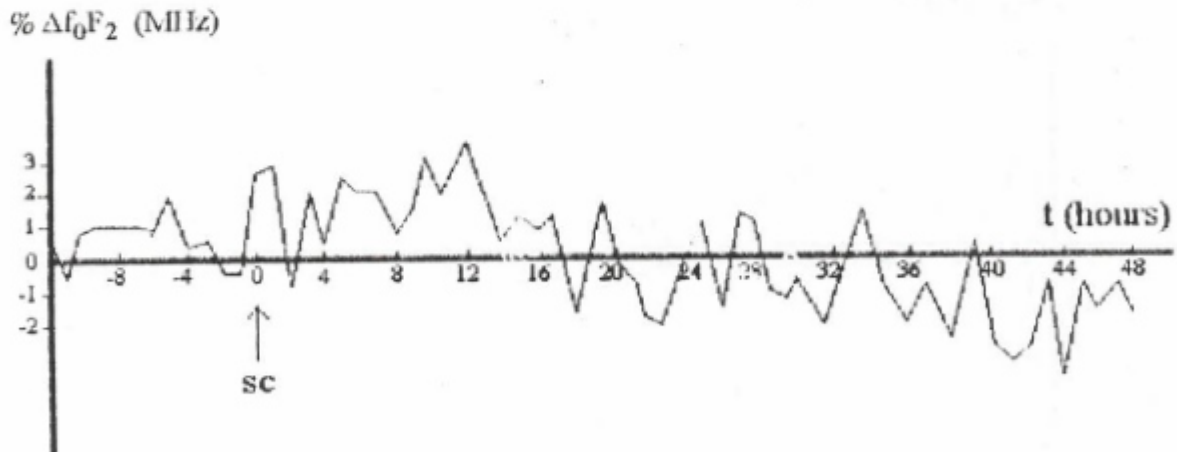


Fig. 1. Percentage deviations of f_oF_2 from monthly medians versus consecutive hours of SSC occurrences for superposed 97 individual storms recorded during the solar activity period of 1964-1970 era in İstanbul.

Şekil 1. 1964-70 Güneş etkinlik döneminde İstanbul'da kaydedilen 97 adet fırtınanın SSC süperpozisyonuyla elde edilen 60 saatlik f_oF_2 değişiminin median değerlerden $\% \Delta f_oF_2(\text{MHz})$ sapmaları.

of the so called net period of storm time hours of 97 storms are signed. On the vertical axis the average hourly values of $\Delta f_o F_2$ (%), accompanying ionospheric response aligned to characterize the stormy features of the location. Storms have been studied during the solar activity period of 1964-1970 era through several MSs having notable SSCs (Uyar, 1964). It is strikingly noticeable that factor $\Delta f_o F_2$ shows a mutual increase quantitatively accompanying magnetic activity values of $K_p \geq 4$ and presents simultaneous changes giving an average extent of about 3-4 % as is measured and computed in our stations (Agopyan and Bulat 1983). This is the first objective result we have achieved in terms of positive storms.

When the responsive short term fluctuations have been filtered with a cut off period of 24h low pass filter from the data we observed the behavior of the overall response more clearly 2d after the SC. The positive phase rapid increase up to 3 % $\Delta f_o F_2$ (Figure 2) with its impulsive structure during the first hours of the storm, is followed continuously by a steady long termed increase for a hole day's duration. For the successive days, $f_o F_2$ readings diminish and flow below the monthly medians $t \approx 36h$ later to recover back to their standard values. A resultant fact which must surely be taken into consideration generally as an optimizing term in frequency regulations of HF communications during GSs.

At a predicted $f_o F_2$ (MHz) = 10 MHz value $t \approx 12h$ after the commencement of a storms, the 3-4 (%) extension added it will still be taken as of 10.3-10.4 MHz. Though it seems a very remote approximation, this value may go from 10 MHz up to 17 MHz higher by 70 % increases dur-

ing a "severe" MS (Agopyan 1988). For further dealings with manipulations when attempted for study purposes to classify the selected storms, any classification will prove centrally different results involved (Matuura 1972). A new approach to the modeling and forecasting of $f_o F_2$ at quiet and disturbed times using statistical analysis of ionosonde data can be used to define patterns for the main phase effects of mid-latitude ISs (Wrenn and Rodger 1989). It seems the result of a solar flare in those blackout years, which disrupts not only radio soundings, ionospheric radio propagations and LDCs, but also shortwave radio and satellite broadcasts. Radio-receivers fall silent on all short wave (SW) bands during the day time. This interruption may last 1 to 20 minutes. Referring to above example the first SW signals to be heard after a such failure will be those on the HF bands over estimated. It is advisable to tune to the higher frequencies. In another word it would be better to lower the meters of the bants available. So if you are listening i.e. on 31 meters, you may want to try to tune 19 meters. It should be kept in mind that sometimes such solar flares are followed hours or days later by ISs that not cause only scintillations on satellite signals but also fading on the higher frequency bands and increased static noise on the lower frequencies. For a positive storm or its positive phase (+p) while bottomside maximum electron density (N_{max}) and topside total electron content (N_{TEC}) measurements will always show equivalent concentrations ($+p = \% \Delta N_{max} \approx \% \Delta N_{TEC}$), but for a negative IS or its negative phase (-p) there exist double factor between bottomside and topside results ($-p = \% \Delta N_{max} \approx 2 \times \% \Delta N_{TEC}$), that is N_m and TEC concentrations between ΔN_{max} (%) and $\Delta f_o F_2$ (%) $\equiv [((\% \Delta N_{max}/100)+1)^{1/2}-1] \times 100$ variations, an instant quan-

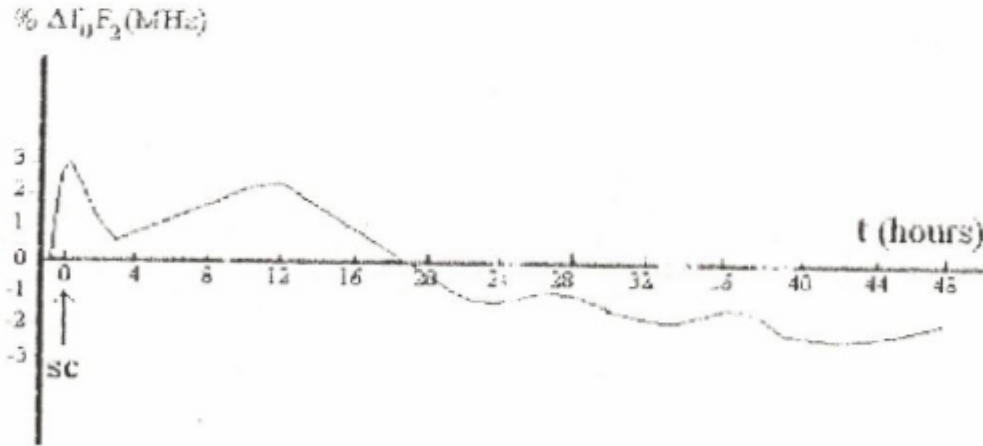


Fig. 2. The positive and negative phases through the 24 hours wavelength of low pass filtration of $\% f_o F_2$ deviations for all storms superposed in Fig. 1.

Şekil 2. Şekil 1 de verilen bütün fırtınalardaki $f_o F_2$ değişiminin: median değerlerden $\% \Delta f_o F_2$ (MHz) sapmalarının 24 saatlik alçak geçişli bir süzgeçle süzülmesiyle elde edilen pozitif ve negatif fazları.

titative value derivation or estimation can be done by the $N \propto f^2$ relationship. When $\Delta f_oF_2(\%) \approx 70(\%)$ then $\Delta N_{TEC}(\%) = 15.2(\%)$ (Davies 1982, Mendillo 1986).

The main phase of all ISs ending in $t \approx 24$ h in fig. 1 shows a considerable increase in intensity over some $t \approx 18$ h accompanying changes to SSC. The percentage deviation values of F_2 layer critical frequency (Δf_oF_2) experience low values from monthly medians, a condition lasting about $t \approx 1-2$ d before recovery back to their normal standards. It was convenient to ignore the storm data values pertaining to prestorm hours $t \approx 12$ h before of SC, and to observe diurnal effects of storms as well as $LT=UT+2$ h dependence and inclination importance of the station with the SSC occurrence and night to day dependences have been presented critically for İstanbul in a previous work (Agopyan 1986).

DISCUSSION

Seasonal classification of the storms have been discussed from the view points of triggerings having daytime or night time onsets. ISs are synchronized with SSCs on the solar activity period of 1964-1970 era through magnetograms and ionograms several MSs and notable SSCs belonging to İstanbul observatories are based on $L \approx 1.6$ respectively from İstanbul Kandilli Observatory IKR, $41^\circ 03'N$ $29^\circ 04'E$ and İstanbul Ionosphere Research Station IIAI, $41^\circ 02'N$ $28^\circ 97'E$. The locality of the ground-based instruments were situated on a height level of ≈ 130 meters above the sea level. Classification of 97 storms in the ionosphere have been discussed first in the vicinity of their daytime and nighttime triggerings having possible relative time delay and F_2 -layer peak signatures in km and considerable % deviations in MHz by positive or negative phase development present effective features.

İstanbul IS distribution pertains the following number of storm samples (7, 15, 18, 10, 22, 14, 11) per each year following (1964, 1965, 1966, 1967, 1968, 1969, 1970) respectively: 7/1964 15/1965 18/1966 10/1967 22/1968 14/1969 11/1970 Total Nr. of SC STORMS per SEASON-DAYTIME and SEASON-NIGHTTIME:

Figure 3. a and 3.b: 09S/SUMMERDAYTIME and 06S/SUMMERNIGHTTIME

Figure 4. a and 4.b: 04S/WINTERDAYTIME and 02S/WINTERNIGHTTIME

Figure 5. a and 5.b: 08S/SPRINGDAYTIME and 09S/SPRINGNIGHTTIME

Figure 6. a and 6.b: 010S/AUTUMNDAYTIME and 07S/AUTUMNNIGHTTIME

Before going into detail it would be interesting to

note that the era studied pertains the solar cycle 20 (beginning October 1964) have had an equal time lag as the 18th solar cycle (beginning February 1944, while cycle 19 beginning April 1954) and its time lag equality reason still remains unknown. In the 20th solar cycle, 94(%) of the flares could be associated with GSs but we have selected those only non flare associated events from the local measurements. And, on the 20th solar cycle geomagnetic peak activity has been observed during the November of year 1968 and Solar one during the September of 1968.9 during the time of maximum solar activity and during the time of minimum geomagnetic peak on November 1965 and Solar one on July 1964.8 respectively. Considering diurnal variations of the ISs observed minimum and maximum times of UT have been 11.00 UT and 23.00 UT respectively due to the IMF structure on the ionospheric F-region (Gao 1986).

SUMMER STORMS

In Fig. 3a summer months day storms pattern have been presented. There are 9 distinct ionospheric storms accompanying the daytime geomagnetic storms ($SC \approx 13$ LT or 11 UT) which are all overlapped and shown in one figure to obtain the general behavior of ionosphere during the summer months of 1964-1970 era which has minima and maxima from the cycle 20 of the solar activity period. The response of the critical frequency f_oF_2 layer of the ionosphere on the vertical axis shows $\approx -5\%$ Δf_oF_2 fluctuations always less than monthly medians for the entire first day period. This feature is valid both before and after the initial and main phases of the GF observed in İstanbul. From the responses of the SC impulse characteristics, it is impossible to detect an average percentage deviation of f_oF_2 (MHz) $\geq -5\%$ for the events commencing in the LT of the summer. Negative storm pattern (-p) is conspicuous $\approx -10\%$ and there is a reverse +p observed during recovery phase of MS. The maximum electron density f_oF_2 layer of the ionosphere undergoes obviously throughout the main phase of the GS. The pattern keeps on about 18h of negative percentage deviations than a gradual increase shows approximately 8h of +p percentage deviations $\approx +10\%$ than decreases off to its former levels. The ionosphere reaches to its normal median values in 48 hours.

In Fig. 3.b summer months night storms pattern have been presented. There are 6 distinct ISs accompanying the nighttime GSs ($SC \approx 00$ LT or 22 UT) which are all overlapped and shown in order to obtain the seasonal behavior of ionosphere with the MSs through the summer months of the same years. Storm pattern shows ± 5 to $\pm 7\%$ Δf_oF_2 fluctuations having longer rise times than fall times. First impulsive increase appears earlier and than the other increases construct the +p throughout the main phase of the

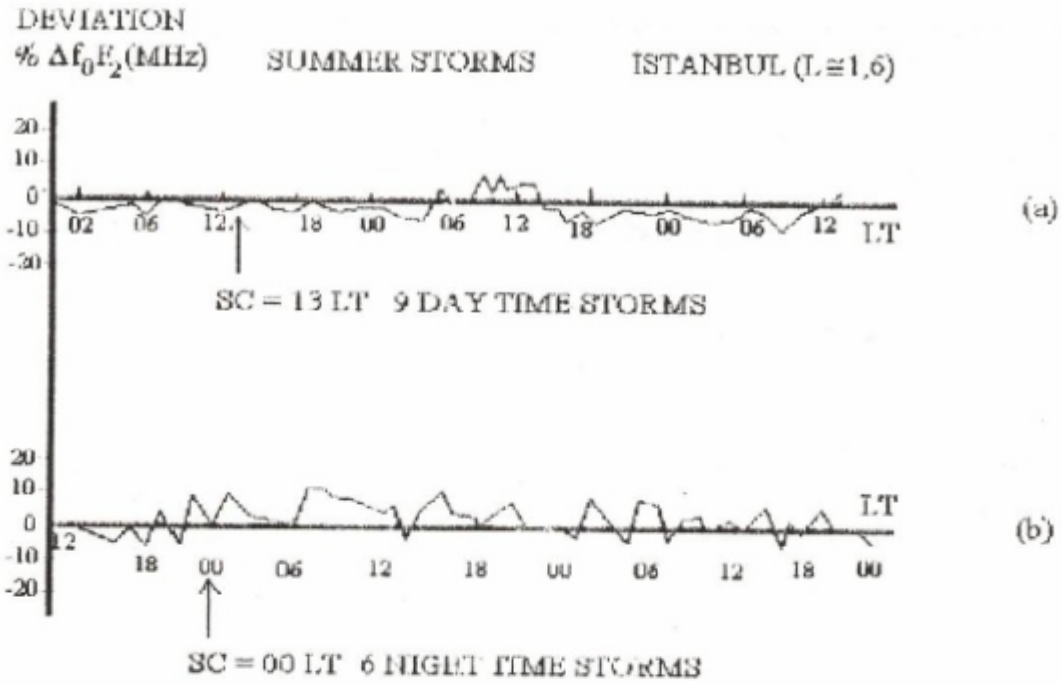


Fig. 3.a.b. Day and nighttime storms of summer months with SSCs recorded during the solar activity period of 1964-1970 era.

Şekil 3.a.b. 1964-70 yıllarının yaz aylarına ait gündüz ve gecevakı fırtınaları.

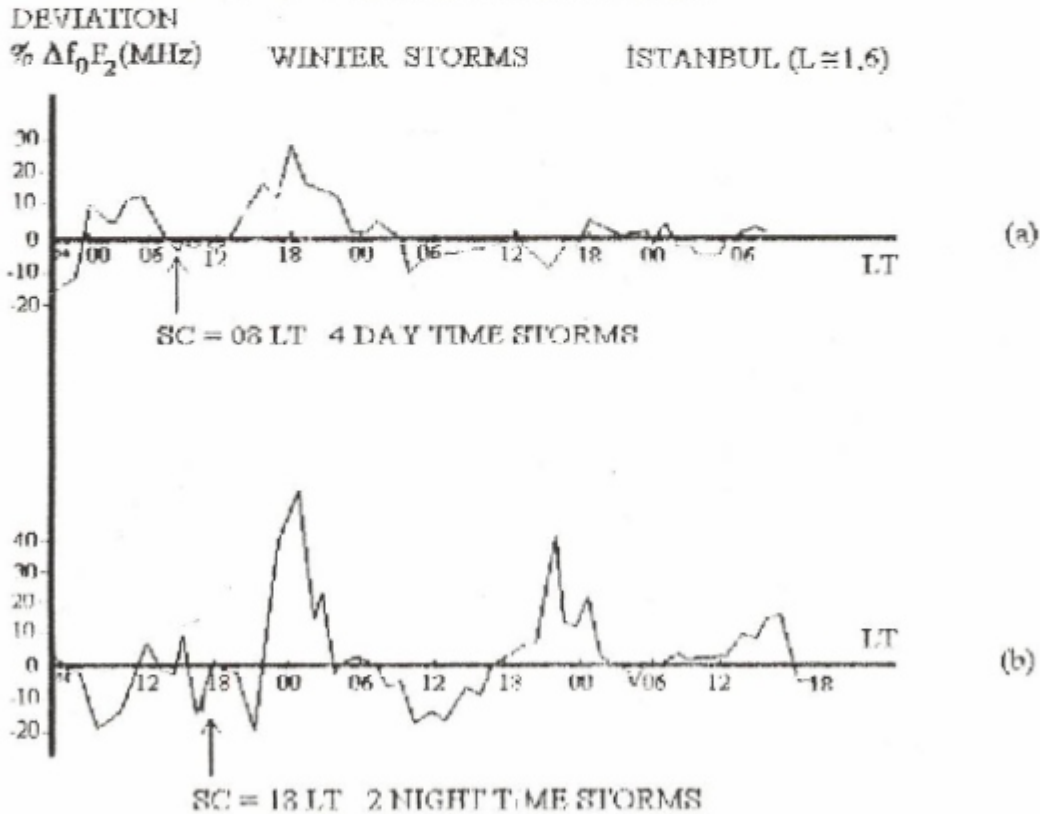


Fig. 4.a.b. Day and nighttime storms of winter months with SSCs recorded during the solar activity period of 1964-1970 era.

Şekil 4.a.b. 1964-70 yıllarının kış aylarına ait gündüz ve gecevakı fırtınaları.

DEVIATION

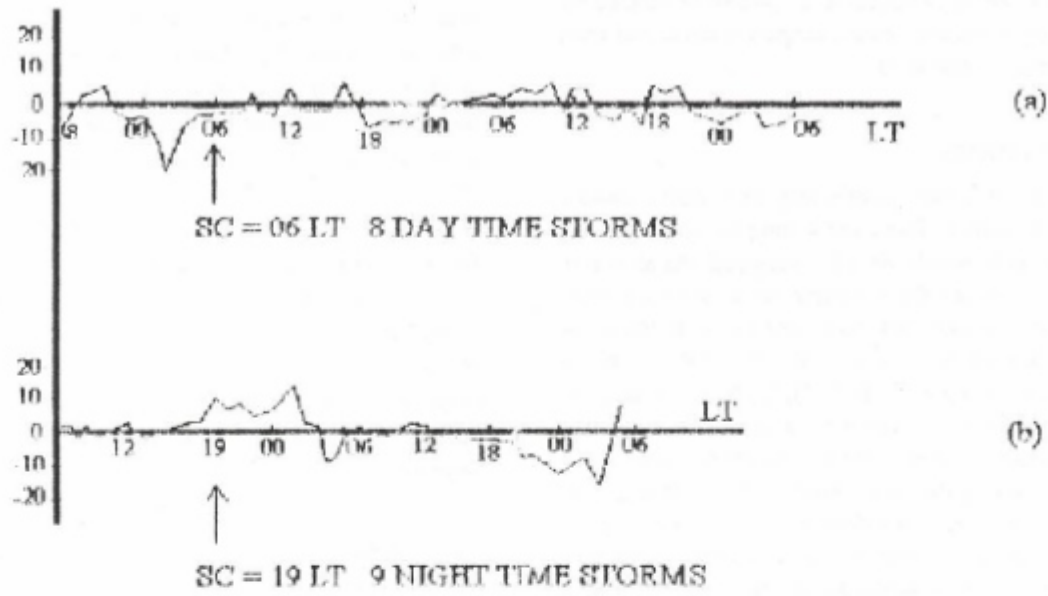
 $\% \Delta f_0 F_2 (\text{MHz})$ SPRING STORMS SC=06 LT İSTANBUL ($L \approx 1,6$)


Fig. 5.a.b. Day and nighttime storms of spring months with SSCs recorded during the solar activity period of 1964-1970 era.

Şekil 5.a.b. 1964-70 yıllarının ilkbahar aylarına ait gündüz ve gecevakı fırtınaları.

DEVIATION

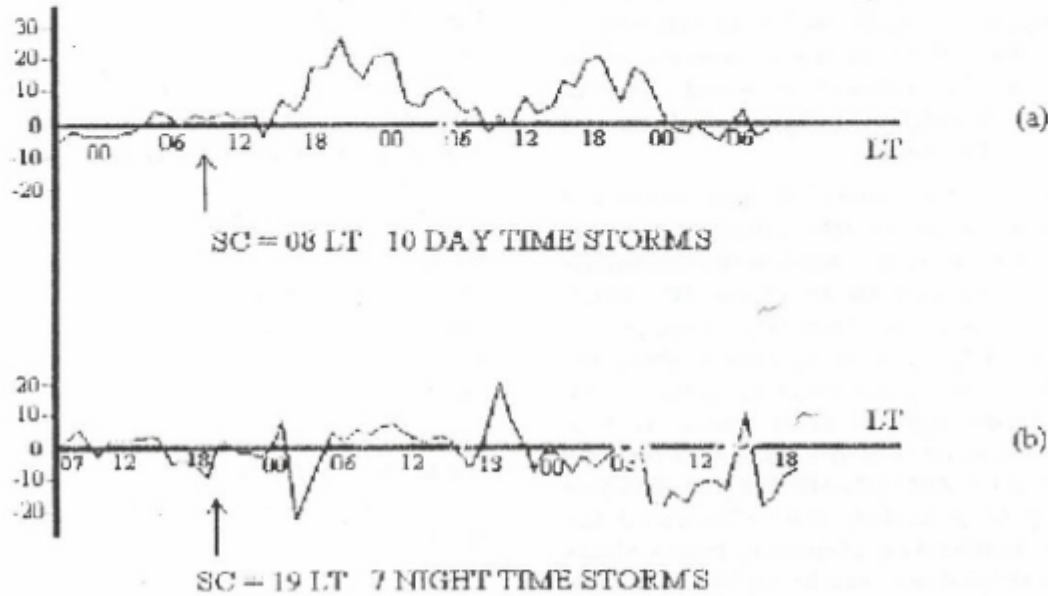
 $\% \Delta f_0 F_2 (\text{MHz})$ FALL STORMS İSTANBUL ($L \approx 1.6$)


Fig. 6.a.b. Day and nighttime storms of fall months with SSCs recorded during the solar activity period of 1964-1970 era.

Şekil 6.a.b. 1964-70 yıllarının yaz aylarına ait gündüz ve gecevakı fırtınaları.

accompanying SSC and main phases to form the most striking characteristics whence opposite to those of daytime storm features seen in Fig. 3a. It takes approximately 18h for the main +p of nighttime IS pattern to balance the layer, density, peak and critical frequency deviations back to their former normal levels.

WINTER STORMS

In Fig. 4a winter months day time storms pattern have been presented. There are 4 samples accompanying the daytime GSs which are all overlapped and shown in one pattern to obtain the noontime behavior of the ionosphere during the same era mentioned above. Between the commencement of the GS ($SC \approx 08$ LT) and the storm impulse of the ionosphere $\approx +10\% \Delta f_o F_2$ obviously there exist a phase difference of about 5-6 h in the day time. The maximum electron density of the ionosphere conspicuously increases during the main phase of storm. It is always the evidence detected that before the SC of the GS first $+ \Delta f_o F_2$ deviation gains more positive oscillations reaching around $\pm 10\%$, elapses within the SC ($SC \approx 08$ LT) impact, just a few hours before the beginning of the day showing no deviations from monthly medians. For the entire first day period this feature has been followed by the +p of the daytime IS pattern both before and after the initial and main phases of the MF observed. Notable increases reaching up to $\approx +25\% \Delta f_o F_2$ values have been observed in two steps through the main phase of the storm progressing within 3-4 h time delay. Later the response of ionospheric deviations suddenly change their direction from positive to negative throughout all the day until the ionosphere recovers itself relatively. This is the typical evidence of winter day time positive storm characteristics inevitably followed by a -p and the by a positive development. Both phases of storm are damped in 2 days.

In Fig. 4b winter months night storms pattern have been presented. Two distinct types of storm samples could be identified both having the same general characteristics accompanied by the strong MF disturbances ($SC \approx 18$ LT) which are overlapped in one figure. The average percentage deviations of $f_o F_2$ show an oscillation of plasma frequency approximately $\pm 20\%$ before the storm development. The electron density observed critically has large decreases following ($SC \approx 18$ LT) initial and accompanying the main phase onset of the MS. The gradual decrease observed over the $f_o F_2$ reaching -10% to -20% immediately gains a sharp increase rising continuously by $\approx 4-5$ hours considerably higher than its monthly medians, with -20 to +50% $\Delta f_o F_2$, is a phenomenon remaining in mystery. This should be clarified by means of spectrum analysis of individual storms from the data of the other stations and with the aid of satellite data or other methods.

SPRING STORMS

In Fig. 5a spring months day storms pattern there are 9 distinct ISs accompanying the daytime GSs ($SC \approx 06$ LT) which are all overlapped in one figure to obtain the general behavior of ionosphere during the spring months of 1964-1970 era. The response obtained as an average percentage frequency deviations of F_2 -layer of the ionosphere, starting in the daytime of the spring months and has an alternating change ranging in the limits of about $\pm 5\% \Delta f_o F_2$ relatively. There are nearly always $\approx 5-6$ h of a delay rate between the SC and the impulsive evidence of the day time ISs observed in the same locality. Considering Nm changes successive to $SC \approx 06$ LT we observed that spring day time storms (Fig. 5a) have similar behavioral characteristics as those of summer month day storms accompanied by $SC \approx 13$ LT commencements (Fig. 3a) but showing more and shorter phases.

The so-called ionospheric summerlike storm pattern can be derived from similar samples having accompanied by MSs with the same SCs recorded in different years. As are seen from the figures (Fig. 3 and 5) after many hours regarding to the main phase onset of the MSs, patterns have formed the most striking characteristics of summer and spring daytime storms presenting $\pm \Delta f_o F_2$ variations from negative phase to positive.

In Fig. 5b spring months night storms pattern have been presented. There are 9 distinct ISs accompanying the daytime GSs ($SC \approx 19$ LT) which are all overlapped in one figure to obtain the general behavior of spring months nighttime storms. There is no obvious retardation between the commencement of the GS ($SC \approx 19$ LT) and response to the storm impulse of the ionosphere ($\pm \Delta f_o F_2$), but the main phase of MF and +p of IS present reverse developments. Positive IS that succeeds the SC impulse with its +p during all the night, with increasing electron density reaching up to its maximum shows 10 to 20% $\Delta f_o F_2$ variations on the pattern. Those are the typical nighttime spring storm characteristics that inevitably will be followed by a -p development on the successive days of all summerlike seasons.

Apart from the difficulty faced to distinguish an IS, whether developing a positive or negative type of storm in lower midlatitudes, northern indice can decrease with a delay of one day or so from the southern, than it is a matter of fact to name the GS as "severe" knowing that developing phase of the IS is local or global, by means of measured data not only from ground based ionosondes but also from on board beacon satellite measurements as well (Klobuchar 1966 and Leitinger et al 1987).

FALL STORMS

In Fig. 6a fall or autumn months day storms pattern have been presented. There are 10 distinct ISs accompanying the daytime GSs ($SC \approx 08$ LT) which are all overlapped in one picture to obtain the general behaviors of ISs during fall months. The response of the critical frequency of F_2 layer of the ionosphere on the vertical axis shows $\pm 5\%$ $\Delta f_o F_2$ fluctuations but remaining in the vicinity of monthly medians for the whole previous period. Notable increases reaching up to 20 - 30% $\Delta f_o F_2$ values have been observed through the main phase of the GS progressing +p of the IS within 5-6 hours time lag. The impulse-like increase being seemingly absent forms the +p event gradually on the first day but without any delay of time on the second day of the +p development. The main phase takes place around 5-6 hours later following the SSC and the ionospheric tidal oscillations follow with a lag of approximately 1.5 - 2 days the SSC. Because of Sc triggerings remain in the forenoon hours general response of IS patterns on the first day seems to have positive behavioral resemblances those observed during the winter months daytime storms (Fig. 4a).

In Fig. 6b autumn months night storms pattern have been shown. There are 7 distinct ISs accompanying the daytime GSs ($SC \approx 19$ LT) which are plotted all together to form the pattern. It may easily be seen that there is an appreciable phase difference between the SSC onset and the impulsive deviation of $f_o F_2$ ($\pm 10\%$ $\Delta f_o F_2$). So it may need more research work for its further clarification. Without detailed analysis of individual ISs, it will be quite difficult to identify their negative variations and the reason of recurrent impulsive peaks, depending on a daily period (≈ 24 hours) with the relative rotation of the ionosphere-observatory decreasingly changing $\pm 10\%$ - $\pm 20\%$ $\Delta f_o F_2$ on the first day with a delay of 6-7 hours of SC which is not clear yet to predict their sharp -p and to express their delay time.

For the being, it would be tacitly the most convenient approach to accept present "L" understanding enough to the importance of storm studies given in section "Geomagnetic Modification" of the "Introduction".

CONCLUSIONS

There were no enough useful data for some special storms due to lack of IS measurements during disturbed days.

First, considering the southern hemisphere densities that were lower than those of in the lower hemisphere (Tu-

lunay and Grebowsky 1987) depending on the solar control NmF_2 can be abnormally high because of the semi annual anomaly not only at equinoxes but also in the beginning of the winters too.

Secondly, because the temperature equality of electrons and ions ($T_e \approx T_i$) plays a very important role on the massive displacement of the ionospheric constituents, along the geomagnetic field lines during winter night times ionization uplifting dominates to daily transport phenomena at night time ambipolar diffusion reverse in relative accordance with the eastward rotation velocity (500m/s) of the observatory. But during day times ionospheric stratification like D, E, F_1 and F_2 helps to charge exchanges with the increased $T_e \geq T_i$. Temperature of electron mobility, and by more absorption, increases its horizontal conductivity to establish lower dipolar L-shells, which tends to move to the higher distances during the night times of stormy conditions because of increased night time vacuum effect produced by the solar wind parameters on the antisunward sites where having $L \approx 1-2$ value or similar of sub ionospheric points. In the ionosphere, mainly its thermospheric height moves both horizontal and vertical then becomes an active filter rather than showing passive filter characteristics.

In order to overcome faced ionospheric prediction and forecasting limitations using experimental parameters and computational methods, IS and GS measurements and analysis should be done more, and more for various solar cycle conditions and with different storms. For further research, not only solar sunspot numbers, but also effect of the inner and outer energy sources should be taken into consideration apart from the magnetosphere ionosphere coupling and reconnection according to sunward solar wind pressure and antisunward vacuum effect.

After the seasonal classification of the GS and ISs; Summer and Spring storms as summerlike, Winter and Fall storms as winterlike events, according to the SSC onset time and phase lags between ISs and H-component variation of MF [$\Delta H(t)$] and the most important geomagnetic activity dependent deviations (SSC, B, H, Z, D, Kp and LT). Thus the time delay comparisons between overlapped day and night time storms verifies the validity of current understanding. The results ($\% \Delta f_o F_2$, NmF_2) as LT dependent deviations of summerlike [$\Delta NmS(t)$] and winterlike [$\Delta NmW(t)$] events generally have been summarized in two groups:

(1) **Daytime events:** [$\Delta Dt = \Delta H \pm \Delta Nm$ ($t \approx 3h-6h$)] with 3-6h time delay. At any onset happening in daytime, IS always follows the MS commencement with a delay as a matter of hours. While NmF_2 values still have seasonal

variations, characteristic, but with an earlier -p in summer-like events and a late positive in winterlike events presumably due to production rate $T_o > T_i > T_n$ and relatively low decreases in electron density ($O^+ + H \rightleftharpoons O + H^+$) because of daytime-summer ionic temperature (T_i) is greater than daytime-winter- T_i (Buonsanto 1988).

(2) **Nighttime events:** [$\Delta D_t = \Delta H \pm \Delta N_m$ ($t \leq 1h$)] no noticeable time lag. At nighttime ($T_o \approx T_i$), the IS shows no delay from SC in hourly time scale while behavioral changes happen to be in opposite directions ($O + H^+ \rightleftharpoons O^+ + H$) with a +p for summerlike and negative one for winterlike events. In summer, noontime solar $R_{max} T_e > T_e R_{min}$ (Buonsanto 1988). During disturbed conditions an increase in T_e has the following reasons acceptable due to

- i. - soft particle precipitation from ring currents.
- ii. - heating associated by stable auroral red (SAR) arcs, or
- iii. - decreased cooling due to lower electron density (N_e) in the ionisation through which moves equatorward during storms.

During nighttime due to the convergence of the layer along GF lines it is reasonable not to observe any delay in summerlike events, and also due to the winter anomaly, during daytime hours winterlike events will show more and longer delay times ($t \approx 5-6h$) than summerlike events having shorter time lags ($\leq 3-4h$) with their reverse phases by the domination of transport and drift phenomena. On the real height electron concentration profiles, the observed minimum ionospheric F_2 layer heights undergoing around below 250 Km level because the F_2 layer of the ionosphere over Istanbul presents winterlike seasonal characteristic, which shows higher base level for the F_2 region being diminished with its electron concentration and layer peak around $h_p F_2 \approx 300$ Km.

In winter, the MS causes NmF_2 increase in density, and because hmF_2 layers form at comparatively lower altitudes, (Bulat and Agopyan 1980 and Capannini et al 1982), the ratio of N_2/O presents comparatively significant changes which have in Fig. 4., as claimed (Proelss 1980, Powerlein and Neske 1980), referring to the data collected through their experimental studies some likeness to the observed increase in N_e in F-region. This is due to plasma transport to higher altitudes. An increase of N_2/O ratio (or decrease of O/N_2 that is known as sink or collapse in NmF_2 or downwelling, upward motion of air, occurs remote from energy inputs) decreases the N_e . Ionospheric electron production $Q = AR/e^{kT/mg}$ $A =$ Absorbed energy, $R =$ Radiation flux, $k =$ Boltzman constant ($k = P/nT$; P : pressure, n : number density, T : Temperature °K), $m =$ molecular weight and

$g =$ gravitation which is directly proportional to atomic O density and inversely to the "scale height" $H_s = kT/mg$ and the ionospheric loss (β) is based on both to molecular Nitrogen and to the Ne, that is the more H_s gains, Q will lose or vice versa. So during high solar activity, ionospheric temperature will increase while Q and accordingly NmF_2 quantities may produce lesser numerical readings. The fact that the energy (keV) necessary to cause ionization of N_2 is considerably less, in amount, than that for the ionic Oxygen production, O^+ , which renders the increases in NmF_2 due to particle precipitations based on LT ($NmF_2 \approx q/\beta \approx I [O]/[N_2]$). As a matter of this fact connected to high solar activity Zurich sunspot numbers (R) throughout the years 1963-1970 correlation between vertical cross section density has subpeak electron content ($\bar{I}$) found as $I = 2.83 (1+0.073 R) 10^{19} \text{ el.cm}^{-2}$ (Bulat and Agopyan 1980).

During the initial phase when the energy is deposited to auroral regions meridional winds start to blow toward the equator and drive the ionospheric plasma along the geomagnetic field lines into greater heights where the lower density of N_2 diminishes the loss rate. Therefore during the first few hours NmF_2 increases and the height of NmF_2 shifts to greater altitudes. After several hours a "severe" storm, with the global wind cells have fully developed, and wind induced diffusion reduces the ratio O/N_2 , thus resulting in a decrease of NmF_2 at higher latitudes, causing the main negative phase of the ionospheric storm. A negative phase can be observed at high and middle latitudes and a positive phase at low latitudes because of atomic oxygen transportation toward the equator and the wind induced diffusion contribute jointly to increase electron density. Important in this respect is the phase delay between the wind maximum and of the ratio N_2/O which may be of the order of one day during major storms (Volland 1983). The delay of one day is probably due to the injection of ring current particles being more rapid than the removal of plasmaspheric convection field (Song et al 1988). Ionospheric extreme temperature and composition changes are the parameters required for weakly ionized plasmas fluid at the exobase for evaluating fundamentally the upward flux of electrons which governs the refilling process of the plasmasphere.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author, H. Agopyan has carried out this work with the support of the ICTP Programme, Trieste, Italy during leave of absence from Istanbul University. The writer wishes to express his gratitude to Professors Neille J. Skinner, Pietro Dominici, and Sandro. M. Radicella for their guidance and collaboration, and to Doctors Bruno Zolesi and Antonio Meloni for their help and critical re-

view of an earlier draft of the manuscript submitted to "ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA". The author also thanks to Professors İhsan Özdoğan, Hüseyin Soysal and Taner Bulat for encouraging him to carry out his researches in Turkey.

