

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Elektromagnetik Yüzeysel Dalganın  
Süreksiz Ortamlardaki Davranışı

Cavit Canbay  
Doktora Tezi

Elektromagnetik Yüzeysel Dalganın  
Süreksiz Ortamlardaki Davranışı

Ref  
EHM  
219  
1985

YILDIZ ÜNİVERSİTESİ  
GENEL KİTAPLIĞI

R 152

Kot : 26  
Alındığı Yer : Fen. Bil. Enst.  
Tarih : 30/3/1987  
Fatura : -  
Fiatı : 1000T1  
Ayniyat No : 1/6  
Kayıt No : 44762  
UDC : 621.34 378.242  
Ek :



Comp

	SAYFA NO
ÖNSÖZ	III
KULLANILAN SİMGELER	III
ÖZET	VI
SUMMARY	VIII

1. BÖLÜM	
1.1 - GİRİŞ, GİRİŞİM	1
1.2 - RADYO DALGALARI	3
1.3 - ELEKTROMAGNETİK DALGALARIN YAYILMA YOLLARI VE ANI	8
1.4 - YÜZEY DALGASI İLE ELEKTRİKSEL PARAMETRELERİN BAKIŞI	14
1.5 - KAYACIĞIN ELEKTRİK İLETKENLİĞİ VE ETKİN DERİNLİK (SKIN-DEPTH)	16

2. BÖLÜM	
2.1 - YÜZEY DALGASININ DALGA EĞİLİMİ (WAVE TILT)	21
2.2 - DALGA EĞİLİMİNİN İZLENİ	23
2.3 - ELEKTROMAGNETİK DALGALARIN YATAY OLARAK TABAKALANMIŞ ORTAMLARDAKİ DAVRANIŞI	25
2.4 - DALGA EĞİLİMİ (TH)	28
2.5 - TE MODUNUN DALGA EĞİLİMİ	31
2.6 - DALGA EĞİLİMİNİN İZLENİNE İZLENİNE	34

3. BÖLÜM	
3.1 - TM MODUNDAKİ YÜZEY DALGASININ KARSISINDAKİ DAVRANIŞI	45

DOKTORA TEZİ  
CAHİT CANBAY

4. BÖLÜM	
4.1 - ELEKTRİKSEL SARIĞININ OPTİMİZASYON ÇÖZÜM YAKLAŞIMI	51

5. BÖLÜM	
5.1 - SONUÇLARIN TAKTİKİLEŞTİRİLMESİ	58
5.2 - BİLGİSAYAR PROGRAMLARI	61

YARARLANILAN KAYNAKLAR	65
------------------------	----

ÖZGEÇMİŞ



## İ Ç İ N D E K İ L E R

	<u>SAYFA NO</u>
ÖNSÖZ	II
KULLANILAN SİMGELER	III
ÖZET	VI
SUMMARY	VIII
1. BÖLÜM	
1.1 - GİRİŞ, ÇALIŞMANIN AMACI VE KAPSAMI	1
1.2 - RADYO DALGALARININ KAYNAĞI	3
1.3 - ELEKTROMAGNETİK DALGALARIN YAYILMA YOLLARI VE AUD	8
1.4 - YÜZEY DALGASI İLE ELEKTRİKSEL PARAMETRELERİN BULUNMASI	14
1.5 - KAYAÇLARIN ELEKTRİK İLETKENLİĞİ VE ETKİN DERİNLİK (SKİN-DEPTH)	16
2. BÖLÜM	
2.1 - YÜZEY DALGASININ DALGA EĞİLMESİ (WAVE TILT)	21
2.2 - DALGA EĞİLMESİNİN İLKESİ	21
2.3 - ELEKTROMANYETİK DALGALARIN YATAY OLARAK TABAKALANMIŞ ORTAMLARDAKİ DAVRANIŞI	22
2.4 - DALGA EĞİLMESİ (TM)	26
2.5 - TE MODUNDA DALGA EĞİLMESİ	33
2.6 - DALGA EĞİLMESİNDE JEOFİZİK DEĞERLENDİRME	36
3. BÖLÜM	
3.1 - TM MODUNDAKİ YÜZEY DALGASININ DÜŞEY SÜREKSİZLİKLER KARŞISINDAKİ DAVRANIŞI	45
4. BÖLÜM	
4.1 - ELEKTRİKSEL SABİTLERİN BULUNMASINDA OPTİMUM ÇÖZÜM YAKLAŞIMI	52
5. BÖLÜM	
5.1 - SONUÇLARIN TARTIŞILMASI	58
5.2 - BİLGİSAYAR PROGRAMLARI	61
YARARLANILAN KAYNAKLAR	65
ÖZGEÇMİŞ	68



## KULLANILAN SİMGELER

SİMGE

SI BİRİMİ

NİCELİK

Ö N S Ö Z

Tez çalışmasının başlangıcında doktora yürütücülüğünü üstlenen, önerileri ve yardımları, tartışmaları ile bana yön veren değerli hocam Prof.Haldun GÜRMEN, YÖK Üyesi seçilmesi sonucunda ayrılmak zorunda kalmıştı.Kendisine minnetle, teşekkürü borç sayıyorum. Prof.Haldun GÜRMEN'den sonra yürütücülüğü üstlenen değerli hocam Doç.Tuncer KODAMANOĞLU ile yürüttüğüm bu çalışmada tecrübe, görüş, öneri ve bilgilerinden oldukça yararlandım. Kendilerine çok teşekkür ederim. Ayrıca tez çalışması süresince jeofizik görüş açımın genişlemesinde katkıda bulunan uygulama, ders, seminer ve arazi çalışmalarının bazılarında katılmama olanak tanıyan, bilgi ve kaynaklarından yararlandığım değerli bilim adamları İ.T.Ü.Jeofizik bölümü öğretim üyeleri Prof.Dr.Nezihi CANİTEZ, Doç.Dr. Ahmet ERCAN'a yine yardımlarını esirgemeyen Yıldız Üniversitesi Elektronik Bölümü mesai arkadaşlarıma ve hesapların yapılmasına olanak sağlayan Yıldız Üniversitesi E.H.B.Araştırma Merkezine teşekkürü borç bilirim.

Cahit CANBAY

Kasım - 1985



## KULLANILAN SİMGELER

SİMGE	SI BİRİMİ	NİCELİK
$\vec{A}$	Wb/m	Gecikmiş manyetik vektör potansiyel
$\vec{B} = \mu \vec{H}$	Tesla	Manyetik akı yoğunluğu
$\vec{D}$	C/m <sup>2</sup>	Elektrik yer değiştirme (Elektriksel akı yoğunluğu)
$\text{dB} = 10 \log P_2/P_1$	....	Desibel
$\vec{E}$	V/m	Elektrik alan şiddeti
$e = 2.71828$	....	e sayısı
$\exp(x)$	....	$e^x$
$\text{erfc}$	....	Yanılğı fonksiyonu
$f$	Hz	Frekans
$ F  = A$	....	Sommerfeld azalma fonksiyonu
$\vec{H}$	A/m	Manyetik alan şiddeti
$J = -1$	....	Birim sanal sayı
$\vec{I}$	Amp.	Akım şiddeti
$\vec{J}$	A/m <sup>2</sup>	Akım yoğunluğu
$\vec{J}_c$	A/m <sup>2</sup>	İletkenlik akım yoğunluğu
$\vec{J}_d$	A/m <sup>2</sup>	Yerdeğiştirme akım yoğunluğu
$K_m$	Ohm	Karakteristik dalga emp.
$L$	m	Anten uzunluğu
$N = (\epsilon_r - jX)^{1/2}$	....	Kırılma endisi
$\vec{P}$	....	Poyinting vektörü
$R_{11}$	....	TM için Fresnel yansımaya katsayısı
$R_{\perp}$	....	TE için Fresnel yansımaya katsayısı
$r$	m	Antene olan uzaklık
TE	....	E alanı yayılma düzlemine dik dalga (yatay polarize)
TM	....	H alanı yayılma düzlemine dik dalga (düşey polarize)
$P_{11}$	....	Sayısal uzaklığın genliği
$\omega_e$	....	Herhangi bir doğrultuda yayılma için sayısal uzaklık



SİMGE	SI BİRİMİ	NİCELİK
b	Derece veya Rd	Sayısal uzaklığın fazı
t	sn	Zaman
$W_{\tau}$	kW	Anten gücü
$Z_0$	Ohm	Transmisyon hattının karakteristik empedansı
$\alpha$	Np/m	Sönüm sabiti
$\beta$	Rd/m	Faz sabiti
$\Upsilon$	....	Yayıma sabiti
$\delta_{\tau}$	m	Tam etkin derinlik
$\delta$	m	Yaklaşık etkin derinlik
$\epsilon$	F/m	Mutlak dielektrik sabiti
$\epsilon_0 = (1/36\pi) \times 10^{-9}$	F/m	Boşluğun mutlak dielektrik sabiti
$\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0$	....	Göresel dielektrik sabiti
$\lambda$	m	Dalga boyu
$\mu$	H/m	Mutlak manyetik geçirgenlik
$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$	H/m	Boşluğun manyetik geçirgenliği
$\mu_r$	....	Göresel manyetik geçirgenlik
$\eta$	Ohm	Gerçek empedans
W	....	Dalga eğilmesi (Wave tilt)
$\rho$	Ohm	Özdirenç
$\sigma = 1/\delta$	mho/m (S/m)	Öz iletkenlik
$\phi$	Derece veya Rd.	Azalma fonksiyonunun fazı
$\pi = 3.1415926$	....	Pi sayısı
$\sigma$	C/m <sup>3</sup>	Serbest yük yoğunluğu
$\omega = 2\pi f$	Rd/sn	Açısal hız
Q	....	Düzeltilme çarpanı
$\nabla$	....	Del (Nabla) operatörü
$\nabla\phi$	....	$\phi$ nin Gradyenti
$\nabla \cdot \vec{A}$	....	$\vec{A}$ ün diverjansı
$\nabla \times \vec{A}$	....	$\vec{A}$ ün rotasyoneli
$\nabla^2$	....	Laplasyen
$\Delta$	Ohm	Yüzey empedansı

<u>SİMGE</u>	<u>SI BİRİMİ</u>	<u>NİCELİK</u>
$R_r$	Ohm	Anten ışıma direnci
$S_i(x) = \int_0^x \frac{\sin u}{u} du$	....	Sinüs tümlemesi
$C_i(x) = - \int_x^\infty \frac{\cos u}{u} du$	....	Cosinüs tümlemesi
$C = 0.5772157$	....	Euler sabiti
$W_{OTM}$	....	TM için homojen yarı uzay dalga eğilmesi
$W_{OTE}$	....	TE için homojen yarı uzay dalga eğilmesi.

Bu tezin birinci bölümünde, orta ve daha düşük frekanslarda kullanılan tabakalı ve ancak yeryüzünün bir tabakasının elektriksel parametreleriyle bulunmasını sağlayan alanın uzaklıkla değişimi (AUI) yöntemi incelenmiştir. Tek basamaklı yapılarında, sadece bir tabakasının elektriksel parametreleri hakkında bilgi veren (AUI), ikinci bölümde açıkladığı gibi elektrik alanın yarı uzayda yayılmasıyla ilgili olarak, dalga eğilme yöntemiyle birinci tabakanın elektriksel parametrelerinin belirlenmesi olarak değerlendirilmiştir.

İkinci bölümde dalga eğilme kavramı yarı uzayda yayılan alanın yarı uzayda yayılması ve tabakaların elektriksel parametreleri, AUI yöntemiyle belirlenmesi ve yarı uzayda yayılması ile ilgili olarak, ikinci bölümde açıkladığı gibi, alanın yarı uzayda yayılması ve tabakaların elektriksel parametrelerinin belirlenmesi olarak değerlendirilmiştir.

Yarı uzayda yayılması ve tabakaların elektriksel parametrelerinin belirlenmesi, alanın yarı uzayda yayılması ve tabakaların elektriksel parametrelerinin belirlenmesi olarak değerlendirilmiştir.

Üçüncü bölümde dörtyünlü sınırların nedeniyile alanın yarı uzayda yayılması ve tabakaların elektriksel parametrelerinin belirlenmesi olarak değerlendirilmiştir.





## Ö Z E T

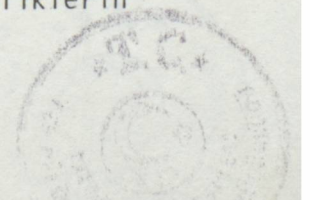
Elektromanyetik dalgaların yayılmasına ilişkin araştırmalar 20. yüzyılın başından beri sürmektedir. Yapılan çalışmaların çoğu, iletişimdeki sorunları çözmeye yöneliktir. Son yıllarda ise meteoroloji, uzay bilimleri, jeofizik gibi bilim dallarını elektromagnetsiz düşünmek olanaksız gibi oldu. Özellikle Jeofizik bilim dalı elektriksel olaylardan oldukça yararlanmaktadır. Etkin derinlik sorunu nedeniyle ya doğru akım yöntemleri ya da çok alçak frekans (ÇAF) elektromanyetik yöntemler kullanılmaktadır.

Bu tezin birinci bölümünde, orta ve daha alçak frekanslarda kullanılabilen ve ancak yeryüzünün örtü tabakasının elektriksel parametrelerinin bulunmasına olanak veren alanın uzaklıkla değişimi (AUD) yöntemi incelenmiştir. Tek başına uygulandığında, sadece örtü tabakasının elektriksel parametreleri hakkında bilgi veren (AUD), dördüncü bölümde açıklandığı gibi elektrik alanın yatay bileşeninin iki ayrı frekansta ölçülmesiyle, dalga eğilmesi yöntemiyle birlikte alt tabakanın elektriksel parametrelerinin bulunmasına olanak sağlayabileceği gösterilmiştir.

İkinci bölümde dalga eğilmesi kavramı yüzey dalgasına uygulanarak yatay süreksizliklerin ve tabakaların elektriksel özelliklerinin,  $Q_z$  düzeltme çarpanının tam ifadesinin alınması ile geniş bir frekans aralığında (etkin derinlik sınırlaması dışında) hassas olarak bulunabileceği alınan matematik modeller üzerinde yapılan hesaplamalarla açıklanmıştır.

Yatay süreksizliklerin bulunmasında, dalga eğilmesi yöntemi birden çok frekansta ölçme yapmayı gerektiriyorsa da yeryüzüne yakın olarak yerleşmiş yerey süreksizliklerin ortaya çıkarılması için tek bir frekansta ölçme yapmanın yeterli olabileceği gösterilmiştir.

Üçüncü bölümde düşey süreksizlikler nedeniyle dalga eğilmesinde oluşan kısmen duran dalgaların değerlendirmesiyle bu süreksizliklerin



BÖLÜM - 1

GİRİŞ

1.1. ÇALIŞMANIN AMACI VE KAPSAMI

Yer fiziğinin amacı yerin iç yapısını, kabuk yapısını, atmosfer yapısını ve bunları oluşturan oluşukların dağılımlarını, davranışlarını, hareketlerini nedenlerine eğilerek fiziksel yöntemlerle açıklığa kavuşturmak-  
tır. Araştırmalarda kullanılan kaynaklar doğal ve yapay kaynaklar olabilir, burada önemli olan, doğal ya da yapay kaynak olsun yere bir etki yapıp, etkiye karşın yerin tepkisini algılayarak değerlendirmektir. İzlenecek yol Çizelge-I'de görüldüğü gibi olacaktır.



Çizelge - I

Yukarıda görüldüğü gibi zincirin ilk halkası ETKİ'dir. Doğal etki kaynakları isminden de anlaşılacağı gibi bizim tarafımızdan yönlendirilemezler. Bunlar yerküre dışı gök cisimlerinin güneş, ay ve diğer gök cisimlerinin maddesel çekim, radyasyon ve bu radyasyonun manyetosferde neden olduğu elektriksel olaylar (manyetotellürük etkiler), iyonosferde neden olduğu elektriksel olaylar (iyonosfer içinde iyon dağılımının değişmesine neden olan etkiler), yerin manyetik alanında, yeryüzünün elektriksel yapısında değişmelere, yerin iç yapısındaki değişmelere, depremlere, oluşukların özdirençlerinin, elektriksel ve manyetik özelliklerinin değişmesine, ısı akısı değişmelerine vb. olaylara yolaçan doğal etki kaynaklarıdır. Yapay etki kaynakları ise yer ve zaman sınırlaması gerektirmeyen, tarafımızdan yönlendirilebilen ve ayarlanabilen etkilerdir. Etki türü ne olursa olsun yukarıdaki zincir oluşturulurken kullanılan yöntemler ana hatları ile sınıflandırılırsa Çizelge - 2 'deki görünüm elde edilir.



ortaya çıkarılabileceği gösterilmiştir.

Bu tezde verici antenin düşey polarize modunda çalıştığı, topografyanın ve süreksizliklerin düzlemsel olduğu kabul edilmiştir.



## S U M M A R Y

Researches on electromagnetic wave propagation have been continuing since the beginning of the century. Most of the work so far done has been concerned with communication problems. In recent years, however, such areas as meteorology, geophysics and space technology also have become inseparable from the science and means of electromagnetics. Of these, geophysics in particular has immense scope for its applications, although the methods currently in use are confined only to those of direct current and very low frequency (VLF) owing to limitations imposed by the skin-depth problem.

The first section of the thesis looks at the change-of-field-by-distance (CFD) method, which can be employed at medium wave and lower frequencies and is applicable in determining the electrical parameters of only the uppermost layer of the earth. That is, when used alone, the CFD method helps determine the electrical parameters of the covering layer only. However, as presented later in the fourth section, the similar parameters of the lower layer also could be found if the horizontal component of the electrical field were measured on at least two different frequencies.

In the second section, a verification is given through computations on mathematical models that, by applying the wave-tilt concept to surface waves and by employing the expression of the correction factor  $Q_y$  in its full form, the horizontal discontinuities and electrical parameters of the layers can be determined within a wide frequency range and with precision.

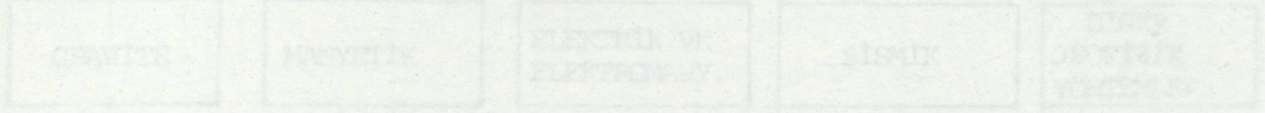
It is further shown that, whereas the wave-tilt method requires measurements at more than one frequency for detecting horizontal discontinuities, a single frequency will be sufficient in cases where discontinuities are local and close to the surface.

The third section is devoted to how vertical discontinuities could be located by making use of the partially standing waves in the wave-tilt



which develop due to reflections from those discontinuities.

In this thesis the antenna was assumed to be operating in the vertical polarization mode and the topography and discontinuities all to be of planar form.



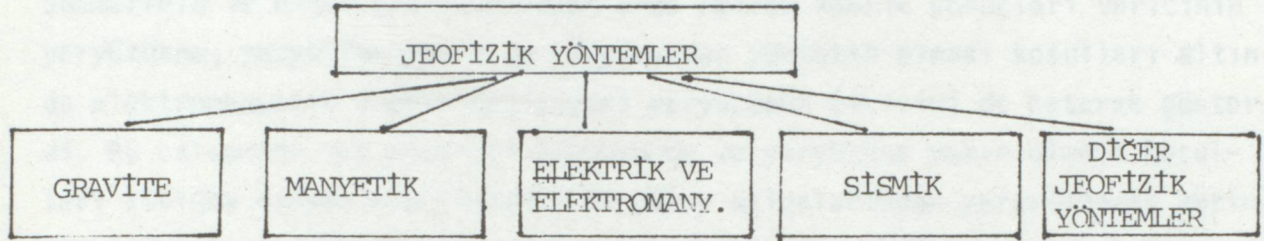
Çizelge - 2

Bu yöntemler arasında elektrik ve elektromanyetik yöntemler—giderek önem kazanmaya başlamış son yıllardaki elektronik, bilgi işleme, defans ve diğer amaçlarındaki hızlı gelişmeler ve ekonomik olması nedeniyle bu yöntemleri kullanmaya ağırlık arttırmıştır. Yerin derin tabakalarının araştırılmasında etkin derinlik sorunu nedeniyle ya doğru akım (rezistivite, doğal potansiyel, eş potansiyel, IP) (1) ya da çok alçak frekanslı akımlar (Manyetotellürik) (2), yapay kaynaklı elektrik ve elektromanyetik (3), yöntemler kullanılır. Bu yöntemler doğru kez delme, çakma, büyük çapta tel sarımlarını kullanma, kuyu açma ve çok sayıda eleman kullanma işlemlerini gerektirir. Ancak yüzey (4) elektrik-elektromanyetik yöntemlerinden radyo dalgaları yöntemi delme, çakma vb. gibi çevreyi bozucu etkisi olmayan, yer yüzüne yakın katmanların, jeolojik fay zonlarının, iletkenlik farklılıklarının, anen olotma yerlerinin, çakıl, kum depolarının, çösel arazilerde yeraltı sularının, iletkenlikte yer iletkenliğinin etkisini bilmada yararlı olmaktadır. Kaynak ve yöntemi ne tür olursa olsun jeofizik problemlerin çözümünde fiziksel problemlere göre önemli farklar vardır, fiziksel problemlerde bilinmeyen parametre sayısı genellikle denklem sayısından fazla veya çok az rastlanır durumlarda esittir, bu nedenle bulunması gereken parametreye kayusmak için verilerin çok iyi işlenmesi, çözümün en iyi yarı matematik modelin oluşturulması gerekmektedir. (5)

Vericiden çıkan elektromanyetik dalgaların yayılmasına fiziksel problemler 1909'da Sommerfeld tarafından çözülmüş, Veyl ve Van Der Pol tarafından da Sommerfeld'in bulduğu ifadelerle farklı yöntemlerle hareket ettirilmiştir (5).

Ancak bulunan ifadelerin mühendislikte kullanılması için bazı değişiklikler yapılması gerekmektedir. Ancak bulunan ifadelerin mühendislikte kullanılması için bazı değişiklikler yapılması gerekmektedir. Ancak bulunan ifadelerin mühendislikte kullanılması için bazı değişiklikler yapılması gerekmektedir.





Çizelge - 2

Bu yöntemler arasında elektrik ve elektromanyetik yöntemler giderek önem kazanmaya başlamış son yıllardaki elektronik, bilgi işleme, değerlendirme araçlarındaki hızlı gelişmeler ve ekonomik olması nedeniyle bu yöntemleri kullanmaya meyli arttırmıştır. Yerin derin tabakalarının araştırılmasında etkin derinlik sorunu nedeniyle ya doğru akım (rezistivite, doğal potansiyel, eş potansiyel, IP) (1) ya da çok alçak frekanslı akımlar (Manyetotellürik) (2), yapay kaynaklı elektrik ve elektromanyetik (3), yöntemler kullanılır. Bu yöntemler çoğu kez delme, çakma, büyük çapta tel sargılarını kullanma, kuyu açma ve çok sayıda eleman kullanma işlemlerini gerektirir. Ancak yüzey (sığ) elektrik-elektromanyetik yöntemlerinden radyo dalgaları yöntemi delme, çakma vb. gibi çevreyi bozucu etkisi olmayan, yer yüzüne yakın katmanların, jeolojik fay zonlarının, iletkenlik farklılıklarının, anten oturtma yerlerinin, çakıl, kum depolarının, çölselel arazilerde yeraltı sularının, iletişimde yer iletkenliğinin etkisini bulmada yararlı olmaktadır. Kaynağı ve yöntemi ne tür olursa olsun jeofizik problemlerin çözümünde fiziksel problemlere göre önemli farklar vardır, fiziksel problemlerde bilinmeyen parametre sayısı genellikle denklem sayısından fazla veya çok az rastlanır durumlarda eşittir, bu nedenle bulunması gereken parametreye kavuşmak için verilerin çok iyi işlenmesi, çözüme en iyi uyan matematik modelin oluşturulması gerekmektedir.(4)

Vericiden çıkan elektromanyetik dalgaların yayılmasına ilişkin problemler 1909'da Sommerfeld tarafından çözülmüş, Veyl ve Van Der Pol tarafından da Sommerfeld'in bulduğu ifadelerle farklı yöntemlerden hareketle erişilmişti (5).

Ancak bulunan ifadelerin mühendislikte kullanılabilir hale getirilmesi Norton'un çalışmaları ile olanaklı olmuştur.



Norton 1935-1941 yılları arasında yayınladığı bir dizi makalelerle Sommerfeld ve diğerleri tarafından elde edilen teorik sonuçları vericinin yeryüzünde, yeryüzüne yakın ve yeryüzünden yüksekte olması koşulları altında elektromanyetik alanın değişimini yeryüzünün etkisini de katarak gösterdi. Bu çalışmada ise antenler yeryüzünde ve yeryüzüne yakın olması koşulları altında oluşan elektromanyetik yüzey dalgalarından yararlanarak yerin elektriksel parametrelerinin bulunması problemine geniş açıdan bakılmış, yeryüzündeki hem yatay hem düşey süreksizliklerin birlikte olması veya tek başına birinin olması ya da hiç süreksizlik olmaması koşullarında alan değişimlerini dolayısıyla bu alan değişimlerinden farklı biçimlerde (alanın uzaklıkla değişimi, dalga eğilmesi, girişim saçakları) yöntemler uygulayarak yerin elektriksel parametrelerinin bulunması problemine kullanılabilirlik sınırları içinde uygulanabilen yararlı ifadeler elde edilmiştir. Sonuçlar matematiksel modeller kullanılarak değerlendirilmiştir. Çalışmada baştan sona kadar elektromanyetik dalganın düşey polarize (TM) modunda olduğu, yerin elektriksel parametrelerinin süreksizlik sınırları dışında homojen, izotrop ve magnetik olmayan ortamlar oluşturduğu kabul edilmiştir. Bu bölüm içinde yüzey dalgalarının oluşumu, etkili olduğu bölgelerin sınırları, gerçeklediği bağıntılar, yer değiştirme akımlarının da göz önüne alındığında (yayın frekansı aralığının orta ve uzun dalga frekans bandında olduğu düşünülürse) tam etkin derinlik sorunu, ikinci bölümde dalga eğilmesinin (Wave tilt) yerin tek düze yarı uzay kabul edilmesi, yatay tabakalı kabul edilmesi koşullarında, üçüncü bölümde dalga eğilmesinin düşey süreksizlikler ve yerel süreksizliklerin bulunması koşullarındaki davranışı, dördüncü bölümde ise yatay ve düşey süreksizliklerin birarada bulunması koşullarını içeren ve gerçekleyen kullanışlı bağıntılar elde edilmiş sayısal sonuçlar matematik modeller üzerinde denenmiştir. Çıkarılan bağıntılar radyo yayın bandında kullanılabilmesiyle birlikte her frekans aralığında hiç bir ihmal yapmaya gerek olmadan kullanılacak dolayısıyla iki ile sınırlı tutulmuş tabaka sayısı arttırılabilecektir. Ancak yayın bandında çalışılması halinde yöntemlerin verimliliğini arttırmak için iletken olmayan ortamlarda çalışılması gerekecektir.

## 1.2. RADYO DALGALARININ KAYNAĞI

Radyo dalgalarının kaynağı antenlerdir, antenlerin elektriksel özelliklerinde değişim yapılarak Maxwell denklemleri gereği elektrik ve manye-

tik alanların karşılıklı birbirini oluşturması sonucu elektromanyetik dalgalar oluşur. Antenlerin ışınım alanlarını bulmada başlangıç çoğu problemlerde olduğu gibi Maxwell denklemleridir. Maxwell denklemleri :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

şeklinde yazılabilir. Alanların zamanla değişimi koşullarında

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (1.5)$$

bağıntısını gerçekleyen, tanımlanan bölge içinde ikinci dereceden kısmi türevleri haiz bir  $\vec{A}$  vektörü olmak üzere elektrik alanı

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (1.6)$$

V skaler potansiyeli ve A manyetik vektör potansiyeli aracılığı ile bulunabilir.(1.5), (1.6) ve Maxwell denklemleri kullanılarak,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\epsilon\mu \frac{\partial V}{\partial t} - \sigma\mu V \quad (1.7)$$

(1.7) Lorentz koşulu altında  $\vec{A}$  vektör potansiyeli ve V skaler potansiyeli

$$\nabla^2 \vec{A} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\mu \vec{J}_v \quad (1.8)$$

$$\nabla^2 V - \epsilon\mu \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial V}{\partial t} = -\rho / \epsilon \quad (1.9)$$

içinde elektrik akımı ve yükleri bulunmayan basit ortam içinde (1.8) ve (1.9)

$$\nabla^2 \vec{A} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.10)$$

$$\nabla^2 V - \epsilon\mu \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0 \quad (1.11)$$





denklemlerine dönüşür bunlar ise  $\vec{A}$  ve  $V$  nin etkisinin havada ışık hızı ile yayılacağını yani antendeki bir elektriksel değişim uzaktaki noktalara  $t' = r/c$  zaman gecikmesiyle ulaşacağını ifade eder. Bu nedenle geçmiş manyetik vektör potansiyeli (1.8) in çözümü olarak

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(t - r/c)}{r} dV \quad (\text{Wb/m}) \quad (1.12)$$

geçmiş skaler potansiyeli

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho(t - r/c)}{r} dV \quad (\text{Volt}) \quad (1.13)$$

şeklinde olur. Işıma yapan antenin şekli, boyutları, oturduğu zemininin özellikleri ve üzerinden akan akımın dağılımı bilindiğinde ışıma alanı (1.12), (1.13) den hareketle (1.6) ve Maxwell denklemlerinden yararlanılarak bulunur. Çoğu hallerde orta ve uzun dalga yayın istasyonlarında kullanılan anten tipleri Hertz dipol anten, ince uzun antenler, rombik antenler, direk antenler, yatay tel, tepesi yüklü ters L, T antenler (9,10,11) bunların içinde uygulamada en çok kullanılanı düşey konumlu Hertz dipol (kısa dipol), ters L, T antenleridir.

