

YILDIZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

JEOFİZİKTE ELEKTROMAGNETİK ÖLÇÜMLERLE
KARAKTERİSTİK EMPEDANS TAYİNİ VE NETİCELERİ

DOKTORA TEZİ

Jeof.Müh.İsmet SEÇİLMİŞ

İstanbul-1988



İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	i
ÖZET	ii
SUMMARY	iii
I-GİRİŞ	1
II-KONUNUN FİZİK PRENSİPLERİ	7
2.1.Genel Manada Elektromagnetik Yayınım	12
2.2.Alan Denklemleri	15
2.3.Maxwell Ve Helmholtz Denklemleri	23
2.4.Elektromagnetik Empedans Kavramı	30
2.5-2.6.Polarizasyon Elipsi Ve Jeofizik	34
2.7.Polarizasyon Ve Deplesman Vektörü	44
2.8.Magnetik Dipol-Moment, Magnetizasyon Vektörü	49
III-VHEM-660EM CİHAZI İLE YAPILAN ARAZİ ÇALIŞMALARI.		55
3.1.Alet Hakkında Bilgiler Ve Ölçümler	60
3.2.Yapılan Hesaplamalar Ve İzahi	63
IV-TARTIŞMA VE SONUÇ	90
V-KAYNAKLAR	94
VI-ÖZGEÇMİŞ	103
VII-EKLER	104



TEŞEKKÜR

Araştırma niteliğindeki bir çalışmanın tek başına yürütülmesi gerçekten zor bir iştir.Özellikle bu çalışmanın fizik,matematik,elektromagnetik teori,jeofizik ve jeoloji ile münasebeti varsa,çalışma daha da zor bir durum alacaktır.Bu nedenle kişisel çalışmalarımın yanında bazı kurum ve arkadaşlarımdan da yardımlar almışım. Bütün bunların fevkinde hocalarımla olan görüşmeler ve onların teorik ve pratikteki yardımları;bu çalışmada bana ışık tutmuştur.Onlara teşekkürlerim sonsuzdur.

Değerli ilim adamı danışman hocam Prof.Dr.Orhan Atan'ın;gerekli,yeterli ve yönlendirici yardımlarını unutmak mümkün değildir.Özellikle bu yardımlarını severek ve titizlikle yapması bir lütüftür ve bundan dolayı şükranlarımı arz ederim.Ayrıca emeği üzerime sinmiş değerli hocam Prof.Dr.Sabahattin Çağlayan ile çalışmalarımı her zaman destekleyen Doç.Dr.Mustafa Özdemir'e ve çalışmalarımı müspet tenkitleriyle yönlendiren Doç.Dr.Metin İlkışık hocalarıma,sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Matematik açısından yardım aldığım Doç.Dr.İsmail Tok ve Doç.Dr.Abdurrahman Yılmaz hocalarım ile bilgisayarla hesapların yapılmasında ve grafiklerin çizilmesinde yardımlarını aldığım Galaxi Bilgisayar Merkezi Elemanlarına teşekkürü bir borç bilirim.Bazı şekillerin çizilmesinde ve jeolojik,jeofizik çalışmalarında yardımcı olan MTA'lı arkadaşlarıma,özellikle Abdurrahim Yıldırım ve Halit Sav beylere teşekkürlerimi sunar,başarılar dilerim.

Tezin daktilo ile yazılmasında yardımlarını esirgemeyen vefakâr eşim Emine'ye ayrıca teşekkür eder ve bunun gibi nice yardımlarını,burada yad etmek isterim.

Haziran 1988

İsmet Seçilmiş



ÖZET

Bu çalışmada,indükleme sonucu oluşan polarizasyon elipsinin meyli ile elipse ait reel ve imajiner bileşenler (Elipse ait büyük ve küçük eksen amplitüt büyüklükleri);VHEM-660EM elektromagnetik cihaz kullanılarak ölçülmüştür.Ölçülen bu değerlerin bilinen ve sonradan elde ettiğimiz bağıntılarda kullanılması sonucu olarak, önce karakteristik empedans ve sonrada ortamın empedansı bulunmuştur.Ortamın empedansı değerlerinin de Cagniard'ın bağıntısında kullanılmasıyla,ortamın rezistivitesi tayin edilmiştir.

Bu çalışmada elde edilen neticelerin özeti aşağıdaki gibidir.

- 1.Yayınım derinliği az olan elektromagnetik metot kullanılarak,yayınım derinliği fazla olan magneto-tellürik metotla elde edilen rezistivite değerleri,temin edilmiştir.
- 2.Ölçülen bu değerler dalga meyli bağıntısında yerlerine konularak,karakteristik empedans ve karakteristik empedans ile ortamın empedansı arasındaki bağıntıdan da,ortamın empedansı bulunmuştur.Keza ortamın empedansı ile kırılma indisi arasındaki bağıntıdan da kırılma indisi bulunmuştur.
- 3.Ortamın empedansı kullanılarak,ortamın rezistivitesi ve kondüktivitesi ile karakteristik empedans ve kırılma indisinin de bareberce kullanılmasından da,önce elektrik permittivite ve sonrada magnetik permittivite değerleri tayin edilmiştir.Elektrik permittiviteden dielektrik katsayısı ve magnetik permittiviteden de permeabilite değerleri,elde edilmiştir.

Bunların grafik olarak ifade edilmesi,jeofizik tefsirde mühimdir ve grafikler neticelerin ehemmiyetini izah etmişlerdir.



SUMMARY

In this study, having being induction media, the tilt of polarization ellipse which is developed with the real and imaginary components was measured by electromagnetic device VHEM-660EM. This measured values were used in the known relationship and in the derived relationships. As a result of this applications, first characteristic impedance was determined then impedance of media was found. These founding impedances values of media were used in the Cagniard's Law and the resistivity of media was determined. In this study, summary of results were obtained as follows:

1. Findings from the shallow penetration depth of electromagnetic method were used to determine values of the resistivity magneto-telluric method which penetration depth was deep.
2. Measured values were used in the related formula and wave tilt and its corresponding characteristic impedance were determined. From the relationship between the characteristic impedance and the impedance of media, the impedance of media was determined and also from the relationship between the impedance of media and refraction index, the refraction index was determined.
3. Using impedance of media, the resistivity and conductivity of media were determined and with the use of characteristic impedance and refraction index together, the K_e electric permittivity and K_m magnetic permittivity were determined. With relations to K_e, K_m ; the values of dielectric coefficient was calculated according to values of K_e and the values of permeability was determined according to the values of K_m .

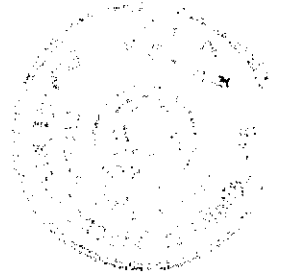
Since graphical representation important for geophysical interpretation, they were illustrated with evaluation of results.



I-GİRİŞ

Bilindiği üzere jeofizik metotlar,yerküreye ait problemlerin çözümünde kullanılmakta ve problemin durumuna göre,en iyi çözümü getirebilecek metotlar tercih edilmektedir.Her metodun kendine has özellikleri ve yararlı olma sınırları mevcuttur.Mesela bir petrol oluşumu derindeki yapıları tercih etmektedir.Bu gibi yapılar hakkında bilgi sağlamak için arama derinliği yüksek olan jeofizik metotlar uygulanmalıdır.Mesela;sismik,gravite ve magneto-tellürik metotlar gibi.Bunun yanında iletken özellik gösteren bölgelerin araştırılmasında ise araştırılan yapıdan en iyi cevap alabileceğimiz metotlar tercih edilmelidir.Mesela;elektromagnetik metotlar gibi.(41,42,43,47)

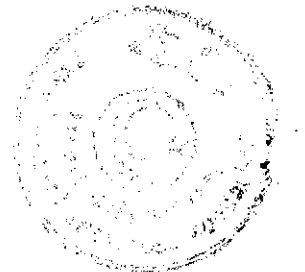
Bütün bunların yanı sıra uygulanmak istenen metodun hata sınırları da gözönüne alınmalıdır.Şöyleki;iletken bir zondan alacağımız elektromagnetik cevaplar,örtünün iletken olması ve topoğrafyanın çok bozuk olması sonucu,bizi yanıltıcı neticelere götürebilir.Teknik olarak bunun çözümü sağlanmış olsa dahi,prospektörün ölçümünden dolayı,herhangi bir hata girebilir.Teoride buda bertaraf edilebilir.Ancak yinede işin içine herhangi bir hatanın girmesi istenmez.Bu gibi durumlarda elektromagnetik metot değilde,rezistivite metodu tercih edilmelidir.Yine araştırılan yapı derinde ve ince bir film şeklinde oluşmuş ise bunu rezistivite metodu kullanarak yakalamak oldukça zordur.Bunun için yine elektromagnetik metot tercih edilmeli ve özellikle alçak frekans kullanılma durumunda nüfûz derinliği artacağından,derindeki masif sülfidler hakkında detaylı bilgi alabiliriz.(49,50,79)



Bütün bunlara rağmen aklımıza şöyle bir soru gelebilir. "Neden sismik, gravite ve rezistivite metodlarında olduğu gibi elektromagnetik metotlarla, derindeki yapılardan malûmat alamıyoruz? " İşte bu sorunun cevabı çalışmamızın bir kısmını oluşturmaktadır. Çünkü elektromagnetik metotlarla çalışırken yüksek frekanslar kullanılmakta ve araştırmamız satıhta (Yeryüzüne yakın bir derinlikte) kalmaktadır. Buna rağmen kaynağı doğada olan, yayının frekansları çok düşük olan disturbanlar (Pulsasyonlar, elektromagnetik alanlar vs.) magneto-tellürik metotta kullanılmaktadır ve bunların nüfûz derinlikleri oldukça fazladır. Bu nedenlerle ucuz, pratik, uygulama kolaylığı olan ve özellikle iletken yapının yerinin tespitinde kesin bir sonuç veren elektromagnetik metot verileri; geliştirdiğimiz ve mevcut olan teorik olan ifadelerin kullanılmasıyla, pratikteki magneto-tellürik/metot verilerine ulaşılmıştır. Bundan böyle her iki metot arasında bir geçiş sağlanarak her iki metodun avantaj ve dezavantajları ortaya konulmuştur. (8,12,15). Dolayısıyla her iki metot hakkında kısaca bilgi verildikten sonra yapılan teorik ve pratik çalışmalar hakkında, ilerleyen bölümlerde, yeterli bilgiler verilecektir.

Gerek elektromagnetik alan ve gerekse doğal kaynaklı magneto-tellürik alanlar olsun bunları yararlı şekle sokmak için bazı kabullerle ele alacağız.

1. Bu alanlar genellikle 1-10.000cps. bandında olacaktır.
2. Bunlar yatay tabakalar içinde salınan pulslar gibidir. Aynı zamanda düzlem dalgalar gibi ele alınacak ve zamanla sinüszoidal olarak ($e^{i\omega t}$) yayınırırlar. Bu dalgalar homojen ve izotrop bir ortam için üniform olarak kabul edilir. Üniformluğun bozulduğu düşüncesiyle de pratik maksatlar için ortamın yatay olarak tabakalaştığı kabul edilmektedir.



Sun'i tellürik alanların etkisiyle istenilen bu üniformluk bozulursa, bunu sağlamak için operatörler frekans spektrumunu büyütürler. Dolayısıyla bu alanların periyotları, bir kaç saniyeden bir dakikaya kadar değişebilir.

3. Bütün alan kantitelerinin zamanla sinüzoidal olarak değiştiği kabul edilir.

4. Serbest ortamda değişken olan magnetik alanın yatay bileşeni, düşey bileşenine nazaran ihmal edilebilir. Yatay tabakalı bir ortam için ise magnetik alanın düşey bileşeni yatay bileşene nazaran ihmal edilebilmektedir.

5. Bir düzlem dalga sisteminde $E_y \ll E_x$ ve $H_y \ll H_x$ gibi kabul edilecektir. (20, 30, 75, 79, 80)

6. Burada elektromagnetik dalgalar (Alanlar), yeryüzüne belirli bir (Θ) açıyla gelmiştir. (Şekil 2.7.)

7. Kabullendiğimiz frekans bandındaki alanlar, bir puls serisi olup bunlar hızlıca polarizlenirler. Polarizlenen bu pulsların her birini, birer elektromagnetik dalga olarak kabul edebiliriz. Bunlar primer alanlar olarak kabul edilirler ve elektromagnetik metotta esas bu polarizlenen alanın meylinin ölçülmesidir.

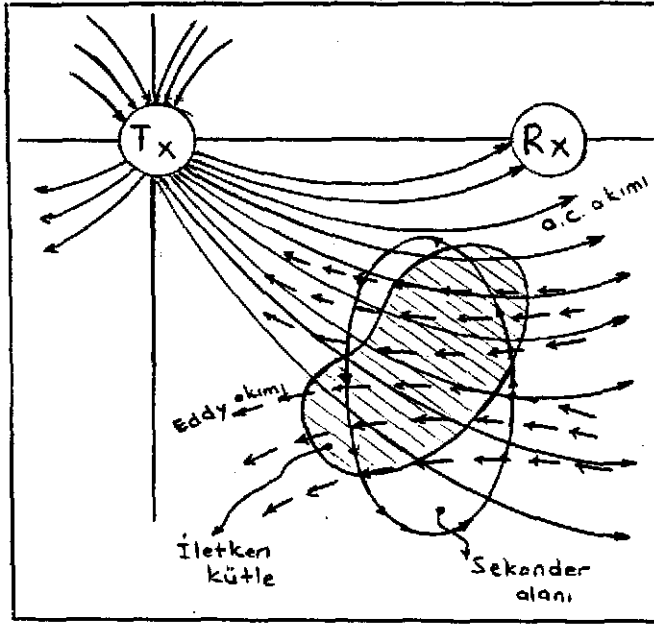
8. Tellürik akımlar iyonosferik orijinli olmakla beraber hem manyetik alanla ve hemde elektromagnetik alanla (Disturbanslar) münasebetedir. Tellürik alanların kaynağı, ya doğaldır ya da sun'idir. Doğal olanlar doğrudan iyonosferle münasebetedir ve pulslar halinde yeryüzüne, belirli bir açıyla gelirler. Frekansı çok küçüktür. Jeomanyetik değişmeler, tellürik değişmeleri de doğurur. Sun'i olan kaynaklar ise başı boş dolaşan akımların doğurduğu alanlardır. (Kuvvet Hatları, Trafolar vs.)

Kaynağımız ister doğal kaynaklı tellürik alanlar olsun isterse kendi oluşturduğumuz ve yukarıdaki şartlara uygun elektromagnetik alanlar olsun, işin fizik seyri



şöyledir.

Şekil 1.1. de görüldüğü gibi herhangi bir antenle veya bobinle (T_x), arza herhangi bir noktadan, zamanla değişen bir alternatif alanı düşey olarak verelim. Bu verilen primer alan arzın sathına herhangi bir açıyla gelir. Bu gelen alan arzın sathına geldiği noktadan ya yansır ya da arzın içinde ilerleyerek absorbe olur veya kırılarak alıcıya (R_x) gelir. Bu ilerleyen alan elektromanyetik indüksiyon kanunlarına göre akarlar.(4, 6, 15, 96)



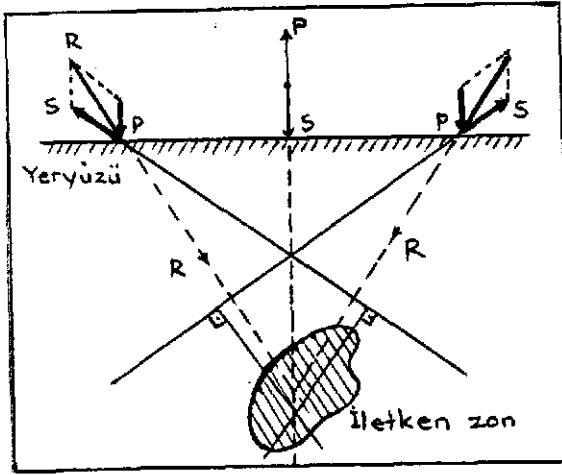
Şekil 1.1. Alternatif akımın akışı ve sekonder alanın oluşumu

Şayet ortamdá iletken bir eksen veya zon mevcutsa, alternatif (Değişken) olan bu alan, girdap veya Foucault akımları dediğimiz akımları doğurur. Bu akımda sekonder bir alan meydana getirir ki, primer alanla aynı frekansta ve fakat herhangi bir faz farkı (ψ) ile primer alanı takip eder. Bu iki alan intensite ve yön bakımından bir-



birinden farklıdır ve sekonder alan primer alanın etkisini azaltıcı yöndedir. Distorsiyona uğrayan bu iki alan, vektör bileşke alanla (\vec{R}) ifade edilirler. Bu bileşke vektör ortamın iletken olması nedeniyle, bir elips çizer. Bu elipsin çözümü çalışmalarımızın bir kısmını oluşturmaktadır. İleride detaylı olarak bahsedilecektir. (1, 5, 10, 29, 39)

Bu bileşke vektör alan; Hertz Vektörü vasıtasıyla ifade edilir ve bir elektromagnetik enerji taşınır. Bu enerjide Poynting Vektörü ile ifade edilmektedir. (Şekil 1.2) Ayrıca bu bileşke vektör iletkene doğru yönelmiştir.(49,73,78)



Şekil 1.2. Bileşke vektörün yönü, daima iletkene doğrudur.

Magnetotellürik metotta ise iletken ortamdaki bir polarizlenme olmuştur ve bileşke vektörün çizdiği elipsede polarizasyon elipsi denilmektedir. Bu elipsi oluşturan primer ve sekonder alanların, elektrik ve magnetik alan intensitelerinin büyüklüğü; ortamın rezistivite-



sine (ρ) bağılı olarak, Cagniard tarafından ifade edilmiştir. Bu metodun diğer rezistivite metodlarına nazaran üstünlüğü, arama derinliğinin çok daha fazla olmasıdır. Ayrıca tabaka tesirlerini çözebilmekte ve petrol getiren yapıların (Tuz domları, antklinaller, faylar ve fay kapanları gibi) tahkik edilmesinde fevkalâde netice alınmaktadır.

Magnetotellürik metod diğer rezistivite metodlarına benzerliği nedeniyle, geometrik olarak jeolojik tefsirde, hakiki ve zahiri rezistivite bağıntıları ve eğrileri kullanılmaktadır. Tellürik alan bileşenleri, peryodunun veya frekansının fonksiyonu olarak çözülebilmektedir.(22,24,31)

Diğer rezistivite metodlarında fizik olarak Ohm Kanunundan yararlanılmaktadır. Magnetotellürik metodda ise elektromagnetik alanın akışı karmaşık olduğundan, Maxwell denklemleri kullanılmıştır. Bütün bunlara rağmen ortamın empedansı ve karakteristik empedans tariflerinin verilmesi ve bunların ortamın rezistivitesine bağlı ifadeler olarak verilmesi; ölçüm zorluklarını kısmen de olsa ortadan kaldırmıştır. Özellikle manyetik bileşenlerin ölçümü, manyetik etkilerden dolayı zorlaşmaktadır. Bu metodda arz sathına teğet elektrik alan bileşeni (E_x) ve magnetik alan bileşeni (H_y) ile bu büyüklüklerin amplitütler oranı ve peryodunun ölçümü veya frekansının bilinmesi; metodun rahatça uygulanmasını sağlamaktadır.(40, 51, 76)

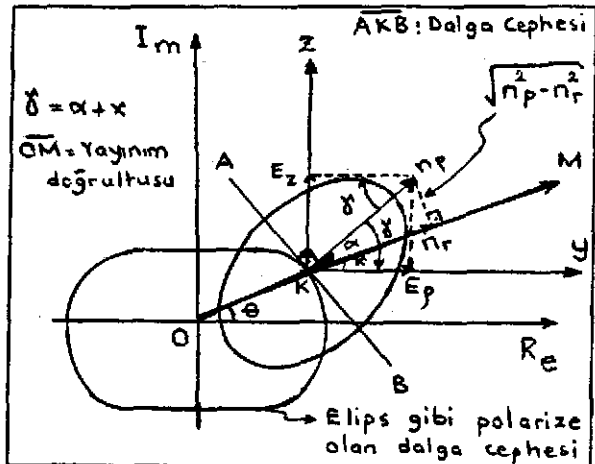
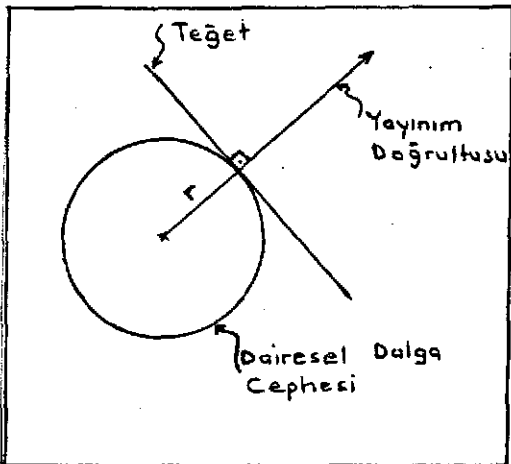
Bundan sonraki bölümde, işin fizik prensipleri anlatılacaktır.



II- KONUNUN FİZİK PRENSİPLERİ

Arzın sathından herhangi bir noktadan arza; herhangi bir a.c (Alternatif akım) bobiniyle, düşey olarak elektromagnetik bir alan verelim. Bu alanın verilmesiyle birlikte arz indüklenmekte ve akım arzın içinde elektromagnetik indüksiyon kanunlarına göre akmaktadır. Verilen bu primer alan ($\vec{P}_r = a.e^{i\omega t}$) iletken ortamdan geçerken bir karşı koymayla (Dirençle) karşılaşır. Bu karşı koyma, elektromotor kuvveti olarak (i.e.m.k), Foucault veya Eddy akımlarını (\vec{G}) hasıl eder. Bu akım ise sekonder (\vec{S}) alanı doğurmaktadır. Primer ve sekonder alan ise bileşke vektörü (\vec{R}) oluştururlar. Polarizlenmeden dolayı bu bileşke vektör; (44, 52, 66)

a. Ortam iletken değilse bir daire çizer ve bileşke vektör doğrultusunda ilerleyen elektromagnetik dalga cephesi; daima ilerleme doğrultusuna diktir. (Şekil 2.1.)



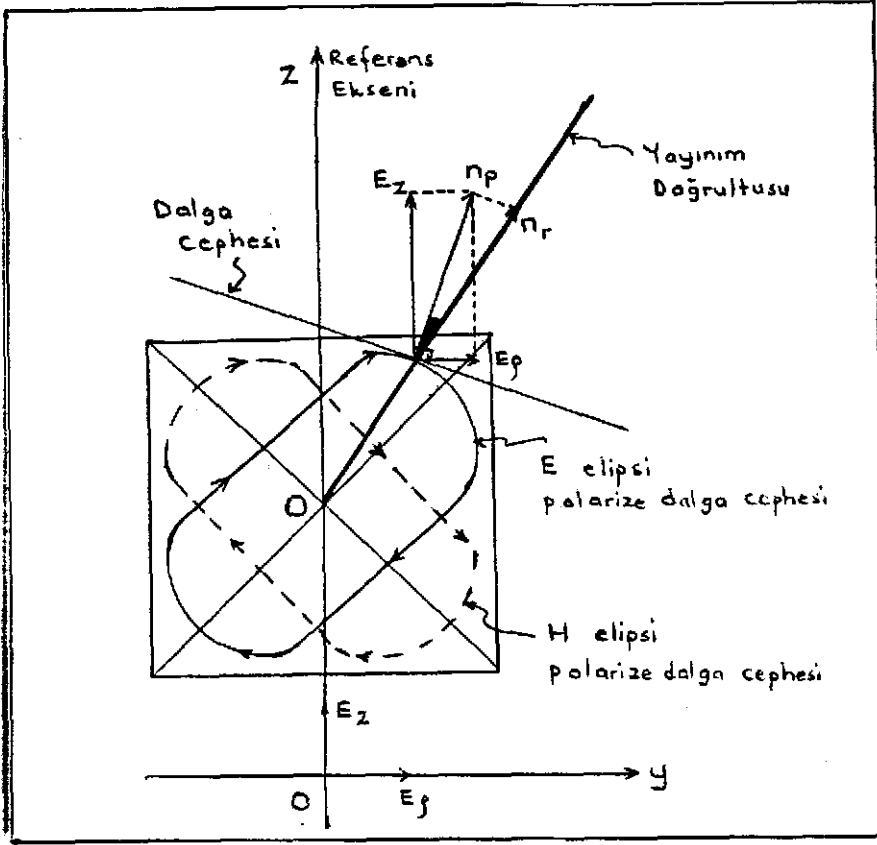
Şekil 2.1. Dairesel polarizlenme

Şekil 2.2. Polarizasyon elipsini çizen bileşke vektör ve bileşenleri



b. Ortam iletken ise bileşke vektör bir elips çizer ve bileşke vektörün elipsi kestiği her noktada, bileşke vektör yine; dalga cephesine diktir. (Şekil 2.2.)

c. Elektromagnetik alanı oluşturan; \vec{E} ve \vec{H} vektör alanları ise ayrı ayrı ve birbirine dik olarak polarizlenirler ve elips çizerler. (Şekil 2.3.)

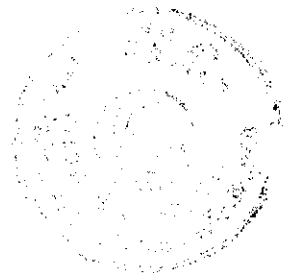


Şekil 2.3. Elektrik ve magnetik alan polarizasyonu

Bu durumda;

1. Primer alan uygulandığı noktanın hemen yakınında dahi, ilk durumundan büyüklük olarak farklıdır. Zamana sinüzoidal olarak bağlı olan bu alan

$$\vec{P}_r = a \cdot e^{i\omega t} = a(\cos\omega t + i\sin\omega t) \quad (2.1.) \text{ gibidir.}$$



Arz sathındaki primer alan ile arzın içindeki primer alan arasında büyüklük farkı olmasına rağmen aynı anda minimum ve maksimum yaparlar. (72, 75, 82)

2. Primer alanın şiddetini azaltacak yönde vukubulan ve sekonder alanı doğuran girdap akımları (Foucault akımları) primer alanla aynı frekansta olmakla beraber, çeyrek periyot sonra, maksimum veya minimuma ulaşmaktadır. Bu akım (\vec{G});

$$|\vec{G}| = b \cdot e^{i(wt + \pi/2)} = b \cdot \text{Sin}(wt + \pi/2) \quad (2.2.) \text{ gibidir.}$$

Dolayısıyla \vec{G}' nin doğurmuş olduğu indüklenmiş alan, primer alandan $\pi/2$ kadar geç kalacaktır. Buna rağmen \vec{S} ile \vec{G} aynı fazdadır.

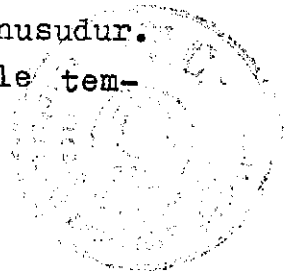
3. Primer alan ile sekonder alan arasında ise (ψ) kadar faz farkı vardır. Yani

$$|\vec{S}| = b \cdot e^{i(wt + \pi/2 + \psi)} = b \cdot \text{Sin}(wt + \pi/2 + \psi) \quad (2.3.) \text{ dür.}$$

Burada a ve b amplitütlerdir.

Kısaca fizik prensibi anlatılan konunun neticesi olarak, pratikte reel ve imajiner bileşenler yani polarizasyon elipsinin büyük ve küçük eksenleri; primer alanın % si olarak ölçülür. Bu ölçümler polarizasyon elipsinin büyük ekseninin, bileşke vektörle çakışma durumunda gerçekleştirilmektedir.

Diğer bir hususta bilindiği gibi elektromagnetik yayınında hem elektrik hem de magnetik alanlar sözkonusudur. Bu elektromagnetik alan Hertz Potansiyel Vektörü ile temsil edilmektedir.