REFERENCES

- Aarons, J. and Martin, E. 1975, The effects of the August 1972 Magnetic Storms on Ionospheric Scintillations, *Radio Science* 10, 547-554.
- Agopyan, H. 1982, Ionospheric Storms Occurring in Connection with Geomagnetic Storms, EGS-ESC joint Meeting, Leeds.
- Agopyan, H. and Bulat, T. 1983, Magnetic Storms and The Ionosphere, Turkish Physical Society, V. Physical Congress, 7-9 Sep. Faculty of Science, İstanbul.
- Agopyan, H. 1986, Proceedings of the International Symposium on "Radio Beacon contribution to study of Ionization and Dynamics of the Ionosphere and Corrections to Geodesy", Part-I, (ed.). Antti Tauriainen, Oulu.
- Agopyan, H. 1988, Proceedings of the International Beacon Satellite Symposium, (ed.). Cao Chong, Beijing.
- Alpert, Y.L. 1960, Radiowave Propagation and Ionosphere, (in Russian), Moscow.
- Appleton, S.V. and Piggott, W.R. 1952, World Morphology of Ionospheric Storms, *Nature* 165, 130-131.
- Bailey, G.J. and Selk R. 1988, Private communications.
- Baixian, L., Zongti, B. and Jisheng, X. 1985, Propagation characteristics of night-time whistlers in the region of equatorial anomaly, *J. Atm. and Terr. Physics* 47, 999-1007.
- Baker, D.N. 1986, Statistical Analysis in the study of Solar Wind Magnetosphere Coupling 17-38, (ed.). Kamide, Y. and Slavin, J. 149-160, (TERRAPUB), Tokyo.
- Bilitza, D. 1988, Private communications.
- Bremer, J. 1988, The influence of the IMF structure on the ionospheric F-Region, *J. Atm. and Terr. Physics* 50, 831-838.
- Bulat, T. and Agopyan, H. 1980, İyonosferde tepealti-electron yoğunluğunun Güneş lekeleri ve mevsime göre değişimi, TÜBİTAK VII. Bilim Kongresi, İzmir, 387-392.
- Buonsanto, M.J. 1988, Private Communications.
- Buonsanto, M.J. and Titheridge, J.E. 1988, A Comparison of Northern and Southern Hemisphere TEC Storm Behaviour, *J. of Atm. and Terr. Physics* 50, 763-780.
- Cander, Lj. R., Dominici, P. and Zolesi, B. 1988, Ionospheric effect of the magnetic substorms at middle latitudes, *Il Nuovo Cimento* 11, 151-172.
- Capannini, E., Ciruolo, L., Ragionieri, R., Spalla, P. 1982, Uso dell emissione VHF del SIRIO per misure ionosferiche, *IROE, CNR*, 69-72, Firenze.
- Chapman, S. and Bartels, J. 1940, *Geomagnetism*, Oxford Univ. Press (Clarendon), London.
- Cornwall, J.M., Coronet, F.V. and Thorne, R.M. 1971, Unified theory of SAR Arc formation at the plasmopause, *J. of Geophys. Research* 76, 4428.
- Davies, K. 1966, *Ionospheric Radio Propagation*, Dover.
- Davies, K. 1980, Recent progress in satellite radio beacon studies with particular emphasis on the ATS-6 radio beacon experiment, *Space Sc. Rev.* 25, 357-430.
- Davies, K. 1981, Review of recent progress in ionospheric predictions, *Radio Science* 16, 1407-1430.
- Davies, K. 1982, Private Communications.
- Dessler, A.J. and Karplus, R. 1961, *J. of Geophys. Research* 66, 2525.
- Dungey, J.W. 1955, *The Physics Of The Ionosphere*, 229, Physical Society, London.
- Ferraro, V.C.A., Parkinson's, W.C. and Unthank, H.W. 1951, Sudden Commencements and Sudden Impulses in Geomagnetism, *J. of Geophys. Research* 56-177.
- Fox, M.W. and McNamara, L.F. 1988, Improved Worldwide maps of monthly median f_oF_2 , *J. Atm. and Terr. Physics* 50, 1077-1086.
- Gao, M., 1986, A comparison of Solar and Geomagnetic activities from the 13th to the 21st solar cycles, 149-160, (ed.). Y. Kamide and J. Slavin, Tokyo.
- Gokhberg, M.B. Morgonov, V.A. Yoshino and T. Tomisawa, J. 1982, Experimental measurement of electromagnetic emission possibly related to earthquakes in Japan *J. of Geophys. Research* 87, 7824-7828.
- Hasegawa, M. and Hayakawa, M. 1980, The influence of the equatorial anomaly on the ground reception of nonducted whistlers at low latitudes, *Planet. Space Science* 28, 17-28.
- Kamide, Y. 1988, Recent issues in studies of Magnetosphere-Ionosphere Coupling, *J. of Geo. and Geoelectricity* 40, 131-155.
- Kamide, Y. and Slavin, J. 1986, Solar Wind Magnetosphere coupling, 149-160, (ed.). Y. Kamide and J. Slavin, Tokyo.
- Kane, R.P. 1979, Effect of geomagnetic storms on the electron density of the ionospheric E-region at midlatitudes, *J. Atm. and Terr. Physics* 41, 161.

- Kelley, M.C. 1985, Large amplitude Thermospheric Oscillations induced by an earthquake, *Geophys. Res. Letters*, 12, 577-580.
- Kirby, S.S., Gilliland, T.R., Judson, E.B. and Smith, N. 1935, The Ionosphere, Sunspots and Magnetic Storms, *Physics Rev.* 48, 849.
- Klobuchar, J.A., Buonsanto, M.J., Mendillo, M.J. and Johnson, M.J. 1978, The Contribution of The Plasmasphere to Total Time Delay in Effects of The Ionosphere on Space and Terrestrial Systems, (ed.) J. M. Goodman, USA.
- Laval, G., Pellat, R. et Philippon, J.P. 1969, Calcul des coordonnées B.L. par perturbations, *Annales des Geophysicae* 25, 731-738.
- Leitinger, R., Wilking, P. & Hanbaba, R. 1987, The ionosphere in mid-latitudes during the SUNDIAL campaign. *Ann. des Geophysicae* 6, 59-68.
- Martyn, D.F. 1953, The morphology of the ionospheric variations associated with magnetic disturbance, *Proc. Roy. Soc. London A* 218, 1-18; Geomorphology of F₂-region ionospheric storms, *Nature* 171, 14-16.
- Matsushita, S. 1959, A study of the morphology of ionospheric storms, *J. of Geophys. Research* 64, 305-321.
- Macda, K. and Sato, T. 1959, The F-region during magnetic storms *Proc. Inst. of Radio Eng.* 47, 232-238.
- Matuura, N. 1972, Study of individual geomagnetic storms in terms of solar wind, *J. of Atm. and Terr. Physics* 28, 933.
- Mayer, H.G., Harris, I., and Spencer, N.W. 1978, Magnetic storm characteristics of the Thermosphere, *Rev. of Geophys. and Space Physics* 16, 539.
- Mayr, H.G. and Volland H. 1973, *J. of Geophys. Research* 78, 2251-2264.
- Meloni, A., Wolfe, A. and Lanzerotti, L.J. 1982, On the relationship between interplanetary quantities and the global auroral electrojet index, *J. of Geophys. Research* 87, 119.
- McIlwain, C.E. 1961, Coordinates for mapping the distribution of Magnetically trapped Particles, *J. of Geophys. Research* 66, 3681.
- Melrose, B. and Dulk, A. 1987, Solar Radio Bursts with Special Regard to Particle Acceleration and Mass Ejection, *Physica Scripta* 18, 29-38.
- Mendillo, M. 1986, Private Communications.
- Murty, G.S.N. and Kim, J.S. 1988, Thermospheric temperatures and meridional winds measured at Albany New York during geomagnetically disturbed periods, *Planetary Space Science* 36, 684.
- Pfitzer, K.A. and Winckler, J.R. 1968, Experimental observation of a large addition to the electron inner radiation belt after a solar flare event *J. of Geophys. Research* 73, 5792-5797.
- Prolss, G.W. 1980, Magnetic storms associated perturbations of the upper atmosphere, *Rev. of Geophys. and Sp. Physics* 18, 183-202.
- Powerlein, H. and Neske, E. 1980, Ionospheric disturbances of magnetospheric origin, AGARD Symposium, Italy.
- Rastogi, R.G. 1960, A synoptic study of the F₂ region of the ionosphere in the Asian zone, *J. of Atm. and Terr. Physics* 18, 315-331.
- Rawer, K. and Bilitza, D. 1989, Electron density profile description in the IRI, *J. of Atm. and Terr. Physics* 51, 781-790.
- Rodger, A.S. and Aarons, J. 1988, Studies of F-region irregularities from midlatitude conjugate regions. *Radio Science* 50, 63-72.
- Sahai, Y., Bittencourt, J.A., Takahashi, H., Teixeira, N.R. and Sobral, J.H.A. and Tinsley, B.A. and Rohrbaugh, R.P. 1988, Multispectral optical observations of the F region storm effects at low latitude. *Planetary Space Science* 36, 71-81.
- Shah, G.N., Kaul, R.K., Kaul, C.L., Razdan, H. 1984, *J. of Geophys. Research* 89, 295.
- Shelley, E.G., Johnson, R. and Sharp, R.D. 1972, Satellite observations of energetic heavy ions during a geomagnetic storm, *J. of Geophys. Research* 77, 6104.
- Shunk, R.W., Banks, P.M. and Raitt, W.J. 1976, Effects of electric fields and other processes upon the nighttime high latitude F-layer, *J. of Geophys. Research* 81, 3271.
- Song, X.-T., Gendrin, R. and Caudal, G. 1988, Refilling processes in the plasmasphere and its relation to magnetic activity, *Planetary Space Science* 50, 185-195.
- Skinner, N.J. and Kelleber, R.F. 1971, Studies of F-region irregularities at Nairobi, *Annales Geophysicae* 27, 181.
- Skinner, N.J. and Wright, R.W. 1955, Some geomagnetic effects in the equatorial F₂ region, *J. of Atm. and Terr. Physics* 6, 177.
- Tanaka, T. 1978, The Worldwide Distribution of Positive Ionospheric Storms, *J. of Atm. and Terr. Physics* 41, 103-110.
- Tanaka, T. 1986, Low latitude ionospheric disturbances, *Geophys. Res. Letters* 13, 1399.
- Thomas, L. and Venables, F.H. 1966, The onset of F-region disturbances at mid-latitudes during magnetic storms, *J. Atm. and Terr. Physics* 28, 599-605.

- Tinsley, B.A. Rohrbaugh, R.P. Rassoul, H., Sahai, Y., Teixeira, N.R. and Slater, D. 1986, Low latitude aurora and stormtime current system, *J. of Geophys Research* 91, 11257.
- Titheridge, J.E. 1988, The real height analysis of ionograms, *Radio Science* 23, 831-849.
- Titheridge, J.E. and Buonsanto, M.J. 1988, A comparison of northern and southern hemisphere TEC storm behaviour *J. of Atm. and Terr. Physics* 50, 763-780.
- Tomassian, A.D., Farley, T.A. and Vampola, L. 1972, Inner-zone energetic-electron depopulation by radial diffusion, *J. of Geophys. Research* 77, 3441.
- Tulunay, Y. (Kabasakal) and Sayers, J. 1971, Characteristics of the mid-latitude trough as determined by the electron density experiment on Ariel III. *J. Atm. and Terrestrial Physics* 33, 1737-1761.
- Tulunay, Y.K. and Grebowsky, J.M. 1987, Hemispheric Differences in The Morphology of the high Latitude Ionosphere Measured at 500 km Planetary Space Science 35, 821-826.
- Vestine, E.H. 1960, *The Upper Atmosphere*, (ed.). J.A. Ratcliffe, Academic Press, London.
- Volland, H. 1983, Dynamics of the disturbed ionosphere, *Space Science Rev.* 34, 327.
- Walt, M. and Farley, T.A. 1978, *Handbook of Astronomy, Astrophysics and Geophysics*. VI., 303, (ed.). C.W. Gordon et al..
- Welch, Wm. J. 1988, *Modern Radio Science*, Oxford Sc. Pbl. (ed.). A.L. Cullen, London.
- Wilson, R.E. 1988, An alternative view of the size of solar cycle 22, *Nature* V335, 773.
- Wrenn, G.L. and Rodger, A.S. 1989, Geomagnetic Modification of the mid-latitude ionosphere, *Radio Science* 24, 99-111.
- Ustaoglu, E. 1988, Yerin Yapısal Süreksizliklerinin Belirlenmesi Bitirme Tezi, İ.Ü. Mühendislik Fakültesi, İstanbul.
- Uyar, M.O. 1964, *Magnetic Storms*, Magnetic Service of Kandilli Observatory, İstanbul.
- Young, E.R., Torr, D.G., Richards, P., and Nagy, F. 1980, A computer simulation of the midlatitude plasmasphere and ionosphere, *Planetary Space Science* 28, 881-893.

MANYETOTELÜRİK TERS ÇÖZÜMDE VERİ TÜRLERİNİN KATMAN PARAMETRELERİNİN ÇÖZÜMÜNE ETKİLERİ

Effect of the Type of Data on the Solution of Layer Parameters in Magnetotelluric Inversion

Emin U. ULUGERGERLİ* ve Ahmet T. BAŞOKUR*

ÖZET

Manyetotellürik sondaj verilerinin yorumu geleneksel olarak Levenberg-Marquardt ters çözüm tekniği kullanılarak yapılır. Çözüm ve çözümün yakınsama hızı seçilen modele, model parametreleri için seçilen başlangıç değerlerine ve veride bulunan gürültüye bağlı olarak değişiklik gösterir. Bu çalışmada, katman parametrelerinin çözümünü etkileyen bu faktörlerin yanısıra ters çözümde kullanılan veri türünün etkisi de incelenmiştir.

İlk olarak, farklı görünür öz direnç tanımlamalarının etkilerini ortaya çıkarmak için Cagniard (1953) ve Başokur (1994) görünür öz direnç tanımları denenmiştir. Faz, birleşik ters çözüm tekniği kullanılarak ters çözüm işlemine katılmıştır. Son olarak, aynı ölçüm noktasından elde edilen verinin ters çözüm sonuçlarının karşılaştırılması için elektrik alan ve kendisine dik yöndeki yatay manyetik alandan türetilen Frekans Düzgünleşmiş Empedans verisi kullanılmıştır. Frekans düzgünleşmiş empedans verisinin gerçel ve sanal bileşenleri ile yapılan birleşik ters çözüm işlemi, görünür öz direnç tanımları ile yapılan ters çözüm işleminden daha uygun sonuç vermektedir.

ABSTRACT

The interpretation of Magnetotelluric sounding data is traditionally carried out using the Levenberg-Marquardt type inversion techniques. The solution and speed of convergence depend on the selected model, the initial-guess for the model parameters and the noise contamination of the data. In this study, besides the effect of these factors on the solved layer parameters, the influence of the type of data on the computer inversion schemes is also examined.

Firstly, Cagniard (1953) and Başokur (1994) definitions of apparent resistivity are tested to reveal the effect of the alternative way of defining apparent resistivity. Phase data are included to the inversion scheme using the joint-inversion technique. Finally, the frequency normalized impedance data derived from the electric and orthogonal horizontal magnetic field are used for the comparison of the outputs of previous schemes which performed on the same measurement station. The joint-inversion scheme based on the real and imaginary parts of the frequency normalized impedance produce more consistent results than those of the apparent resistivity definitions.

GİRİŞ

Yerin elektromanyetik alanındaki değişimleri kullanarak yeryuvarının öz dirence bağlı yapısını inceleyen manyetotellürik (MT) yöntemde, verinin yorumu genellikle Levenberg-Marquardt sönümlü en küçük kareler ters çözüm

yöntemi ile gerçekleştirilir (Wu 1968, Nabatini and Rankin 1969, Jupp ve Vozoff 1975, Meju ve Hutton 1982, Pedersen ve Rasmussen 1989).

Bugüne kadar yapılan çalışmalarda, empedans bağıntısı veya empedanstan elde edilen yardımcı bağıntılar kul-

* Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Jeofizik Müh. Bölümü, Beşevler, 06100, Ankara.

lanılmış (Pedersen ve Rasmussen 1989) ve uygulanan yöntemler sonuca ulaşma açısından değerlendirilmiştir. Birkaç araştırmacı dışında elde edilen parametre değerlerinin nelerden etkilendiği pek gözönüne alınmamıştır.

Bu çalışmada, birleşik ters çözüm kuramından (joint inversion) yararlanılarak hem görünür öz direnç (GÖ) ve faz hem de FNI bağıntısının gerçel ve sanal bileşenlerine ters çözüm uygulanmıştır. Önceki uygulamalarda görünür öz direnç değerleri (İlkışık 1989) veya empedans bağıntısı ya da empedansla ilişkili karmaşık bir fonksiyon kullanılmıştır (Pedersen ve Rasmussen 1989). Bu fonksiyonun logaritması alındığında elde edilen karmaşık değerin gerçel bileşeni genlik değerine sanal kısmı ise faza karşılık gelmekte ve işleme doğrudan katılmaktaydı. Bu çalışmada faz, kısmi türevler dizisine yapılan ek ile işleme alınmıştır. FNI fonksiyonu kullanılarak yapılan ters çözüm işlemi, gerçel ve sanal bileşenlere birleşik ters çözüm yönteminin uygulanması ile gerçekleştirilmiştir.

GENEL KURAM

Frekans Düzgülenmiş Empedans

Manyetik alanın zamana göre değişimi, düzlem dalgalının manyetik bileşeninin değişimi olarak alınırsa, manyetik alandaki değişimlerle yer kürenin öz direnci ile yer kürede indüklenen gerilimin değişimi arasındaki ilişki hesaplanabilir. Matematiksel ifade ile, elektrik alan bileşeninin kendisine dik yöndeki manyetik alan bileşenine oranı, elektromanyetik dalga empedansı olarak tanımlanır.

$$Z_{xy}(f) = \frac{E_x(f)}{H_y(f)} \quad (1)$$

Burada, f ; frekans, $E_x(f)$ ve $H_y(f)$ ise sırasıyla elektrik ve manyetik alanların Fourier dönüşümleridir. Empedansın birimi ohm dur. Dalga denkleminin çözümünden homojen bir ortamda empedans

$$Z = (w\mu\rho)^{1/2} e^{i\pi/4} \quad (2)$$

bağıntısı ile verilir. Burada, w açısal frekans, μ manyetik geçirgenliği ($4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m) ve ρ ortamın öz direncini belirtmektedir. Empedansın fazı ise,

$$\phi_z = \arctan \left(- \frac{\text{Im}(E_x/H_y)}{\text{Re}(E_x/H_y)} \right) \quad (3)$$

bağıntısı ile hesaplanır. Homojen ortamlarda empedansın fazı ($\phi_z = \pi/4$) sabittir.

MT sondaj eğrilerinin doğrudan yorumunda kullanılmak üzere tanımlanan Frekans Düzgülenmiş Empedans (FNI, Frequency Normalized Impedance) fonksiyonu

$$Y(f) = \frac{Z(f)}{\sqrt{i\omega\mu}} = (i\omega\mu)^{1/2} E_x/H_y \quad (4)$$

şeklinde verilir (Başokur 1994). FNI fonksiyonu ve empedansın fazları arasında

$$\phi_y = \phi_z - \pi/4 \quad (5)$$

ilişkisi vardır. Homojen ortamlarda $\phi_y = 0$ dır. K tabakalı ortam için FNI fonksiyonu, yarı sonsuz ortam üzerine bir katman eklenmesi ve bu işlemin birinci katmanın eklenmesine kadar yinelenmesi ile elde edilir. Bu şekilde K katmanlı ortam için FNI fonksiyonu

$$Y_k = R_k \tanh \left[(u t_k/R_k) + \tanh^{-1}(Y_{k+1}/R_k) \right] \quad (6)$$

$k=K, K-1, \dots, 1$

yineleme bağıntısı ile hesaplanabilir. Burada $u = (i\omega\mu)^{1/2}$, $R = \rho^{1/2}$ ile verilmektedir. t_k , k . katmanın kalınlığıdır. Son katman için $Y_K = R_K$ alınır. Yineleme bağıntısı ile çeşitli u değerleri için hesaplanacak $Y_1(u)$ değerleri, ortama ait kuramsal FNI fonksiyonunu verecektir. FNI fonksiyonunun sistematik davranışı, MT verilerinden yeryüzü yapısı hakkında daha kolay bilgi edinilmesini sağlar. Büyük ve küçük frekans değerleri için, FNI fonksiyonunun gerçel bileşeni sırasıyla ilk ve son katmanların öz dirençlerinin kareköküne ve sanal bileşen ise sıfıra yaklaşır. Sanal bileşen, gerçel bileşenin azalan kanatları için artı ve artan değerlerden oluşan kanatları için ise eksi değerler alır. Ortamda bulunan her bir katman için sanal bileşen, artı veya eksi değerlerden oluşan bir yarım elips çizer (Başokur 1994).

Görünür Öz direnç Bağıntıları

Elektrik ve elektromanyetik yöntemlerde elde edilen verilerin sunumu; GÖ eğrileri, yapay kesitler ve eşöz direnç haritaları ile yapılmaktadır. MT verilerinin sunumunda geleneksel olarak Cagniard (1953) tarafından tanımlanan GÖ tanımı kullanılmaktadır. Spies and Egger (1986) ve Başokur (1994) yaptıkları çalışmalarda yeryüzünü daha iyi temsil edebilecek yeni GÖ tanımlarının yapılabileceğini göstermişlerdir. GÖ tanımı, empedans bağıntısında, fiziksel anlam kaybedilmeden yapılan normalleştirme işlemidir (Spies ve Egger 1986). Yapılan tanım yarı sonsuz homojen ortamlarda ortamın öz direncine, verinin elde edildiği en yüksek ve en düşük frekanslarda yüzeydeki ve en alttaki katman öz direncine eşit olmalıdır. Ara katmanlarda ise katman öz direncine yakın değer vermeli ve bu değeri geçmemelidir (Başokur 1994). FNI fonksiyonu, yeryüzü özelliklerini açıklamadaki sistematik davranışı nedeniyle GÖ tanımlarının eldesinde kullanılabilir. (2) bağıntısı ile verilen homojen ortam için empedans bağıntısı (4) bağıntısında yerine konup düzenleme yapılırsa

$$Y(f) = \sqrt{i\omega\mu} \quad (7)$$

elde edilir. Homojen ortamlar için FNI bağıntısının değeri ortamın öz direncinin kareköküdür. (4) bağıntısından görüleceği gibi FNI bağıntısı karmaşık bir sayıdır. (4) bağıntısının genliği yazılırsa

$$|Y(f)| = \left| \frac{1}{\sqrt{i\omega\mu}} \right| \left| \frac{E_x}{H_y} \right| = \frac{1}{\sqrt{\omega\mu}} \left| \frac{E_x}{H_y} \right| \quad (8)$$

halini alır. Homojen ortam için Cagniard GÖ bağıntısı

$$\rho_a = \frac{1}{\omega\mu} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \quad (9)$$

olduğu bilinmektedir. (8) bağıntısında her iki tarafın karesi alınır

$$|Y(f)|^2 = \frac{1}{\omega\mu} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \quad (10)$$

(9) ve (10) bağıntılarının sağ taraflarının benzer olmasından yararlanarak

$$\rho_a = |Y(f)|^2 \quad (11)$$

yazılabilir. $Y(f)$ karmaşık ifadesini gerçel ve sanal bileşenlerine ayırarak yazarsak

$$\rho_a = [(Y_G^2(f) + Y_S^2(f))^{1/2}]^2 = Y_G^2(f) + Y_S^2(f) \quad (12)$$

Cagniard GÖ bağıntısının FNI cinsinden veren ifade elde edilir. FNI bağıntısının gerçel bileşeni katman öz dirençlerine, sanal bileşeni ise katman sınırlarına daha duyarlıdır. Bu özelliklerden yararlanarak FNI bağıntısının bileşenlerinden değişik öz direnç tanımları üretmek olasıdır. Başokur (1994) tarafından MT verilerin yorumunda kullanılmak üzere yeni bir görünür öz direnç bağıntısı tanımlanmıştır.

$$\rho_{ab} = [(Y_G^2 - \text{sgn}(Y_S)Y_S^2)/(Y_G + Y_S)]^2 \quad (13)$$

TERS ÇÖZÜM KURAMI

Jeofizik gözlem değerlerinden parametrelerin kestirilmesi ve yorumlanabilmesi için üç farklı bilgiye gereksinim duyulur. Birinci olarak yerin fiziksel özelliklerinin gözlem belirtileri üzerine etkisi tanımlanabilmelidir. Bir başka deyişle jeolojik yapıların fiziksel modeli matematiksel bir ifade ile tanımlanabilirse, oluşturacağı belirtiler de sayısal olarak elde edilebilir. Örnek olarak yerelektrik alanındaki değişimler matematiksel bağıntılar ile gösterilebilirse, yeryuvarının öz dirence bağlı değişimi modellenenebilir. İkinci olarak kayaçların jeolojik parametrelerince denetlenen fiziksel olgularının neler olduğu bilinmelidir. Örneğin, kayaç yapısına bağlı olan gözeneklilik, mineral dağılımı gibi öz direnci doğrudan etkileyen özellikler bilinmeli ve yorum aşamasında göz önüne alınmalıdır. Üçüncü olarak algılanan verileri sağlayan bütün modeller içinde kısıtlamaya gidilerek, olabildiğince az sayıda parametre ile işlem yapılmalıdır.

Parametrelerin saptanması için yeryüzeyinde alınan ölçüleri tanımlayabilecek bir matematiksel bağıntıya gerek bulunmaktadır. Ölçü değerleri ile parametreleri ilişkilendiren matematiksel bağıntı "düz çözüm" olarak adlandırılmaktadır. Düz çözüm yeryaltının belirli bir fiziksel modeli

sağladığı varsayımı ile geliştirilir. Örneğin bir boyutlu, iki boyutlu ve üç boyutlu yeryaltı modelleri için geliştirilecek düz çözümler farklı olacaktır. Parametre çözümünün başarısı, düşünülen model ve yeryaltı fiziksel koşullarının sağladığı uyum derecesi ile ilgilidir. Bütünüyle uyumsuz bir modelin seçimi ile fiziksel anlamı olmayan parametre değerleri elde edilecektir. Ele alınan modelin parametrelerine sayısal değerler vererek, bu yapı üzerinde ölçülecek değerlerin hesaplanması ile "kuramsal veri" elde edilebilir. Ters çözüm işleminin amacı, belirli bir model için kuramsal veri ile ölçülen veri arasındaki farkı en küçük yapan parametre kümesini hesaplayabilmektir. Kuramsal veri, model parametrelerinin doğrusal ya da doğrusal olmayan bir fonksiyonudur. Doğrusal ilişki durumunda, model parametreleri ölçülen veriden dolaysız çözülebilir. Doğrusal olmayan ters çözüm işleminde, parametreler için önkestirim değerleri atanır ve gerçek çözümün önkestirim değerlerine oldukça yakın olduğu varsayılır. Amaç; önkestirim değerlerine uygulanması gereken düzeltme değerlerinin saptanmasıdır. Bu işlem dizey olarak

$$P_j = P_j^0 + \Delta P_j \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (14)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, M parametre sayısı, P_j^0 önkestirim değerleri ve P_j parametrelerin gerçek değerleridir. ΔP_j ; önkestirim ve gerçek parametre değerleri arasındaki farklardan oluşan, önkestirim değerlerine uygulanacak düzeltme dizeyidir. Gerçek ve önkestirim değerinin yakın olduğu varsayımı ile düz çözüm fonksiyonu, önkestirim değerleri civarında Taylor serisine açılabilir. İkinci ve daha yüksek dereceli terimler ihmal edilirse

$$f(x_i, P) = f(x_i, P^0) + \sum_{j=1}^M \frac{\partial f(x_i, P^0)}{\partial P_j^0} (P_j - P_j^0) + \dots \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (15)$$

yazılabilir. Burada i , önkestirim parametreleri için hesaplanmış N adet kuramsal verinin sıra numarası ve x_i , yatay eksen değerleridir. T devrik dizeyi göstermek üzere; kuramsal verinin sayısal değerleri, $(N \times 1)$ boyutunda bir sütun dizey;

$$f^0 = (f_1, f_2, \dots, f_N)^T \quad (16)$$

önkestirim ve gerçek parametreler arasındaki farklar, $(M \times 1)$ boyutunda sütun dizey;

$$\Delta P = [(P_1 - P_1^0), (P_2 - P_2^0), \dots, (P_M - P_M^0)]^T \quad (17)$$

kuramsal fonksiyonun önkestirim parametrelerine göre kısmi türevlerini kapsayan $(N \times M)$ boyutundaki dizey ise

$$A_{ij} = \frac{\partial f_i^0}{\partial P_j^0} \quad (18)$$

ile gösterilirse, (15) dizey denklemi olarak

$$f = f^0 + A \Delta P \quad (19)$$

şeklinde yazılabilir. A dizeyi Jacobian dizeyi, duyarlılık

(sensitivity) ve sistem dizeyi gibi adlarla anılmaktadır. N adet ölçü değeri,

$$d=[d_1, d_2, \dots, d_N]^T \quad (20)$$

$(N \times 1)$ boyutunda sütun dizey ile gösterilirse, ölçü değerleri ve gerçek parametreler için hesaplanan sayısal değerler arasındaki fark, dizey gösterimi ile

$$e=d-f \quad (21)$$

olarak yazılabilir. (19) denklemi (21) de yerine konarak

$$e=d-f^0-A\Delta P \quad (22)$$

elde edilir. Δd dizeyi; ölçülen veri ile önkestim parametreleri kullanılarak hesaplanan kuramsal veri arasındaki farkları tanımlarsa;

$$e=\Delta d-A\Delta P \quad (23)$$

yazılabilir.

Enküçük kareler yönteminde (Gauss-Newton Yöntemi), hata enerjisi farkların kareleri toplamı olarak tanımlanır.

$$E=e^T e=(\Delta d-A\Delta P)^T(\Delta d-A\Delta P) \quad (24)$$

Hata enerjisini enküçüklemek amacıyla, parametre düzeltme dizeyine göre kısmi türevleri alınır ve sıfıra eşitlenirse, veri sayısının parametre sayısından büyük olduğu ($N > M$) aşırı tanımlı (overdetermined) problemler için çözüm

$$\Delta P=(A^T A)^{-1} A^T \Delta d \quad (25)$$

denklemi ile verilir. Bu denklemde Jacobian dizeyi A ve ölçülen ve kuramsal verilerin fark dizeyi Δd bilinen dizeyler olduğundan, ΔP dizey işlemleri ile hesaplanabilir. $(A^T A)^{-1} A^T \Delta d$ dizeyi genelleştirilmiş ters (generalized inverse) veya Lanczos (1961) tersi olarak adlandırılır ve Penrose (1955) koşullarını sağlar. İstenen parametreler, hesaplanan parametre düzeltme dizeyinin önkestim dizeyine eklenmesi ile elde edilir. Başlangıçta yapılan önkestim değerlerinin, gerçek parametre değerlerine yakın olduğu varsayımı ve Taylor açılımında yüksek dereceli terimlerin ihmal edilmesiyle, bulunan sonuçlar gerçek parametre değerlerini vermeyecektir. Ancak, yeni parametre değerlerinin ölçülen ve kuramsal değerler arasındaki farkları küçültmesi beklenir. Farkları daha da küçültmek bir yöntem, bir adımın sonuç parametre değerlerinin bir sonraki adımın önkestim değerleri olarak kullanılması ile elde edilebilir. Bu yineleme işlemi ile hata enerjisi gittikçe küçültülerek sonuca gidilmeye çalışılır.

Yineleme işlemi; 1) ölçülen ve kuramsal veri arasındaki farkın, önceden belirlenen bir değerden daha küçük olması, 2) iki ardışık yineleme arasındaki hata enerjilerinin oranının belirli bir değerin altına inmemesi (yineleme ile hata enerjisinin küçültülmemesi), 3) yineleme ile parametrelerde yöntemin ayrımlılığının daha küçük değişimlerin elde edilmesi ve 4) belirli bir yineleme sayısına erişilmesi koşullarından herhangi birinin oluşması ile sona erdirilir.

Tekil Değer Ayrışımı

Kare olmayan tekil dizeylerin terslerinin alınmasında kullanılan diğer bir yöntemde tekil değer ayrışımıdır (Singular Value Decomposition, SVD). Kısmi türevler dizeyinde bağımsız eşitlik sayısı r olmak üzere dizey, üç ayrı dizeyin çarpımı şeklinde verilebilir.

$$A=UAV^T \quad (26)$$

Burada, U ; $N \times r$ boyutunda gözlem uzayına ait r adet özdeğer içeren, diklik koşulunu sağlayan dizey, V ; $r \times M$ boyutunda parametre uzayına ait r adet özdeğer içeren, diklik koşullarını sağlayan dizey, Λ ; r adet sıfırdan farklı λ_j değeri içeren, köşegen dizeydir. λ_j ler A dizeyinin tekil değerleridir, $\lambda_j > \lambda_{j+1}$ olarak sıralanmıştır. V ve U dizeyleri diklik koşulundan dolayı

$$V^T V = U U^T = I \quad (27)$$

özellikli taşır. Bu bağıntılardan yararlanarak A dizeyinin dönüşü

$$A^T = V \Lambda U^T \quad (28)$$

bağıntısı ile verilebilir. (25) bağıntısında (26) ve (28) de verilen işlemler uygulanırsa,

$$\Delta P=(V \Lambda^2 V^T)^{-1} V \Lambda U^T \Delta d \quad (29)$$

V ve U nun diklik koşulundan yararlanarak

$$\Delta P=V \text{diag}(1/\lambda_j) U^T \Delta d \quad (30)$$

bağıntısı yazılabilir. Dizeyin rankı ise,

$$r=\sum_{i=1}^M \lambda_i^2/(\lambda_i^2+\sigma_0^2) \quad (31)$$

ile verilir. Burada σ_0 model ile gözlem verileri arasındaki uyumsuzluğun ölçüsüdür:

$$\sigma_0^2=\frac{(\Delta d)^T(I-U U^T)\Delta d}{N-M} \quad (32)$$

ile verilir.

Sönüm Faktörü

(18) bağıntısında P_j etkisiz olması durumunda kısmi türevler dizeyinin j . kolonu sıfıra yakın olur. Bu parametreye ait özdeğerde sıfır olarak bulunur. Eğer veri, parametreye duysuz ise özdeğer göreceli olarak çok küçük çıkar. Yineleme sırasında sıfır özdeğerlerin dizeyden çıkarılması ve küçük özdeğerlerin neden olduğu salınımların sönümlenmesi gerekir. (25) bağıntısında $A^T A$ dizeyinin köşegenlerine dizeyin özelliğine göre seçilen bir sayısal değer eklenerek

$$\Delta P=(A^T A + \epsilon I)^{-1} A^T \Delta d \quad (33)$$

denklemi elde edilir. Bu çözüm Levenberg-Marquardt ters çözümü veya sönümlü en küçük kareler adını alır. Bağıntıda I birim dizey ϵ ise pozitif bir değerdir (Levenberg 1944, Marquardt 1963). ϵ nın alabileceği değerler sıfır ile bir arasındadır. $\epsilon = 1$ alınırsa en dik iniş yöntemine benzer bir şe-

kilde sonuca gidilir ve yöntemin özelliği olarak çözüm ya-vaştır. $\epsilon = 0$ alınırsa (25 bağıntısı) Gauss-Newton yöntemi adını alır ve çözüm çok hızlı gelişir. Ancak önceki bölümlerde anlatılan nedenlerden dolayı sonuca ulaşmayı garanti etmez. Çözümün durağanlığını sağlamak için yineleme aşamasında ϵ için sıfır ile bir arasında değişik değerler verilir. Bu uygulama Levenberg-Marquardt yöntemi olarak adlandırılır. ϵ değerinin seçiminde çeşitli uygulamalar vardır. En yaygın ATA'nın sıfırdan farklı en küçük özdeğerini sönüm faktörü olarak kullanmaktır. Yineleme sonucu yakınsama sağlanamaz ise daha büyük özdeğer ile işlem tekrarlanır.

Küçük olan özdeğerler sıfıra çok yakın çıkabilir. Bu durumda özdeğerler için de seçim yapılması gerekir. Kabul edilecek özdeğerler için çeşitli görüşler vardır. Örnek olarak, enbüyük özdeğerin belli bir yüzde değerini kesme değeri olarak kabul edilmesi veya kullanılan bilgisayarın duyarlılık sınırına göre kesme değerini belirlenmesi verilebilir. Kesme değerinin seçimi uygulanan yöntemle göre kullanıcı tarafından belirlenir.

Sönüm Faktörünün Tekil Değer Ayrışımı Yöntemine Uygulanması

(33) bağıntısında (26) ve (28) da verilen işlemler uygulanırsa

$$\Delta P = V(\Lambda^2 + \epsilon I)^{-1} V A U^T \Delta d \quad (34)$$

elde edilir ve (27) de verilen V ve U'nun diklik koşulundan yararlanarak

$$\Delta P = V \text{diag}(\lambda_j/(\lambda_j^2 + \epsilon)) U^T \Delta d \quad (35)$$

bağıntısı bulunmuş olur. λ değerlerinden herhangi birinin çok küçük olması durumunda da hesaplanan ΔP değerleri belli sınırlar arasında olacaktır (Inman 1975).

Birleşik Ters Çözüm

İki ayrı veri türünün aynı parametre kümesinin değerlendirilmesinde kullanmak için geliştirilen yöntemde çeşitli yollar uygulanabilir. Örnek olarak, iki ayrı fark ve kısmi türevler dizeylerinden birinin diğerinin altına eklenmesi veya verilerin ters çözümlerinin aynı parametreler üzerinden ardışık olarak yinelenmesi verilebilir. Ters çözüm işleminin gerçek olmayan çözümlere yönelmesi nedeni ile ardışık kullanım yaygın değildir. Diğer yöntemle örnek olarak FNI bağıntısının gerçel ve sanal bileşenleri üzerinden yapılacak ters çözüm işleminde, Jacobian ve fark dizeyleri için

$$A_{G,S} = \begin{bmatrix} \frac{\partial Y_G}{\partial P_j} \\ \frac{\partial Y_S}{\partial P_j} \end{bmatrix} \quad (36)$$

ve

$$\Delta d_{G,S} = \begin{bmatrix} \Delta d_G \\ \Delta d_S \end{bmatrix} \quad (37)$$

kullanılabilir. $A_{G,S}$ ile verilen dizeye uygulanacak işlemler daha önce anlatılan işlemlerle aynıdır. Buradaki tek fark matematiksel olarak dizeyin boyutlarının değişmesidir. Bu tür ters çözüm işlemlerinde türevlerin sayısal değerlerinin birbirlerinden fazla farklı olmamasına dikkat edilmelidir. Aksi halde çözüm sayısal değeri yüksek olan bileşenden daha fazla etkilenecektir. Böyle durumlarda türev değerlerinin ağırlık katsayıları kullanılarak dengelenmesi gerekir.

Çözünürlük

Kısmi türevler dizeyinin sütunları, veri noktalarının parametrelerden etkileniş biçimini gösterir. j. sütunun elemanları göreceli olarak yeterli sayıda yüksek değerler kapsıyorsa j. parametre duyarlı bir şekilde çözülebilir. Eğer değerler düşük ve eleman sayısı yetersiz ise, veri grubu j. parametreyi çözmek için kullanılamaz ve çözüm için ek bilgiye gerek vardır.

Çözüm işlemi genel olarak P parametre yönevi ile d gözlem yönevi arasındaki ilişkiyi veren A^{-1} dizeyinin eldesi olarak özetlenebilir. Sönüm faktörünün sıfır olması halinde

$$A_L A_L^{-1} = I \quad (38)$$

işlemden elde edilecek birim dizeyin elemanları veriden elde edilen ayrırlılığın ölçüsü olarak kabul edilebilir. Burada L Lanczos tersini belirtmektedir. Köşegen elemanları birim değere yakınsa, ayrırlılık iyi, birim değerden uzaksa veriden yeterli ayrırlılık sağlanamamış demektir. SVD bileşenlerinden yararlanarak (38) bağıntısı yeniden yazılırsa

$$I_U = U U^T \quad (39)$$

elde edilir. Önceki bölümde U dizeyinin gözlem uzayına ait olduğu belirtilmiştir. I_U dizeyi bilgi yoğunluk dizeyi olarak da adlandırılır.