Şekil (1.1)'deki antenlerden direk anten İstanbul radyo vericisinde T anten ise tepesi yüklenmekle boyu arttırılmış olup Ankara radyo vericisinde kullanılmaktadır. Her iki anten biçiminde düşey polarizasyonlu elektromanyetik dalga üretir, bu antenlerde yüzey dalgası ile iletişim ön plandadır.

Hertz dipolünün ışıma alanı yakın alan ifadesi

$$E_r = \frac{I_0 L e^{j(\omega t - \beta r)}}{4\pi\epsilon_0} \cos\theta \left( \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \quad (1.14)$$

$$E_\theta = \frac{I_0 L e^{j(\omega t - \beta r)}}{4\pi\epsilon_0} \sin\theta \left( \frac{j\omega}{c^2 r} + \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \quad (1.15)$$

$$E_\theta = 0 \quad (1.16)$$

$$H_r = 0 \quad (1.17)$$

$$H_\theta = 0 \quad (1.18)$$



$$H_{\phi} = \vec{H} = \frac{I_0 L e^{j(\omega t - \beta r)}}{4\pi} \left( \frac{j\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right) \quad (1.19)$$

uzak alan ifadeleri ise  $r \gg \lambda$  koşulunda

$$E_r \approx 0$$
$$E_{\theta} = \frac{j\omega I_0 L}{4\pi \epsilon_0 c^2 r} e^{j(\omega t - \beta r)} \sin \theta \quad (1.20)$$

$$H_{\phi} = \frac{j I_0 \beta L}{4\pi r} e^{j(\omega t - \beta r)} \sin \theta \quad (1.21)$$

değerlerine yakınsar (1.20) anten gücü cinsinden yazılırsa ( $W_T$  : k Watt)  
 $r$  : km olmak koşuluyla elektrik alanın tepe değeri

$$E_{\theta t} = \frac{300 \sqrt{W_T}}{r} \sin \theta \quad (\text{mV/m}) \quad (1.22)$$

efektif değeri ise

$$E_{\theta ef} = \frac{212 \sqrt{W_T}}{r} \sin \theta \quad (\text{mV/m}) \quad (1.23)$$

Antenin tipi Hertz dipolü olabileceği gibi iletken bir zemin üzerine dikilmiş çubuk, direk antenlerde olabilir. Bu iletken zemin üzerindeki antenler görüntüleri ile birlikte yarım dalga dipol antenleri kabul edilebilir. Işıma alanları

$$|E| = \frac{60 I_m}{r} \left[ \frac{\cos(\beta L \cos \theta) - \cos \beta L}{\sin \theta} \right] \quad (1.24)$$

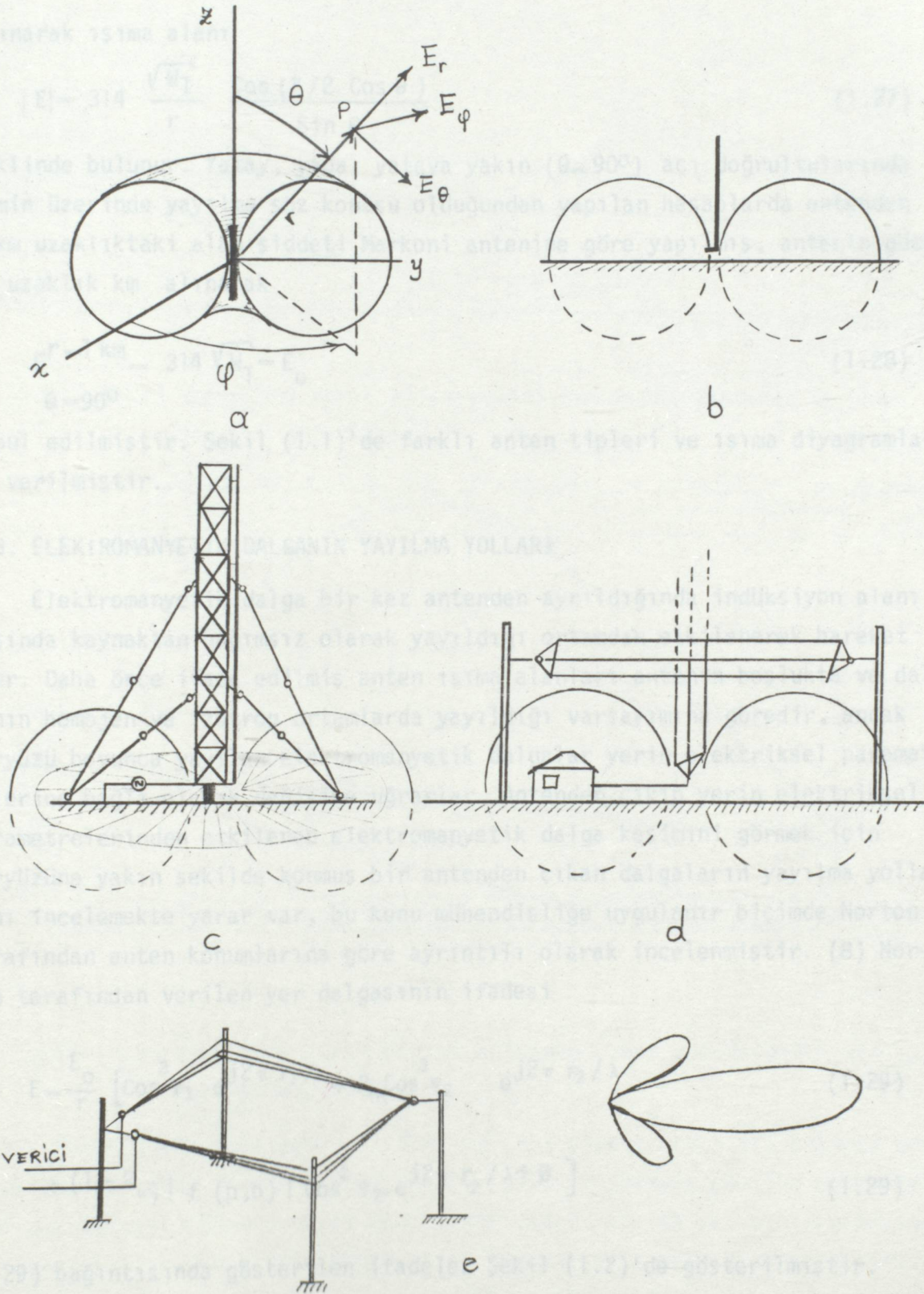
ile hesaplanır. Işıma sadece zeminin üst tarafındaki yarı uzaya olacağından ışıma direnci

$$R_r = 30 \left\{ C + \ln 2\beta L - \text{Ci}(2\beta L) + \frac{1}{2} \sin(2\beta L) \left[ \text{Si}(4\beta L) - 2 \text{Si}(2\beta L) \right] \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \cos(2\beta L) \left[ C + \ln \beta L + \text{Ci}(4\beta L) - 2 \text{Ci}(2\beta L) \right] \right\} \quad (1.25)$$

bağıntısından yararlanılarak hesaplanır  $L = \frac{\lambda}{4}$  ise anten Markoni anten olup ışıma direnci

$$R_r = 15 \text{ Cin}(2\pi) = 15 \times 2.4377 = 36.56 \Omega \quad (1.26)$$





Şekil (1.1) Farklı anten tipleri ve ışıma diyagramları

- a- Hertz dipole anten
- b- Monopol anten
- c- Direk anten
- d- T anten
- e- Rombik anten



alınarak ışınma alanı

$$|E| = 314 \frac{\sqrt{W_T}}{r} \frac{\cos(\pi/2 \cos \theta)}{\sin \theta} \quad (1.27)$$

şeklinde bulunur. Yatay, yada yataya yakın ( $\theta=90^\circ$ ) açı doğrultularında zemin üzerinde yayılma söz konusu olduğundan yapılan hesaplarda antenden 1 km uzaklıktaki alan şiddeti Markoni antenine göre yapılmış, antenin gücü kW uzaklık km alınarak

$$E_{r=1 \text{ km}}^{\theta=90^\circ} = 314 \sqrt{W_T} = E_0 \quad (1.28)$$

kabul edilmiştir. Şekil (1.1)'de farklı anten tipleri ve ışınma diyagramları verilmiştir.

### 1.3. ELEKTROMANYETİK DALGANIN YAYILMA YOLLARI

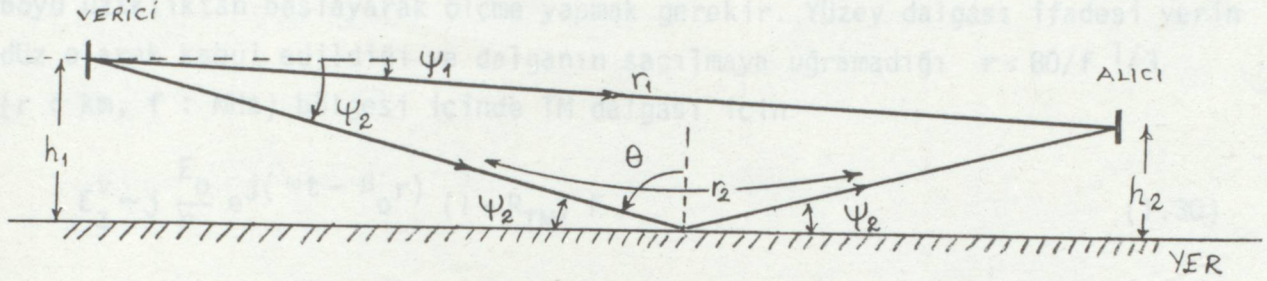
Elektromanyetik dalga bir kez antenden ayrıldığında indüksiyon alanı dışında kaynaktan bağımsız olarak yayıldığı ortamdan etkilenecek hareket eder. Daha önce ifade edilmiş anten ışınma alanları antenin boşlukta ve dalganın homojen ve izotrop ortamlarda yayıldığı varsayımına göredir, ancak yeryüzü boyunca yayılan elektromanyetik dalgalar yerin elektriksel parametrelerine bağlı olarak değişime uğrarlar. Antenden çıkıp yerin elektriksel parametrelerinden etkilenen elektromanyetik dalga kesimini görmek için yeryüzüne yakın şekilde konmuş bir antenden çıkan dalgaların yayılma yollarını incelemekte yarar var, bu konu mühendisliğe uygulanır biçimde Norton tarafından anten konumlarına göre ayrıntılı olarak incelenmiştir. (8) Norton tarafından verilen yer dalgasının ifadesi

$$E = \frac{E_0}{r} \left[ \cos^3 \psi_1 e^{j2\pi r_1/\lambda} + R_{TM} \cos^3 \psi_2 e^{j2\pi r_2/\lambda} \right] \quad (1.29)$$

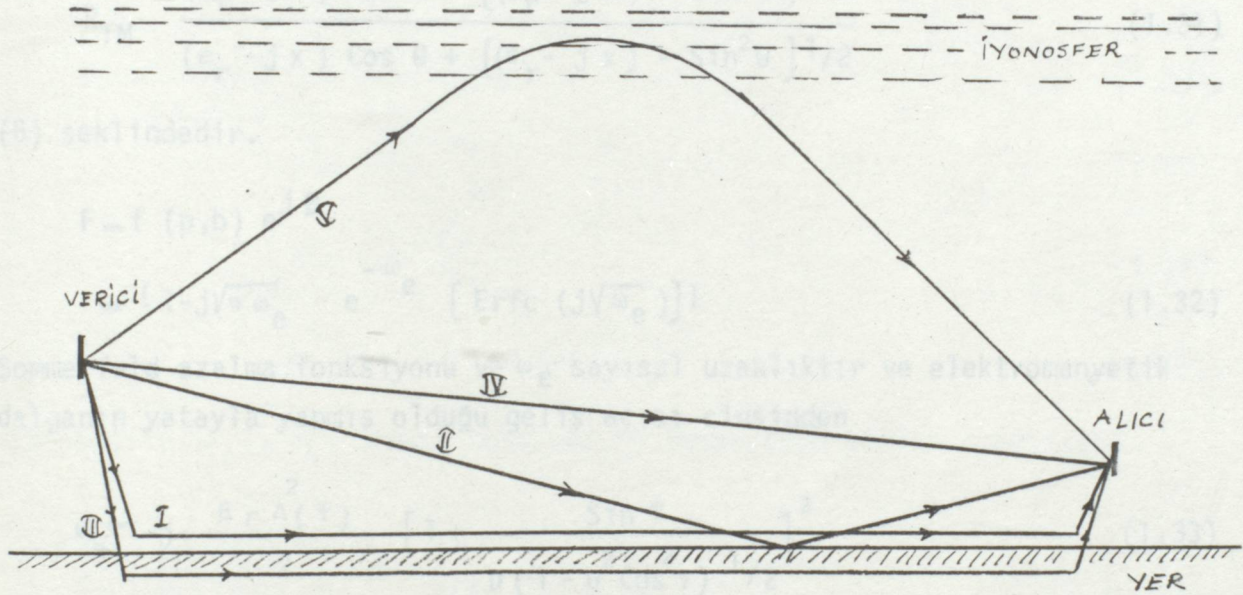
$$+ (1 - R_{TM}) |f(p,b)| \cos^2 \psi_2 e^{j2\pi r_2/\lambda + \phi} \quad (1.29)$$

(1.29) bağıntısında gösterilen ifadeler Şekil (1.2)'de gösterilmiştir. Antenden çıkan elektromanyetik dalga yollarına genelde bakmak gerekirse Şekil (1.3)'te olduğu gibi





Şekil (1.2) Yeryüzüne yakın alıcı-verici konumunda doğrudan ve yansıtılarak gelen dalga.



Şekil (1.3) Yeryüzüne yakın verici antenden çıkan e.m.dalganın alıcıya ulaşma yolları.

I.Yüzey dalgası (surface wave) II.Uzay dalgası (space wave) III.Lateral wave IV.Gök dalgası (Sky wave) adını alırlar. I.II.III yoluyla yayılan gruba genelde yer dalgası (Ground wave) denir. Vericiden yapılan yayının frekansına bağlı olarak alıcıdan alınan sinyalin ne tür yollarla geldiği incelenebilir. Ancak vericiden çok uzak olmayan uzaklıklarda (50-60 dalga boyu) ionosfer dalgası gözlenmez yaklaşık bu uzaklıklara kadar olan yerlerde topoğrafya özellikleri uygun olması, antenin çok yüksekte olmaması ve frekansın yüksek olmaması koşullarında doğrudan gelen ve yansıyan dalganın birbirini yok etme-



si sonucu II ile gösterilen dalga da gözlenmez. Sözü edilen yakın uzaklıklarda alıcıdan alınan sadece yüzey dalgası olur. Ancak antene yakın uzaklıklarda dalga tam bir düzlem dalga değildir. Bu nedenle en az antenden bir kaç dalga boyu uzaklıktan başlayarak ölçme yapmak gerekir. Yüzey dalgası ifadesi yerin düz olarak kabul edildiği ve dalganın saçılmaya uğramadığı  $r < 80/f^{1/3}$  ( $r$  : km,  $f$  : MHz) bölgesi içinde TM dalgası için

$$E_z^v = j \frac{E_0}{r} e^{j(\omega t - \beta_0 r)} (1 - R_{TM}) F \quad (1.30)$$

Burada  $R_{TM}$  Fresnel yansımaya katsayısı olup dalganın normalle yaptığı açı ve yerin elektriksel parametreleri cinsinden

$$R_{TM} = \frac{(\epsilon_r - jx) \cos \theta - [(\epsilon_r - jx) - \sin^2 \theta]^{1/2}}{(\epsilon_r - jx) \cos \theta + [(\epsilon_r - jx) - \sin^2 \theta]^{1/2}} \quad (1.31)$$

(5) şeklindedir.

$$F = f(p, b) e^{j\theta} = \{ 1 - j\sqrt{\pi \omega_e} e^{-\omega_e} [\text{Erfc}(j\sqrt{\omega_e})] \} \quad (1.32)$$

Sommerfeld azalma fonksiyonu ve  $\omega_e$  sayısal uzaklıktır ve elektromanyetik dalganın yatayla yapmış olduğu geliş açısı cinsinden

$$\omega_e = -j \frac{\beta r \Delta(\psi)^2}{2} \left[ 1 + \frac{\sin \psi}{u(1 - u^2 \cos^2 \psi)^{1/2}} \right]^2 \quad (1.33)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadedeki  $u^2 = 1/N^2$  ve  $N = (\epsilon_r - jx)^{1/2}$

$$\text{erfc}(j\omega_e) = \frac{2}{\sqrt{\omega_e}} \int_{j\omega_e}^{\infty} e^{-v^2} dv \quad (1.34)$$

yanılgı fonksiyonudur.

Sommerfeld azalma fonksiyonu verici yakınlarında bire yakınsar, bu alanın kaynaktaki ifadesidir.

F fonksiyonu kaynaktan uzaklaştıkça 1'den küçük değerler alarak azalır. Bu alanın uzaklıkla azalması anlamına gelmektedir. (1.32), (1.29) ile birlikte uygulandığında yer dalgasının (ground wave) değişimini ifade eder. Biz antenlerin yeryüzüne yakın olduğunu düşündüğümüzden ( $\psi \cong 0^\circ$ ) açısıyla gelen



yüzeysel dalgası (surface wave) ile ilgileniyoruz  $\Psi \approx 0$  için sayısal uzaklığın alacağı değer  $P_e$  ile gösterilirse

$$P_e = \omega_e \Big|_{\Psi=0} = -j \frac{\beta r \Delta^2(0)}{2} \quad (1.35)$$

$p_e$  yine karmaşık sayıdır.

$$\Delta(0) = \frac{(N^2 - 1)^{1/2}}{N^2} \quad \text{Normalize yüzey empedansı}$$

$$N = (\epsilon_r - jx)^{1/2} \quad \text{ortamın kırılma endisidir. } p_e = p_{||} e^{jb} \quad (1.36)$$

şeklinde yazılabilir.  $b$  sayısal uzaklığın fazı,  $p_{||}$  sayısal uzaklığın genliğidir. TM modunda

$$p_{||} = \frac{\pi r \cos^2 b''}{\lambda x \cos b'} \approx \frac{\pi r}{\lambda x} \cos b \quad (1.37)$$

$$b' = \tan^{-1} \frac{\epsilon_r}{x} \quad (1.38)$$

$$b'' = \tan^{-1} \frac{\epsilon_r - 1}{x} \quad (1.39)$$

$$b = (2b'' - b') \approx \tan^{-1} \frac{\epsilon_r + 1}{x} \quad (1.40)$$

yazılabilir.  $\omega_e \Big|_{\Psi=0} = p_e$  olması koşulundaki Sommerfeld azalma fonksiyonu

$$F = \{ 1 - j \sqrt{\pi p_e} e^{-p_e} \operatorname{erfc}(j \sqrt{p_e}) \} \quad (1.41)$$

şekline dönüşür. Ancak Sommerfeld azalma fonksiyonunun hesabının karmaşık olması yüzünden azalma fonksiyonunun genliği  $|F| = A$  için araştırmacılar tarafından ampirik formüller önerilmiştir. (2),  $p_{||}$  nin ve  $b$  nin tüm değerleri için iyi sonuçlar Van Der Pol tarafından önerilmiş

$$|F| = A = \frac{2 + 0.3 P_{||}}{2 + p_{||} + 0.6 p_{||}^2} - (p_{||}/2)^{1/2} e^{-5 p_{||}/8} \sin b \quad (1.42)$$

formülüdür.  $p_e$  sayısal uzaklığı, frekansa, vericiden olan uzaklığa ve yerin elektriksel parametrelerine,  $b$  açısı da (1.40) 'a göre doğrudan frekans ve yerin elektriksel parametrelerine bağlı olarak değişir. Jeofizik uygulamalar-



da  $0^0 < b < 90^0$  almak yeterli olmaktadır. Düşey konumlu bir vericiden çıkan yüzey dalgasının, uzaklığa ve yerin elektriksel parametrelerine bağlılığını araştırmak amacıyla (1.30) bağıntısı elde edilmişti. Buradaki  $E_0$  antenin tipine, konumuna ve polarizasyon biçimine bağlı olan ve (1.28) de bulunduğu gibi bulunan yeryüzü boyunca 1 km uzaklıkta ölçülen alanın düşey bileşenidir.  $(1-R_{TM})$  çarpanı yüzey dalgası koşulunda  $\theta=90^0$  için  $R_{TM} \rightarrow -1$  olması nedeniyle 2 değerine erişir.  $F(p_e)$  Sommerfeld azalma fonksiyonunun hesabında ise  $p_e$  nin 1 den küçük değerleri için yanılğı fonksiyonu ( $\text{erfc}(x)$ ),  $x$  in tüm değerleri için yakınsayan Maclaurin serisine açılarak ifade edildiğinde  $F(p_e)$  azalma fonksiyonu

$$F(p_e) = 1 - j\sqrt{\pi p_e} e^{-p_e} - 2 p_e e^{-p_e} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{p_e^k}{k! (2k+1)} \quad (1.43)$$

şeklini alır. Burada  $\text{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-)^s z^{2s+1}}{s! (2s+1)}$  (1.44)

ve  $\text{erfc}(z) = 1 - \text{erf}(z)$  (1.45)

dır.  $p_e$  sayısal uzaklığının birden çok büyük değerleri için yanılğı fonksiyonunun

$$\text{erfc}z \approx \frac{e^{-z^2}}{\sqrt{\pi}z} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-)^s 1 \times 3 \times 5 \times \dots \times (2s-1)}{s! (2s+1)} \quad (1.46)$$

asimtotik ifadesi kullanılarak. Azalma fonksiyonu

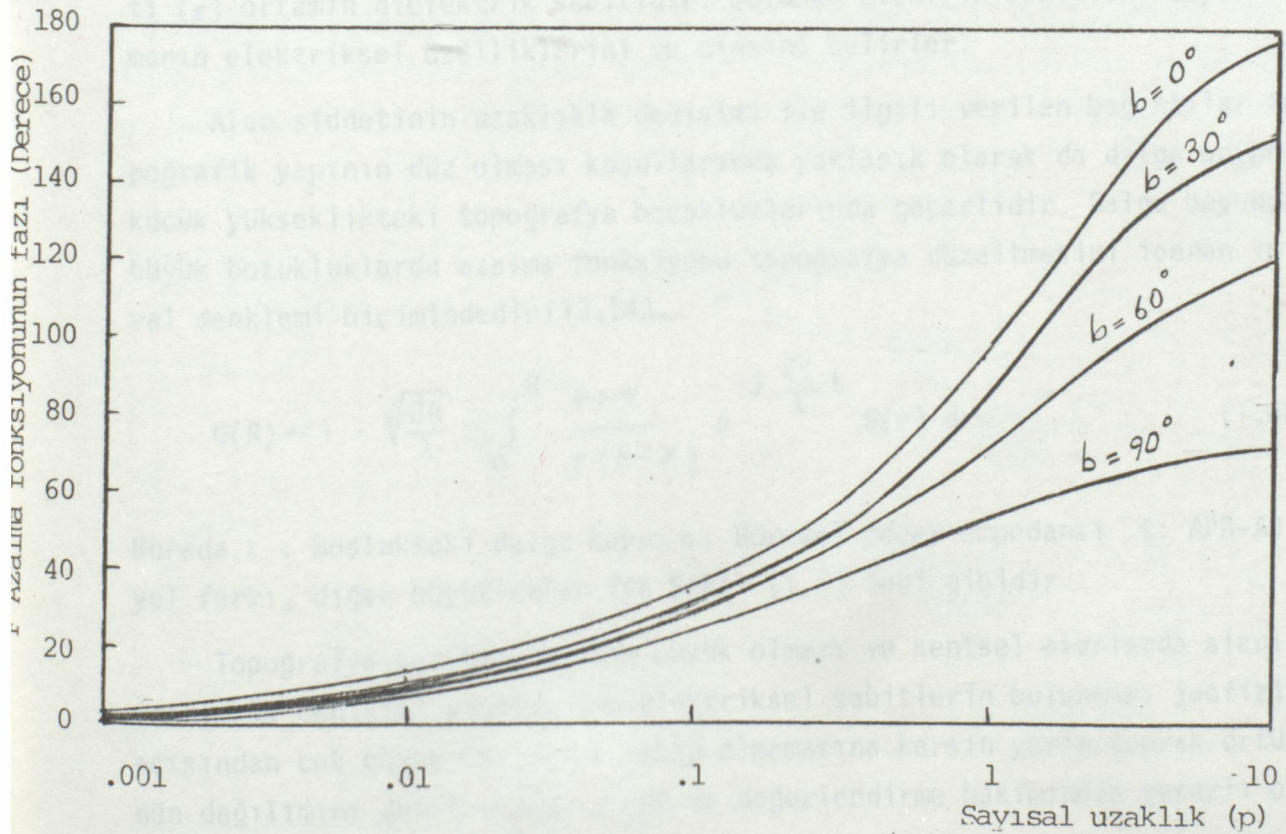
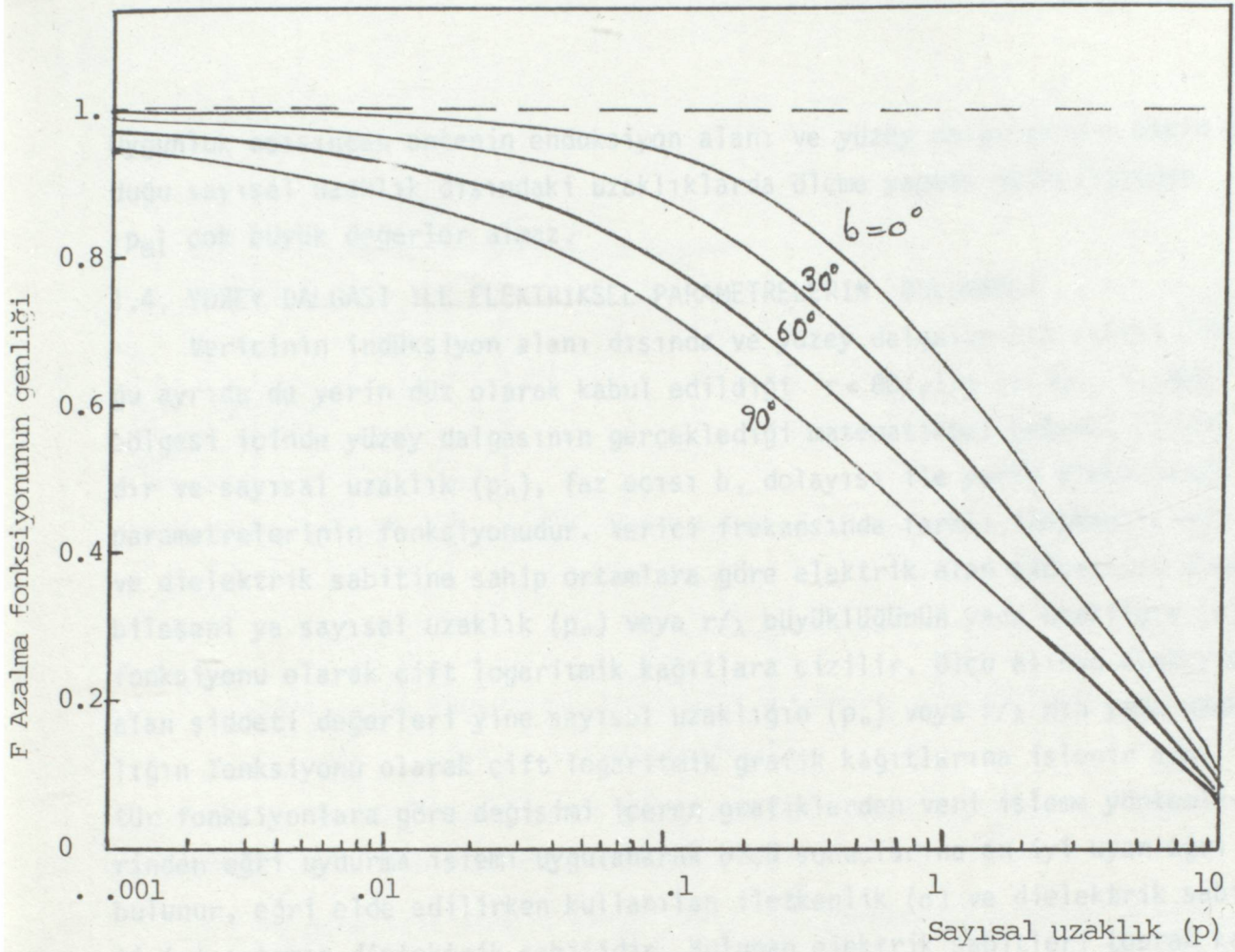
$$F(p_e) \approx -\frac{1}{2 p_e} - \frac{1 \times 3}{(2 p_e)^2} - \frac{1 \times 3 \times 5}{(2 p_e)^3} - \frac{1 \times 3 \times 5 \times 7}{(2 p_e)^4} \dots \quad (1.47)$$

şeklinde bulunur. Sayısal uzaklık  $p_e$  nin iletken olmayan kumsal arazilerde aynı frekans ve uzaklık için iletken olan arazilere göre çok büyük değer alması, azalma fonksiyonunun, bu büyük  $p_e$  değerleri için çok çabuk azalmasına neden olacaktır.