Hertz vektörünün üç bileşeni mevcut olup bunlar birbirine diktirler. Burada önemli olan "Ayrı ayrı polarize olan elektrik ve magnetik alanın birbirine dik olarak yayıldığı halde, ilerlemesidir." Verilen alanın durumuna göre, yine birbirine dik olan \vec{E} ve \vec{H} alanlarının herhangi bir bileşenleri alınarak, magneto-tellürik metotta kullanılmak üzere, büyüklükleri ölçülmektedir. Burada üç faktöre ihtiyaç vardır. Bunlar E_x, H_y ve T periyodu veya f frekansıdır. Bu değerler Cagniard bağıntısında ,

$$\rho = 0.2 \pi \frac{|E_x|^2}{|H_y|^2} \quad (2.4) \quad \text{yerine konularak, ortamın rezis-}$$

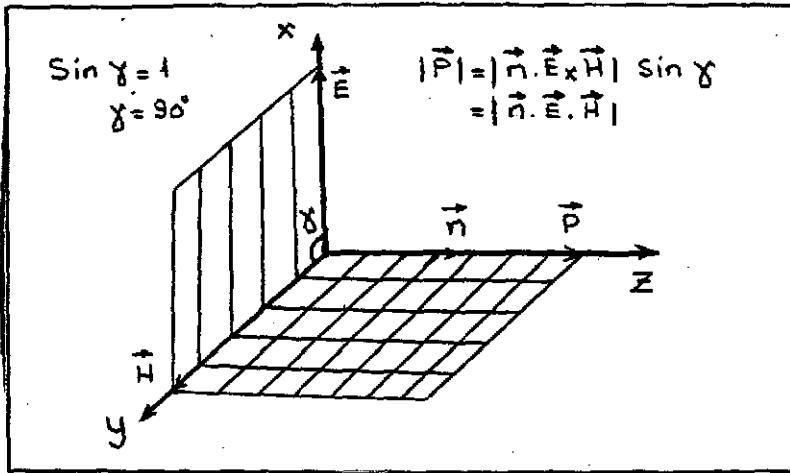
tivitesi bulunur.

Elektromagnetik dalga homojen, izotrop bir ortamda v hızı ile yayınma halinde; bir güç veya elektromagnetik momentum yani bir nevi enerji taşınır. Burada elektromagnetik dalga, ortamın özelliğine bağlı ve her zaman dalga cephesine dik olarak ilerler. Enerji ise Poynting vektörü doğrultusunda ilerler. Bu vektörün yönü enerji taşınma yönüdür ve \vec{E} ile \vec{H} 'nin belirlediği düzleme diktir. (Şekil 2.1., 2.2., 2.5., 2.6.). Burada \vec{E} ile \vec{H} vektörleri, dalga cephesi düzleminindedir. (4, 6, 90)

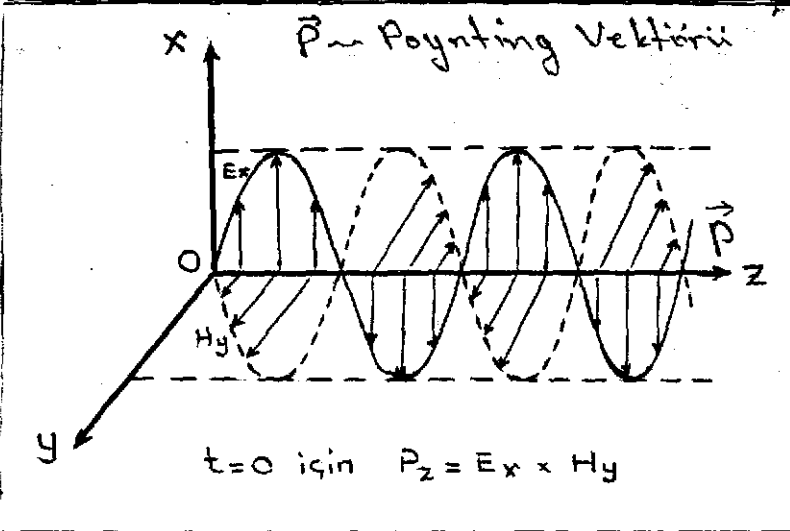
Herhangi bir açıyla (Θ) yeryüzüne gelen, düzlem elektromagnetik dalgamızın dalga cephesi, her zaman yeryüzüne teğettir. Bunun normalle yaptığı açı dalga sapmasıdır. Buna bazan dalga cephesi meyli (W_t) de denir. (Şekil 2.7., 2.8.)

Elektromagnetik dalga düzlem değilse, E_x ve H_y bileşenleride reel değildir. Böyle bir dalga homojen ve izotrop bir ortama geldiğinde; ya yansır yada kırılır. Bu durumda yansıma ve kırılma katsayıları kompleksdir. Kırılma indisi genellikle karakteristik dalgalara uygulanır ve ortamın belirli bir doğrultusunda, sabit bir değere ulaşır. (19, 46, 55, 58, 77)

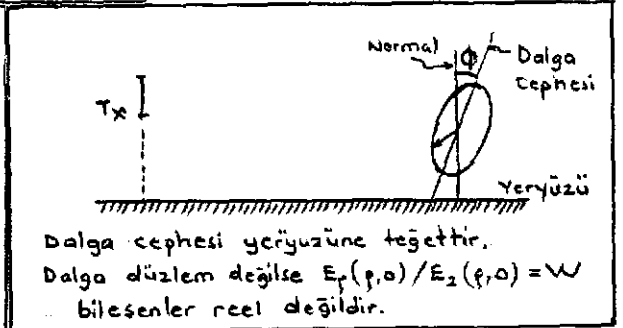
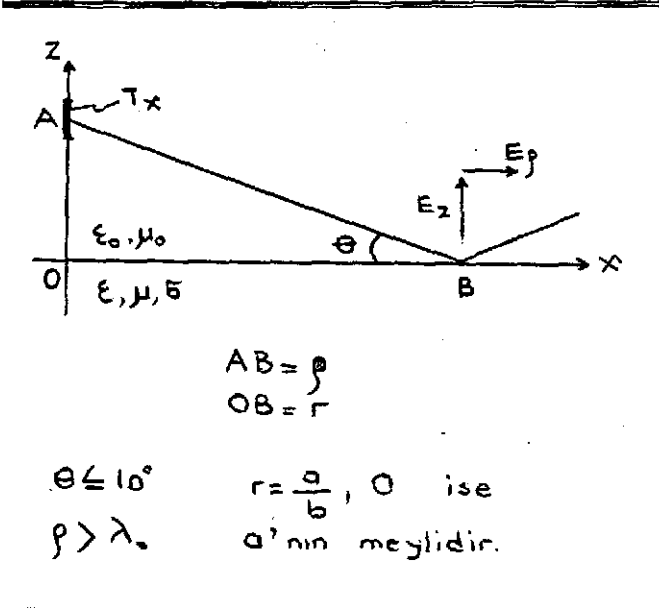




Şekil 2.5. Bir E.M alan, taşıdığı E.M enerjiye, daima dik.



Şekil 2.6. Elektromagnetik enerjinin yayılım doğrultusu E_x ve H_y bileşenlerinin belirlediği düzleme diktir.



Şekil 2.7. Dalga cephesi meyli, $W = \frac{E_r(\xi,0)}{E_z(\xi,0)}$ gibidir.

Şekil 2.8. Herhangi bir noktada, zamana bağlı olarak değişen elektrik veya magnetik alanlar; bir elips çizerler.

2.1. Genel Manada Elektromagnetik Yayınım

Arzın herhangi bir noktasından ister d.c (Doğru akım) isterse a.c (Alternatif akım) verilsin, geçtiği ortamın elektronlarını harekete geçirir. Bu hareket esnasında elektronların yönlmesi sözkonusu olmaktadır. Bunun için bir elektron hareket ettirici kuvvete ihtiyaç vardır. Bu kuvvete elektromotor (e.m.k) kuvveti denir. Bu kuvveti temin için bir iletkeni, kuvvetli bir magnetik alan içinde yüksek hızla hareket ettirmek gerekir. Bu durumun temini her zaman mümkün olmaz. Bunun için a.c akım kullanılır. Zira bu akım etrafında daima bir magnetik alan mevcuttur. Verilen akımın doğrultu ve yönü ile hasıl olan magnetik alanın doğrultu ve yönü arasında belirli bir bağıntı vardır. Kısaca şunu söyleyebiliriz: Verilen akımın yönü her zaman hasıl ettiği alana diktir. (86,94,108,110)

Yukarıda belirtildiği üzere e.m.k ' ti bir a.c veya d.c jeneratörleri tarafından değil de bir transformatör tarafından elde edilirse; e.m.k'ti akı değişmesinden hasıl olmuştur. Buna endüklenmiş elektromotor kuvveti (i.e.m.k) denir. Gerek e.m.k.'ti ve gerekse i.e.m.k.'nin hasıl ettikleri voltajlar arasında pek fark yoktur. Ama elektromagnetik olaylarla bir iletkeninde hasıl olan i.e.m.k.'ti iletkenlerin magnetik kuvvet çizgilerini kesme hızı ile doğru orantılıdır. Bu husus Faraday Kanunu olarak bilinir. (97, 102, 112, 64)

Akımların (d.c ve a.c) arz içinde geçişinde, iki şekilde iletkenlik müşahade edilmektedir.

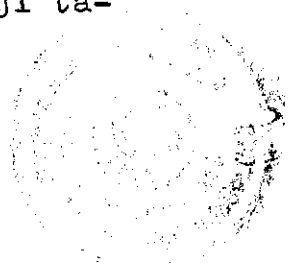


a. Elektronik veya Metalik İletkenlik: Bu durumda akımın geçişi, serbest elektronlar vasıtasıyla olmaktadır. Bu tür geçiş, metallerde ve metalik minerallerde olmaktadır. (Pirit, kalkopirit, galen, sülfidler ve oksitler vs.)

b. İyonik veya Moleküler İletkenlik: Elektrolitler içindeki iyonların hareketleri vasıtasıyla olmaktadır. Arza ait yapının porozitesi su ve iyon muhteviyatını etkileyeceği için iletkenlik o nisbette fazla olmaktadır. Bu gibi cisimler d.c akımını geçirmezler. Ama a.c akımını geçirirler. Onun için elektromagnetik metodlarda bu husus önemlidir. (53,111,116)

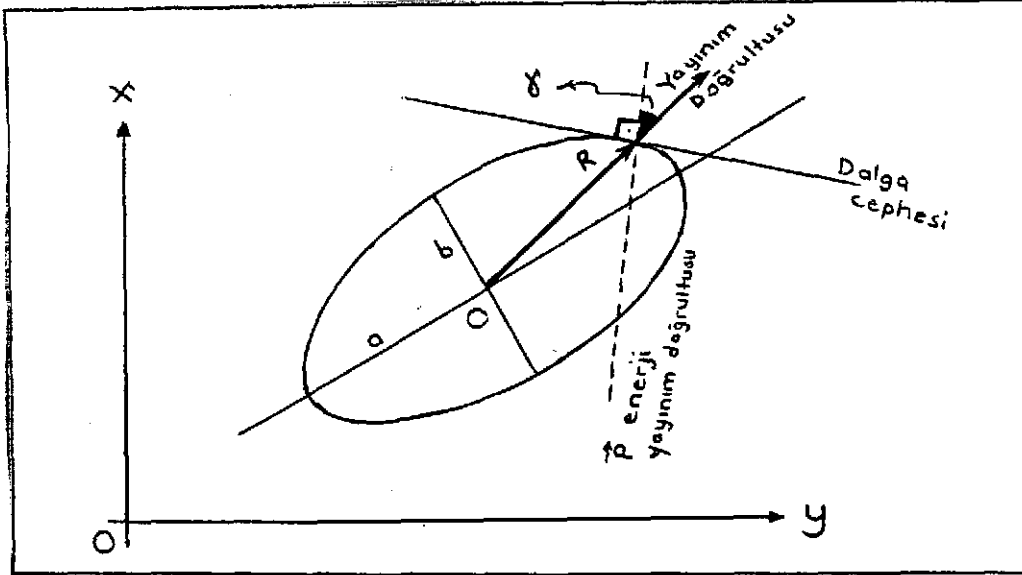
İndüktif olarak meydana gelen elektromagnetik alanın alternatif bir magnetik alan olması istenir. Zira bir alternatif magnetik alan (Primer alan) içinde iletken varsa i.e.m.k.'ti hasıl olur. Bu kuvvet ise bir akım meydana getirir. Buna Foucault veya Eddy akımları denir. Bu oluşan sekonder akımda iletkenle münasebet kurarak sekonder bir alan doğurur. Böyle iletken bir ortamda yayılım; primer ve sekonder alanın bileşkesi olan bir alan (Elektromagnetik alan) gibi olmaktadır. Bu bileşke alan bir vektör alandır ve böylece bunu bir vektör gibi ele alabiliriz. Aynı zamanda (\vec{R}) vektörü bir elips çizerek ilerler. Primer ve sekonder alanın büyüklük, arguman, faz ve diğer bağıntıları ileride anlatılacaktır.(102,104,113)

Bu bileşke vektör (\vec{R}) ise ve bunun kaynağı ister solenoidal olsun ister irrotasyonel olsun, isterse her iki kaynağın toplamı şeklinde olsun, biz bunun bir enerji ta-

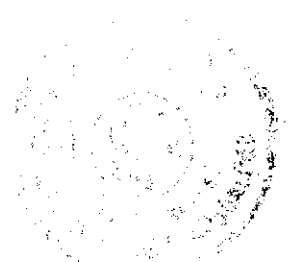


şiddetini bilmekteyiz. Bu enerjiler elektrik ve magnetik alanlarda depolanmaktadır. Bu enerjinin hızları; E ve H alanlarında farklıdır. Aynı zamanda yayınan elektromagnetik enerji ve dalgasında hızları; birbirinden farklıdır. (54,59,65,80)

Her zaman dalga cephesi polarize elips yüzeyine teğettir ve yayınım doğrultusuna dik değildir. Yani yayınım doğrultusu, enerji yayınım doğrultusu değildir. Ayrıca bileşke vektör (\vec{R})'nin yayınım doğrultusu ile Poynting vektörünün yayınım doğrultusu, birbirinden farklıdır. (Şekil 2.9.)



Şekil 2.9. Polarizasyon elipsi, yayınım doğrultusu dalga cephesi, enerji yayınım doğrultusu münasebeti.



2.2. Alan Denklemleri

Verilen bir bölgede elektrik ve magnetik alanları tayin etmek için, beş vektöre ihtiyaç vardır. Ortamın iletken, sınırlı zonlar olduğunu, aynı zamanda magnetik permeabilite ve dielektrik kapasitesinin sabit ve izotrop olduğunu farzedelim. Çoğu hallerde problemlerimiz için sınır-değer şartlarını kullanacağız. Ve magnetik alanları görüşeceğiz. Bunlardan (\vec{B} , \vec{H} , \vec{E} ve \vec{D}) elektromagnetik alan için; \vec{j} ise serbest şarj hareketinde mevzuubahistir. (41,60,77,82,87)

\vec{E} ; Elektrik intensite (Alan şiddeti)

\vec{H} ; Magnetik intensite (Alan şiddeti)

\vec{j}_{cd} ; Kondüktif Akım Yoğunluğu

\vec{j}_{cv} ; Konveksiyon akımı

$\vec{j} = \int_S \vec{n} \cdot d\vec{S}$ (S yüzeyinden geçen toplam akım)

\vec{D} ; Elektrik Deplesman yoğunluğu (Elektrik akı yoğunluğu)

\vec{B} ; Magnetik Deplesman yoğunluğu (Magnetik akı yoğunluğu)

Bu vektörlerin yanı sıra skalar (sayısal) olan değerler de vardır. Bunlar;

ϵ ; Permittivity

μ ; Permeabilite

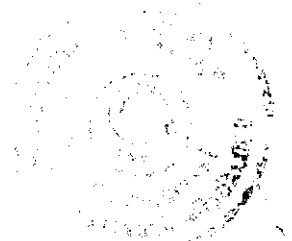
G ; Kondüktivite

ρ ; Şarj yoğunluğu

q ; V hacmi içindeki toplam şarj = $\int_V \rho \cdot dV$

$\Phi = \int_S \vec{n} \cdot \vec{B} \cdot d\vec{S}$ (S yüzeyinden geçen toplam magnetik akı)

Bu değerler 19. asırda Faraday tarafından tecrubî



olarak bulunmuştur. Bu münasebetler denklem halinde sunulmuştur. Zikredilen vektör ve skalar arasındaki σ , ϵ ve izotrop ortamın parametreleri olmak üzere aralarında şu bağıntılar vardır.

$$\left. \begin{array}{l} \vec{j}_{cd} = \sigma \vec{E} \\ \vec{D} = \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} = \mu \vec{H} \end{array} \right\} \quad (2.2.1)$$

zayıf alanlar için bu ifadeler lineer ve doğrudur. Kuvvetli alanlar için ise lineer değildir. (17,24,36,61)

Anizotrop ortamlar için sol taraftaki vektör bileşenleri sağ taraftaki bileşenlerin lineer bir fonksiyonudurlar.

Akan bir elektrik şarj içinde konveksiyon akım yoğunluğu $\vec{j}_{cv} = \rho' \vec{v}$ olarak tarif edilir. (ρ' ; şarj yoğunluğu ve \vec{v} de şarjın hızıdır.)

Bundan başka elektrik ve magnetik kantiteleri birbirine bağlayan iki denklem vardır. Bunlar elektrik ve magnetik alanlar arasındaki ara münasebeti tesis ederler.

1) Faraday - Maxwell veya 2. Maxwell Denklemi; (73,88,109)

$$\left. \begin{array}{l} \nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \oint_C \vec{E}_s \cdot d\vec{S} = - \frac{\partial}{\partial t} \oint_C \vec{B}_n \cdot d\vec{S} \end{array} \right\} \quad (2.2.2)$$

şeklinde ifade edilen ve zamanla değişen magnetik alan sirkülasyonunun matematik ifadesidir. Burada Faraday Kanunu önemlidir. Yani C gibi kapalı bir eğri üzerinde hasıl olan e.m.k.tin (elektrik intensitenin tanjansiyel bileşeninin integrali) C nin çevrelediği yüzey-



den geçen magnetik akı değişmesinin negatif işaretlisine eşittir. Yani (69,70,81,92)

$$\left. \begin{aligned} \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \oint_C E_s \cdot \vec{n} \cdot d\vec{S} = - \frac{\partial \Phi}{\partial t} \\ \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{S} &= \oint_C H_s \cdot \vec{n} \cdot d\vec{S} = \vec{j} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} (2.2.3) \text{da ikinci ifade} \\ \text{Amper Kanunudur. Burada} \\ \text{mühim olan } \vec{j} \text{ dir ve } \vec{H}'\text{nin} \\ \text{tanjansiyel bileşeni alın-} \\ \text{mıştır. (100,103)} \end{array}$$

2) Amper - Maxwell Denklemi veya 1. Maxwell Denklemi

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{veya} \\ \oint_C H_s \cdot d\vec{S} &= \oint_C \vec{j}_n \cdot d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \oint_C D_n \cdot d\vec{S} \end{aligned} \right\} (2.2.4)$$

şeklinde ifade edilebilir. Biz bunların isbatını adım adım ilerde yapacağız. Şimdilik temel ifadelerle yetinelim.

$$\left. \begin{aligned} \vec{j} &= \vec{j}_{ca} + \vec{j}_{cv} \\ \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{S} &= \vec{j} = \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} (2.2.5) \text{ olmak üzere} \\ \text{integrali toplam akımla} \\ \text{orantılıdır. (89,95)} \end{array}$$

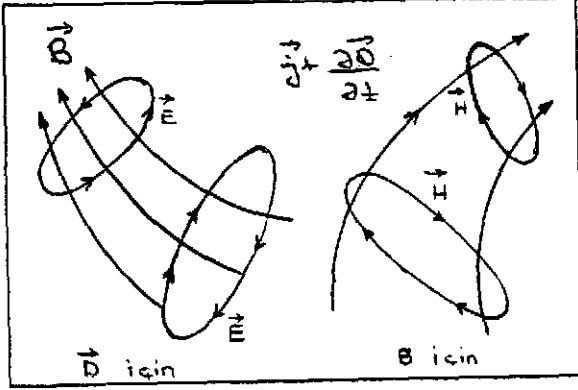
Yukarıdaki iki denklemin sağ tarafı herhangi bir yüzey üzerine; sol tarafı ise bu yüzeyin çevresi üzerine integre edilebilir. (Stokes Teoremi uygulanmıştır.) (2.2.1) denklemi gözönüne alınarak (2.2.2) ve (2.2.3) denklemlerini serbest kaynaklı bölgeler için şöyle yazabiliriz. (63,65,68)

$$\left. \begin{aligned} \oint_C E_s \cdot d\vec{S} &= \frac{\partial}{\partial t} \oint_C \mu H_n \cdot d\vec{S} \\ \oint_C H_s \cdot d\vec{S} &= \oint_C \sigma E_n \cdot d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \oint_C \epsilon E_n \cdot d\vec{S} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} (2.2.6) \\ \text{şeklini alır.} \end{array}$$

Biz şimdi (2.2.1) denklemleri doğru ise (2.2.2) ve (2.2.3)



na oranı)bu yüzeyin çevresi üzerindeki negatif elektromotor kuvveti veya voltaja (E' nin çizgisel integrali) eşittir.



Şekil 2.10. Konveksiyon akımı elektrik alana ve kondüksiyon akımı da magnetik alana her zaman diktir.

Şekil 2.10 da görüldüğü gibi vektörlerin (2.2.2) ve(2.2.3) ifadelerinden \vec{B} ve \vec{D} vektörlerinin zamana göre türevlerinin şartlarını görüşeceğiz.

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{ifadesinin diverjansını alalım. 0 zaman}$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{E}) = - \nabla \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{B}) \quad \text{olur. Genellikle}$$

$\nabla \cdot \vec{B} = 0$ olup zamana bağlı değildir. Buna rağmen \vec{B} zamanla değişir. Aynı şekilde (2.2.3) ifadesinin de diverjansını alalım.

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) = \nabla \cdot \vec{j} + \nabla \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{D})$$

elde edilir. Bundan başka elektrik şarj yoğunluğu ρ yuda kısaltmalıyız.

Yokedilemeyen fakat akan şarj gibi tarif edilen alan



denklemlerinin de doğru olabileceğini uygun sınır şartları kullanarak çıkaralım. Tecrubeyle de isbat edildiği üzere \vec{H} sonlu ise (2.2.3) denkleminin çizgisel integralinin limiti sıfırdır. Yani

$$\oint_C \vec{j}_n d\vec{S} = \frac{\partial}{\partial t} \oint_C D_n d\vec{S} \quad (2.2.7) \text{ bağıntısı yazılır. Bu ifade;}$$

elektrik şarjlarının olduğu gibi deplesman akımlarının da meydana getirdiği magnetik alanları çözer. (46,57,73)

Sol taraf kapalı yüzeylerin çevrelediği hacimler içinden akan yüklü partiküllerin veya zamanla değişen elektrik partiküllerinin olduğunu gösterir. Şarj akışının durduğu veya kapalı yüzeyin içinde şarjın olmadığı bir anda (2.2.7) denklemini integre edersek,

$$\oint_C D_n \cdot d\vec{S} = q \quad (2.2.7)$$

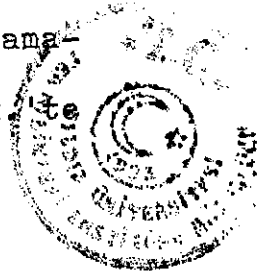
elde edilir. Yine aynı usulle

(2.2.8) denklemini de integre edersek,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \oint_C B_n \cdot d\vec{S} &= 0 \\ \oint_C B_n \cdot d\vec{S} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.2.8) \text{ gibi elde edilir.}$$

1) Amper - Maxwell Kanunu : Verilen bir yüzey içinden geçen toplam elektrik akım (Kondüksiyon, konveksiyon veya deplesman akımları) bu yüzeyin çevresi üzerindeki magnetomotor (\vec{H}' nin çizgisel integrali) kuvvetine eşittir. (89,95)

2) Maxwell - Faraday Kanunu : Verilen bir yüzeyden geçen magnetik deplesman akımı (Magnetik akı değişmesinin zamana oranı) bu yüzeyin çevresi üzerindeki negatif e.m.k.



veya voltaja (E 'nin çizgisel integreline) eşittir. Burada \vec{D} ve Q zamanla değiştiğinden

$$\nabla \cdot \vec{D} = Q \quad (2.2.9) \text{ bulunurki bu bir genel ifadedir. Bu}$$

son ifade iletkenliğin sıfır olmadığı ve çok kısa bir süre için ($t \approx \frac{\epsilon}{c}$) $(2.2.9a)$

$\nabla \cdot \vec{D} \approx Q$ eşit olacağını gösterir. Yoksa normal olan durumda, iletken bir ortamda yük birikmesi olamayacağından

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \text{ ve keza } \nabla \cdot \vec{E} = \nabla \cdot \vec{D} = 0 \text{ yazılabilir.}$$

Elektromagnetik yayınımına ait elimizde şimdilik aşağıdaki Maxwell Denklemleri mevcuttur. Konu ilerledikçe işin teferruatına gireceğiz. Bu denklemler;

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.2.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.2.11)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.2.12)$$

$$\nabla \times \vec{H} = G \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.2.13) \text{ gibidir. (73, 93)}$$

(2.2.10) ve (2.2.13) bağıntılarının rotasyonu alınarak ve

$$[\nabla \times (\nabla \times \vec{A})] = \nabla (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} = \nabla (\nabla \cdot \vec{A} - \nabla^2 \vec{A})$$

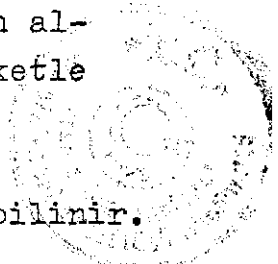
özdeşliğinin kullanılmasıyla aşağıdaki

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} &= \mu G \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \vec{H} &= \mu G \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.2.14) \text{ veya}$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} &= i\mu G \omega \vec{E} + \mu \epsilon \omega^2 \vec{E} \\ \nabla^2 \vec{H} &= i\mu G \omega \vec{H} + \mu \epsilon \omega^2 \vec{H} \end{aligned} \right\} \quad (2.2.15)$$

bağıntıları bulunur. Çoğu hallerde \vec{E} ve \vec{H} alanlarının alternatif ve zamana bağlı oldukları noktasından hareketle (2.2.15) denkleminin çözümünün $(92, 94, 110)$

$$H(r, t) = R_e H(r, \omega) e^{i\omega t} \quad (2.2.16) \text{ olduğu bilinir.}$$



(2.2.15) ifadesinin sağ tarafındaki katsayılar; fiziksel özelliklerdir. Su için dielektrik kapasite ($\epsilon/\epsilon_0 \approx 80$) dir ve nadiren değişir. Bir çok kayaç ve mineraller için $\epsilon \approx 9\epsilon_0 \approx 8 \times 10^{-11}$ farad/m. ve ferromagnetik mineraller içinde rölatif magnetik permeabilite $\mu/\mu_0 \leq 3$ dir. Bundan böyle $\mu \approx \mu_0 \approx 1.3 \times 10^{-6}$ Henri/m. yazılabilir.

Elektrik iletkenlikler için ise böyle bir şey söyleyemeyiz. Kullanılan alete ve açısal frekansa bağlı olarak değişiklikler gösterebilir. Kısaca,

Hava için $\sigma \approx 0$

İletken olmayan ortamlar için $\sigma \approx 0-10^{-3}$ mho/m

Yarı metalik mineraller için $\sigma > 10^4$ " alınabilir.

Kaynaktan 10^3 m.den daha az bir mesafede ölçü yapılmış ise $\epsilon \approx \epsilon_0$, $\mu \approx \mu_0$, $\sigma \approx 0$ alınabilir ve alıcımız, vericinin quasi-static zonu (Bu öyle bir zondur ki bir antenden yayılan alanın fazı anten akımıyla aynıdır ve alanın dalga boyundan küçük bir mesafedir.) içinde demektir. Bu durumda (2.2.15) ifadesi;

$$\nabla^2 \vec{H} = 0$$

(2.2.17) şeklini alır ve bunlar normal iletkenlikteki kayaçlar için ($\epsilon \approx 9\epsilon_0$, $\mu \approx \mu_0$, $\sigma \approx 10^{-3}$ mho/m)

$$\nabla^2 \vec{E} = \left[(-4 \times 10^{-3} + 7 \times 10^{-6} i) \vec{m}^2 \right]$$

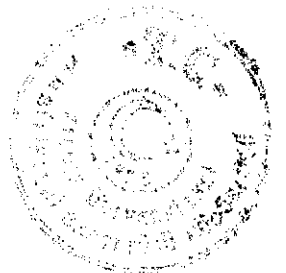
ve

yüksek iletkenlikteki zonlar için (iletkenlik 10^4 mho/m değerinden daha büyük)

$$\nabla^2 \vec{E} = \left[(-4) \times 10^{-3} + 70 i \right] \vec{m}^2$$

şeklini alır.

Burada \vec{E} ve \vec{H} 'nin katsayılarının reel kısmı, imajiner kısmından küçüktür ve reel kısmı ihmal edilebilir.