Benzer şekilde elde edilen parametrelerin ortamı tam temsil ettiği düşünülürse

$$A_L^{-1} A_L = I \quad (40)$$

olmalıdır. (40) bağıntısında SVD bileşenleri yazılırsa

$$I_V = V V^T \quad (41)$$

elde edilir. I_V dizeyi parametre ayrırlılık dizeyi olarak da adlandırılır. (41) bağıntısında birim dizey elde edilebilirse ters çözüm işlemden elde edilen parametrelerin ortamı temsil ettiği kabul edilebilir. Birim dizeydeki elemanlar parametrelerin gerçek değerlerine yakınlığının ölçüsüdür. Sönüm faktörü kullanılması halinde I_U ve I_V birim dizey olmayacaktır. En büyük değeri köşegende olan çan eğrisi görünümü elde edilecektir (Dimri 1992).

Tekil Değer Ayrışımı ile Çözünürlüğün İncelenmesi

Tekil değer ayrışımı yönteminden elde edilen V dizeyi yardımı ile gerçek ve hesaplanan parametreler arası ilişkiler ortaya konabilir. Doğrusal ters çözüm gözönüne alındığında

$$P = IvP^* \quad (42)$$

yazılabilir.

Çözülen parametre dizeyi (P), gerçek parametre dizeyine (P*) bağlı bir şekilde verilir.

$$P_j^* = \dots + v_{j,j-1} P_{j-1} + v_{j,j} P_j + v_{j,j+1} P_{j+1} \dots \quad (43)$$

bağıntısından bulunabilir. Burada, v ayrımlılık dizeyinin elemanlarını göstermektedir. (43) denklemi hesaplanan parametrelerin diğer parametrelerden etkilenme oranını verir. Oranın büyük olması parametrenin bağımsız çözümünü de engeller (Jupp and Vozoff 1975, İlkışık and Jones 1984).

Yorum aşamasında özdeğerler büyüktür küçük doğru sıralanır. En büyük özdeğere ait parametre özyöneyinden en iyi çözümlenen parametre veya eşdeğerlilik elde edilir. Elde edilen değerler ters işaretli ise parametrelerin toplamı ($P_i + P_j$), aynı işaretli ise parametrelerin farkları ($P_i - P_j$), sabit kalacak şekilde çözüm bulunur. Gözlem verisinin hata içermesi durumunda etkilenecek parametreler göreceli olarak küçük özdeğere ait parametre özyöneyinden, parametreyi etkileyecek gözlem noktaları ise veri özyöneyinden görülebilir. En küçük özdeğere ait parametre özyöneyindeki parametreler arası eşdeğerlilik en büyükteki eşdeğerliliğe terstir. En küçük özdeğerden, gürültünün parametreler arasındaki hangi tür eşdeğerliliği daha fazla etkileyeceği elde edilir.

Parametreler arası ilişki, ilişki dizeyi yardımıyla da incelenebilir. Parametreler arasındaki doğrusal ilişkinin bir ölçüsü olan ilişki dizeyi C, kısmi türevler dizeyinden elde edilebilir.

$$C_{ij} = \frac{(A^T A)_{ij}^{-1}}{[(A^T A)_{ii}^{-1} (A^T A)_{jj}^{-1}]^{1/2}} \quad (44)$$

İlişki dizeyinde birim değere yakın ilişki veren parametreler birbirlerinden bağımsız olarak çözümlenmezler. İlişki değeri (+) birime yakın olduğunda parametrelerin farkları, (-) birime yaklaştığında ise parametrelerin toplamı sabit olacak şekilde çözüm bulunabilir.

MT VERİLERİNİN TERS ÇÖZÜMÜ

Bu bölümde, önceki bölümlerde genel kuramı verilen ters çözüm işleminin MT verilerine uygulanması tartışılacaktır. Önceki bölümde verilen Başokur (1994) ve Cagniard (1953) GÖ bağıntılarına kuram ayrı ayrı uygulanmış ve sonuçlar karşılaştırılmıştır. Gürültünün etkisini azaltmak için GÖ + faz ve $Y_G + Y_S$ birleşik ters çözüm denemeleri yapılmıştır.

Logaritmik Gösterim

MT olayında, veri ve parametreler arasında hiperbolik bir bağıntı vardır ve ilişki doğrusal değildir. Bu nedenle ölçüler doğrusal olmayan sırayla gerçekleştirilir. Logaritmik gösterim ile doğrusal olmayan ölçüm işlemi kısmen doğrusallaştırılmış olur. Geniş bir aralıkta yapılan MT ölçülerinin tek bir grafikte gösterilmesi ve yüksek frekanslarda yapılan ölçümlerin daha ayrıntılı yorumlanabilmesine olanak sağlar. Logaritmik işlemlerin ters çözüme uygulanması ile eksi değerli kalınlık ve özdirenç bulma olasılığı ortadan kalkar.

Logaritmik değişken kullanmanın diğer bir yararı ise birbirine bağımlı olan parametrelerin duyarlı olarak çözümlenmesidir. Örneğin, veri iki parametrenin birbirine oranına (P_1/P_2) duyarlı ise logaritmik gösterimle bağımlılık doğrusallaştırılmış olur ($\ln(P_1) - \ln(P_2)$). Benzer şekilde veri parametrelerin birbiri ile çarpımlarına ($P_1 \cdot P_2$) duyarlı ise doğrusallaştırma sonucu parametrelerin logaritmaları toplamı ($\ln(P_1) + \ln(P_2)$) duyarlı bir şekilde belirlenebilir.

Ters çözüm işleminde, parametreler arası farkın büyük olması çözüme ulaşmayı engelleyecektir. Buna örnek olarak 1 ve 1000 ohm-metre özdirençli iki katmanlı ortamda yapılan çözüm işleminde, elde edilecek ΔP düzeltme değerleri ikinci katmandan daha çok etkilenecek sonuçta birinci katman için gerçek değerinden uzak bir sonuç elde edilecektir. Logaritmik değişken kullanımı ile değerler göreceli olarak aynı seviyeye indirilir ve çözümün bütün parametrelerden hemen hemen aynı oranda etkilenmesi sağlanır. Bu nedenle

$$d = \ln(\rho_{ao}) \quad (45)$$

ve

$$f = \ln(\rho_{ak}) \quad (46)$$

olarak kullanılır. Burada ρ_{ao} ölçülen GÖ ve ρ_{ak} önkestirim değerleri kullanılarak hesaplanan kuramsal değerleri göstermektedir. Parametre uzayında ise

$$P_j = \ln(R_j) \quad j = 1, \dots, K \quad (47)$$

ve

$$P_j = \ln(t_{jk}) \quad j = K+1, \dots, 2K-1 \quad (48)$$

dönüşümleri kullanılır. Burada, K katman sayısıdır. $R_j = \rho_j^{1/2}$, katman özdirençinin karekökü olduğu daha önce belirtilmişti. Parametre özyöneyinde parametrelere ait genliklerden yararlanarak özyöneyin ait olduğu parametrenin kestirilebileceği (44) bağıntısı ile verilmiştir. İşlem kolaylığı için bağıntıda yalnızca iki genlik değerinin sıfırdan farklı ve yaklaşık birim olduğunu kabul edelim. Genliklerin işaretlerinin farklı olması durumunda bağıntı,

$$P_j^* = -P_j + P_k \quad (49)$$

şeklinde yazılabilir. Bağıntıda logaritmik parametreden geleneksel parametreye geçiş yaparsak

$$\exp(P_j^*) = \exp(-P_j + P_k) \quad (50)$$

işlem düzenlenirse, $\exp(P_k)=t_k$ ve $\exp(P_j)=p_j$ kabulü ile

$$\rho_j^* = t_k / p_j \quad (51)$$

yazılabilir. t ve p nun aynı katmana ait olması durumunda son bağıntıda bulunan ρ^* değişkeni S tipi eşdeğerliliğe karşılık gelir.

Buraya kadar anlatılan bölümde tanımlanan eşdeğerlilikleri, üç tabakalı öz direnç yapı modeli ile açıklarsak; T tipi eşdeğerlilik, iki iletken tabaka arasındaki ince yalıtkan katmanda ($\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$) oluşan eşdeğerlilik ve S tipi eşdeğerlilik ise iki yalıtkan tabaka arasındaki ince iletken katmanda ($\rho_1 > \rho_2 < \rho_3$) oluşan eşdeğerlilik olarak tanımlanabilir. Bu tip yapılarda orta tabaka belirli şartları taşıyorsa, GÖ eğrilerinde belirlenemez. Bu olayın ters çözüme etkisi önceden de anlatıldığı gibi parametrelerin oranları (S tipi) veya çarpımları (T tipi) sabit olacak şekilde herhangi bir çözümün elde edilmesi şeklindedir. Yorum aşamasında ters çözümden elde edilen sonuçlar değerlendirilirken, eşdeğerliliklere dikkat edilmelidir. Aksi halde jeolojik yapıya uymayan ve fiziksel anlamı olmayan yapılar elde edilebilir.

Kısmi Türevler Dizeyinin Elde Edilişi

Kısmi türevler dizeyinin seçilen bir model bağıntısının parametrelere göre türevlerinden oluştuğu bilinmektedir. Bu çalışmada model bağıntısı olarak önceki bölümlerde verilen Başokur (ρ_{ab}) ve Cagniard (ρ_{ac}) GÖ bağıntıları alınmıştır. Logaritmik türev özelliğinden yararlanarak

$$\frac{\partial \ln(\rho_{ac})}{\partial \ln(P_j)} = \frac{P_j}{\rho_{ac}} \frac{\partial \rho_{ac}}{\partial P_j} \quad (52)$$

$$\frac{\partial \ln(\rho_{ab})}{\partial \ln(P_j)} = \frac{P_j}{\rho_{ab}} \frac{\partial \rho_{ab}}{\partial P_j} \quad (53)$$

bağıntıları yazılabilir. GÖ'lerin parametrelere göre türevlerini almak için FNI bağıntısından yararlanılabilir.

$$\rho_{ac} = Y_G^2 + Y_S^2 \quad (54)$$

için türev bağıntısı,

$$\frac{\partial \rho_{ac}}{\partial P_j} = 2 Y_G \left(\frac{\partial Y_G}{\partial P_j} \right) + 2 Y_S \left(\frac{\partial Y_S}{\partial P_j} \right) \quad (55)$$

ve

$$\rho_{ab} = (Y_G^2 - \text{sign}(Y_S) Y_S^2) / (Y_G + Y_S)^2 \quad (56)$$

için türev bağıntısı,

$$\frac{\partial \rho_{ab}}{\partial P_j} = \frac{2(Y_G^2 - \text{sign}(Y_S) Y_S^2) \left(2 Y_G \frac{\partial Y_G}{\partial P_j} - \text{sign}(Y_S) 2 Y_S \frac{\partial Y_S}{\partial P_j} \right)}{(Y_G + Y_S)^2} - \frac{2(Y_G^2 - \text{sign}(Y_S) Y_S^2) \left(\frac{\partial Y_G}{\partial P_j} + \frac{\partial Y_S}{\partial P_j} \right)}{(Y_G + Y_S)^3} \quad (57)$$

şeklinde verilebilir. Fazın parametrelere göre türevleri ise

$$\frac{\partial \varnothing}{\partial P_j} = \frac{Y_G \frac{\partial Y_S}{\partial P_j} - Y_S \frac{\partial Y_G}{\partial P_j}}{Y_G^2 + Y_S^2} \quad (58)$$

bağıntısı ile verilir. K tabakalı ortamda FNI bağıntısının k. tabakadaki türev değeri, k nin altında bulunan (k+1, k+2, ..., K) katmanlardan etkilenmez. k. katmanın türevinin yüzeydeki değeri zincir kuralı ile bulunabilir (Ulugergerli, 1993)

$$\frac{\partial Y}{\partial P_j} = \frac{\partial Y_1}{\partial Y_2} \cdot \frac{\partial Y_2}{\partial Y_3} \cdots \frac{\partial Y_{k-1}}{\partial Y_k} \cdot \frac{\partial Y_k}{\partial P_j} \quad (59)$$

Bu işlemin yapılabilmesi için gerekli türev bağıntıları sırası ile k. katmanın FNI fonksiyonu Y_k nin, k+1 katmanın FNI fonksiyonu Y_{k+1} e göre türevi

$$\frac{\partial Y_k}{\partial Y_{k+1}} = \frac{\{ (1 + Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k)/R_k) \} - \tanh(u_k/R_k)}{[1 + Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k)/R_k] / [1 + Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k)/R_k]^2} \quad (60)$$

k. katmanın katman öz direncinin karekökü R_k ya göre türevi

$$\frac{\partial Y}{\partial R_k} = \frac{[\tanh(u_k/R_k) - (u_k/R_k) / \cosh^2(u_k/R_k)] [1 + Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k)/R_k] + [Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k) + Y_{k+1} u_k / (R_k \cosh^2(u_k/R_k))] [Y_{k+1} + R_k \tanh(u_k/R_k) / R_k]^2}{[1 + Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k)/R_k]^2} \quad (61)$$

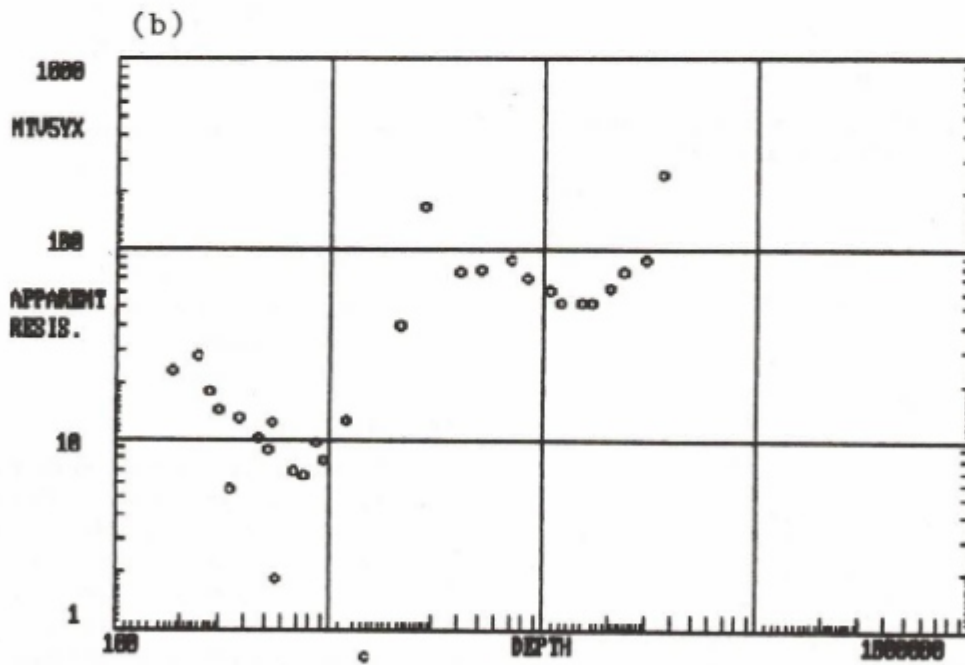
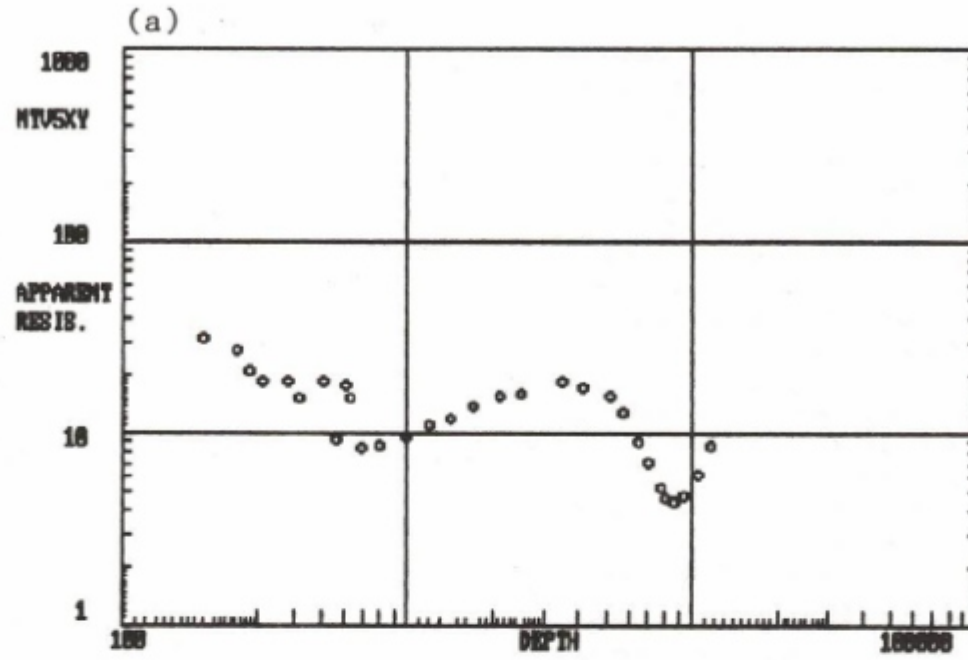
k. katmanın katman kalınlığı t_k ye göre türevi

$$\frac{\partial Y}{\partial t_k} = \frac{[1 + Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k) (u_k / \cosh^2(u_k/R_k)) - [Y_{k+1} + R_k \tanh(u_k/R_k) / R_k] [Y_{k+1} u_k / (R_k^2 \cosh^2(u_k/R_k))] / [1 + Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k)/R_k]^2}{[1 + Y_{k+1} \tanh(u_k/R_k)/R_k]^2} \quad (62)$$

bağıntıları ile verilebilir. Burada $\tanh()$ simgesi tanjant hiperbolik fonksiyonu göstermektedir.

UYGULAMALAR

MT verilerinin ters çözümü için önceki bölümlerde verilen bağıntılardan yararlanarak, FORTRAN dilinde bilgisayar programı hazırlanmıştır. Öz direnç verilerinin yorumu için Arnason ve Hersin'in (1988) doğrusal olmayan en küçük kareler ters çözüm programından yararlanılmıştır. Program Johansen'den (1977) alınan Levenberg-Marquardt ters çözüm algoritması ile işlem yapmaktadır. Programın düz çözüm ve kısmi türevleri hesaplayan alt programları yeniden yazılarak MT verisine uygun hale getirilmiştir. Çözüm ve veri hazırlama bölümleri için Başokur (1993) tarafından yazılan BASIC programı kullanılmıştır. Yineleme



Şekil 1. XY (a) ve YX (b) verilerinin Bostick dönüşümleri.

Fig. 1. Bostick transforms of XY (a) and YX (b) data.

aşamasında parametrelerden elde edilen GÖ eğrisinin (ρ_{ak}) gerçek GÖ eğrisine (ρ_{ao}) benzerliği, değerlerin farklarının karelerinin toplamının karekökünü (chi-square sum) veren

$$CHIR = (\sum (1n(\rho_{ao})^2 - 1n(\rho_{ak})^2)^{1/2} \quad (63)$$

$$CHIF = (\sum (1n(\phi_o)^2 - 1n(\phi_k)^2)^{1/2} \quad (64)$$

$$CHI = (CHIR^2 + CHIF^2)^{1/2}/N \quad (65)$$

bağıntılarından yararlanarak denetlenmiştir. Burada N veri adedini göstermektedir. Fazın çözüme eklenmesi durumunda CHIF işleme girmektedir.

Ters çözüm işlemi, Başokur (1994) GÖ, Cagniard (1953) GÖ değerleri, GÖ ve faz ölçülerinin birlikte kullanımı, FNI fonksiyonu ve iki değişik tanımdan elde edilen GÖ değerlerinin birlikte kullanımı olmak üzere çeşitli veri kümeleri üzerinde yürütülmüştür. Elde edilen sonuçlardan ρ_{ab} ve ρ_{ac} dışındakiler verilmiştir.

Uygulama için birbirine dik olarak alınan iki MT verisi seçilmiştir. Elektrik alanın X (kuzey-güney) doğrultusunda olduğu ölçüm XY, Y (doğu-batı) doğrultusundaki ölçüm ise YX olarak adlandırılmıştır. Veride Bostik (1977) dönüşümünden 6 katman ayırtlanmaktadır (Şekil 1). Yöntemlerin karşılaştırmasını yapabilmek için sonuçlar sıra ile incelenmiştir.

Cagniard Görünür Özdirenç Değerleri ve Faz ile Ters Çözüm

Katmanların özdirençlerinin büyüklükleri gözönüne alındığında her iki yöndeki açılımda uyumludur (Şekil 2 ve 3). Temeli oluşturan yapıya ait bilgi XY doğrultusunda yalnızca fazda bulunmakta YX doğrultusunda ise GÖ eğrisinde de belirgin olarak görülmektedir. Bütün birimlerin kalınlıkları yöne bağlı olarak yaklaşık iki kat artmaktadır. Bu durum ortamda yön bağımlılığın olduğuna işaret etmektedir. Ters çözüm sonuçları incelendiğinde XY verisinde iki, YX verisinde üç özdeğer sıfır veya sıfıra çok yakın çıkmıştır (Çizelge 1 ve 2). Sıfır veya sıfıra yakın çıkan özdeğerlerin sayısı, iyi çözümlenemeyen parametre sayısını vermektedir. Parametre özdizisindeki son sütunlarda yüksek değerler iyi çözümlenemeyen parametrelere karşılık gelmektedir. XY verisinde ρ_6 ve t_3 parametreleri, YX verisinde ise ρ_3 , ρ_5 ve t_3 parametrelerinin diğer parametrelerden bağımsız olarak çözümlenmeyeceği söylenebilir. YX ilişkisi dizeyinde ise üçüncü katmana ait parametreler arasındaki ilişki tam değer vermiştir. Bu durum katman parametreleri yerine, S veya T tipi eşdeğerliliklerin çözülebileceğine işaret eder. Önceki bölümlerde de değinildiği gibi, ilişki dizeyindeki artı değer üçüncü katmanda S tipi eşdeğerlilik olduğunu göstermektedir. YX verisinde ise aynı katmanda T tipi eşdeğerlilik olduğu görülmektedir. Her iki ilişki dizeyinde de kalınlıklar arası ilişki yüksek düzeydedir. Yüksek ilişki düzeyinden kaynaklanan bağımlılıklar, eşdeğerliliklerle birlikte düşünüldüğünde elde edilen sonuçların, gerçek değerlere yakın olması beklenemez.

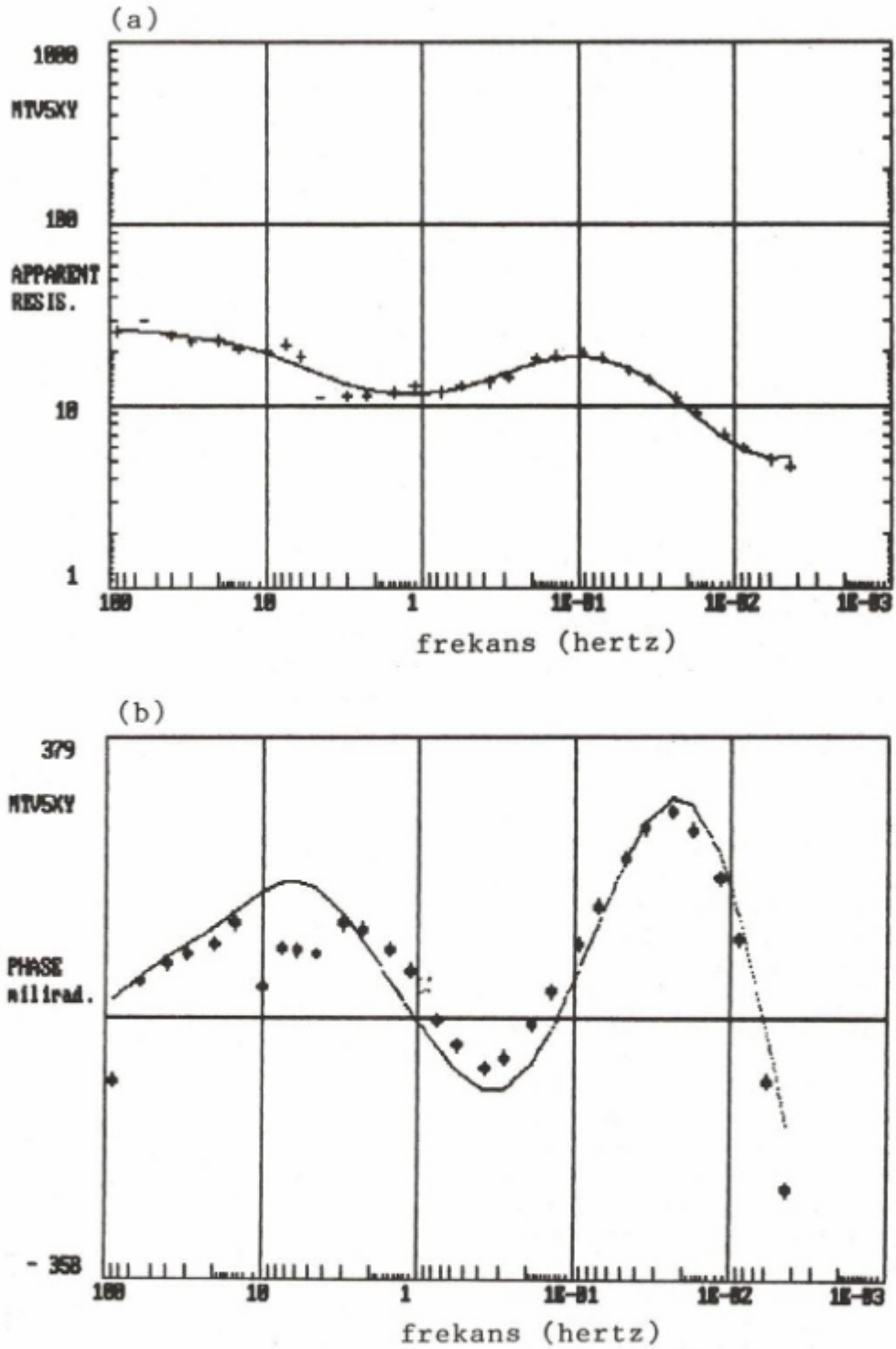
Başokur Görünür Özdirenç Değerleri ve Faz ile Ters Çözüm

Her iki yöne ait veride de son katmandan etkilenen veri sayısı Cagniard GÖ tanımına göre fazladır (Şekil 4 ve 5). Bu nedenle iki ayrı yön için gerçekleştirilen ters çözüm işleminin sonucunda, son katmanın yüzeyine ait derinlik değerleri diğer veri kümelerinin çözümünden elde edilen değerler kadar değişmemektedir. Özdirence bağlı dizilim her iki yönde de aynıdır. Üçüncü katman ince tabaka problemi olarak bu çözümde de vardır. FNI eğrisindeki gürültülerden Başokur GÖ eğrisi oldukça fazla etkilenmektedir. Küçük frekans değerlerindeki yüksek gürültü, değerlerdeki sapmanın nedeni olarak gösterilebilir. XY ve YX verilerindeki iyi çözümlenemeyen parametre sayısı Cagniard GÖ ile aynıdır (Çizelge 3 ve 4). İlişki dizeyinde üçüncü katman tam bir eşdeğerlilik göstermektedir. Diğer parametreler arası ilişki düzeyini düşük olması, bu parametrelerin gerçeğe yakın çözümünün elde edilebileceğini göstermektedir. YX verisinde parametre özyönei incelendiğinde; t_3 , t_5 ve ρ_6 için son sütunlarda yüksek değer elde edildiği görülmektedir. Üçüncü katmanda S tipi eşdeğerlilik her iki veride de kendini göstermektedir.

FNI Değerlerinden Ters Çözüm

Bu çözümlemelerde üçüncü katman dışında özdirence bağlı yapılanma benzerdir (Şekil 6 ve 7). Ayrıca diğer sonuçlar karşılaştırmak amacıyla görünür özdirenç ve faz değerleride verilmiştir (Şekil 8 ve 9). YX verisindeki ölçümlerde, eğrilerin son bölümlerinde sanal bileşenin mutlak değer olarak büyüklüğü bu bölgede gürültünün çok olduğunu göstermektedir. Gürültüsüz veride sanal değerlerin mutlak değeri gerçel bileşenin mutlak değerinden küçük olmalıdır. XY verisinde iki özdeğer sıfır kabul edilebilir (Çizelge 5). t_3 ve ρ_6 için yüksek ilişki değerlerinin bulunması bu parametrelerin doğru çözümlenmeyeceğini göstermektedir. İlişki dizeyinde üçüncü ve beşinci katmanlardaki yüksek ilişki düzeyi bu katmanlarda eşdeğerlilik bulunduğunu göstermektedir. Diğer çözümlerde olduğu gibi, üçüncü katmanda yine ince katman sorunu gözlenmektedir. YX verisinde iyi çözümlenemeyen parametre sayısı üç olarak alınabilir (Çizelge 6). Parametre özyöneindeki son iki sütundan ρ_6 nın tam olarak ve $\rho_4 - t_3$ çiftinin de birbirinden bağımsız olarak çözümlenmeyeceği söylenebilir. İlişki dizeyinde beşinci katmanda yüksek eşdeğerlilik görülmektedir. Üçüncü ve dördüncü katmanlardaki eşdeğerliliklerde çözümü etkileyecek düzeydedir. Düşük özdirençli beşinci katmanda S tipi eşdeğerlilik belirgindir.

Genel olarak sonuçlar incelendiğinde YX verisinin düşük frekanslardaki değerleri oldukça gürültüldür. Bu bölümün son katmanın özdirenç için çözümlenmesi istenildiğinde, kullanılan tanımların özelliklerine göre, bu katmanın özdirenç için algoritmanın rastgele değerler atadığı görülmektedir.



Şekil 2. XY doğrultusu için Cagniard (1953) görünür öz direnç (a) ile fazın (b), ölçülen değerleri (artı işaretleri) ve birleşik ters çözüm sonucunda bulunan model eğrisi (sürekli eğri). Hesaplanan katman parametreleri (öz direnç ve kalınlık) $\rho_1 = 24.8$ ohm-m, $\rho_2 = 10.3$ ohm-m, $\rho_3 = 1.6$ ohm-m, $\rho_4 = 23.7$ ohm-m, $\rho_5 = 2.1$ ohm-m, $\rho_6 = 4714466$ ohm-m ve $t_1 = 321.5$ m, $t_2 = 495.1$ m, $t_3 = 61.1$ m, $t_4 = 5861.6$ m, $t_5 = 5672.1$ m dir.

Fig. 2. The measured data (plus signs) and model curves (solid curves) of Cagniard's (1953) apparent resistivity (a) and phase (b) for XY direction after proceeding with joint inversion. The computed layer parameters (resistivity and thickness) are $\rho_1 = 24.8$ ohm-m, $\rho_2 = 10.3$ ohm-m, $\rho_3 = 1.6$ ohm-m, $\rho_4 = 23.7$ ohm-m, $\rho_5 = 2.1$ ohm-m, $\rho_6 = 4714466$ ohm-m and $t_1 = 321.5$ m, $t_2 = 495.1$ m, $t_3 = 61.1$ m, $t_4 = 5861.6$ m, $t_5 = 5672.1$ m.

Çizelge 1. Şekil 2 de gösterilen ters çözüm işlemi sonucunda bulunan yineleme sayısı, CHI değeri, katman parametrelerinin değerleri , parametre özyöneylemleri, parametre özdeğerleri ve ilişki düzeyi.
Table 1. Iteration number, CHI values, the solved layer parameters, parameter eigenvectors, parameter eigenvalues and correlation matrix obtained from the inversion shown in Figure 2.

YAPILAN YİNELEME SAYISI= 12

SONUÇ CHI DEĞERİ = 0.03225

SONUÇ PARAMETRELERİ =

rho:	24.77	10.26	1.63	23.70	2.11	4714466.00
t:	321.58	495.05	61.13	5861.56	5672.09	

PARAMETRE ÖZYÖNEYLEMLERİ

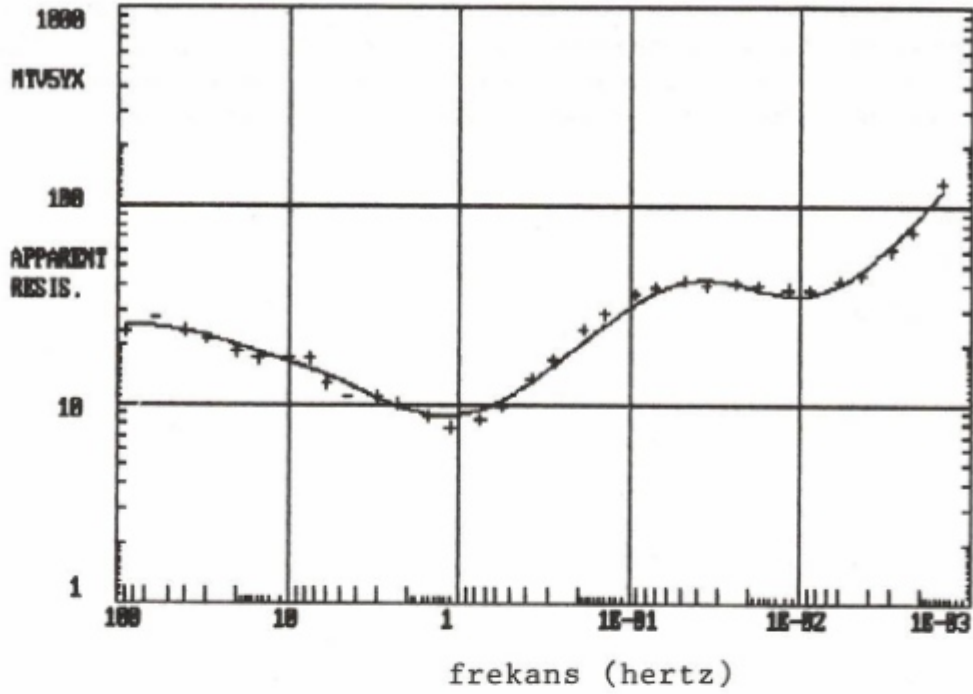
1	-.802	.525	-.092	.155	-.193	.080	-.050	.030	-.045	.000	.000
2	-.465	-.437	.150	-.403	.475	-.024	-.069	.187	-.377	-.002	.000
3	-.172	-.331	.081	-.094	-.145	.675	-.003	-.245	.384	-.401	-.015
4	-.245	-.589	-.007	.270	-.539	-.457	-.093	.067	.091	-.001	.000
5	-.003	-.100	-.884	-.214	.006	.069	.112	.350	.152	.000	.001
6	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	-.002	-.001	-.036	.999
7	-.207	.026	.005	-.104	.372	-.435	.384	-.347	.592	.003	.000
8	.011	.057	-.028	.009	.238	-.087	-.874	.071	.399	.052	.002
9	.077	-.149	-.039	.047	.080	-.302	-.047	.108	-.145	-.914	-.033
10	-.048	-.205	-.259	.768	.450	.150	.014	-.207	-.174	.005	.000
11	-.006	.007	.335	.287	.145	.120	.238	.772	.341	-.001	.002
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

PARAMETRE ÖZDEĞERLERİ:

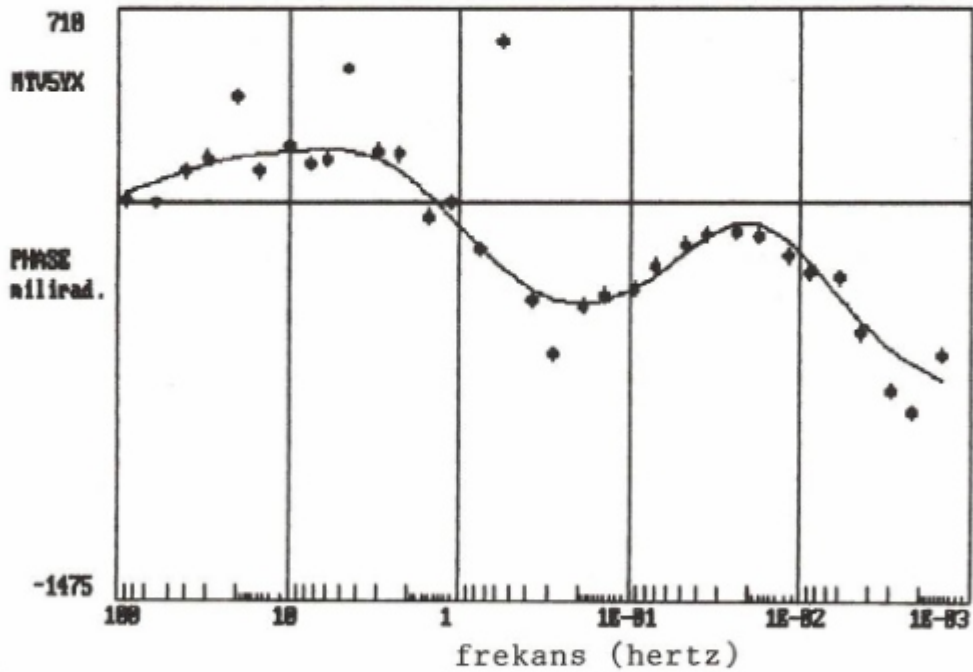
5.196	3.996	3.422	2.670	2.139	.883	.335	.238	.199	.001	.001
-------	-------	-------	-------	-------	------	------	------	------	------	------

İLİŞKİ DİZEYİ:

1	1.000										
2	.720	1.000									
3	.449	.760	1.000								
4	.219	.393	.721	1.000							
5	.056	.102	.214	.449	1.000						
6	-.020	-.033	-.025	.082	.505	1.000					
7	-.827	-.960	-.653	-.328	-.084	.030	1.000				
8	-.453	-.779	-.998	-.693	-.202	.028	.665	1.000			
9	.452	.764	1.000	.721	.214	-.025	-.657	-.998	1.000		
10	-.404	-.692	-.975	-.810	-.392	-.025	.590	.966	-.974	1.000	
11	-.062	.112	.232	.467	.987	.532	-.093	-.219	.232	-.407	1.000



(b)



Şekil 3. YX doğrultusu için Cagniard (1953) görünür öz direnç (a) ile fazın (b), ölçülen değerleri (artı işaretleri) ve birleşik ters çözüm sonucunda bulunan model eğrisi (sürekli eğri). Hesaplanan katman parametreleri (öz direnç ve kalınlık) $\rho_1 = 23.4$ ohm-m, $\rho_2 = 7.4$ ohm-m, $\rho_3 = 7.8$ ohm-m, $\rho_4 = 176.5$ ohm-m, $\rho_5 = 28.8$ ohm-m, $\rho_6 = 52639250$ ohm-m ve $t_1 = 307.9$ m, $t_2 = 968.9$ m, $t_3 = 91.0$ m, $t_4 = 13793.6$ m, $t_5 = 18055.6$ m dir.

Fig. 3. The measured data (plus signs) and model curves (solid curves) of Cagniard's (1953) apparent resistivity (a) and phase (b) for YX direction after proceeding with joint inversion. The computed layer parameters (resistivity and thickness) are $\rho_1 = 23.4$ ohm-m, $\rho_2 = 7.4$ ohm-m, $\rho_3 = 7.8$ ohm-m, $\rho_4 = 176.5$ ohm-m, $\rho_5 = 28.8$ ohm-m, $\rho_6 = 52639250$ ohm-m ve $t_1 = 307.9$ m, $t_2 = 968.9$ m, $t_3 = 91.0$ m, $t_4 = 13793.6$ m, $t_5 = 18055.6$ m.