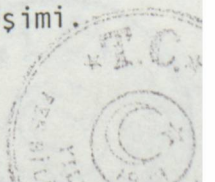
Bu ise iletken ortamlarda yüzey dalgalarının çok yavaş zayıflayacağı, iletken olmayan ortamlarda ise hızla zayıflayacağı anlamına gelir. Şekil (1.4)  $F(p_e) = |F| e^{-j\theta}$  şeklinde ifade edilen azalma fonksiyonunun genlik ve fazının sayısal uzaklıkla değişimi çizilmiştir. Jeofizik değerlendirmede







Şekil (1.4) Sommerfeld azalma fonksiyonunun faz ve genliğinin değişimi.



uygunluk açısından antenin endüksiyon alanı ve yüzey dalgalarının etkin olduğu sayısal uzaklık dışındaki uzaklıklarda ölçme yapmak gerektiğinden  $|p_e|$  çok büyük değerler almaz.

#### 1.4. YÜZEY DALGASI İLE ELEKTRİKSEL PARAMETRELERİN BULUNMASI

Vericinin indüksiyon alanı dışında ve yüzey dalgalarının etkili olduğu ayrıca da yerin düz olarak kabul edildiği  $r < 80/f^{1/3}$  ( $r$ : km,  $f$ : MHz) bölgesi içinde yüzey dalgasının gerçekleştiği matematiksel bağıntı (1.30) dır ve sayısal uzaklık ( $p_{11}$ ), faz açısı  $b$ , dolayısı ile yerin elektriksel parametrelerinin fonksiyonudur. Verici frekansında farklı iletkenlik ( $\sigma$ ) ve dielektrik sabitine sahip ortamlara göre elektrik alan şiddetinin düşey bileşeni ya sayısal uzaklık ( $p_{11}$ ) veya  $r/\lambda$  büyüklüğünün yada uzaklığı ( $r$ ) fonksiyonu olarak çift logaritmik kağıtlara çizilir. Ölçü alınan elektrik alan şiddeti değerleri yine sayısal uzaklığı ( $p_{11}$ ) veya  $r/\lambda$  nın yada uzaklığı fonksiyonu olarak çift logaritmik grafik kağıtlarına işlenir aynı tür fonksiyonlara göre değişimi içeren grafiklerden veri işleme yöntemlerinden eğri uydurma işlemi uygulanarak ölçü sonuçlarına en iyi uyan eğri bulunur, eğri elde edilirken kullanılan iletkenlik ( $\sigma$ ) ve dielektrik sabiti ( $\epsilon$ ) ortamın dielektrik sabitidir. Bulunan elektrik sabitleri toprak katmanın elektriksel özelliklerini ve cinsini belirler.

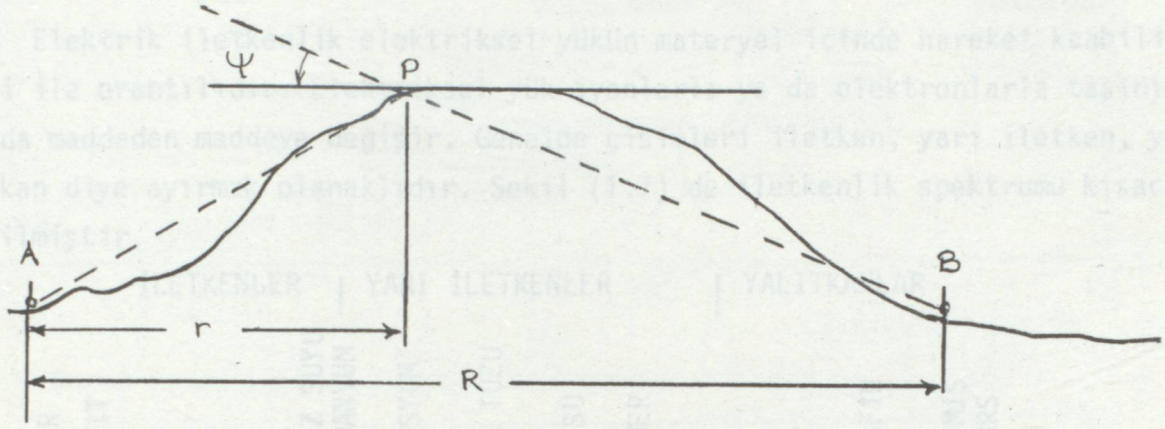
Alan şiddetinin uzaklıkla değişimi ile ilgili verilen bağıntılar topoğrafik yapının düz olması koşullarında yaklaşık olarak da dalga boyundan küçük yükseklikteki topoğrafya bozukluklarında geçerlidir. Dalga boyundan büyük bozukluklarda azalma fonksiyonu topoğrafya düzeltmesini içeren integral denklemi biçimindedir(13,14).

$$G(R) = 1 - \sqrt{\frac{jR}{\lambda}} \int_0^R \frac{\psi + \eta}{r(R-r)} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} t} G(r) dr \quad (1.48)$$

Burada  $\lambda$  : Boşluktaki dalga boyu,  $\eta$  : Göresel yüzey empedansı  $t$ : APB-AB yol farkı, diğer büyüklükler ise Şekil (1.5) deki gibidir.

Topoğrafya bozukluklarının büyük olması ve kentsel alanlarda alanın uzaklıkla değişimi yöntemi ile elektriksel sabitlerin bulunması jeofizik açısından çok büyük bir öneme sahip olmamasına karşın yerin toprak örtüsünün dağılımını genel olarak görme ve değerlendirme bakımından yararlı ola-

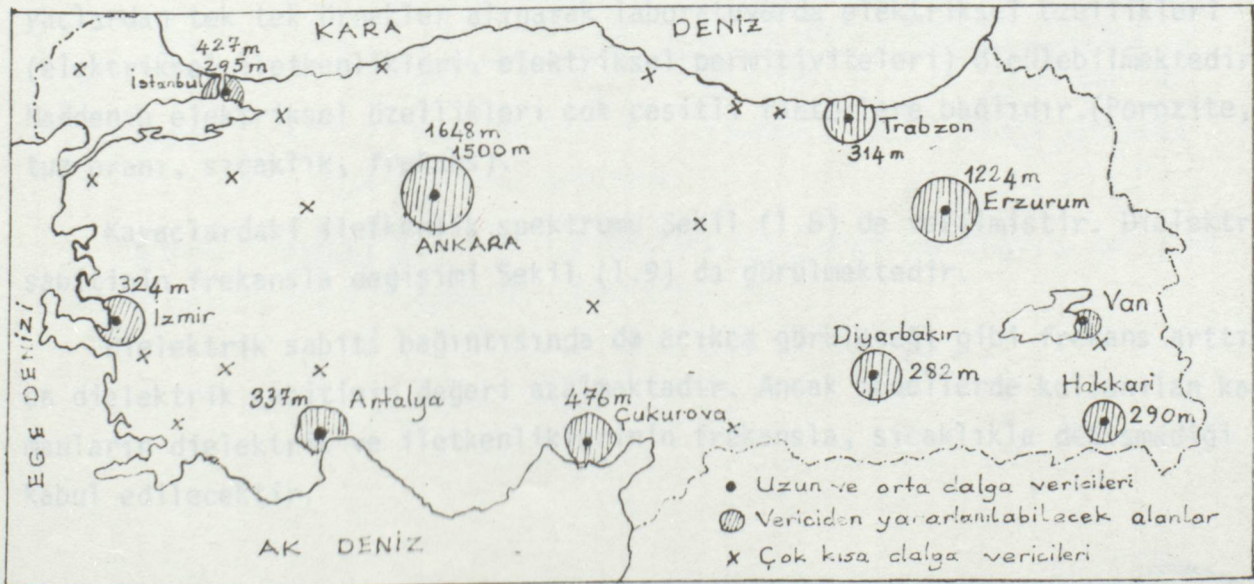




Şekil (1.5) Topoğrafya bozukluğu koşulunda azalma fonksiyonuna etkileyen parametreler.

bilir. Ancak toprak örtünün ülke düzeyinde bilinmesi iletişim açısından önemsenmesi gereken bir konudur.(16,28)

Türkiye genelinde kurulu radyo yayın istasyonlarından yüzey dalgalarının kullanılabilceği alan Şekil (1.6)'da gösterildiği gibi sınırlı kalır. Ancak ekonomi ve zaman kazancı gözönünde tutularak taşınabilir vericiler kullanıp bu sınırlı alan topoğrafyanın elverişli olduğu koşullarda Türkiye genelinde arttırılabilir.

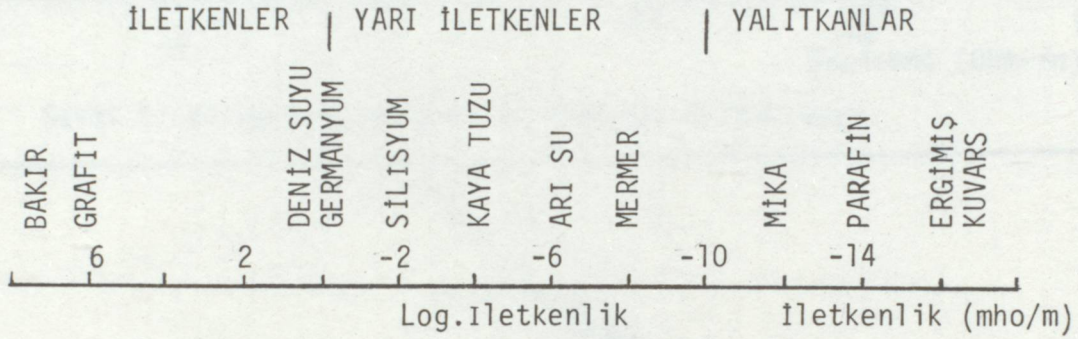


Şekil (1.6) Türkiye'de kurulu TRT radyo vericilerinin dağılışı ve jeofizik açıdan kullanılabilir alanlar.



### 1.5. KAYAÇLARIN ELEKTRİK İLETKENLİĞİ VE ETKİN DERİNLİK (SKIN DEPTH)

Elektrik iletkenlik elektriksel yükün materyel içinde hareket kabiliyeti ile orantılıdır. Elektriksel yük iyonlarla ya da elektronlarla taşınır bu da maddeden maddeye değişir. Genelde cisimleri iletken, yarı iletken, yalıtkan diye ayırmak olanaklıdır. Şekil (1.7) de iletkenlik spektrumu kısaca verilmiştir.



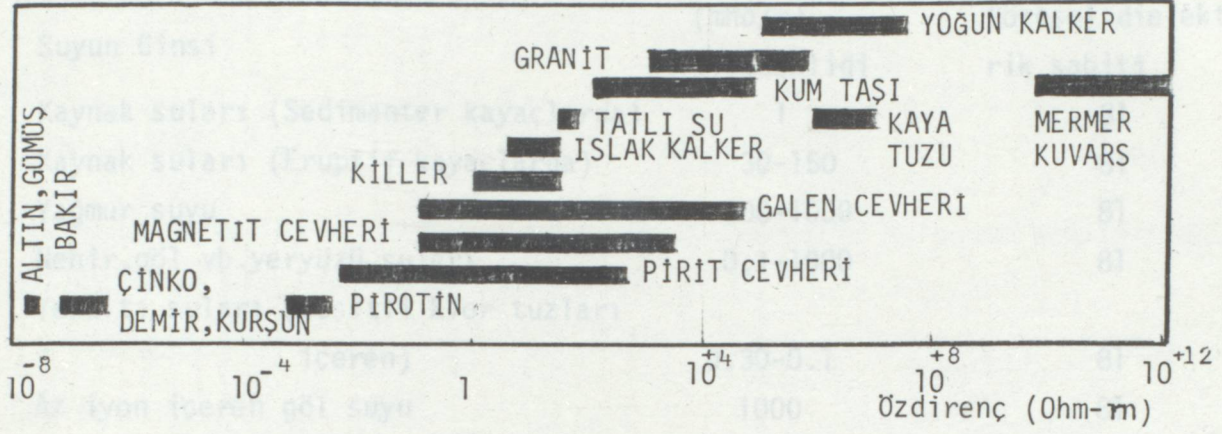
Şekil (1.7) iletken, yarı iletken ve yalıtkan cisimler (1).

Yeryüzünde kayaç ve minerallerin çoğunda iletkenlik mineral tanelerinde değil gözeneklerde yer alır. Elektrik akımı ileten iyonlar, tuzların suda erimesi sonucunda ortaya çıkar. Her bir iyon belli miktarda yük taşıyabileceğinden eriyikte ne kadar çok iyon varsa ve bunlar ne kadar hızlı hareket ederse o kadar çok elektrik yük taşınmış olur. Bu nedenle çok iyon taşıyan eriyiğin iletkenliği yüksektir ve tuzluluk, iyon sayısını arttırması nedeniyle kayaçların öz dirençlerinin belirlenmesinde önemli bir faktördür. Kayaçlardan tek tek örnekler alınarak laboratuvarında elektriksel özellikleri (elektriksel iletkenlikleri, elektriksel permitivitelere) ölçülebilmektedir. Maddenin elektriksel özellikleri çok çeşitli faktörlere bağlıdır. (Porozite, tuz oranı, sıcaklık, frekans).

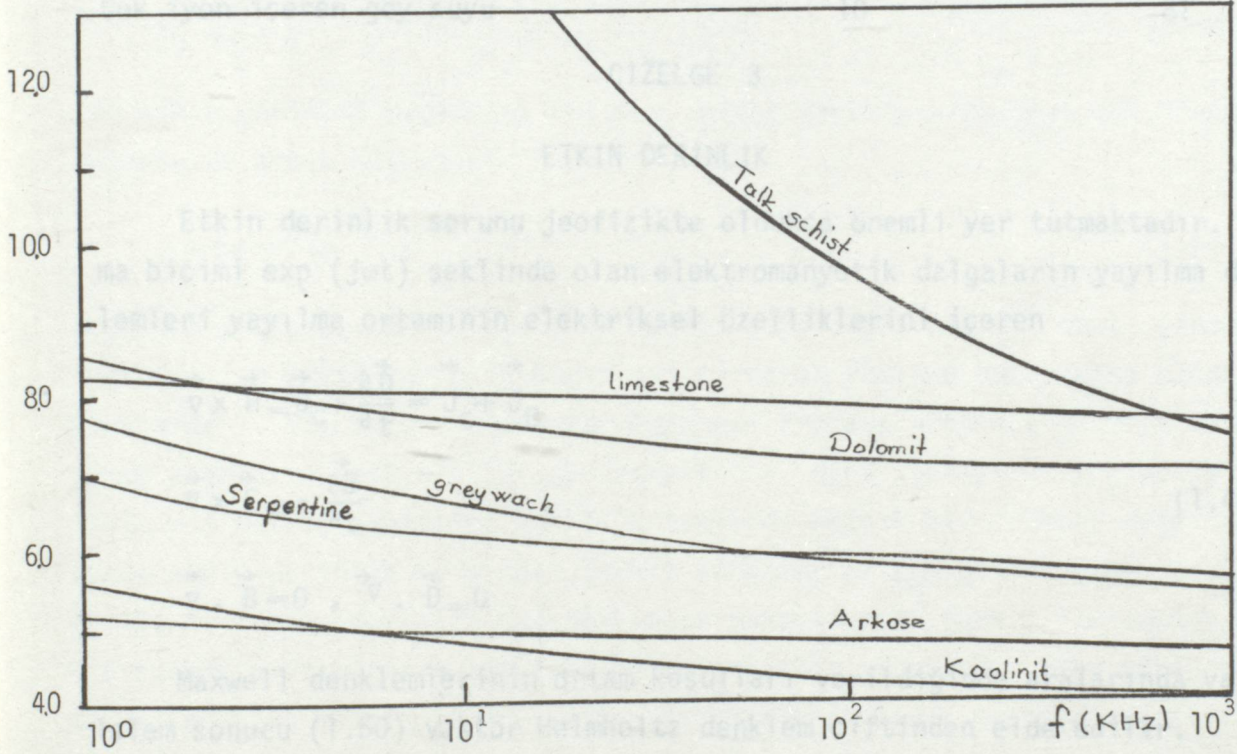
Kayaçlardaki iletkenlik spektrumu Şekil (1.8) de verilmiştir. Dielektrik sabitinin frekansla değişimi Şekil (1.9) da görülmektedir.

Dielektrik sabiti bağıntısında da açıkça görüleceği gibi frekans arttıkça dielektrik sabitinin değeri azalmaktadır. Ancak modellerde kullanılan katmanların dielektrik ve iletkenliklerinin frekansla, sıcaklıkla değişmediği kabul edilecektir.





Şekil (1.8) Çeşitli mineral ve kayaçların özdirenci.



Şekil (1.9) Kuru kaya tiplerinin dielektrik sabitlerinin frekansa bağlı olarak değişimi.

Suların iletkenlikleri de içerdikleri iyon oranında değişim gösterir, aşağıda onlara ilişkin örnekler gösterilmiştir.



Suyun Cinsi	(mho/m) iletkenliği	Göresel dielekt- rik sabiti
Kaynak suları (Sedimanter kayaçlarda)	1	81
Kaynak suları (Eruptif kayaçlarda)	30-150	81
Yağmur suyu	300-1000	81
Nehir,göl vb.yeryüzü suları	0.1-1000	81
Yeraltı suları (çeşitli klor tuzları içeren)	0.30-0.1	81
Az iyon içeren göl suyu	1000	81
Orta yeğinlikte iyon içeren göl suyu	100	81
Çok iyon içeren göy suyu	10	81

ÇİZELGE 3

ETKİN DERİNLİK

Etkin derinlik sorunu jeofizikte oldukça önemli yer tutmaktadır. Uyar-  
ma biçimi  $\exp(j\omega t)$  şeklinde olan elektromanyetik dalgaların yayılma denk-  
lemleri yayılma ortamının elektriksel özelliklerini içeren

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_C + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J}_C + \vec{J}_D$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.49)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$$

Maxwell denklemlerinin ortam koşulları verildiğinde aralarında yapılan  
işlem sonucu (1.50) vektör Helmholtz denklem çiftinden elde edilir.

$$\vec{\nabla}^2 \begin{pmatrix} \vec{H} \\ \vec{E} \end{pmatrix} = -\gamma^2 \begin{pmatrix} \vec{H} \\ \vec{E} \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

Burada  $\gamma = (j\omega\mu\sigma - \omega^2\epsilon\mu)^{1/2}$  olup yayılma sabitidir.  $\sigma/\omega\epsilon \gg 1$  olduğunda  
-yer değiştirme akımları,  $\sigma/\omega\epsilon < 1$  olduğunda ise iletkenlik akımları ihmal  
edilebilir. Çok yüksek frekanslarda yayılma sabitinin tam ifadesinin alın-  
ması gerekir.  $\gamma$  yayılma sabitinin reel kesimi  $\alpha$ , sanal kesimi  $\beta$  ile gösteri-  
lirse sönüm ve faz sabitleri olmak üzere



$$\alpha = \omega \left( \frac{\mu \epsilon}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\omega \epsilon} \right)^2} + 1 \right) \right)^{1/2} \text{ Np/m} \quad (1.51)$$

$$\beta = \omega \left( \frac{\mu \epsilon}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\omega \epsilon} \right)^2} - 1 \right) \right)^{1/2} \text{ Rd/m} \quad (1.52)$$

Etkin derinlik ise bir ortama giren elektromanyetik dalganın genliğinin 1/e kez azaldığı uzaklık olarak tanımlanır.

$$\alpha \delta = 1 \quad (1.53)$$

bağıntısından

$$\delta_t = \left\{ \frac{\omega^2 \mu \epsilon}{2} \left[ \left( 1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \right\}^{-1/2} \quad (1.54)$$

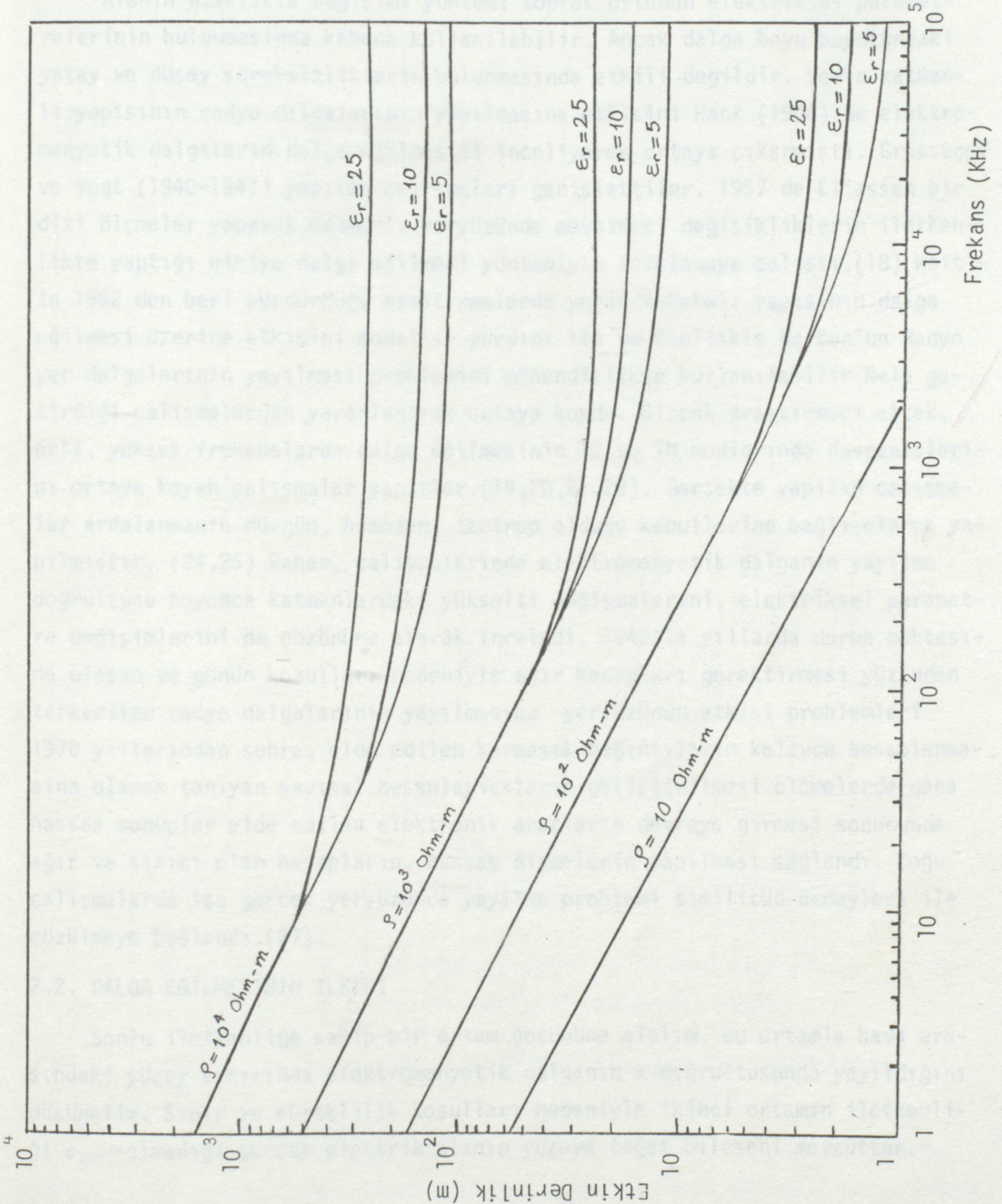
tam etkin derinlik bağıntısı bulunur. Alçak frekanslarda veya çok iletken ortamlarda etkin bağıntısı

$$\delta = (\omega \mu \sigma / 2)^{-1/2} \quad (1.55)$$

değerine yakınsar. Etkin derinlik hesabı yapılırken hiç bir ihmal yapmadan doğrudan tam etkin derinlik bağıntısı alınarak yapılan hesaplarda alçak frekanslarda ile bulunan sonuçlar bulunur. Frekans arttıkça giderek yer değiştirme akımları etkinliğini göstermektedir. Aynı iletkenlikte olmakla birlikte dielektrik sabitleri farklı ortamlarda kritik bir frekans değerinden sonra etkin derinlik açısından farklı sonuçlar ortaya çıkmaktadır. Şekil (1.10) tam etkin derinlik bağıntısından yararlanarak farklı iletkenlik ve dielektrik sabitli ortamlar için hesaplanmıştır. Görüldüğü gibi yerin derin tabakalarından bilgi almak için çok alçak frekanslarda çalışmak gerekir. Radyo yayın frekanslarında etkin derinlik yer iletkenliklerinde pek fazla değerde olmamaktadır. Ancak radyo yayın frekanslarında çalışılması durumunda yerin üst tabakalarının belirli bir kesimi incelenebilir. Ancak iletkenliği az olan arazilerde ise hatırı sayılır derinliklere kadar bilgi alma olanağı doğar. Alanın uzaklıkla değişimi yönteminde ve üçüncü bölümdeki yeryüzündeki düşey süreksizliklerin ortaya çıkarılmasında etkin derinliğin önemi olmamakla birlikte, yatay tabakalamamanın incelenmesi koşulunda derinlerden bilgi alınır alınamayacağına incelenmesi sırasında önemi ortaya çıkmaktadır.



2.1. YOZEY DALGASININ DALGA EĞİLMESİ (WAVE TILT)



Şekil (1.10) Tam etkin derinlik bağıntısından ( $\delta_T$ ) yararlanılarak hesaplanan farklı ortamlarda etkin derinliğin frekansla değişimi.





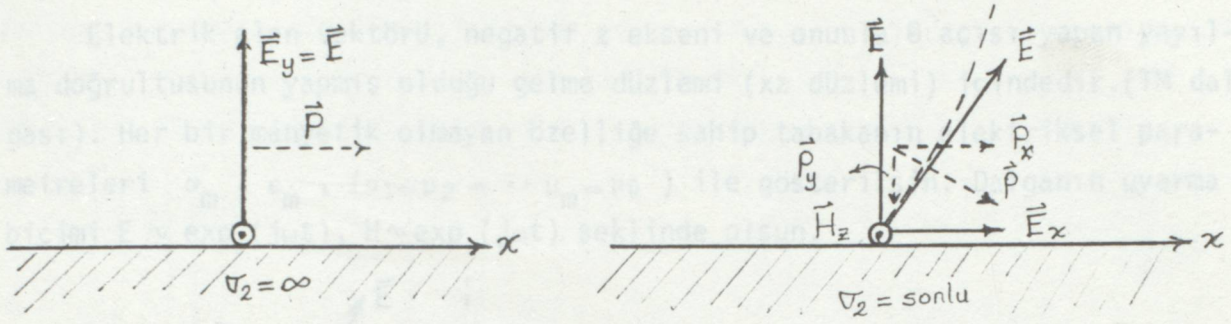
## 2.1. YÜZEY DALGASININ DALGA EĞİLMESİ (WAVE TILT)

Alanın uzaklıkla değişimi yöntemi toprak örtünün elektriksel parametrelerinin bulunmasında kabaca kullanılabilir. Ancak dalga boyu boyutundaki yatay ve düşey süreksizliklerin bulunmasında etkili değildir. Yerin katmanlı yapısının radyo dalgalarının yayılmasına etkisini Hack (1908) de elektromanyetik dalgaların dalga eğilmesini inceliyerek ortaya çıkarmıştı. Grosskopf ve Vogt (1940-1941) yapılan çalışmaları genişlettiler. 1957 de Eliassen bir dizi ölçmeler yaparak katmanlı yeryüzünde mevsimsel değişikliklerin iletkenlikte yaptığı etkiye dalga eğilmesi yöntemiyle açıklamaya çalıştı.(18) Wait'in 1952 den beri sürdürdüğü araştırmalarda yerin tabakalı yapısının dalga eğilmesi üzerine etkisini modeller yardımı ile ve özellikle Norton'un Radyo yer dalgalarının yayılması problemini mühendislikte kullanılabilir hale getirdiği çalışmalardan yararlanarak ortaya koydu. Birçok araştırmacı alçak, orta, yüksek frekanslarda dalga eğilmesinin TE ve TM modlarında davranışlarını ortaya koyan çalışmalar yaptılar.(19,20,21,22). Gerçekte yapılan çalışmalar ardalanmanın düzgün, homojen, izotrop olduğu kabullerine bağlı olarak yapılmıştır. (24,25) Bahar, çalışmalarında elektromanyetik dalganın yayılma doğrultusu boyunca katmanlardaki yükselti değişmelerini, elektriksel parametre değişimlerini de gözönüne alarak inceledi. 1940'lı yıllarda doruk noktasına ulaşan ve günün koşulları nedeniyle ağır hesapları gerektirmesi yüzünden terkedilen radyo dalgalarının yayılmasına yeryüzünün etkisi problemleri 1970 yıllarından sonra, elde edilen karmaşık bağıntıların kolayca hesaplanmasına olanak tanıyan sayısal hesaplayıcıların geliştirilmesi ölçmelerde daha hassas sonuçlar elde edilen elektronik araçların devreye girmesi sonucunda ağır ve sıkıcı olan hesapların, hassas ölçmelerin yapılması sağlandı. Çoğu çalışmalarda ise gerçek yeryüzünde yayılma problemi similitüd deneyleri ile çözülmeye başlandı.(27).