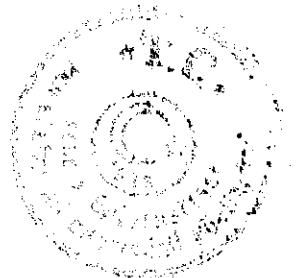


Normal iletkenlikteki kayaçlarda imajiner kısmın etkisi azdır ve yüksek iletkenlikteki kayaçlar için ise etki, yok gibidir. Bundan böyle iletken olmayan bölgeler için alanlar;

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \vec{H} &= 0 \\ \nabla^2 \vec{H} &= i\sigma\mu\omega \vec{H} \end{aligned} \right\} (2.2.18) \text{ denklemlerini gerçeker.}$$

Bu dalga denklemlerinin enteresan bir yanı da, duran dalgaları (Steady Waves) gerçeklemeyişidir. Statik elektrik ve magnetik alanlar için (2.2.18) denklemi;

$$\nabla^2 \vec{H} = \sigma\mu \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \vec{H} \\ \vec{H} \end{pmatrix} \quad (2.2.19) \text{ gibi vektör difüzyon denklemi şeklini alır.}$$



2.3. Maxwell ve Helmholtz Denklemleri

Daha önce kısım(2.2) de belirtilen

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{S} = - \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

Faraday Kanununa ve

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{S} = \vec{j}$$

Amper Kanununa Stokes

Teoreminin uygulanmasıyla ($\oint_S \nabla \times \vec{A} \cdot \vec{n} \cdot dS = \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l}$)

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j}$$

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

(2.3.1.) elde edilir. Or-

tamın kondüktif ve dielektriğe sahip olma halinde, μ ve ϵ sabit kabul edilir ve bu durumda,

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

(2.3.2) yazılabilir.

Maxwell ilk defa olmak üzere akım yoğunluğunu (\vec{j}) ikiye ayırmıştır. Buna göre iletken ortamdaki elektrik yüklerin akışından dolayı bir kondüksiyon akım yoğunluğu

$\vec{j}_{cd} = \sigma \vec{E}$ ve elektrik alanın zamana göre değişmesinden de bir konveksiyon (Deplesman) akım yoğunluğu (\vec{j}_{cv})

$$\vec{j}_{cv} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

doğmuştur. Bu her iki akım yoğunluğunun toplamı bize elektromagnetik alanı oluşturan akım yoğunluğudur ve bu durum matematik ve tecrübi olarak ispatlanmıştır.

$\vec{j} = \vec{j}_{cd} + \vec{j}_{cv}$ olmak üzere, (2.3.1) ifadelerini

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} = \vec{j}_{cd} + \vec{j}_{cv} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

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

(2.3.3) gibi yazabiliriz.



(2.3.3.) ifadelerinin $\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla \nabla \cdot \vec{A} - \nabla^2 \vec{A}$ özdeşliğine uygun olarak (Burada \vec{A} Herhangi bir vektör alandır.) rotasyonunu alalım. Bu durumda

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{B}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mu \vec{H}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H})$$

elde edilir.

(2.3.3.) deki $\nabla \times \vec{H}$ bağıntısının değerini yerine koyarsak,

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = - \left[\mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \right]$$

elde edilir.

edilir. Bu ifade özdeşliğimizin sol tarafıdır. Dolayısıyla bulduğumuz netice, özdeşliğimizin sağ tarafına eşit olduğundan,

$$\nabla \nabla \cdot \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} = - \left(\mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \right)$$

(2.3.4) yazılabilir.

Adı geçen ortamda yük birikmesi olamayacağından

$\nabla \cdot \vec{E} = 0$ yazılabilir ve dolayısıyla $\nabla \nabla \cdot \vec{E}$ teriminde sıfır olur. Böylece (2.3.4) eşitliğini,

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

(2.3.5) gibi

yazmak mümkün olur. Bu son ifade \vec{E} vektör elektrik alanı için Maxwell denklemdir.

Yine benzer tarzda $\nabla \times \vec{H}$ ifadesinin de rotasyonunu alırsak;

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \nabla \times \left(\sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad \text{gibi yazılır. Bu eşit-$$

liği açarsak;

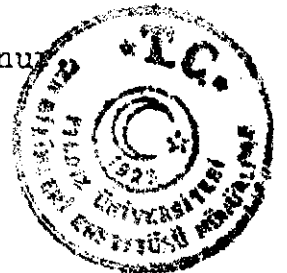
$$\nabla (\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = \sigma \nabla \times \vec{E} + \epsilon \nabla \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \sigma \nabla \times \vec{E} + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{E})$$

olur.

$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ değerini yerine koyduğumuzda

$$\nabla (\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = \sigma \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)$$

bulunur



$\vec{B} = \mu \vec{H}$ olduğu gözönüne alındığında,
$$\nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = - \left(\mu G \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \right)$$
 elde edilir.

Burada $\nabla \cdot \vec{H} = 0$ olduğundan,

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu G \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (2.3.6) \text{ gibi } \vec{H} \text{ vektör}$$

magnetik alanı için Maxwell Denklemi elde edilir. ✕

Deplesman akımının ihmal edildiği bir ortamda (çoğu zaman ihmal edilir) elde ettiğimiz Maxwell Denklemleri;

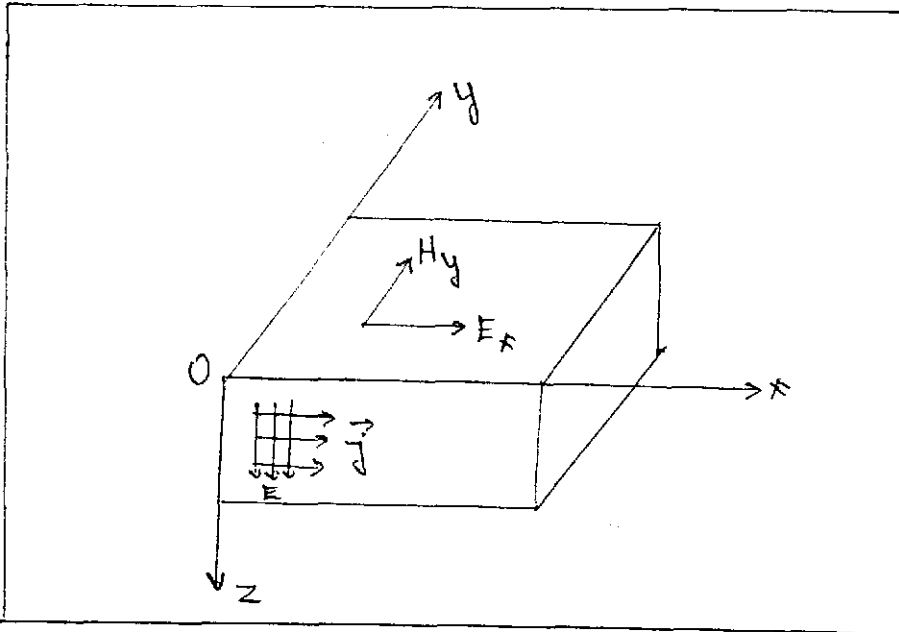
$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{ve} \quad \nabla^2 \vec{H} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad \text{şek-}$$

line dönüşür ve $v = (\mu \epsilon)^{-1/2}$ olduğu gözönüne alındığında,

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{ve} \quad \nabla^2 \vec{H} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (2.3.7) \text{ gibi üç boyutlu}$$

dalga denklemlerine ulaşırız. Bu denklemlerin çözümü;

$\vec{H}(z, t) = e^{i\omega t} \cdot e^{kz}$ şeklindedir. Şekil 2.3.1 'de görüldüğü gibi yayınım; (-z) doğrultusunda, zamanın fonksiyonu olarak düzlem dalga gibidir.



Şekil 2.3.1. Arzın içine doğru yayılan elektromagnetik dalğa



$\frac{\partial}{\partial t}$ Elde ettiğimiz (2.3.5.) ve (2.3.6.) denklemlerinde $\frac{\partial}{\partial t} = (-i\omega)$ dönüşümü kullanılacaktır. Burada \vec{i} , yayınının kompleks fazörlü olduğunu gösterir. Bu durumda;

$$\nabla^2 \vec{E} + i \omega \mu \sigma \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0 \quad \text{veya}$$

$$\nabla^2 \vec{E} + i \omega \mu (\epsilon + \sigma / i \omega) \vec{E} = 0 \quad \text{veya}$$

$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0$ (2.3.8) gibi Helmholtz Denklemi elde edilir. Burada

$k^2 = i \omega \mu (\epsilon + \sigma / i \omega)$ (2.3.9) olup yayının sabiti olarak bilinir. Helmholtz Denklemi; zamana göre değişen, fizik parametrelere bağlı (Kordinatlara bağlı değil), bir vektör alan denklemidir. İletken ortamlar için $i \omega \mu \vec{E}$ deplesman akım yoğunluğu, $\sigma \vec{E}$ gibi verilen kondüktif akım yoğunluğuna nazaran ihmal edilebilir. O zaman $k^2 = (\omega \mu \epsilon)$ olur.

Benzeri şeyler \vec{H} magnetik alan içinde yazılabilir. O zaman $\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0$ (2.3.8)

yazılır ve yayınan elektromagnetik dalga sinüszoidal olarak azalmaktadır. Yani yayınan dalga e^{-1} miktarıyla azalır.

$$\frac{1}{e} \approx 0,37$$

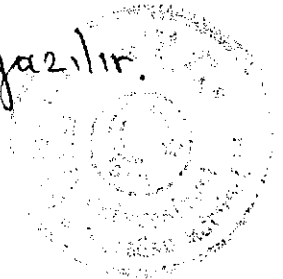
Bilindiği üzere k 'nın reel ve imajiner kısımları mevcuttur. Bu kısımlara tekabül etmek üzere; $k^2 = (\alpha + i\beta)^2$ dersek;

$$k^2 = i\omega\mu(\sigma + i\omega\epsilon) = i\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon \quad \text{ve} \quad (2.3.9)$$

$$k^2 = (\alpha + i\beta)^2 = \alpha^2 + 2\alpha i\beta - \beta^2 = (\alpha^2 - \beta^2) + 2\alpha\beta i$$

esitliklerinin sağ taraflarının reel ve imajiner kısımları birbirine eşittir. Yani

$$\left. \begin{array}{l} \alpha^2 - \beta^2 = -\omega^2\mu\epsilon \quad \text{reel kısım} \\ 2\alpha\beta = \omega\mu\sigma \quad \text{imajiner kısım} \end{array} \right\} \text{ gibi yazılır.}$$



Şimdi k yayının sabiti değişik bir açıdan ele alalım. k^2 değeri, ikinci dereceden bir lineer fonksiyonu gerçekler. Yani

$k^2 = ax^2 + bx + c = 0$ ve $k^2 = (\alpha^2 - \beta^2) + 2i\alpha\beta = 0$ denklemleri birbirine eşit olduğundan,

$$\left. \begin{aligned} a &= 0 \\ b &= 2\alpha\beta = \omega\mu\epsilon \\ c &= \alpha^2 - \beta^2 = -\omega^2\mu\epsilon \end{aligned} \right\} \text{dır. Buna göre;}$$

$$x_{1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad \text{köklerindeki } a, b, c \text{ değerlerini yerine koyarsak;}$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \left[\frac{\omega\epsilon}{2} \sqrt{1 + \frac{G^2}{\omega^2\epsilon^2}} + 1 \right] \omega \\ \beta &= \left[\frac{\omega\epsilon}{2} \sqrt{1 + \frac{G^2}{\omega^2\epsilon^2}} - 1 \right] \omega \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Faz sabiti ve} \\ (2.3.10) \\ \text{Attenüasyon sa-} \end{array}$$

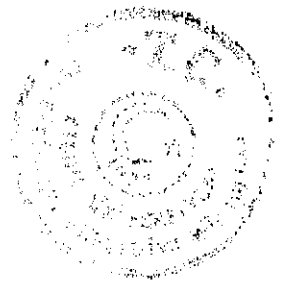
biti olarak bilinir.

Diğer bir hususta kondüksiyon akımı deplesman akımından küçük olduğu için deplesman akımı daima ihmal edilmiştir. Bu durumda iletken ortam için

$$\frac{G^2}{\omega^2\epsilon^2} \gg 1 \text{ veya } \frac{G}{\omega\epsilon} \gg 1 \text{ veya } G \gg \omega\epsilon \text{ veya } \epsilon \ll \mu$$

yazılabilir. (42, 51, 123). Burada k 'nin imajiner kısmı, yayın dalganın yayınım doğrultusundaki amplitüdünün salınım özelliğini ve reel kısım ise aynı amplitüdün exponansiyel olarak azaldığını ($1/e \approx 0,37$) gösterir. Bundan böyle taşınan enerjinin %20 lik bir kısmı sathda (300ft) akar ve geri kalan kısmı ise enerji kaybı olarak bilinir.

Bu bölümde yaptığımız hususları kısaca özetlersek; 1. Ortam İletken Değilse imajiner kısmın yayınımda hiçbir etkisi yoktur ve burada kondüksiyon akım yoğunluğu (G^2) ihmal edilebilir. Ozaman



k ifadesindeki kondüksiyon akım yoğunluğu sıfır olur.Yani;

$$\left. \begin{aligned} iw\mu\sigma\vec{E} &= 0 \\ k^2 &= -w^2\mu\epsilon \\ k &= -w\sqrt{\mu\epsilon} \\ \nabla^2 \vec{H} &= 0 \\ \vec{E} &= 0 \end{aligned} \right\} (2.3.11a) \text{ yazmak mümkündür.Reel kısmın etkisi görülürse de genelde,}$$

$w^2\mu\epsilon \ll w\mu\sigma$ olduğundan $(w^2\mu\epsilon)$ terimi ihmal edilebilir.Bu durumdaki k değeri,serbest ortama ait k_0 değerine eşit olmaktadır.Ozaman

$$k_0 = -w\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \text{ yazılabilir. (2, 9, 66, 77, 102, 113, 123)}$$

2.Ortam Normal İletken ise imajiner kısmın etkisi azdır. Yine reel kısım $(-w^2\mu\epsilon)$ sözkonusudur.Uygun frekanslar kullanılarak,deplesman akım yoğunluğu $(iw\mu\sigma\vec{E})$ ihmal edilebilir.

3.Ortam Yüksek İletken İse (Metaller için),deplesman akımı tamamen ihmal edilebilir.İmajiner kısım reel kısmın yanında çok büyük olduğundan $(w\mu\sigma) \gg w^2\mu\epsilon$ yazılabilir ve bundan böyle reel kısım ihmal edilebilir. Ozaman,

$$\left. \begin{aligned} -w^2\mu\epsilon &= 0 \\ k^2 &= iw\mu\sigma = (w\mu\sigma/2)^{1/2}(1+i)^2 \\ k &= \sqrt{(w\mu\sigma/2)(1+i)} \\ \nabla^2 \vec{H} &= iw\mu\sigma \left(\frac{\vec{H}}{\vec{E}} \right) = \mu\sigma \frac{\partial}{\partial t} \left(\begin{matrix} \vec{H} \\ \vec{E} \end{matrix} \right) \end{aligned} \right\} (2.3.11b) \text{ yazılır.}$$

Burada yayınım z doğrultusunda ve E_x bileşeni sözkonusu olduğundan,bu yayınım denkleminin çözümü;

$$E_x = A \cdot \text{Exp} \left[-i \left(\frac{w\mu\sigma}{2} \right) \cdot z - \left(\frac{w\mu\sigma}{2} \right) \cdot z \right] \quad (2.3.12)$$

gibi verilir.Burada S_d Skin-Depth ve P_d Penetration-Depth olmak üzere;



$$\left. \begin{aligned} S_d &= \left(-\frac{\omega \mu \sigma}{2} \right)^{1/2} \\ P_d &= \left(-\frac{2}{\omega \mu \sigma} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} (2.3.13) \text{ gibi ifade edilir. Aslında bu durum; reel kısmın imajiner kısma eşit olma halidir. Kısa bir süre için Rölaksasyon (Gecikme) zamanı;}$$

$$\gamma = \frac{\epsilon}{\sigma} \quad (2.2.9a) \text{ dan başka bir şey değildir.}$$

P_d derinliği; \vec{E} ile \vec{H} arasındaki fazın radyan olarak uzunluğu olduğundan,

$$\lambda_0 = \left(-\frac{2\pi}{k_0} \right), \quad \lambda = \left(-\frac{2\pi}{k} \right) \text{ yazılır. Buradan}$$

$$I = \left(-\frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \text{ oranını tesis edersek;}$$

$$\left. \begin{aligned} I &= (k / k_0) \\ I &= \left(-\frac{\sigma}{2\omega \epsilon} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} (2.3.14) \text{ elde edilir. Bu oran kullandığımız her frekans ve yüksek iletken ortamlar}$$

için daima

$I \gg 1$ şartını gerçekler. Meselâ; 1000cps. ve bakır metali için $I = 1 \times 10^7$ bulunmuştur. (88, 94, 124, 125)



2.4. Elektromagnetik Empedans Kavramı

Empedans kavramına geçmeden önce bazı tarifler vereceğiz ve bunlar yeri geldikçe kullanılacaktır. Bilindiği üzere, serbest ortamda bulunan ve arz sathından belirli bir yükseklikteki, küçük bir antenden (Dipol), herhangi bir elektromagnetik alan oluşturulmaktadır. Bu elektromagnetik alan Maxwell Kanunlarına uygun olarak, serbest ortamdan geçerek yer küreyi etkiler. Bu halde oluşan fizik olaylara bağlı olarak bazı parametreler, bu olayda rol oynar. Bu parametreler arasında şu tarif ve bağıntılar vardır.

1. Serbest Ortama ait olmak üzere;

ϵ_0 , Ortamın Dielektrik Sabiti

μ_0 " Permeabilitesi

\vec{c} " Yayınım Hızı $\vec{c} = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$

k_0 " " Sabiti ($k_0 = \omega / \vec{c}$)

λ_0 Ortamda Yayınan Dalganın Dalga Boyu ($\lambda_0 = \vec{c} \cdot T$)

T " " " Periyodu (T)

f " " " Frekansı ($T = 1/f$)

2. Fizik Ortama ait olmak üzere;

η Ortamın Kırılma İndisi ($\eta = \frac{|\vec{v}|}{|\vec{c}|} = \frac{|\vec{v}| \cdot T}{|\vec{c}| \cdot T} = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{k_0}{k}$)

$\eta = \frac{|\vec{v}|}{|\vec{c}|} = \frac{(\epsilon \mu)^{-1/2}}{(\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \cdot \frac{\mu}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{1}{k_\epsilon} \cdot \frac{1}{k_\mu}} = \frac{1}{\sqrt{k_\epsilon k_\mu}}$

k_ϵ " Elektrik Permittivitesi ($k_\epsilon = \epsilon / \epsilon_0$)

k_μ " Magnetik " ($k_\mu = \mu / \mu_0$)

ϵ " Dielektrik Sabiti

μ " Permeabilitesi

\vec{v} " Yayınım Hızı $\vec{v} = (\epsilon \mu)^{-1/2}$

k " " Sabiti olmak üzere verilirler.

Şimdi (2.3.9) denklemindeki yayınım sabitini ele alalım. Burada,

$$k^2 = i\omega \mu (\sigma + i\omega \epsilon) \text{ olmakla beraber (Schellkunoff, 1938)}$$



k'nın terimlerine; $m = i(\sigma + i\omega\epsilon)$ ve $n = (i\omega\mu)$ dedikten sonra,

$k^2 = i \sqrt{m \cdot n}$ ve ilk defa olmak üzere,

$$Z = \sqrt{(n / m)} \quad (2.4.1) \text{ İtrinsic Empedansı tarif}$$

ederek, elektromagnetik Teoriye bu kavramı sokmuştur. Buradan

$$Z = \sqrt{\frac{n}{m}} = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{i(\sigma + i\omega\epsilon)}} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma + i\omega\epsilon}} \quad (2.4.1)$$

elde edilir. Bu durumdan ilhamla (Wait, 1954); jeofizikte elektromagnetik metoda değişik bir bakış açısı getirerek empedans kavramını işleme sokmuştur. Daha sonraları gerek Wait ve gerekse (Chouveau, 1966) hadiseye biraz daha değişik bakarak bu kavramı, Magneto-Tellürik metoda İtrinsic Karakteristik Empedans (Satih Empedansıda denir.) ve Ortamın Empedansı kavramıyla, sokmuşlardır.

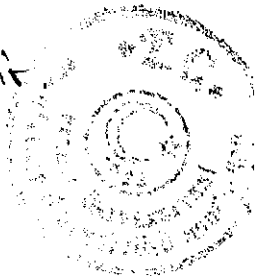
Yerkürenin üzerindeki herhangi bir M noktasında, birbirine dik, elektrik ve magnetik alanların her ikisi birlikte, yerküre yüzeyine teğetse; bu M noktasında yeryüzüne dik olmak üzere, bir empedanstan bahsedilebilir. Alanlar birbirine dik değilse empedanstan bahsedilmez ve fakat ortamda yine bir empedans davranışı vardır. Bunlar;

$$Z_0 = \frac{i\omega\mu}{k} = \frac{i\omega\mu}{\sqrt{i\omega\mu(\sigma + i\omega\epsilon)}} = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma + i\omega\epsilon}} \text{ Intrinsic Karakteristik Empedans gibi tarif edilmiştir. (2.4.2)}$$

Daha sonraları (2.4.1) tarif edildiği üzere, bu empedansın bağıntısı üzerinde bazı işlemler yapıldığında;

$$Z = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma + i\omega\epsilon}} = \sqrt{\frac{i\omega\mu/i\omega}{(\sigma/i\omega + \epsilon)}} = \sqrt{\frac{\mu}{\sigma/i\omega + \epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \quad (2.4.3)$$

yazılabilir. Burada $\epsilon' = \frac{\sigma}{i\omega} + \epsilon$ kompleksitit



Yerkürede (iletken Ortam) yayının kompleks olduğundan ve deplesman akımlarının ihmal edileceği bir görüşle;kom-
plex olan dielektrik katsayısının reel kısmı sıfır olmak-
tadır.Bu nedenle (2.4.3) Intrinsic Karekteristik Empedans
bağıntısı;

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\sigma/i\omega + \epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu}{\sigma/i\omega}} = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma}} \quad (2.4.4) \text{ şekli-}$$

ne dönüşürki buna Wait;Ortamin Hakiki Empedansı demıştır.
Biz çalışmalarımızda sözkonusu olan ve Magneto-Tellürik
Metotda kullandığımız bu Empedansa ulaşmak için önce Ka-
rekteristik Empedansa ulaştık.Karekteristik Empedansı ise
(Chouveau,1966) 'nun tarif ettiği gibi değilde, $(Z_{in} \approx \sqrt{\frac{\mu\omega}{\sigma}})$
(Elmore-Heald,1969) 'in verdikleri gibi ele aldık.Yani

$$Z = -\frac{K_e}{K_m} \quad (2.4.5) \text{ dir.Aynı araştarmacı yarı sonsuz}$$

(Yerküre-Serbest Ortam sınırında) ortamlar için sınırda;

$$\frac{\sigma}{i\omega} + \epsilon \approx \epsilon' \quad \text{gibi verilen kompleks dielektrik sayısını}$$

ϵ_0 , eşit olma durumunda ve $\mu \approx \mu_0$, $\epsilon' \approx \epsilon_0$, ve $\sigma \approx 0$
şartlarında ele aldığıında,imajiner kısım olamayacağından

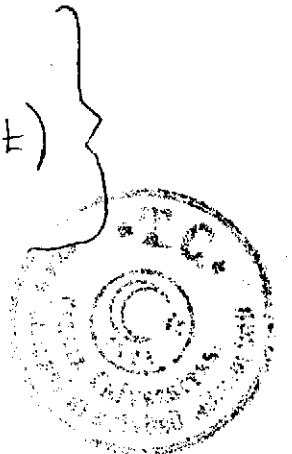
$$Z = \left(\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}\right) \quad (2.4.6) \text{ vermek mümkün olmaktadır.Ayrıca}$$

bu son empedansı (Ortamin Empedansı) yayının denklemleri
vasıtasıyla da çözmek mümkündür.Şöyleki;(Şekil 2.3.1)
deki yayının esas alınarak,düzlem bir dalğanın E_x bile-
şeninin genel çözümü;

$$E_x = E \cdot \text{Sin} (kz - \omega t) = e^{i\omega t} \cdot e^{kz} \quad \text{veya}$$

$$E_x = f(z - vt) = E \cdot \text{Sin} \left(\frac{\omega}{v} (z - vt) \right) = E \cdot \text{Sin} \left(\frac{\omega}{v} z - \omega t \right)$$

(2.4.7) gibidir.



Bu denklemi \vec{E} ve \vec{H} vektör alanlarına bağlı olarak çözmek için (2.2.17) bağıntısını ele alacağız. Bu denklemin, rotasyonunu alırsak;

$$\nabla \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = \vec{i} \left(\frac{\partial 0}{\partial y} - \frac{\partial 0}{\partial z} \right) - \vec{j} \left(\frac{\partial 0}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) - \vec{k} \left(\frac{\partial 0}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right)$$

$= \vec{j} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} \right)$ (2.4.8) elde edilir. Burada E_x ; y'ye bağlı olmadığından, $-\vec{k} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = 0$ yazılabilir. (2.4.7) nin türevi alınır;

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[E \cdot \sin \frac{\omega}{v} (z-vt) \right] = \frac{E \cdot \omega}{v} \cdot \cos \frac{\omega}{v} (z-vt) \text{ olur.}$$

Bu son ifade ile (2.4.8) birleştirilirse;

$$-\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \vec{j} \cdot \frac{\partial E_x}{\partial z} = \vec{j} \left[\frac{E \cdot \omega}{v} \cdot \cos \frac{\omega}{v} (z-vt) \right] \text{ bağıntısı}$$

elde edilir. Her iki tarafı (μ) ile bölüp t'ye göre integre edersek;

$$\int \frac{\partial H_y}{\partial t} dt = - \int \frac{E \cdot \omega}{v \mu} \cdot \vec{j} \cdot \cos \frac{\omega}{v} (z-vt) dt \text{ den}$$

$$H_y = \frac{E \omega}{\mu v \omega} \cdot \sin \left(\frac{\omega}{v} \cdot z - vt \right) = \frac{E}{\mu (\mu \epsilon)^{1/2}} \cdot \sin \left(\frac{\omega}{v} \cdot z - vt \right)$$

(2.4.9)

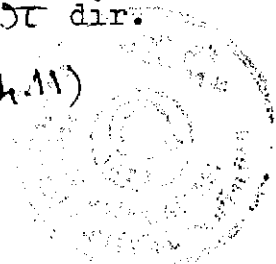
$$H_y = \vec{E} \cdot \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{1/2} \cdot \sin \left(\frac{\omega}{v} \cdot z - vt \right) \text{ veya } H_y = \frac{1}{Z} \cdot E \cdot \sin \left(\frac{\omega}{v} \cdot z - vt \right)$$

ve $Z = (\mu/\epsilon)^{1/2}$ olmak üzere, bu son ifade /ile (2.4.7) bağıntısını birbirine bölersek;

$$E_x / H_y = \frac{\vec{E} \sin \left(\frac{\omega}{v} z - vt \right)}{\left(E/Z \right) \sin \left(\frac{\omega}{v} z - vt \right)} = Z = (\mu/\epsilon)^{1/2} \text{ (2.4.10)}$$

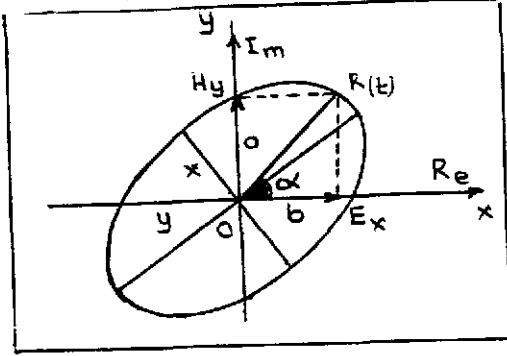
bağıntısı elde edilir. Buna ortamın empedansı denir ve bu (2.4.6) ifadesinden başka bir şey değildir. Z_0 serbest ortamın empedansı ise $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi \times 10^{-7}}{8,85 \times 10^{-12}}} = 120\pi$ dir.