Çizelge 2. Şekil 3 de gösterilen ters çözüm işlemi sonucunda bulunan yineleme sayısı, CHI değeri, katman parametrelerinin değerleri, parametre özyöneylemleri, parametre özdeğerleri ve ilişki düzeyi.
Table 2. Iteration number, CHI values, the solved layer parameters, parameter eigenvectors, parameter eigenvalues and correlation matrix obtained from the inversion shown in Figure 3.

YAPILAN YİNELEME SAYISI = 6

SONUÇ CHI DEĞERİ = 0.1257

SONUÇ PARAMETRELERİ =

rho:	23.37	7.35	7.76	176.47	28.82	52639250.00
t:	307.85	968.91	91.02	13793.62	18055.59	

PARAMETRE ÖZYÖNEYLEMLERİ

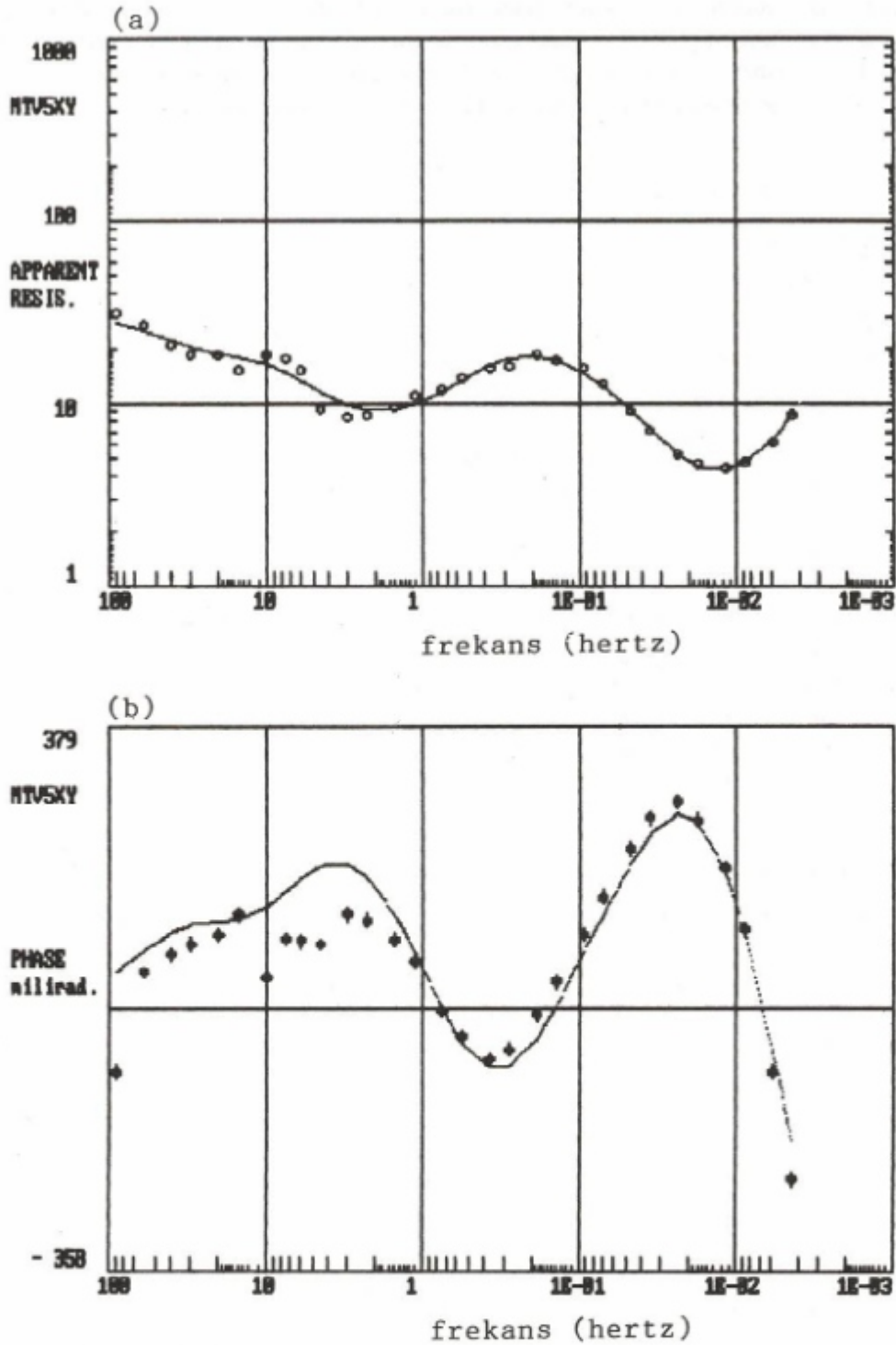
1	-.156	.067	-.945	.230	-.104	.113	-.043	.003	-.000	.000	.000
2	-.891	.199	.118	-.290	.045	.220	-.135	.013	-.001	-.000	.000
3	-.063	.010	.027	-.099	-.048	-.064	.111	-.032	.980	-.046	.064
4	-.149	-.060	.058	.389	.220	-.533	-.662	.220	.008	.000	.000
5	-.189	-.187	-.037	.010	.150	.128	.187	.347	.003	.002	.000
6	.000	.000	.000	.000	-.001	.000	-.001	-.005	.047	.999	-.001
7	-.033	.030	-.256	-.553	.351	-.648	.288	-.022	.002	.000	.000
8	.332	-.048	-.144	-.510	.306	.386	-.561	.085	.176	-.008	.100
9	.029	-.004	-.013	-.045	.027	.035	-.050	.007	.081	-.005	-.993
10	-.038	.040	.024	.346	.788	.211	.158	-.432	-.018	.000	.000
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

PARAMETRE ÖZDEĞERLERİ:

8.989	6.460	4.464	1.963	1.545	.688	.408	.123	.002	.002	.000
-------	-------	-------	-------	-------	------	------	------	------	------	------

İLİŞKİ DİZEYİ:

1	1.000										
2	.456	1.000									
3	-.060	-.242	1.000								
4	-.093	-.322	.850	1.000							
5	-.018	-.017	-.379	-.014	1.000						
6	.015	.046	-.089	-.045	.294	1.000					
7	-.689	-.831	.030	.119	.079	-.021	1.000				
8	-.029	-.163	.992	.797	-.418	-.086	-.032	1.000			
9	.025	.152	-.989	-.789	.423	.086	.041	-1.000	1.000		
10	.092	.323	-.966	-.942	.165	.057	-.100	-.933	.928	1.000	
11	-.030	-.060	-.245	.139	.986	.322	.092	-.291	.297	.021	1.000



Şekil 4. XY doğrultusu için Başokur (1994) görünür öz direnç (a) ile fazın (b), ölçülen değerleri (yuvarlak ve artı işaretleri) ve birleşik ters çözüm sonucunda bulunan model eğrisi (sürekli eğri). Hesaplanan katman parametreleri (öz direnç ve kalınlık) $\rho_1 = 29.3$ ohm-m, $\rho_2 = 12.9$ ohm-m, $\rho_3 = 0.07$ ohm-m, $\rho_4 = 31.9$ ohm-m, $\rho_5 = 3.1$ ohm-m, $\rho_6 = 39833434$ ohm-m ve $t_1 = 286.0$ m, $t_2 = 781.6$ m, $t_3 = 4.4$ m, $t_4 = 4760.8$ m, $t_5 = 8013.3$ m dir.

Fig. 4. The measured data (circles and plus signs) and model curves (solid curves) of Başokur's (1994) apparent resistivity (a) and phase (b) for XY direction after proceeding with joint inversion. The computed layer parameters (resistivity and thickness) are $\rho_1 = 29.3$ ohm-m, $\rho_2 = 12.9$ ohm-m, $\rho_3 = 0.07$ ohm-m, $\rho_4 = 31.9$ ohm-m, $\rho_5 = 3.1$ ohm-m, $\rho_6 = 39833434$ ohm-m ve $t_1 = 286.0$ m, $t_2 = 781.6$ m, $t_3 = 4.4$ m, $t_4 = 4760.8$ m, $t_5 = 8013.3$ m.

Çizelge 3. Şekil 4 de gösterilen ters çözüm işlemi sonucunda bulunan yineleme sayısı, CHI değeri, katman parametrelerinin değerleri, parametre özyöneylemleri, parametre özdeğerleri ve ilişki düzeyi.
Table 3. Iteration number, CHI values, the solved layer parameters, parameter eigenvectors, parameter eigenvalues and correlation matrix obtained from the inversion shown in Figure 4.

YAPILAN YİNELEME SAYISI= 14

SONUÇ CHI DEĞERİ = 0.03158

SONUÇ PARAMETRELERİ =

rho:	29.34	12.93	0.07	31.88	3.12	3983434.00
t:	289.01	781.63	4.37	4760.76	8013.26	

PARAMETRE ÖZYÖNEYLERİ

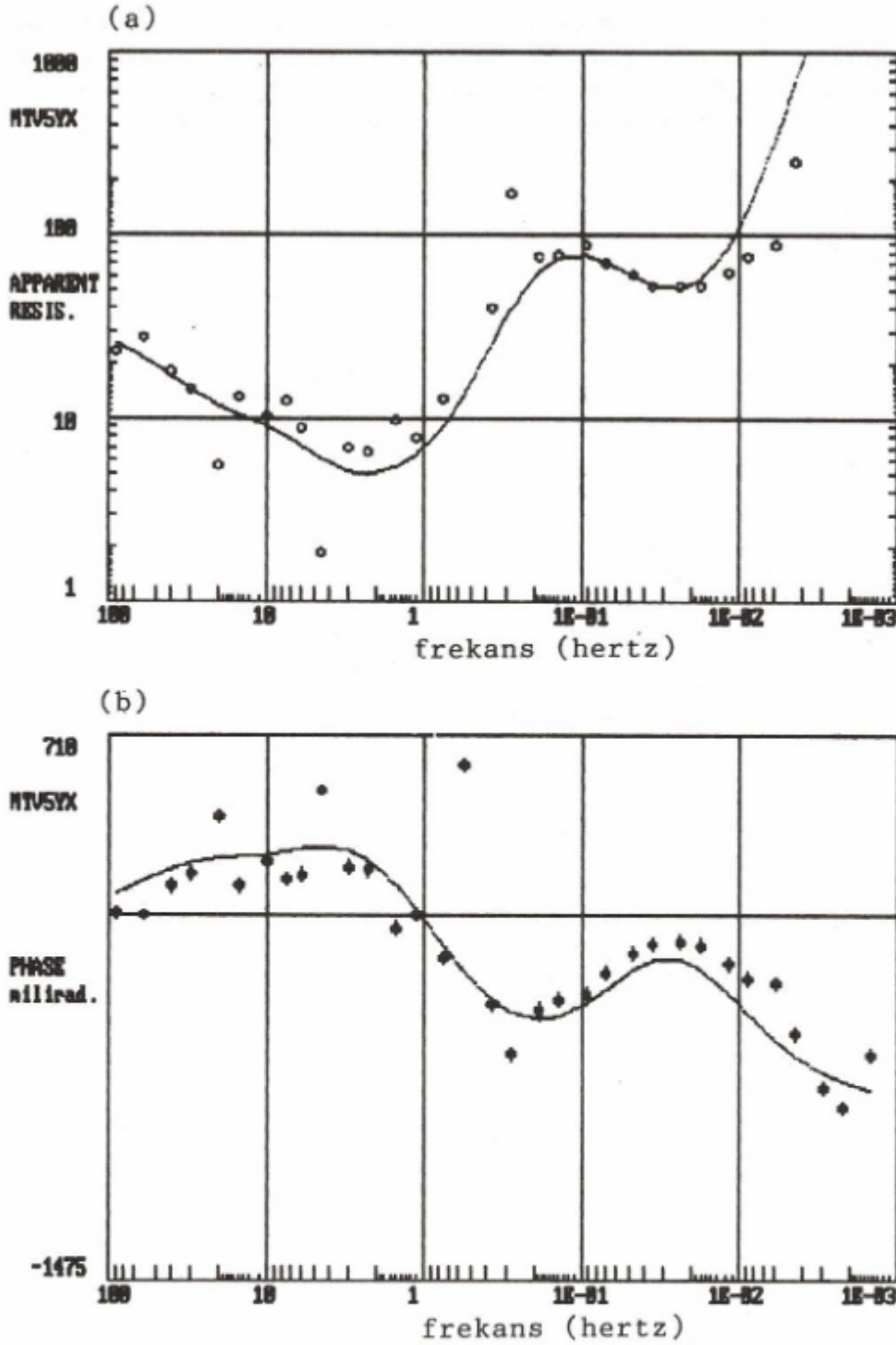
1	-.006	.045	-.187	.050	-.907	.239	-.049	.179	-.214	.000	.000
2	-.033	.814	-.375	.200	.137	-.246	.091	.119	-.230	.000	.000
3	-.019	.430	.453	-.301	-.020	.463	.204	-.250	-.031	-.434	.103
4	.026	.273	.490	-.092	-.170	-.351	-.478	.394	.373	.000	.000
5	.918	.017	.017	.099	.006	.064	.285	.204	.140	.000	.000
6	.000	.000	.000	.000	.000	.000	-.001	-.001	-.001	.231	.973
7	-.004	.157	-.278	.214	-.181	.056	-.060	-.514	.741	.000	.000
8	.004	.046	-.162	.250	.305	.684	-.501	.309	.054	.002	.000
9	.010	-.214	-.226	.151	.011	-.229	-.102	.125	.015	-.871	.207
10	.050	-.015	.452	.781	-.057	-.062	-.092	-.301	-.278	.001	.000
11	-.390	-.041	.138	.329	.004	.116	.604	.478	.336	.001	.001
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

PARAMETRE ÖZDEĞERLERİ:

8.387	5.373	3.293	3.001	2.386	1.251	.783	.454	.408	.000	.001
-------	-------	-------	-------	-------	-------	------	------	------	------	------

İLİŞKİ DİZEYİ:

1	1.000										
2	.633	1.000									
3	.137	.211	1.000								
4	-.109	-.302	.038	1.000							
5	-.113	-.208	-.715	.307	1.000						
6	-.048	-.093	-.377	.118	.589	1.000					
7	-.804	-.891	-.159	.217	.153	.068	1.000				
8	-.051	-.223	-.971	.103	.728	.380	.109	1.000			
9	.137	.211	1.000	.039	-.715	-.377	-.159	-.971	1.000		
10	-.058	-.036	-.857	-.426	.314	.187	.029	.779	-.887	1.000	
11	-.096	-.188	-.546	.382	.954	-.728	.138	0.572	-.546	.125	1.000



Şekil 5. YX doğrultusu için Başokur (1994) görünür öz direnç (a) ile fazın (b), ölçülen değerleri (yuvarlak ve artı işaretleri) ve birleşik ters çözüm sonucunda bulunan model eğrisi (sürekli eğri). Hesaplanan katman parametreleri (öz direnç ve kalınlık) $\rho_1 = 28.4$ ohm-m, $\rho_2 = 6.2$ ohm-m, $\rho_3 = 0.9$ ohm-m, $\rho_4 = 450.7$ ohm-m, $\rho_5 = 0.7$ ohm-m, $\rho_6 = 20960860$ ohm-m ve $t_1 = 290.9$ m, $t_2 = 592.8$ m, $t_3 = 88.0$ m, $t_4 = 17531$ m, $t_5 = 308.4$ m dir.

Fig. 5. The measured data (circles and plus signs) and model curves (solid curves) of Başokur's (1994) apparent resistivity (a) and phase (b) for YX direction after proceeding with joint inversion. The computed layer parameters (resistivity and thickness) are $\rho_1 = 28.4$ ohm-m, $\rho_2 = 6.2$ ohm-m, $\rho_3 = 0.9$ ohm-m, $\rho_4 = 450.7$ ohm-m, $\rho_5 = 0.7$ ohm-m, $\rho_6 = 20960860$ ohm-m and $t_1 = 290.9$ m, $t_2 = 592.8$ m, $t_3 = 88.0$ m, $t_4 = 17531$ m, $t_5 = 308.4$ m.

Çizelge 4. Şekil 5 de gösterilen ters çözüm işlemi sonucunda bulunan yineleme sayısı, CHI değeri, katman parametrelerinin değerleri, parametre özyöneylemleri, parametre özdeğerleri ve ilişki düzeyi.
Table 4. Iteration number, CHI values, the solved layer parameters, parameter eigenvectors, parameter eigenvalues and correlation matrix obtained from the inversion shown in Figure 5.

YAPILAN YİNELEME SAYISI = 8

SONUÇ CHI DEĞERİ = 5.5551

SONUÇ PARAMETRELERİ =

rho:	28.43	6.15	0.93	450.71	0.67	20960860.00
t:	290.92	592.76	87.96	17531.08	308.44	

PARAMETRE ÖZYÖNEYLERİ

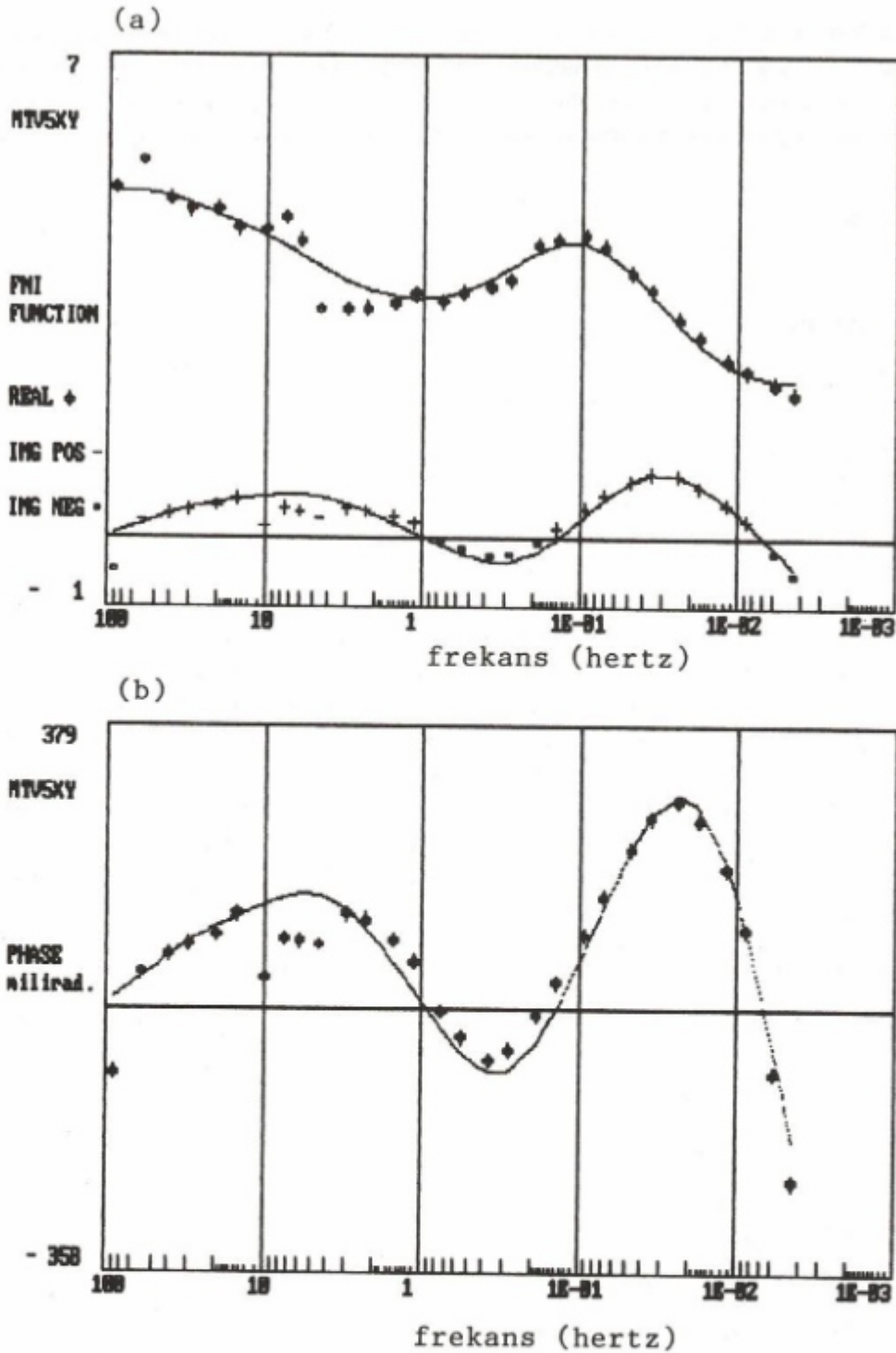
1	.000	.006	-.123	.032	-.759	.574	-.278	.003	.000	.001	.000
2	-.009	-.642	.615	-.050	.188	.223	-.347	.031	.000	.001	.000
3	-.014	-.620	-.330	.140	-.087	.075	.544	.004	-.036	.420	.003
4	-.042	-.089	-.077	-.063	-.024	-.099	-.124	-.977	.017	.012	.001
5	-.877	.004	-.024	-.168	.003	.013	.010	.047	-.038	-.007	.445
6	-.003	.000	.000	.003	.000	-.001	-.001	-.016	-.992	-.083	-.090
7	.008	.032	.570	-.146	-.564	-.426	.391	-.031	.000	-.001	.000
8	.017	.297	.307	-.089	.243	.650	.539	-.187	.006	-.052	.000
9	.008	.307	.172	-.073	.055	.003	-.220	-.002	-.076	.902	.007
10	.189	-.109	-.204	-.951	.012	.027	.001	.076	-.005	-.003	-.005
11	.439	-.003	.011	.079	-.001	-.006	-.005	-.024	-.080	-.014	.891
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

PARAMETRE ÖZDEĞERLERİ:

19.747	9.409	4.503	3.389	2.059	1.111	.688	.198	.047	.002	.000
--------	-------	-------	-------	-------	-------	------	------	------	------	------

İLİŞKİ DİZEYİ:

1	1.000										
2	.660	1.000									
3	.369	.717	1.000								
4	.279	.458	.780	1.000							
5	.003	-.003	.042	.283	1.000						
6	-.064	-.117	-.208	-.410	-.983	1.000					
7	-.651	-.915	-.594	-.371	.004	.096	1.000				
8	-.373	-.735	-.999	-.761	-.036	.202	.608	1.000			
9	.370	.720	1.000	.780	.043	-.209	-.597	-.999	1.000		
10	-.044	-.076	-.158	-.383	-.993	.996	.061	.151	-.158	1.000	
11	.003	-.003	.043	.283	1.000	-.983	.004	-.037	.043	-.983	1.000



Şekil 6. XY doğrultusu için FNI bileşenlerinin ölçülen değerleri (artı ve eksi sanal bileşen, artı gerçel bileşen) ve birleşik ters çözüm sonucunda bulunan model eğrisi (sürekli eğri). Hesaplanan katman parametreleri (özdirenç ve kalınlık) $\rho_1 = 24.0$ ohm-m, $\rho_2 = 10.3$ ohm-m, $\rho_3 = 0.6$ ohm-m, $\rho_4 = 24.3$ ohm-m, $\rho_5 = 2.4$ ohm-m, $\rho_6 = 62719900$ ohm-m ve $t_1 = 340.6$ m, $t_2 = 707.3$ m, $t_3 = 15.4$ m, $t_4 = 5373.7$ m, $t_5 = 6117.3$ m dir.

Fig. 6. The measured data (plus and minus signs for imaginary part, plus signs for real part) and model curves (solid curves) for XY direction after proceeding with joint inversion of the real and imaginary parts of the FNI function. The computed layer parameters (resistivity and thickness) are $\rho_1 = 24.0$ ohm-m, $\rho_2 = 10.3$ ohm-m, $\rho_3 = 0.6$ ohm-m, $\rho_4 = 24.3$ ohm-m, $\rho_5 = 2.4$ ohm-m, $\rho_6 = 62719900$ ohm-m and $t_1 = 340.6$ m, $t_2 = 707.3$ m, $t_3 = 15.4$ m, $t_4 = 5373.7$ m, $t_5 = 6117.3$ m.

Çizelge 5. Şekil 6 de gösterilen ters çözüm işlemi sonucunda bulunan yineleme sayısı, CHI değeri, katman parametrelerinin değerleri, parametre özyöneylemleri, parametre özdeğerleri ve ilişki düzeyi.
Table 5. Iteration number, CHI values, the solved layer parameters, parameter eigenvectors, parameter eigenvalues and correlation matrix obtained from the inversion shown in Figure 6.

YAPILAN YİNELEME SAYISI = 14

SONUÇ CHI DEĞERİ = 0.1884

SONUÇ PARAMETRELERİ =

rho:	23.99	10.31	.59	24.28	2.39	62719900.00
t:	340.65	707.25	15.36	5373.73	6117.33	

PARAMETRE ÖZYÖNEYLERİ

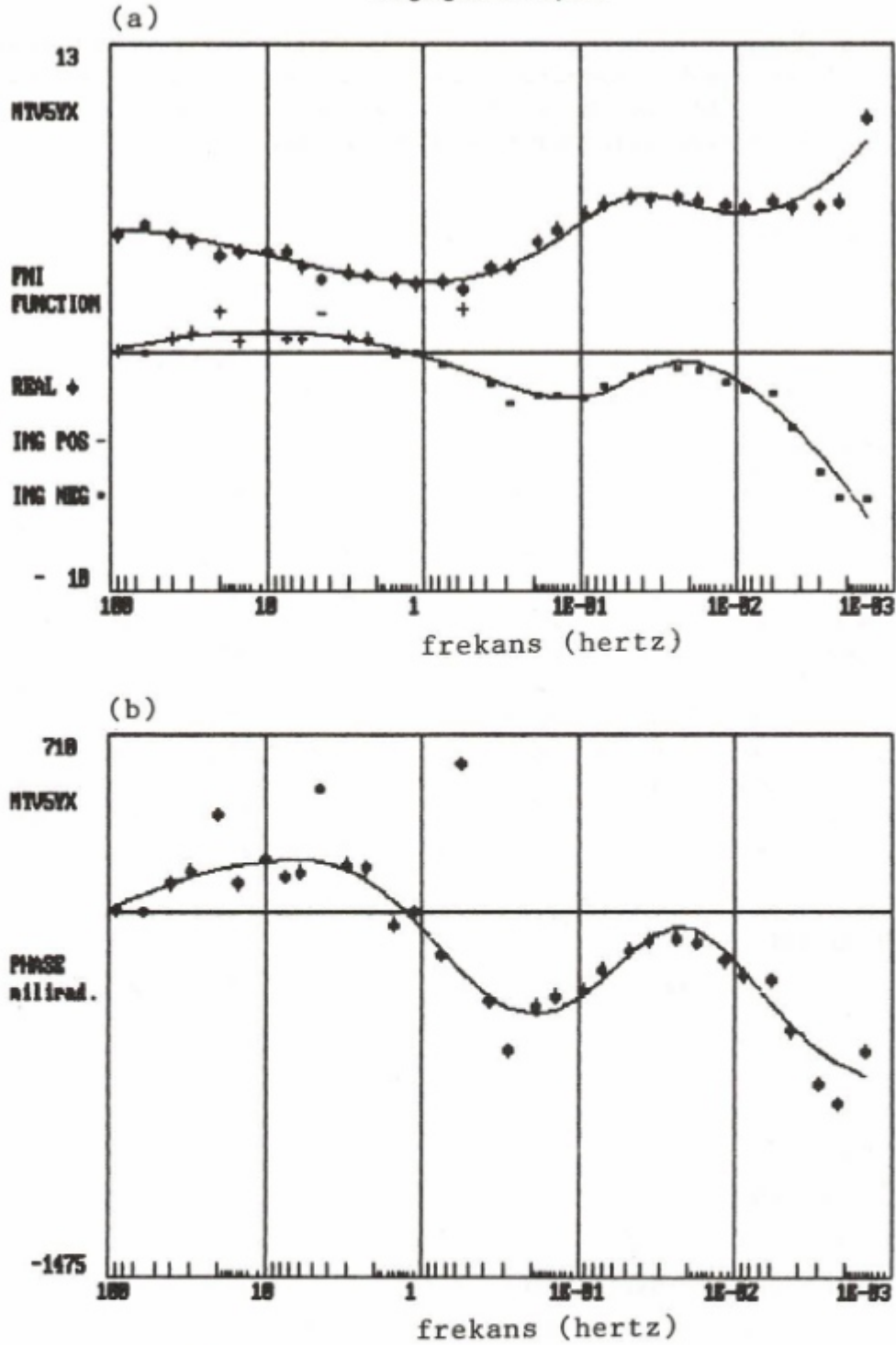
1	-.970	.219	-.009	.052	-.044	.072	-.029	.007	-.010	.000	.000
2	-.195	-.847	.115	-.308	.202	.219	-.166	.070	-.127	.000	.000
3	-.027	-.192	-.002	.118	-.177	.341	.541	-.370	.428	.135	.411
4	-.058	-.399	-.011	.692	-.379	-.378	-.200	.123	.130	.000	.000
5	.019	.097	.898	.114	.069	.078	.151	.357	.102	-.000	.000
6	.000	.000	.000	.000	.000	.000	-.000	-.000	-.000	-.950	.311
7	-.126	-.116	.048	-.219	.344	-.781	.377	-.119	.186	.000	.000
8	.016	.086	.009	-.072	.262	.049	-.555	-.072	.777	-.003	-.008
9	.013	.093	.001	-.058	.089	-.163	-.265	.176	-.198	.281	.857
10	.010	.005	-.036	.579	.737	.157	.028	-.226	-.206	-.000	-.001
11	-.004	-.028	-.421	.062	.196	.132	.308	.783	.232	-.000	.000
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

PARAMETRE ÖZDEĞERLERİ:

12.701	9.538	6.141	5.423	4.468	1.804	.923	.572	.398	.000	.001
--------	-------	-------	-------	-------	-------	------	------	------	------	------

İLİŞKİ DİZEYİ:

1	1.000										
2	.453	1.000									
3	.172	.375	1.000								
4	-.041	-.174	.306	1.000							
5	-.060	-.161	-.207	.384	1.000						
6	-.067	-.157	-.386	.004	.471	1.000					
7	-.584	-.879	-.217	.158	.111	.097	1.000				
8	-.190	-.448	-.991	-.216	.235	.389	.271	1.000			
9	.173	.376	1.000	.306	-.207	-.386	-.218	-.991	1.000		
10	-.131	-.259	-.964	-.495	.004	.323	.126	.931	-.964	1.000	
11	-.049	-.138	-.130	.419	.962	.567	.098	.159	-.130	-.071	1.000



Şekil 7. YX doğrultusu için FNI bileşenlerinin ölçülen değerleri (artı ve eksi sanal bileşen, artı gerçel bileşen) ve birleşik ters çözüm sonucunda bulunan model eğrisi (sürekli eğri). Hesaplanan katman parametreleri (özdirenç ve kalınlık) $\rho_1 = 23.2$ ohm-m, $\rho_2 = 6.6$ ohm-m, $\rho_3 = 99.9$ ohm-m, $\rho_4 = 1810.0$ ohm-m, $\rho_5 = 2.8$ ohm-m, $\rho_6 = 145585500$ ohm-m ve $t_1 = 325.2$ m, $t_2 = 935.0$ m, $t_3 = 461.1$ m, $t_4 = 13339.0$ m, $t_5 = 1790.0$ m dir.

Fig. 7. The measured data (plus and minus signs for imaginary part, plus signs for real part) and model curves (solid curves) for YX direction after proceeding with joint inversion of the real and imaginary parts of the FNI function. The computed layer parameters (resistivity and thickness) are $\rho_1 = 23.2$ ohm-m, $\rho_2 = 6.6$ ohm-m, $\rho_3 = 99.9$ ohm-m, $\rho_4 = 1810.0$ ohm-m, $\rho_5 = 2.8$ ohm-m, $\rho_6 = 145585500$ ohm-m ve $t_1 = 325.2$ m, $t_2 = 935.0$ m, $t_3 = 461.1$ m, $t_4 = 13339.0$ m, $t_5 = 1790.0$ m.

Çizelge 6. Şekil 7 de gösterilen ters çözüm işlemi sonucunda bulunan yineleme sayısı, CHI değeri, katman parametrelerinin değerleri, parametre özyöneyleri, parametre özdeğerleri ve ilişki düzeyi.

Table 6. Iteration number, CHI values, the solved layer parameters, parameter eigenvectors, parameter eigenvalues and correlation matrix obtained from the inversion shown in Figure 7.

YAPILAN YİNELEME SAYISI = 15

SONUÇ CHI DEĞERİ = 0.5016

SONUÇ PARAMETRELERİ =

rho:	23.24	6.59	99.91	1809.95	2.81	145585500.00
t:	325.23	934.97	6414.06	13339.00	1790.00	

PARAMETRE ÖZYÖNEYLERİ

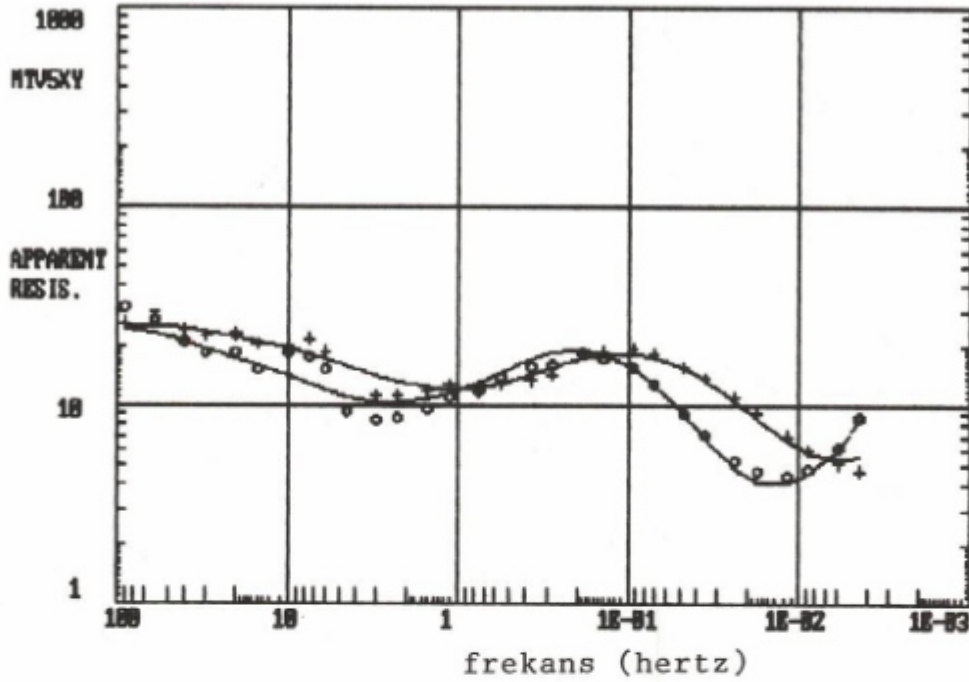
1	-.022	.098	-.986	.018	-.111	.071	-.017	.001	.000	.000	.000
2	-.216	.863	.086	-.125	.253	.326	-.121	.007	.000	.001	.000
3	-.065	.190	.021	.094	-.249	-.545	-.568	.509	.041	.090	.010
4	-.019	.014	.002	.032	-.019	-.062	-.123	-.394	.641	.639	.069
5	-.866	-.220	-.003	.045	.021	.017	.015	.038	.316	-.304	-.069
6	.000	.000	.000	-.001	.000	.000	-.001	-.005	-.058	.162	-.985
7	.008	-.001	-.135	-.073	.804	-.554	.152	-.009	.000	-.001	.000
8	.104	-.366	-.043	.005	.438	.465	-.654	.131	.007	.017	.002
9	.029	-.039	-.003	.186	.115	.254	.442	.729	.221	.330	.037
10	-.002	.106	.018	.965	.096	.002	-.027	-.181	-.106	-.057	-.003
11	.432	.115	.003	.036	-.003	-.003	.003	.058	.651	-.594	-.137
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

PARAMETRE ÖZDEĞERLERİ:

33.143	23.317	11.462	6.847	4.783	1.967	.795	.086	.004	.011	.010
--------	--------	--------	-------	-------	-------	------	------	------	------	------

İLİŞKİ DİZEYİ:

1	1.000										
2	.342	1.000									
3	.105	.425	1.000								
4	.061	.265	.852	1.000							
5	.030	.137	.492	.776	1.000						
6	-.003	-.020	-.096	-.126	-.091	1.000					
7	-.470	-.781	-.324	-.205	-.104	.021	1.000				
8	.189	.632	.953	.730	.399	-.082	-.494	1.000			
9	.077	.326	.943	.976	.670	-.118	-.251	.839	1.000		
10	-.064	-.275	-.838	-.983	-.863	.121	.212	-.729	.953	1.000	
11	.031	.141	.504	.787	1.000	-.092	-.107	.410	.682	-.871	1.000



Şekil 8. XY doğrultusu için görünür öz dirençler (artı Cagniard (1953), yuvarlaklar Başokur (1994) tanımları) (a) ile faz (b) ölçülen değerleri ve FNI bileşenlerinin birleşik ters çözüm sonucunda bulunan model eğrisi (sürekli eğri). Hesaplanan katman parametreleri (öz direnç ve kalınlık) $\rho_1 = 24.0$ ohm-m, $\rho_2 = 10.3$ ohm-m, $\rho_3 = 0.6$ ohm-m, $\rho_4 = 24.3$ ohm-m, $\rho_5 = 2.4$ ohm-m, $\rho_6 = 62719900$ ohm-m ve $t_1 = 340.7$ m, $t_2 = 707.3$ m, $t_3 = 15.4$ m, $t_4 = 5373.8$ m, $t_5 = 6117.3$ m dir.

Fig. 8. The measured data (plus sings for Cagniard's (1953) and circles for Başokur's (1994) apparent resistivity) (a), and model curves (solid curves) and phase (b) for XY direction after proceeding with joint inversion of the real and imaginary parts of the FNI function. The computed layer parameters (resistivity and thickness) are $\rho_1 = 24.0$ ohm-m, $\rho_2 = 10.3$ ohm-m, $\rho_3 = 0.6$ ohm-m, $\rho_4 = 24.3$ ohm-m, $\rho_5 = 2.4$ ohm-m, $\rho_6 = 62719900$ ohm-m and $t_1 = 340.7$ m, $t_2 = 707.3$ m, $t_3 = 15.4$ m, $t_4 = 5373.8$ m, $t_5 = 6117.3$ m.

Eğrilerdeki çıkışma ve parametreler arasındaki bağımlılıklar incelendiğinde, FNI bileşenleri üzerinden yapılan ters çözüm işleminin daha başarılı olduğu söylenebilir. Matematiksel olarak incelendiğinde de ters çözümde FNI fonksiyonundan üretilen herhangi bir tanım yerine, FNI fonksiyonunun doğrudan kullanılması çözümün başarısını arttıracaktır.