## 2.2. DALGA EĞİLMESİNİN İLKESİ

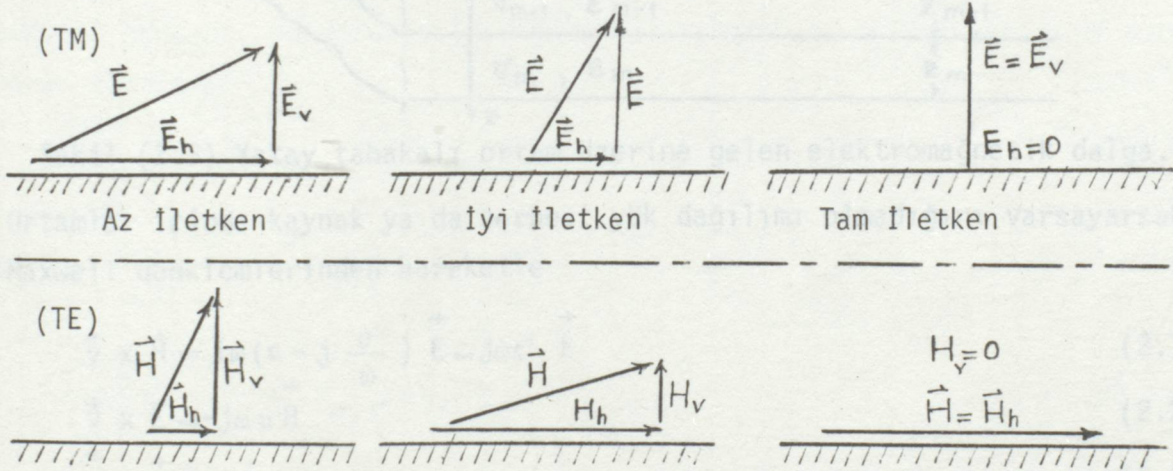
Sonlu iletkenliğe sahip bir ortam gözönüne alalım. Bu ortamla hava arasındaki yüzey sınırında elektromanyetik dalganın x doğrultusunda yayıldığını düşünelim. Sınır ve süreklilik koşulları nedeniyle ikinci ortamın iletkenliği  $\sigma_2 = \infty$  olmadığı sürece elektrik alanın yüzeye teğet bileşeni mevcuttur.





Şekil (2.1) Elektrik alanının ileriye doğru devrilmesi (forward tilt)

Elektrik alanın  $E_x$  bileşeninin var olması elektromanyetik dalganın ileriye doğru devrilmesi demektir (forward tilt) Şekil (2.1). Hava ve kayıplı ortam durumunda dalganın elektrik alan ve manyetik alan bileşenlerinin davranışı Şekil (2.2) de görüldüğü gibi TM yüzey dalgasının elektrik alan yatay bileşeni, ikinci ortamın zayıf iletken olması halinde çok büyük, ikinci ortamın iletken olması halinde küçük ve tam iletken olması halinde ise sıfır değerindedir. TE modunda ise manyetik alan bileşeni, ikinci ortam zayıf iletken iken çok küçük, iletkenlik arttıkça büyüyen değerler aldığı görülmektedir.



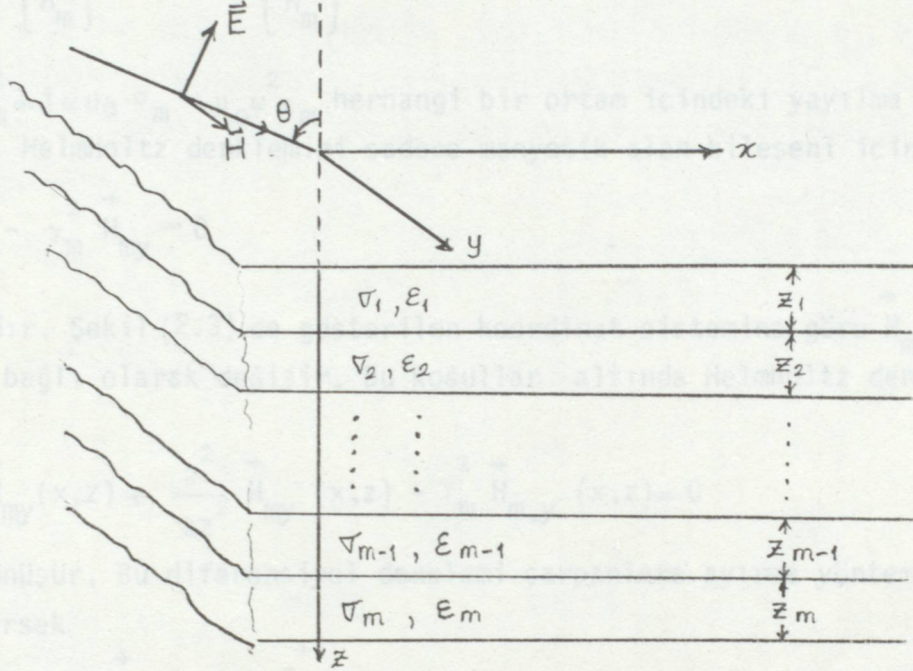
Şekil (2.2) TM ve TE modunda yüzey dalgasının elektrik ve manyetik bileşenlerin farklı ortamlardaki davranışı.

### 2.3. ELEKTROMANYETİK DALGALARIN YATAY OLARAK TABAKALANMIŞ ORTAMLARDAKİ DAVRANIŞI

Yatay olarak tabakalanmış sonsuz genişlikteki yarı uzay ortam üzerine herhangi bir açıyla gelen düşey polarize dalganın dalga eğilmesi (Wave tilt) bağıntılarını ve özel olarak iki tabakalı hal için çıkarmaya çalışalım.



Elektrik alan vektörü, negatif z eksenini ve onunla  $\theta$  açısı yapan yayılma doğrultusunun yapmış olduğu gelme düzlemi (xz düzlemi) içindedir. (TM dalgası). Her bir manyetik olmayan özelliğe sahip tabakanın elektriksel parametreleri  $\sigma_m, \epsilon_m, (\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_m = \mu_0)$  ile gösterilsin. Dalganın uyarma biçimi  $E \sim \exp(j\omega t), H \sim \exp(j\omega t)$  şeklinde olsun.



Şekil (2.3) Yatay tabakalı ortam üzerine gelen elektromagnetik dalga.

Ortamlar içinde kaynak ya da serbest yük dağılımı olmadığını varsayarsak Maxwell denklemlerinden hareketle

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega(\epsilon - j \frac{\sigma}{\omega}) \vec{E} = j\omega\epsilon^* \vec{E} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.4)$$

ve 
$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} \quad (2.5)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (2.6)$$

Vektör özdeşlikleri yardımı ile

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = \gamma^2 \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} \quad (2.7)$$



Vektör Helmholtz denklem çifti elde edilir. Manyeto tellürik yöntemlerde olduğu gibi dalganın herhangi bir tabaka içindeki elektrik ve manyetik alan bileşenleri (2.8) Helmholtz dalga denklem çiftinin çözümünden bulunabilir.

$$\nabla^2 \begin{pmatrix} \vec{E}_m \\ \vec{H}_m \end{pmatrix} = \gamma_m^2 \begin{pmatrix} \vec{E}_m \\ \vec{H}_m \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Burada  $\gamma_m^2 = j\omega\mu_0\sigma_m - \mu_0\omega^2\epsilon_m$  herhangi bir ortam içindeki yayılma sabitinin karesidir. Helmholtz denklemini sadece manyetik alan bileşeni için yazarsak

$$\nabla^2 \vec{H}_{my} - \gamma_m^2 \vec{H}_{my} = 0 \quad (2.9)$$

Re  $\gamma_m > 0$  dır. Şekil (2.3) de gösterilen koordinat sistemine göre  $\vec{H}_{my}$  bileşeni x ve z ye bağlı olarak değişir. Bu koşullar altında Helmholtz denklemi

$$\frac{\partial^2 \vec{H}_{my}(x,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}_{my}(x,z)}{\partial z^2} - \gamma_m^2 \vec{H}_{my}(x,z) = 0 \quad (2.10)$$

şekline dönüşür. Bu diferansiyel denklemi çarpanlara ayırma yöntemini kullanarak çözersek

$$\vec{H}_{m,y}(x,z) = \vec{H}_{m,y}(x) \cdot \vec{H}_{m,y}(z) \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}_{m,y}(x)}{\partial x^2} + \lambda^2 \vec{H}_{m,y}(x) = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}_{m,y}(z)}{\partial z^2} - u_m^2 \vec{H}_{m,y}(z) = 0 \quad (2.13)$$

Burada  $\gamma_m^2 = u_m^2 - \lambda^2$  ve  $\lambda$  keyfi bir sabittir (2.10) Diferansiyel denkleminin genel çözümü

$$\vec{H}_{m,y}(x,z) = (a_m e^{-u_m z} + b_m e^{u_m z}) e^{-j\lambda x} \vec{a}_y \quad (2.14)$$

Elektrik alan bileşenleride Maxwell denklemleri yardımı ile

$$\vec{E}_{m,x} = -(\sigma_m + j\omega\epsilon_m)^{-1} \frac{\partial \vec{H}_{m,y}(x,z)}{\partial z} \quad (2.15)$$



$$\vec{E}_{m,z} = (\sigma_m + j\omega\epsilon_m)^{-1} \frac{\partial H_{m,y}}{\partial x} (x,z) \quad (2.16)$$

şeklinde bulunur. Tabakalı ortam üzerindeki manyetik alan vektörü

$$\vec{H}_{0,y} = (a_0 e^{-\gamma_0 \cos\theta z} + b_0 e^{\gamma_0 \cos\theta z}) e^{-\gamma_0 \sin\theta x} \vec{a}_y \quad (2.17)$$

(2.17) ile (2.14) karşılaştırılırsa  $j\lambda = \gamma_0 \sin\theta$  bulunur ve  $a_m, b_m$  bilinmeyen katsayıları ortamdaki sınır ve süreklilik koşullarından bulunur.

$z = z_m$  de  $m.$  ve  $(m+1).$  tabaka geçiş yüzeylerinde manyetik alan bileşeninin sürekliliğinden

$$a_m e^{-u_m z_m} + b_m e^{u_m z_m} = a_{m+1} e^{-u_{m+1} z_{m+1}} + b_{m+1} e^{u_{m+1} z_{m+1}} \quad (2.18)$$

Elektrik alan bileşeninin sürekliliğinden de

$$\begin{aligned} & \frac{u_m}{\sigma_m + j\omega\epsilon_m} (a_m e^{-u_m z_m} - b_m e^{u_m z_m}) \\ &= \frac{u_{m+1}}{\sigma_{m+1} + j\omega\epsilon_{m+1}} (a_{m+1} e^{-u_{m+1} z_m} - b_{m+1} e^{u_{m+1} z_m}) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Gelen dalganın  $\vec{H}_{0,y} = H_0 e^{-\gamma_0 \cos\theta z} e^{-\gamma_0 \sin\theta x}$  olduğu gözönüne alınarak  $a_0 e^{-u_0 z}$ ,  $e^{-j\lambda x}$  in gelen dalgayı  $b_0 e^{u_0 z}$ ,  $e^{-j\lambda x}$  in yansıyan dalgayı gösterdiğini çıkarabiliriz. En üst tabakanın yansıma katsayısı

$$\frac{b_0}{a_0} = \frac{K_0 - Z_1}{K_0 + Z_1} \quad (2.20)$$

Kaskad bağlanmış transmisyon hatlarında empedans uydurma işlemlerinde olduğu gibi  $Z_1$  empedansı diğer katmanların empedansları cinsinden

$$Z_1 = K_1 \frac{Z_2 + K_1 \tanh u_1 h_1}{K_1 + Z_2 \tanh u_1 h_1}$$

$$Z_2 = K_2 \frac{Z_3 + K_2 \tanh u_2 h_2}{K_2 + Z_3 \tanh u_2 h_2}$$

$$\begin{aligned} & \vdots \\ & \vdots \\ & \vdots \end{aligned}$$



$$Z_{m-1} = K_{m-1} \frac{Z_m + K_{m-1} \tanh u_{m-1} h_{m-1}}{K_{m-1} + Z_m \tanh u_{m-1} h_{m-1}} \quad (2.21)$$

$$Z_m = K_m$$

olarak yazılır.

Burada  $K_m = \frac{u_m}{(\sigma_m + j\omega \epsilon_m)}$  karakteristik dalga empedansıdır.

#### 2.4. DALGA EĞİLMESİ (WAVE TILT)

Dalga eğilmesi elektromanyetik düzlem dalganın yatay bileşeninin düşey bileşenine oranı şeklinde tanımlanır.

$$W_{TM} = \frac{E_{ox}}{E_{oz}} \Big|_{z=0} \quad (2.22)$$

Alanların teğetsel bileşenlerinin sürekliliğinden

$$W_{TM} = \frac{E_{1x}/H_{1y}}{E_{oz}/H_{oy}} \Big|_{z=0} \quad (2.23)$$

olarak

$$E_{1x}/H_{1y} = Z_1, \quad E_{oz}/H_{oy} = -\frac{\gamma_0 \sin \theta}{j\omega \epsilon_0} \quad (2.24)$$

yerine konarak dalga eğilmesi

$$W_{TM} = \frac{j\omega \epsilon_0 Z_1}{\gamma_0 \sin \theta} \quad (2.25)$$

bulunur. Yerin homojen yarı sonsuz uzay olması koşulunda  $h_1 \rightarrow \infty$  iken

$$Z_1 = K_1 = \frac{u_1}{(\sigma_1 + j\omega \epsilon_1)} \quad (2.26)$$

Burada  $u_1 = (\gamma_1^2 - \gamma_0^2)^{1/2}$ ,  $\gamma_1 = j\beta_0 N_1$ ,  $\beta_0 = \frac{\omega}{c}$ ,  $N$  ise katmanın kırılma endisi olup değeri

$$N_1 = \left( \epsilon_{r1} - j \frac{\sigma_1}{\omega \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.27)$$



$$x_1 = \frac{\sigma_1}{\omega \epsilon_0} = \frac{18 \times 10^3 \times \sigma_1}{f(\text{MHz})} \quad \text{kısaltması sonucu } N_1 = (\epsilon_r - jx_1)^{1/2} \text{ alınarak yarı}$$

uzay için dalga eğilmesi

$$W_{OTM} = \frac{(N_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{N_1^2 \sin \theta} \quad (2.28)$$

elde edilir. Elektromanyetik dalganın yalayaarak gelmesi yani yüzey dalgası olması ( $\theta=90^\circ$ ) koşulunda dalga eğilmesi

$$W_{OTM} \Big|_{\theta=90^\circ} = \frac{(N_1^2 - 1)^{1/2}}{N_1^2} \quad (2.29)$$

bulunur. Jeofizik açıdan büyük önemi olacak olan bu büyüklüğün genliği  $|\Delta| < 1$  dir ve iletken yarı sonsuz ortam için sifıra yakın çok küçük değerler alır.  $\Delta$  nın fazı ise  $0^\circ < \Delta < 45^\circ$  aralığında değişir.

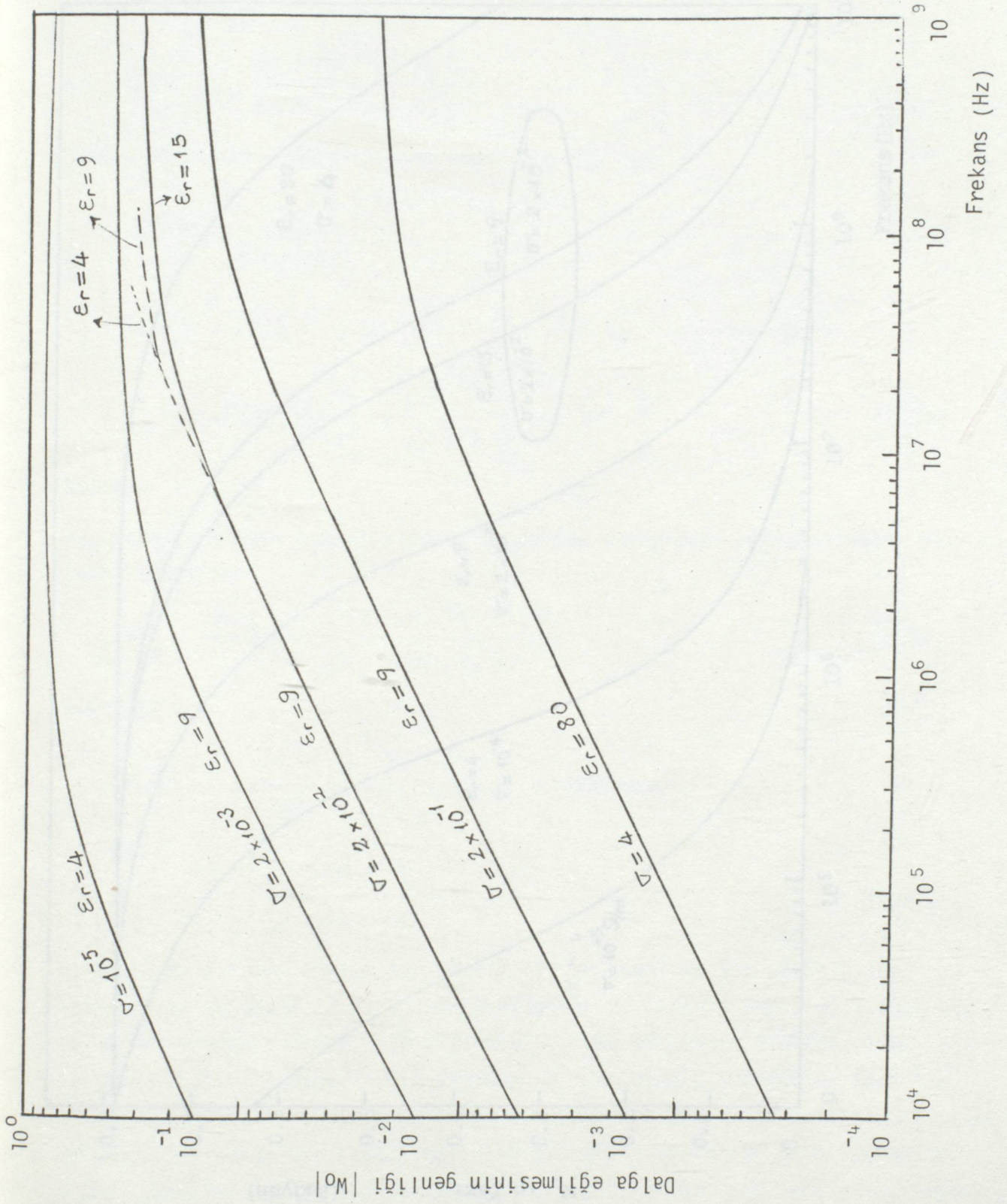
Şekil (2.4) ve Şekil (2.5) de farklı iletkenlik, dielektrik özelliğe sahip ortamlar için frekansa bağlı olarak dalga eğilmesinin faz ve genliği hesaplanmıştır. Yeri oluşturan kayaçların iletkenlik açısından geniş bir spektrum gösterdiği, dielektrik açısından değişimlerin ise iletkenlikteki değişim aralığına göre çok az olduğu koşullarda yöresel dalga eğilmesi :

$$W_{OTM} = \frac{(\epsilon_r - 1 - jx)^{1/2}}{(\epsilon_r - jx)} \cong \frac{1}{(-jx)^{1/2}} \cong \left(\frac{j}{x}\right)^{1/2} \quad (2.30)$$

olarak alınabilir. Bu ise yerel iletkenlik değişimlerinin dalga eğilmesinin faz ve genliğinde doğrudan değişme yapması anlamına gelmektedir. Etkin derinlik bağıntılarında da konu edildiği gibi alçak frekanslarda dalga eğilmesi genliğinin dielektrik sabitinin değişimine karşı duyarlı olmadığı,  $\sigma > 10^{-3}$  S/m iletkenlikleri için  $f < 1$  MHz frekanslarında bu durumun gözüktüğü iletkenlik arttıkça, dielektrik özelliğe duyarsızlık frekans değerlerinde sınıırı arttığı görülmektedir. Dalga eğilmesinin fazı ise  $0^\circ$  ile  $45^\circ$  arasında değişir. Çok iletken ortamlarda hemen hemen tüm frekanslarda faz açısı  $45^\circ$  dolayında seyretmekte iletkenlik azaldıkça frekansın artımıyla birlikte Şekil (2.5) gibi 0 'a yaklaşmaktadır.

Tabakalanmış yapı koşulunda dalga eğilmesi yüzey dalgası için ( $\theta=90^\circ$ )

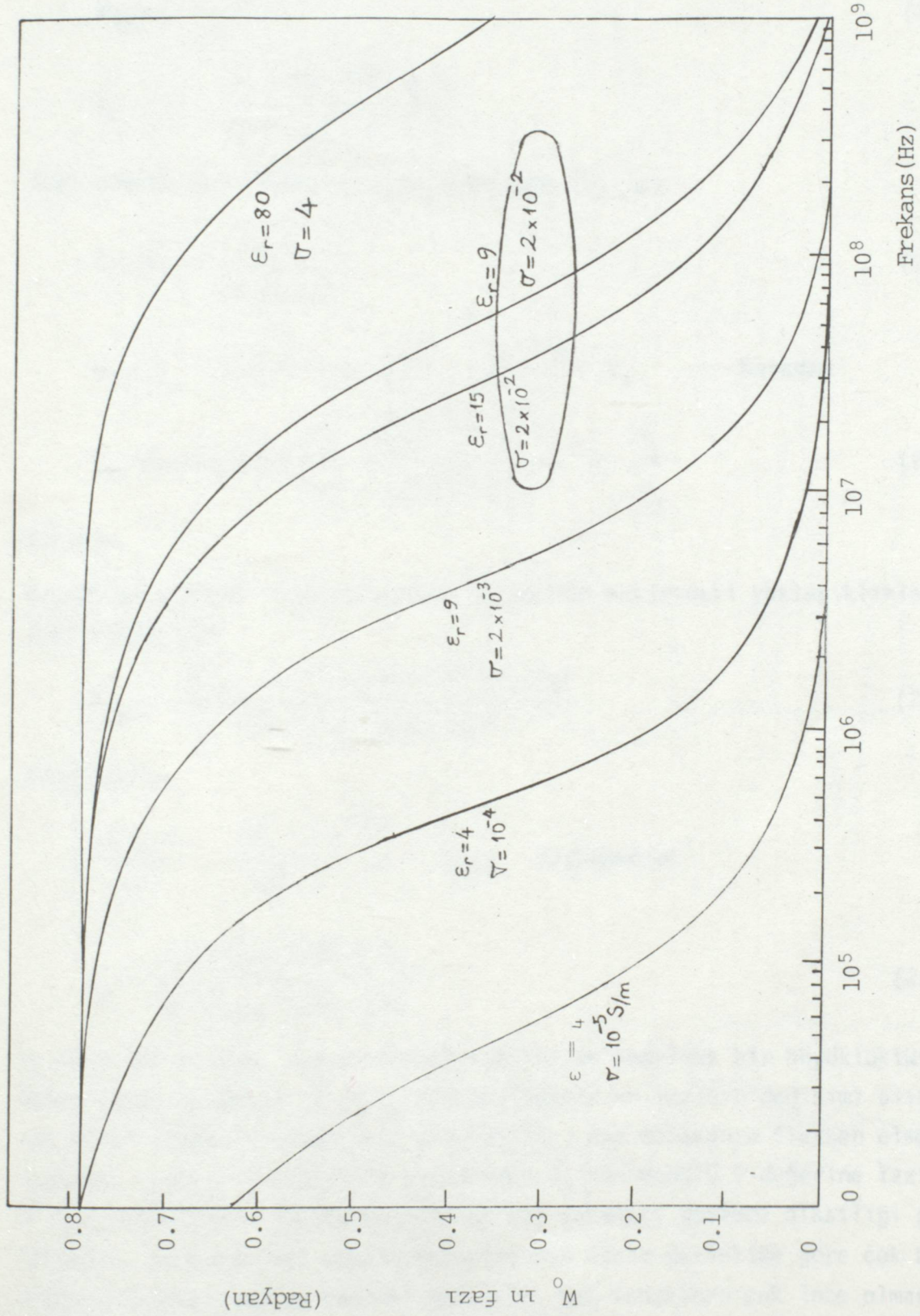




Şekil (2.4) Homojen yarı uzay koşulunda dalga eğilmesinin genliğinin değişimi







Şekil (2.5) Homojen yarı uzay koşulunda dalga eğilmesi fazının değişimi.



$$W_{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0}{\gamma_0} Z_1 \quad (2.31)$$

$$Z_1 = K_1 \frac{Z_2 + K_1 \tanh u_1 h_1}{K_1 + Z_2 \tanh u_1 h_1}$$

özel olarak iki tabakalı ortam koşulunda ( $h_2 \rightarrow \infty$ )

$$Z_2 = K_2 = \frac{u_2}{(\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)} \quad (2.32)$$

$$u_2 = (\gamma_2^2 - \gamma_1^2)^{1/2}, \quad u_1 = (\gamma_1^2 - \gamma_0^2)^{1/2} \approx \gamma_1 \quad \text{buradan}$$

$$Z_2 / K_1 = K_2 / K_1 = \frac{(\gamma_2^2 - \gamma_1^2)^{1/2} \gamma_1}{(\gamma_1^2 - \gamma_0^2)^{1/2} \gamma_2^2} \approx \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \quad (2.33)$$

bulunur.

$W_{TM}$  dalga eğilmesi bağıntısındaki  $Z_1$  yerine yukarıdaki yaklaşımlıklar yerleştirildiğinde

$$W_{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0 K_1 (\gamma_1 / \gamma_2 + \tanh \gamma_1 h_1)}{\gamma_0 (1 + \gamma_1 / \gamma_2 \tanh \gamma_1 h_1)} \quad (2.34)$$

elde edilir.

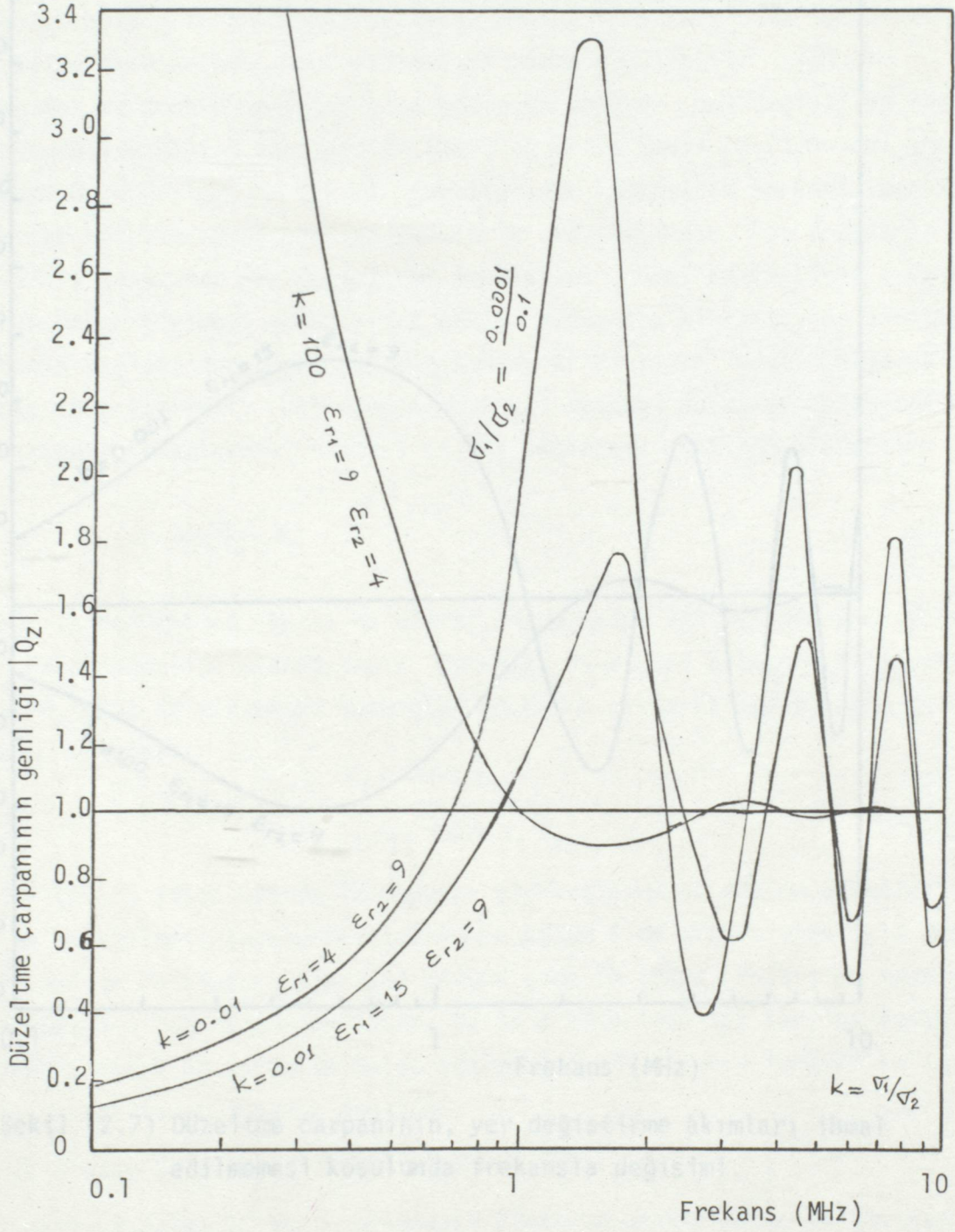
$$\frac{j\omega\epsilon_0 K_1}{\gamma_0} = \frac{(N_1^2 - 1)^{1/2}}{N_1^2} = W_{OTM} \quad \text{olduğundan}$$

$$Q_Z \approx \frac{(\gamma_1 / \gamma_2) + \tanh \gamma_1 h_1}{1 + (\gamma_1 / \gamma_2) \tanh \gamma_1 h_1} \quad (2.35)$$

$Q_Z$  düzeltme çarpanı olarak tanımlanabilir ve kompleks bir büyüklüktür.