(2.4.11)

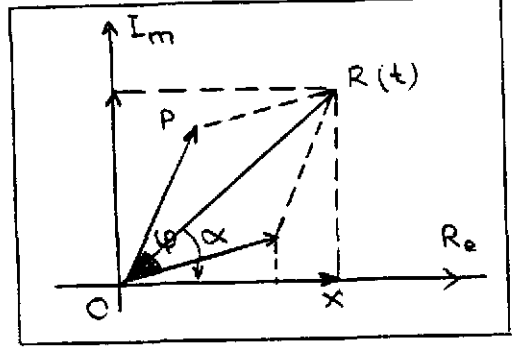


2.5.Polarizasyon Elipsi Ve Jeofizik

Daha önce belirtildiği üzere;(2.1. ve 2.3.) bağıntılarında ifadelerini bulan,primer alan ile sekonder alan arasında bir (ψ) kadar,faz farkı vardır.Bu iki alanın bileşkesi (\vec{R}_\perp),ortamın durumuna göre,zamana bağlı olarak bir elips veya daire çizer.(Şekil 2.5.1,2.5.2).Buna göre bu bileşenlerin,matematik olarak elips çizdiğini görelim.



Şekil 2.5.2.Polarizasyon elipsi ve alan bileşenleri



Şekil 2.5.1.Bileşke vektör ve bileşenleri

$|\vec{X}| = \vec{E} = \vec{i} \cdot E_x \cdot \sin \omega t$ ve $|\vec{Y}| = \vec{H} = \vec{j} \cdot H_y \cdot \sin(\omega t + \psi)$ alanları;x ve y doğrultusunda yayındığına göre;(\vec{R}_\perp) bileşke vektörü ise bunların belirlediği düzleme,dik olarak bulunur.Buna göre;

$$|\vec{X}| = a \cdot \sin \omega t \quad \text{den} \quad \sin \omega t = (|\vec{X}| / a) \quad (2.5.1) \quad \text{ve}$$

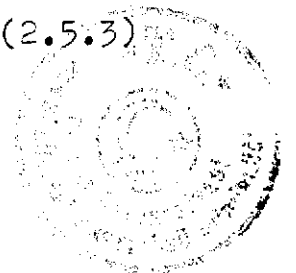
$|\vec{Y}| = b \cdot \sin(\omega t + \psi) = b \cdot (\sin \omega t \cdot \cos \psi + \cos \omega t \cdot \sin \psi)$ (2.5.2) gibi verilir.Bu iki vektörün, (xy) düzlemindeki birbirine dik bileşenlerinin bileşkesi (\vec{R}_\perp) olduğuna göre;(2.5.1.) ifadesini (2.5.2) ifadesinde yerine koyalım.

$\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t = 1$ ve $\cos \omega t = \sqrt{1 - (X/a)^2}$ ile $Y = b \cdot (\sin \omega t \cdot \cos \psi + \cos \omega t \cdot \sin \psi)$ ifadelerini gözönüne alarak,işleme devam edelim.Bu durumda

$$Y = b \cdot \left[(X/a) \cdot \cos \psi + \sqrt{1 - (X/a)^2} \cdot \sin \psi \right] \quad \text{ve}$$

$$Y - b \cdot (X/a) \cdot \cos \psi = b \cdot \sqrt{1 - (X/a)^2} \cdot \sin \psi \quad (2.5.3)$$

elde edilir.



Bu son ifadeyi önce b'ye bölelim ve sonrada her iki tarafın karesini alarak işleme devam edelim.

$$(Y/b) - (X/a) \cdot \cos\psi = \sqrt{1 - (X/a)^2} \quad \text{ve}$$

$$(Y/b)^2 - (2XY/a.b) \cdot \cos\psi + (X/a)^2 \cdot \cos^2\psi =$$

$= [1 - (X/a) \cdot \sin^2\psi]$ elde edilir. Yine bağıntıyı $\sin^2\psi$ 'ye bölersek;

$$\left(\frac{1}{\sin^2\psi} \right) \left(\frac{Y}{b} \right)^2 - \left(\frac{2XY}{a.b} \cdot \frac{\cos\psi}{\sin^2\psi} \right) + \left(\frac{X}{a} \right)^2 \cdot \left(\frac{\cos^2\psi}{\sin^2\psi} \right) = \left[1 - \left(\frac{X}{a} \right)^2 \right] \quad (2.5.4)$$

gibi bir denklem elde ederiz. Bu ifade (ψ) açısına göre; Ortamın iletken olma durumunda (ψ) = 90° olduğundan, (2.5.4) denklemimiz; ($\psi = 90^\circ$, $\sin\psi = 1$, $\cos\psi = 0$ dir.)

$(Y/b)^2 + (X/a)^2 = 1$ (2.5.5) gibi bir elips denklemini elde ederiz. Şayet ortam iletken değilse; $\psi = 0$, $\sin\psi = 0$ ve $\cos\psi = 1$ olduğundan,

$(X/a)^2 = 1$ (2.5.6) gibi bir daire denklemini elde ederiz.

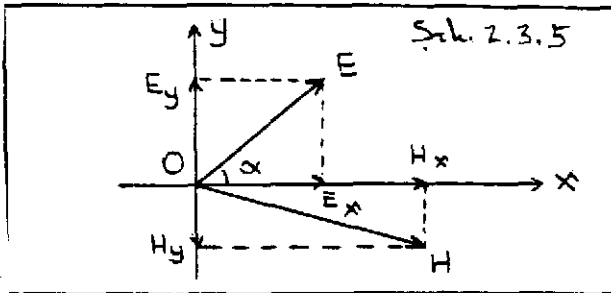
Benzeri ifadeleri, yatay düzlem esas olmak üzere, endükleyen alan \vec{H} ve endüklenen alanda \vec{E} ise bunlar arasındaki orantı katsayısı; a ve b olmak üzere,

$$\left. \begin{aligned} E_x &= a \cdot \vec{H} \cdot \cos\alpha \\ E_y &= b \cdot \vec{H} \cdot \sin\alpha \end{aligned} \right\} (2.5.7) \text{ yazılabilir. Bunların kare-}$$

sini alıp toplarsak,

$$\left. \begin{aligned} E_x &= a^2 \cdot H^2 \cdot \cos^2\alpha \\ E_y &= b^2 \cdot H^2 \cdot \sin^2\alpha \end{aligned} \right\} \text{ olur ve buradan (Ref. 24)}$$

$$|\vec{E}|^2 = E_x^2 + E_y^2 = |\vec{H}|^2 (a^2 \cdot \cos^2\alpha + b^2 \cdot \sin^2\alpha) \text{ ve } (E/H)^2 = a^2 \cdot \cos^2\alpha + b^2 \cdot \sin^2\alpha$$



(2.5.8) gibi yine bir elips denklemini

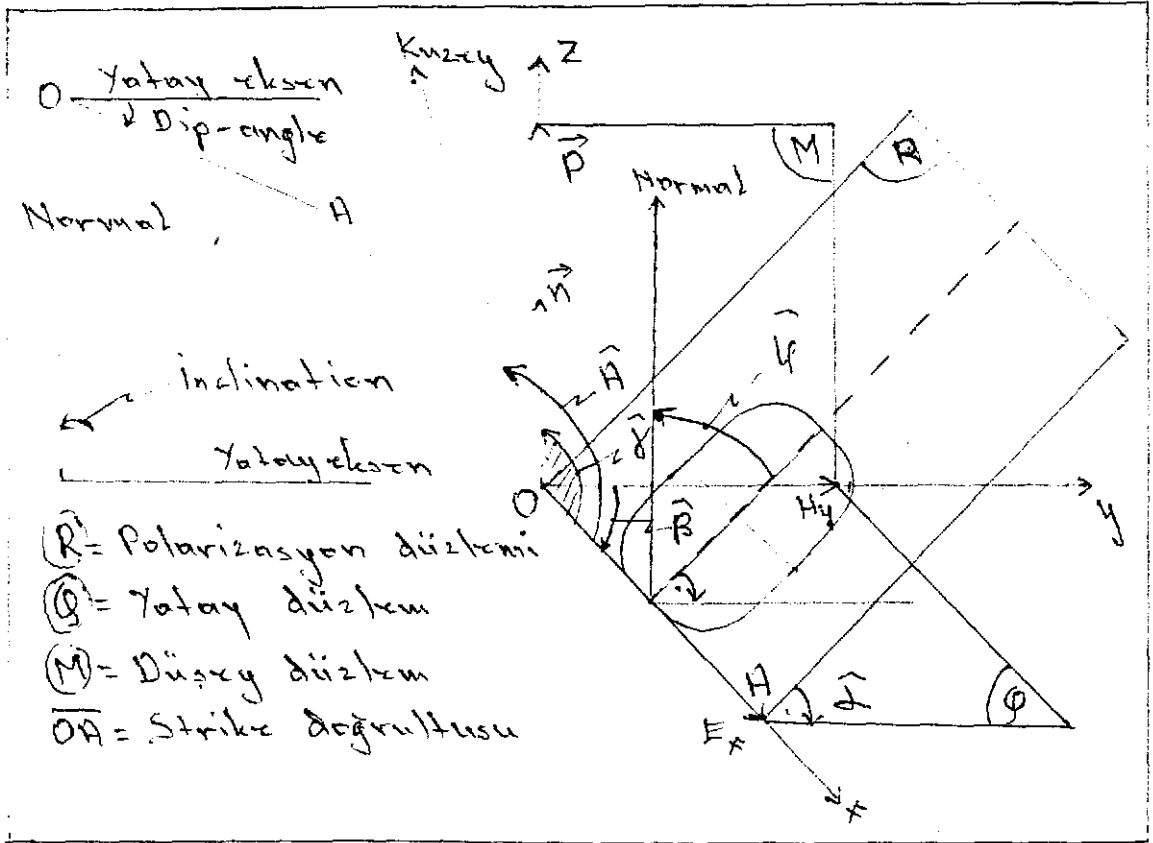
elde ederiz. Burada

$(E/H)^2$ sabit ve (α) ise değişkendir. (Şekil 2.3.5)

Şimdiye polarizasyon elipsine ait bazı bilgiler verelim.

Ancak bu vereceğimiz bilgilerin bazılarının pratikte ölçümü oldukça zordur. Meselâ, polarizasyon elipsi üzerinde sonsuz tane null durumu olabilir.

Daha önce anlatıldığı üzere, primer ve sekonder alanların bileşkesi olan $R(t)$ vektörü veya vektör alanı, tercih ettiği bir düzlemde, bir elips çizer. Bu düzleme polarizasyon düzlemi ve elipsede polarizasyon elipsi denir. Polarizasyon elipsinin büyük eksenini (a) ve küçük eksenini (b) ise bu elipsin elipsliği (Basıklığı); (b/a) gibi verilir. Şimdi pratığe ait bilgiler verelim. (Şekil 2.5.4)



Şekil 2.5.4. Polarizasyon elipsine ait parametrik bilgiler

a. Strike: Doğrultu: (χ):

Şekilde görüldüğü gibi bileşke alanın, yatay düzlemdeki izdüşüm doğrultusu veya yatay düzlemle polarizasyon düzleminin kesiştiği, arakesit doğrusu (OA) gibi tarif edilir.



Pratikte şöyle bulunur. Verici bobinle alan, düşey olarak verilir. Alıcıda ise bu primer alanı minimum sinyal olarak algılayalım. Bu durum bize doğrultu açısını verir. Bunun için alıcının düşey olan bobin düzlemi, düşey eksen etrafında hareket ettirilerek, minimum sinyal durumu (χ) açısı olarak okunur.

b. Azimut Açısı (A):

(OA) doğrusunun kuzeyle yaptığı açıdır. Pratikte (OA) doğrusu bulunduktan sonra bu doğrunun, pusulayla ve kuzeyle yaptığı açı olarak okunur. Yani bu doğrultunun kuzeyle yaptığı açıdır.

c. Dip-Angle: Dalma Açısı: (β):

Polarizasyon düzleminin yatay düzlemle yaptığı ve fakat aşağıya doğru olan açıdır. Pratikte şöyle bulunur. Bobin strike'a dik tutulur ve yatay eksen etrafında bir minimum sinyal durumu yakalanır. Bu durumda okunan açı, Dip açısıdır.

d. Tilt-Angle: Meyil Açısı: (δ):

Polarizasyon elipsinin tam olarak belirlenebilmesi için büyük ve küçük eksenlerinin yataydan olan meyillenmesini veya polarizasyon düzleminin meylini bilmemiz gerekmektedir. Bunun için sekonder alanın کافی derecede küçük olduğu ve bileşke alan vektörünün büyük eksenle çakıştığı, gözönüne alınarak, okumalar yapılır. Pratikte bu işlemler şöyle yapılmaktadır.

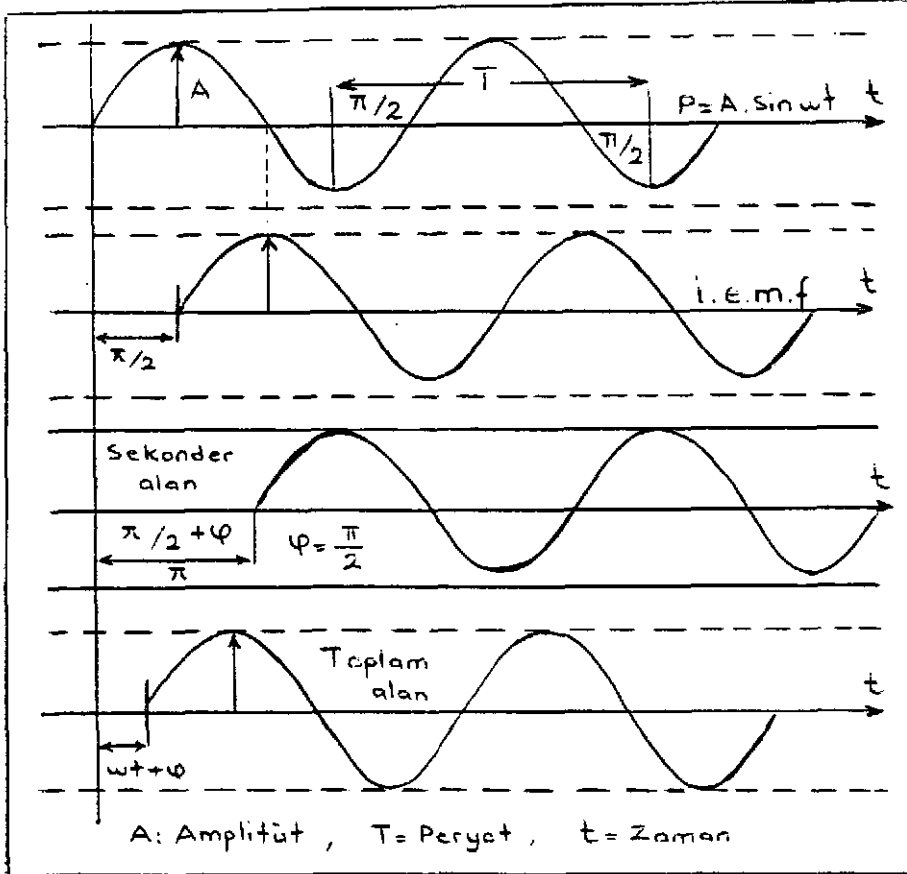
2. Polarizasyon ^{Düzleminin} Meyil Açısının Bulunuşu: Alıcı bobin önce, düşey eksen etrafında, minimum ses duyuluncaya kadar döndürülür. Bulunan bu doğrultuya dik doğrultuda ve yatay eksen etrafında, minimum ses duyuluncaya kadar, bobin tekrar döndürülür. Son olarakta bulunan bu doğrultuların her ikisine birden dik doğrultuda olmak üzere, yine bir minimum ses duyuluncaya kadar bobin, düşey eksen etrafında döndürülür. Bu durumda bobin düzleminin polarizasyon düzlemine çakıştığını anlatır. Bobinin uzun eksenini bobin düzlemine daima diktir ve neşrettiği alanla bobin düzlemi; ya çakışık ya da paraleldir.



1. Büyük Eksenin Meyil Açısının Bulunuşu: Strike'ın bulunduğu minimum sinyal durumundaki düzleme, bobin dik tutulur ve maksimum sinyal duyuluncaya kadar bobin, düşey eksen etrafında döndürülür. Bu durumda bobine dik olan doğrultu, büyük eksenin doğrultusudur.

e. Amplitüt ve Faz:

Bileşke vektör alanın özelliklerinden biride, amplitüt ve faz'dır. Belirli bir frekansta titreşen ve alan şiddetinin maksimum olduğu değere amplitüt denir. Sinüsoidal olarak salınan bu alan, ortamın iletken olması halinde distorsiyona uğrar ve amplitüdün büyüklüğü değişir. Distorsiyona uğrayan bu alan ile primer alan, aynı anda minimum ve maksimum yaparlar. (Şekil 2.5.5). Aynı frekansta titreşen bu iki alana ait olmak üzere, iki maksimum veya minimum arasındaki zaman aralığına periyot, saniyedeki titreşim sayısına da frekans denir. Kısaca alanlar arasındaki faz durumları şöyledir.



Şekil 2.5.5. Alanlar Arası Faz Münasebetleri.



Alternatif primer alanla etkilenen iletken ortamda bu alan distorsiyona uğrar.Yani bu iletken ortam içinde oluşan indüklenmiş elektromotor kuvveti (i.e.m.f); primer alanla aynı frekanstaki Foucault veya Eddy akımlarını doğurur.Primer alanda bu ^{oluşan} iletkenin içinde oluşan (i.e.m.f) kuvveti;primer alandan çeyrek peryotluk bir zaman kadar,faz gecikmesiyle vukubulur.Foucault akımlarının doğurduğu sekonder alan ise (ψ) faz farkı kadar,primer alandan geç kalır.Sekonder alan aynı zamanda bu akımla aynı fazdadır.Bundan böyle primer alanla sekonder alan arasında ($\psi = \varphi + \pi/2$) kadar faz gecikmesi söz konusudur.Bu faz gecikmesi bir bakıma iletkenliğin ölçüsüdür ve ($\psi = \omega t + \pi/2 + \varphi$) gibi verilmektedir.Bu durumda primer alanla sekonder alanın bir bileşke vektörü vardır ve bunun bir elips çizdiğini biliyoruz.Bileşke alanın (Reel) ve (İmajiner) bileşenden oluştuğunu düşünürsek;fazı ($\pi/2 + \varphi$) ve büyüklüğü ($\sqrt{R_e^2 + I_m^2}$) olan bir empedanstan bahsedebiliriz.Kısaca;

Ortam İletken İse; $R_e = 0$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ve $\psi = \omega t + \pi$ olmaktadır.

Ortam İletken Değilse; $R_e = \neq$, $\varphi = 0$ ve $\psi = \omega t + \frac{\pi}{2}$ "

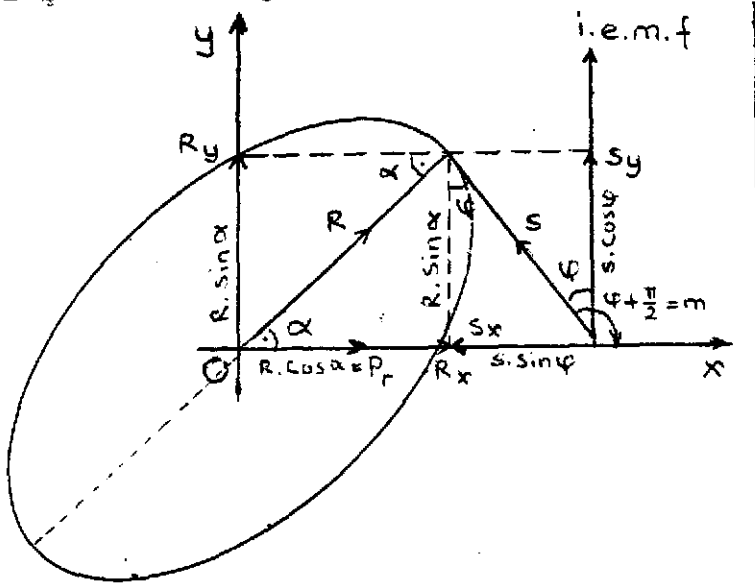
Dört durum için faz münasebetleri aşağıdaki gibidir.(2.5.9)

Primer Alan	i.e.m.f	Sekonder Akım	Sekonder A.
$a.\sin.\omega t$	$b.\sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$	$b.\sin(\omega t + \frac{\pi}{2} + \varphi)$	$b.\sin(\omega t + \frac{\pi}{2} + \varphi)$

f.Faz Açısı ve Vektör Diyagramı:(Şekil 2.5.6)'da görüldüğü gibi bir peryot 360° ve kullanılan frekansta 1000 cps ise iki alan arasındaki bir derecelik faz farkı; $1 / 360 \times 1000$ olarak verilir.Burada P_r ;maksimum amplitüdü göstermektedir.(i.e.m.f) kuvveti ise primer alandan çeyrek ve sekonder alandan ise (m) kadar geç kalır.Faz gecikmeleride iletkenliğin bir ölçüsüdür.



h.Reel Ve İmajiner Bileşenler:(Şekil 2.5.6)'da görüldüğü gibi bileşke alanın,x eksenindeki izdüşüm alanı;primer alan ile eş fazda (In-Phase) olduğundan aynı anda minimum veya maksimum yaparlar.Bu bileşene Reel Bileşen denir.Bileşke alanın y eksenindeki izdüşüm alanı;primer alanla farklı fazda olduğundan,bu iki alan farklı zamanda minimum veya maksimum yaparlar.Farklı fazda (Out-Phase) olduğundan gecikme çeyrek periyottur ve bu bileşene de İmajiner Bileşen denir.



Şekil 2.5.6. Alanlar arası,faz açısı ve vektör diyagramı.

Sekonder alan içinde benzeri tarifler yapılabilir.Aynı şeyi bileşke alan içinde söylemek mümkündür.

Sekonder Alan İçin:

$$\left. \begin{array}{l} S_x = S \cdot \sin \varphi \\ S_y = S \cdot \cos \varphi \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Reel Bileşen} \\ \text{İmajiner " } \end{array}$$

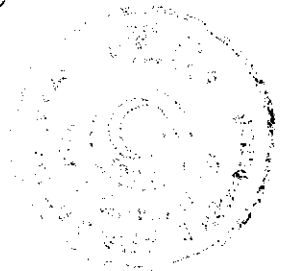
Bileşke Alan İçin:

$$\left. \begin{array}{l} R_x = R \cdot \cos \alpha \\ R_y = R \cdot \sin \alpha \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Reel Bileşen} \\ \text{İmajiner " } \end{array} \text{ gibi tarif edilir.}$$

Ayrıca iletkenliği belirlemede

$\tan \varphi = (S_x / S_y) = (R_e / I_m)$ ve sekonder alan için şu kritikler verilebilir.

Ortam Kötü İletken:Reel bileşen yok ve sekonder alan I_m' ye eşittir.Yani $(\varphi) = 0$ veya $(-\frac{\pi}{2})$, $\tan \varphi \leq 0$



Ortam İyi İletken:İmajiner bileşen yok ve sekonder alan R_e 'ye eşittir.Yani $(\varphi) = \frac{\pi}{2}$, $\text{tg}\varphi = 0$ ve Ortam Orta İletken ise;sekonder alanın reel kısmı aynı alanın imajiner kısmına eşit olmaktadır.Bu durumda $(\varphi) = \frac{\pi}{4}$, $\text{tg}\varphi = 1$ yazmak mümkündür.

Sekonder alan için $\text{tg}\varphi = (R_e / I_m)$ oranı;primer alanın frekansına ve ölçü istasyonunun iletkene olan mesafesine bağlıdır.Bu oran frekansın artmasıyla birlikte frekans artış oranı kadar artmaktadır.Buna rağmen bileşke alanın reel ve imajiner bileşenlerinin oranı;farklı davranış gösterir.Ortam iletken ise bu oran artar ve iletken değilse azalır.Genellikle bileşke alanın imajiner bileşeni $(R.\text{Sin}\varphi)$,sekonder alanın imajiner bileşen $(S.\text{Cos}\varphi)$ kısmına eşittir.Bileşke alanın reel bileşeni ise sekonder alanın reel kısmına,primer alanın reel kısmının ilavesiyle $(S.\text{Sin}\varphi + R.\text{Cos}\varphi)$ bulunur.

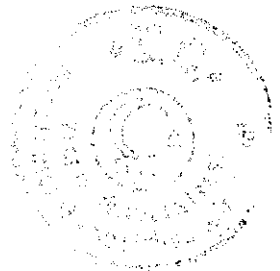
Sekonder alan için $(\text{tg}\varphi)$ oranını etkileyen faktörlerden biride;Verici-Alıcı Mesafesidir. $(T_x - R_x)$. Örtünün sığ olması halinde;

- a.Küçük mesafeler için büyük anomaliye
- b.Büyük mesafeler için ise küçük anomali eğrisine bakılarak yorumlar yapılır.

Örtünün kalın olması halinde ise bu mesafeden anomali eğrisi pek etkilenmez.Hatta mesafenin artmasıyla,anomali değeri de artabilir.

Polarizasyon elipsini şimdide jeofizik olarak ele alalım.Bu elipsi oluşturan alanların kaynağı ister tabii olsun isterse sun'î olsun bileşke vektör,her durumda,polarizasyon düzleminde ,bir elips çizmektedir.Bu elipsi karakterize eden üç faktör vardır.Bunlar;

- 1.Bileşke vektörün yataydan olan meyli (Tilt-Angle)
- 2.Elipsin büyük ve küçük eksenlerinin (Reel ve İmajiner) büyüklüklerinin değerinin ölçülmesidir.
- 3.Elipsin Elipsliğidir.(b / a)



Burada esas olan (T_x) ile (R_x) arasındaki indüktif kuplaj değişmesinin ölçülmesidir. Ayrıca primer alan ile sekonder alan arasındaki faz gecikmeside diğer faktörler gibi ölçülebilmekte ve iletken zon üzerinde; maksimum değere ulaşmaktadır.

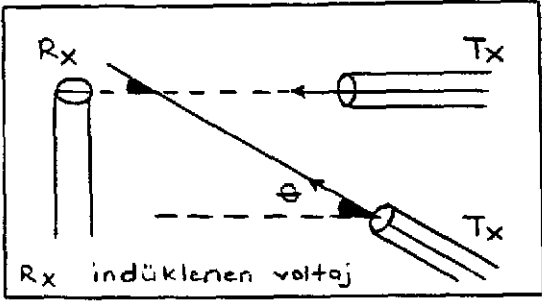
Bileşke vektör alanının büyüklüğü;

1. Kaynağın cinsine (a.c veya d.c)
2. Alanın verilmiş durumuna (Vertical veya Horizontal Loop)
3. Kaynağın ölçü istasyonuna yakın veya uzak oluşuna (En fazla bir kaç yüz feet olmalıdır.)
4. Çalışma frekansının seçimi
5. Çalışma tekniği (Strike'a dik veya paralel bir açıyla ölçü almak) gibi hususlar gözönüne alınmazsa; yan tesirler kendini gösterir. Meselâ; çalışma frekansını isabetli seçememiş isek yerküre içinde ifade edilemeyen bir sekonder alan (Foucault akımının doğurduğu) hasıl olabilir. Bunun için üst sınır, 5000cps. olarak seçilir.

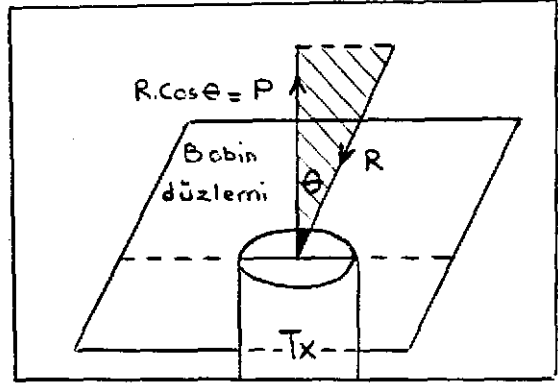
Birbirine dik olarak salınan primer alan ile sekonder alanlarının, birisinin elipsin büyük eksenine ve diğerinin de küçük eksenine çakıştığını düşünelim. Sekonder alanın küçük olması halinde genellikle; bileşke vektör, elipsin büyük eksenine çakışır. Aletle okuduğumuz meyil açıları; bu bileşke vektörün veya elipsin büyük ekseninin yatayla yaptığı açıdır.