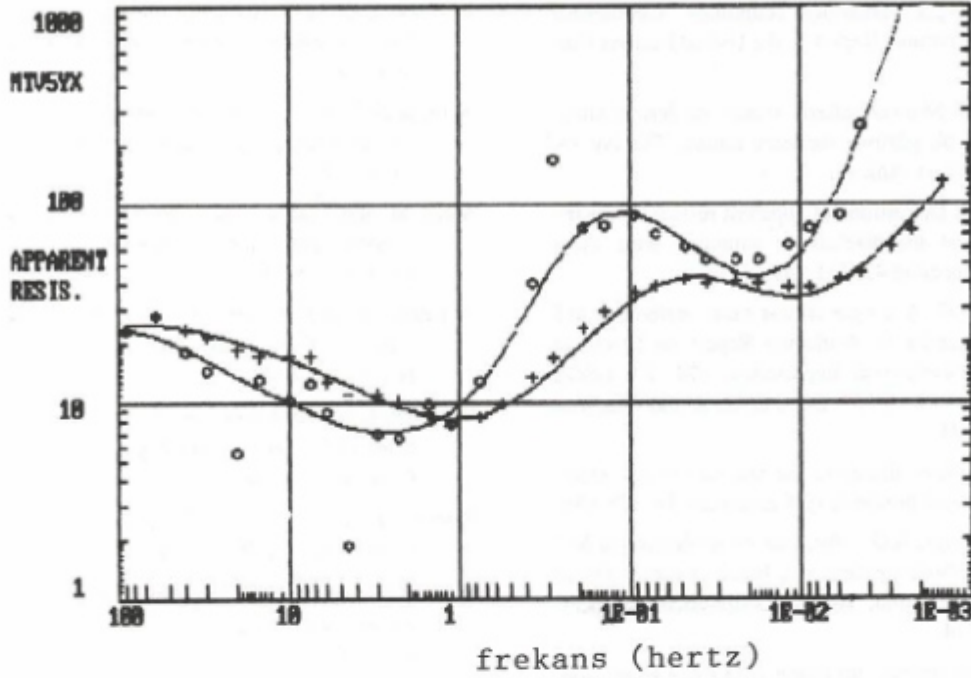
Çeşitli GÖ tanımları kullanılarak gerçekleştirilen ters çözüm işlemlerinde, değişik modeller elde edilebilir ve bu modellerden hesaplanan kuramsal FNI değerleri, ölçülen FNI değerlerine çıkışmayabilir. GÖ tanımları FNI fonksiyonundan elde edildiklerinden, FNI değerlerinin ters çözümü ile bulunan katman parametrelerinden hesaplanan kuramsal GÖ değerleri, bütün GÖ tanımları için ölçülen GÖ değerleri ile çıkışırlar.

SONUÇLAR

Yapılan denemeler ve sunulan örnekler ters çözüm işleminde kullanılacak amaç bağıntısından türetilmiş GÖ bağıntıları yerine, ölçülen MT verisi olan FNI fonksiyonunun kullanılmasının daha yararlı olacağını göstermiştir. Bu durumda elde edilecek çözümlerdeki sonuçlar ve ilişkilerin düzeyleri ortamı daha iyi tanımlayacaktır.

Cagniard (1953) GÖ tanımı gürültüden fazla etkilenmektedir. Yüksek gürültü seviyelerinde eğrideki sapmalar ters çözüm işlemini ince katman bulmaya yönlendirmektedir. Görünür öz direncin ortamın tepkisini yansıtırken düz eğriler vermesi katmanlar hakkında bilgi veren veri sayısının azalmasına neden olmaktadır.

Başokur (1994) GÖ tanımlaması, Cagniard (1953)



Şekil 9. YX doğrultusu için görünür öz dirençler (artı Cagniard (1953), yuvarlaklar Başokur (1994) tanımları) (a) ile faz (b) ölçülen değerleri ve FNI bileşenlerinin birleşik ters çözüm sonucunda bulunan model eğrisi (sürekli eğri). Hesaplanan katman parametreleri (öz direnç ve kalınlık) $\rho_1 = 23.2$ ohm-m, $\rho_2 = 6.6$ ohm-m, $\rho_3 = 99.9$ ohm-m, $\rho_4 = 1810.0$ ohm-m, $\rho_5 = 284$ ohm-m, $\rho_6 = 145585500$ ohm-m ve $t_1 = 325.2$ m, $t_2 = 935.1$ m, $t_3 = 4614.1$ m, $t_4 = 13339.0$ m, $t_5 = 1790.0$ m dir.

Fig. 9. The measured data (plus signs for Cagniard's (1953) and circles for Başokur's (1994) apparent resistivity) (a), and model curves (solid curves) and phase (b) for YX direction after proceeding with joint inversion of the real and imaginary parts of the FNI function. The computed layer parameters (resistivity and thickness) are $\rho_1 = 23.2$ ohm-m, $\rho_2 = 6.6$ ohm-m, $\rho_3 = 99.9$ ohm-m, $\rho_4 = 1810.0$ ohm-m, $\rho_5 = 284$ ohm-m, $\rho_6 = 145585500$ ohm-m ve $t_1 = 325.2$ m, $t_2 = 935.1$ m, $t_3 = 4614.1$ m, $t_4 = 13339.0$ m, $t_5 = 1790.0$ m.

görünür öz direncine göre daha iyidir, fakat gürültüden etkilenmesi daha fazladır. Eğrideki sapmalar ince tabaka yaratılmasına neden olmaktadır. Çakıştırma işleminde büküm bölgelerinin yakalanmasına rağmen gürültüler tam çakışmayı engellemektedir.

FNI fonksiyonu veride bulunan hatalar hakkında ön bilgi vermektedir. Çözüm işleminde gürültülere karşı önlem alınmadığı için ince tabaka elde edilmiştir. Ayrıca diğer çözümlerde belirlenemeyen bağımlılıklar ortaya konabilmektedir. Bu nedenle çözümleme işleminin FNI fonksiyonu üzerinden yapılması daha uygun olacaktır.

Gürültülü verilerle çalışılması durumunda ters çözüm işlemi ağırlık vererek yapılmalıdır. Türetilmiş bağıntılar üzerinden ağırlık vererek yapılacak işlemler, asıl

fonksiyona ağırlık vererek yapılacak işlemler kadar başarılı olamayacaktır. Buna neden olarak bazı tanımların eğrilerdeki hızlı değişimleri tam olarak yansıtamamaları veya aşırı yansıtılmaları söylenebilir.

Ters çözüm işleminde FNI fonksiyonunun bileşenlerini ayrı ayrı düşünüp, birleşik ters çözüm kuramı ile birleştirmek yerine FNI fonksiyonunu karmaşık fonksiyon olarak alıp karmaşık ters çözüm yapılması önerilebilir.

KATKI BELİRTME

Bu çalışma TÜBİTAK tarafından desteklenen YBAG-102 nolu araştırma projesinin bir bölümünü oluşturmaktadır.

KAYNAKLAR

- Arnason, K. and Hersir, G. 1980, One dimensional inversion of Schlumberger resistivity soundings, Geothermal Training Programme, Report 8. the United Nations University.
- Başokur, A.T. 1993, Manyetotellürik sondaj verilerinin sunumu için yeni bir görünür öz direnç tanımı, Türkiye 13. Jeofizik Kurultayı, Ankara.
- Başokur, A.T. 1994, Definitions of apparent resistivity for the presentation of magnetotelluric sounding data, Geophysical Prospecting 42, 141-149.
- Bostick, F.X. Jr. 1977, A simple almost exact method of MT analysis, Appendix to Workshop Report on Electrical Methods in Geothermal Exploration, 174-183, USGS Contract 14-08-001-8-359. Dept. of Geol. and Geophys. Univ. of UTAH
- Cagniard, L. 1953, Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting, Geophysics 18, 605-635.
- İlkışık, O.M., and Jones, A.G. 1984, Statical evaluation of MT and AMT methods applied to a basalt-covered area in south-eastern Anatolia, Turkey. Geophysical Prospecting 32, 706-724.
- Inman, J.R. 1975, Resistivity inversion with ridge regression, Geophysical Prospecting 40, 789-817.
- Johansen, H.K. 1977, A man/computer interpretation system for resistivity sounding over a horizontally stratified earth. Geophysical Prospecting 25, 667-691.
- Jupp, D.L. and Vozof, K. 1975, Stable iterative methods for the inversion of Geophysical data, Geophys. J.R. Astr. Soc. 42, 957-976.
- Lanczos, C. 1961, Linear differential operators. Van Nostrand-Reinhold, Princeton, New Jersey.
- Levenberg, G. 1944, A method for the solution of certain non linear problems in least squares, Quart. Apply. Math. 2, 164-168.
- Marquardt, D.W. 1963, An algorithm for least squares estimation of nonlinear parameters. J. Soc. Indust. Apply. Math. 11, 431-441.
- Meju, M. and Hutton, V.R.S. 1992, Iterative most squares inversion: application to magnetotelluric data, Geophys. J. Int. 108, 758-766.
- Nabatani, S. and Rankin, D. 1969, An inverse methods of magnetotelluric analysis for a multi layered earth, Geophysics 34, 75-86.
- Pedersen, L.B. and Rasmussen, T.M. 1989, Inversion of magnetotelluric data: a non-linear least squares approach, Geophysical Prospecting 37, 669-695.
- Penrose, R. 1954, A generalized inverse for matrices. Proc. Cambridge Phil. Soc. 51, 406-413.
- Spies, B.R. and Eggers, D.E. 1986, The use and misuse of apparent resistivity in electromagnetic methods. Geophysics 51, 1462-1471.
- Ulugergerli, E.U. 1993, Manyetotellürik verilerin tekil değer ayrışımı yöntemi ile sönümlü en küçük kareler ters çözümü. A.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi (yayınlanmamış), Ankara.
- Wu, F.T. 1968, The inverse problem of magnetotelluric sounding, Geophysics 33, 972-979.

SP YÖNTEMİNDE HARTLEY DÖNÜŞÜMÜ KULLANILARAK GÜÇ SPEKTRUMU UYGULAMASI

Power Spectra Application in Self-Potential Method using Hartley Transform

Zafer AKÇIĞ* ve Rahmi PINAR*

ÖZET

Yapı parametrelerinin saptanmasına yönelik güç spektrumu uygulamaları, potansiyel alanlarda (gravite ve manyetik) yaygın olarak kullanılmaktadır. Ayrıca, potansiyel alan değerlendirme yöntemleri olan, ters çözüm ve modellemede de sağlıklı ilk kestirim parametresi olarak kullanılması büyük katkılar sağlamaktadır.

Bu çalışmada SP de güç spektrumu, Hartley dönüşümleri kullanılarak yapılmıştır. Uygulamada küre ve çubuk şekilli yapıların oluşturacağı anomalilerin (potansiyel ve türev), kuramsal bağıntılarından yararlanılarak güç spektrumları elde edilmiştir. Elde edilen spektrum bağıntılarından yararlanılarak anomaliye neden olan yapı parametrelerinin spektrum üzerindeki denetimleri araştırılmıştır.

Elde edilen sonuçlar incelendiğinde Hartley ve Fourier dönüşümleri kullanılarak bulunan spektrumların birbirleri ile uyumlu olduğu gözlenmiştir. Ayrıca, spektrum eğrisinin eğiminden anomaliye neden olan yapı parametrelerinin bulunabileceği ve polarizasyon açısının spektrum üzerinde herhangi bir denetimi olmadığı saptanmıştır.

ABSTRACT

Power spectra methods have been traditionally used to determine structure parameters from the potential field data (gravity and magnetics). Also they provide an initial guess to be used as starting parameters of the other interpretation methods such as inverse solution and modelling for the potential fields.

The power spectrum of Self-Potential data has been computed by using the Hartley transformation (HT). The power spectrum has been also derived analytically for the anomalies (potentials and derivatives) of some structures such as sphere and thin rod. The effect of structural parameters which controls anomalies has been investigated by the use of equations derived in the Hartley domain.

The spectra obtained using HT and Fourier transforms (FT) are found to be comparable. The depths of the causative bodies can be obtained from the slopes of the spectrum curves (potential and derivative anomaly). However the variation of polarization angle has no influence on spectrum.

GİRİŞ

Potansiyel alan verilerinin (gravite ve manyetik), dalgasayısı ortamındaki özelliklerinden yapı parametrelerinin bulunması birçok araştırmada ele alınmıştır (Bhattacharyya 1965 ve 1966, Spector ve Bhattacharyya 1966, Spector ve Grant 1970, Akçığ ve Pınar 1990, Akçığ ve diğ. 1990). Bu çalışmalarda dalgasayısı ortamına geçiş Fourier dönüşümü (FD) kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

Hartley dönüşümü (HD) ile dalgasayısı ortamına geçiş Hartley (1942) tarafından önerilmiştir. Daha sonra ayrık Hartley dönüşümü Bracewell (1983) tarafından geliştirilmiş ve bunu Bracewell (1984), Sorenson (1985), ve Duhamel'in (1987) çalışmaları izlemiştir.

Bu çalışmada SP verilerinin HD kullanılarak dalgasayısı ortamındaki davranışlarının incelenmesi ve FD'leri ile karşılaştırılması amaçlanmıştır. Bunun için küre ve

* DEÜ Müh. Fak., Jeofizik Müh. Böl., Bornova-İzmir.

çubuk şekilli modellerin gerilim ve türevlerinin kuramsal bağıntılarından yararlanarak HD yardımıyla dalgasayısı ortamı çözümlemeleri yapılmıştır. Oluşturulan spektrum bağıntılarından yararlanarak ta parametrelerin spektrum üzerindeki etkileri araştırılmıştır.

Sonuçta doğal gerilim verisinden elde edilen güç spektrumu eğrisinin eğiminden yararlanarak, yeraltındaki kaynağın derinliğinin bulunabileceği saptanmıştır.

KURAMSAL GELİŞME

Hartley dönüşümü

Potansiyel alan verilerinin dalgasayısı ortamına aktarılması geleneksel FD yöntemlerinin yanısıra HD kullanılarak ta yapılabilmektedir.

HD, uzay ortamı ile dalgasayısı ortamı arasında karşılıklı geçişi sağlayan bir dönüşüm işlevidir. FD'ne benzer bir dönüşüm işlevi olup, Fourier dönüşümünün bir çok özelliğini içermektedir. Son yıllarda yapılan çalışmalar ile, HD için hızlı bir algoritma geliştirilmiş ve FD'ne oranla daha hızlı işlem yapabilme özelliğinde olduğu görülmüştür. Bunun nedeni ise, Hartley'in gerçel sayılarla yürütülen bir işlev olmasıdır. Özellikle veri sayısı büyük olan uygulamalarda, hızlı HD oldukça önemli üstünlükler göstermektedir.

HD işlevi aşağıda verilen bağıntılar ile tanımlanmaktadır (Hartley 1942).

$$H(w) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \text{cas}(wx) dx \quad (1)$$

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} H(w) \text{cas}(wx) dw \quad (2)$$

Görüldüğü gibi her iki bölgeden birbirine geçiş aynı bağıntı ile gerçekleştirilebilmektedir. Burada

$$\text{cas}(wx) = \cos(wx) + \sin(wx) \quad (3)$$

olarak tanımlanır ve w açısal frekanstır.

$H(w)$ nın tek ve çift bileşenleri de

$$S(w) = \frac{H(w) + H(-w)}{2} = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cos(wx) dx \quad (4)$$

$$A(w) = \frac{H(w) - H(-w)}{2} = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \sin(wx) dx \quad (5)$$

şeklinde verilir. (4) no lu bağıntı $H(w)$ nın çift bileşenini,

(5) no lu bağıntı ise $H(w)$ nın tek bileşenini oluşturur. Bunlar aynı zamanda sırasıyla Fourier kosinüs ve Fourier sinüs dönüşümlerine eşittir.

Hartley ve Fourier dönüşümleri arasındaki geçiş ise aşağıdaki bağıntılarla sağlanır.

$$\text{Re } F(w) = S(w) \quad (6)$$

$$\text{Im } F(w) = -A(w) \quad (7)$$

(6) ve (7) no lu bağıntılar yardımıyla spektrum,

$$H(w) = \text{Re } F(w) + \text{Im } F(w) = S(w) - A(w) \quad (8)$$

şeklinde tanımlanır. Ayrık verilerde HD çifti ise,

$$H(w) = \frac{1}{N} \sum_{x=0}^{N-1} f(x) \text{cas}(wx/N) \quad (9)$$

$$f(x) = \sum_{w=0}^{N-1} H(w) \text{cas}(wx/N) \quad (10)$$

bağıntıları yardımıyla verilir (Bracewell 1983). Burada N ayrık veri sayısıdır.

Güç Spektrumu

Herhangi bir uzay sinyalinin, dalgasayısı ortamındaki görünümü spektrum olarak isimlendirilir. Dalgasayısı ortamında elde edilen genlik, faz ve güç spektrumlarından yararlanarak, veri hakkında bazı bilgiler edinilir. Buna göre, (4) ve (5) bağıntıları kullanılarak genlik $G(w)$, faz $\phi(w)$ ve güç $E(w)$ spektrumları sırasıyla,

$$G(w) = \left[\frac{H(w)^2 + H(-w)^2}{2} \right]^{1/2} \quad (11)$$

$$\phi(w) = \arctan \left[\frac{H(w) - H(-w)}{H(w) + H(-w)} \right] \quad (12)$$

$$E(w) = \left[\frac{H(w)^2 + H(-w)^2}{2} \right] \quad (13)$$

bağıntıları yardımıyla verilir.

Güç spektrumu, doğal potansiyel alan verilerinde, anomaliye neden olan yapı parametrelerinin saptanmasında kullanılan istatistiksel bir yöntemdir ve çeşitli yollarla elde edilebilir (periyodogram, özilişki fonksiyonunun FD, vd.).

Bu yöntemle, güç spektrumu hesaplama işlemi periyodogram yöntemi olarak adlandırılır. Periyodogram yön-

teminde veri boyu uzadıkça gerçek spektruma yaklaşırlar. Veri boyunun uzaması frekans ayrılabilirliğini arttırmasına karşın, istatistiksel açıdan güvenilirliği arttırmadığı şeklindeki bir yaklaşım bazı araştırmacılar tarafından öne sürülmektedir (Canitez 1984).

Küre Biçimli Yapıların Doğal Gerilim Belirtisi ve Spektrumu

Yeraltında, odak derinliği (h), yarıçapı (R) ve polarlanma açısı (α) olan bir kürenin (Şekil 1), yeryüzündeki izdüşümünden x kadar uzakta bir P(x) noktasında oluşturacağı gerilimin bağıntısı,

$$V(x) = \frac{\Delta V R^2}{2} \left[\frac{h \cos(\alpha) + x \sin(\alpha)}{(x^2 + h^2)^{3/2}} \right] \quad (14)$$

ile verilir (Heiland 1968). Burada ΔV kürenin iki kutubu arasındaki gerilim farkıdır. (14) nolu bağıntıda $N = \Delta V R^2 / 2$ tanımlaması yapıp $V(x)$ tek ve çift fonksiyonların toplamı şeklinde,

$$V(x) = V_{\text{ç}}(x) + V_{\text{t}}(x) \quad (15)$$

$$V_{\text{ç}}(x) = N \frac{h \cos(\alpha)}{(x^2 + h^2)^{3/2}} \quad (16)$$

$$V_{\text{t}}(x) = N \frac{x \sin(\alpha)}{(x^2 + h^2)^{3/2}} \quad (17)$$

elde edilebilir.

$V(x)$ gerilim bağıntısının HD (1) ve (3) yaklaşımları kullanılarak ve sabitler tümeleme dışına alınarak,

$$V(w) = N \left[h \cos(\alpha) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(wx)}{(x^2 + h^2)^{3/2}} dx + \sin(\alpha) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x \sin(wx)}{(x^2 + h^2)^{3/2}} dx \right] \quad (18)$$

şeklinde tanımlanır.

(18) bağıntısının birinci ve ikinci terimleri Erdelyi (1954) tümeleme çizelgeleri (bkz. Ek) kullanılarak çözüldüğünde,

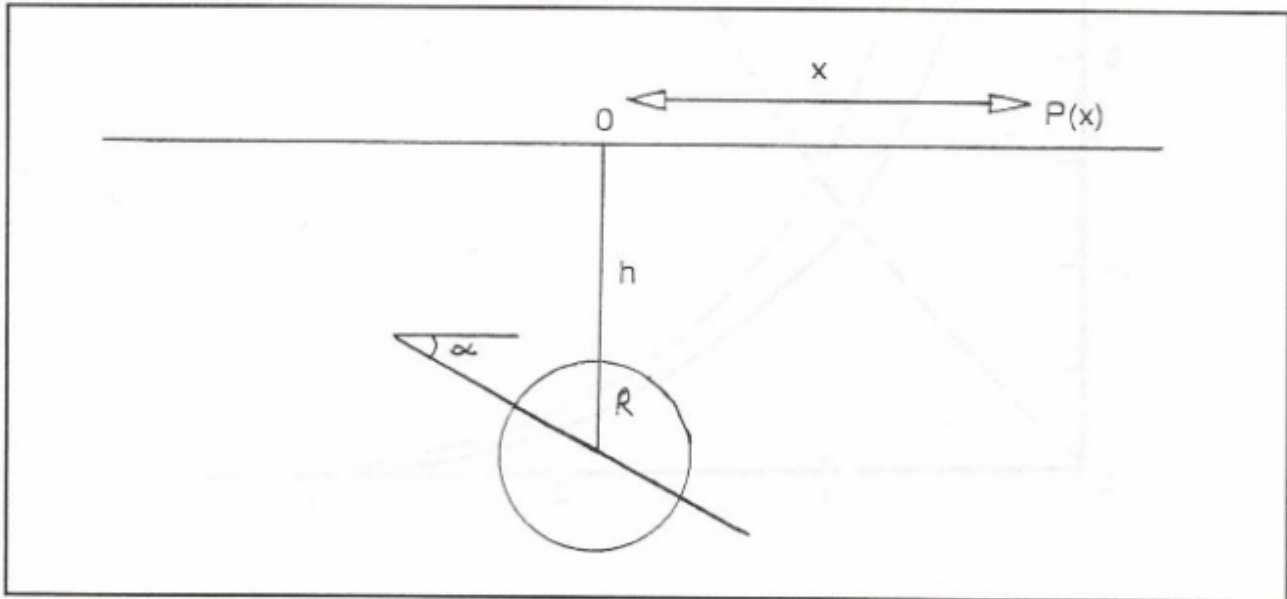
$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(wx)}{(x^2 + h^2)^{3/2}} dx = \frac{2}{h} w K_1(wh) \quad (19)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{x \sin(wx)}{(x^2 + h^2)^{3/2}} dx = 2 w K_0(wh) \quad (20)$$

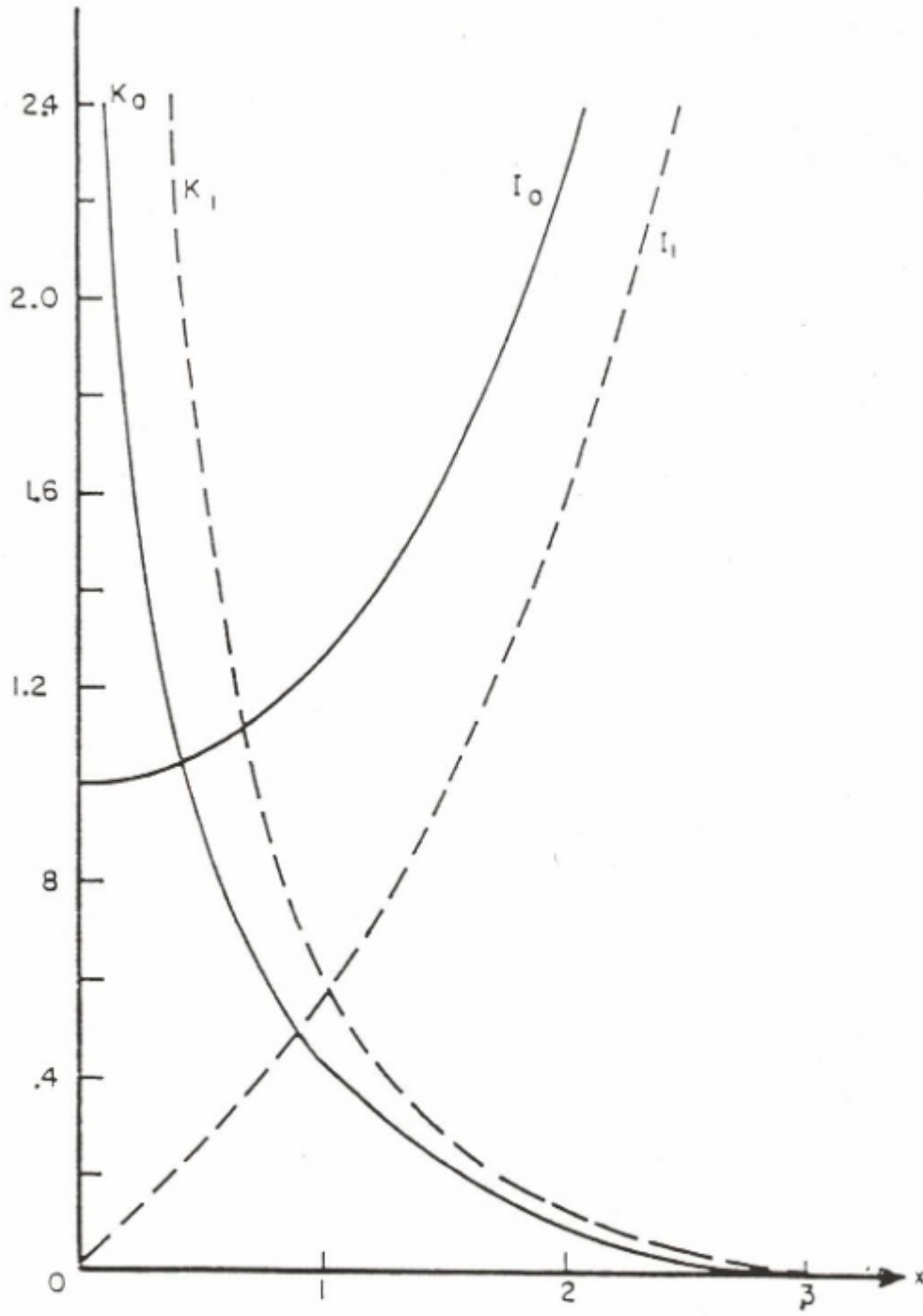
bulunur. (19) ve (20) bağıntıları yardımıyla (18) tekrar düzenlenirse.

$$V(w) = 2 N w \cos(\alpha) K_1(wh) + 2 N w \sin(\alpha) K_0(wh) \quad (21)$$

elde edilir. Burada $K_n(wh)$ Modifiye Bessel işlevi olup özellikleri Ek bölümünde ayrıntılı olarak verilmiştir (Şekil 2).



Şekil 1. SP yönteminde küre parametreleri.
Fig. 1. Parameters of a sphere in SP method.



Şekil 2. $I_0(x)$, $K_0(x)$, $I_1(x)$ ve $K_1(x)$ fonksiyonlarının değişimi (Abramowitz and Stegun 1972).

Fig. 2. The variation of $I_0(x)$, $K_0(x)$, $I_1(x)$ ve $K_1(x)$ functions (after Abramowitz and Stegun 1972).

$V(x)$ gerilim bağıntısının FD alınarak bulunan dalgasayısı ortamı denklemi ise,

$$V(w) = 2 N w \cos(\alpha) K_1(wh) - i 2 N w \sin(\alpha) K_0(wh) \quad (22)$$

olarak verilmiştir (Akçığ ve diğ. 1990).

Görüldüğü gibi gerek HD gerekse FD alınarak bulunan (21) ve (22) denklemleri karşılaştırıldığında Fourier'nin karmaşık bileşen içeren bir işlev olması dışında, her ikisinin de aynı olduğu görülür.

Buradan güç spektrumu $E(w)$, gerçel ve sanal kısımların karelerinin toplamı olarak,

$$E(w) = 4 N^2 w^2 \cos^2(\alpha) K_1^2(wh) + 4 N^2 w^2 \sin^2(\alpha) K_0^2(wh) \quad (23)$$

şeklinde verilir. Gerek HD gerekse FD den elde edilen sonuç güç spektrumunun hesaplanmasında aynıdır.

Polarlanma açısı (α) nın, güç spektrumu üzerindeki denetimi (23) bağıntısı yardımıyla araştırılmıştır. Yapılan uygulamada (Şekil 3) derinlik (h) sabit tutulup, farklı polarlanma açıları ($\alpha = 20^\circ, 40^\circ, 70^\circ$) için güç spektrumu eğrilerinin değişimi hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlardan (α) nın alçak frekanslar dışında spektrum eğimini etkilemediği gözlemlenmiştir.

Bu yaklaşımlar ve Modifiye Bessel fonksiyonlarının özellikleri gözönüne alınarak, SP uygulamalarında $wh \geq 2$ olduğundan

$$K_0 \approx K_1 \approx K \text{ ve } K = \frac{1.253}{(wh)^{1/2} e^{wh}} \quad (24)$$

yazılabilir (Abramowitz ve Stegun 1972). Bu tanımlamalar ile (23) yeniden düzenlenirse (Şekil 2),

$$E(w) = 4 N^2 w^2 K^2(wh) \quad (25)$$

elde edilir. $C = 4N^2$ ile tanımlanıp, enerji spektrumunu doğrudan etkileyen parametreleri belirlemek ve doğrusallaştırmak için her iki tarafın logaritmaları alınacak olursa,

$$\ln E(w) = \ln(C) + 2 \ln(w) + 2 \ln(1.25) - \ln(wh) - 2 wh \quad (26)$$

bulunur.

(26) bağıntısını inceleyecek olursak, birinci ve üçüncü terimlerin (küre yarıçapı ve potansiyel farkı) spektrum eğrisinin eğimine etkilemediği, yalnızca genlik değerine etkideği görülür. İkinci, dördüncü ve beşinci terimlerin ise spektrumun eğimine etkideği, ancak bunların arasında ise temel etkinin $-2wh$ teriminden kaynaklandığı saptanmıştır (Akçığ ve diğ. 1990).

Sonuç olarak, (26) bağıntısında

$$\ln E(w) = -2wh$$

yaklaşımından yararlanılarak

$$Eğim = -2h \quad (27)$$

bağıntısına ulaşılır. (27) den yararlanılarak ta küre şekilli cismin derinliği bulunabilir. Şekil 4 ve Çizelge 1 de bu tür uygulamaya ilişkin bir örnek ve saptanan derinliklerin hata oranları görülmektedir. Çizelgeden de izlenebileceği gibi sonuçlar oldukça başarılıdır.

Çizelge 1. Küre modeline ait derinlikler ve hata oranları (potansiyel anomalisi).

Table 1. Depths and error rates for the sphere models (potential anomaly).

POLARLANMA AÇISI	GERÇEK DER. (m)	HESAPLANAN DER. (m)	HATA ORANI %
ALFA = 20°	h = 100	h = 97.6	2.4
ALFA = 40°	h = 100	h = 97.6	2.4
ALFA = 70°	h = 100	h = 97.6	2.4
ALFA = 40°	h = 50	h = 49.0	2.0
ALFA = 40°	h = 100	h = 97.6	2.4
ALFA = 40°	h = 150	h = 145.6	3.0

Küre Biçimli Yapıların Türev Belirtisi ve Spektrumları

Bir kürenin gerilim bağıntısının (14), x yönünde türevi alınacak olursa aşağıda verilen türev bağıntısına ulaşılır (Heiland, 1968).

$$T(x) = \frac{\Delta V R^2}{2} \left\{ \frac{(x^2 + h^2) \sin(\alpha) - 3x[h \cos(\alpha) + x \sin(\alpha)]}{(x^2 + h^2)^{5/2}} \right\} \quad (28)$$

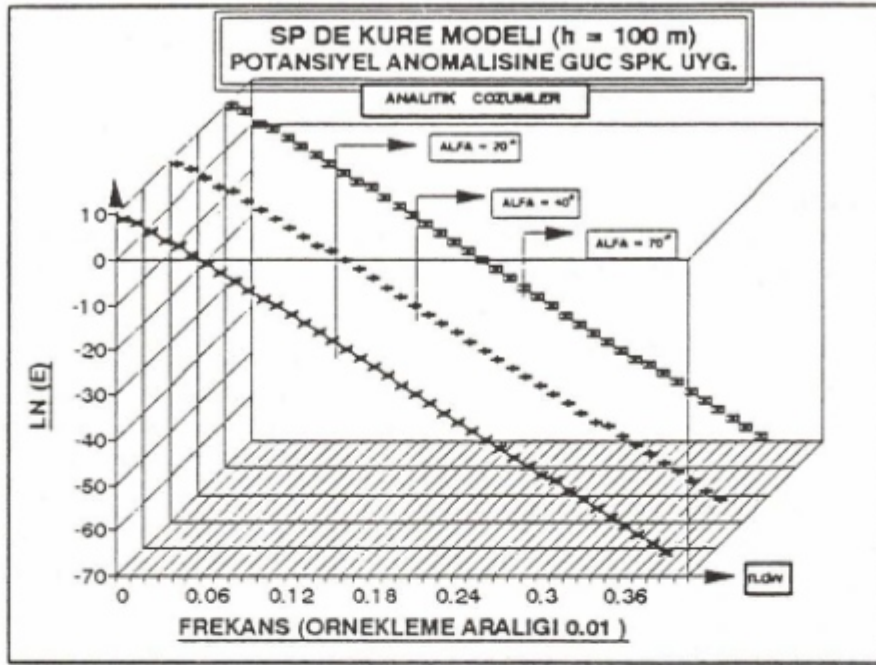
(28) bağıntısında $N = \Delta V R^2 / 2$ tanımlaması yapıp, $T(x)$ tek ve çift fonksiyonlarına ayrılacak olursa,

$$T_c(x) = N \left[\frac{(x^2 + h^2) \sin(\alpha) - 3x^2 \sin(\alpha)}{(x^2 + h^2)^{5/2}} \right] \quad (29)$$

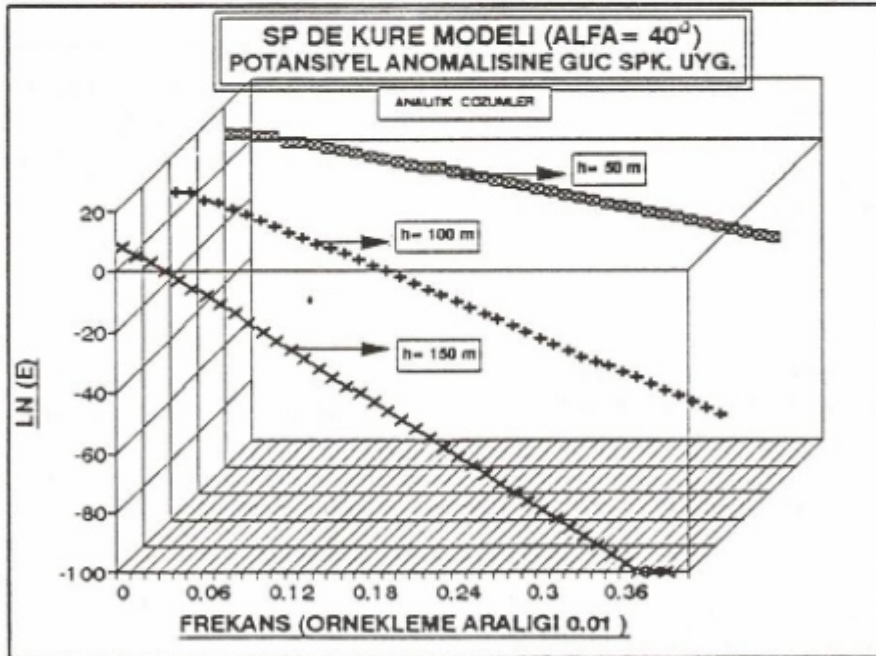
$$T_t(x) = N \left[\frac{-3xh \cos(\alpha)}{(x^2 + h^2)^{5/2}} \right] \quad (30)$$

şeklinde bulunur.

$T(x)$ türev bağıntısının HD, (1) ve (3) no lu yaklaşımlar kullanılarak ve sabitler tümeleme dışına alınarak,



Şekil 3. Küre modelinde polarizasyon açısına bağlı olarak güç spektrumunun değişimi (potansiyel anomali).
Fig. 3. The variation of the spectra depending on the polarization angle for a sphere (potential anomaly).



Şekil 4. Kürenin derinliğine bağlı olarak güç spektrumunun değişimi (potansiyel anomali).
Fig. 4. The variation of the power spectra depending on the depth for a sphere (potential anomaly).

$$T(w) = N \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{(x^2+h^2)\sin(\alpha) - 3x^2 \sin(\alpha)}{(x^2+h^2)^{5/2}} \right] \cos(wx) dx \\ + N \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{-3xh \cos(\alpha)}{(x^2+h^2)^{5/2}} \right] \sin(wx) dx \quad (31)$$

şeklinde elde edilir.

(31) bağıntısının birinci, ikinci ve üçüncü terimleri Erdelyi (1954) tümlene tabloları (bkz Ek) kullanılarak çözüldüğünde,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(wx)}{(x^2+h^2)^{3/2}} dx = \frac{2}{h} w K_1(wh) \quad (32)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^2 \cos(wx)}{(x^2+h^2)^{5/2}} dx = \frac{2}{3} w^2 K_0(wh) \quad (33)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{x \sin(wx)}{(x^2+h^2)^{5/2}} dx = \frac{2}{3h} w^2 K_1(wh) \quad (34)$$

olarak bulunur.

(32), (33) ve (34) bağıntıları yardımıyla (31) yeniden düzenlenirse,

$$T(w) = 2 N w \left[\frac{1}{h} K_1(wh) \sin(\alpha) + w K_0(wh) \sin(\alpha) \right] \\ - i 2 N w^2 K_1(wh) \cos(\alpha) \quad (35)$$

bağıntısına ulaşılır. Benzer şekilde FD de,

$$T(w) = 2 N w \left[\frac{1}{h} K_1(wh) \sin(\alpha) + w K_0(wh) \sin(\alpha) \right] \\ + i 2 N w^2 K_1(wh) \cos(\alpha) \quad (36)$$

olarak verilmektedir (Akçığ ve Pınar 1993).

Güç spektrumu $E(w)$ ise (13) yardımıyla

$$E(w) = 4 N^2 w^2 \left[\frac{1}{h} K_1^2(wh) \sin^2(\alpha) + w^2 K_0^2(wh) \sin^2(\alpha) \right] \\ + \frac{2w}{h} K_1(wh) K_0(wh) \sin^2(\alpha) + w^2 K_1^2(wh) \cos^2(\alpha) \quad (37)$$

şeklinde elde edilir.