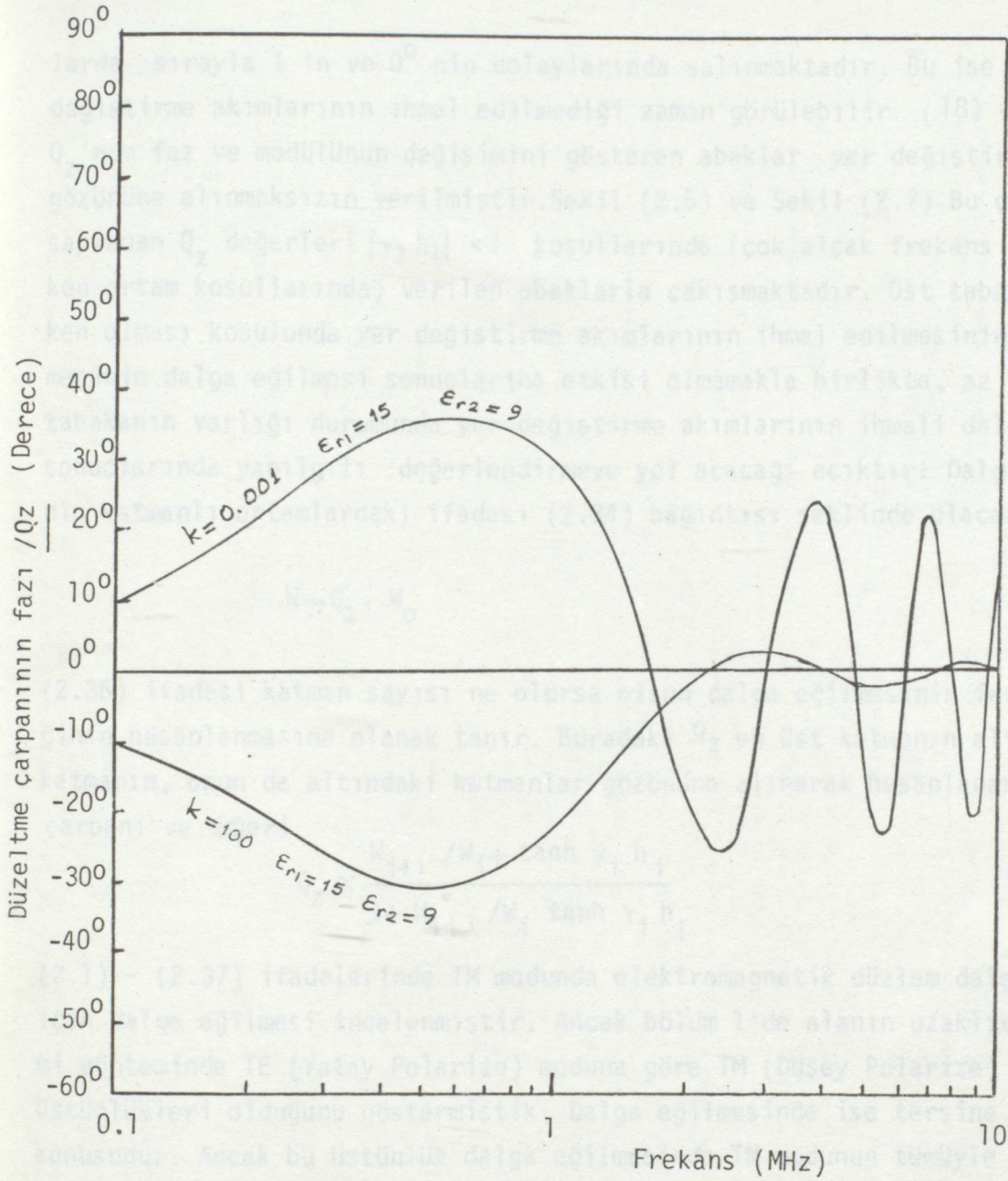
Şekil (2.6) ve Şekil (2.7)  $Q_Z$ 'nin genliğinin ve fazının değişimi alınan bir kaç örnek tabakalı ortam için çizilmiştir. Üst tabakanın iletken olması koşulunda  $|\gamma_1 h_1| \gg 1$  değerleri aldığından  $Q_Z$ 'nin modülü 1 değerine fazı ise  $0^\circ$  yakınsamaktadır. Böyle koşullarda alt tabakayı gözleme olasılığı çok azalmaktadır. Bu durum üst tabaka kalınlığının etkin derinliğe göre çok büyük olması koşullarında da kendini gösterir. Üst tabakanın çok ince olması koşulunda durum yarı sonsuz tek ortam durumundakinin aynıdır. Üst tabakanın iletkenliğinin  $\sigma < 10^{-2} S/m$  olması koşullarında  $Q_Z$ 'nin faz ve modülü yüksek frekans-





Şekil (2.6) Düzeltilme çarpanının genliğinin, yerdeğiştirme akımlarının ihmal edilmemesi koşulunda birkaç farklı ortam için frekansla değişimi.





Şekil (2.7) Düzeltilme çarpanının, yer değiştirme akımları ihmal edilmemesi koşulunda frekansla değişimi.



larda sırayla 1 in ve  $0^0$  nin dolaylarında salınmaktadır. Bu ise ancak yer değiştirme akımlarının ihmal edilmediği zaman görülebilir (18) de  $Q_z$ 'nin faz ve modülünün değişimini gösteren abaklar yer değiştirme akımları gözönüne alınmaksızın verilmiştir. Şekil (2.6) ve Şekil (2.7) Bu çalışmada hesaplanan  $Q_z$  değerleri  $|\gamma_1 h_1| \ll 1$  koşullarında (çok alçak frekans veya az iletken ortam koşullarında) verilen abaklarla çakışmaktadır. Üst tabakanın iletken olması koşulunda yer değiştirme akımlarının ihmal edilmesinin yada edilmesinin dalga eğilmesi sonuçlarına etkisi olmamakla birlikte, az iletken üst tabakanın varlığı durumunda yer değiştirme akımlarının ihmal edilmesi sonuçlarında yanlışlığı değerlendirilmeye yol açacağı açıktır. Dalga eğilmesinin katmanlı ortamlardaki ifadesi (2.34) bağıntısı şeklinde olacaktır.

$$W = Q_z \cdot W_0 \quad (2.36)$$

(2.36) ifadesi katman sayısı ne olursa olsun dalga eğilmesinin faz ve genliğinin hesaplanmasına olanak tanır. Buradaki  $Q_z$  en üst katmanın altındaki katmanın, onun da altındaki katmanlar gözönüne alınarak hesaplanan düzeltme çarpanı ve değeri

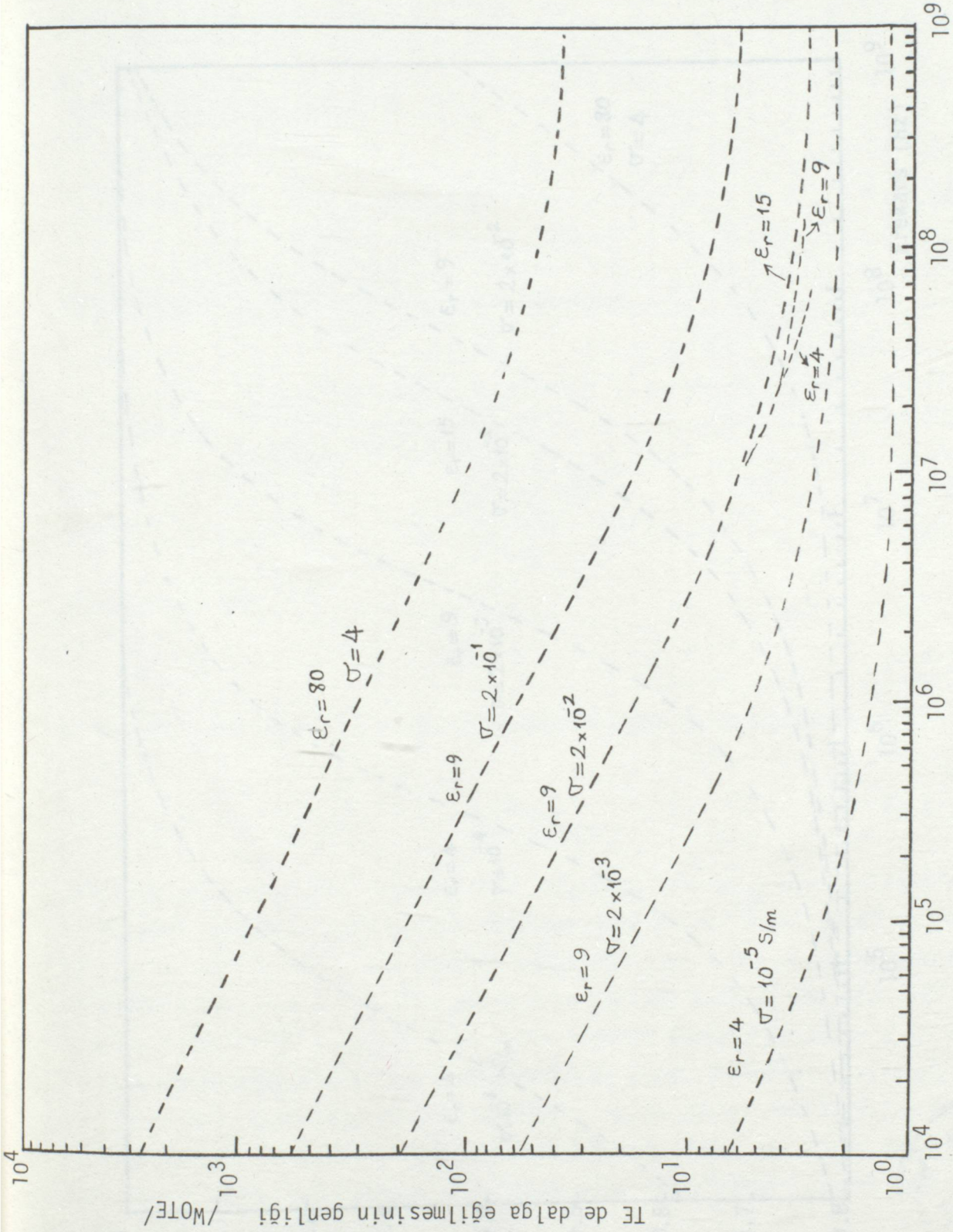
$$Q_z \cong \frac{W_{i+1} / W_i + \tanh \gamma_i h_i}{1 + W_{i+1} / W_i \tanh \gamma_i h_i} \quad (2.37)$$

(2.1) - (2.37) ifadelerinde TM modunda elektromagnetik düzlem dalgaları için dalga eğilmesi incelenmiştir. Ancak bölüm 1'de alanın uzaklıkla değişimi yönteminde TE (Yatay Polarize) moduna göre TM (Düşey Polarize) modunun üstünlükleri olduğunu göstermiştik. Dalga eğilmesinde ise tersine durum söz konusudur. Ancak bu üstünlük dalga eğilmesinde TM modunun tümüyle kullanılmasını gerektirecek düzeyde değildir.

## 2.5. TE (Yatay Polarize) MODUNDA DALGA EĞİLMESİ

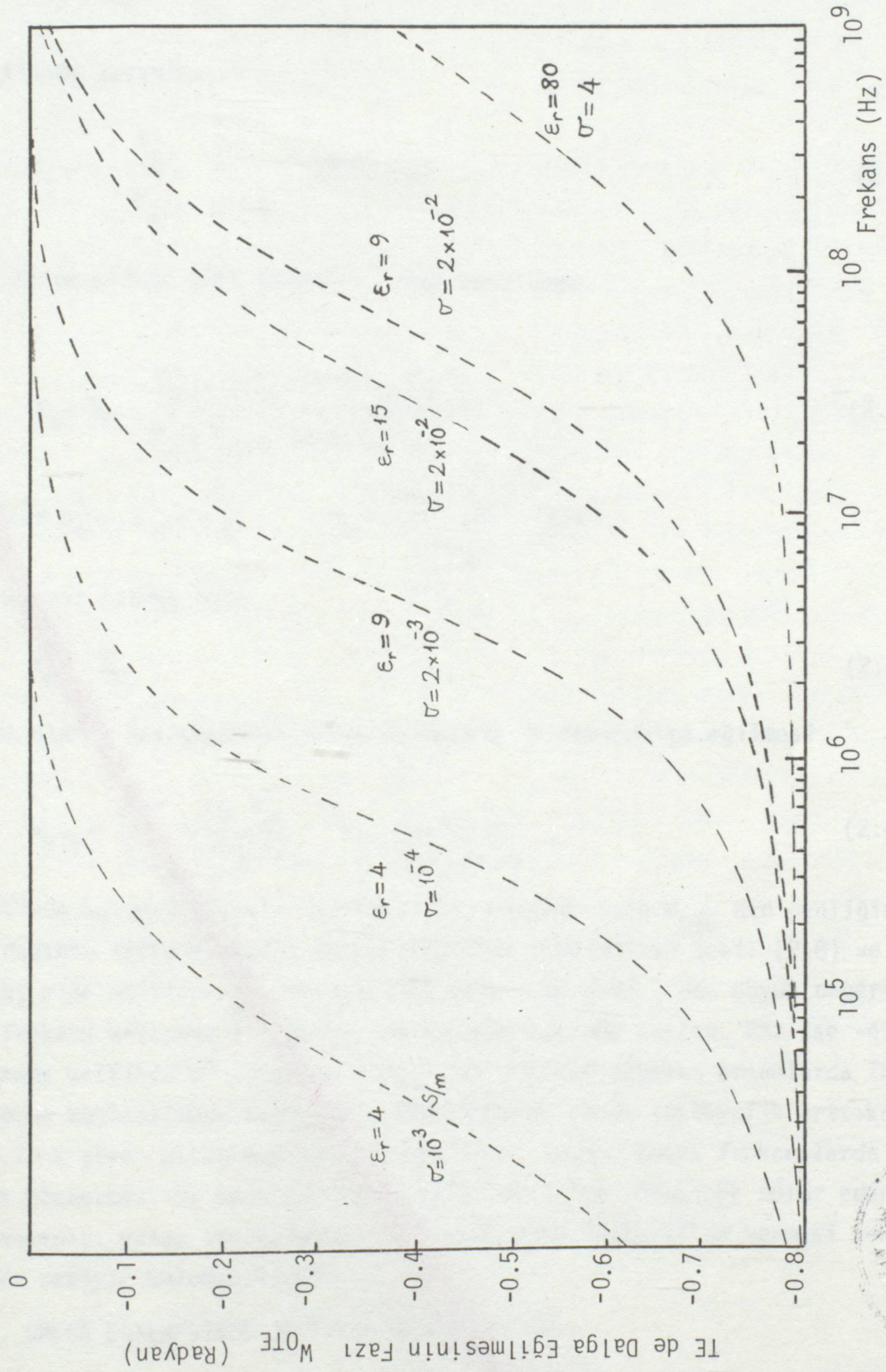
Şekil (2.2) de TE ve TM modundaki elektromagnetik yüzey dalgasının süreksizlik sınırında sınır koşullarının gerçekleşmesi sonucunda elektrik ve magnetik alan bileşenlerinin alacağı değerler vektörlerle gösterilmiştir. Burada zayıf iletken ortam üzerinde (TM) dalga eğilmesi genliği iletken ortama göre daha büyük ve fazı zayıf iletken ortamda  $45^0$  den küçük değerde, iletken ve Şekil (2.5) ile de doğrulanmıştır. TE modunda ise dalga eğilmesi





Şekil (2.8) TE modunda yüzey dalgasının homojen yarı uzay koşulunda dalga eğilmesi genliğinin farklı ortamlarda frekansa bağlı olarak değişimi.





Şekil (2.9) TE modunda yüzey dalgasının homojen yarı uzay koşulunda dalga eğilmesi fazının farklı ortamlarda frekansa bağlı olarak değişimi.

$$W_{TE} = \frac{H_z}{H_x} = \frac{H_v}{H_h} = \frac{1}{Y_1 \mu_0 / \epsilon_0} \quad (2.38)$$

şeklinde tanımlanır.

$$Y_1 = - \left. \frac{H_{ox}}{E_{oy}} \right|_{z=0} \quad (\text{admitans}) \quad (2.39)$$

(2.2)'de olduğu gibi tabakalı ortam koşulunda

$$Y_m = N_m \frac{Y_{m+1} + N_m \tanh u_m h_m}{N_m + Y_{m+1} \tanh u_m h_m} \quad (2.40)$$

burada  $u_m^2 = \gamma_0^2 - \gamma_m^2$ ,  $N_m = \frac{(\gamma_0^2 - \gamma_m^2)^{1/2}}{j \omega \mu_0}$  dır.

ve en alt katman için

$$Y_N = N_N \quad (2.41)$$

Özel olarak tek katmanlı ortam durumunda TE deki dalga eğilmesi

$$W_{OTE} = \frac{j \omega \mu_0 \epsilon_0}{(\gamma_0^2 - \gamma_1^2)^{1/2}} = \frac{j}{(N_1^2 - 1)^{1/2}} \quad (2.42)$$

şeklinde bulunur. Farklı iletkenlikli ortamlar için  $W_{OTE}$  nin genliğinin ve fazının frekansa bağlı olarak değişimi incelenirse Şekil (2.8) ve Şekil (2.9) elde edilir.  $W_{OTE}$  nin genliği görüldüğü gibi 1'den büyük değerler alır. ve frekans arttıkça 1 değerine yaklaşacak biçimde azalır. Faz ise  $-45^\circ$  den, frekans arttıkça  $0^\circ$  ye doğru artar. Çok iletken olmayan ortamlarda TE ve TM modunun kullanılması büyük bir fark yaratmaz ancak iletkenlik arttıkça TE nin TM e göre üstünlüğü kendini gösterir. Ancak yüksek frekanslarda bir fark göstermez. Bu sonuçlar yerin derinliklerine daha çok nüfuz eden TE dalgasının, yatay tabakalanma koşulunda daha fazla bilgi vermesi şeklinde de ön sezilebilir.

## 2.6. DALGA EĞİLMESİNDE JEOFİZİK DEĞERLENDİRME

TM modunda dalga eğilmesinin faz ve genliğinin frekansa bağlı değişimi





iki tabakalı matematik modeller aracılığı ile bilgisayarla yapılan hesapların alınan sonuçları grafik şekline getirilmiştir. Şekil (2.11) deki modelde üst katmanın iletkenliği  $\sigma_1 = 10^{-4}$  S/m, alt katmanın iletkenliği  $\sigma_2 = 10^{-4}$  S/m dir. Modelde birinci tabakanın  $h_1 = 1, 10, 50$  m kalınlıkları için dalga eğilmesinin sonuçları çizilmiştir.

1 m kalınlıklı birinci ortamda dalga eğilmesinin frekansa bağlı değişimi büyük bir frekans aralığında değişme göstermemektedir. Ve dalga eğilmesinin değeri 1-20 MHz frekans aralığında  $|W_{TM}| = 0.2 - 0.5$  aralığında çok az bir değişme gösterir. 50 m kalınlıklı birinci ortam koşulunda dalga eğilmesi genliği,  $\Delta f = 1.8$  MHz frekans aralığında iki doruk noktasına ulaşarak  $|W_{TM}| = 0.4 - 0.74$  aralığında değişir. Aynı ortamlar için fazdaki değişim de genlikteki değişime benzer biçimde seyretmektedir. Birinci tabakanın az iletken olması nedeniyle  $h_1 = 50$  m derinlikteki tabakanın altındaki yapının etkisi gözlenebilmektedir. Etkin derinlik grafiklerinden  $\sigma_1 = 10^{-4}$  S/m için etkin derinlik değerine bakılırsa  $\delta \approx 150$  m dolayındadır.  $h_1 = 1$  m için ise kalınlığın ince olması nedeniyle üst tabakanın etkisi gözlenemez. Şekil (2.13) ve Şekil (2.14) deki  $\epsilon_{r1} = 9$ ,  $\sigma_1 = 2 \times 10^{-2}$  S/m ve  $\epsilon_{r2} = 81$ ,  $\sigma_2 = 2 \times 10^{-1}$  S/m dielektrik, iletkenlik özelliklerini içeren modelde ise birinci ortamın etkin derinliği 1 MHz den küçük frekanslarda  $\delta > 30$  m, 1 MHz den büyük frekanslarda 30 m den küçük değerler alarak azalır. Bu modelde birinci ortamın  $h_1 = 50$  m kalınlığındaki değeri için alt tabakanın etkisinin gözlenemediği, diğer  $h_1 = 10$  m ve  $h_2 = 5$  m kalınlıkları için ise bir önceki modele göre dalga eğilmesinin genliği ve fazındaki dalgalanmanın çok az olduğu görülmektedir. Şekil (2.15) deki  $\epsilon_{r1} = 9$ ,  $\sigma_1 = 0.02$  S/m ve  $\epsilon_{r2} = 5$ ,  $\sigma_2 = 10^{-5}$  S/m elektriksel parametrelerine sahip modelde ise birinci tabaka iletkenliğinin altındaki tabaka iletkenliğine göre büyük ve birinci tabaka iletkenliğinin yüksek frekanslarda etkin derinliğinin az olması birinci ortamın kalkan etkisi yarattığı anlamına gelir. Dolayısıyla tabakaları ayırdetmek güçleşir. Az tabakalı ortamlarda modellerden elde edilen eğriler oldukça sade ve eğri uydurma yöntemlerinden sayısal yada grafik yöntemlerinin herhangi birinin seçiminin sonuçta fazla etkili olmayacağı ancak tabaka sayısı 3 veya daha fazla olduğunda görünür rezistivite eğrilerinin değerlendirilmesinde olduğu gibi (1,39) sayısal çözüm yöntemlerini uygulamanın yararları olacaktır. Çalışılan frekansın yüksek olması, etkin derinliğin fazla olmaması bu problemi karşımıza çıkarmaz.



Yatay tabakalı ortam üzerindeki yüzey dalgasının yatay süreksizliklerden yansımaları sonucu düşey doğrultudaki katedilen yoldan kaynaklanan faz kayması geometrik optik yaklaşımına göre

$$\theta = 2 h_1 \beta_0 (\epsilon_r - 1)^{1/2} \quad (2.43)$$

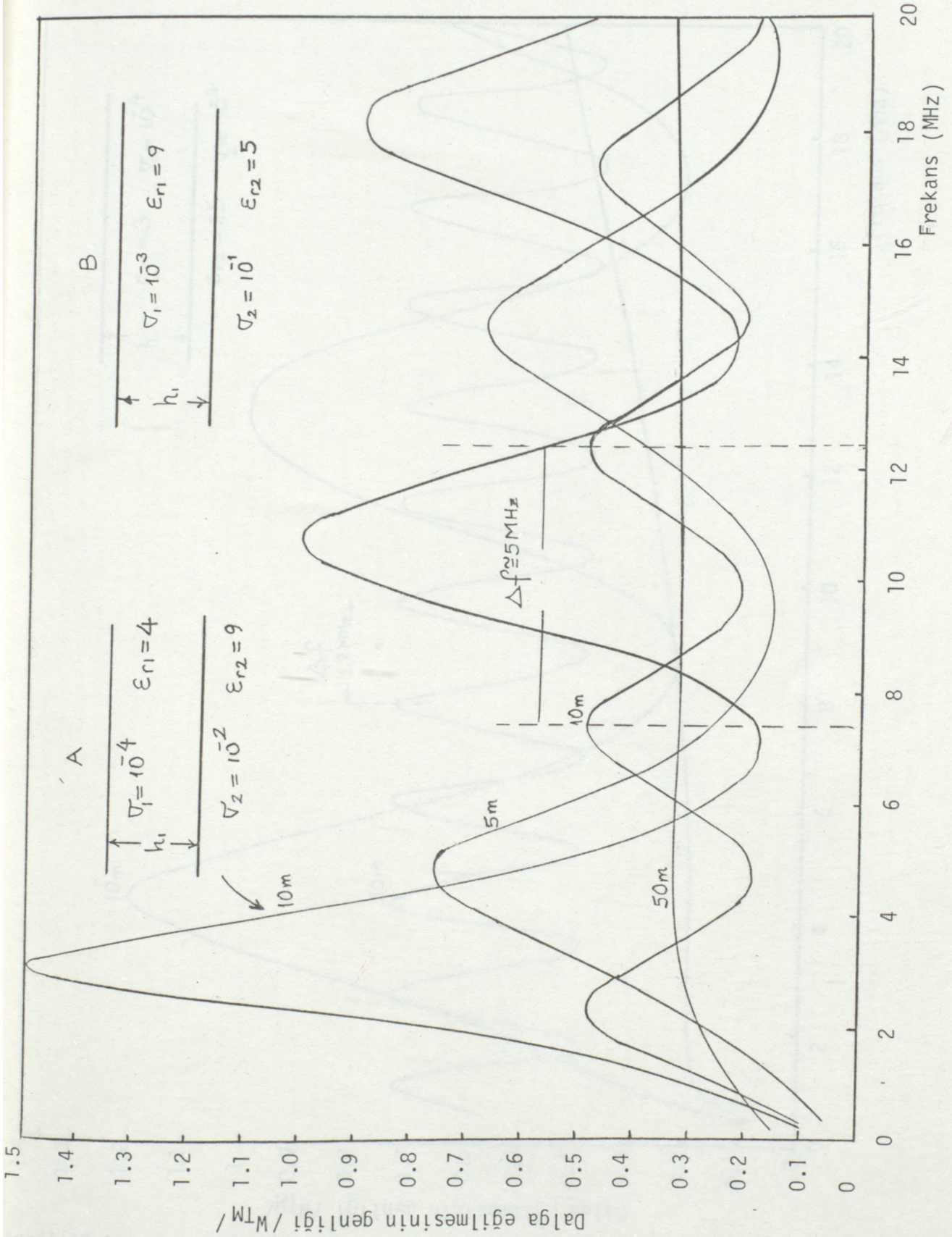
dir.