Şayet ortam iletken değilse; vericinin uzun eksenini, alıcının eksenini gösterecek tarzdadır. Yani eksen doğrultuları ya çakışmıştır ya da birbirine paraleldir. Ortam iletken ise vericinin uzun eksenini yatay düzlemle bir (\ominus) açısı yapar ve buna strike açısı denir. Vericinin uzun eksenini polarizasyon elipsinin büyük eksenine doğrultusunda ise (Bileşke vektör elipsin küçük eksenine paralel veya bileşke vektör bobin düzleminde ise) kulaklıkta, bir minimum sinyal duyulur. Bu durum minimum kuplaj halidir. Kattiyen sıfır olmayıp bir sıfıra yaklaşma (Null) durumudur. (Şekil 2.5.7, 2.5.8, 2.5.9)

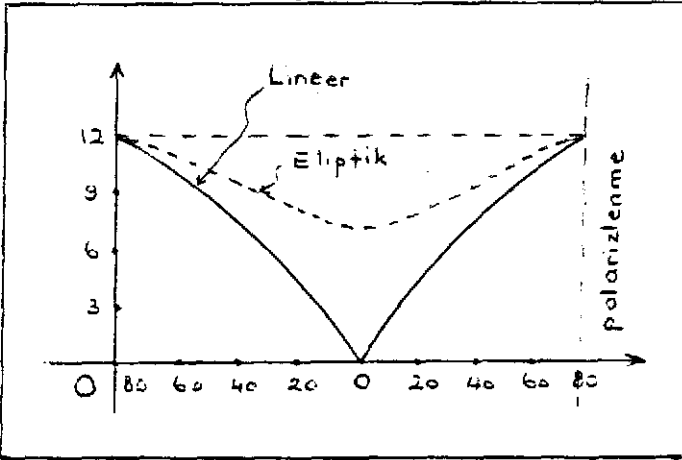




Şekil 2.5.7 .Minimum kuplaj hali ($\Theta = \frac{\pi}{2}$)



Şekil 2.5.8.Maksimum kuplaj hali ($\Theta = 0$)



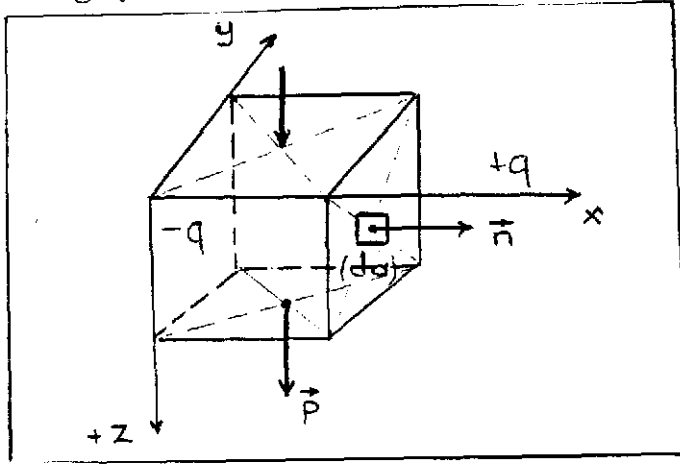
Şekil 2.5.9.Lineer ve eliptik polarizlenme durumu.

Burada bir Null genişliğinden bahsedilir ve imajinerin büyüklüğü ile null genişliği artmaktadır. Böylece eğrinin keskinliği tatlılaşır ve okuma değerine değişir. Bu durumda, bobin eksenini düşey düzlemden ayrılmıştır denir. Lineer polarizlenmede null genişliği 1 ve eliptik polarizlenmede ise 5 olmaktadır. Bu durumda bileşke vektör bobin düzleminde olduğu için sonsuz tane minimum sinyal yakalanabilir. Ortamın iletken olma halinde, bobin düzlemi, polarizasyon düzlemine paralel ise, bir tek minimum sinyal vardır. Bileşke vektör bobin düzlemine dikse (Maksimum kuplaj hali), maksimum sinyal duyulur. Kısaca Ortam iletken Değil: $\Theta = \frac{\pi}{2}$, $\cos \Theta = 0$ ve $|\vec{P}_r| = R \cdot \cos \Theta = 0$ Ortam iletken İse: $\Theta = 0$, $\cos \Theta = 1$ ve $|\vec{P}_r| = R \cdot \cos \Theta$ dan $|\vec{P}_r| = |\vec{R}|$ durumu elde edilir.



2.7.Polarizasyon Ve Deplesman Vektörü

Bir izotrop ve dielektrik ortamda S yüzeyiyle sınırlı V hacminin, birim yüzeyi (da) olsun. (\vec{n}); (da) yüzeyine dik birim vektör ve bunun yönü ise hacmin içinden dışa doğru olsun. Hacmin içinde herhangi bir şarj birikmesi olmayacağından, S yüzeyinden (q, -q) gibi belirli, şarjlar geçer. (Şekil 2.7.1).



Şekil 2.7.1.
S yüzeyinin sınırladığı V hacminden geçen şarjlar.

Ancak (\vec{d}) deplesmanıyla hareket eden şarjlar esas alındığında, polarizlenmeden dolayı, hacim içinde bir şarj birikmesi olacaktır. Polarizasyonun bir çok dipollerden oluştuğunu düşünürsek; (+q) şarjının deplesmanı ($\vec{d} \cdot \vec{n}$) çarpımına eşittir. (dV) hacmi içindeki şarjların toplamı

$$\int_V \vec{d} \cdot \vec{n} \cdot da = \int_V \vec{d} \cdot d\vec{S} \quad \text{gibi verilir. (dV) hacmi içinde}$$

(N/V) kadar hacımsal dipol varsa; aynı hacim içinde,

$[q \cdot (N/V) \cdot \vec{d} \cdot \vec{n}]$ kadar şarj olacaktır. Böylece (da) yüzeyi üzerindeki toplam şarj; $(N/V) \cdot q \cdot \vec{d} \cdot \vec{n}$ olmak zorundadır. Burada $(N/V) \cdot q \cdot \vec{d} = \vec{p}$ dersek, \vec{p} 'yi; birim hacımdaki elektrik dipol-moment veya birim hacımdaki polarizasyon olarak ifade edebiliriz. Toplam deplesman şarjı;

$$\int_S \vec{p} \cdot \vec{n} \cdot da = \int_S \vec{p} \cdot d\vec{S} \quad (2.7.1) \quad \text{gibi verilir ki burada}$$

(da) yüzeyi üzerindeki deplesman şarjı, $(\vec{p} \cdot \vec{n})$ olacaktır.



Hacım içindeki hacımsal akım yoğunluğu;

$$\left[- \int_V \rho' \cdot dV \right] \text{ gibi ifade edilir ve bu değer (2.7.1)}$$

ifadesindeki şarja eşittir. Yani

$$\int_S \vec{p} \cdot d\vec{S} = - \int_V \rho' \cdot dV \quad (2.7.2) \text{ yazılabilir. Bu bağıntının}$$

sol tarafına, Diverjans-Gauss Teoremini uygularsak;

$$\int_S \vec{p} \cdot d\vec{S} = \int_V (\nabla \cdot \vec{p}) \cdot dV \quad (2.7.3) \text{ bağıntısı elde edilir.}$$

(2.7.2) ve (2.7.3) denklemlerinin sağ tarafları birbirine eşit olduğundan

$$\int_V (\nabla \cdot \vec{p}) \cdot dV = \int_V - \rho' \cdot dV \text{ yazılabilir. Böylece polarizasyon şarjı; } \nabla \cdot \vec{p} = - \rho' \quad (2.7.4) \text{ gibi tarif edilir.}$$

Gauss Kanununa göre hakiki şarj (ρ);

$\nabla \cdot \vec{E} = (\rho / \epsilon_0)$ (2.7.5a) gibi verilir. Dielektrik özelliğe sahip bir iletken ortam için elektrik intensiteyi hasıl eden akım yoğunluğu; polarizasyon şarjının ta kendisidir. Halbuki (2.7.5a) ifadesi; ($\rho + \rho'$) gibi gözükür. Yani her iki tip şarj, elektrik intensiteyi doğurmuştur. Bundan böyle;

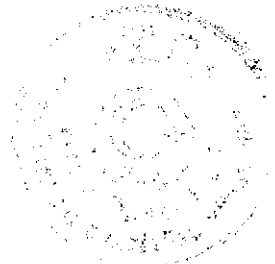
$$\epsilon_0 (\nabla \cdot \vec{E}) = (\rho + \rho') \text{ veya } \nabla \cdot \vec{E} = (\rho + \rho' / \epsilon_0) \quad (2.7.5b)$$

yazılır ve (2.7.4) bağıntısında gözönüne alınırsa;

$$\epsilon_0 (\nabla \cdot \vec{E}) = \rho - \nabla \cdot \vec{p} \text{ veya } \nabla \cdot (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{p}) = \rho \text{ yazılır.}$$

Buradan

$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{p}$ (2.7.5c) gibi elektrik deplesman veya deplesman vektörü tarif edilebilir.



Buradan

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad / (2.7.5) \text{ Maxwell denklemi ile}$$

$\vec{p} = \vec{D} - \epsilon_0 \vec{E}$ (2.7.6) gibi elektrik polarizasyon ifadesi elde edilir.

Nerede \vec{E} elektrik vektörü varsa orada muhakkak \vec{D} vektöründe var demektir. Şayet \vec{D} vektörü zamanla değişiyorsa,

$\vec{j} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ yazmak mümkündür. Burada \vec{j} 'ye deplesman akım yoğunluğu denir. Sonuç olarak polarizasyonunun ve deplesmanın, \vec{E} elektrik alanı ile orantılı olduğu gözlemlenebilir. İzotrop ve homojen ortamlar için,

$$\epsilon = (\vec{D} / \vec{E}) \text{ ve } K_e = \epsilon / \epsilon_0 \text{ tariflerinden}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \text{ ve } \epsilon = \epsilon_0 K_e \text{ ifadeleri yazılabilir.}$$

Şimdide (2.7.6) ifadesini gözönüne alarak bunun bütün terimlerini ($\epsilon_0 \vec{E}$) bölelim. Ozaman

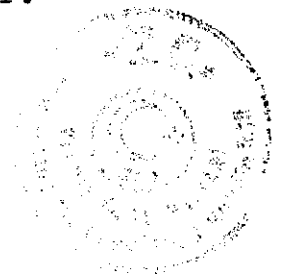
$$\vec{D} = \vec{p} + \epsilon_0 \vec{E} \text{ ifadesi } (\vec{D} / \epsilon_0 \vec{E}) = (\vec{p} / \epsilon_0 \vec{E}) + 1$$

şekline dönerki bunun sol tarafının K_e olduğunu görmek mümkündür. Elektrik Süseptibiliteye ($\chi_e = \vec{p} / \epsilon_0 \vec{E}$) dersek;

$$K_e = \chi_e + 1 \quad (2.7.7) \text{ ifadesi bulunur. (97,102,108,112,115)}$$

Bu ifadelerden elektrik süseptibilitenin (χ_e), polarizasyon ile ve polarizasyonunda \vec{E} ile orantılı olduğunu söyleyebiliriz. Ortam anizotrop ise kırılma indisi (η) ile (ϵ) komplextirler ve

$$\eta = \eta' - i\eta'' \quad , \quad \epsilon = \epsilon' - i\epsilon'' \quad \text{gibi ifade edilirler.}$$



Şayet ortam izotrop ve yarı-sonsuz ise ortamın belirli bir doğrultusunda, kırılma indisi sabit bir değerdedir. Ozaman kırılma indisi polarizasyon cinsinden

$$n^2 = 1 + (\vec{p} / \epsilon \vec{E}) \quad (2.7.8) \text{ gibidir. (29,40,46,51,55,96)}$$

Polarize olabilen elektromagnetik dalganın (E'ye ait olmak üzere) polarizasyon miktarının değişmediği ve üniform olduğu düşünülürse; 2.7.8) ifadesinden eksenler doğrultusundaki polarizasyonlar;

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_0 (\eta^2 - 1) = K &= \frac{P_x}{E_x} \\ \epsilon_0 (\eta^2 - 1) = K &= \frac{P_y}{E_y} \\ \epsilon_0 (\eta^2 - 1) = K &= \frac{P_z}{E_z} \end{aligned} \right\} \text{ veya } \frac{P_x}{E_x} = \frac{P_y}{E_y} = \frac{P_z}{E_z} = K$$

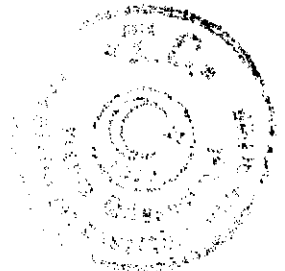
veya

$$\left. \begin{aligned} \frac{P_y}{P_x} &= \frac{E_y}{E_x} \\ \frac{P_z}{P_x} &= \frac{E_z}{E_x} \\ \frac{P_z}{P_y} &= \frac{E_z}{E_y} \end{aligned} \right\} = K \quad (2.7.9) \text{ elde edilir.}$$

Öteyandan (Wait, 1954), Intrinsic Karakteristik Empedansı;

$$\left. \begin{aligned} E_x &\approx Z H_y \\ E_y &\approx -Z H_x \\ E_z &\approx Z H_z \end{aligned} \right\} (2.7.10) \text{ gibi vermiştir. Halbuki (2.4.3) ve (2.4.4) bağıntılarının takriben birbirine eğit olduğu (} Z \approx Z \text{) düşünülürse; (2.7.10) ifadesinden}$$

$$\left. \begin{aligned} Z &\approx (E_x / H_y) \\ Z &\approx -(E_y / H_x) \\ Z &\approx (E_z / H_z) \end{aligned} \right\} (2.7.11) \text{ elde edilir ve buradan}$$



$$(E_x / H_y) = -(E_y / H_x) = (E_z / H_z) \text{ veya}$$

$$\left. \begin{array}{l} (E_x / E_y) \\ (E_x / E_z) \\ (E_y / E_z) \end{array} \right\} = |\zeta| \quad (2.7.12) \text{ elde edilir.}$$

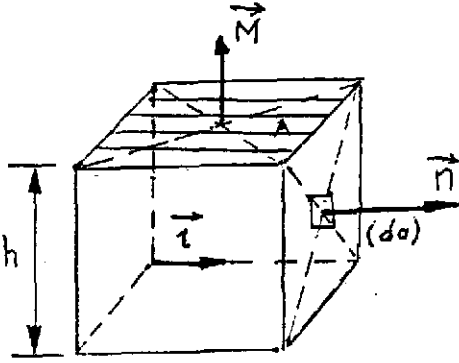
Halbuki (2.7.9) ifadesinden $K = \epsilon_0 (\nu^2 - 1)$ ve (2.7.12) ifadesinin sol tarafının yine K değerine veya aynı zamanda ζ 'ye eşit olduğu görülebilir.Yani

$K = \epsilon_0 (\nu^2 - 1) = \zeta$ (2.7.13) gibi bir ifadeye ulaşılırki,biz bunu ζ değerinin tayin edilmesinde kullanacağız.



2.8.Magnetik Dipol-Moment ve Magnetizasyon Vektörü

Aynı problemi magnetik açıdan ele aldığımızda \vec{M} magnetizasyon Vektörü; birim hacimdeki magnetik dipol-momentlerin vektörel toplamı gibi tarif edilir. (da) birim yüzeyinden i akımı geçerse, moment (\vec{i} .da) gibi tarif edilir.

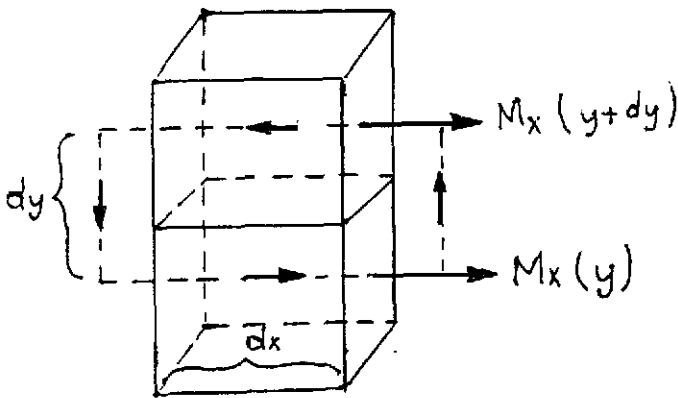


Şekil 2.8.1.S yüzeyinin çevrelediği V hacminden geçen akım \vec{i} 'dir.

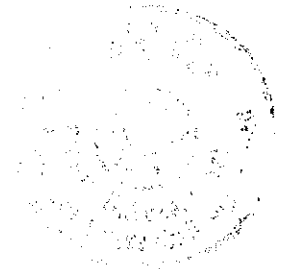
a. Diyamagnetik veya paramagnetik ortamda \vec{M} vektörü, \vec{B} ile orantılıdır. Orantı katsayısı diyamagnetik için negatif ve paramagnetikler içinse pozitifdir.

b. Ferromagnetik ortamda \vec{M} vektörü ile \vec{B} vektörü arasındaki bağıntı komplikedir. (Şekil 2.8.1., 2.8.2.)

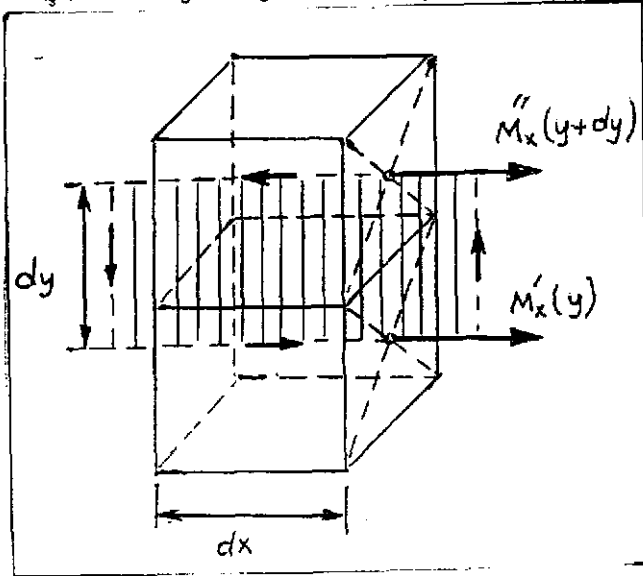
\vec{i} akımının mevcut olduğu bir ortamda \vec{M} vektörünün eksenlerden birisi boyunca, üniform olarak aktığını düşünelim. Magnetizasyona dik A yüzeyinin yüksekliği (h) ise; dipol-moment ($\vec{M}.A.h$) olacaktır. Bu dipol-moment; A yüzeyi etrafındaki ($\vec{M}.h$) sirkülasyonu tarafından hasil olmuştur.



Şekil 2.8.2. Magnetizasyona dik ve kübün A yüzeyinden geçen akım i ve yüzeyin yüksekliği h'dir.



Öteyandan hacım yüzeyinde magnetizasyona eşit bir yüzey akım yoğunluğu (\vec{j} ; Magnetizasyon akımı veya akım yoğunluğu) meydana gelir. Bundan böyle $\vec{j} = \vec{M} \times \vec{n}$ yazılabilir. Bu yüzey akım yoğunluğu; Magnetize olmamış bir bölge (\vec{M}') ile magnetize olmuş başka bir bölge (\vec{M}'') arasındaki müşterek yüzeyde akan, sürekli bir akımdır. (Şekil 2.8.3)



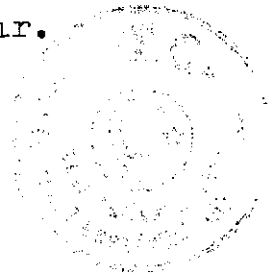
Şekil 2.8.3. Hacim içinde akım yoğunluğu, daima değişmektedir. Yani \vec{M} vektörü, daima değişmektedir.

\vec{n} vektörünün yönü ise içten dışa doğru olmak üzere, V hacminin içinde $[(\vec{M}'' - \vec{M}') \times \vec{n}]$ gibi, bir yüzey akım mevcuttur.

Bir hacim içinde magnetizasyon sürekli olarak, noktadan noktaya değiştiği zaman, o hacim içinde baştan başa bir akım akışı var demektir. Şekil 2.8.3)'de görüldüğü gibi birbirine bitişik iki hacim için taralı yüzeyin çevresi boyunca bir, $(\vec{j} \cdot d\vec{x} \cdot dy)$ gibi bir akım yoğunluğu olacaktır. Magnetik momentler $\vec{M}''(y+dy)$ ve $\vec{M}'(y)$ olduğuna göre; bunlar arasındaki fark,

$$[\vec{M}''_x(y+dy) - \vec{M}'_x(y)] dx = \vec{j} \cdot dx \cdot dy \text{ gibi verilir.}$$

Buradan limite geçilirse; $\vec{j} = -(\partial M_x / \partial y)$ yazılır. Keza x 'e bağlı olarak M_y 'de değişirse, \vec{j}_z 'nin z istikametindeki bileşeni; $(\partial M_x / \partial x)$ olur. Bu terimleri birleştirirsek; $\vec{j}_z = (\partial M_y / \partial x - \partial M_x / \partial y)$ yazılır.



\vec{j} akım yoğunluğunun diğer bileşenleri (\vec{j}_x ve \vec{j}_y) içinde benzeri ifadeler yazılıp toplanırsa; genel ifade olarak

$\vec{j} = \nabla \cdot \vec{M}$ yazılabilir. ($\vec{M} \times \vec{n}$) ifadesi ise magnetize olmuş ve olmamış iki bölge arasındaki bir süreksizlik düzlemindeki akımın, limit ifadesidir. Buradaki \vec{j} ifadesi, hacim içinden akan \vec{j} akım yoğunluğundan çok farklıdır. Kısa ca \vec{j} 'ye hakiki akım ve \vec{j} 'yede polarize olmuş şarj veya magnetizasyon akımı diyebiliriz. Tıpkı dielektrik ortamdaki (ρ) ve (ρ') gibidirler. Bundan böyle,

$$\vec{H} = \mu_0 \cdot \vec{B} \text{ ve } \nabla \times \vec{H} = (\vec{j} + \vec{j}') = \frac{1}{\mu_0} \cdot \nabla \times \vec{B} \text{ yazılabilir ve}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 (\vec{j} + \vec{j}') \text{ ve } \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left[\vec{j} + (\nabla \times \vec{M}) \right] \text{ olduğundan}$$

$$\nabla \times (\vec{B} - \mu_0 \vec{M}) = \mu_0 \vec{j} \text{ veya } \nabla \times \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} - \mu_0 \vec{M}) = \vec{j} \text{ yazılır.}$$

$$\frac{1}{\mu_0} (\vec{B} - \mu_0 \vec{M}) = \vec{H} \quad (2.8.1) \text{ dersek ozaman } \nabla \times \vec{H} = \vec{j}$$

gibi Maxwell denkleminde ulaşırız. (2.8.2)

Diyamagnetik ve paramagnetik ortamlar için M vektörü \vec{B} vektörü ile orantılıdır. Boyutsuz olan

$$K_e = \frac{\mu}{\mu_0} \text{ permeabilite ile } \mu_e = (\vec{M}/\vec{H}) \text{ magnetik süseptibilite olmak üzere; (2.8.1) bağıntısı da gözönüne}$$

alınırsa,

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 K_m \cdot \vec{H} \text{ ve } K_m = 1 + \mu_e \text{ yazılabilir.}$$

Daha önce $\nabla \cdot \vec{p} = -\rho'$ bağıntısını bulmuştuk. Tıpkı bunun gibi

$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 (\vec{j} + \nabla \times \vec{M})$ ifadesinin diverjansını alırsak; bunun sol tarafı,



Yani $\left[\nabla \cdot (\nabla \times \vec{B}) = 0 \right]$ yazmak mümkündür. Dolayısıyla

$$(-\nabla \cdot \vec{j}) = \nabla \cdot \nabla \times \vec{M} \quad \text{ve buradan} \quad \nabla \times \vec{M} = -\vec{j} \quad \text{gibi}$$

yazılabilir. Öte yandan (2.8.2) bağıntısı gereğince

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} \quad \text{idi. Dolayısıyla}$$

$$\nabla \times \vec{M} = -\nabla \times \vec{H} \quad \text{yazılabilir.}$$

$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \mu_0 \vec{M})$ olduğundan her iki tarafın diverjansı alınır, yine sol taraf sıfır olacağından,

$$\nabla \cdot (\vec{H} + \mu_0 \vec{M}) = 0 \quad \text{ve buradan} \quad \nabla \cdot \vec{H} = -\nabla \cdot \mu_0 \vec{M}$$

olduğu görülür. Serbest ortam için $\vec{M} \approx 0$ olduğundan $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ yazmak mümkündür. Burada \vec{H} öyle bir vektör ki; akım yoğunluğu olmayıp, sadece kaynaktan doğan bir diverjansa sahiptir. Bundan böyle, herhangi bir yerde hakiki akım olmadan, \vec{M} magnetizasyon vektörünün olabileceğini söyleyebiliriz. Yani herhangi bir bölgede, hakiki akım \vec{j} olmadan, \vec{M} magnetizasyon vektörü mevcut olabilir. Burada \vec{H} alanı; akım yoğunluğu \vec{B}' den değil, \vec{j} kaynağından meydana gelmiştir.

Öteyandan $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ olduğundan (2.8.1) ifadesini;

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{M} \quad \text{gibi yazmak mümkün olmaktadır.}$$



Maxwell denklemlerindeki \vec{E} ve \vec{H} vektörlerinin yerine, \vec{D} ve \vec{B} vektörlerini alabiliriz. İşi pratikleştirmek ve kullanışlı hale getirmek için \vec{D} ve \vec{B} fizik çiftini devreye sokacağız. Daha önce

$$\left. \begin{aligned} K_e &= \frac{\vec{D}}{\epsilon_0 \vec{E}} \\ K_m &= \frac{\vec{B}}{\mu_0 \vec{H}} \end{aligned} \right\} (1) \quad \left. \begin{aligned} K_e &= \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \\ K_m &= \frac{\mu}{\mu_0} \end{aligned} \right\} (2) \quad \left. \begin{aligned} Z &= \frac{K_e}{K_m} \\ Z_0 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \\ Z &= \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\vec{B}}{\vec{H}}} \end{aligned} \right\} (3)$$

1- Şimdi (K_e / K_m) oranını (1) den tesis edelim.

$$\frac{K_e}{K_m} = \frac{\vec{D} / \epsilon_0 \vec{E}}{\vec{B} / \mu_0 \vec{H}} = \frac{\vec{D} \mu_0 \vec{H}}{\vec{B} \epsilon_0 \vec{E}} = \frac{\mu_0 \vec{H} \vec{D}}{\epsilon_0 \vec{E} \vec{B}} = Z \text{ yazılır.}$$

Burada μ_0 / ϵ_0 , \vec{H} / \vec{E} oranlarının değerlerini (2) ve (3)

den yerlerine koyarak yazarsak;

$$Z = \left(\frac{Z_0}{Z} \right)^2 \cdot \left(\frac{\vec{D}}{\vec{B}} \right) \quad (2.8.3) \text{ elde edilir.}$$

(K_e / K_m) oranını (2) değerlerini gözönüne alarak yeniden tesis edelim. O zaman

$$(K_e / K_m) = \frac{\epsilon / \epsilon_0}{\mu / \mu_0} = \frac{\epsilon \mu_0}{\mu \epsilon_0} = \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \cdot \frac{\epsilon}{\mu} = \left(\frac{Z_0}{Z} \right)^2 = Z$$

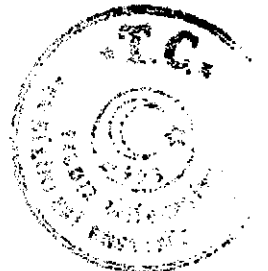
(2.8.4) olarak elde edilir. (2.8.3) ve (2.8.4) ifadelerinin eşit tarafları olduklarından

$$\left(\frac{Z_0}{Z} \right)^2 \cdot \left(\frac{\vec{D}}{\vec{B}} \right) = \left(\frac{Z_0}{Z} \right)^2 \text{ yazılır ve buradan } (\vec{D} / \vec{B}) = 1$$

elde edilir. Bu durumda (2.8.3) ifadesinden

$$\sqrt{Z} = \left(\frac{Z_0}{Z} \right) \quad (2.8.5) \text{ gibi üç tip empedans arasında}$$

mevcut olan bağıntı elde edilir.



2-Sayfa 32 'deki tariflerden

$$\left. \begin{aligned} \eta &= (|\vec{v}|/|\vec{c}|) \\ |\vec{v}| &= (\epsilon \mu)^{-1/2} \\ |\vec{c}| &= (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2} \end{aligned} \right\} \quad (4) \text{ olarak verilmiştir. Bunlardan}$$

istifadeyle kırılma indisi (η) tarif edilirse;

$$\eta = (|\vec{v}|/|\vec{c}|) = \frac{(\epsilon \mu)^{-1/2}}{(\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}} = \frac{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{K_e K_m}} = \frac{1}{\sqrt{K_e \cdot K_m}}$$

(2.8.6) bağıntısı elde edilir.