Polarlanma açısı (α) nın spektrum üzerindeki etkisinin araştırılması amacıyla, değişik polarlanma açılı küre

şekilli cisimlerin türev değerlerinin spektrumları (37) bağıntısı yardımıyla hesaplanmıştır (Şekil 5 ve Çizelge 2). Şekil ve çizelge incelendiğinde polarlanma açısının spektrum üzerinde bir denetimi olmadığı gözlenmektedir.

Çizelge 2. Küre modeline ait derinlikler ve hata oranları (potansiyel anomalisi).

Table 2. Depths and error rates for the sphere models (potential anomaly).

POLARLANMA AÇISI	GERÇEK DER. (m)	HESAPLANAN DER. (m)	HATA ORANI %
ALFA = 20°	h = 100	h = 97.2	2.8
ALFA = 40°	h = 100	h = 97.2	2.8
ALFA = 70°	h = 100	h = 97.2	2.8
ALFA = 40°	h = 50	h = 48.8	2.4
ALFA = 40°	h = 100	h = 97.2	2.8
ALFA = 40°	h = 150	h = 145.0	3.0

(37) bağıntısı (24) yaklaşımları kullanılarak yeniden düzenlenirse,

$$E(w) = 4 N^2 w^2 K_2(wh) \left[\frac{1}{h} \sin^2(\alpha) + \frac{2}{h} w \sin^2(\alpha) + w^2 \right] \quad (38)$$

şeklini alır. (38) bağıntısında

$$C = 4 N^2$$

ve

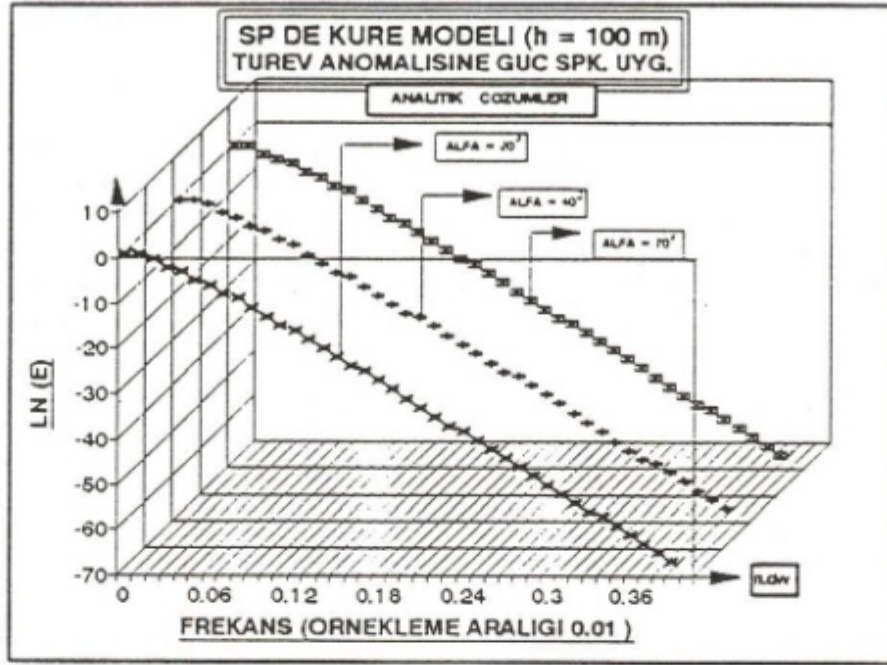
$$A = \frac{1}{h} \sin^2(\alpha) + \frac{2}{h} w \sin^2(\alpha) + w^2$$

tanımlamaları yapıp, logaritmaları alındığında,

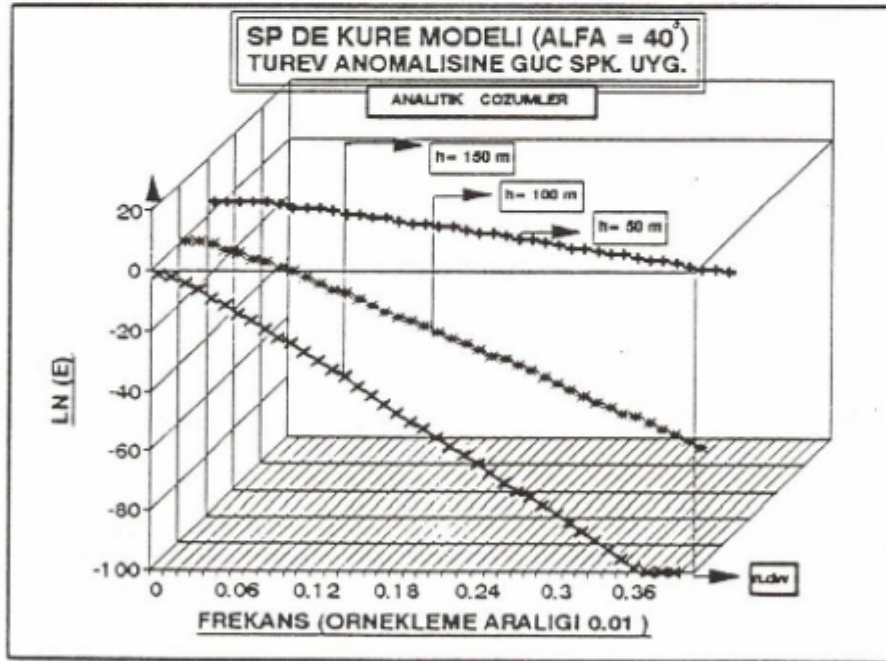
$$\ln(w) = \ln(C) + 2 \ln(w) + 2 \ln(1.25) - \ln(wh) - 2wh + \ln(A) \quad (39)$$

sonucuna ulaşılır.

Terimlerin spektrum üzerindeki etkileri incelendiğinde birinci ve üçüncü terimler spektrumun genliğini etkilemekte, ikinci, dördüncü beşinci ve altıncı terimler ise eğimini etkilemekte birlikte, temel etkinin beşinci terimden kaynaklandığı görülmektedir. Değişik derinliklerdeki küre şekilli cisimlerin türevlerinin spektrum eğrilerinin değişimleri ve saptanan derinlikler Şekil 6 ve Çizelge 2 de verilmektedir. Görüldüğü gibi oldukça başarılı sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 5. Küre modelinde polarizasyon açısına bağlı olarak güç spektrumunun değişimi (türev anomali).
Fig. 5. The variation of the spectra depending on the polarization angle for a sphere (derivative anomaly).



Şekil 6. Kürenin derinliğine bağlı olarak güç spektrumunun değişimi (türev anomali).
Fig. 6. The variation of the power spectra depending on the depth for a sphere (derivative anomaly).

Çubuk Biçimli Yapıların Doğal Gerilim Belirtisi ve Spektrumları

Yeraltında (α) polarlanma açısına sahip bir çubuğun (Şekil 7), yeryüzündeki izdüşümünden x uzaklıktaki bir $P(x)$ noktasında oluşturacağı gerilimin bağıntısı,

$$V(x) = -\frac{\rho I}{2\pi} \left\{ (x^2 + h_1^2)^{-1/2} - \left[\left(x - \frac{h_2 - h_1}{\tan(\alpha)} \right)^2 + h_2^2 \right]^{-1/2} \right\} \quad (40)$$

ile verilir (Heiland 1968). Burada, ρ ortamın öz direnci ve I akım yoğunluğudur.

h_1 çubuğun üst ucunun, h_2 çubuğun alt ucunun yeryüzüne olan uzaklığı olmak üzere, (40) bağıntısında

$$N = \frac{\rho I}{2\pi}, a = \frac{h_2 - h_1}{\tan(\alpha)} \quad (41)$$

tanımlamaları yapıp, $V(x)$ tek ve çift bileşenlerin toplamı şeklinde,

$$V_{\varphi}(x) = -\frac{1}{2} N \left[\frac{-2}{(x^2 + h_1^2)^{1/2}} + \frac{1}{[(x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} + \frac{1}{[(-x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} \right]$$

$$V_t(x) = -\frac{1}{2} N \left[\frac{1}{[(x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} - \frac{1}{[(-x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} \right] \quad (42)$$

yazılabilir.

$V(x)$ gerilim bağıntısının HD, (1) ve (3) yaklaşımları kullanılarak ve sabitler tümlene dışına alınarak

$$V(w) = \frac{1}{2} N \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{-2}{(x^2 + h_1^2)^{1/2}} + \frac{1}{[(x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} + \frac{1}{[(-x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} \right] \cos(wx) dx + \frac{1}{2} N \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{[(x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} - \frac{1}{[(-x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} \right] \sin(wx) dx \quad (43)$$

denklemleri yardımıyla verilir. (43) nolu bağıntı Erdelyi (1954) tümlene çizelgeleri (bkz Ek) kullanılarak çözüldüğünde birinci terim,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{-2}{(x^2 + h_1^2)^{1/2}} \cos(wx) dx = -4K_0(wh_1) \quad (44)$$

olarak bulunur. Ancak ikinci terimin çözümü için,

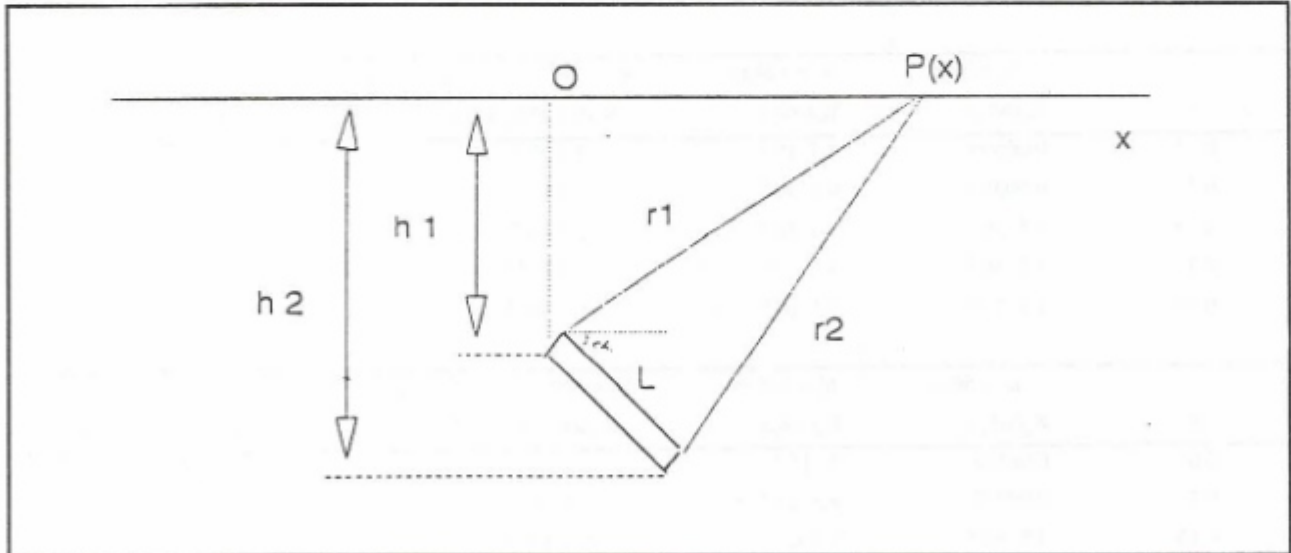
$$x-a = u, \quad x=u+a, \quad dx=du \quad (45)$$

dönüşümü yapıldığında ikinci terim,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(wx)}{[(x-a)^2 + h_2^2]^{1/2}} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos[w(u+a)]}{(u^2 + h_2^2)^{1/2}} du \quad (46)$$

şeklinde ifade edilebilir. Kosinüs işlevinin,

$$\cos(A+B) = \cos(A)\cos(B) - \sin(A)\sin(B) \quad (47)$$



Şekil 7. SP yönteminde dayk şekilli yapının parametreleri.

Fig. 7. Parameters of the dike shaped bodies in SP method.

özelliklerinden faydalanılarak, (46) bağıntısı ortogonalite koşulları gözönünde bulundurularak çözüldüğünde sonuç,

$$\cos(wa) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(wu)}{(u^2+h_2^2)^{1/2}} du = 2 \cos(wa) K_0(wh_2) \quad (48)$$

olarak bulunur. Üçüncü terim ise,

$$-(x+a) = -u, x = u - a, dx = du \quad (49)$$

dönüşümü yardımıyla (46) bağıntısına özdeş olur. Bu terimin çözümünden de,

$$\cos(wa) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(wu)}{(u^2+h_2^2)^{1/2}} du = 2 \cos(wa) K_0(wh_2) \quad (50)$$

elde edilir. Burada integralin ikinci kısmının çözümünden de, yukarıdakilere benzer şekilde (45) ve (49) yaklaşımları ile

$$\sin(A-B) = \sin(A) \cos(B) - \sin(B) \cos(A) \quad (51)$$

özelliklerini kullanarak,

$$\sin(wa) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(wu)}{(u^2+h_2^2)^{1/2}} du = 2 \sin(wa) K_0(wh_2) \quad (52)$$

$$\sin(wa) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(wu)}{(u^2+h_2^2)^{1/2}} du = 2 \sin(wa) K_0(wh_2) \quad (53)$$

sonuçlarına ulaşılır. Burada $K_0(wh)$ Modifiye Bessel işlevi olup, özellikleri Ek'te ayrıntılı olarak verilmiştir.

(43) nolu bağıntı, (44) (48) (50) (52) ve (53) no lu bağıntılar yardımıyla yeniden düzenlenirse,

$$V(w) = -2N K_0(wh_1) + 2N \cos(wa) K_0(wh_2) + 2N \sin(wa) K_0(wh_2) \quad (54)$$

Çizelge 3. $K_0(wh_1)$ ve $K_0(wh_2)$ nin w ya bağlı olarak değişimi.

Table 3. The variation of $K_0(wh_1)$ and $K_0(wh_2)$ versus w .

$h_1 = 50 \text{ m}$ $h_2 = 84 \text{ m}$ $\alpha = 20^\circ$ $L = 100 \text{ m}$				
w	$K_0(wh_1)$	$K_0(wh_2)$	$K_0(wh_1) \cdot K_0(wh_2)$	$K_0(wh_2)/K_0(wh_1) \cdot 100$
0.05	0.06505	0.00906	$5.9 \cdot 10^{-4}$	13.93
0.1	0.00377	$9.5 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-7}$	2.52
0.15	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^{-10}$	0.45
0.2	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-8}$	$2.8 \cdot 10^{-11}$	0.08
0.25	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$2.7 \cdot 10^{-14}$	0.15

$h_1 = 50 \text{ m}$ $h_2 = 114 \text{ m}$ $\alpha = 40^\circ$ $L = 100 \text{ m}$				
w	$K_0(wh_1)$	$K_0(wh_2)$	$K_0(wh_1) \cdot K_0(wh_2)$	$K_0(wh_2)/K_0(wh_1) \cdot 100$
0.05	0.06505	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	2.6
0.1	0.00377	$4.1 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-8}$	0.11
0.15	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-8}$	$2.5 \cdot 10^{-12}$	$4 \cdot 10^{-3}$
0.2	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-11}$	$5.4 \cdot 10^{-16}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$
0.25	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$9.1 \cdot 10^{-11}$	$1.2 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-3}$

$h_1 = 50 \text{ m}$ $h_2 = 146 \text{ m}$ $\alpha = 75^\circ$ $L = 100 \text{ m}$				
w	$K_0(wh_1)$	$K_0(wh_2)$	$K_0(wh_1) \cdot K_0(wh_2)$	$K_0(wh_2)/K_0(wh_1) \cdot 100$
0.05	0.06505	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	0.46
0.1	0.00377	$9.8 \cdot 10^{-8}$	$3.6 \cdot 10^{-10}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$
0.15	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$7.1 \cdot 10^{-11}$	$1.7 \cdot 10^{-14}$	$1.75 \cdot 10^{-12}$
0.2	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$6.1 \cdot 10^{-14}$	$1.08 \cdot 10^{-18}$	$1.08 \cdot 10^{-16}$
0.25	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$2.1 \cdot 10^{-17}$	$2.6 \cdot 10^{-23}$	$1.53 \cdot 10^{-21}$

dönüşüm denklemi bulunmuş olur. (40) no lu $V(x)$ gerilim bağıntısının FD alınarak bulunan dalgasayısı ortamı denklemi ise,

$$V(w) = -2N K_0(wh_1) + 2N \cos(wa) K_0(wh_2) - i2N \sin(wa) K_0(wh_2) \quad (55)$$

olarak verilir (Akçığ ve Pınar 1993).

Buradan güç spektrumu $E(w)$, gerek (54) gerekse (55) bağıntıları kullanılarak,

$$E(w) = 4N^2 [K_0^2(wh_1) - 2K_0(wh_1) K_0(wh_2) \cos(wa) + K_0^2(wh_2)] \quad (56)$$

şeklinde bulunur.

Bilindiği gibi kosinüs işlevi $(-1, +1)$ aralığında değişen bir işlevdir. (56) bağıntısındaki bu terimin etkisini incelemek amacıyla $K_0(wh_1)$, $K_0(wh_2)$ ve $E(w)$, w nin farklı değerleri için hesaplanmıştır (Çizelge 3). Çizelge 3 incelendiğinde $K_0(wh_1)$ ile $K_0(wh_2)$ nin çarpımının alabileceği en büyük değer yaklaşık olarak 0.0006 dır. Bu değer $\cos(wa)$ nin alabileceği en büyük değerle (± 1) çarpımının, $E(w)$ üzerinde önemli bir etkisi olmayacağından bu terim yaklaşık sıfır olarak kabul edilebilir.

Bu yaklaşım kullanılarak güç spektrumu bağıntısı (56) düzenlenecek olursa,

$$E(w) = 4N^2 [K_0^2(wh_1) + K_0^2(wh_2)] \quad (57)$$

şeklini alır. (24) yaklaşımı kullanılarak (Abramowitz ve Stegun 1972) h_1 ve h_2 nin farklı değerleri için hesaplanan $K_0(wh_1)$ ile $K_0(wh_2)$ nin değişimi Çizelge 3 te verilmiştir. Çizelge 3 ten görüldüğü gibi (w) nin dolayısı ile (wh) in değişimine bağlı olarak $K_0(wh_1)$ ve $K_0(wh_2)$ hesaplandığında, $K_0(wh_2)$ nin $K_0(wh_1)$ e oranla oldukça küçük olduğu ve güç spektrumu üzerindeki etkisinin oldukça az olduğu görülür. Dolayısı ile (57) bağıntısında $C=4N^2$ ile tanımlanıp logaritmaları alındığında,

$$\ln E(w) = \ln(C) + 2 \ln K_0(wh_1) \quad (58)$$

$$\ln E(w) = \ln(C) + 2 \ln \left[\frac{1.253}{(wh_1)^{1/2} e^{wh_1}} \right] \quad (59)$$

olarak yazılabilir. Bu ise

$$\ln E(w) = \ln(C) + 2 \ln(1.253) - \ln(wh_1) - 2wh_1 \quad (60)$$

şeklinde yazılıp, terimler incelendiğinde eğime olan temel

etkinin $-2wh_1$ teriminden kaynaklandığı, (27) bağıntısı ile derinlik bulma işleminin burada da başarı ile yapılabilirliği, Şekil 8 ve Çizelge 4 ten açıkça görülebilmektedir.

Çizelge 4. Dayk modeline ait derinlikler ve hata oranları (potansiyel anomalisi).

Table 4. Depths and error rates for the dike models (potential anomaly).

POLARLANMA AÇISI	GERÇEK DER. (m)	HESAPLANAN DER. (m)	HATA ORANI %
ALFA = 20°	h = 100	h = 96.6	3.4
ALFA = 40°	h = 100	h = 96.6	3.4
ALFA = 70°	h = 100	h = 96.6	3.4
ALFA = 40°	h = 50	h = 46.6	6.8
ALFA = 40°	h = 100	h = 96.6	3.4
ALFA = 40°	h = 150	h = 144.4	3.7

Çubuk Biçimli Yapıların Türev Belirtisi ve Spektrumları

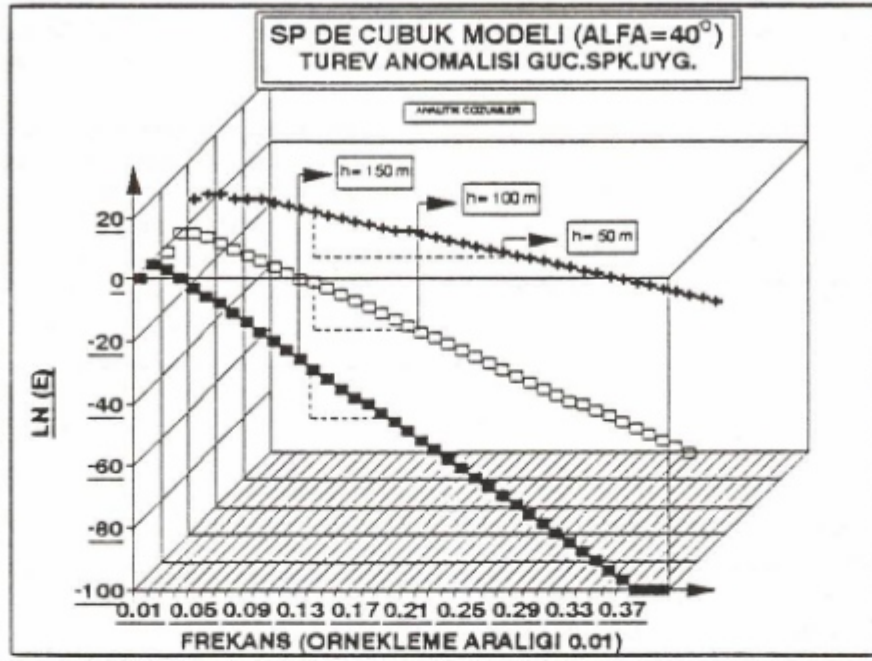
Bir çubuğun gerilim bağıntısından (40) yola çıkarak, x yönünde türevi alınacak olursa, aşağıda verilen türev bağıntısına ulaşılır (Heiland 1968).

$$T(x) = \frac{\rho I}{2\pi} \left\{ \frac{x}{(x^2+h_1^2)^{3/2}} - \frac{x-[(h_2-h_1)/\tan(\alpha)]}{\{[x-(h_2-h_1)/\tan(\alpha)]^2+h_2^2\}^{3/2}} \right\} \quad (61)$$

türev bağıntısı (61) tek ve çift fonksiyonlarına ayrılıp, (1), (3) ve (41) yaklaşımları kullanılıp, sabitler tümlev dışına alınarak HD alınacak olursa,

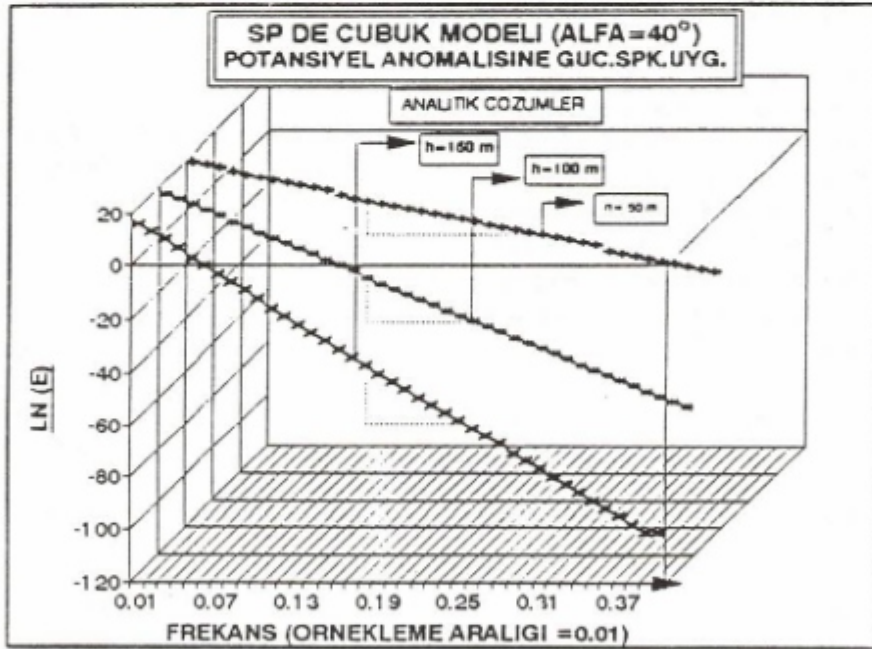
$$T(w) = \frac{N}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ -\frac{(x-a)}{[(x-a)^2+h_2^2]^{3/2}} + \frac{(x+a)}{[(-x-a)+h_2^2]^{3/2}} \right\} \cos(wx) dx + \frac{N}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{2x}{(x^2+h_1^2)^{3/2}} - \frac{(x-a)}{[(x-a)^2+h_2^2]^{3/2}} \right. \\ \left. + \frac{(-x-a)}{[(-x-a)^2+h_2^2]^{3/2}} \right\} \sin(wx) dx \quad (62)$$

denklemleri elde edilir. (62) bağıntısı, Erdelyi (1954) tümlev tabloları (bkz. Ek) ile (45), (47), (49) ve (51) tanımlamalardan faydalanılarak çözüldüğünde,



Şekil 8. Daykın derinliğine bağlı olarak güç spektrumunun değişimi (potansiyel anomali).

Fig. 8. The variation of the power spectra depending on the depth for a dike (potential anomaly).



Şekil 9. Daykın derinliğine bağlı olarak güç spektrumunun değişimi (türev anomali).

Fig. 9. The variation of the power spectra depending on the depth for a dike (derivative anomaly).

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x-a)}{[(x-a)^2+h_2^2]^{3/2}} \cos(wx) dx = 2 \sin(wa) w K_0(wh_2) \quad (63)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x+a)}{[(x-a)^2+h_2^2]^{3/2}} \cos(wx) dx = 2 \sin(wa) w K_0(wh_2) \quad (64)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{2x}{(x^2+h_1^2)^{3/2}} \sin(wx) dx = 4 w K_0(wh_1) \quad (65)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x-a)}{[(x-a)^2+h_2^2]^{3/2}} \sin(wx) dx = -2 \cos(wa) w K_0(wh_2) \quad (66)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(-x-a)}{[(x-a)^2+h_2^2]^{3/2}} \sin(wx) dx = -2 \cos(wa) w K_0(wh_2) \quad (67)$$

olarak bulunur. (63), (64), (65), (66) ve (67) bağıntıları yardımıyla (62) tekrar düzenlenecek olursa,

$$T(w) = 2N w \sin(wa) K_0(wh_2) + 2N w K_0(wh_1) - 2N w \cos(wa) K_0(wh_2) \quad (68)$$

ifadesine ulaşılır. Benzer şekilde FD de,

$$T(w) = 2N w \sin(wa) K_0(wh_2) - i 2N w [K_0(wh_1) - \cos(wa) K_0(wh_2)] \quad (69)$$

olarak verilir (Akçığ ve Pınar 1993).

Buradan güç spektrumu $E(w)$ ise,

$$E(w) = 4N^2 w^2 [K_0^2(wh_1) - 2K_0(wh_1) K_0(wh_2) \cos(wa) + K_0^2(wh_2)] \quad (70)$$

olarak bulunur. Burada yine çubuk gerilim bağıntısı çözümlerinde $\cos(wa)$ li terim için kullanılan yaklaşım gözönüne alındığında (Çizelge 3), (70) bağıntısı

$$E(w) = 4N^2 w^2 [K_0^2(wh_1) + K_0^2(wh_2)] \quad (71)$$

şeklini alır.

(71) bağıntısında, Çizelge 3 den de görülebileceği gibi $K_0(wh_2)$ terimi etkisi çok az olduğu için gözardı edilebilir. Dolayısıyla bu yaklaşımlardan sonra, (71) bağıntısında $C=4N^2$ tanımlaması yapıp logaritması alınırsa,

$$\ln E(w) = \ln(C) + 2\ln(w) + 2\ln(1.25) - \ln(wh_1) - 2wh_1 \quad (72)$$

bağıntısına ulaşılır. (72) no lu bağıntı incelendiğinde eğim üzerindeki temel etkinin $-2wh_1$ teriminden kaynaklandığı

ve önceki bulgulara benzer şekilde burada da (27) yaklaşımı kullanılarak çubuğun üst yüzünün derinliğinin bulunabileceği saptanmıştır. Bu tür uygulamaya ilişkin bir örnek Şekil 9 ve Çizelge 5 de görülmektedir.

Çizelge 5. Dayk modeline ait derinlikler ve hata oranları (türev anomalisi).

Table 5. Depths and error rates for the dike models (derivative anomaly).

POLARLANMA AÇISI	GERÇEK DER. (m)	HESAPLANAN DER. (m)	HATA ORANI %
ALFA = 20°	h = 100	h = 97.3	2.7
ALFA = 40°	h = 100	h = 97.3	2.7
ALFA = 70°	h = 100	h = 97.3	2.7
ALFA = 40°	h = 50	h = 47.0	6.0
ALFA = 40°	h = 100	h = 97.3	2.7
ALFA = 40°	h = 150	h = 146.2	2.5

SONUÇLAR

Yapılan çalışmalar neticesinde, SP yönteminde küre ve çubuk şekilli cisimlerin, gerilim ve türev bağıntılarından elde edilen güç spektrumları incelenmiş ve aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır.

Küre modeli (gerilim ve türev) için yapılan çalışma sonucunda; küre yarıçapı (R) ve potansiyel farkı (ΔV) nin spektrumun yalnızca genliğine etkimekte olduğu, polarlanma açısı (α) nin alçak frekanslar dışında spektrum üzerinde herhangi bir etkisinin olmadığı, odak derinliği (h) in ise spektrum eğrisinin eğimini denetlediği ve dolayısıyla da spektrum eğrisinin eğiminden derinliğin bulunabileceği saptanmıştır.

Çubuk modeli (gerilim ve türev) için yapılan çalışma sonucunda ise; pl çarpanının yalnızca spektrumun genliğine etkide olduğu, çubuk boyunun ve dolayısıyla da çubuğun alt ucunun derinliğinin (h_2), spektrum üzerinde önemli bir etkisinin olmadığı, polarlanma açısı (α) nin alçak frekanslar dışında etkisinin bulunmadığı, çubuğun üst ucunun derinliğinin (h_1) ise spektrumun eğimini doğrudan etkilediği ve dolayısıyla da spektrumun eğiminden çubuğun üst ucunun derinliğinin bulunabileceği saptanmıştır.

Yapılan kuramsal çalışmalar doğrultusunda saptanan derinliklerde maksimum hata oranının % 10 olduğu gözönüne alınırsa, HD yardımıyla güç spektrumu uygulamasının başarılı sonuçlar verdiği söylenebilir.

Uygulamada güç spektrumunun hesaplanmasında HD nin FD ne göre tercih edilmesinin temel nedeni; gerçel sayılarla yürütülen bir işlev olması ve FD ne göre çok daha hızlı işlem yapabilme özelliğidir.

KAYNAKLAR

- Akçığ, Z., Pınar, R., ve Ulugergerli, E. 1990, Güç spektrumunun SP yönteminde küre modeline uygulaması, Jeofizik 4, 37-40.
- Akçığ, Z. ve Pınar, R. 1990, Gravite verilerine güç spektrumu yönteminin kayan pencereli uygulaması, Jeofizik 4, 41-48.
- Akçığ, Z. ve Pınar, Z. 1993, Power spectrum applications on the self-potential methods, Geophysics (inceleme).
- Bhattacharyya, B.K. 1965, Two dimensional harmonic analysis as a tool for magnetic interpretation, Geophysics 30, 829-857.
- Bhattacharyya, B.K. 1966, Continuous spectrum of the total magnetic field anomaly due to a rectangular prismatic body, Geophysics 31, 97-121.
- Bhattacharyya, B.K. 1971, Analysis of vertical dike infinitely deep, striking north by Fourier transform, Pure and Appl. Geophys. 89, 134-138.
- Bracewell, R.N. 1983, Discrete Hartley Transform J. Opt. Am. 73, 1832-1835.
- Bracewell, R.N. 1984, The fast Hartley transform. Proc. IEEE, 72, 1832-1835.

- Canitez, N. 1984, Jeofizikte Veri-İşlem, Cilt 1, İ.T.Ü. Yayınları, İstanbul.
- Duhamel, P. and Vetterli, M. 1987, Improved Fourier and Hartley transform algorithms application to cyclic convolution of real data, IEEE. Trans. Acoust. Speech Signal Proces. Assp. 35, 818-824.
- Erdelyi, A. 1954, Tables of Integrales Transforms, Vol 1, McGraw Hill Book Company, Inc., Newyork.
- Hartley, R.V.L. 1942, A more symmetrical Fourier analysis applied to transmission problems, Proc. IRE 30, 144-150.
- Heiland, C.A. 1968, Geophysical Exploration, Hafner Publishing Co., New York.
- Sorenson, H.V. 1985, On computing the discrete Hartley transform, IEEE. Trans. Acoust. Speech. Signal processing ASSP. 33, 1231-1238.
- Spector, A. and Bhattacharyya, B.K. 1966, Energy spectrum and autocorrelation function of anomalies due to simple magnetic models, Geophysical Prospecting 14, 242-272.
- Spector, A. and Grant, F.S. 1970, Statistical models for interpreting aeromagnetic data, Geophysics 25, 293-302.

EK

$$1) g(y) = \int_0^{\infty} f(x) \cos(xy) dx \quad f(x) = \frac{1}{(x^2+a^2)^{v+1/2}}$$

$$g(y) = (1/2) \pi^{1/2} [\Gamma(v+1/2)]^{-1} K_v(ay) \quad a>0, v>-1/2$$

(Erdelyi 1954, s. 11)

$$2) g(y) = \int_0^{\infty} f(x) \cos(xy) dx \quad f(x) = \frac{x^{2m}}{(x^2+a^2)^{v+1/2}}$$

$$g(y) = \frac{(-1)^m a^{-v} \pi^{1/2}}{2^v \Gamma(v+1/2)} \frac{d^{2m}}{dy^{2m}} [y^v K_v(ay)] \quad 0 \leq m < v+1/2$$

(Erdelyi 1954, s. 14)

$$3) g(y) = \int_0^{\infty} f(x) \sin(xy) dx \quad f(x) = \frac{x}{(x^2+a^2)^{3/2}}$$

$$g(y) = y K_0(ay)$$

(Erdelyi 1954, s. 66)

$$4) g(y) = \int_0^{\infty} f(x) \sin(xy) dx \quad f(x) = \frac{x^{2m+1}}{(x^2+a^2)^{n+1/2}}$$

$$g(y) = \frac{(-1)^{m+1} \pi^{1/2}}{2^n a^n \Gamma(n+1/2)} \frac{d^{2m+1}}{dy^{2m+1}} [y^n K_n(ay)] \quad -2 \leq 2m \leq 2n$$

(Erdelyi 1954, s. 67)

$$5) \Gamma(n+1/2) = \frac{1.3.5.7...(2n-1)}{2^n} \Gamma(1/2)$$

$$\Gamma(1) = 1, \Gamma(1/2) = \pi^{1/2}$$

(Abramowitz and Stegun 1972, s. 255)

$$6) \frac{d}{dx} [w^n K_n(wh)] = -hw^n K_{n-1}(wh)$$

(Abramowitz and Stegun 1972)

$$7) 0 < x < 2$$

$$K_0(x) = -\ln(x/2) I_0(x) - 0.5772 + 0.4227(x/2)^2 - 0.2306(x/2)^4 \dots$$

(Abramowitz and Stegun 1972, s. 379)

$$8) 2 < x < \infty$$

$$x^{1/2} e^x K_0(x) = 1.2553 - 0.0783(2/x) + 0.0218(2/x)^2 - 0.0106(2/x)^3 \dots$$

(Abramowitz and Stegun 1972, s. 379)

$$9) 0 < x < 2$$

$$x K_1(x) = x \ln(x/2) I_1(x) + 1 + 0.15443(x/2)^2 - 0.67278(x/2)^4 \dots$$

(Abramowitz and Stegun 1972, s. 379)

$$10) 2 < x < \infty$$

$$x^{1/2} e^x K_1(x) = 1.2553 - 0.2349(2/x) - 0.0365(2/x)^2 + 0.01504(2/x)^3 \dots$$

(Abramowitz and Stegun 1972, s. 379)

GRAVİTE VERİSİNİN HILBERT DÖNÜŞÜMÜ İLE BAZI YAPILARIN PARAMETRELERİNİN SAPTANMASI

Estimating the Parameters of Some Bodies in Gravity Method using Hilbert Transform

Mustafa AKGÜN*

ÖZET

İki boyutlu yapıların potansiyel alan anomalileri doğrudan kullanılarak, yapı parametreleri bulunabilir. Bunun için, aynı yapı parametrelerini içeren birden fazla denklem elde edilerek denklemlerin çözümleri yapılır. Birden fazla denklemin elde edilmesinde, analitik işlevlerin özellikleri ile karmaşık gradient ve Hilbert dönüşüm yöntemleri kullanılır.

Bu çalışmada, Hilbert dönüşümü ile bazı yapıların (yatay silindir, dayk, düşey fay, yatay tek tabaka ve diğ.) parametreleri, gravite anomalilerinden, doğrudan saptanmıştır. Hilbert dönüşümü, anomalinin karmaşık gradientleri arasında dönüşümü sağlamak için kullanılmıştır. Yapı parametreleri de elde edilen denklemlerin (gravite anomalisi, anomalinin karmaşık gradientleri, evre ve genlik işlevleri) çözümleri yapılarak sağlanmıştır. Hilbert dönüşümü, Fourier dönüşümü ve evrişim yöntemi kullanılarak iki ayrı şekilde yapılmıştır.

ABSTRACT

Structural parameters can be directly determined from the potential anomalies of the two-dimensional structure. In order to determine parameters, a system of equations which have more equations than the number of parameters are constructed. The special properties of analytical functions of the complex gradients and Hilbert transforms can be used to obtain the required equations.

The certain structural parameters of two-dimensional bodies such as horizontal cylinder, dike, vertical fault horizontal sheet were directly determined from gravity anomalies. Hilbert transforms were used to provide the transformation between the complex gradients of the potential anomaly. Structural parameters were then determined from the solutions of the constructed equations (potential anomaly, complex gradients, amplitude and phase functions). The Hilbert transforms were performed by using two different techniques namely Fourier transform and convolution methods.

GİRİŞ

Hilbert dönüşümünün (HD) jeofizik çalışmalarda kullanılma amacı, genel olarak, verinin karmaşık gradientleri yardımıyla aynı yapı parametrelerini içeren birden fazla denklem oluşturmaktır. Yapı parametrelerinin saptanmasında da elde edilen denklemlerin ortak çözümlerinden yararlanılır.

HD dönüşümleri, öncelikle manyetik yöntemde iki boyutlu yapıların oluşturduğu manyetik anomalilerin (toplam, yatay veya düşey) karmaşık gradientlerine uygulanı-

rak yapı parametrelerinin araştırılmasında kullanılmıştır (Nabighian 1972, Green ve Stanley 1975, Rao ve diğ. 1981, Mohan ve diğ. 1982).