Yatay süreksizlik koşulunda dalga eğilmesinin genliğinin frekansla değişimi incelendiğinde, dalga eğilmesinin genliğinin ardışık maximumları ve minimumları arasındaki frekans farkında ( $f_2 - f_1 = \Delta f$ ), faz kayması farkı  $\Delta \theta = 2 \pi$  olur. Buna göre (2.43) den

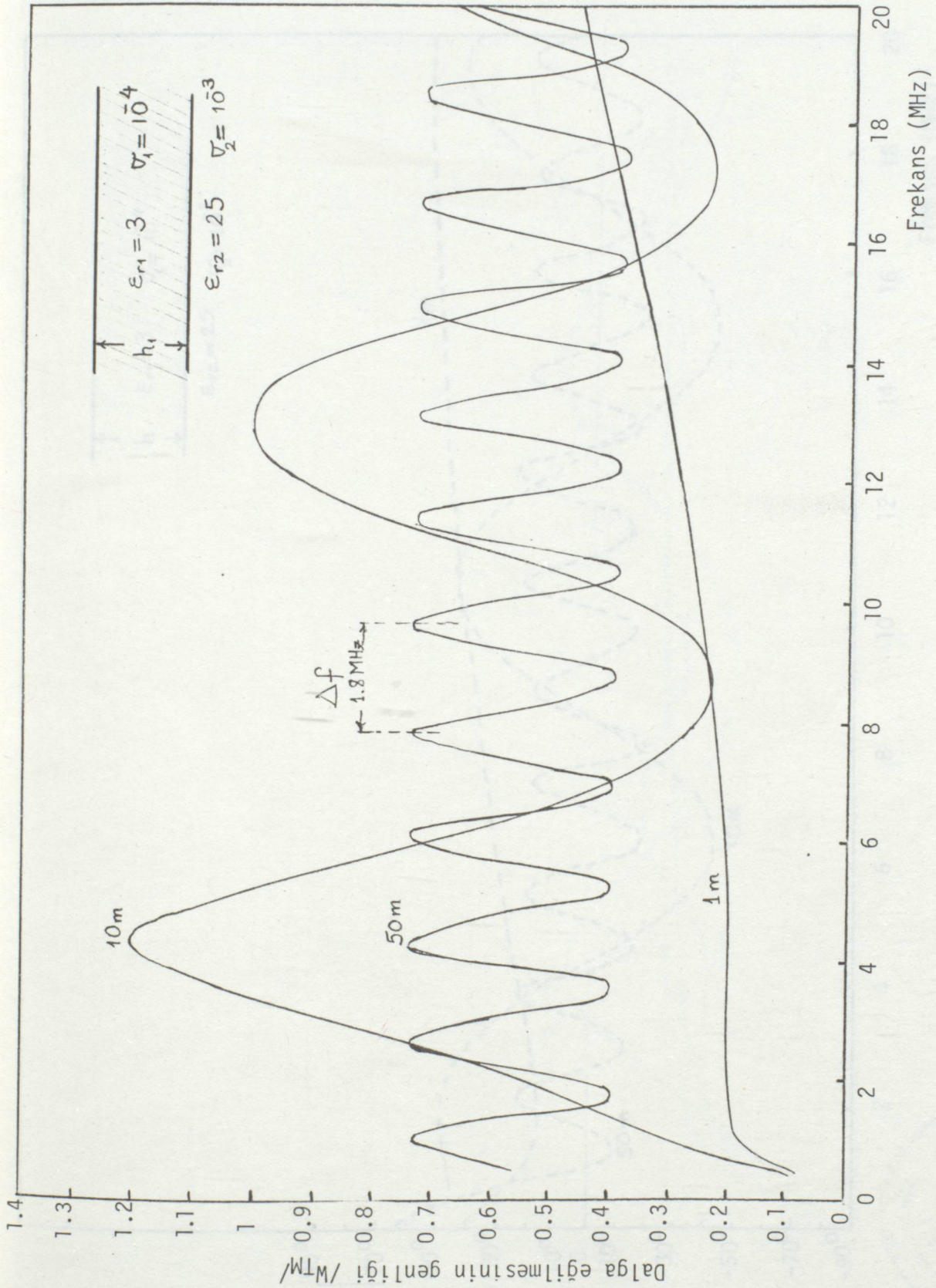
$$h_1 = \frac{c}{2 \Delta f (\epsilon_r - 1)^{1/2}} \quad (2.44)$$

bulunur. Şekil (2.10) daki B modelinde  $h_1 = 10$  kalınlıklı model için incelendiğinde  $\Delta f = 5.1$  MHz,  $\epsilon_r = 9$  için katman kalınlığı  $h_1 = 10$  m olarak bulunur. Şekil (2.10) daki 50 m kalınlıklı ortamla, Şekil (2.11) daki 1 m kalınlıklı ortamın geniş bir frekans aralığında gözlenebilmesi olanaksızdır. Şekil (2.10) da  $\sigma_1 = 10^{-3}$  s/m iletkenlik değerine sahip birinci ortamın  $h_1 = 50$  m kalınlığı için bulunan sonuçlar geniş bir frekans aralığında değişme göstermemesine karşın, Şekil (2.11) de  $\sigma_1 = 10^{-4}$  s/m iletkenliğine sahip  $h_1 = 50$  m kalınlığı için bulunan sonuçlarda dalga eğilmesinin genliği ve fazının ardışık iki maksimumu ve minimumu arasındaki değerleri alabilmesi için  $\Delta f = 1.8$  MHz frekans aralığının yeterli olabileceği ortaya çıkar.



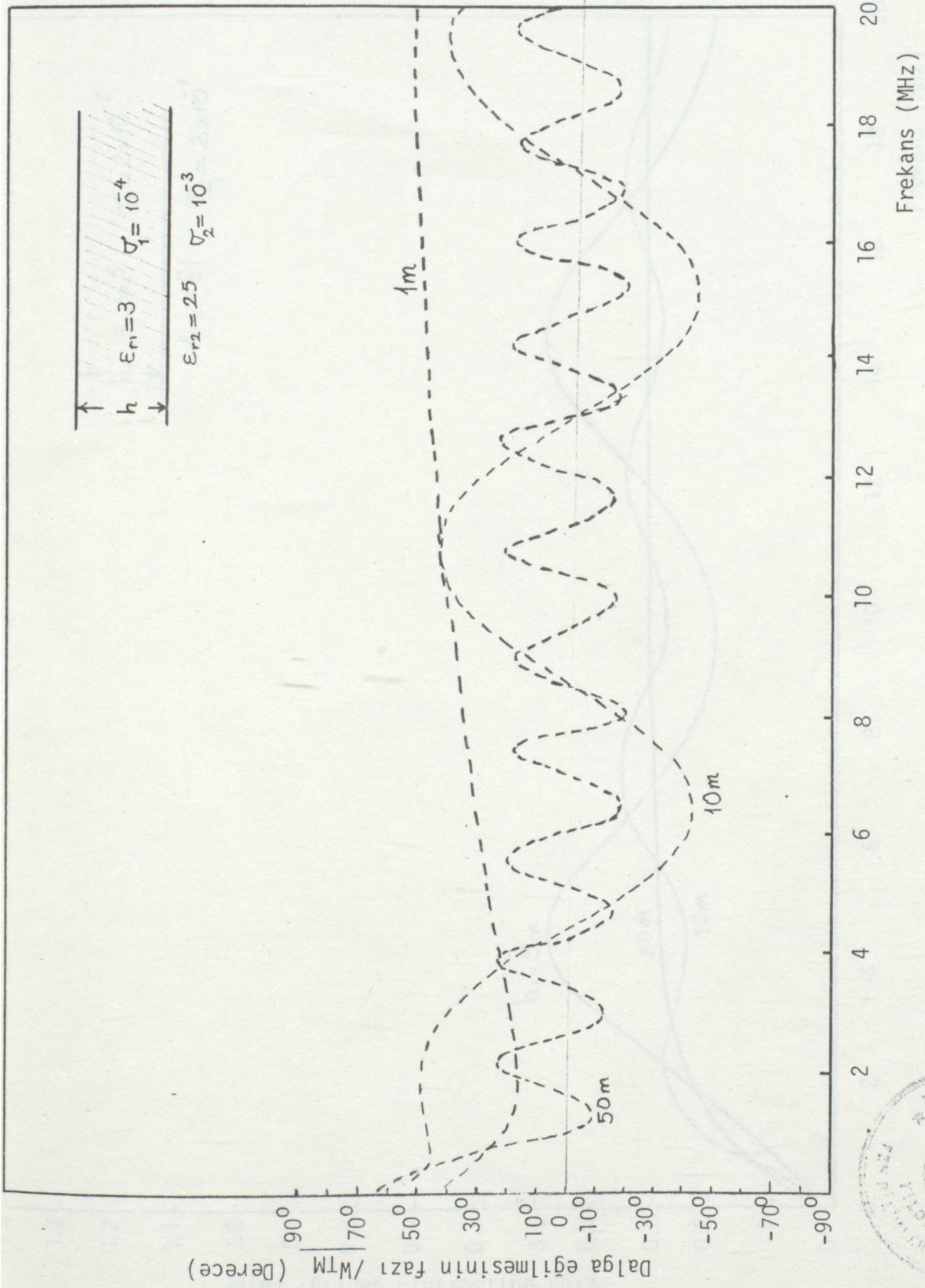


Şekil (2.10) İki tabakalı ortam için dalga eğilmesinin genliğinin  $W_{TE}/W_{TE}$  frekansla değişimi.



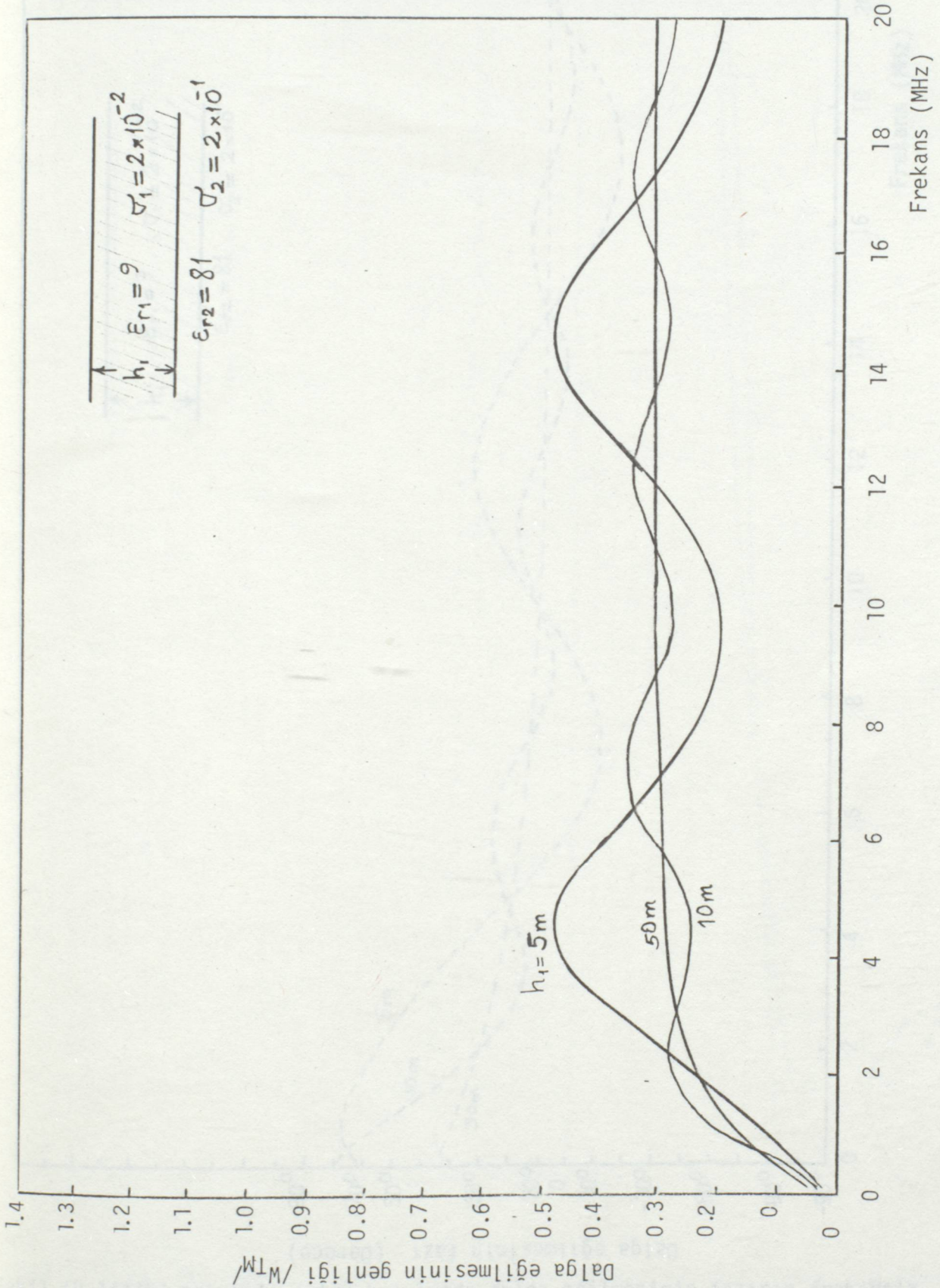
Şekil (2.11) Homojen iki tabakalı koşulda dalga eğilmesinin ( $W_{TM}$ ) genliğinin frekansla değişimi.



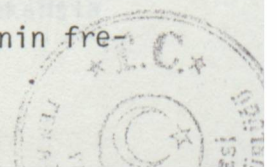


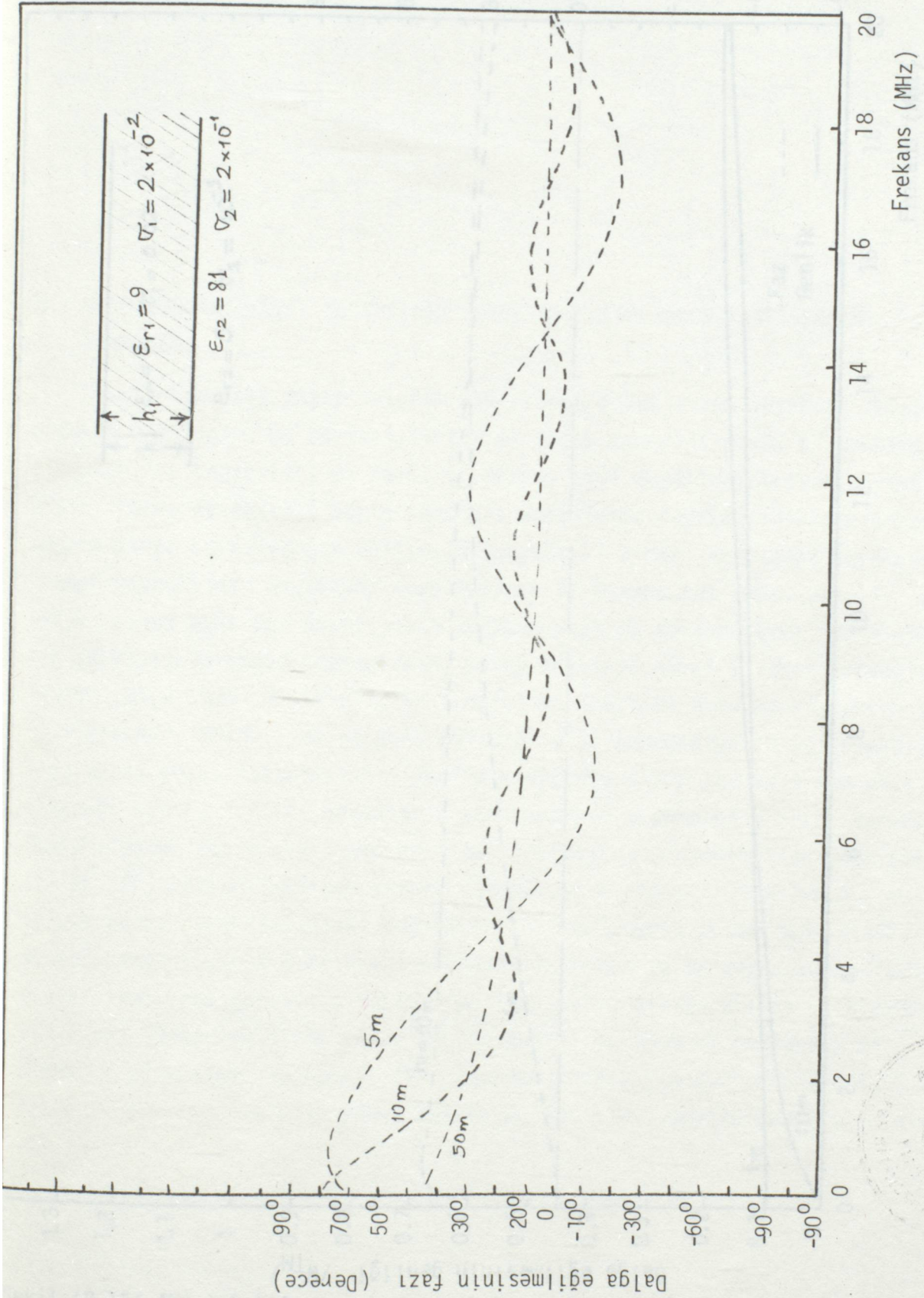
ekil (2.12) İki tabakalı ortam koşulunda dalga eğilmesinin fazının frekansla değişimi.



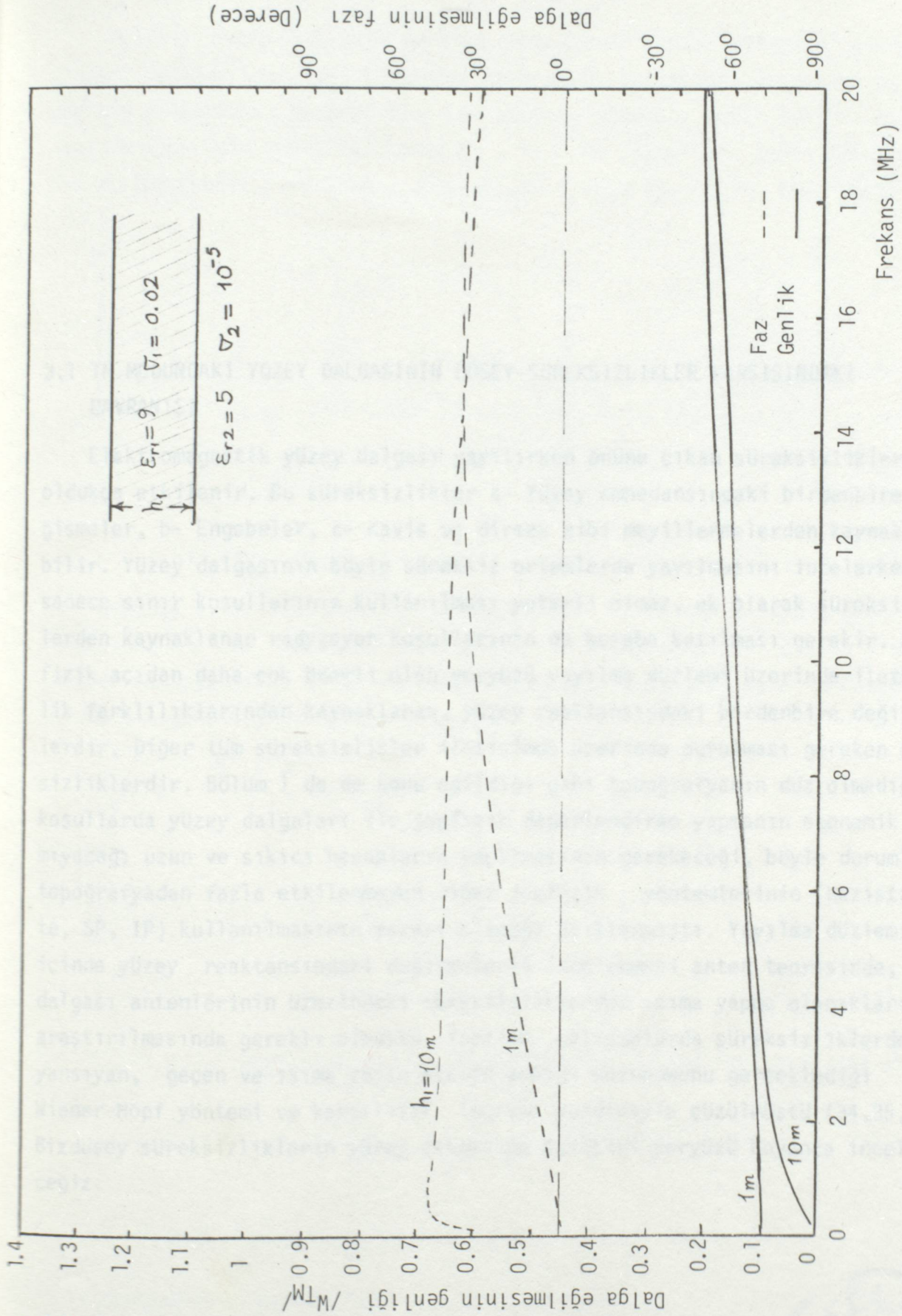


Şekil (2.13) İki tabakalı ortam koşulunda dalga eğilmesinin genliğinin frekansla değişimi.





Örnek (2.14) İki tabakalı ortam koşulunda dalga eğilmesinin fazının frekansla değişimi.



Şekil (2.15) İki tabakalı ancak üst tabakanın kısmen iletken olması koşulunda dalga eğilmesinin faz ve genliğinin frekansla değişimi.



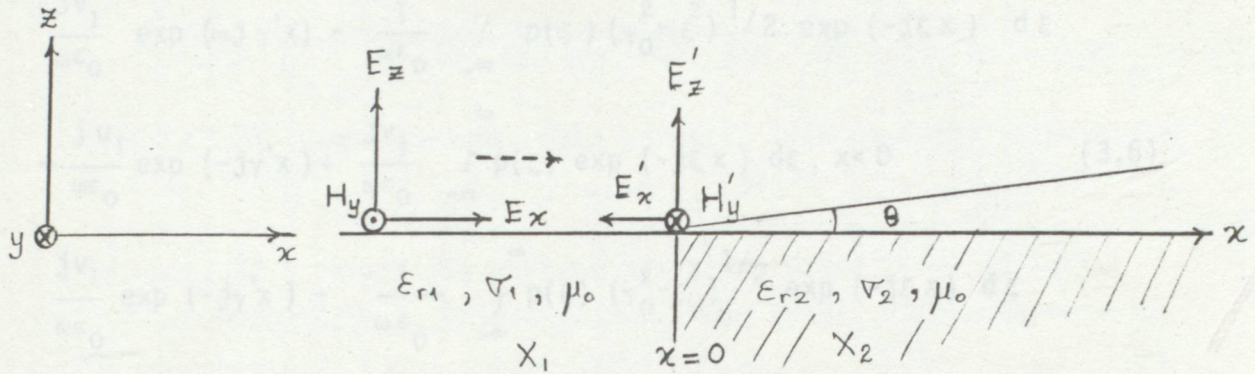
Paralel  $x$  doğrultusunda yayılan TM modundaki yüzey dalgasını gözönüne alalım. Jeofizik koordinat sistemine göre  $x=0$  noktasında yeryüzünü oluşturan yarımsayın elektriksel parametrelerinde değişim olduğunu kabul edelim.  $z=0$  düzleminde  $x < 0$  için yüzey reaktansı  $X_1$ ,  $x > 0$  da  $X_2$  olsun. Gelen yüzey dalgasının azalışı sabitli  $x < 0$  için  $v_1 = v_0 e^{-\alpha_1 x}$ ,  $x > 0$  için  $v_2 = v_0 e^{-\alpha_2 x}$  dir. Şekil (3.1)

### 3.1 TM MODUNDAKİ YÜZEY DALGASININ DÜŞEY SÜREKSİZLİKLER KARŞISINDAKİ DAVRANIŞI

Elektromagnetik yüzey dalgası yayılırken önüne çıkan süreksizliklerden oldukça etkilenir. Bu süreksizlikler a- Yüzey empedansındaki birdenbire değişmeler, b- Engebeler, c- Kavis ve dirsek gibi meyillenmelerden kaynaklanabilir. Yüzey dalgasının böyle süreksiz ortamlarda yayılmasını incelerken sadece sınır koşullarının kullanılması yeterli olmaz, ek olarak süreksizliklerden kaynaklanan radyasyon koşullarının da hesaba katılması gerekir. Jeofizik açıdan daha çok önemli olan yeryüzü yayılma düzlemi üzerinde iletkenlik farklılıklarından kaynaklanan, yüzey reaktansındaki birdenbire değişimlerdir. Diğer tüm süreksizlikler iletişimde üzerinde durulması gereken süreksizliklerdir. Bölüm 1 de de konu edildiği gibi topoğrafyanın düz olmadığı koşullarda yüzey dalgaları ile jeofizik değerlendirme yapmanın ekonomik olmayacağı uzun ve sıkıcı hesapların yapılmasının gerekeceği, böyle durumlarda topoğrafyadan fazla etkilenmeyen diğer jeofizik yöntemlerinin (Rezistivite, SP, IP) kullanılmasının yararı olacağı açıklanmıştı. Yayılma düzleminde yüzey reaktansındaki değişmelerin incelenmesi anten teorisinde, yüzey dalgası antenlerinin üzerindeki süreksizliklerden ışınım yapma olanaklarının araştırılmasında gerekli olmuştur. Yapılan çalışmalarda süreksizliklerden yansıyan, geçen ve ışınım yapan alanın enerji korunumunu gerçeklediği Wiener-Hopf yöntemi ve karşılıklı teoremi yardımıyla çözülmüştü (34,35,38). Bizdüşey süreksizliklerin yüzey dalgasına etkisini yeryüzü boyunca inceleyeceğiz.



Pozitif x doğrultusunda yayılan TM modundaki yüzey dalgasını gözönüne alalım. Seçilen koordinat sistemine göre  $x=0$  noktasında yeryüzünü oluşturan yapının elektriksel parametrelerinde değişme olduğunu kabul edelim.  $z=0$  düzleminde  $x < 0$  için yüzey reaktansı  $X_1$ ,  $x > 0$  da  $X_2$  olsun. Gelen yüzey dalgasının azalma sabiti  $x < 0$  için  $v_1 = \omega \epsilon_0 X_1$ ,  $x > 0$  için  $v_2 = \omega \epsilon_0 X_2$  dir. Şekil (3.1)



Şekil (3.1) Düşey süreksizlik üzerine gelen e.m. yüzey dalgası.

Sınırdaki sınır koşullarının gerçekleşmesi için, toplam alan, gelen yüzey dalgasının alanına, ek bir alanın eklenmesi ile bulunabilir. Alanın y doğrultusunda değişmediğini kabul ederek, alanın sadece  $E_x$ ,  $E_z$  ve  $H_y$  bileşenlerinin mevcut olduğunu söyleyebiliriz. Böylece

$$H_y = e^{-v_1 z - j\gamma' x} + \varphi_{ek} \quad (3.1)$$

Burada

$$\varphi_{ek} = \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi) \exp[-j\xi x - jz(\gamma_0^2 - \xi^2)^{1/2}] d\xi \quad (3.2)$$

$$\gamma'^2 = \xi_0^2 + v_1^2 \quad (\gamma' \text{ faz sabitidir}). \quad (3.3)$$

Bilinmeyen  $p(\xi)$  fonksiyonu  $z=0$  düzleminde sınır koşulları uygulanarak bulunur.

$$\left. \begin{aligned} x < 0 \text{ için } E_x/H_y &= \frac{jv_1}{\omega \epsilon_0} \\ x > 0 \text{ için } E_x/H_y &= \frac{jv_2}{\omega \epsilon_0} \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

(3.1) denkleminde hareketle



$$E_x = \frac{jv_1}{\omega\epsilon_0} e^{-v_1 z - j\gamma' x} + \frac{1}{\omega\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi) (\gamma_0^2 - \xi^2)^{1/2} \exp[-j\xi x - jz (\gamma_0^2 - \xi^2)^{1/2}] d\xi \quad (3.5)$$

$z=0$  için (3.4) den

$$\begin{aligned} & \frac{jv_1}{\omega\epsilon_0} \exp(-j\gamma' x) - \frac{1}{\omega\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi) (\gamma_0^2 - \xi^2)^{1/2} \exp(-j\xi x) d\xi \\ &= \frac{jv_1}{\omega\epsilon_0} \exp(-j\gamma' x) + \frac{jv_1}{\omega\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi) \exp(-j\xi x) d\xi, x < 0 \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{jv_1}{\omega\epsilon_0} \exp(-j\gamma' x) - \frac{1}{\omega\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi) (\gamma_0^2 - \xi^2)^{1/2} \exp(-j\xi x) d\xi \\ &= \frac{jv_2}{\omega\epsilon_0} \exp(-j\gamma' x) + \frac{jv_2}{\omega\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi) \exp(-j\xi x) d\xi, x > 0 \end{aligned} \quad (3.7)$$

bu denklemlerden sonuç olarak

$$x < 0 \text{ için } \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi) [(\gamma_0^2 - \xi^2)^{1/2} + jv_1] \exp(-j\xi x) d\xi = 0 \quad (3.8)$$

$x > 0$  için

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(\xi) [(\gamma_0^2 - \xi^2)^{1/2} + jv_2] \exp(-j\xi x) d\xi = j(v_1 - v_2) \exp(-j\gamma' x) \quad (3.9)$$

denklemleri elde edilir. Bu integral denklemleri Wiener-Hopf yöntemiyle çözüldüğünde  $r \gg \lambda_0$  koşullarında radyasyon alanının değeri

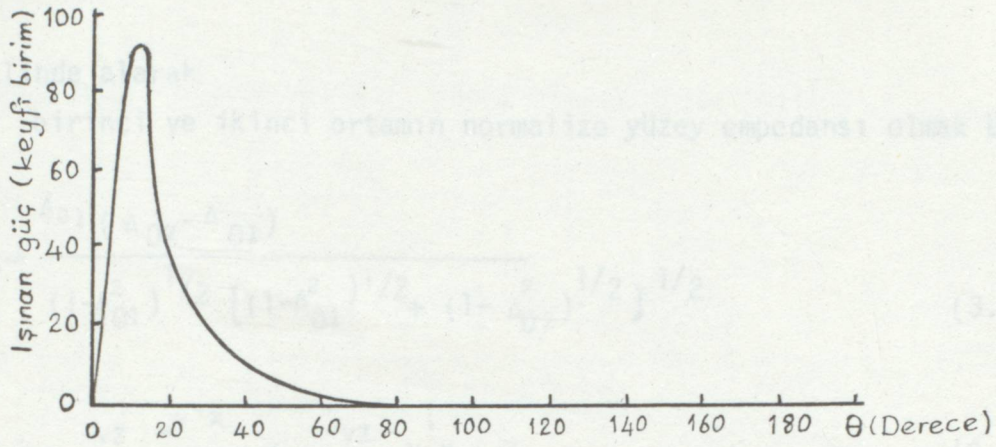
$$H_{y,rad} = \left( \frac{2\pi\gamma_0}{r} \right)^{1/2} \sin\theta p(\gamma_0 \cos\theta) \exp(-j\gamma_0 r - j\frac{\pi}{4}) \quad (3.10)$$

ve süreksizlikten kaynaklanan ışıma gücü ise

$$Q(\theta) d\theta = \frac{1}{2} Z_0 |H_{y,rad}|^2 r d\theta = \pi \gamma_0 Z_0 \sin^2 \theta |p(\gamma_0 \cos\theta)|^2 \quad (3.11)$$

(34)





Şekil (3.2) Yüzey reaktansındaki süreksizliğin uyardığı ışınma alanı  
 $u_1 = 0.2 \gamma_0$  ,  $u_2 = 0.5 \gamma_0$  (34)

$\theta$ , pozitif x eksenini ile yapılan açı olmak üzere ışınma diyagramı çizilirse,  $\theta$  nin küçük değerleri için maximum ışınma,  $\theta=0$  değerinde ise yani x doğrultusunda ışınma yoktur. Şekil (3.2)

Süresizliklerin havadan bulunmasında bu ışınma alanının etkisi vardır. Ancak yeryüzü boyunca dalga eğilmesine düşey süreksizliğin etkisini inceleyeceğimiz için ışınmayı gözönüne almamamızda bir sakınca yoktur.