3-Çarpımı ve bölümü bilinen (K_e, K_m) gibi iki bilinmeyenli boyutsuz sayıyı bulmak mümkündür. Burada (Z) ve (η) değerleri bilindiğinden,

$$Z = \frac{K_e}{K_m}$$

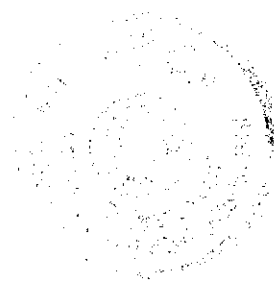
ve durumuda gözönüne alınırsa;

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{K_e \cdot K_m}}$$

$$K_e = (\sqrt{Z} / \eta)$$

$$K_m = \frac{1}{\eta \sqrt{Z}}$$

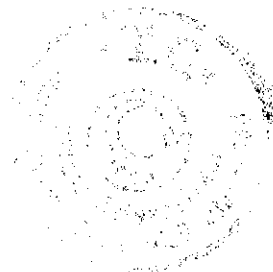
(2.8.7) olarak elde edilir.



III-VHEM-660EM ALETİ İLE YAPILAN ARAZİ ÇALIŞMALARI

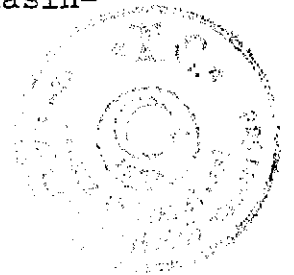
Konusunu arza ait kayaçların, minerallerin, maden ocakları oluşumlarının vs.'nin fiziksel özelliklerinin tespiti esasına dayandıran jeofizik bilimi; ele alınan problemin amacına uygun fiziksel özelliklerin tespiti ve ölçme imkanları sağlamaktadır. Ölçülen veya amprik bağıntılarla elde edilen bilgiler (Fizik büyüklükler; G, ξ, ϵ, μ , vs.) veya fizik büyüklükler; esas alınan hedef ile civarı arasındaki farklılıktan ileri gelmektedir. Bazı hallerde aynı hedef için farklı karakterdeki fiziksel özellikler müşahede edilebilir. Meselâ; Skaran-manyetit yatakları üzerinde alınan bir manyetometrik ölçünün sonucu olarak, bir anomali elde edilebilir. Fakat bunun manyetitle ilgili olduğunu söylemek oldukça zordur. Zira aynı yatak üzerinde bir (S.P.) uygulanırsa; yine bir anomali elde edilebilir. Bu durumda yatak içinde pirotit vardır denilebilir. Burada hedef seçilen yapıya ait fiziksel özellikler, her zaman bir anomali meydana getirebilir. Fakat burada eksik olan jeolojik çalışmaların olmayışdır. Jeolojik çalışmalar sonucu anomaliyi meydana getiren yapı hakkında, kesin bilgiler elde edilebilir. İşin özü şudur. Her zaman jeofizik ve jeolojik çalışmalar, birbirinin tamamlayıcısı durumundadırlar.

Kısaca şunu belirtmek isterizki, fiziksel büyüklükler arasındaki farklılık; jeofizik ölçülerimizde anomaliyi meydana getirmektedir. Bu farklılık ya aynı yapı içinde olur yada civarına nazaran fiziksel büyüklük farkından ileri gelir. Bunun yanında bazı fizik olaylarda (iyonik iletkenlik), farklı davranış göstererek, anomaliyi meydana getirir.



Bu kısa girişten sonra yapılan arazi çalışmaları hakkında bilgi verebiliriz.MTA.Enstitüsü Havadan Prospeksiyon Ekibi;Ordu-Giresun ve civarını kapsayan,G39-B₃ ve G40-A₄ paftaları üzerinde,belirli profiller doğrultusunda uçuşlar yaparak,bazı anomaliler tespit etmişlerdir.Tespit edilen bu anomalileri doğuran sebeplerin neler olabileceğinin tespiti maksadıyla,Ekibimize 1975 Ekim Programı gereğince,elektromagnetik yerden tahkik görevi verilmiştir.VHEM-660EM cihazı kullanılarak bir çok anomalinin tahkiki yapılmış,önce Vertical Loop olarak cihazla,meyil açıları ölçülmüş ve sonra önemli olabilecek anomaliler üzerinde durulmuştur.Bu önemli anomaliler içinde aynı cihaz Horizontal Loop olarak kullanılmış ve polarizasyon elipsine ait reel ve imajiner bileşenler ölçülmüştür.Bu maksat için T-24/A anomalisi üzerinde durularak üç profil üzerinde ölçüler alınmıştır.İletkenlik eksenine takriben 45^o.lik bir açıyla girilen profiller içinde sadece,17 nokta değer ölçüleri ile,L₁ profili tercih edilmiştir.Çalışma tekniği olarak In-Line sistemi tercih edilmiş ve alıcı-verici mesafesi 100ft = 30,48m. olmak üzere,ölçüler alınmıştır.MTA arşivlerine giren bu çalışma,aynen EK.1 'de verilmiştir.

Çalışmamızın yapıldığı sahanın kısaca jeolojisine değindikten sonra,çalıştığımız alet hakkında ve çalışmanın nasıl yapıldığı hakkında bilgi vereceğiz.Çalışma sahamızın genel jeolojisi şöyledir.(Ketin,1966)'ya göre; Pontid dağ oluşum sissilesi içinde yer alan,Doğu Karadeniz Dağ Silsilesi olarak tanımlanır.Üst Kreatese,Tersiyer ve Kuaterner kayalar ihtiva eder.Özellikle Volkanolojisi Sedimanter Üst Kreatese kayaları;Doğu Karadeniz sahil şeridini baştan aşağı kaplamaktadır.Çalışma sahamız,yaş sırasına göre,Litolojik olarak aşağıdaki gibi sıralanmaktadır.(Bölgenin Genel Jeoloji Haritasına göre) 1.Volkanolojisi Sedimanter Seri:Aglomera,bazik akıntı,kireçtaşı,tüfit ve kumtaşının münavebeli olarak bulunmasın-



dan ibarettir.Çoğu zaman bu birimleri tefrik etmek imkansızlaşır.Bölgede ve tüm Karadeniz Sahil Kuşağında mostra veren bu birimlerin kayaç türlerinin özellikleri aşağıda sıralanmıştır.

a.Aglomera:Koyu gri,kahverengimsi,siyaha yakın renkte, tabakasız veya yer yer çok kalın tabakalı,taneleri değişik boyutta,çakıl ve bloktan oluşmuş,çoğunlukla bazalt ve andezit taneleri,köşeli ve düzensiz olarak görülür. Yer yer gevşek ve sıkı çimentoludur.Aglomera içerisinde; volkano-sedimanter birimin tüfit ve kireçtaşı blokları ile çakılları,zaman zaman görülmektedir.

b.Bazik Akıntı:Genellikle andezit;yer yer bazalt ve spilitik karakterde olup koyu gri,kahverengimsi,yeşilimsi ve mor renkli ve orta kalın tabakalı,yer yer tabakasız,kaolinleşme gösterir,çatlaklı ve çatlakları kalsit dolgulu,ayrışma nedeniyle yumrulu görünüşte ve nadiren de aglomeratik görünüştedir.

c.Kireçtaşı:Gri,yeşil,bordo renli,ince-orta tabakalı yer yer mumlu-killi,yer yer tüf ve kil katkılı,çatlaklı ve çatlakları kalsit ve silis dolgulu,ince kristalli yer yer bazik akıntı ve aglomera parçaları ihtiva eden bazan bazik akıntı ve aglomeralarla dereceli geçiş gösteren bir yapıdadır.

d.Tüfit:Volkanik serinin en yaygın kaya türüdür.Koyu gri,gri,yeşil,kahverengi,ince ve orta tabakalı veya yer yer çapraz tabakalanma gösterir.Kolayca ufalanır ve küresel ayrışma gösterir,Kireçtaşı,bazik akıntı ve aglomera parçalarından oluşur.

e.Kumtaşı:Yeşilimsi,gri,kırmızımtırak ve kirli sarı renkli,taneleri volkanik parçalardan oluşmuş,iyi yuvarlaklaşmış,düzensiz,ince taneli ve küresel ayrışmalıdır.İnce seviyeler halinde ve volkanik seri içinde nadir olarak görülür.Yer yer çakıltaşı şeklindeki seviyelerde de raslanır.Bazan volkanik dayklarla kesilmiştir.



Volkanik seri yer yer yaklaşık 400m ve yer yer de 1300m.lik bir kalınlığa ulaşır.Yaşı üst-kreatese olarak belirlenmiştir.(Terlemez,İ.1975-Altınlı,E.1946).Bu serinin Eosen volkanik flişinden ayrılamıyacağı (Acar,E.-Ronceviç,G.1971) tarafından ayrıca vurgulanmıştır.Volkanik seri içerisinde çeşitli volkaniklerin varlığı ve sedimanter birimlerle karışması;üst kreatese döneminde, bölgede deniz dibi volkanizmasının olması ve bunun sık sık tekrarlanması hususu ayrıca belirtilmektedir.Bu çökelmenin orta eosene kadar devam ettiği;Doğu Kaaradenizdeki Eosen Volkanik Flişlerinin varlığı ile kanıtlanmaktadır.

2-Bazaltik Andezitler:Genellikle siyah,koyu yeşil,koyu gri ve siyahımsı mor renktedir.Çalışma sahanızın çatlak zonlarında görülen bu bazaltik andezitler;volkanik seriyi çatlak zonlarında kesmiştir.Çatlaklı,çatlaklarda siyahımsı ve sarımsı kalsit dolgulu,koyu renkli hamur içinde yer yer kaolünleşmiş feldispat veya camı maddeler göze çarpar.Bazan aglomeratik görünümlü ve ayrılmış andezitler ile bazanda bazaltlar,bazaltlı andezit türündedir.

3-Dasit:Çalışma sahanızda,sivri tepeler halinde mostra veren bu kaya birimi;genellikle açık pembe ve açık gri-dir.Bu birimde pembe ve beyaz feldispat,kuvars ve biyotitler görülür.Yer yer breşik görünümlü ve yer yer pirit ihtiva etmektedir.Andezit daykları ile kesilmiş mostralar izlenebilir.Volkanik seri ile kontaklarında dasitlerin ayrıştığı ve dasit içinde volkanik seriye ait parçaların varlığı,volkanik serinin tüfleri ile dasitlerin dokanağında sertleşmeler ve silişleşmelerin varlığı;volkanik serideki andezitlerin dasitlerle kesilmesini anlatır.Ve dasitlerin volkanik seriden genç olduğunu göstermektedir.(Terlemez,İ.1975)

4-Kırıklar ve Dayklar:Kıvrımlanmalar volkano-sedimanter seride izlenmekte olup genellikle doğu-batı yönlüdür. Kıvrımlanma ekseninde yersel olarak kaymaların olmasına rağmen,eksenler doğu-batı uzantılıdır.



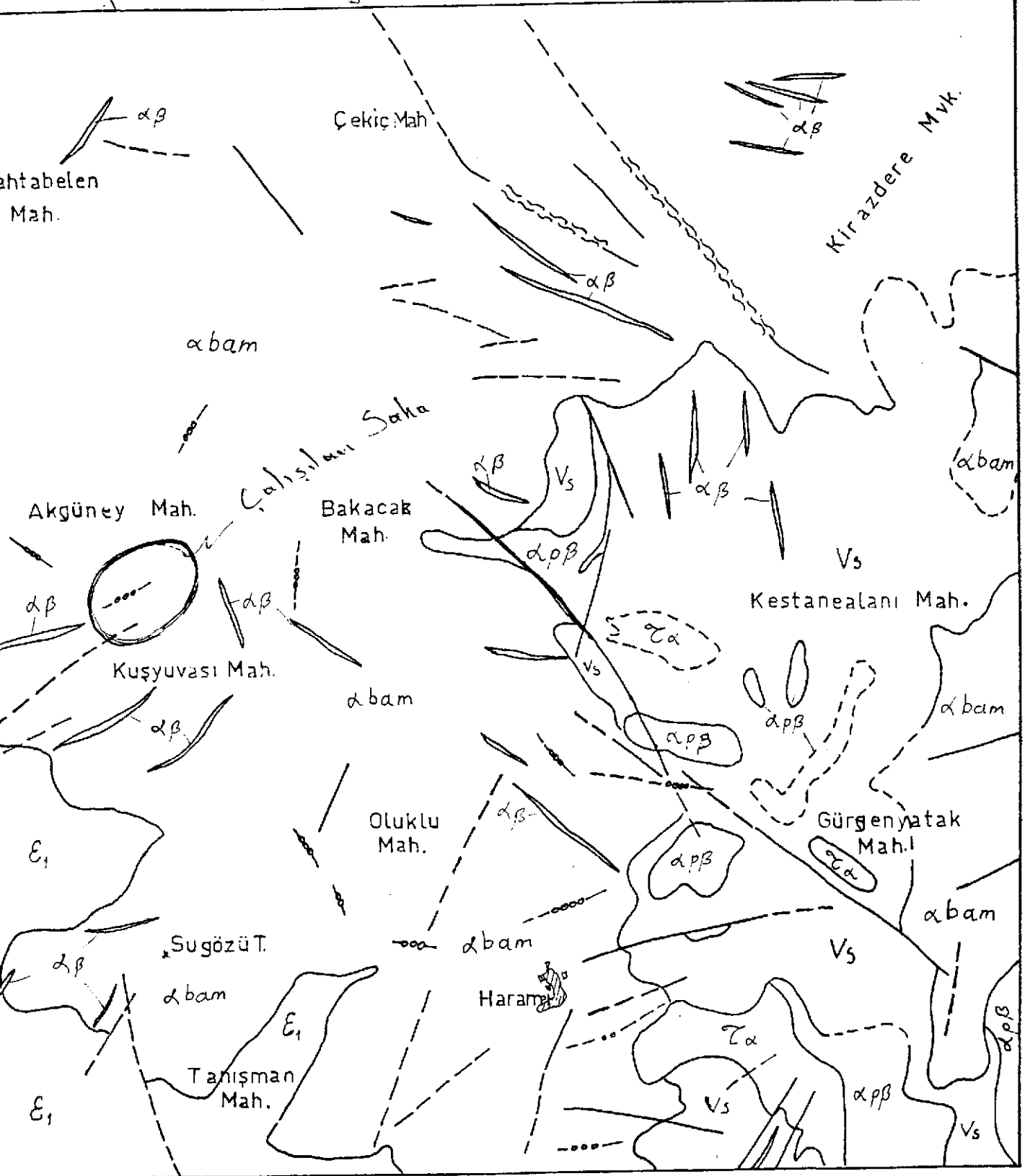
Kırıklar genellikle KB-GD istikametinde olup KD-GB kıvrımlarında izlenmektedir.Cevherleşmeler genellikle kırık zonlarında görülmektedir.Bu kırık zonlarında yer yer bazik dayklar görülmektedir.Volkanik seriyi kesen bir çok kırıklar mevcut olup bu kırıklar boyunca;bakır,kurşun, çinko karmaşığı damarlar bulunmaktadır.Özellikle bakır pirit ve kalkopirit bileşiminde bulunmaktadır.Ayrıca bu yatakların;andeziti kesen dasit daykları boyunca geliştiği belirtilmektedir.(Terlemez,İ.1975)

(Schultze-Westrun,196-1962) bu yatakları,beş gruba ayırmışlardır.

- 1.Skarn Cevherleri:Bunlar hematit ve piritten ibarettir.
- 2.Metasomatik Yataklar (Hematit)
- 3.Breş Cevherleri ve Emprenasyonlar (Pirit)
- 4.Yatak Cevherleşmeleri (Bakır hakim)
- 5.Filoyen Cevher Yatakları (Bakır ve Çinko)

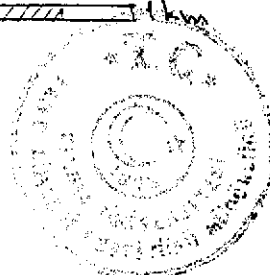


Bölgenin Jeoloji Haritası



ÖLÇEK: 1/ 25000

Vs	Vulkanik seri (Tüf, Breç, Aglomera)	$\alpha\beta$	Bazaltik Andezitler
E ₁	Dasit	αpp	Proksen Andezit (Bazaltik)
$\alpha\alpha$	Traki Andezit	αba	Amfibol-Biyotit-Andezit
	Fay ve Dayk		Cevher Damarı

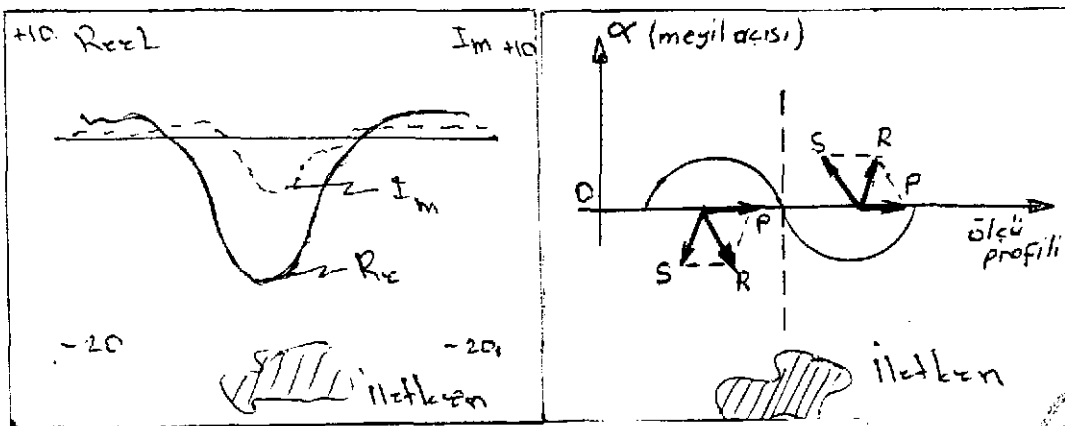


3.1.Alet Hakkında Bilgiler Ve Ölçümler

Ekipmanımız;600 ve 2400cps.frekansın da çalışmak üzere dizayn edilmiştir.Vertical Loop olarak Meyil Açısı ve Horizontal Loop olarak Reel ve İmajiner bileşenleri ölçmek mümkün olmaktadır.Ancak Horizontal Loop olarak çalışırken 100,200,300 feet'lik referans kabloları kullanılmaktadır.Biz maksadımıza uygun olsun diye 100ft.lik kablo kullandık ve Vertical Loop olarak çalışırken 100ft 30,48m.lik bir mesafede ölçüler aldık.

Gerek horizontal loop ve gerekse vertical loop olarak çalışırken,takribi strike doğrultusuna,45°'lik bir açıyla profiller atarak,çalıştık.Çalışma tekniğimiz in-line sistemi (T_x ve R_x aynı anda ve aralarında 100ft.lik bir mesafe olduğu halde,nokta nokta ilerletilerek ölçüler alınmaktadır.) tarzında olmuştur.Örtü tesirlerini yoketmek için küçük frekanslar (600cps.) kullanılır ve ölçü hatalarını da yoketmek için optimum mesafe (T_x-R_x) temin edilerek çalışılmıştır.

Horizontal loop olarak çalışırken,profil üzerinde ilerlenir ve verilen alan bu profile paraleldir.Bobin eksenini ise profile diktir.Bobinler iletkene yaklaştığı zaman R_e ve I_m bileşen değerleri minimuma uzanır.Vertical loop olarak çalışırken,iletkene yaklaşıırken,meyil açısı değerleri küçülmeye ve tam iletken üzerindeyken de negatif tarafa bir geçiş (Cross-over) söz konusu olur. Her durumda da bileşke vektör,iletkeni gösterecek bir tarzda yönlendir.(Şekil 3.1.1.,3.1.2).



Şekil 3.1.1.,3.1.2.Reel,İmajiner ve meyil açılarının iletken üzerindeki durumları ve Bileşke Vektör.



A.Ölçülerimizde McPhar Firmasına ait VHEM-660EM cihazı kullanılmıştır.Cihaza ait bilgiler şunlardır.

-Verici:(Transmitter: T_x) :Bir transistörlü güç osilatörü batarya ve özel olarak yapılmış,manyetik çekirdek üzerine sarılmış,bir a.c bobininden ibarettir.

-Alıcı:(Receiver: R_x):Bir amplifikatör,üzerine monte edilmiş bir klinometre ve kulaklıktan ibarettir.Ayrıca;

-Batarya (W814 veya 45V.luk bir batarya)

-Referans kabloları (100,200,300ft.lik)

-Set-up usulü için kullanılan yönlendirme sehпасı

B.Aletin Kullanma Şekli:

-Düşey Loop Olarak:Minimum sinyal durumunda,polarizasyon elipsine ait,meyil açısı ölçülmektedir.

-Yatay Loop Olarak:Alıcı ve verici sistemler birbirine referans kablosu ile irtibatlanmaktadır.Bu durumda sekonder alana ait olmak üzere,Reel ve İmajiner bileşenler Primer alanın % si olarak ölçülmektedir.

-Cihazımızın çalışma frekansı 600 ve 2400cps. dir.

C.Ekipmanla çalışmaya geçmeden önce bir ön kontrol yapmak gerekir.Bunun için iletkenlerden,elektrik tesislerinden ve kuvvet hatlarından uzak bir yer seçildikten sonra

-Operatörler birbirini görececek bir tarzda 100ft.lik bir mesafede dururlar.

- T_x ve R_x her ikisi birden 600cps.ye ayarlanırlar.

- R_x 'de maksimum sinyal duyuluncaya kadar Gain ayarlanır.Yani R_x ; T_x 'in frekansına akord edilir.

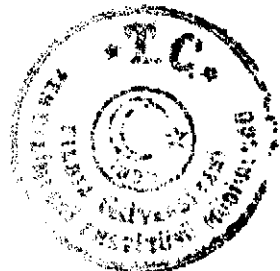
-Aynı işlemler 2400cps. için tekrarlanır.

-Cihaz şimdi çalışmaya hazırdır.

D.Vertical Loop Olarak Bir Meyil Açısının Ölçümü:

- T_x ;600cps. için çalıştırılır.

- R_x 'in klinometresi göz hizasına getirilir.Düşey eksen etrafında döndürülerek,bir minimum sinyal durumu,klino-



metreden okunur.

-Aynı işlemler 2400cps. için tekrarlanır.Böylece ölçüm tamamlanmış olmaktadır.

NOT:Minimum sinyal durumu her zaman elde edilemez.Özaman bir Null Genişliğinden bahsedilir.Bunun sebebi;

-Alıcı vericiye iyi akord edilmemiştir.

-Bobin aralıkları geniştir.

-Bileşke vektörün imajiner bileşeni büyüktür.

-Çalışma usulüne göre yönlendirme yapılmalıdır.Bu yönlendirme;

-Topoğrafyadan dolayı işleme giren hatayı

-Örtünün iletken oluşundan dolayı işleme giren hatayı azaltır.

E.Horizontal Loop Olarak,Reel ve İmajiner Bileşenlerin Ölçümü:

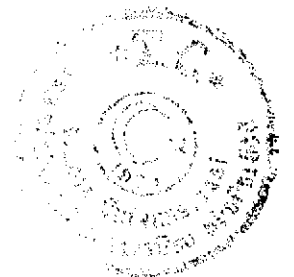
- T_x ve R_x 'in bobin düzlemleri,ilerleme profiline paralel olarak tutulur.

- R_x ;seçilen referans kablosuyla T_x ' e bağlanır.Bundan sonra çalışma frekansı seçilir.

-Kulaklıkta bir minimum sinyal duyuluncaya kadar,İn-Phase ve Out-Phase (Reel ve imajiner bileşenleri okumak için) anahtarları ayarlanır.

-Okunan skala değerleri;primer alanın % si olarak okunur.

NOT: İletken üzerinde,reel ve imajiner bileşen eğrileri aynı biçimdedirler.



3.2.Yapılan Hesaplamalar Ve İzahı

Buraya kadar değişik başlıklar altında yapılan çalışmanın teorik safahatı ve izahları yapılmıştır.Bağıntılar, ifadeler,denklemler,fizik kanunlar,tarifler ve tarafımdan yapılan bazı yorumlar nedeniyle,hayli sıkıcı bir çalışma seyri devam etmiştir.Buna rağmen fizik kanunlar içinde anlaşılması hayli yorucu olan elektromagnetik teori ve uygulaması;jeofizik mühendisliğinde kendine en uygun yeri bulmuş kanaatındayım.Bu nedenle bağıntıya bağlı hesaplamalar,izah kritikleri,yorumlar vs.sırasıyla verilecektir.

Öteyandan çalışmamız basamak basamak ilerleme özelliği gösterdiğinden başta yapılan bir hata,sona doğru yansıyarak ve büyüyerek devam edecektir.Bu nedenle çalışmamızı mümkün merteye hassas tuttuk.Ayrıca üzerinde durulan rakamların küçüklüğü,daha da dikkatli olmaya sevk etmiştir.Üzerinde çalıştığımız;pirit,kalkopirit,kurşun-çinko damarları gibi sülfidler olduğundan,bunların fizik özellikleri gözönünde tutularak,kritikler yapılmıştır.

Çalıştığımız saha homojen,izotrop,iletken ve dielektrik özelliği olan bir saha olduğu için bir çok parametreler temin edilerek,ortamı iyi tanımaya zemin hazırlanmıştır.Bu nedenle ortamı çok yönlü tanıma amacıyla bir çok fizik parametreler ele alınmıştır.Bir fizik ortamı en iyi tanımının yolu;doğrudan veya dolaylı olarak ilgili özelliklerin bilinmesiyle mümkün olacaktır.Meselâ; elektromagnetik yayınımdaki rölaksasyon zamanının (τ) bilinmesinin,jeofizik çalışmada hiç yararı yok gibi gözükebilir.Halbuki hiçte öyle değildir.Zira iletken zon için bu zaman ($\tau = \epsilon / \sigma$) minimum değere ulaşır.Aynı zamanda,bu zaman içinde elektromagnetik dalganın imajiner kısmı belirgin değildir ve

$k^2 = -\omega^2 \mu \epsilon$ dan $k = -\omega \sqrt{\epsilon \mu} = -\omega \cdot v$ yazılabilir.Bir nevi iletkenliğin ölçüsü gibi olmaktadır.Şöyleki;

$\tau = \epsilon / \sigma$ ifadesinde $\sigma \ll \epsilon$ ise ortam kötü iletken
" " $\sigma > \epsilon$ " " iyi " denir.

Çalışmamızda araziden sadece reel ve imajiner bileşenleri;primer alanın \mathcal{H} si olarak ölçtük ve bütün



hesaplamaları bu iki fizik özellik üzerine yaptık. Buna rağmen yaptığımız hesaplamaların doğruluğuna bir ölçü olsun diye aynı anomali üzerinde birde polarizasyon elipsinin meyli (Elipsi çizen bileşke vektör, elipsin büyük eksenineyle çakışmış durumda olup bileşke vektörün yatay düzlemle yaptığı açı) ölçülmüş bulunmaktadır.

Şimdi sırasıyla ve basamak basamak hesaplarımızı ve gereken bilgileri verelim.

1. Tablo 3.2.1.'de görüldüğü üzere, araziden ölçülen R_e ve I_m bileşenleri ile (δ_p) değerleri ilgili bağıntılarda yerlerine konularak, polarizasyon elipsine ait olmak üzere, $r, 1/r$ ve (ψ) değerleri hesaplanmıştır. Buna göre;

a. $r = (R_e / I_m) = \text{tg } \psi$ (2,38,41,72,77,110)

b. Elipslik = $(1 / r) = (I_m / R_e)$ (2,38,39)

c. Faz Açısı $\psi = \text{tg}^{-1}(r)$ bağıntılarından yararlanılmıştır. Burada (ψ) faz açısının iletkenlikle münasebeti vardır. Şöyleki faz gecikmeleri; bir yerde iletkenliğin ölçüsü olmaktadır.

Grafik 3.2.1.'de görüldüğü üzere, iletken zon, 6-11 nolu ölçüm noktaları arasında uzanmaktadır. Bu zona ait iletkenlik ekseninin ağırlık noktasını, 8 numaralı ölçü noktası civarı teşkil etmektedir ve burada (ψ) faz açısı bir minimum yapmaktadır.

Yine grafik 3.2.2 de'de görüldüğü üzere, $\text{tg}(r)$ değerinde bir maksimum yapmaktadır. Bir yerde elipsliğinde ölçüsü olan bu değer tersinin, minimum yapacağını kestirmek zor olmasa gerektir (Grafik 3.2.3.)