Sismik çalışmalarda da sismik izin HD ile karmaşık izi oluşturulmuş ve karmaşık izden yola çıkılarak yansıma kuvveti ve anlık fazlar zaman ortamında elde edilerek jeolojik yapıya ulaşılmıştır (Taner ve diğ. 1979).

Gravite yönteminde ise yalnızca düşey fay anomalisinin karmaşık gradientleri HD ile oluşturularak yapının bilinmeyen parametreleri bulunmuştur (Pinar 1985).

* DEÜ Müh. Fak., Jeofizik Müh. Bölümü, Bornova, İzmir.

Doğal potansiyel yönteminde de küre şekilli bir modelin yapı parametreleri HD kullanılarak saptanmıştır (Pınar ve Akçığ 1991).

Bu çalışmada, gravite yönteminde şimdiye kadar çözülmemiş model parametreleri HD kullanılarak saptanmıştır. HD uygulamaları evrişim ve Fourier dönüşüm (FD) yöntemleri kullanılarak, ayrı ayrı yapılmış ve sonuçlar karşılaştırılmıştır.

KURAM

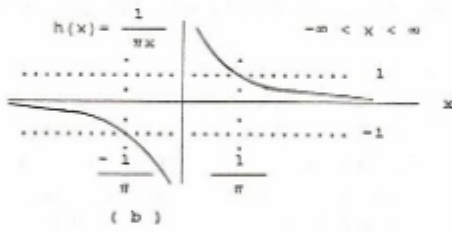
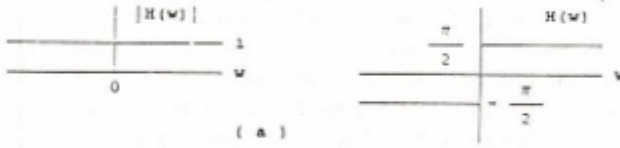
Hilbert dönüşümü herhangi bir sinyalin genliğini değiştirmeden sadece fazını doksan derece kaydıran matematiksel bir dönüşüm işlevidir. Bu tanımla HD uzunluk

$$f_{\text{tek}}(x) \xrightarrow{\text{HD}} f_{\text{çift}}(x)$$

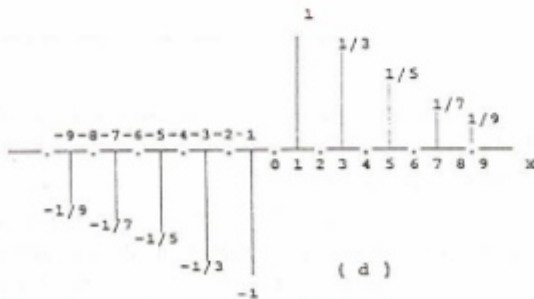
veya frekans ortamında oluşan eşit genlikli tek ve çift işlevleri

$$F_{\text{çift}}(w) \xrightarrow{\text{HD}} F_{\text{tek}}(w)$$

birbirine dönüştüren doğrusal bir sistemdir.



$$f(x) \xrightarrow{h(x)} f_1(x) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(v)}{x-v} dv$$



Şekil 1. a) $H(w)$, b) $h(x)$, c) Hilbert dönüşümünün tanımı, d) normalize edilmiş Hilbert dönüşüm katsayıları..

Fig. 1. a) $H(w)$, b) $h(x)$, c) transformer, d) normalized Hilbert x domain operator.

HD doğrusal bir dizge olduğuna göre sistemin bir giriş sinyali, transfer fonksiyonu ve bir de çıkış fonksiyonu olması gerekir. Giriş olarak, $r = x + jz$ ortamında bir $f(r)$ fonksiyonu, HD süzgecinden geçirildiğinde bir $f_1(r)$ çıkışı elde edilir (Şekil 1c). Frekans bölgesinde, transfer fonksiyonu ise (Şekil 1a)

$$H(jw) = -j \operatorname{sgn}(w) \quad (1)$$

$$\operatorname{sgn}(w) = \begin{cases} 1 & w > 0 \\ 0 & w = 0 \\ -1 & w < 0 \end{cases} \quad (2)$$

ile verilir. $f(r)$ ve $f_1(r)$ in frekans spektrumları sırasıyla $F(w)$ ve $F_1(w)$ olmak üzere

$$F_1(w) = H(jw) \cdot F(w) = \begin{cases} -jF(w) & w \geq 0 \\ jF(w) & w < 0 \end{cases} \quad (3)$$

bağıntıları elde edilir. r ortamında ise $f(r)$ ve $f_1(r)$ arasında

$$g(r) = f(r) + jf_1(r) \quad (4)$$

bağıntısı vardır. (4) bağıntısına göre HD sisteminin $f(r)$ girişi ile $f_1(r)$ çıkışı r ortamında karmaşık bir fonksiyon oluşturur. Bu şekilde oluşturulan $g(r)$ karmaşık işlevi analitik fonksiyonlar olarak tanımlanır. Analitik fonksiyonların özellikleri ise aşağıdaki şekilde özetlenebilir. x ortamında gerçel ve sanal bileşenleri arasında Cauchy-Riemann koşulları geçerlidir.

$$\frac{df}{dx} = \frac{df_1}{dz}, \quad \frac{df}{dz} = \frac{df_1}{dx} \quad (5)$$

Frekans ortamında da (3) bağıntısı ile tanımlı özellik vardır.

HD işlevinin birim dürtüye tepkisini bulmak için (1) bağıntısının ters Fourier dönüşümü alınır ve

$$h(x) = F^{-1}(-j \operatorname{sgn}(w)) \quad (6)$$

$$= 1/(\pi x) \quad (\text{tüm } x \text{ değerleri için}) \quad (7)$$

elde edilir. $-(\pi x)^{-1}$ işlevi normalize edildiğinde ise

$$-(\pi x)^{-1} = x^{-1}(1 - e^{j\pi x}) \quad (8)$$

denkleme ulaşılır (Rabiner ve Gold 1975). Bu işlecin uzunluk ortamındaki görünümü Şekil 1b de verilmektedir. (6) bağıntısından yararlanılarak $f(x)$ ile $f_1(x)$ arasındaki HD x ortamında evrişim denklemi ile

$$f_1(x) = h(x) * f(x) \quad (9)$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(v)}{x-v} dv \quad (10)$$

olarak tanımlanır (Şekil 1c) ve ayrıca HD, (3) bağıntısından FD yardımıyla da yapılabilir.

(6) bağıntısından elde edilen sonuç HD süzgeçleri fiziksel olarak gerçekleştirilemeyen, ancak düşünce olarak varlığı kabul edilen süzgeçlerdir. Şekil 1a dan görüldüğü gibi HD, her frekans bileşenindeki genliklerin büyüklüğü-

nü aynen korurken evrelerinde doksan derecelik bir kayma oluşturur.

Jeofizikte gravite yönteminde, iki boyutlu ve bu özelliğe bağlı olarak karmaşık potansiyel oluşturan bazı yapılarda yapı parametrelerini bulmak için HD kullanılır. Bunun için potansiyel veya potansiyelin herhangi bir alan bileşenin, kompleks gradient işleci (11 bağıntısı) yardımıyla, yatay ve düşey gradientleri elde

$$\nabla = \left(\frac{d}{dx} + i \frac{d}{dz} \right) \quad (11)$$

edilir. Yatay ve düşey gradientler de (4) bağıntısındaki gibi analitik bir sinyal oluştururlar.

Jeofizik çalışmalar sonucunda giriş ($f(x)$) veya çıkış ($f_1(x)$) fonksiyonlarından ancak biri elde edilir. Diğer bileşen HD kullanılarak bulunur. HD ise evrişim veya FD yöntemi kullanılarak sağlanır. (4) bağıntısında verilen karmaşık fonksiyonun evre ve genliği

genlik

$$A(x) = [f(x)^2 + f_1(x)^2]^{1/2} \quad (12)$$

evre

$$\phi(x) = [\tan^{-1} \{ f_1(x)/f(x) \}]$$

olarak tanımlanır.

Sonuçta aynı yapı parametrelerini içeren birden fazla denklem ($f(x)$, $f_1(x)$, genlik, evre) oluşturulur. Bu denklemlerin ortak çözümleri yapı parametreleri elde edilir.

HD, evrişim veya FD ile yapılmaktadır. Ancak bu işlemleri

yaparken karşımıza bazı sorunlar çıkmaktadır. Kuramsal olarak yapılan çalışmalar sonucunda, evrişim veya FD yöntemleri ile yapılan HD işleminden önce, veri uçlarındaki süreksizliklerin giderilmesi gerekmektedir. Aksi halde kuramsal olarak HD sonucu beklenen çıkış ile evrişim veya FD sonucu bulunan çıkış değerleri arasında yatay ve düşey yönde kaymalar oluşmaktadır. Bu kaymalar nedeniyle, parametre değerlerinin bulunmasında kullanılan, anomalilerin kök değerleri ile ortak kesim noktalarında da kaymalar oluşmaktadır. Benzer şekilde evrişim işleminde kullanılan HD katsayılarının sayısına bağlı olarak, beklenen çıkış ile evrişim veya FD işlemleri sonucu bulunan çıkış değerleri arasında yatay ve düşey yönde kaymalar oluşmaktadır.

Uygulama

HD, gravite yönteminde, yatay sonsuz uzanımlı kesi-ti daire olan silindir, yatay yarı sonsuz levha, düşey fay ve derinliği genişliğinden büyük olan düşey dayk modellerine uygulanarak yapılara ait parametre çözüm denklemleri saptanmıştır. Yatay sonsuz uzanımlı silindir için potansiyelin ($U(x)$) ve $g_z(x)$ anomalisinin karmaşık gradientleri (11 bağıntısı) ayrı ayrı kullanılarak çözüme gidilmiştir. Diğer modellerde ise yalnızca $g_z(x)$ anomalisinin karmaşık gradientleri kullanılmıştır. Parametre çözüm denklemlerinin saptanması için ise HD sonucu bulunan bağıntıların ortak çözümleri yapılmıştır. HD, evrişim ve FD kullanılarak ayrı ayrı uygulanmıştır. Anomalilerin uç noktalarında oluşan süreksizlikler de çeşitli yöntemlerle giderilerek (baz indirgeme, pencereleme ve türev) FD yönteminde oluşacak hatalar azaltılmaya çalışılmıştır. Ayrıca tüm model bağıntılarında ortak olarak kullanılan tanımlamalar, $g_z(x)$; potansiyelin z yönündeki türevi, $g_x(x)$; potansiyelin x yönündeki türevi, $g_{zx}(x)$; $g_z(x)$ in x yönündeki türevi, $g_{zz}(x)$; $g_z(x)$ in z yönündeki türevi, G; Gravite çekim sabiti, d; anomali başlangıcının x=0 noktasına uzaklığı, A; 2 G M, t; kalınlık, $\rho_0 t$; yoğunluk farkı, M; kütle ve h, h_1 , h_2 ; derinlik şeklindedir.

Yatay Sonsuz Uzanımlı Silindir

Yatay sonsuz uzanımlı silindir şekilli bir yapı ve $g_z(x)$ anomalisi (Şekil 2)

$$g_z(x) = 2 GMh / [(x-d)^2 + h^2] \quad (13)$$

bağıntısı ile tanımlanır (Telford ve diğ. 1987). Potansiyelin x yönündeki türevi ise

$$g_x(x) = 2 GM(x-d) / [(x-d)^2 + h^2] \quad (14)$$

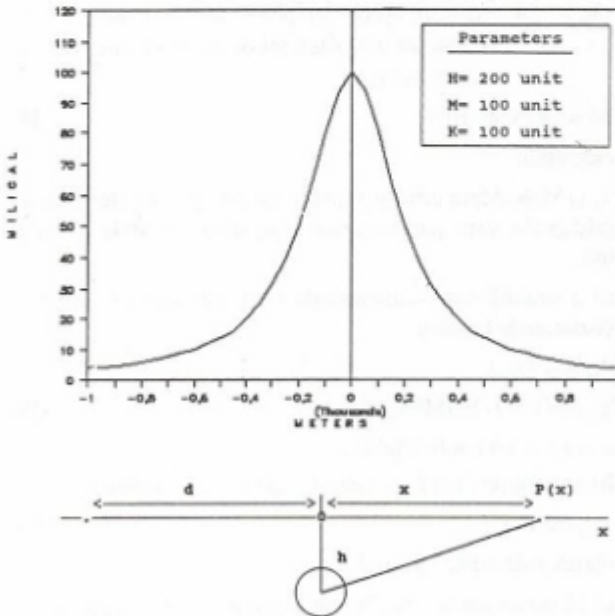
ile verilir (Şekil 3). Benzer şekilde $g_z(x)$ in karmaşık gradientleri (11 bağıntısı)

$$g_{zx}(x) = -4 GMh (x-d) / [(x-d)^2 + h^2]^2 \quad (15)$$

$$g_{zz}(x) = 2 GM[(x-d)^2 - h^2] / [(x-d)^2 + h^2]^2$$

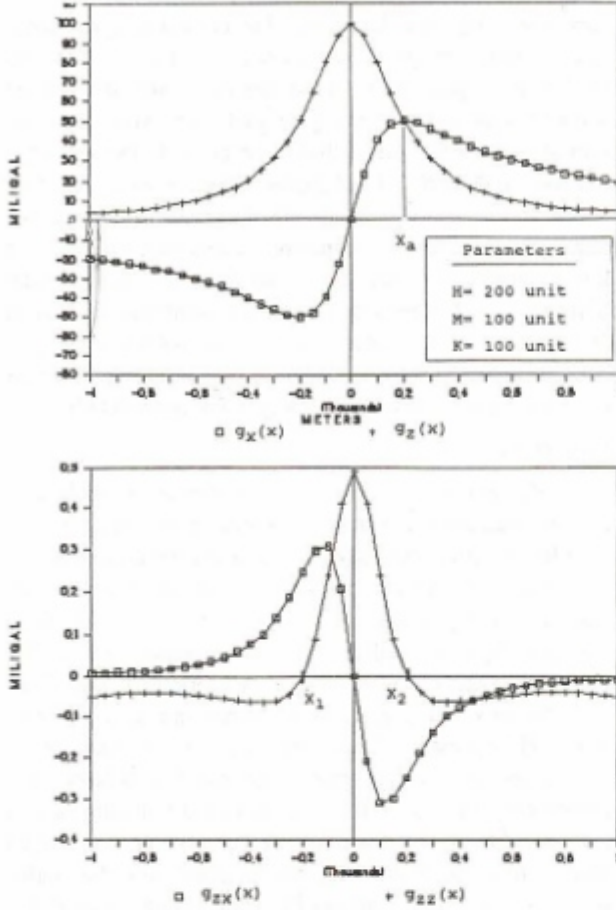
denklem çifti ile tanımlanır (Şekil 3).

Silindirin bilinmeyen parametreleri derinlik (h), d uzaklığı ile M kütesidir. Potansiyelin ve $g_z(x)$ anomalisinin karmaşık gradientlerinin her ikisinde HD özelliklerine



Şekil 2. Yatay sonsuz silindirin $g_z(x)$ anomalisi.

Fig. 2. The $g_z(x)$ anomaly of the horizontal infinite cylinder.



Şekil 3. Yatay sonsuz silindirin a) potansiyelinin karmaşık gradientleri, b) $g_z(x)$ anomalisinin karmaşık gradientleri.

Fig. 3. a) The complex gradients of potential, b) the complex gradients of the $g_z(x)$ anomaly of the horizontal infinite cylinder.

uygun veriler oluşturur. Bu nedenle, parametre çözüm denklemlerinin bulunmasında hem (13) ve (14) hemde (15) denklem çiftleri kullanılarak aşağıdaki çözümler yapılır.

1) (13) ve (14) denklem çiftinden (potansiyelin gradientleri) yola çıkarak yapı parametrelerini bulmak için gerekli çözümler aşağıdaki izleneye göre yapılır.

a) d uzaklığı için (13 ve 14) denklemleri $x=d$ koşuluna göre çözüldüğünde

$$g_x(x=d) = [(2 GM)/h] = \text{maksimum değer} \quad (16)$$

$$g_z(x=d) = 0 = \text{anomalinin 0 noktası}$$

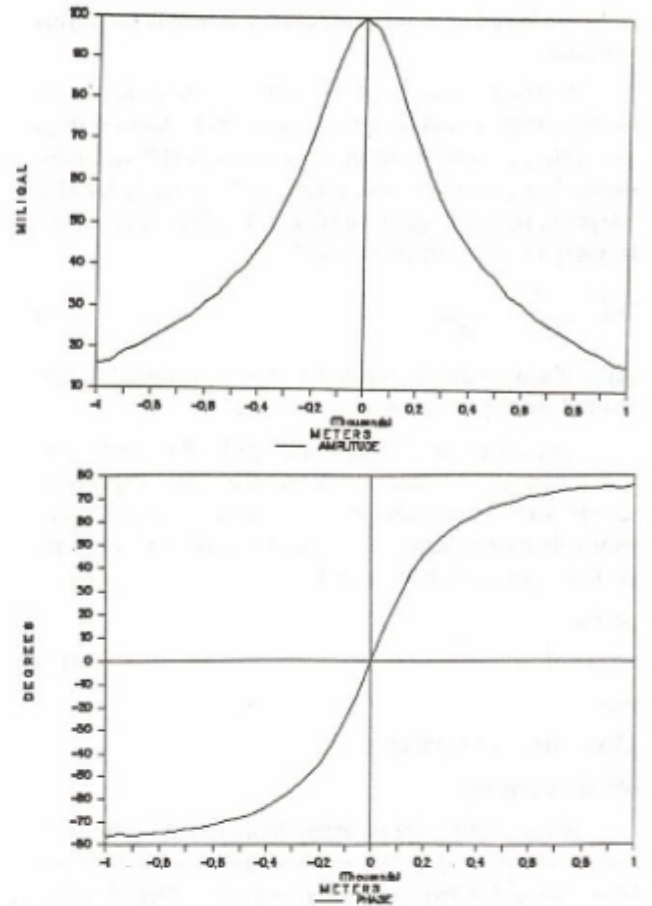
sonuçları bulunur (Şekil 3).

b) h parametresi için $g_z(x) = g_x(x)$ eşitliğinden

$$x_a = h \quad (17)$$

sonucuna ulaşılır (Şekil 3).

c) M parametresi bulunmasında (13) denklemi ile $x_a=h$ sonucu birlikte kullanılarak



Şekil 4. Yatay sonsuz silindirin potansiyelinin karmaşık gradientlerinin a) genliği, b) evresi.

Fig. 4. a) Amplitude, b) phase of the complex gradients of the potential of the horizontal infinite cylinder

$$M = \{g_z(x=h) h\} / G \quad (18)$$

elde edilir.

2) (15) denklem çifti ($g_z(x)$ in karmaşık gradientleri) kullanıldığında yapı parametreleri aşağıdaki çözümlerle bulunur.

a) d uzaklığının bulunmasında (15) denklem çiftinin $x=d$ çözümünde bulunan

$$g_{zx}(x=d) = 0$$

$$g_{zz}(x=d) = (-2 GMh)/(2)^{1/2} \quad (19)$$

sonuçları kullanılır (Şekil 3).

b) h derinliği (15) bağıntısının $g_{zz}(x) = 0$ çözümünden

$$x_{1,2} = \pm h \quad (20)$$

olarak elde edilir (Şekil 3).

c) M parametresi için (20) de bulunan "h" nin $g_{zx}(x)$ denkleminde yerine konması ile elde edilen

$$M = [g_{zx}(h) (2)^{1/2}] / (-4 Gh) \quad (21)$$

bağıntısı kullanılır.

Çizelge 1a. Yatay sonsuz silindir potansiyelinin karmaşık gradientlerine ait kuramsal HD sonuçları

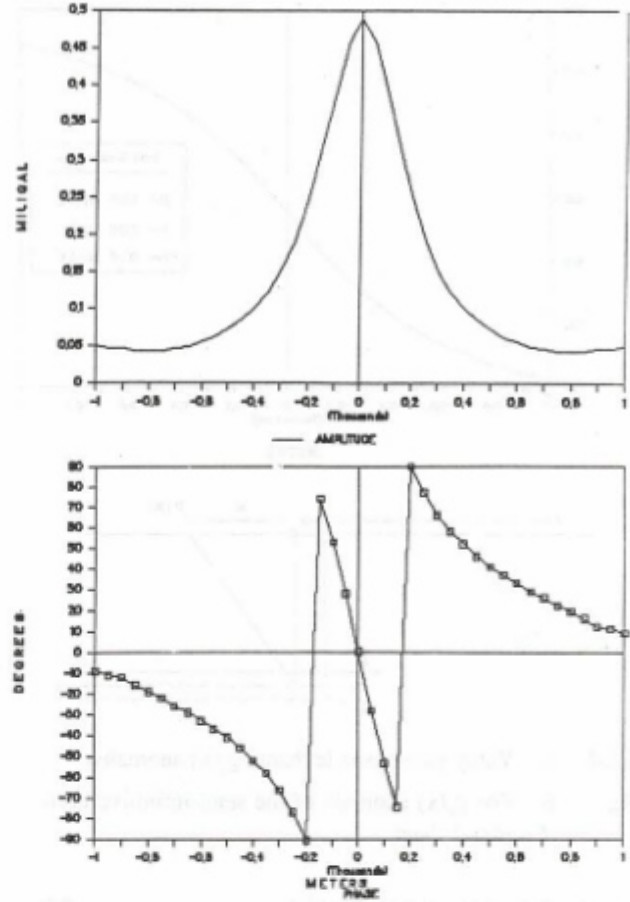
Table 1a. The results of HT of the theoretical complex gradients of the potential due to the horizontal infinitive cylinder

Yapı Parametreleri		h	M	d
MODEL 1	Model Parametreleri	200	100	1000
	Evrişim ile HD	200	100	1000
	FD ile HD	200	100	1000
MODEL 2	Model Parametreleri	400	100	1000
	Evrişim ile HD	400	100	1000
	FD ile HD	400	100	1000
MODEL 3	Model Parametreleri	500	100	1000
	Evrişim ile HD	500	100	1000
	FD ile HD	500	100	1000

Çizelge 1b. Yatay sonsuz silindir $g_z(x)$ anomalisinin karmaşık gradientlerine ait kuramsal HD sonuçları

Table 1b. The results of HT of the theoretical complex gradients of $g_z(x)$ potential due to the horizontal infinitive cylinder

Yapı Parametreleri		h	M	d
MODEL 1	Model Parametreleri	200	100	1000
	Evrişim ile HD	200	100	1000
	FD ile HD	200	100	1000
MODEL 2	Model Parametreleri	400	100	1000
	Evrişim ile HD	400	100	1000
	FD ile HD	400	100	1000
MODEL 3	Model Parametreleri	500	100	1000
	Evrişim ile HD	500	100	1000
	FD ile HD	500	100	1000



Şekil 5. Yatay sonsuz silindirin $g_z(x)$ anomalisinin karmaşık gradientlerinin a) genliği, b) evresi.

Fig. 5. a) Amplitude, b) phase of the complex gradients of the $g_z(x)$ anomaly of the horizontal infinitive cylinder.

Ayrıca genlik ve evre fonksiyonları kullanılarak da parametreler aşağıdaki gibi saptanabilir (Şekil 4 ve 5).

$$A(x=0) = \text{maksimum değer}$$

$$\varphi(x=0) = 90 \text{ derece}$$

$$\varphi(x=h) = 0 \text{ derece}$$

(22)

Bu yapıya ait çeşitli model parametreleri kullanılarak yapılan kuramsal çalışmalar sonucu elde edilen bulgular Çizelge 1a ve 1b de verilmektedir.

Yarı-Sonsuz Tek Yatay Tabaka

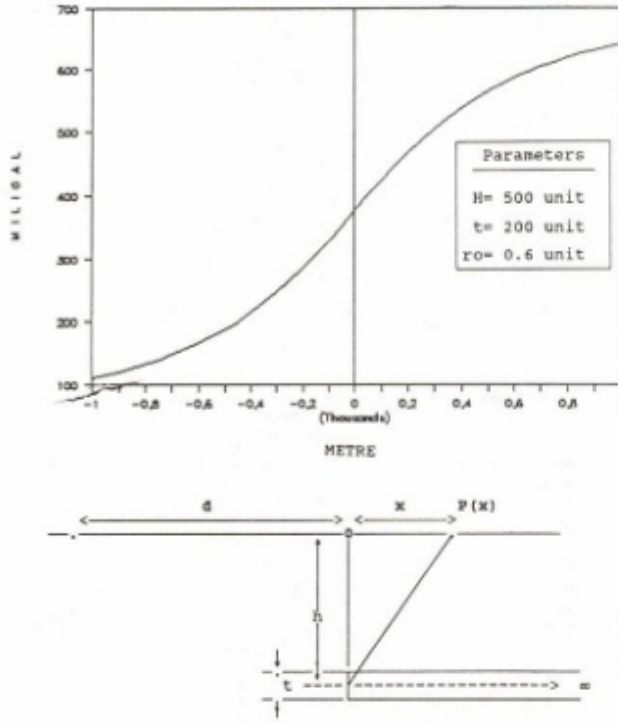
x yönünde 0 ile $+\infty$, y yönünde $-\infty$ ile $+\infty$ arasında yeralan bir levha ve oluşturacağı $g_z(x)$ anomalisi

$$g_z(x) = 2 G \rho_0 t \left[\frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \frac{(x-d)}{h} \right] \quad (23)$$

denklemleri (Şekil 6) ile verilir (Telford ve diğ. 1987).

Anomalinin karmaşık gradientleri (11 bağıntısı) ise

$$g_{zx}(x) = 2 G \rho_0 t h / ((x-d)^2 + h^2) \quad (24)$$



Şekil 6. Yatay yarısonsuz levhanın $g_z(x)$ anomalisi.

Fig. 6. The $g_z(x)$ anomaly of the semi-infinite horizontal sheet.

$$g_{zz}(x) = 2 G \rho_0 t [(x-d) / (x-d)^2 + h^2] \quad (25)$$

bağıntıları ile (Şekil 7) tanımlanır. (23) bağıntısına göre yapının bilinmeyen parametreleri d uzaklığı, h derinliği ve $\rho_0 t$ (yüzey yük yoğunluğu) sabittir. Bu parametrelerin HD yöntemine göre bulunması aşağıdaki şekilde yapılır.

a) d parametresi, (24) ve (25) denklemleri ile $A(x)$ genlik fonksiyonundan

$$g_{zx}(x=d) = 0 \quad (26)$$

$$g_{zz}(x=d) = \text{maksimum} \quad (27)$$

$$A(x=d) = \text{maksimum} \quad (28)$$

olarak elde edilir (Şekil 7).

b) h parametresi $g_{zx}(x) = g_{zz}(x)$ den

$$x_a = h \quad (29)$$

$$\text{olarak bulunur. Ayrıca } \varnothing(x) \text{ fonksiyonu } x_a = h \text{ kökü için} \quad (30)$$

$\varnothing(x=h) = \tan^{-1}(\infty) = 90$ derece

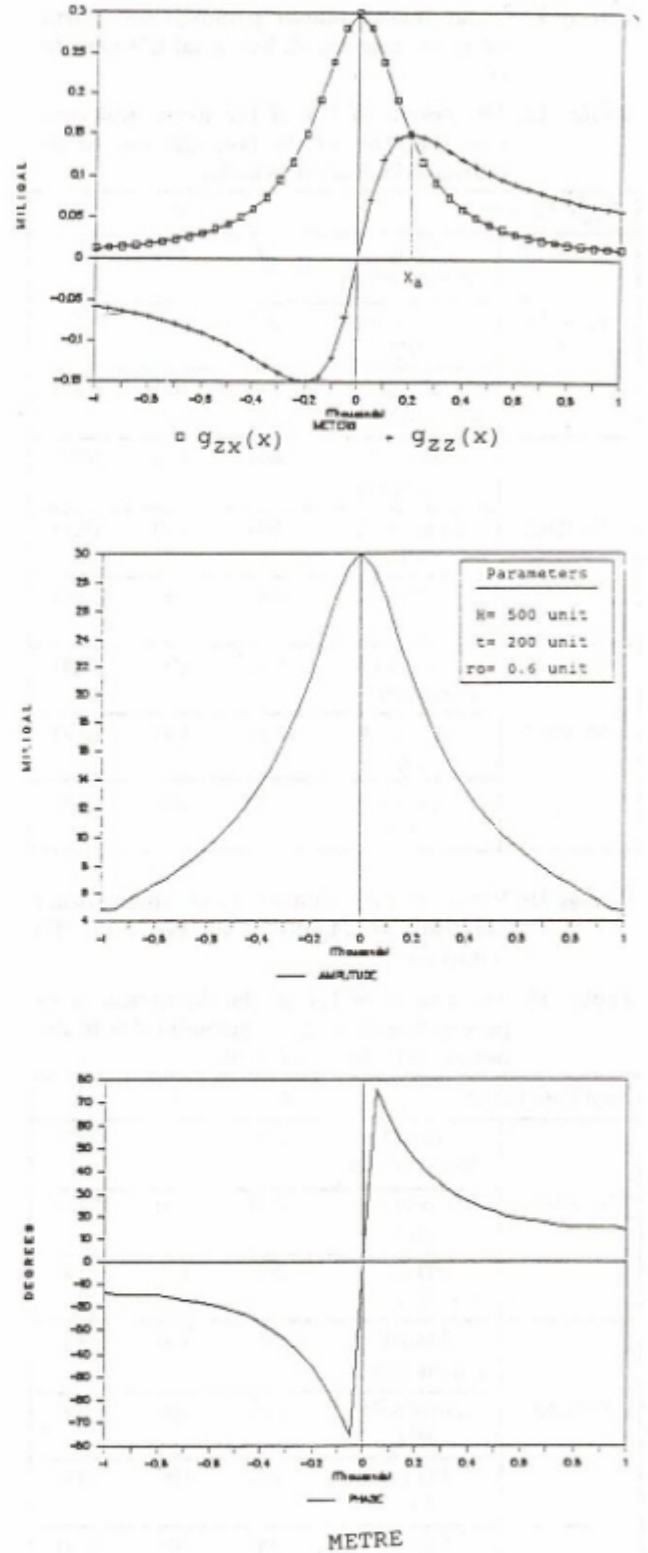
dir (Şekil 7).

c) $\rho_0 t$ değeri (yüzey yük yoğunluğu) (24) denkleminin $x=d$ için çözümünden

$$\rho_0 t = (g_{zx}(x=d)h) / (2 G) \quad (31)$$

olarak elde edilir.

Çeşitli parametre değerleri için yapılan kuramsal çalışmaların sonuçları Çizelge 2 de verilmektedir.



Şekil 7. Yatay yarısonsuz levhanın $g_z(x)$ anomalisinin a) karmaşık gradientleri b) genliği, c) evresi.

Fig. 7. a) Complex gradients, b) amplitude, c) phase of the $g_z(x)$ anomaly of the semi infinite horizontal sheet.

Çizelge 2. Yatay yarı sonsuz levhanın $g_z(x)$ anomalisi-
nin karmaşık gradientlerine ait kuramsal
HD sonuçları

Table 2. The results of HT of the theoretical com-
plex gradients of $g_z(x)$ anomaly due to the
horizontal semi-infinite cylinder

Yapı Parametreleri		h	po.t	d
MODEL 1	Model Parametreleri	200	30	1000
	Evrişim ile HD	200	30	1000
	FD ile HD	200	30	1000
MODEL 2	Model Parametreleri	500	60	1000
	Evrişim ile HD	520	60	1000
	FD ile HD	525	60	1000
MODEL 3	Model Parametreleri	500	120	1000
	Evrişim ile HD	520	120	1000
	FD ile HD	525	120	1000

Yarı -Sonsuz Yatay İki Tabaka (Düşey Fay)

İki yatay yarı sonsuz tabakadan yararlanılarak oluşturulan düşey atımlı bir fayın $g_z(x)$ anomalisi (Şekil 8).

$$g_z(x) = 2 G \rho_0 t \left[\pi + \tan^{-1} \frac{(x-d)}{h_1} - \tan^{-1} \frac{(x-d)}{h_2} \right] \quad (32)$$

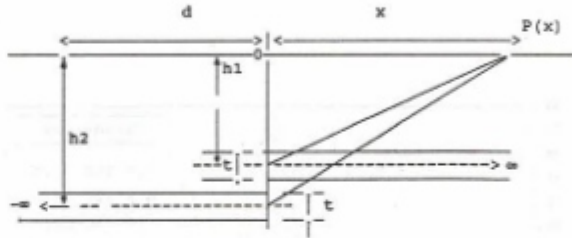
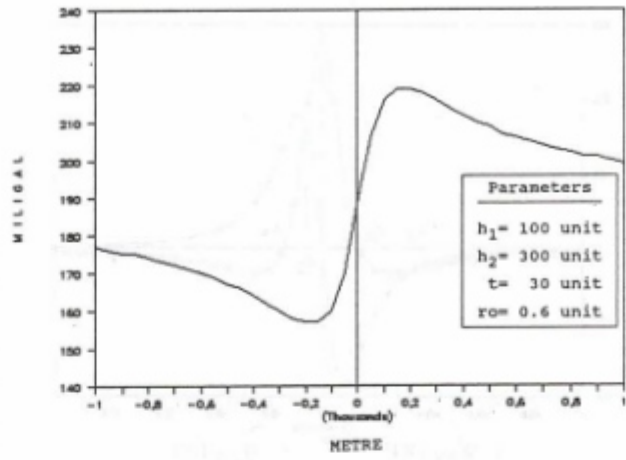
denklemleri ile verilir (Telford ve diğ. 1987). $g_z(x)$ in karmaşık gradientleri (11 bağıntısı) ise

$$g_{zx}(x) = 2 G \rho_0 t \left[\frac{h_1}{(x-d)^2 + h_1^2} - \frac{h_2}{(x-d)^2 + h_2^2} \right] \quad (33)$$

$$g_{zz}(x) = 2 G \rho_0 t \left[\frac{(x-d)}{(x-d)^2 + h_1^2} - \frac{(x-d)}{(x-d)^2 + h_2^2} \right] \quad (34)$$

denklemleri çifti ile tanımlanır (Şekil 9). Parametre çözüm denklemleri de aşağıdaki şekilde bulunur.

a) d uzaklığı (34) bağıntısının $x=d$ için çözümünden



Şekil 8. Düşey fayın $g_z(x)$ anomalisi.

Fig. 8. The $g_z(x)$ anomaly of the vertical fault.

$$g_{zz}(x=d) = 0 \quad (35)$$

olarak elde edilir (Şekil 9).

b) h_1 ve h_2 parametreleri aşağıdaki sıra ile hesaplanır. (32) (33) ve (34) bağıntılarının x in değişik değerleri için çözümleri yapılır. Bu çözümler sonucunda

h_1) (33) denkleminde $x=d$ çözümü yapılarak

$$g_{zx}(x=d) = 2 G \rho_0 t \left[\frac{(h_2 - h_1)}{h_1 \cdot h_2} \right] \quad (36)$$

sonucu bulunur.

h_2) (33) denklemleri sıfıra eşitlenerek ($g_{zx}(x) = 0$)

$$x_m = \pm (h_1 \cdot h_2)^{1/2} \quad (37)$$

kökleri elde edilir (Şekil 9).

h_3) (37) sonucu (36) da yerine konursa

$$g_{zx}(x=d) = 2 G \rho_0 t \left[\frac{(h_2 - h_1)}{x_m^2} \right] \quad (38)$$

elde edilir.

h_4) (32) denkleminin $x=d$ için çözümünden

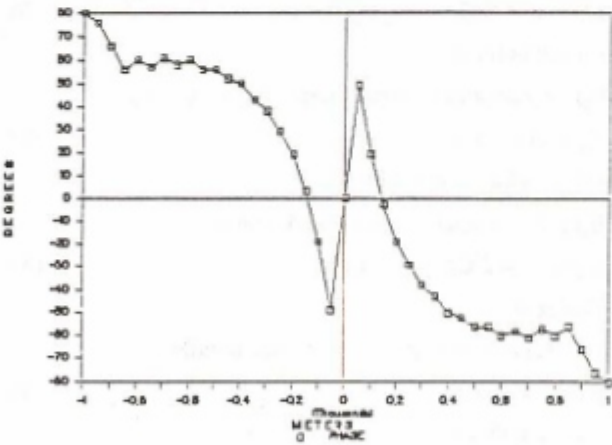
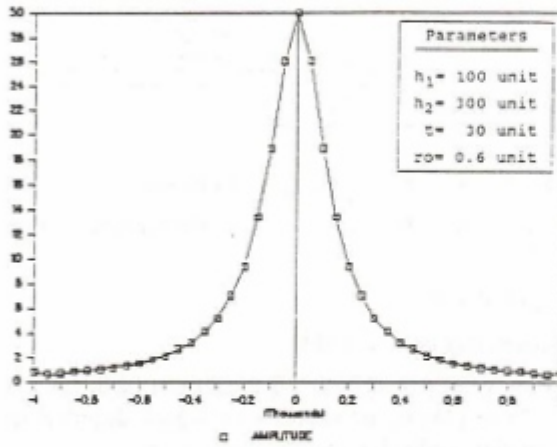
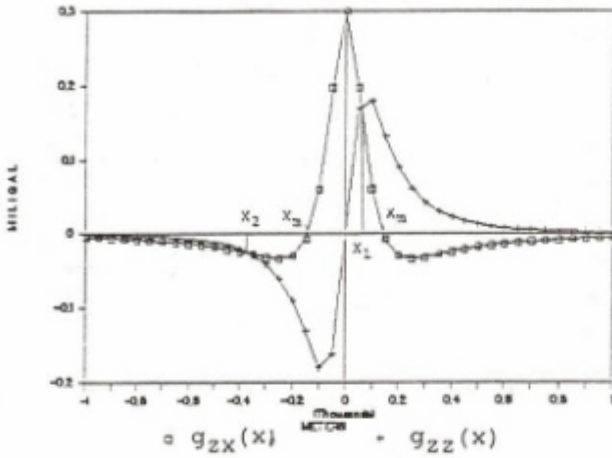
$$2 G \rho_0 t = g_z(x=d) \quad (39)$$

sonucu bulunur.

h_5) (39) bağıntısı ile (38) bağıntısının ortak çözümünden

$$h_2 - h_1 = [(x_m^2 g_{zx}(x=d)) / g_z(x=d)] \quad (40)$$

elde edilir. Bu aşamada $h_2 + h_1$ oluşturulabilirse h_1 ve h_2 parametreleri ayrı ayrı bulunabilir. Bunun için



Şekil 9. Düşey fayın $g_z(x)$ anomalisinin a) karmaşık gradientleri b) genliği, c) evresi.