Pozitif x eksenini doğrultusunda yayılan TM modundaki yüzey dalgasının  $x=0$  daki süreksizlikten yansımaları nedeni ile  $x < 0$  bölgesinde kısmen duran dalga oluşacaktır.  $E_z$  ve yansıyan alan bileşeni  $E_z'$  fazda olduğunda,  $E_x'$  ve  $H_y$  bileşenleri,  $E_x$  ve  $H_y$  ile zıt yönde olacak birbirini yok edecektir. Bu nedenle toplam  $E_z$  maximum olduğunda, hem  $E_x$  hem de  $H_y$  minimum olacak dolayısıyla  $x < 0$  bölgesinde  $E_z$  ve  $E_x$  ile  $E_z'$  ve  $E_x'$  elektrik alan bileşenlerinin girişim saçakları oluşturması, dalga eğilmesinde de girişim saçakları oluşmasına neden olacak ancak bu girişim saçakları yüzey empedansında gözükmeyecektir. Söylediğimiz bu ifadeleri matematiksel olarak göstermek istersek, TM yüzey dalgasının toplam yatay magnetik alan bileşeni  $H_y^t$ , süreksizlik noktasına gelen magnetik alan bileşeni  $H_y$  ile, süreksizlikten yansıyan  $H_y'$  bileşenlerinin toplamı olarak

$$\vec{H}_y^t = (H_y e^{-\gamma z} e^{-\gamma' x} + H_y' e^{-\gamma z} e^{\gamma' x}) \vec{a}_y \quad (3.12)$$

ve süreksizlik sınırından yansımaya katsayısı

$$R_{TM}^x = H_y'/H_y = \frac{X_1(X_1 - X_2)}{(1+X_1^2)^{1/2} [(1+X_1^2)^{1/2} + (1+X_2^2)^{1/2}]^{1/2}} \quad (3.13)$$



(38) şeklinde olarak

$\Delta_{01}, \Delta_{02}$  birinci ve ikinci ortamın normalize yüzey empedansı olmak üzere

$$R_{TM}^x = \frac{\Delta_{01} (\Delta_{02} - \Delta_{01})}{(1 - \Delta_{01}^2)^{1/2} [(1 - \Delta_{01}^2)^{1/2} + (1 - \Delta_{02}^2)^{1/2}]^{1/2}} \quad (3.14)$$

olarak

$$\vec{H}_y^t = H_y (e^{-vz} e^{-\gamma'x} + R_{TM}^x e^{-vz} e^{\gamma'x}) \vec{a}_y \quad (3.15)$$

şeklinde ifade edebiliriz.

$$v = -j \gamma_0 X \quad (3.16)$$

$$X = -j \Delta_0 \quad \text{Normalize yüzey reaktansı} \quad (3.17)$$

$$\Delta_0 = Z_s / \eta_0 |_{\psi=0} \quad \text{Normalize yüzey empedansı} \quad (3.18)$$

(3.18) in değeri (2.29) bağıntısında olduğu gibi

$$\Delta_0 = \frac{(N^2 - 1)^{1/2}}{N^2} \quad \text{dir.} \quad (3.19)$$

Süreksizlik sınırının sol tarafındaki toplam elektrik alan bileşeni (Maxwell-Ampere) yasası

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j \omega \vec{E} \quad (3.20)$$

kullanılarak

$$E_x^t = E_x (e^{-vz} e^{-\gamma'x} + R_{TM}^x e^{-vz} e^{\gamma'x}) \quad (3.21)$$

$$E_z^t = E_z (e^{-vz} e^{-\gamma'x} - R_{TM}^x e^{-vz} e^{\gamma'x}) \quad (3.22)$$

olur.  $x < 0$  için düşey süreksizlik koşulunda toplam dalga eğilmesi

$$W_{yTM}^t = \frac{E_x^t}{E_z^t} = W_{OTM} \left( \frac{e^{-\gamma'x} + R_{TM}^x e^{\gamma'x}}{e^{-\gamma'x} - R_{TM}^x e^{\gamma'x}} \right) \quad (3.23)$$

elde edilir. Buradan görüldüğü gibi dalga eğilmesi süreksizlik sınırına



olan uzaklığa bağlı olarak değişir. Sonuç olarak dalga eğilmesi

$$W_{yTM}^t = \frac{jX}{(1+X^2)^{1/2}} \left[ \frac{1+R_{TM}^x e^{j2\gamma'x}}{1-R_{TM}^x e^{j2\gamma'x}} \right]$$

$$= \frac{\Delta}{(1-\Delta^2)^{1/2}} \left[ \frac{1+R_{TM}^x e^{j2\gamma_0(1-\Delta^2)^{1/2}x}}{1-R_{TM}^x e^{j2\gamma_0(1-\Delta^2)^{1/2}x}} \right] \quad (3.24)$$

şeklinde bulunur. Homojen süreksizlik olmayan ortam koşulunda  $R_{TM}^x=0$  alınarak

$$W_{yTM}^t = \frac{\Delta}{(1-\Delta^2)^{1/2}} \cong \Delta \left( 1 - \frac{\Delta^2}{2} + \frac{1 \times 3}{2 \times 4} \Delta^4 - \dots \right) \quad (3.25)$$

Binom açılımı sonucunda jeofizik amaçlar için  $|\Delta| \ll 1$  olduğu gözönünde bulundurulursa

$$W_{yTM}^t \cong \Delta = W_{OTM} \quad (3.26)$$

olduğu ortaya çıkar.

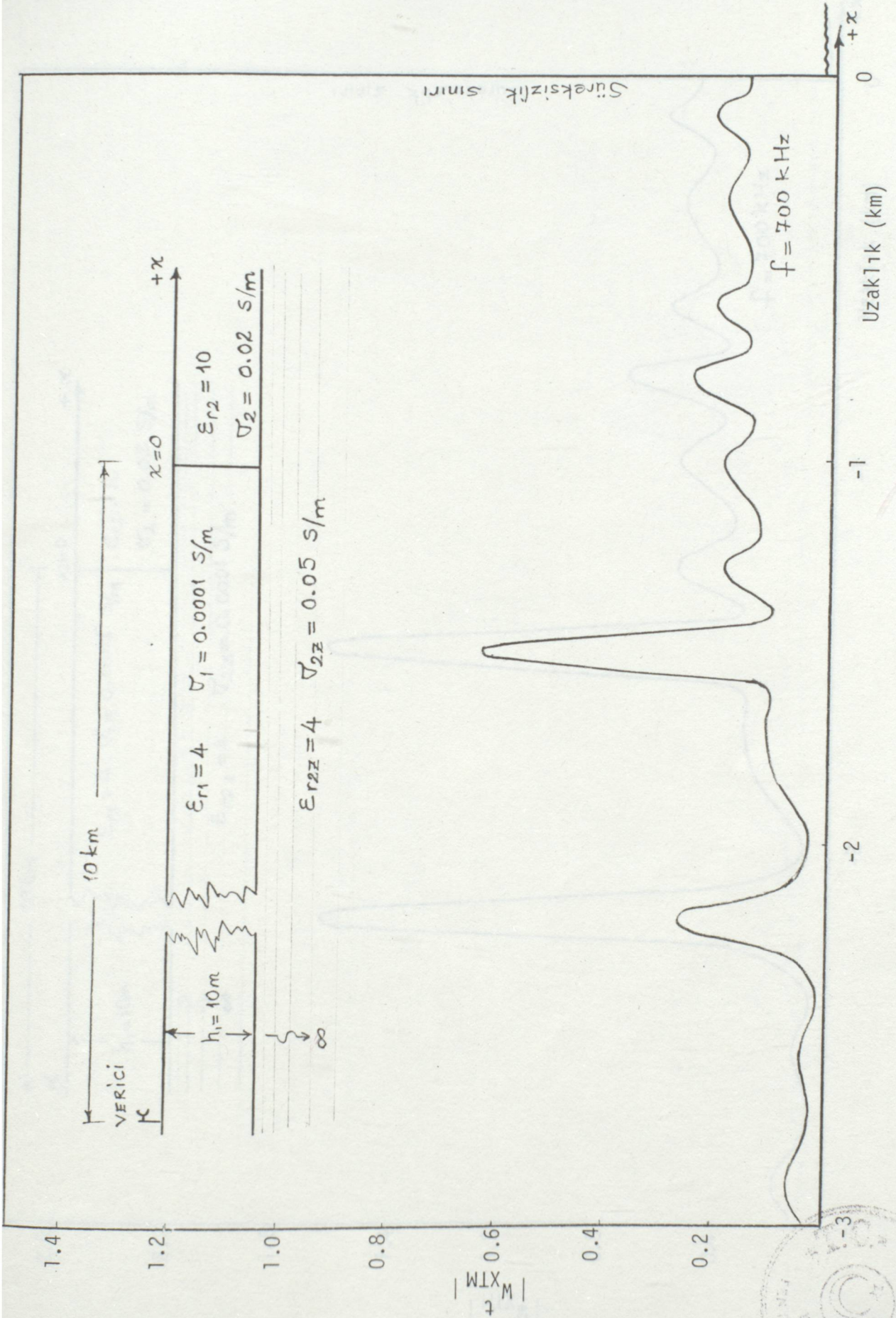
$$\gamma' = \gamma_0 (1+X^2)^{1/2} \text{ dir.} \quad (3.27)$$

Bu yöntemle süreksizlik noktalarının kabaca kestirilmesinde diğer jeofizik yöntemlere göre dezavantajlı yönü, arazinin topoğrafik yapısının her zaman düzgün olmayışıdır. Topoğrafya düzeltmesi yapmak da bu yöntemin verimliliğini azaltmaktadır. Dalga eğilmesi ölçmelerinde elektrik alanın yatay ve düşey bileşenlerinin ölçülmesi zorunluluğu vardır. Çalışılan frekansa uygun olarak kullanılacak antenin empedans uyumu da ayrı bir sorun oluşturur. Elektrik alanın yatay bileşeni, bir aracın arkasına takılacak yeryüzüne paralel, ince, izole edilmiş iletken telle, düşey bileşeni de yine araca takılacak düşey konumlu çerçeve antenle yapılır. Ancak (3.21) bağıntısından da görüldüğü gibi özellikle iletkenliği az olan ortamlarda  $E_x$  bileşeninin büyük olması yüzünden sadece  $E_x$  bileşeninin değişimini ölçmek düşey süreksizliğin yaklaşık olarak bulunmasında etkili olabilir. Düşey süreksizlik olmaması koşulunda ister yatay tabakalanma olsun ister olmasın dalga eğilmesinin değeri, yeryüzü boyunca değişmez. Ancak yatay süreksizlik olmaması ve olması durumundaki dalga eğil-



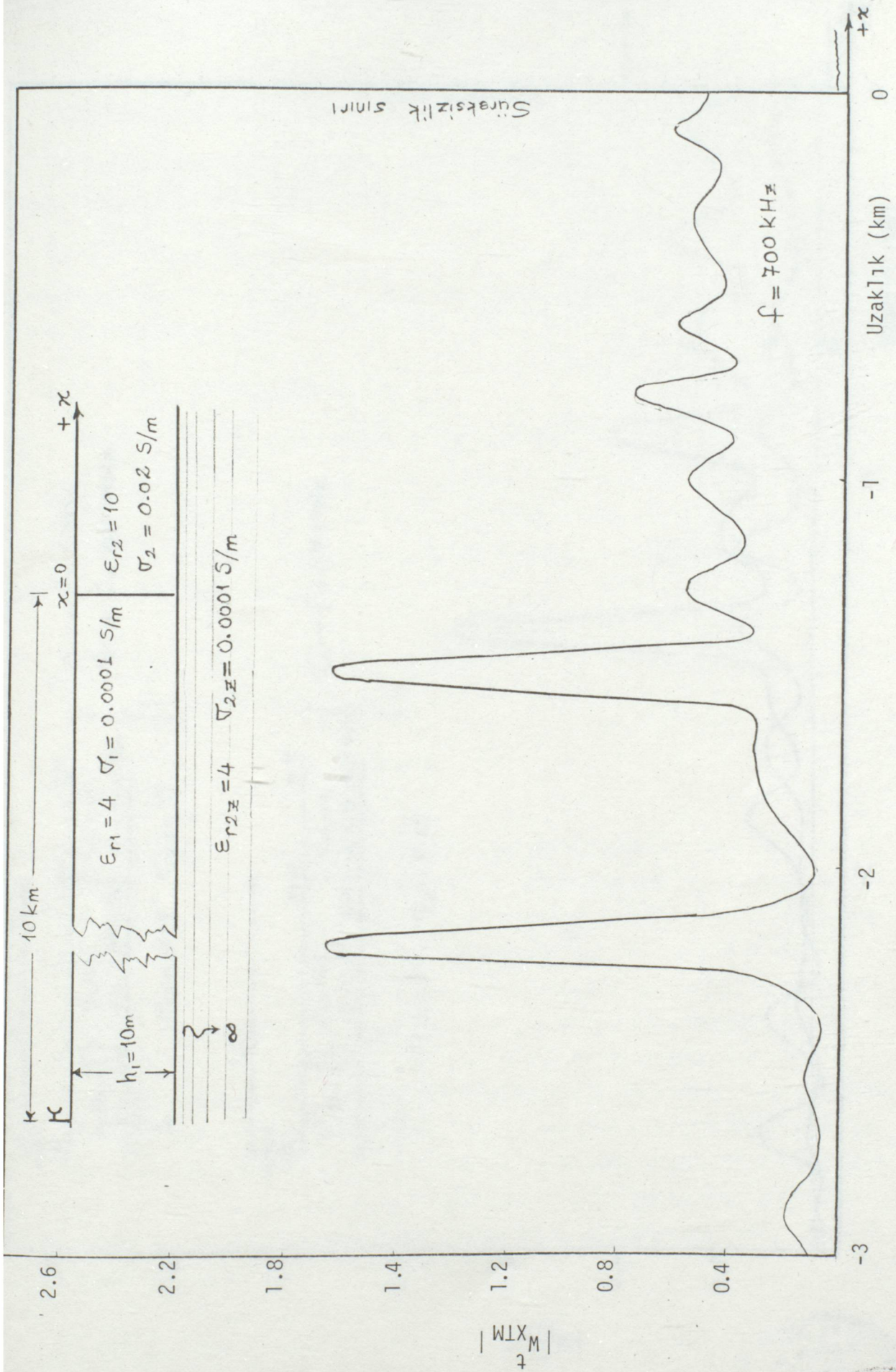
mesi değerleri farklıdır. Şekil (3.3) de yatay süreksizlikle düşey süreksizlik birlikte gözönüne alınmıŐtır. Burada birinci ortam diye tanımlanan bölgenin elektriksel sabitleri  $\epsilon_{r1} = 4$  ,  $\sigma_1 = 10^{-4}$  s/m ,  $\mu_1 = \mu_0$  alt katmanın ki  $\epsilon_{r2z} = 4$  ,  $\sigma_{2z} = 0.05$  s/m ,  $\mu_{2z} = \mu_0$  ve ikincininki  $\epsilon_{r2} = 10$  ,  $\sigma_2 = 0.02$  s/m ,  $\mu_2 = \mu_0$  , kullanılan frekans 700 KHz dir. Verilen frekansa ve sadece birinci ortam ile altındaki katmanın olması koşulunda dalga eğilmesinin değeri yaklaşık olarak  $|W| = 0.1 - 0.2$  değerleri arasında bir değerdir bu değişmez. Düşey süreksizlik olması durumunda ise bu dalga eğilmesi genliğinin değeri düşey süreksizlik snrına olan uzaklığa bağlı olarak  $|W| = 0.02 - 0.6$  değerleri arasında değişir. Sreksizlikten sonra ise ikinci ortamın ve altındaki katmanın birlikte olması halinde dalga eğilmesi değerine birdenbire erişir. Havadan lme yapılması koşulunda düşey süreksizlikten kaynaklanan ışıma nedeniyle dalga eğilmesindeki birdenbire değişme beklenemez. Birinci ortam iletken olursa yansıma katsayısının çok küçük olması, zaten çok küçük değerde olan dalga eğilmesini ve giriŐimini gözlemek olanaksız olur. Yaptığımız hesaplarda birinci ortamın elektriksel sabitleri ,  $\epsilon_{r1} = 10$  ,  $\sigma_1 = 5 \times 10^{-4}$  s/m ,  $\mu_1 = \mu_0$  , ikincininki  $\epsilon_{r2} = 4$  ,  $\sigma_2 = 2 \times 10^{-4}$  s/m ,  $\mu_2 = \mu_0$  , alt katmanın ki  $\epsilon_{r2z} = 15$  ,  $\sigma_{2z} = 5 \times 10^{-2}$  s/m ,  $\mu_{2z} = \mu_0$  ve  $h_1 = 10$  m olarak dalga eğilmesinin genliği  $|W| = 0.000028$  , fazı da  $\angle W = 57.3^\circ$  olarak bulunmuŐ , süreksizliğe yaklaŐıldıkça bu değerlerin değişmediği gözlenmiŐtir. Yeryüzüne yakın kesimlerde yerel süreksizlik varsa dalga eğilmesinin genliği ve fazında birdenbire deęiŐimler olur. Az iletken homojen yarı uzayın yüzeyine yakın kesimlerde iletken bir yapının varlığını düŐündüęümüzde, iletken yapının uzaklarında ölçülen dalga eğilmesi ortamın az iletken olduğu gözönüne alınarak örneğin  $\epsilon_r = 4$  ,  $\sigma = 10^{-5}$  s/m , frekans 700 KHz için faz açısından  $W = 0.03$  Rd, genlik açısından da  $|W| = 0.7$  değerleri dolayında gözükecektir. iletken yapı üzerine gelindiğinde ise dalga eğilmesinin fazı büyüyecek  $\angle W = 0.7$  Rd, genliği de küçülecektir.  $|W| = 0.003$  (anomalinin elektriksel parametreleri  $\epsilon_r = 80$  ,  $\sigma = 4$  s/m olarak alınmıŐtır. Dalga eğilmesinin giriŐiminin, yerel iletkenlik deęiŐimlerden, fazının ve genliğinin deęiŐiminin incelenmesi jeolojik fay zonlarının, yüzeyine yakın kesimde yerleşmiş maden yataklarının, üzeri ince toprak ile örtülmüŐ çakıl, kum, taşınmış topraktan oluşan birikintilerin, baraj yapılacak arazilerin su kaçağına neden olacak kalkerli bölgelerin aŐınıp yerine taşınmış toprağın dolması sonucu gizli deliklerin bulunmasında kaba bir ön bilgi vermesi açısından yararlı olacaktır.



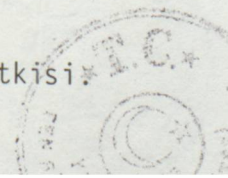


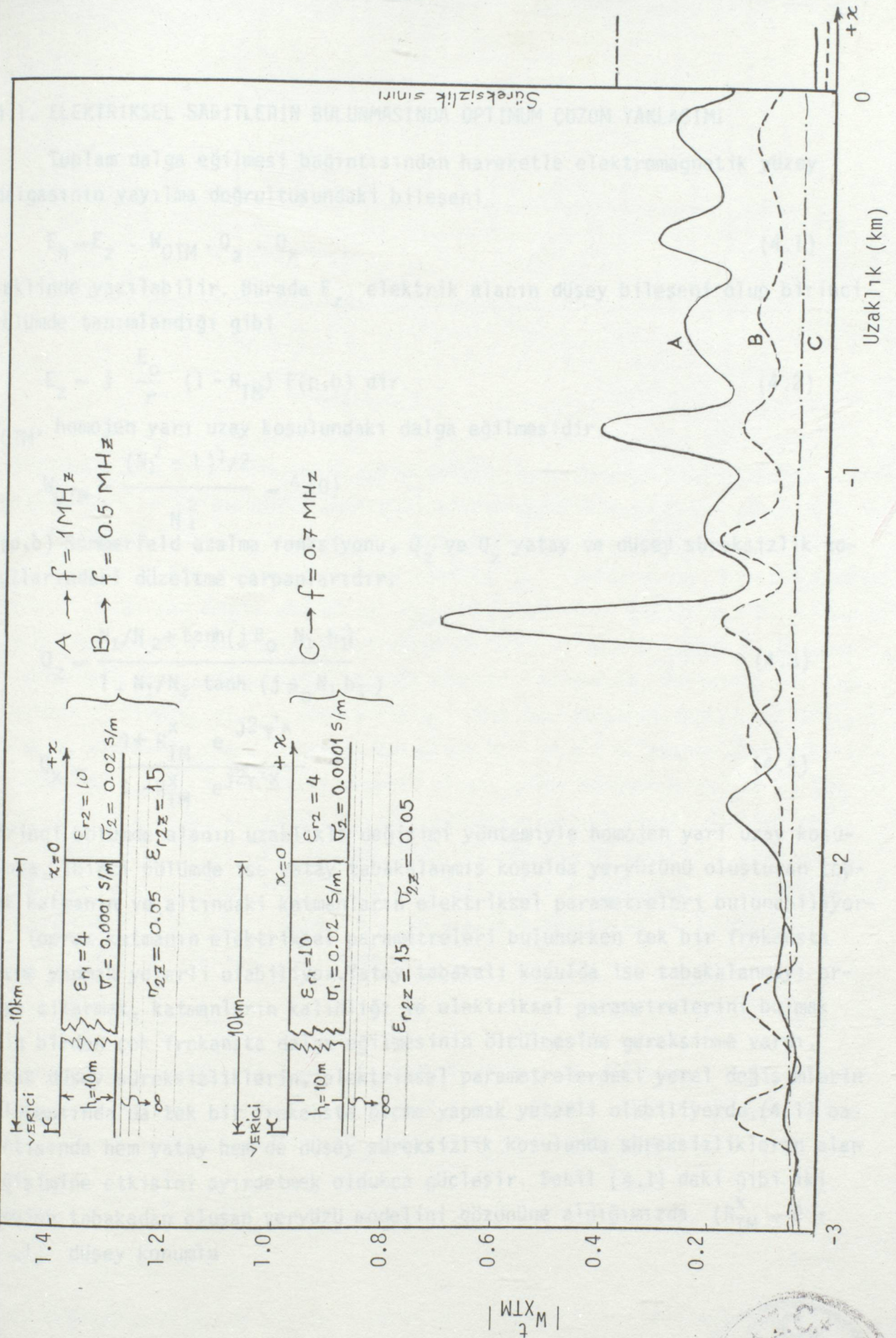
Şekil (3.3) Düşey süreksizliklerden yansımanın dalga eğilmesine etkisi





Şekil (3.4) Düşey süresizliklerden yansımının dalga eğilmesine etkisi.





Şekil (3.5) Süreksizliklerden yansımanın dalga eğilmesine etkisi



#### 4.1. ELEKTRİKSEL SABİTLERİN BULUNMASINDA OPTİMUM ÇÖZÜM YAKLAŞIMI

Toplam dalga eğilmesi bağıntısından hareketle elektromagnetik yüzey dalgasının yayılma doğrultusundaki bileşeni

$$E_h = E_z \cdot W_{OTM} \cdot Q_z \cdot Q_x \quad (4.1)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $E_z$  elektrik alanın düşey bileşeni olup birinci bölümde tanımlandığı gibi

$$E_z = j \frac{E_0}{r} (1 - R_{TM}) F(p,b) \text{ dir.} \quad (4.2)$$

$W_{OTM}$ , homojen yarı uzay koşulundaki dalga eğilmesidir.

$$W_{OTM} = \frac{(N_1^2 - 1)^{1/2}}{N_1^2} = \Delta(0)$$

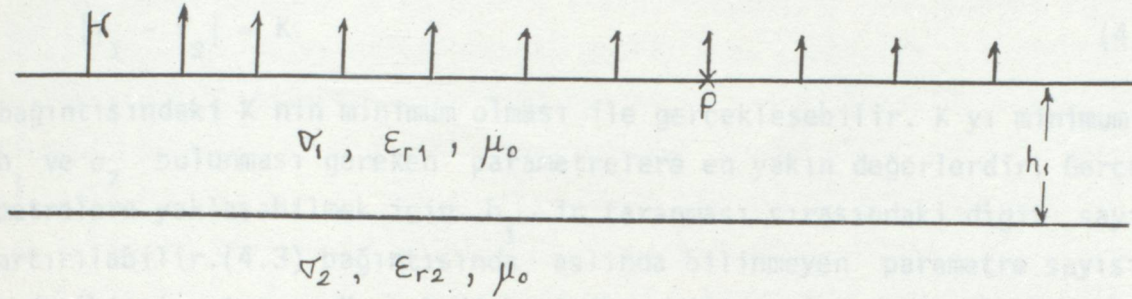
$F(p,b)$  Sommerfeld azalma fonksiyonu,  $Q_z$  ve  $Q_x$  yatay ve düşey süreksizlik koşullarındaki düzeltme çarpanlarıdır.

$$Q_z = \frac{N_1/N_2 + \tanh(j\beta_0 N_1 h_1)}{1 + N_1/N_2 \tanh(j\beta_0 N_1 h_1)} \quad (4.3)$$

$$Q_x = \frac{1 + R_{TM}^x e^{j2\gamma'x}}{1 - R_{TM}^x e^{j2\gamma'x}} \quad (4.4)$$

birinci bölümde alanın uzaklıkla değişimi yöntemiyle homojen yarı uzay koşulunda, ikinci bölümde ise yatay tabakalanmış koşulda yeryüzünü oluşturan toprak katmanın ve altındaki katmanların elektriksel parametreleri bulunabiliyordu. Toprak katmanın elektriksel parametreleri bulunurken tek bir frekansta ölçme yapmak yeterli olabiliyor. Yatay tabakalı koşulda ise tabakalanmayı ortaya çıkarmak, katmanların kalınlığı ve elektriksel parametrelerini bulmak için birden çok frekansta dalga eğilmesinin ölçülmesine gereksinme vardı. Ancak düşey süreksizliklerin, elektriksel parametrelerdeki yerel değişimlerin bulunmasında da tek bir frekansta ölçme yapmak yeterli olabiliyordu, (4.1) bağıntısında hem yatay hem de düşey süreksizlik koşulunda süreksizliklerin alan değişimine etkisini ayırtetmek oldukça güçleşir. Şekil (4.1) deki gibi iki homojen tabakadan oluşan yeryüzü modelini gözönüne aldığımızda ( $R_{TM}^x = 0 \rightarrow Q_x = 1$ ) düşey konumlu





Şekil 4.1

Vericiden çıkan elektromagnetik yüzey dalgası hava-yeryüzü sınırı boyunca zayıflayarak yayılır. Birinci bölümdeki gibi alanın uzaklıkla değişimi yöntemiyle yeryüzünün üst katmanının  $\sigma_1, \epsilon_{r1}$  elektriksel sabitleri bulunabilir.  $\sigma_1$  ve  $\epsilon_{r1}$  bulunması üst katmanda yayılma sabitini  $\gamma_1$ , dolayısıyla, kırılma endisinin bilinmesine, bağlı olarak da  $W_{0TM}$  in bulunmasına olanak verir. Alınan bir P ölçü noktasında alanın  $E_z$  bileşeni ölçülür ve teorik olarak da bulunan  $E_z$  sonucuyla uyum sağlayıp sağlamadığı kontrol edilebilir. Vericinin bir frekansında ölçülen  $E_z$  ve  $E_h$  yardımıyla  $Q_z$  düzeltme çarpanının değeri belli olur. Ancak  $Q_z$  nin belli olması, katman kalınlığı  $h_1$  ve alt tabakanın elektriksel iletkenliği  $\sigma_2$  nin bulunmasına yeterli olmaz, giriş bölümünde de söz edilen jeofizik sorunlarda, bulunması gereken parametre sayısı eldeki denklem sayısından fazladır. İkinci bir frekans için bulunan bir  $Q_z$  değerinin bulunmasına gereksinim var. Birinci frekans ile yapılan ölçmeler sonucunda bulunan düzeltme çarpanının değeri  $Q_{1z}$  olsun.  $Q_z$  nin analitik bağıntısı (4.3) ile belli olduğuna göre bu analitik bağıntıdan

$$\sigma_{2i} = f_1(Q_{1z}, h_{1i}) \quad (4.5)$$

bulunur. Yatay tabakalı ortamda  $Q_{1z} \neq 1$  dir ve  $h_1 \neq 0$  ve  $h_1$  yine çok büyük değerler alamaz.  $h_1$  in 3 etkin derinlik sınırı içinde olabileceği düşünülebilir. İkinci frekansta bulunan  $Q_z$  değeri  $Q_{2z}$  ile gösterilirse

Yine  $Q_{2z}$  için (4.3) den

$$\sigma_{2i} = f_2(Q_{2z}, h_{1i}) \quad (4.6)$$

$h_1$  in değişme aralığında sayısal olarak her  $h_1$  değerinin taranması sonucunda bulunan  $\sigma_{2i}$  ve  $\sigma_{2i}$  değer grupları arasında ikinci yada alt katmanın elek-

triksel iletkenliğini ve katman kalınlılığını optimum bulunma koşulu

$$|f_1 - f_2| = K \quad (4.7)$$

bağıntısındaki K nin minimum olması ile geręekleřebilir. K yı minimum yapan  $h_1$  ve  $\sigma_2$  bulunması gereken parametrelere en yakın değerlerdir. Geręek parametrelere yaklaşabilmek için  $h_1$  in taranması sırasındaki diğit sayısı daha artırılabilir.(4.3) bağıntısında aslında bilinmeyen parametre sayısı üçtür o da ikinci ortamın goresel dielektrik sabitidir. ( $\epsilon_{r2}$ ). Ancak alçak frekanslarda çok az iletken olmayan yeryüzü koşullarında yer değiştirme terimin ihmal edilmesi sonuçta pek buyk yanılığya yol açmaz. Yatay tabakalanmanın bulunduğu yerde ayrıca da düşey bir sureksizliğin varlığı, sureksizlikten yansayan  $E'_x$  ve  $E'_z$  elektrik alan bileşenlerinin değişmesine yol açacağından yatay tabaka sonuçlarına olan guvenirliği olumsuz yonde etkileyecektir.