Şöyleki;sekonder alanın reel ($S_x = S \cdot \sin \varphi$) ve imajiner ($S_y = S \cdot \cos \varphi$) kısımları ,primer alanın % si olarak ölçüldüğünden,

$$\text{tg } \varphi = (S_x / S_y) = (R_e / I_m) \quad (3.2.2)$$

yazılabilir.Bu durumda

$\varphi = \arccos \text{tg}(r)$ ifadesi,primer ve sekonder alan arasındaki faz farkıdır. $\varphi = 0$ veya $(-\pi/2)$ olma halinde;(\vec{B} 'nin maksimum hali); α açısında maksimum olmaktadır.

$$A. \psi = \omega t + \frac{\pi}{2} \quad \text{veya} \quad \psi = \omega t + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} = \omega t \quad \text{olur.}$$

Bu durumda $\text{tg } \varphi < 0$ yazılır.Bu demektirki reel bileşen yoktur ve sekonder alan,kendi imajinerine eşit olmaktadır. Yani ortamda kötü iletken var demektir.

B.Ortamda orta derecede bir iletken varsa;

$$\varphi = \frac{\pi}{4} \quad \text{ve} \quad \psi = \omega t + \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{4} = \omega t + \frac{3\pi}{4} \quad \text{olmaktadır.}$$

Bu durumda sekonder alanın reel kısmı kendi imajinerine eşit olmaktadır.

C.Ortam mükemmel iletken ise;

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \quad \text{ve} \quad \psi = \omega t + \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} = \omega t + \pi \quad \text{olmaktadır.}$$

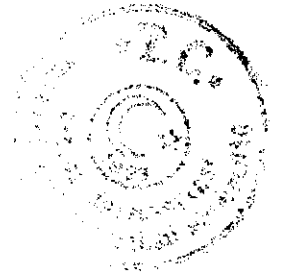
Bu durumda sekonder alanın imajiner kısmı yok ve fakat reel kısmı kendi büyüklüğüne eşit olmaktadır.

(Grafik 3.2.4 ve 3.2.4a,4b).Grafiklerden anlaşılacağı üzere, reel ve imajiner bileşenlere ait değerlerin,özellikle 8. noktada birer minimum yapması,iletkenlik erkesinin ağırlık noktasını belirtmektedir.İletkenlik ekseninin uç noktaları ise 5.ve 13.noktalar arası olarak görülmektedir.Bu iletkenlik ekseninin KD-GB istikametinde uzandığını söyleyebiliriz.Şekil 3.2.5.'de de görüleceği üzere,8.ve 13.noktalar da birer cross'lar mevcuttur.Bu cross'lar iletkenlik ekseninin ağırlık noktasını belirtmektedir.



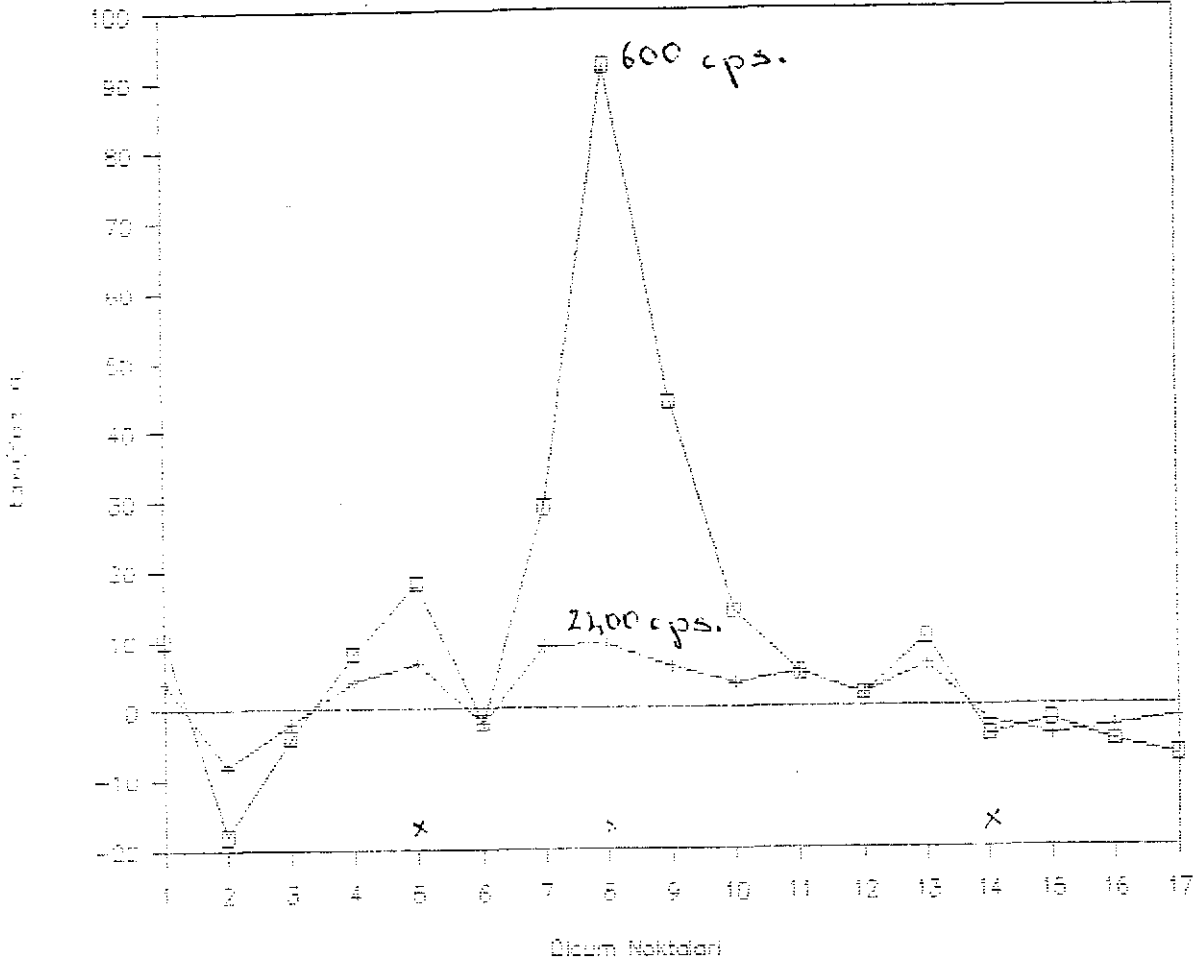
NOKTA	FREKANS	RE	IM	δ_p	$r = \tan \psi$	1/r	$\psi = \text{FAZ A}$
1	600	-10	-1	1	10	0.1	84.28940
2	600	9	-0.5	2	-18	-0.05555	-86.8201
3	600	2	-0.5	1.9	-4	-0.25	-75.9637
4	600	-4	-0.5	1	8	0.125	82.87498
5	600	-9	-0.5	0.8	18	0.055555	86.82016
6	600	2	-1	1	-2	-0.5	-63.4349
7	600	-29	-1	0.8	29	0.034482	88.02506
8	600	-46	-0.5	-0.2	92	0.010869	89.37724
9	600	-22	-0.5	2.4	44	0.022727	88.69804
10	600	-14	-1	6.4	14	0.071428	85.91438
11	600	-5	-1	8	5	0.2	78.69006
12	600	-2	-1	2	2	0.5	63.43494
13	600	5	0.5	-7.8	10	0.1	84.28940
14	600	4	-1	0.8	-4	-0.25	-75.9637
15	600	4	-2	4	-2	-0.5	-63.4349
16	600	5	-1	6	-5	-0.2	-78.6900
17	600	7	-1	4.2	-7	-0.14285	-81.8698
1	2400	-12	-3	-1	4	0.25	75.96375
2	2400	8	-1	1	-8	-0.125	-82.8749
3	2400	1	-0.5	1.8	-2	-0.5	-63.4349
4	2400	-8	-2	0.2	4	0.25	75.96375
5	2400	-13	-2	0.2	6.5	0.153846	81.25383
6	2400	2	-1	0.4	-2	-0.5	-63.4349
7	2400	-27	-3	0.6	9	0.111111	83.65980
8	2400	-46	-5	1.2	9.2	0.108695	83.79655
9	2400	-24	-4	2.4	6	0.166666	80.53767
10	2400	-14	-4	4.4	3.5	0.285714	74.05460
11	2400	-5	-1	6	5	0.2	78.69006
12	2400	-1	-0.5	-2	2	0.5	63.43494
13	2400	3	0.5	-8.4	6	0.166666	80.53767
14	2400	2	-1	0.4	-2	-0.5	-63.4349
15	2400	4	-1	2	-4	-0.25	-75.9637
16	2400	3	-1	4	-3	-0.33333	-71.5650
17	2400	3	-2	4.4	-1.5	-0.66666	-56.3099

Tablo 3.2.1. Polarizasyon elipsinin elipsliği ve (ψ) faz açısı değerleri ile ölçülen değerler

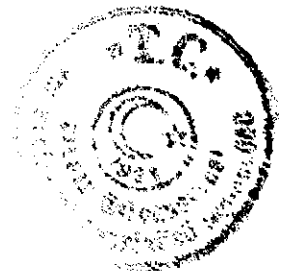


2400 ve 600 cps için $\tan(\text{faz } \alpha) = \text{tg } \varphi = r$

Grafığı

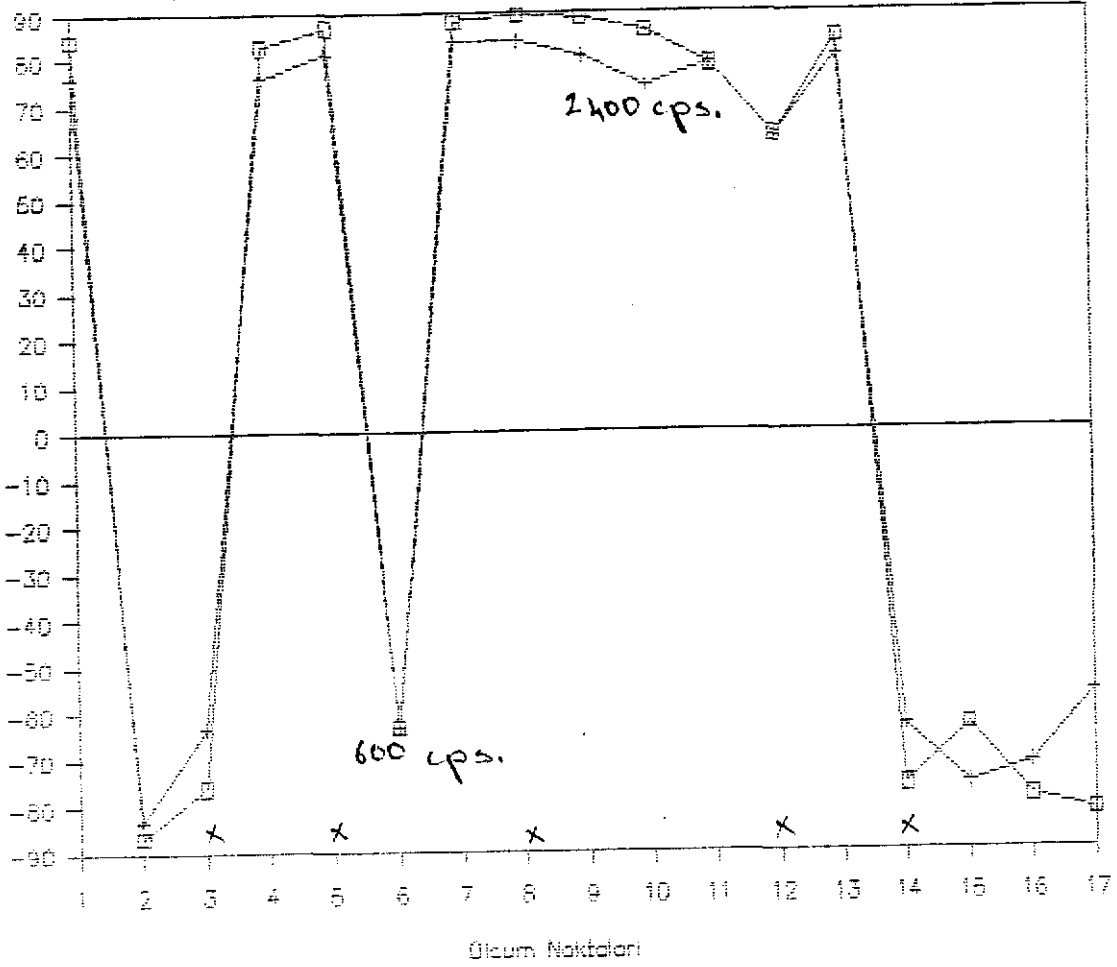


Grafik 3.2.1. Kullanılan her iki frekans için ölçüm noktalarına karşılık $\text{tg}(r)$ değerleri grafiği

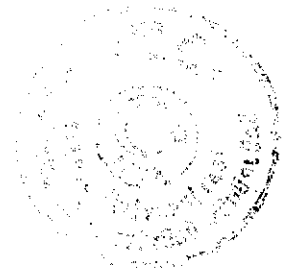


2400 ve 600 cps için Faz Açısı Grafığı

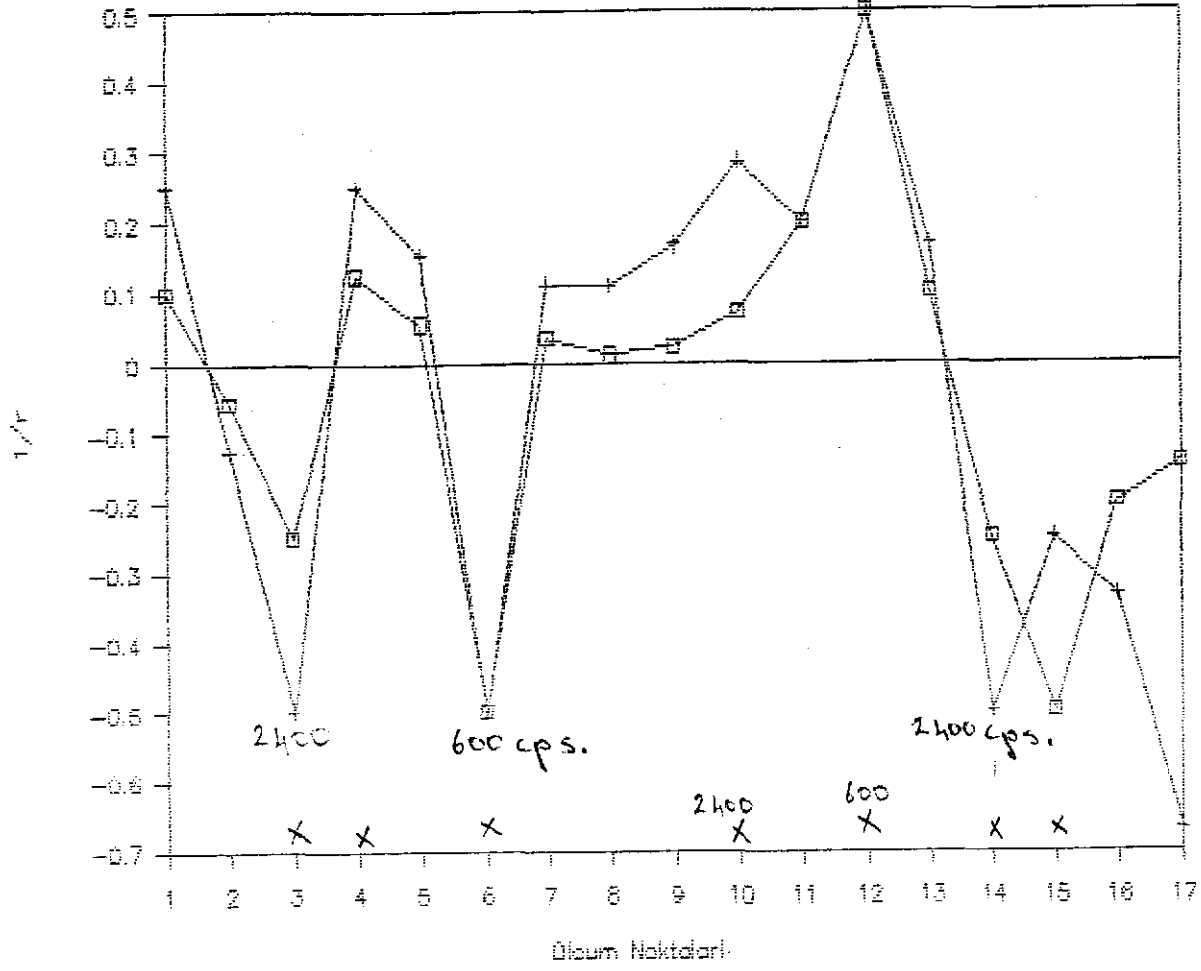
FIG. 4.



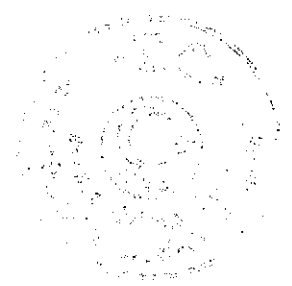
Grafik 3.2.2. Kullanılan her iki frekans için ölçüm noktalarına karşılık faz açısı değerleri



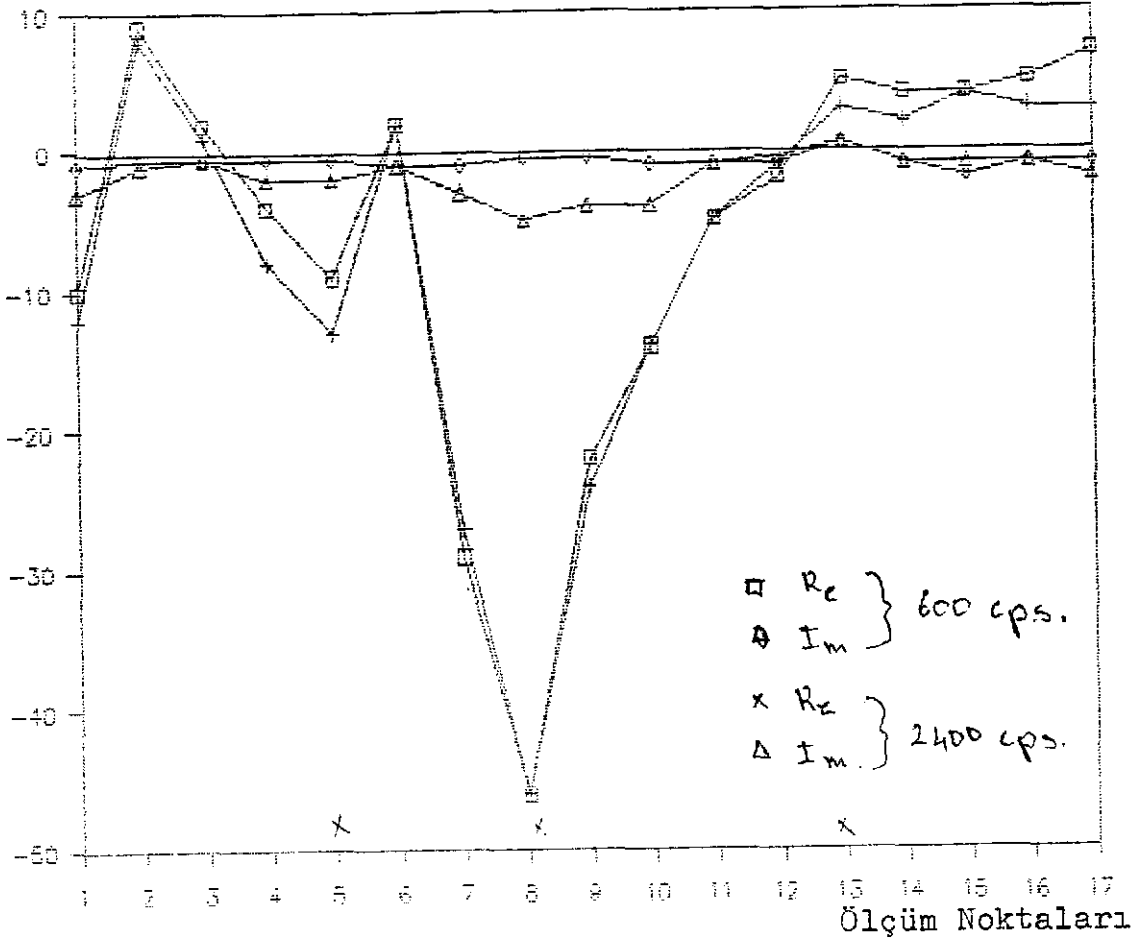
2400 ve 600 cps için elipslik grafiği



Grafik 3.2.3. Farklı frekans kullanımı iletken zonun uzanım sınırını vermede yararlı olmaktadır.



% P_r (Reel ve I_m)

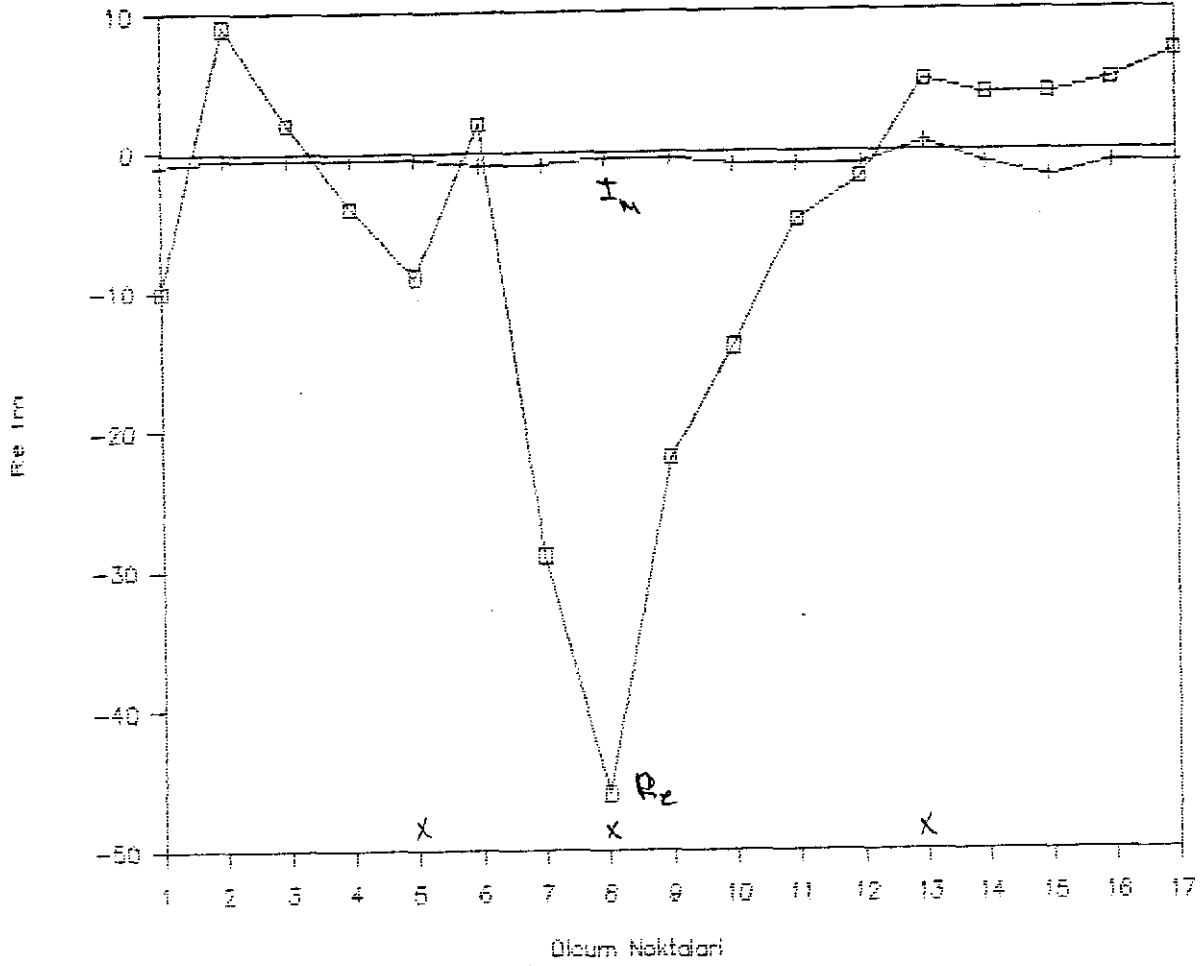


Grafik 3.2.4. Kullanılan her iki frekans için ölçüm noktalarına karşılık, reel ve imajiner değerler.



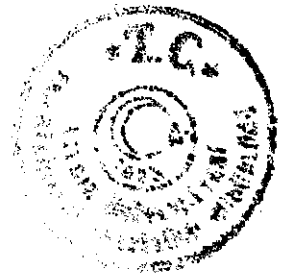
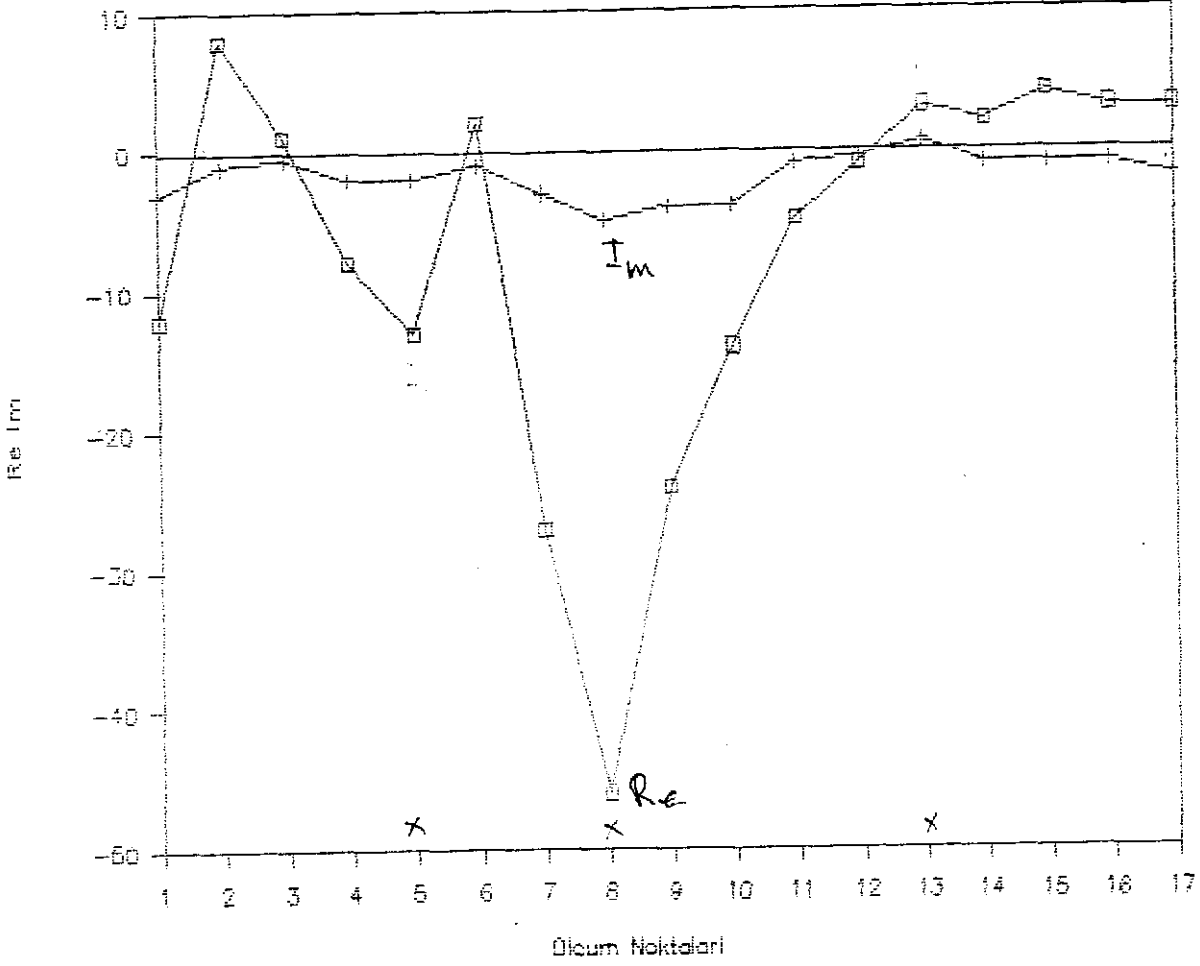
600 cps için Real ve Imaginary

Bilanser Grafığı (3.2.1 a)



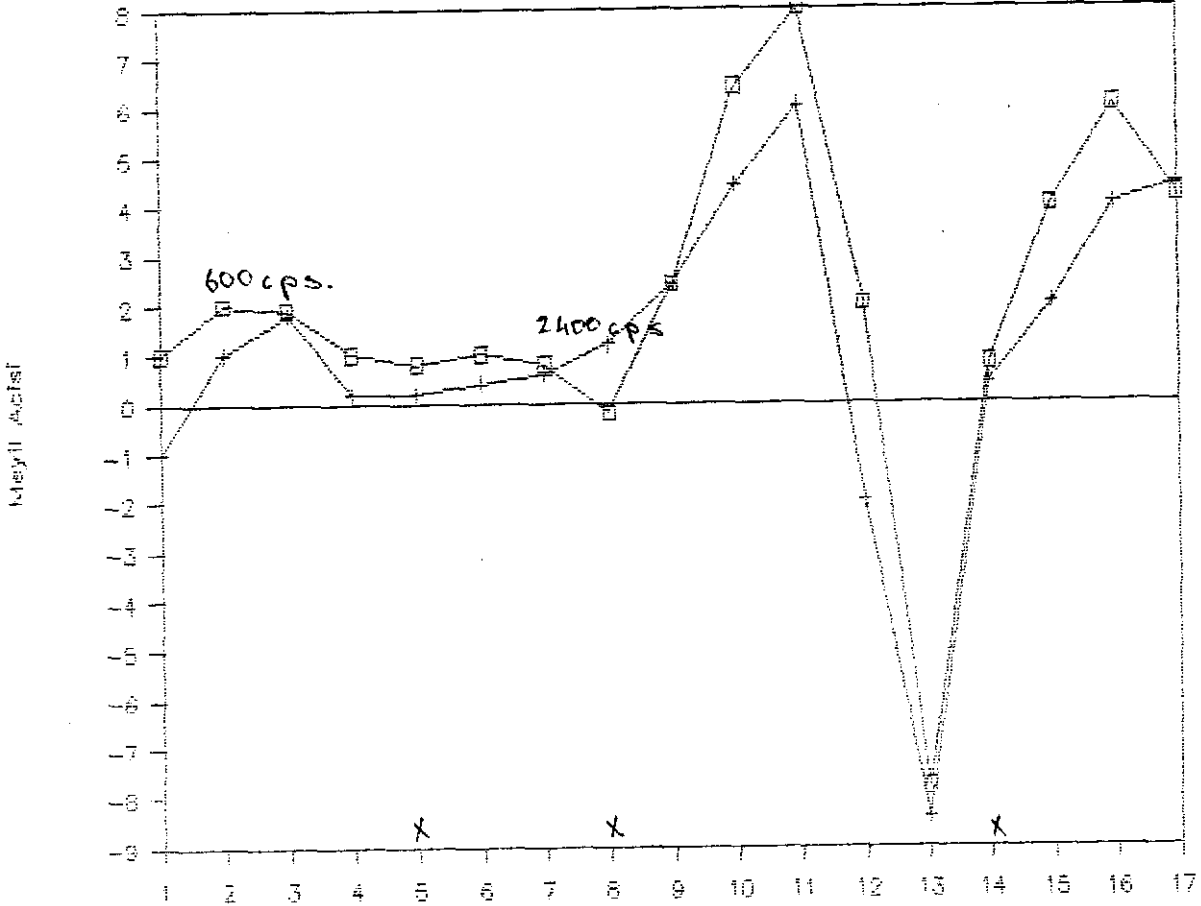
2400 cps için Real ve Imaginary

Bileşenler Grafiği (3.2.4b)



600 ve 2400 cps için Meyil Açısı

Grafığı



Grafik 3.2.5. Kullanılan her iki frekans için ölçüm noktalarına karşılık, meyil -Açı (Tilt angle) değerleri görülmektedir. 8 ile 13. noktalar arasında bir iletkenlik ekseninin olduğu görülmektedir. Özellikle 13. noktada her iki meyil açısında minimum yapılmaktadır. 2400cps için 8 nolu noktada cross görülmemekle beraber, bu durum örtünün etkisinden kaynaklanmaktadır.