Fig. 9. Complex gradients, b) amplitude, c) phase of the $g_z(x)$ anomaly of the vertical fault.

b_6) (33) ve (34) denklemlerinin ortak çözümünden ($g_{zx}(x) = g_{zy}(x)$)

$$x_1 = \frac{-(h_1 + h_2) + [(h_2 + h_1)^2 + 4(h_1 \cdot h_2)]^{1/2}}{2}$$

$$x_2 = \frac{-(h_1 + h_2) - [(h_2 + h_1)^2 + 4(h_1 \cdot h_2)]^{1/2}}{2}$$

kökleri saptanır. $(x_1 + x_2)$ toplamından

$$-(x_1 + x_2) = +(h_2 + h_1) \quad (41)$$

elde edilir. $(h_1 + h_2)$ ve $(h_2 - h_1)$ in ortak çözümünden (40) ve (41) ise

$$h_1 = -\frac{1}{2} \left[(x_1 + x_2) - \left(\frac{x_m^2}{g_z(x=d)} g_{zx}(x=d) \right) \right] \quad (42)$$

$$h_2 = -\frac{1}{2} \left[(x_1 + x_2) + \left(\frac{x_m^2}{g_z(x=d)} g_{zx}(x=d) \right) \right] \quad (43)$$

plakaların yüzeyden olan derinlikleri bulunur (Şekil 9).

c) $\rho_0 t$ (yüzey yük yoğunluğu) parametresi (32) bağıntısının $x=d$ noktasındaki çözümünden

$$\rho_0 t = g_z(x=d) / 2 G \quad (44)$$

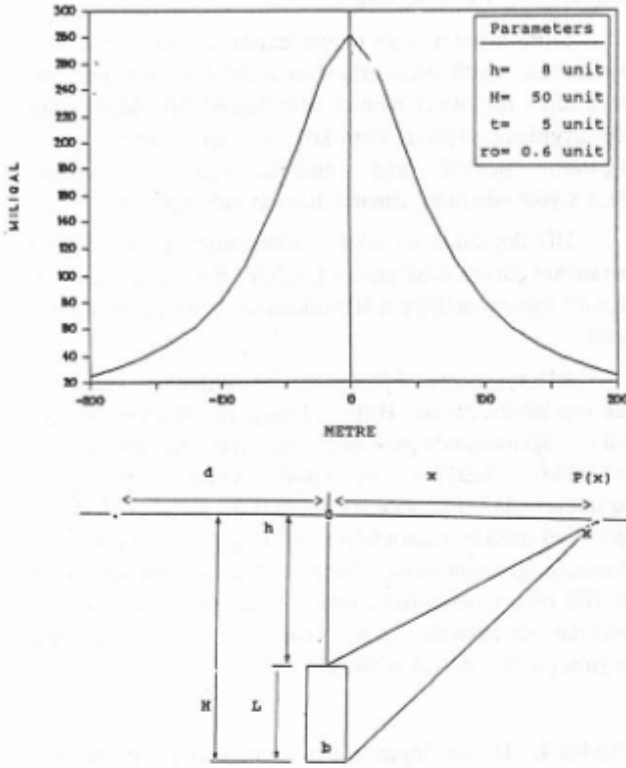
elde edilir.

Farklı parametre değerleri için elde edilen sonuçlar Çizelge 3 de verilmektedir.

Çizelge 3. Düşey fayın $g_z(x)$ anomalisinin karmaşık gradientlerine ait kuramsal HD sonuçları

Table 3. The results of HT of the theoretical complex gradients of $g_z(x)$ anomaly due to the vertical fault

Yapı Parametreleri		h1	h2	ro.b	d
MODEL 1	Model Parametreleri	100	200	30	1000
	Evrişim ile HD	98	196	30	1000
	FD ile HD	95	190	30	1000
MODEL 2	Model Parametreleri	200	400	30	1000
	Evrişim ile HD	199	397	30	1000
	FD ile HD	190	390	30	1000
MODEL 3	Model Parametreleri	100	300	30	1000
	Evrişim ile HD	98	298	30	1000
	FD ile HD	95	290	30	1000

Şekil 10. Düşey daykın $g_z(x)$ anomalisi.Fig. 10. The $g_z(x)$ anomaly of the vertical dike.

Düşey Dayk

Üst ucunun derinliği (h) genişliğine (b) göre çok büyük olan ($h \gg b$) düşey dayk ve bir $P(x)$ noktasında oluşan $g_z(x)$ anomalisi

$$g_z(x) = M \ln \frac{[(x-d)^2 + H^2]^{1/2}}{[(x-d)^2 + h^2]^{1/2}} \quad (45)$$

ile (Şekil 10) tanımlanır (Dobrin 1974). Bu bağıntıda $L = (H-h)$ daykın uzunluğu, $M = G\rho_0 b$ olarak tanımlanır.

$g_z(x)$ anomalisi HD özelliklerini kapsamına karşın, parametre saptanmasına kolaylık getirmesi açısından (45 bağıntısı) anomalinin karmaşık gradientleri çözüm için kullanılmıştır. Bu durumda $g_z(x)$ in karmaşık gradientleri aşağıdaki denklem çiftini oluşturur (Şekil 11)

$$g_{zx}(x) = \{ [2M(x-d)] / [(x-d)^2 + H^2] - [(x-d)^2 + h^2] \} \quad (46)$$

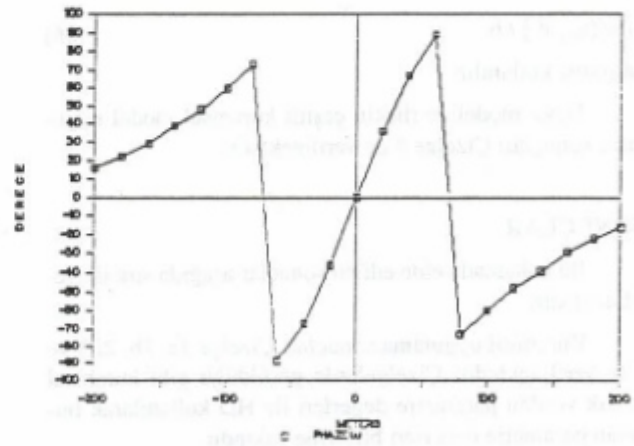
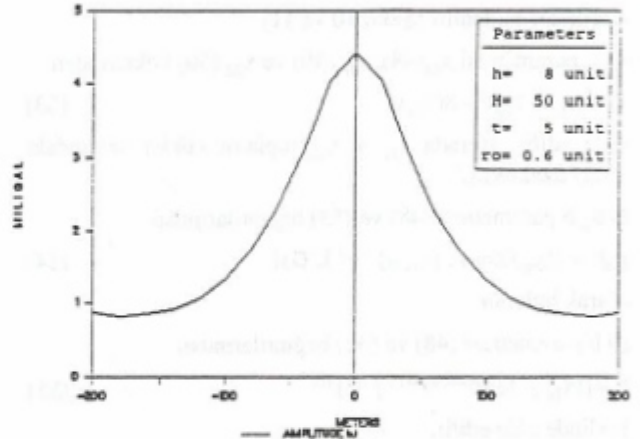
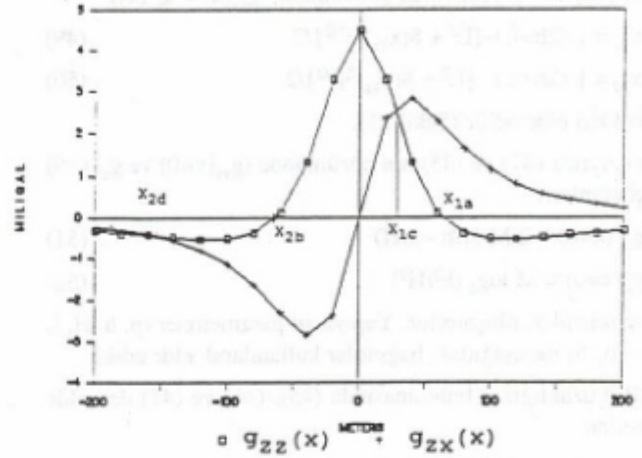
$$g_{zz}(x) = \{ 2M[H / ((x-d)^2 + H^2) - h / ((x-d)^2 + h^2)] \} \quad (47)$$

Bu yapıya ait bilinmeyen parametreler d , h , H ve $\rho_0 b$ dir. Bu parametreleri bulunması için $g_z(x)$, $g_{zx}(x)$ ve $g_{zz}(x)$ arasında ortak çözümler yapılarak aşağıdaki adımlar sırası ile uygulanır.

a) (47) denklemi sıfıra eşitlenirse ($g_{zz}(x) = 0$)

$$x_{1a,2b} = \pm(hH)^{1/2} \quad (48)$$

kökleri bulunur (Şekil 11).

Şekil 11. Düşey daykın $g_z(x)$ anomalisinin a) karmaşık gradientleri, b) genliği, c) evresi.Fig. 11. a) Complex gradients, b) amplitude, c) phase of the $g_z(x)$ anomaly of the vertical dike.

b) (46) ve (47) nin ortak çözümünde ($g_{zx}(x) = g_{zz}(x)$)

$$x_{1c} = \{-(2h+L) + [L^2 + 8(x_{1a})^2]^{1/2}\} / 2 \quad (49)$$

$$x_{2d} = \{-(2h+L) - [L^2 + 8(x_{1a})^2]^{1/2}\} / 2 \quad (50)$$

kökleri elde edilir (Şekil 11).

c) Ayrıca (47) ve (45) nin çözümünde ($g_{zz}(x=0)$ ve $g_z(x=0)$ çözümleri)

$$g_{zz}(x=0) = 2 M (1/h - 1/H) \quad (51)$$

$$g_z(x=0) = M \log_e (h^2/H^2) \quad (52)$$

denklemleri oluşturulur. Yapıya ait parametreler (p , h , H , L ve ρ_o b) ise aşağıdaki bağıntılar kullanılarak elde edilir.

d) d uzaklığının bulunmasında (45), (46) ve (47) den elde edilen

$$g_z(x=d) = \text{maksimum}$$

$$g_{zz}(x=d) = \text{maksimum}$$

$$g_{zx}(x=d) = 0$$

özellikler kullanılır (Şekil 10 ve 11).

e) L parametresi x_{1a} (48), x_{1c} (49) ve x_{2d} (50) köklerinden

$$L = (x_{1c} + x_{2d})^2 - 8(x_{1a})^2 \quad (53)$$

elde edilir. Burada $x_{1c} + x_{2d}$ toplamı kökler arasındaki yatay uzaklıktır.

f) ρ_o b parametresi (48) ve (53) bağıntılarından

$$\rho_o b = \{[g_{zz}(x=0) \cdot (x_{1a})_2] / (4 L G)\} \quad (54)$$

olarak bulunur.

g) h parametresi (48) ve (52) bağıntılarından

$$h = \{(x_{1a})^2 [e^{(g_z(x=0)/\rho_o b)}]^{1/2}\}^{1/2} \quad (55)$$

şeklinde elde edilir.

h) H parametresini bulmak için ise (48) ve (55) den elde edilen

$$H = [(x_{1a})^2] / h \quad (56)$$

bağıntısı kullanılır.

Dayk modeline ilişkin çeşitli kuramsal model uygulama sonuçları Çizelge 4 de verilmektedir.

SONUÇLAR

Bu çalışmada elde edilen sonuçlar aşağıda sıra ile verilmektedir.

Kuramsal uygulama sonuçları Çizelge 1a, 1b, 2, 3 ve 4 te verilmektedir. Çizelgelerde görüldüğü gibi kuramsal olarak verilen parametre değerleri ile HD kullanılarak bulunan parametre değerleri birbirine yakındır.

Yapı parametrelerinin elde edilmesinde anomali ile anomaliye ait karmaşık gradientlerin kökleri ve ortak kesim noktaları kullanılmıştır. Bu nedenle parametre değerlerinin bulunmasında örnekleme aralığı kadar hata beklenmektedir. Hatayı azaltmak için örnekleme aralığının

olabildiğince küçük seçilmesi gerekir.

Sıfıra asimtot veya tanım aralığı dışında sıfır olmayan veriler çeşitli işlemlerle (baz indirgeme, pencereleme veya türev işlemleri) asimtot hale dönüştürüldükten sonra HD uygulanır. Ayrıca işlem kolaylığı açısından artan ve logaritma işlevleri içeren yapılarda, HD uygulanmadan önce x yönünde türev alınarak bağıntı sadeleştirilir.

HD doğrudan bir çözüm yöntemidir ve her yapının parametre çözüm denklemleri farklıdır. Bu nedenle anomaliye ait yapı modellerinin HD ünden önce tanımlanması gerekir.

HD uygulaması FD ve evrişim yöntemleri kullanılarak yapılabilir. Ancak, Hilbert dönüşümü, Fourier dönüşümü ile sağlandığında anomalinin uçlarında oluşabilecek süreksizlikler köklerin ve ortak kesim noktalarının bulunmasında hatalara neden olmaktadır. Bunun önlenmesi için süreksizliklerin anomaliye, HD uygulanmadan önce giderilmesi gerekmektedir. Aynı şekilde evrişim işleminde de HD işleç boyuna bağlı olarak köklerde ve ortak kesim noktalarında kaymalar oluşmaktadır. Bu nedenle HD işleç boyu seçilirken dikkat edilmelidir.

Çizelge 4. Düşey fayın $g_z(x)$ anomalisinin karmaşık gradientlerine ait kuramsal HD sonuçları

Table 4. The results of HT of the theoretical complex gradients of $g_z(x)$ anomaly due to the vertical fault

Yapı Parametreleri		h	H	L	$\rho_o b$	d
MODEL 1	Model Parametreleri	8	50	42	3	1000
	Evrisim ile HD	8	50	40	3	1000
	FD ile HD	8	50	40	3	1000
MODEL 2	Model Parametreleri	50	80	30	3	1000
	Evrisim ile HD	50	80	30	3	1000
	FD ile HD	50	80	30	3	1000
MODEL 3	Model Parametreleri	80	130	50	3	1000
	Evrisim ile HD	80	130	50	3	1000
	FD ile HD	80	130	50	3	1000

KAYNAKLAR

- Bhattacharyya, B. B., and Roy, N. 1981, A note on the use of a nomogram for self potential anomalies, *Geophysical Prospecting* 29, 102-107.
- Dobrin, M.B. 1974, *Introduction to Geophysical Prospecting*, third edition, McGraw-Hill, New York.
- Green, R., and Stanley, J.M. 1975, Application of a Hilbert transform method to the interpretation of surface-vehicle magnetic data, *Geophysical Prospecting* 23, 18-27.
- Mohan, N.L., Sundararajan, N., and Rao, S.V.S. 1982, Interpretation of some two dimensional magnetic bodies using Hilbert Transform, *Geophysics* 47, 376-387.
- Nabighian, M.N. 1972, The analytic signal of two-dimensional magnetic bodies with polygonal cross-section: Its properties and use for automated anomaly interpretation, *Geophysics* 37, 507-517.
- Pınar, R. 1985, Karmaşık gradient yönteminin düzey süreksizliklere uygulanması ve bilgisayarlarla gerçekleştirimi, *E.Ü. Bilgisayar Araştırma ve Uygulama Merkezi Dergisi* 8, Sayfa 1-17.
- Pınar, R. ve Akçığ, Z. 1991, Hilbert dönüşümleri kullanılarak SP yönteminde küre parametrelerinin saptanması, 12. Jeofizik Kurultayı, s. 46.
- Rabiner, L., and Gold, B. 1975, *Theory and application of digital signal processing*, Englewood Cliffs, N.J., Prentice Hall.
- Rao, O.A., Babu, H.V.R. and Narayan, P.V.S. 1981, Interpretation of magnetic anomalies due to dikes: The complex gradient method, *Geophysics* 46, 1572-1578.
- Taner, M.T., Koehler, F. and Sheriff, R.E. 1979, *Complex seismic trace analysis*, *Geophysics* 44, 1041-1063.
- Telford, W.M., Geldart, L.P., Sheriff, R.E. Keys, D.A. 1987, *Applied Geophysics*, Cambridge University Press.

YAZI VERENLER

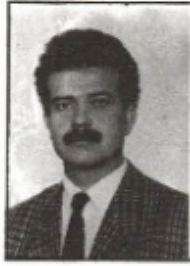
AHMET TUĞRUL BAŞOKUR

1954 yılında Samsun'da doğdu. İlk, orta ve lise tahsilini İstanbul'da yaptı. 1971-1972 döneminde kayıt olduğu İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi'ni 1976 Haziran döneminde Jeofizik Yüksek Mühendisi olarak bitirdi. 1976-1978 yılları arasında Maden Tetkik ve Arama Enstitüsü'nde metalik madenler ve kömür arama çalışmalarında bulundu. 1978 yılında Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Jeoloji Bölümü'ne katıldı. 1982 Haziran'da Jeoelektrik Prospeksiyon adlı tez ile Fen Doktoru ünvanını aldı. Eylül 1988'de Uygulamalı Jeofizik dalında Doçent oldu. 1983'de Avrupa Arama Jeofizikçileri Birliği'nin Van Weelden ödülünü aldı. Halen AÜ Fen Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü'nde Profesör olarak görev yapmaktadır.



MİTHAT FIRAT ÖZER

1977 yılında İÜ Fen Fakültesi Jeofizik Önlisans, 1981 yılında İÜ Yer Bilimleri Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümünden mezun oldu. 1981 yılında KTÜ Yer Bilimleri Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü'ne araştırma görevlisi olarak girdi. KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü'nden 1983'de Master, 1989'da Doktora derecelerini aldı. 1990 yılında KTÜ'de Yardımcı Doçentliğe atandı. 1994'te Doçent oldu ve halen KTÜ'deki görevine devam etmektedir.



NİLGÜN SAYIL

1968 yılında Trabzon'da doğdu. 1989 yılında KTÜ Mühendislik Mimarlık Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü'nden mezun oldu. 1992 yılında aynı bölümde araştırma görevlisi olarak göreve başladı ve aynı yıl KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü'nden Master derecesi aldı. Halen KTÜ'deki görevine devam etmekte ve İÜ Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Doktora öğrenimini sürdürmektedir.



EMİN UĞUR ULUGERGERLİ

1967 yılında İstanbul'da doğdu. Dokuz Eylül Üniversitesi Jeoloji Mühendisliği Bölümü Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı'ndan 1988-89 döneminde mezun oldu. 1991-95 yıllarında Ankara Üniversitesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak çalıştı. 1993 yılında Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı'ndan "Manyetotellürik Verilerinin Tekil Değer Ayırışımı Yöntemi ile Sönümlü En Küçük Kareler Ters Çözümü" konusunda Yüksek Lisans derecesi aldı. Halen Leicester Üniversitesi'nde (İngiltere) doktora çalışmalarını sürdürmektedir.



İLHAN OSMANŞAHİN

1977 yılında İÜ Fen Fakültesi Jeofizik Önlisans, 1980 yılında İÜ Yer Bilimleri Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümünden mezun oldu. 1981 yılında KTÜ Yer Bilimleri Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü'ne Araştırma görevlisi olarak girdi. 1983'de KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü'nden Master, 1989'da İÜ Fen Bilimleri Enstitüsü'nden Doktora derecelerini aldı. Doktora çalışması sırasında İtalya'nın Trieste ve Torino Üniversitelerinde araştırmalarda bulundu. 1990 yılında KTÜ'de Yardımcı Doçentliğe atandı. 1994'te Doçent oldu ve halen KTÜ'deki görevine devam etmektedir.



TEZ ÖZETLERİ

AVRUPA GÖZLEMELERİNE AİT MOMENTENWERTE DEĞERLERİNDEN YERMANYETİK ALAN DEĞİŞİMLERİNİN SAPTANMASI

N. Turan ALPAY

Yermanyetik alan değişimlerinin saptandığı bu çalışmada Avrupa'da bulunan 12 gözlemevine (Budkov, Duorbes, Furstenfeldbruck, Grocka, İstanbul Kandilli, Niemegk, Panagjuriste, Surlari, Tihany, Wingst, Wien Koblen, Witteveen) ait momentenwerte değerleri kullanılmıştır.

Çalışmanın ilk bölümlerinde, değişimlerini saptamaya çalıştığımız yermanyetik alanı, genel özellikleri ile tanıtılmış ve dış kaynakta görülen değişimlerden kısaca bahsedilmiştir.

Manyetik gözlemlerinde kaydedilen alan değeri bir çok bileşeni içerir. Bu bileşenlerden esas alanın özellikleri ve dış kaynaklı alan ilk bölümlerde geniş bir şekilde ele alınmıştır. İndüklem alan (F_0), piezomanyetik alan (F_p) ve anomali alanı (F_A) da yine ayrıntılı olarak tanıtılmıştır.

Çalışmada kullanılan gözlemlerinin momentenwerte değerleri her aya ait yermanyetik alan değişimlerinin en sakin olduğu 10 günün değerleridir. Çalışmada yermanyetik alan değişimlerinin saptanması için, alan bileşenlerinin birbirinden ayrılması amaçlanmıştır. Bu amaç için Ana Bileşenler Analizi (PCA) yöntemi kullanılmıştır.

İlk olarak, 10 günlük değerlerin ortalaması alınarak aylık ortalama değerlere ulaşılmıştır. Çalışmada, Kandilli Gözlemevi baz istasyonu seçilerek, her istasyona ait yıllık ortalama değerlerinin Kandilli Gözlemevi ile farkları alınarak, bunların grafikleri çizilmiştir. Aylık ortalama fark değerlerinin ortalaması alınarak da yıllık ortalama fark değerleri elde edilmiştir. Bu değerlerden, 1968-1971 yıllarını kapsayan yermanyetik alanının yatay bileşen haritası çizilmiştir. Bu haritayı oluşturan değerlere PCA yöntemi uygulanmıştır. Yöntemin uygulamasında giriş verisi olarak, yıllık ortalama fark değerlerinden oluşturulan, 1968-69, 1969-70, 1970-71 yıllarına ait veri takımları kullanılmıştır.

Analiz sonucu elde edilen yeni veri takımı için anomali haritaları çizilmiş ve korelasyon değerlerinden yararlanılarak, ana ve tali bileşenler saptanmıştır. Sonuç olarak, tali bileşene ait değerlerin, manyetik anomaliyi yansıttığı görülmüştür.

Yüksek Lisans Tezi (1993)

İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Danışman: Prof. Dr. Naci Orbay

İSKENDERUN KÖRFEZİ JEOFİZİK VERİLERİNİN DEĞERLENDİRİLMESİ

A. Sinan DEMİREL

Çalışmanın amacı bölgede manyetik anomalilere neden olan kütlelerinin ortalama derinliklerinin saptanmasıdır. Bu amaçla MTA tarafından yapılan İskenderun Körfezinin havadan manyetik haritası ve TPAO tarafından yapılan sismik etüdlerden elde edilen veriler kullanılmıştır.

Bu çalışmada önce İskenderun Körfezi'nin havadan manyetik haritası sekiz bölgeye ayrılmış ve bu bölgelere ilk olarak, bölgesel (rejyonal) ve yerel (rezidüel) anomalilerin ayırımı için trend analizi uygulanmıştır. Daha sonra iki boyutlu Fourier spektrum analizi ve güç spektrumu uygulanarak manyetik anomalilere neden olan kütlelerin ortalama derinlikleri saptanmıştır.

Yukarıda da belirtildiği gibi, TPAO tarafından İskenderun Körfezi'nin petrol olanaklarının araştırılması amacıyla alınan sismik kesitlerden İskenderun Körfezi içine rastlayan yedi adeti üzerinde çalışılmıştır. Çalışılan bu kesitlerde TPAO sismik yorumcuları tarafından belirlenen Pre-Miyosen yaşlı tabanın derinliğinin saptanması amacıyla bölgenin ortalama hız eğrisi sonik log yardımıyla elde edilmiş ve buradan da söz konusu tabanın derinliği her bir profil için saptanmıştır.

Ayrıca İskenderun Körfezi havadan manyetik haritasında, yukarıda belirtilen sismik kesitlerin doğrultusunda yedi adet profil alınmıştır. Bu profillere tek boyutlu Fourier spektrum analizi ve güç spektrumu uygulanmış olup her bir profil için anomaliye neden olan kütlelerin ortalama derinlikleri saptanmıştır. Bunun yanısıra aynı profillere Talwani uygulanmıştır.

Bu çalışmada iki ve tek boyutlu Fourier güç spektrum analizi, Talwani yöntemi ve sismik kesitlerden elde edilen derinlik değerlerinin birbirleriyle çok iyi bir uyum içinde oldukları görülmektedir. Elde edilen bu sonuçlara göre İskenderun Körfezi'nde pre-miyosen yaşlı ofiyolitik tabanın körfezin kuzeydoğusunda ve doğusundaki Amanos bölgesinde yüzeye yaklaştığı, buna karşın körfezin batı kesiminde yer alan Misis-Andırın bölgesinde ise derine indiği görülmektedir. Bu durum bölgedeki jeolojik kesitlerden ve sondaj kuyu verilerinden elde edilen sonuçlarla da uyum sağlamaktadır.

İskenderun Körfezi'ndeki Pre-Miyosen yaşlı Ofiyolitik tabanın bu değişimini bölgenin jeolojik oluşumunda etken olan kıta-kıta çarpışmasının sonuçlandırdığı bir gelişim olarak görmek olasıdır.

Doktora Tezi (1993)

İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Danışman: Prof. Dr. Naci Orbay

AKHİSAR-TURGUTLU BÖLGESİNİN AEROMAĞNETİK HARİTASININ DEĞERLENDİRİLMESİ

Ayşe Gül SİREL

Bu çalışma, Akhisar-Turgutlu çevresini kapsayan bölgenin aeromağnetik haritasına uygulanan iki boyutlu Fourier güç spektrumundan elde edilen manyetik kütle derinliklerinin belirlenmesini amaçlamaktadır.

Mağnetik anomalilere neden olan kütlelerin derinliklerine bakıldığında, bölgenin güneyinde kütlelerin daha derinde bulunduğu ve ortalama derinliğinin de 2.5 km civarında olduğu görülmektedir.

Yüksek Lisans Tezi (1993)

İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Naci Orbay

YAYIM KOŞULLARI

JEOFİZİK dergisinde yayımlanacak yazıların aşağıda belirtilen koşullara uygun olarak hazırlanması gerekmektedir. Biçim olarak yayım koşullarına uymayan yazılar incelemeye alınmadan geri verilecektir. Gönderilecek yazılar, bir asıl ve üç kopya olmak üzere, özet, abstract, ana yazı, kaynaklar, şekil ve çizelge yazıları ayrı bölümler halinde daktilo edilmelidir.

JEOFİZİK dergisinde yayımlanmak üzere gönderilmiş makalelerle ilgili bütün yazışmalar TMMOB Jeofizik Mühendisleri Odası ile yapılır.

Başka yayın organlarında yayımlanmış veya yayım için gönderilmiş makaleler basılmayacaktır. Yazarlar, makalenin Yayın Kurulu'na ilk gönderilişinde bir sunuş mektubu ile yazının başka bir yerde yayımlanmadığını ve bundan sonra da yayım için sunulmayacağını belirtmelidir.

YAYINA KABUL

Dergiye basım için gönderilen herhangi bir yazı öncelikle Editör tarafından incelenecektir. Ancak, bu ilk inceleme yazının bilimsel özü ile ilgili olmayıp, yayım amaçlarımıza ve yayım kurallarına uygunluğunun araştırılması şeklindedir. İlk seçimden sonra, makalenin konusunda uzmanlığı ile tanınmış üç hakeme başvurulmaktadır. İki olumlu görüşün bildirilmesi yazının basılması için yeterlidir. Genellikle, hakemler düzeltme önermekte, hakemlerden gelen öneriler Yayın Kurulu'na süzgeçten geçirilerek birleştirilmekte ve yazarlara bildirilmektedir. Kolay anlaşılabilirliğin ve bilimsel yeterliliğin sağlanması ile yazı basım için sıraya konmaktadır.

DİL VE ANLATIM

Yazılarda konunun özlü bir anlatımla verilmesine çalışılmalı ve konu gereksiz yere uzatılmamalıdır. Ancak, yazı anlaşılacak kadar kısa veya matematiksel bağıntı listesi şeklinde de hazırlanmamalıdır. Yazıda düzgün bir Türkçe kullanılmalı ve dilbilgisi kurallarına uyulmalıdır. Özellikle yeni bir konunun anlatımında, kullanılacak sözcüklerin seçimine özen gösterilmelidir. Dilimizde karşılığı olmayan terimler için öneri yapıldığında, yazı içerisinde ilk kullanılışında karşılığı ayrıca verilmelidir. Yaygın olarak kullanılan ve geniş bir kesim tarafından kabul edilen Türkçe terimler için yeniden terim önerisi gerekli olmadıkça yapılmamalıdır.

YAZININ DAKTİLO EDİLMESİ

Yazılar bir asıl ve üç kopya olmak üzere hazırlanmalı ve iki aralıklı daktilo edilmeli, sayfaların üst, alt, sol ve sağ yanlarında boşluklar bırakılmalıdır. Şekiller, çizelgeler ve alt yazılar yazı içerisine konulmamalı, ayrıca daktilo edilmelidir. Yerleştirme ve yazılım açısından güçlük çıkarttığından dolayı dipnotlardan kaçınılmalıdır. Özet, Abstract, Anabashlıklar, Kaynaklar sayfa başından başlamak üzere yazılmalı ve bütün sayfalar numaralandırılmalıdır.

Yazıdaki daktilo hataları mutlaka el yazısıyla da olsa düzeltilmeli ve gözden kaçabilecek düzeltmelere olanak sağlamak amacıyla yukarıda da belirtildiği gibi yazı iki aralıkla daktilo edilmelidir. Daktilo yerine bilgisayarda kelime işlemcilerle yazılmış yazılar yayım için kabul edilir.

BAŞLIK VE ÖZET

Yazının başlığı mümkün olduğu kadar kısa olmalı, konuyu en iyi şekilde belirtmelidir. Özet 200 sözcüğü geçmemeli ve formül içermemelidir. Özeti İngilizcesi Abstract başlığı ile verilmeli ve özetten kesinlikle farklı olmamalıdır.

ANA METİN

Yazı üç aşamada kaleme alınmalıdır. Bunlar giriş, ana başlıklar ve sonuçlar bölümleridir. Yazı, giriş bölümüyle başlamalı ve daha önce yapılan çalışmalar ve yazının amacı tanıtılmalıdır. Daha sonra yazı ana başlıklara bölünerek, okuyucuya aktarılmak istenen düşünceler bir gelişim planına göre kaleme alınmalıdır. Sonuçlar bölümünde, elde edilen sonuçlar ve önerilen yöntemin kullanılmasıyla okuyucunun ne gibi yararlar elde edeceği özetlenmelidir. Ana başlıklar büyük harfle ve paragrafbaşı yapılmadan yazılmalıdır. Giriş ve sonuçlar dışında diğer ana başlıklar gerekirse alt başlıklara ayrılabilir. Alt bölüm başlıkları küçük harflerle ve ana başlıklarla aynı hizada yazılmalı ve dizgi sırasında farklı punto ile dizileceğinden altı çizilmelidir. Hem ana hem de alt başlıklardan sonra yazıya paragraf başı yapılarak devam edilmelidir.

Yazı içerisinde yazar adlarına değinim iki türlü gerçekleştirilebilir. Eğer, yazar adı cümlelerin öznesi olarak kullanılıyorsa, yazılım verilen örnekteki gibi olmalıdır. "Baker ve Carter (1972) bu konuda çeşitli araştırmalar yapmışlardır". Eğer, yazar adları cümlelerin bir parçası olarak kullanılmıyorsa izleyen örnekte olduğu gibi adlar ayrıca içinde verilmelidir. "Bu konuda çeşitli araştırmalar yapılmıştır (Baker ve Carter 1972)". Yazarlar yabancı olsa dahi, yazı içerisinde "and" ve "et.al" söz-

cükleri yerine, iki yazar için "ve" ikiden fazla yazar için "ve diğ." kullanılmalıdır. Kişisel konuşmalar metin içerisinde ayrıç içinde belirtilmeli ve kaynaklar bölümüne konulmamalıdır.

Şekil ve çizelgelerin metin içinde yazılımı da yazar adlarının yazılımı ile aynıdır. İzleyen örneklerde olduğu gibi iki tür yazılım kullanılmalıdır. "Şekil 14'de salınımlı fonksiyonlar görülmektedir." ya da "Bu fonksiyonlar salınımlı bir yapı gösterir (Şekil 14)." Şekil ve çizelgeler yazı içerisinde geçiş sırasına göre numaralandırılmalıdır.

Matematik bağıntılarda kullanılan simgelerin, ilk geçişlerinde anlamları ve gerektiğinde birimleri verilmelidir. Metin içinde değinilen bağıntılar kesinlikle numaralandırılmalıdır. Tüm bağıntıların numaralandırılması yazara bağlıdır. Başkaları tarafından türetilen bağıntılar için kaynak verilmesine özen gösterilmelidir. Bağıntılar, paragraf başı yapılmadan (sola dayalı olarak) yazılmalıdır.

Birimlendirme SI Birim Sistemi'ne göre yapılmalıdır. Kısaltmalarda SI Birim Sistemi kurallarına uyulmalıdır. En sık görülen yanlış birim kısaltmalarında nokta kullanılmasıdır. Diğer tür kısaltmalarda ise, ilk yazılıştan sonra ayrıç içinde kısaltmanın açık yazılımı verilmelidir. Örneğin, EM (elektromanyetik) gibi. Standart hale gelmiş simgeler dışında Yunan Harfleri kullanılmamalıdır. Genellikle, bu harfler el ile yazıldığından, basimevne kolaylık sağlamak için ilk geçişlerinde kurşun kalemle üstlerine okunuşu yazılmalıdır (teta, kappa).

ŞEKİL VE ÇİZELGELER

Şekiller aydınlatıcı kağıdına çizilmeli ve yazıları şablon ile yazılmalıdır. Şekillerin küçültülmesi olası olduğundan, bu durumda şekiller ve şekil üstündeki yazılar özelliğini kaybetmeyecek biçimde hazırlanmalıdır. Büyük boyuttaki şekiller, tek sayfa boyutunda basılacağından, özellikle bu tür şekillerin hazırlanmasına özen gösterilmelidir. Basım için elverişli olabilecek bilgisayar çıktıları dışında, basımda güçlük çıkaracak türde hazırlanan şekil veya çizelgeler kabul edilmeyecektir.

Her şekil ve çizelgenin üstüne kurşun kalemle numarası yazılmalıdır. Şekil ve çizelgelerin alt yazıları Türkçe ve İngilizce olarak ayrıca daktilo edilmelidir. Yazı içerisinde şekil ve çizelge terimleri yerine başka terimler kullanılmamalıdır.

Şekil ve çizelgelerde bulunan açıklayıcı bilgilerin yanına veya altına ayrıç içinde İngilizceleri de yazılmalıdır.

KAYNAKLAR

Yazı içerisinde geçen bütün kaynaklar, yazı sonunda yazar soyadlarına göre alfabetik olarak verilmelidir. Aynı yazarın, aynı yılda birden fazla yazısı kaynak olarak gösterilmesi durumunda a, b, c şeklinde bir sıralama yıl sonuna eklenmelidir. Yazı içerisinde bir yazarın birden fazla yazısını belirtmek için yıllar virgülle ayrılarak verilmelidir. Örneğin (Koefoed 1979a, 1979b, 1980). Kaynaklar listesinde alt alta düşen aynı yazar adı için çizgi kullanılmamalıdır. Birden fazla yazar olduğunda makale Türkçe ise "ve", İngilizce ise "and" sözcüğü kullanılmalıdır.

Makalelerin kaynak verilmesinde, yazar soyadı, adın ilk harfi, yıl, makale adı, yayımlandığı dergi, cilt no, sayfa noları sırasına uyulmalıdır. Aşağıdaki örneklerin incelenmesiyle anlatılmaya çalışılan kalıp açıklıkla görülebilir:

Klein, J.D., Biegler, T. and Horne, M.D. 1984, Mineral interfacial processes in the method of induced polarization, *Geophysics* 49, 1105-1114.

Klein, J.D. and Shuey, R.T. 1978a, Non linear impedance of mineral-electrolyte interface, Part I: Pyrite, *Geophysics* 43, 1222-1234.

Klein, J.D. and Shuey, R.T. 1978b, Non linear impedance of mineral-electrolyte interfaces, Part II: Galena, Chalcopyrite and Graphite, *Geophysics* 43, 1235-1249.

Kitapların kaynak verilmesinde, yazar soyadı, adın ilk harfi, yıl, kitabın adı, yayıncı sırasına uyulmalıdır. Sayfa sayısı ise belirtilmemelidir. Kitap adının yazılımında kelimelerin ilk harfleri büyük harf olmalıdır. Tez, rapor ve benzeri yazılar için de aynı kural geçerlidir.

MacDonald, D.D. 1977, *Transient Techniques in Electrochemistry*, Plenum Press, New York.

Kitap içerisinde yayınlanan makalelerin kaynak gösterilmesi aşağıdaki biçimde olmalıdır.

Sluyters-Rehbach, M. and Sluyters, J.H. 1970, Sine wave methods in the study of electrode processes in *Electroanalytical Chemistry* 4, J.A. Bard, (Ed.). Marcel Dekker, New York.

Smith, D.E. 1966, AC polarography and related techniques, in *Electroanalytical Chemistry* 1, J.A. Bard, (ed.). Marcel Dekker, New York.

Dergi, kuruluş ve yayıncı adlarında kısaltma yapılmamalıdır.

ODA ÜYELERİ

SİCİL NUMARASI	ADI SOYADI	SİCİL NUMARASI	ADI SOYADI
1291	Suphi GÜZEY	1311	Cevat KALAYCI
1292	Murat AYDIN	1312	Hakan KARSLI
1293	Murat ESER	1313	Erkan EMİR
1294	Ali Levent AKYOL	1314	Nurten SEKME
1295	Oya ANKAYA	1315	Ali ERZİNCAN
1296	Suat ATANUR	1316	Sıddık ÖZTÜRK
1297	Cengiz BALKIR	1317	Zafer KÖSE
1298	Mesut MENTEŞ	1318	Emir HIDIŞOĞLU
1299	Rıza Çetin TÜRKMEN	1319	Banu ARIÖZ
1300	M. Ali ALTUN	1320	Gülendam KÖŞE
1301	Veysel AKYOL	1321	Rüstem AKTAŞ
1302	İlhan ELMALI	1322	F. Selçuk KIZILKAYA
1303	Lütfiye UĞURLU	1323	Necip GÜLEÇ
1304	Orhan BADEM	1324	Gülüshan SEFER
1305	Tuncay ÇALIŞKAN	1325	Derya ÖZDEMİR
1306	A. Cihat DEMİRBAŞAK	1326	Aptullah KARAMAN
1307	Hasan ENDES	1327	Levent KANTÜRK
1308	Atakan ALACA	1328	Soner ÇILGIN
1309	Muzaffer AKTAŞ	1329	Fatma KAPLAN
1310	Halis SAKA	1330	Erdoğan Yasin TERZİ