### 5.1. SONUÇLARIN TARTIŞILMASI

Bu tezin kapsamı içine giren, yayın frekansı ve daha yüksek frekanslarda elektromagnetik yüzey dalgalarından jeofiziksel amaçlarla yararlanılmasında kullanılan bağıntıların hemen tümü çok alçak frekanslarda da kullanılabilir. Birinci bölümdeki alanın uzaklıkla değişimi yönteminin (AUD), VLF de kullanılması ile tek bir verici kullanarak geniş bir alanın örtü tabakasının jeofiziksel taranması gerçekleştirilebilir. Özellikle yüzey dalgasının baskın olduğu uzaklığın büyük olması, bu olanağı sağlar. Jeofizikte dar olan çalışmalarına zemin hazırlayacak olan bu tarama işleminin gerçekleştirilmesi ekip ve ekipman açısından da ekonomi sağlayacağı gibi iletişimde de verimi artırmanın yollarını açacaktır. Uzun ve orta dalga frekanslarında yayın yapan mevcut radyo istasyonlarına, ek olarak, VLF de deniz ve kara taşımacılığında kullanılan radyo istasyonları, komşu ülkelerdeki yine VLF de yayın yapan güçlü radyo istasyonları ve taşınabilir vericilerin kullanılabilmesi olanaklıdır. Komşu ülkelerdeki VLF radyo vericilerinden ulaşan elektromagnetik dalganın deniz üzerinden yayılarak geleninin kullanılmasının tercih edilmesi gerekir. Bu yolla gelen dalga kara üzerinden gelene oranla daha az difraksiyona ve distorsiyona uğrar. Topoğrafik yapının bozuk olduğu durumlarda AUD nin jeofizik amaçla kullanılması ekonomik açıdan gereksiz ve sonuçların değerlendirilmesi de hassaslıktan uzak olur. Ancak kaba bir yaklaşımla sonuçlara ulaşılacak isteniyorsa Wagner programı ile bu başarılabilir. Topoğrafya bozukluklarında AUD nin jeofiziksel amaçla kullanıldığına rastlanılmamakla birlikte iletişimde, bu yöntemin Wagner programı ile gerçekleştirildiği çalışmaların sayısı çoktur.(14-16). Yeri oluşturan kayaçların elektriksel parametrelerine sıcaklık, nem, kar ve buzlanmanın etkisinin örtücü etki yaptığı düşünülürse, ölçmelerin bu etkenlerden arınmış yer ve zamanlarda yapılmasının gerektiği ortaya çıkar.

AUD nin başarılı olmasına etkiyen faktörler gerekçeleri ile birlikte şöyle sıralanabilir.

a) Verici antenin TM modunda ve yeryüzüne yakın olması, Bu birinci bölümde matematiksel olarak da gösterildiği gibi TM modundaki elektromagnetik dalganın TE ye oranla daha büyük uzaklıklarda sönmeye uğramasından, yeryüzüne yakın olması da elektromagnetik dalganın yeryüzüne yaklaşık olarak psödo Brewster açısıyla ( $\Psi_B \cong 0$ ) gelmesi sağlanarak e.m. dalganın doğrudan gelen ve yansıyan bileşeninden kurtularak, yüzey dalgasının etkin olduğu koşulları sağlamak için gereklidir.



b) Kullanılan frekansın yüksek olmaması, ölçmelerin indüksiyon alanı ve dalganın difraksiyona uğradığı uzaklıklardan soyutlanması, Kullanılan frekansın yüksek olması vericiden kısa mesafelerde, hesabın içine, doğrudan gelen ve yansıyan bileşenlerin girmesine neden olması, indüksiyon alanının içinde dalganın küresel dalga karakteri göstermesi, kullanılan ifadelerin de düzlem dalga yaklaşımı içinde geçerli olduğu nedeniyledir. Öyleyse AUD de kullanılacak mesafeler verici antenden  $5\lambda < r < 80/f^{1/3}$  (r ; km , f ; MHz) uzaklığı içinde olması gereklidir.

c) Ölçme yapılacak yerin kentsel alanlardan, enerji iletim hatlarından, yeraltı kabloları, yeraltı metal borularından uzakta olması, Kentsel alanlardaki büyük yapılar, iletim hatları, alanın difraksiyona uğramasına neden olduğundan sağlıklı sonuçlar doğurabilir.

d) Yer iletkenliğinin çok az olması yani çölse azizlerde ( $\sigma = 5 \times 10^{-5} - 10^{-3}$ ) s/m sayısal uzaklığın kısa mesafelerde çok büyük değerler alması, alanın çok hızlı zayıflayacağını ifade eder. Bu durumlarda ya Wave Tilt kavramının kullanılması ya da düşey magnetik dipol (VMD) anten yatay magnetik dipol (HMD) anten kullanarak, VDIF (Variable Distance Interference Fringes), VFIF (Variable Frequency Interference Fringes) yöntemlerinin uygulanması yarar sağlayacaktır.(30,31,42)

İkinci bölümde AUD nun başarılı olmadığı sözedilen koşullarda yüzey dalgasının eğilmesi kavramından yararlanılarak yer değiştirme akımlarının etkisinin küçümsenmeyecek sonuçlar doğurduğu gösterilmiştir. Elektromagnetik dalganın yeryüzünü yalayarak geldiği durumlarda, homojen yarı uzay, yatay tabaklanmış ortamlar üzerinde dalga eğilmesinin davranışı analiz edilmiştir. Elde edilen ifadelerin frekansla değişimi bulunarak bunların jeofiziksel açıdan sağlayacağı yararlar, veri işlem tekniklerinin ve anten teorisinde antenlerin maksimum verimde çalışmasına yardımcı olan radome'lerin kalınlıklarının bulunmasına olanak veren optik bağıntılar kullanılarak gösterilmiş, dalga eğilmesi sonuçlarının değerlendirilmesine etkiyen faktörler tartışılmıştır. Ancak AUD de tek bir frekansta yayının yeterli olması, alan şiddetinin önemi olmakla birlikte, dalga eğilmesinde, alan bileşenlerinin oranlarının önemi ve birden çok frekansa gereksinme vardır. Dalga eğilmesinin birden çok frekans gerektirmesi taşınabilir vericiler kullanılmasını zorunlu kılmaktadır. Yerel süreksizliklerin bulunmasında ise süreksizliğin elektriksel parametreleri hassas olarak bulunamasa bile yerinin belirlenmesi için tek bir frekansta dalga eğilmesi ölçmelerinin yeterli olabileceği ifade edilmiştir. Verilen ifa-

delerin geniş bir frekans aralığında geçerli olmasına özen gösterilmiştir.

Üçüncü bölümde yüzey dalgası antenlerinin üzerlerindeki düşey süreksizliklerden ışınım yapma olanaklarının incelenmesi (11,35) sırasında çıkan problemin jeofizik koşullara uygulanması sonucu düşey süreksizliklerin bulunabileceği hesaplarla açıklanmıştır.

Dördüncü bölümde ise yatay süreksizliklerin ortaya çıkarılması için dalga eğilmesi ölçmelerinde birden çok frekansa gereksinme olduğu sınırlamasının oluşturduğu zorluğu kısmen ortadan kaldıracak, AUD- Wave tilt karışımı ve en fazla iki frekansta ölçme yapmayı gerektirecek bir yol önerilmiştir. Bu AUD ile yapılacak geniş alan örtü jeofizik değerlendirme çalışmalarının alt yapı jeofizik değerlendirme çalışmalarına kolaylık sağlayacağı demektir.





```

COMPLEX G1,G2,Q,G1U,G2U,W0,WE,DEL
REAL KS
READ(5,*) ER1,SIG1,ER2,SIG2,Y1
DO 2 N=1,200
F=.1*N
BO=3.14159*F/150.
X1=18000.*SIG1/F
X2=18000.*SIG2/F
AG1U=-ER1*(BO**2)
BG1U=X1*(BO**2)
G1U=CMPLX(AG1U,BG1U)
G1=G1U**.5
G1M=CABS(G1)
AG2U=-ER2*(BO**2)
BG2U=X2*(BO**2)
G2U=CMPLX(AG2U,BG2U)
G1MY1=G1M*Y1
G2=G2U**.5
ORAN=CABS(G1/G2)
Q=(G1/G2+(1.-CEXP(-2*G1*Y1))/(1.+CEXP(-2*G1*Y1)))/(1+
*(G1/G2)*(1.-CEXP(-2*G1*Y1))/(1.+CEXP(-2*G1*Y1)))
T=.5*ATAN((X1/(1.-ER1)))+ATAN(X1/ER1)
KS=((ER1-1)**2+X1**2)**.25/((X1**2+ER1**2)**.5)
A=KS*COS(T)
B=KS*SIN(T)
DEL=CMPLX(A,B)
W0=DEL/(1.-DEL**2)**.5
W0R=REAL(W0)
W0I=AIMAG(W0)
W0F=ATAN(W0I/W0R)
W0M=CABS(W0)
Q0R=REAL(Q)
Q0I=AIMAG(Q)
Q0F=ATAN(Q0I/Q0R)
Q0D=Q0F*180./3.1415926
Q0M=CABS(Q)
WE=W0*Q
WER=REAL(WE)
WEI=AIMAG(WE)
WEF=ATAN(WEI/WER)
WEFD=WEF*57.29578
WEM=CABS(WE)
WRITE(6,20) F,ER1,SIG1,ER2,SIG2,ORAN,G1MY1,Y1,QM,QF,QFD,W0M,W0F,
*WEM,WEF,WEFD
20 FORMAT (6X,F6.3,2X,'ER1=',F5.2,1X,'SIG1=',F13.5,4X,'ER2=',F5.2,
*2X,'SIG2=',F13.5,5X,'ORAN=',F12.6,2X,'G1MY1=',F10.6,F5.1,/,1X,'Q'
*=',F10.6,3X,'QF=',F8.5,2X,'QFD=',F8.4,3X,'W0M=',F10.7,2X,'W0F=',
*F8.5,1X,'WEM=',F9.6,2X,'WEF=',F6.5,'WEFD=',F6.2)
2 CONTINUE
STOP
END

```



```

C .....PROGRAMDA KULLANILAN SEMBOLLER.....
C DEL1:DUSEY SUREKSIZLIK KOSULUNDA 1.ORTAMIN NORMALIZE YUZEY
C EMPEDANSI
C DEL2:DUSEY SUREKSIZLIK KOSULUNDA 2.ORTAMIN NORMALIZE YUZEY
C EMPEDANSI
C DELZY:YATAY SUREKSIZLIK KOSULUNDA 2.ORTAMIN NORMALIZE YUZEY
C EMPEDANSI
C R:DUSEY SUREKSIZLIK TEN YANSIMA KATSAYISI
C PE:SAYISAL UZAKLIK
C FPE:SOMMERFELD AZALMA FONKSIYONU
C WO:HOMOJEN YARI UZAY ICIN TM MODUNDA DALGA E ILMESI
C W:HEM YATAY HEDE DUSEY SUREKSIZLIK KOSULUNDA DALGA E ILMESI
C GO:BOSLUKTA DALGANIN YAYILMA SABITI
C G1:BIRINCI ORTAMDA YAYILMA SABITI
C G2:YATAY TABAKALI KOSULUNDA IKINCI ORTAMDA YAYILMA SABITI
C G1X:DUSEY SUREKSIZLIK KOSULUNDA IKINCI ORTAMDA YAYILMA SABITI
C F:ELEKTROMAGNETIK DALGANIN FREKANSI
C P:VERICININ GUCU
C ER1:BIRINCI ORTAMIN GORESEL DIELEKTRIK SABITI
C ER2:DUSEY SUREKSIZLIK KOSULUNDA IKINCI ORTAMIN GORESEL DIELEKTRIK
C SABITI
C ERZY:YATAY SUREKSIZLIK KOSULUNDA IKINCI ORTAMIN GORESEL DIELEKTRIK
C SABITI
C SIG1:BIRINCI ORTAMIN ELEKTRIKSEL ILETKENLI I
C SIG2:DUSEY SUREKSIZLIK KOSULUNDA IKINCI ORTAMIN ELEKTRIKSEL
C ILETKENLI I
C SIGZY:YATAY SUREKSIZLIK KOSULUNDA IKINCI ORTAMIN ELEKTRIKSEL
C ILETKENLI I
C Q:YATAY SUREKSIZLIK KOSULUNDA DUZELTME CARPANI
C Y1:YATAY SUREKSIZLIK KOSULUNDA BIRINCI ORTAMIN KALINLI I
REAL KS1,KS2,KSZY
COMPLEX DEL1,DEL2,R,EXT,EX,J,AS,EXTK,PE,FPE,W0,W,X1,
*G1,G2,Q,G1U,G2U,DELZY,EXU
READ(5,*)P,F,EP1,SIG1,ER2,SIG2,ERZY,SIGZY,Y1,XD
GO=3.14159*F/J50.
J=CMPLX(0.,1.)
X1=18000.*SIG1/F
T1=.5*ATAN((X1/(1.-ER1)))+ATAN(X1/ER1)
KS1=(((ER1-1.)**2+X1**2)**.25)/((X1**2+ER1**2)**.5)
A1=KS1*COS(T1)
B1=KS1*SIN(T1)
DEL1=CMPLX(A1,B1)
X2=18000.*SIG2/F
T2=.5*ATAN((X2/(1.-ER2)))+ATAN(X2/ER2)
KS2=(((ER2-1.)**2+X2**2)**.25)/((X2**2+ER2**2)**.5)
A2=KS2*COS(T2)
B2=KS2*SIN(T2)
DEL2=CMPLX(A2,B2)
XZY=(18000.*SIGZY)/F
TZY=.5*ATAN((XZY/(1.-ERZY)))+ATAN(XZY/ERZY)
KSZY=(((ERZY-1.)**2+XZY**2)**.25)/((XZY**2+ERZY**2)**.5)
A7=KSZY*COS(TZY)
B7=KSZY*SIN(TZY)
DELZY=CMPLX(A7,B7)
AG1U=ER1*(GO**2)
AG1U=X1*(GO**2)
G1U=CMPLX(AG1U,IG1U)
G1=G1U**2
G1X=CABS(G1)

```



```

AG2U=-ERZY*(G0**2)
BG2U=XZY*(G0**2)
G2U=CMPLX(AG2U,BG2U)
GZ=G2U**.5
G2M=CABS(G2)
DRAN=CABS(G1/G2)
Q=(G1/G2+(1.-CEXP(-2*G1*Y1))/(1.+CEXP(-2*G1*Y1)))/(1+(G1/G2)*(1.-
*CEXP(-G1*Y1))/(1.+CEXP(-2*G1*Y1)))
R=(DEL1)*(DEL2-DEL1)/((1.-DEL1**2)**.5*((1.-DEL1**2)**.5+
*(1.-DEL2**2)**.5)**.5)
DO 7 N=1,101
D=-XD+(N-1)*100.
DA=XD+(N-1)*100.
IF(D) 4,4,5
5 DEL1=DEL2
R=Q
4 A5=(G0*((1.-DEL1**2)**.5)*D*J)
A6=REAL(A5)
B6=AIMAG(A5)
A5=CMPLX(A6,B6)
W0=DEL1/(1.-DEL1**2)**.5
W1=(1.+R*CEXP(2.*A5))/(1.-R*CEXP(2.*(-A5)))
W=W0*W1*Q
WR=REAL(W)
WI=AIMAG(W)
WM=CABS(W)
WFD=(ATAN(WI)/(WR))*180./3.14159
QR=REAL(Q)
QI=AIMAG(Q)
QF=ATAN(QI/QR)
QFD=QF*180./3.1415926
QM=CABS(Q)
EX=((DEL1/(1.-DEL1**2)**.5)*(P**.5)*(.314))/DA
EXT=EX*(CEXP(-A5)+R*CEXP(A5))
EXTM=CABS(EXT)*1.E6
PE=-J*DA*P*3.14159*(DEL1**2)/300.
PEM=CABS(PE)
PER=REAL(PE)
PEI=AIMAG(PE)
PEF=(ATAN(PEI/PER))*180./3.14159
IF (PEM-10) 11,11,22
11 XI=(1.,0.)
K=1
15 M=1
N1=1
14 M=M*N1
N1=N1+1
IF(N1-K-1) 14,12,12
12 XI=XI+((PE)**K)/(M*(2*K+1))
K=K+1
YI=CABS((PE**K)/(M*(2*K+1)))
IF(YI-.001) 28,28,19
28 PPE=1.-J*(3.14159*PE)**.5*CEXP(-PE)-2*PE*CEXP(-PE)*XI
GO TO 31
22 XI=(0.,0.)
K=1
25 M=1
N1=1
24 M=M*(2*N1-1)
N1=N1+1

```



```

32 XI=XI+1
K=K+1
YI=CABS(XI)
IF(YI-.01) 26,26,24
26 FPE=XI
31 FPEM=CABS(FPE)
FPER=REAL(FPE)
FPEI=AIMAG(FPE)
FPEF=ATAN(FPEI/FPER)
FPED=(FPEF*180.)/3.14159
EXU=EX*FPE*G*CEXP(-J*DA*GC)
EXUM=CABS(EXU)
WRITE(6,10) F,P,D,DA,ER1,SIG1,ER2,SIG2,ERZY,SIGZY,Y1,DEL1,DEL2,
*PEM,PEF,FPEM,FPED,QFD,QM,WM,WFD,R,EXUM
10 FORMAT(3X,'F=',F5.2,1X,'G=',F7.3,1X,'D=',F9.2,1X,'DA=',F9.2
*,1X,'ER1=',F5.2,1X,'SIG1=',F14.7,1X,'ER2=',F5.2,1X,'SIG2=',F14.7,
*,3X,'ERZY=',F5.2,2X,'SIGZY=',F14.7,'Y1=',F6.2,2X,'DEL1=',2F10.5,
*,2X,'DEL2=',2F10.5,2X,'PEM=',F10.5,2X,'P=',F6.2,/,1X,'FPEM='
*,F9.3,2X,'FPED=',F6.2,2X,'QFD=',F6.2,2X,'QM=',F10.6,2X,'WM=',F10.6
*,2X,'WFD=',F6.2,'R=',2F8.5,2X,'EXUM=',F13.9)
7 CONTINUE
STOP
END

```

FILE: C31. FORTRAN AI YILDIZ UNIVERSITESI E.H.B. ARASTIRMA MERKEZ

```

COMPLEX WOTM,WOTE,NU
REAL ER1,SIG1
READ(5,*) ER1,SIG1
DO 2 N=1,200
F=.1*N
X1=18000.*SIG1/F
NU=CMPLX(ER1,-X1)
WOTM=(NU-1.)*.5/NU
WOTMR=REAL(WOTM)
WOTMI=AIMAG(WOTM)
WOTMF=(ATAN(WOTMI/WOTMR))*57.29578
WOTMM=CABS(WOTM)
WOTE=(NU-1.)*.5
WOTEM=CABS(WOTE)
WOTER=REAL(WOTE)
WOTEI=AIMAG(WOTE)
WOTEF=(ATAN(WOTEI/WOTER))*57.29578
PRINT*,'(ER1: SIG1: FRE(MHZ): WOTMM: WOTMF: WOTEM: WOTEF:)'
PRINT*,'(*** ***** ***** ***** ***** ***** *****)'
WRITE(6,10) ER1,SIG1,F,WOTMM,WOTMF,WOTEM,WOTEF
10 FORMAT(1X,F5.0,1X,F8.6,4X,F5.1,5X,F8.5,1X,F8.5,4X,F9.4,2X,F9.6)
2 CONTINUE
STOP
END

```



YARARLANILAN KAYNAKLAR

- 1 - Ergin,K., "Uygulamalı Jeofizik" İTÜ Yayını 1973
- 2 - İlkışık,M., "Behavior of Magnetotelluric Field in the Horizontal Stratified Medium". "Jefizik Vol.IV, No.2, 1975
- 3 - Ercan, A., "Jefizik Prospeksiyon" Ders notları, 1981
- 4 - Keller, G.V., Frischknecht, F.C."Electrical Methods in Geophysical Prospecting" Pergamon Press 577 pp. NY 1974
- 5 - Stratton,J.A. "Electromagnetic Theory" Mc Graw Hill NY 1941
- 6 - Norton,K.A."The Physical Reality of Space and Surface Waves in the Radiation Field of Radio Antennas" Proc,IRE 25(9) ,1192-1202, 1937
- 7 - Norton,K.A."The Propagation of Radio Waves over the Surface of the Earth and in the Upper Atmosphere" Proc.IRE 25(9), 1203-1236, 1937
- 8 - Norton, K.A."The Calculation of Ground Wave Field Intensity over a Finitely Conducting Spherical Earth" Proc IRE 29, 623-639, 1941
- 9 - Kraus, J.D."Antennas" Mc Graw Hill, 1950
- 10 - Jordan,E.C., Balmain, K.G., "Electromagnetic Waves and Radiating Systems" Prentice-Hall, 1969
- 11 - Jasik., "Antenna Engineering Handbook" Mc Graw Hill.1961
- 12 - Ataman,A., "Propagasyon" İTÜ Yayını, 1982
- 13 - Monteath,G.D., "Applications of the Electromagnetic Reciprocity Principle", Pergamon Press, 1973
- 14 - Fer, A.F., Hızal,A., "Medium Wave Multi-Section Ground Wave Propagation in Marmara and Black-Sea Region Numerical Results" AGARD-CP-305, 1981
- 15 - Biggs, Albert.W., "Terrain Influences on Effective Ground Conductivity" IEEE Trans.Geosc.Electron. Vol.GE-8, No.2, 1970
- 16 - Ott,R.H., "Calculation of Ground Wave Attenuation over Irregular, Inhomogeneous, Layered Media Using Program Wagner" AGARD-LS-131, 1983
- 17 - Lytle,R.J., Miller,E.K., Lager,D.L."A Physical Explanation of Electromagnetic Surface Wave Formulas" Radio Sc.Vol 11 pp 235-243 Apr.1976
- 18 - Wait,J.R., "Electromagnetic Waves in Stratified Media" Pergamon Press Oxford 1970
- 19 - Lytle,R.J."Measurement of Earth Medium Electrical Characteristics Techniques, Results and Applications" IEEE Trans. Geosc.Electron. GE-12, 81, 1974



- 20 - Lytle,R.J., Lager,D.L.,Laine, E.F."Subsurface Probing by High Frequency Measurements of the Wave Tilt of Electromagnetic Surface Waves" IEEE Trans. Geosci-Electron. GE 14 (4) 1976
- 21 - Thiel, D.V."Relative Wave Tilt Measurements at VLF" Geoexploration, Vol.17, pp.285-292, 1979
- 22 - Thiel,D.V., Park,K.S., and King,R.S."Wave tilt Fluctuations near a Vertical Discontinuity in a Flat Ground Plane," IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, Vol.GE-20, No.1, Jan.1982
- 23 - Schelkunoff."Anatomy of Surface Wave." IRE Trans.Antennas Propagat AP-7, p.133-139 Dec.1959
- 24 - Bahar,E., 1970,"Propagation of Radio Waves over a Non-Uniform Layered Medium", Radio Science, Vol.5 No.7
- 25 - Bahar,E., 1971 c, "Radiation from Layered Structures of Variable Thickness" Radio Science, Vol.6, 1109-1116
- 26 - Lytle,R.J., Lager,D.L., Miller,E.K. "Poynting Vector Behaviour in Lossy Media and Near a Half Space" Radio Science, Vol.11, p-875-883 Nov.1976
- 27 - Grossknopf,J.,Vogt,K., "On the Measurement of Earth Conductivity" Telegrapher und Fernsprech Funk Fernseh Technik" Vol.29, June 1940
- 28 - Biggs,A.W.,"Electromagnetic Wave Propagation From Sources in Composite Media" AGARD-CP-208, 1976
- 29 - Hack,F."The Propagation of Electromagnetic Waves over a Plane Conductor" Annalen der Physik, Vol.27 (1908) p.43
- 30 - El-Said,M.A.E.,"Geophysical Prospection of Underground Water in the Desert by means of Electromagnetic Interference Fringes,"Proc.IRE, Vol.44, pp.24-30, Jan.1956
- 31 - Mahmoud,S.F., Ibrahim,E.A., El-Said,M.A.H., "On the Electromagnetic Interference Fringes Method in Geophysical Prospecting Applications" IEEE Trans.Geosci. Remote Sensing Vol. GE-20,No.2, April 1982
- 32 - King,R.J.,"Wave Tilt Measurement,"IEEE Trans.Antennas Propagat Vol. AP-24, pp.115-119, Jan.1976
- 33 - Bahar,E., 1971 b "Radio Wave Methods for Geophysical Prospecting" Journal Geophy.Research, 70, No.26, 1921-28
- 34 - Barlow,H.M., Brown,J.,"Radio Surface Wave in International Monographs on Radio" 200 pp, Clarendon, Oxford 1962



- 35 - Cullen,A.L., "The Excitation of Plane Surface Waves" Proc.Inst.Elect. Engrs.101, Part IV p.225-34, 1954
- 36 - Knight,P. "Medium Frequency Propagation" AGARD\_CP-305 (1981)
- 37 - Burrows,C.S., "The Surface Wave in Radio Propagation over Plane Earth" Proc.IRE Vol.25, No.2, p.219-229, Feb.1937
- 38 - Kay,A.F., "Scattering of a Surface Wave by a Discontinuity in Reactance" IRE Trans.Antennas Propagat.AP-7, No.1 Jan.1959
- 39 - Canitez,N., "Mathematical Simulation in Resistivity Problems," Jeofizik Vol.IV No.3 August.1975
- 40 - Ott,R.H,Berry,L.A., "An Alternative Integral Equation for Propagation over Irregular Terrain" Radio Science Vol.5, No.5.p.767-771 May 1970
- 41 - Hill,D.A.,Wait,J.R., "Ground Wave Attenuation Function for a Spherical Earth with Arbitrary No.3, p.637-643 May-June 1980
- 42 - Cheung et.al. "Geophysical Subsurface Probing with a Horizontal Magnetic Dipole" IEEE Trans.Antennas and Propagat Vol.AP-24, No.6, (1976)



## Ö Z G E Ç M İ Ş

Cahit CANBAY 1951 yılında Sivas'ta doğdu. İlkokulu İlköğretim Okulunda, ortaokulu Demir Ortaokulunda okudu. Sivas İlköğretim Okulunun ikinci sınıfından sonra Yüksek Öğretmen Okulu Hazırlık Lisesine seçildi. Y.Ö.O. Hazırlık Lisesinden sonra 1974'de İstanbul Üniversitesi Teorik Fizik Bölümünden mezun oldu. 1974 'de İ.D.M.M.A.'ne bağlı Vatan Mühendislik Yüksek Okulunda, Kadıköy Mühendislik Yüksek Okulunda asistan olarak çalıştı. 1976 'da Atatürk Eğitim Enstitüsü gece bölümünde görevli olarak ders verdi. 1982 'den beri Yıldız Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Bölümü, Elektromagnetik Alanlar, Mikrodalga Anabilim dalında Araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır. 1982 yılında İ.T.Ü. Jeofizik bölümünde, 1983 'de O.D.T.Ü. Uluslararası Anten Propagasyon, Mikrodalga, Elektromagnetik sempozyumunda yüzey dalgalarının jeofizikte uygulanmasına ilişkin bildiriler sundu.