2. Dalga Meyli: Bilindiği üzere endüklenen bir ortamda iletken mevcutsa gönderdiğimiz E.M alan, iletkenle münasebete geçmektedir. Aynı zamanda polarizlenen bir ortam olduğundan polarizasyon elipsinden bahsetmek yerinde olur. Bu elipsin büyük eksenini a, küçük eksenini b ve meylide (α) ise elipsi çizen bileşke vektörün elipsin büyük eksenini ile çakışma durumunda;

$a = R_e, b = I_m$ ve (α)'da bileşke vektörün yatayla yaptığı meylil açısı olmaktadır. Bu durumda, $r = (a/b)$ ise dalga meyli;

$$|W_t| = \sqrt{\frac{1+r^2 \tan^2 \alpha}{r^2 + \tan^2 \alpha}} \quad (3.2.3) \quad \text{gibi verilmektedir. (5)}$$

Ayrıca bu dalga meyli bazı yazarlar tarafından (2, 12)

$W_t = -(iw \epsilon_c Z / k_0 \cos \theta)$ gibi verilmiştir. Burada Z ortamın empedansı, θ E.M. dalganın gelme açısı, w açısal frekans ve k_0 'da E.M. dalganın serbest ortamdaki yayılım sabitidir. Aynı yazarlar $\theta \approx 0, k_0 = iw \sqrt{\epsilon_c \mu_0}$ olduğunu kabul ederek dalga meylinin bilinmesiyle, ortamın empedansının hesaplanabileceğini göstermişlerdir. Bu durumda,

$$W_t = -\frac{iw \epsilon_c Z}{iw \sqrt{\epsilon_c \mu_0}} = -\frac{Z}{Z_0} \quad \text{dan} \quad |W_t| = \sqrt{(W_t)^2} = \sqrt{\left(-\frac{Z}{Z_0}\right)^2} \text{ yazılabilir.}$$

Buradan

$$|W_t| = |Z / Z_0| \quad (3.2.5) \quad \text{ifadesi elde edilir.}$$

Öteyandan (2.8.4.) bağıntısı gereğince,

$Z = (Z_0 / Z)^2$ bulunmuştur. Burada dikkat edilirse (2.8.4) ile (3.2.1) bağıntıların müşterek çözümünden

$Z = (1 / W_t)^2$ (3.2.6) bağıntısı elde edilir. Ayrıca

$(Z_0 / Z)^2 = (1 / W_t)^2$ den $Z_1 = Z_0 \cdot W_t$ (3.2.7) elde edilir.

Bu durumda;



- a. $|W_{\pm}| = \sqrt{\frac{1+r^2 \pm g^2}{r^2 \pm g^2}}$ dan dalga meylli değerleri,
b. $Z = \left(\frac{1}{W_{\pm}}\right)^2$ den karakteristik empedans değerleri,
c. $Z = Z_0 W_t$ ifadesinden ortamın empedans değerleri,
d. $\eta = \sqrt{\frac{Z}{\epsilon_0} + 1}$ (2.7.13) den (η) değerleri,
e. $K_e = \frac{\sqrt{Z}}{\eta}$ (2.8.7) dan K_e değerleri,
f. $K_m = (1/\eta\sqrt{Z})$ (2.8.7) dan K_m değerleri hesaplanmıştır.
(Tablo 3.2.2)

Dalga meylinin argumanı ($\text{Arg}W = \pm \cos^{-1} \left(\frac{(r^2-1) \pm g^2}{\sqrt{(r^2 \pm g^2)(1+r^2 \pm g^2)}} \right)$) gibi (King 1968) tarafından verilmiştir. Aslında dalga meylinin kompleks bir ifade olduğu bir gerçektir. Ancak biz sadece modül üzerinde çalışarak, elde mevcut olan dökümanları kullandık. Bu konuda bazı açıklayıcı bilgiler verelim 3.a. Yayınan dalganın gelme açısı (θ) nın; $0 < \theta < 10^\circ$ aralığında ve (f) mesafesinin $f \gg \lambda_0$ olması gerekir. (şekil 2.7 ve Maley 1971)

b. W_t reelse geometrik olarak (α) ile yorumlanabilir. şayet reel değilse yayınan dalganın düzlem olmadığına hükmedilir. Bu durumda dalgayı (θ) ile izah etmek mümkün değildir.

c. Homojen ortam için bileşke vektör ters saat yönünde elips çizer. Ortam tabakalı ise elipsin dönme yönü, saat ilerleme yönündedir.

d. Argumanın işareti ise homojen ortam için negatif ve tabakalı ortam için ise pozitif alınır. Bu işaret; polarizasyon elipsinin büyük eksenini boyunca salınan elektrik alan bileşenleri arasındaki faz farkından tayin edilir.

e. Bu faz büyük eksen boyunca yukarı, küçük eksen boyunca aşağı ise bileşke alan elips etrafında saat yönünde döner ve W_t 'nin argumanı negatif olur.



TABLO 3.2.2

h	Z	Z	$\eta =$	K_E	K_m	f	G
511	97.04358	38.26905	10471.56	0.000590	0.000015	0.488173	2.048452
619	232.2414	24.73781	16199.37	0.000307	0.000012	0.203986	4.902287
182	15.72423	95.07062	4215.150	0.002313	0.000024	3.012808	0.331916
212	62.77620	47.58100	8422.206	0.000819	0.000017	0.754650	1.325116
283	304.7481	21.59536	18556.62	0.000250	0.000011	0.155453	6.432800
285	3.995435	188.6032	2124.762	0.006463	0.000034	11.85705	0.084337
202	722.5220	14.02508	28572.87	0.000131	0.000009	0.065567	15.25141
416	7672.698	4.303849	93111.30	0.000022	0.000005	0.006174	161.9597
677	439.9128	17.97412	22295.21	0.000190	0.000010	0.107689	9.285935
975	56.55289	50.13069	7993.846	0.000885	0.000017	0.837695	1.193751
345	16.74914	92.11595	4350.354	0.002206	0.000023	2.828449	0.353550
141	3.981796	188.9259	2121.132	0.006480	0.000034	11.89766	0.084050
584	34.77180	63.93188	6268.187	0.001275	0.000019	1.362428	0.733983
388	15.95043	94.39410	4245.360	0.002288	0.000024	2.970082	0.336691
557	3.928060	190.2138	2106.771	0.006546	0.000034	12.06043	0.082915
885	19.59848	85.15690	4705.866	0.001960	0.000023	2.417232	0.413696
617	38.76256	60.55149	6618.120	0.001175	0.000019	1.222161	0.818222
606	15.92268	94.47632	4241.666	0.002291	0.000024	2.975258	0.336105
212	62.77620	47.58100	8422.206	0.000819	0.000017	0.754650	1.325116
924	3.985244	188.8442	2122.050	0.006475	0.000034	11.88737	0.084122
024	15.99689	94.25693	4251.539	0.002283	0.000024	2.961456	0.337671
885	42.22827	58.01355	6907.645	0.001102	0.000019	1.121857	0.891378
045	3.999269	188.5127	2125.781	0.006458	0.000034	11.84568	0.084418
603	80.28689	42.07351	9524.686	0.000681	0.000016	0.590060	1.694742
695	81.60961	41.73116	9602.825	0.000672	0.000016	0.580496	1.722663
851	33.86044	64.78654	6185.497	0.001301	0.000020	1.399098	0.714745
822	11.42713	111.5224	3593.329	0.002938	0.000026	4.145755	0.241210
885	19.59848	85.15690	4705.866	0.001960	0.000023	2.417232	0.413696
141	3.981796	188.9259	2121.132	0.006480	0.000034	11.89766	0.084050
606	20.18027	83.92041	4775.203	0.001918	0.000022	2.347545	0.425976
045	3.999269	188.5127	2125.781	0.006458	0.000034	11.84568	0.084418
417	15.69498	95.15916	4211.228	0.002316	0.000024	3.018422	0.331298
496	8.625308	128.3641	3121.876	0.003629	0.000028	5.492452	0.182068
211	2.226263	252.6636	1586.048	0.010022	0.000039	21.27964	0.046993

Buradaki Z değeri Cagniard Bağıntısındaki, ortamın empedansına eşittir. Bu bağlantı;

$$\xi = (0,2 / f) | Z |^2 \text{ gibidir.}$$



4.Cagniard'ın vermiş olduğu (2.5) bağıntısından (f) rezistivitesi ile $G = \frac{1}{\rho}$ bağıntısından (G) iletkenlik değeri hesaplanabilir.Tıpkı bunun gibi fizik ortama ait ve ortamın diğer yayının özelliklerini de belirleyebilen bazı değerlerde hesaplanabilir.Mesela ;

E.M dalganın taşıdığı enerjinin hızı; $v = (1/\sqrt{\kappa_e \cdot \kappa_m})$

" " yayının " ; $v = (1/\sqrt{\mu \epsilon})$

Rölaksasyon zamanı ; $\tau = \sqrt{\epsilon/\sigma}$

$$\text{Nüfûz Derinliği } (P_d) = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu G}}$$

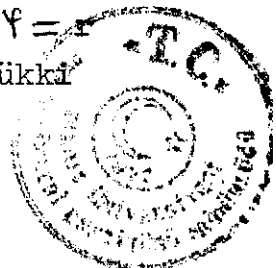
Skin-Depth, $S_d = \sqrt{(w \mu G / 2)}$ olarak verilir.Buradan

$P_d = (1 / S_d)$ yazmak mümkün olur. .Tablo 3.2.3'deki değerlerin hesaplanmasında;Serbest ortam için $c = 3 \times 10^8$ m/sn, $\mu_0 = 4 \pi \times 10^{-7}$, $\epsilon_0 = (\pi / 36) \times 10^{-9}$ ve $Z_0 = 120 \pi = 377 \Omega$ dur.

NOT:Bu saydığımız değerlerden bazıları kompleks ifadelerdir.Bunların üzerinde modül ve arguman olarak çalışmak gerekir.Bu ise bizi konunun dışına iter ve başka bir araştırma konusu doğabilir.

5.Grafik 3.2.6' da görüldüğü gibi,iletkenlik ekseninin ağırlık merkezinin yerini(8.Nokta),daha hassasiyetle bulmak mümkündür.Bu nedenle meyil açısı metoduna nazaran dalga meyli metodu,daha tercihe şayan olmalıdır.Meyil açısı metodunda her zaman Cross'lar yakalamak mümkün olmayabilir Ama dalga meyli metodunda piklerin yerini görmek,her zaman mümkündür.Bu görüşümüzü desteklemek için meyil açısı değerleri ile dalga meyli değerlerini,aynı grafik sisteminde çizdik ve gördükki,8.noktada yine bir pik değeri(Minimum) söz konusudur.

Her iki frekans için ayrı ayrı olmak üzere; $tg \psi =$ ye karşılık dalga meyli grafiklerini çizdik ve gördükki

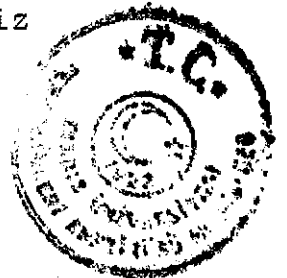


bu eğriler birbirinin aynıdır.(Grafik 3.2.8a,8b).Bu durumda R_e ve I_m bileşenler,herhangi bir nedenden dolayı etkilenseler bile; W_t ve r için çizilen eğrilerde,iletkenlik ekseninin yeri değişmemekte ve biz yine 8.nokta civarını tespit edeceğiz.

6.Grafik 3.2.9a,9b' de görüldüğü gibi,her iki frekans için çizilen eğriler,iletken zon üzerinde bir maksimum yapmaktadırlar.Her iki frekans için de bu böyledir ve (5) değeri; $1-2 \times 10^3$ ohm.m aralığındadır.Rezistivite değerleri ise iletken zon üzerinde bir minimum yapacaktır.(Graf.3.2.7a,7b) Tablo 3.2.2' de görüldüğü üzere,kondüktivite değeri;
0.0-750 mho/m aralığındadır.Burada dikkati çeken bir husus, rezistivite ile kondüktivite değerleri arasındaki farkın çok büyük olmadığıdır.Bu durum cevhere zondan kaynaklanmış olsa gerektir.Zira cevhere zonumuz galen (PbS),zinkblend (ZnS) ve kalkopirit ($CuFeS_2$) oluşmuş kılcal damarlar halindedir.Bunların iletkenlik durumu ise şöyledir.
Sülfidler:0.1-0.4 mho/m veya $10.0-2 \times 10^3$ ohm.m
Zinkblend.....: İletken değil
Galen.....: Mükemmel iletkendir.

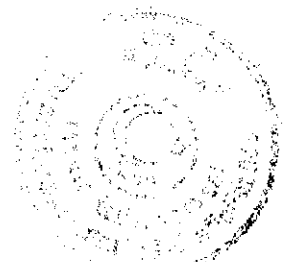
Bu grafik eğriler üzerinde biraz durulacak olursa; A.(3.2.7a) rezistivite eğrisinin (3.2.8a) W_t ve t_g eğrilerine benzerliği hemen görülebilir.Bu şu demektir.Rezistivite eğrisini mi görmek istiyoruz.Rezistivite değerlerini bilmesekte olur.Zira W_t ve t_g değerlerini biliyorsak,grafiğini çizer ve rezistivitenin davranışını grafik üzerinde görebiliriz.Aynı benzerlik (3.2.7b) ile (3.2.8b) arasında da mevcuttur.

B.Yine (3.2.9a) iletkenlik grafiğinin,(3.2.10a) karakteristik empedans eğrisine benzerliği,derhal görülür.Bundan böyle iletkenlik yerine,karakteristik empedans değerlerini (Grafik olarak) kullanabiliriz.Bu oldukça önemli bir sonuçtur.Zira dalga meylini (W_t) bilmemiz bizi iletkenlik tayinine götürecektir.



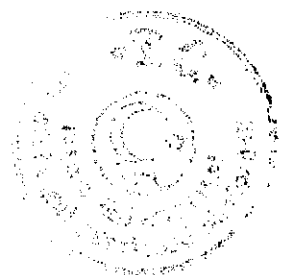
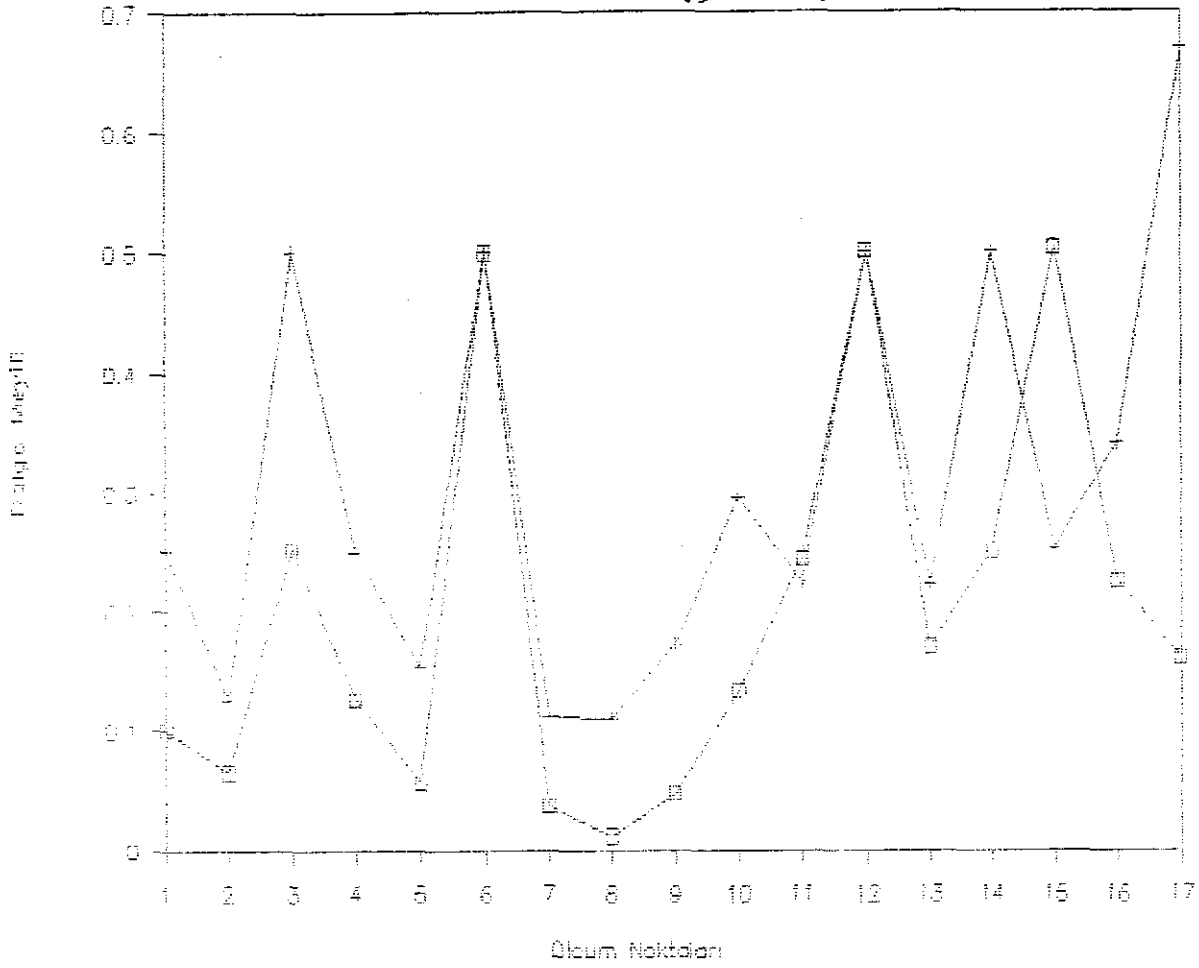
TABLO 3.2.3

$E = E_0 K_e$	$M = M_0 K_m$	$v = (K_e \cdot K_m)^{-1/2}$	$\gamma = (E/G)^{1/2}$	$V = (EM)^{-1/2}$	$P_d = \sqrt{\frac{2}{WMG}}$	$\int dk = \frac{1}{P_d}$	$\lambda_k = 2\pi \int dk$
(1*E-7)							
0.005228	1.9E-11	9.9E+09	24684.03	10471.56	9265.493	0.000107	0.000678
0.002717	1.6E-11	1.5E+10	14307.31	16199.37	24729.36	0.000040	0.000254
0.020471	3.1E-11	4.0E+09	76986.47	4215.150	1195.835	0.000836	0.005254
0.007248	2.2E-11	8.0E+09	32407.72	8422.206	5676.102	0.000176	0.001106
0.002216	1.5E-11	1.8E+10	12072.77	18556.62	33571.01	0.000029	0.000187
0.057201	4.3E-11	2.0E+09	181256.1	2124.762	256.0297	0.003905	0.024540
0.001159	1.2E-11	2.7E+10	7038.635	28572.87	88662.16	0.000011	0.000070
0.000197	6.5E-12	8.8E+10	1607.599	93111.30	1265020.	0.000000	0.000004
0.001682	1.3E-11	2.1E+10	9597.679	22295.21	50736.24	0.000019	0.000123
0.007838	2.2E-11	7.6E+09	34592.83	7993.846	5047.107	0.000198	0.001244
0.019524	3.0E-11	4.1E+09	74007.38	4350.354	1283.874	0.000778	0.004893
0.057346	4.3E-11	2.0E+09	181643.9	2121.132	255.0467	0.003920	0.024635
0.011289	2.5E-11	5.9E+09	46881.70	6268.187	2920.192	0.000342	0.002151
0.020253	3.0E-11	4.0E+09	76302.28	4245.360	1215.206	0.000822	0.005170
0.057935	4.3E-11	2.0E+09	183193.0	2106.771	251.1778	0.003981	0.025014
0.017354	2.9E-11	4.5E+09	67085.91	4705.866	1532.078	0.000652	0.004101
0.010405	2.4E-11	6.3E+09	43803.87	6618.120	3299.855	0.000303	0.001904
0.020280	3.0E-11	4.0E+09	152770.7	4241.666	303.2069	0.003298	0.020722
0.007248	2.2E-11	8.0E+09	64815.44	8422.206	1419.025	0.000704	0.004427
0.057311	4.3E-11	2.0E+09	363091.4	2122.050	63.82379	0.015668	0.098445
0.020209	3.0E-11	4.0E+09	152327.4	4251.539	304.7971	0.003280	0.020614
0.009758	2.4E-11	6.6E+09	83042.09	6907.645	908.3946	0.001100	0.006916
0.057160	4.3E-11	2.0E+09	362295.1	2125.781	64.07653	0.015606	0.098057
0.006026	2.0E-11	9.0E+09	55577.30	9524.686	1871.527	0.000534	0.003357
0.005953	2.0E-11	9.1E+09	55012.58	9602.825	1906.249	0.000524	0.003296
0.011516	2.5E-11	5.9E+09	95332.83	6185.497	708.5574	0.001411	0.008867
0.026009	3.3E-11	3.4E+09	187970.4	3593.329	208.7614	0.004790	0.030097
0.017354	2.9E-11	4.5E+09	134171.8	4705.866	383.0197	0.002610	0.016404
0.057346	4.3E-11	2.0E+09	363287.8	2121.132	63.76168	0.015683	0.098541
0.016977	2.9E-11	4.5E+09	131741.0	4775.203	395.8345	0.002526	0.015873
0.057160	4.3E-11	2.0E+09	362295.1	2125.781	64.07653	0.015606	0.098057
0.020500	3.1E-11	4.0E+09	154152.2	4211.228	298.3334	0.003351	0.021060
0.032118	3.6E-11	3.0E+09	224099.6	3121.876	152.1308	0.006573	0.041301
0.088694	5.0E-11	1.5E+09	522474.3	1586.048	33.15083	0.030165	0.189533
	>	>	<	<	>	<	>
min.	max.	max.	min.	min.	max.	min.	min.

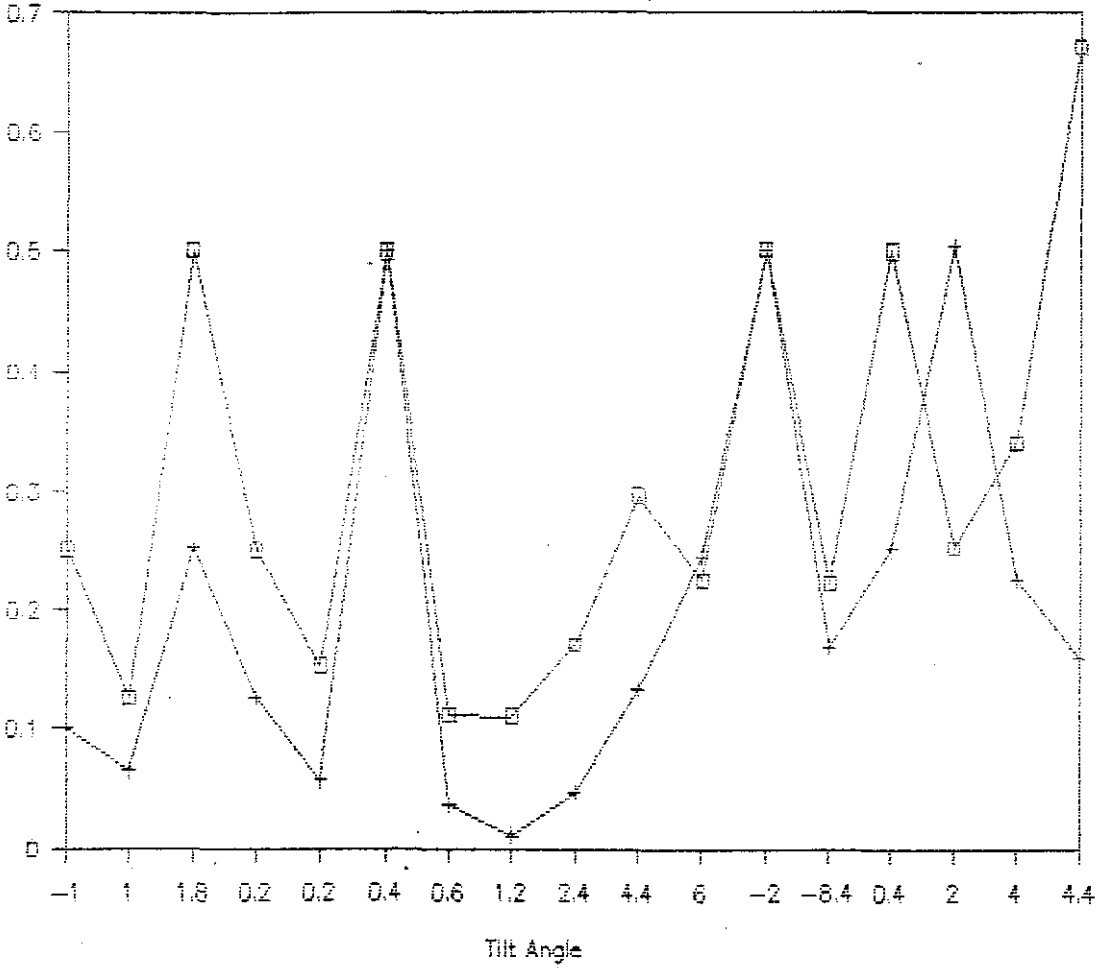


2400 ve 600 cps için Dalga Meyili (W_f)

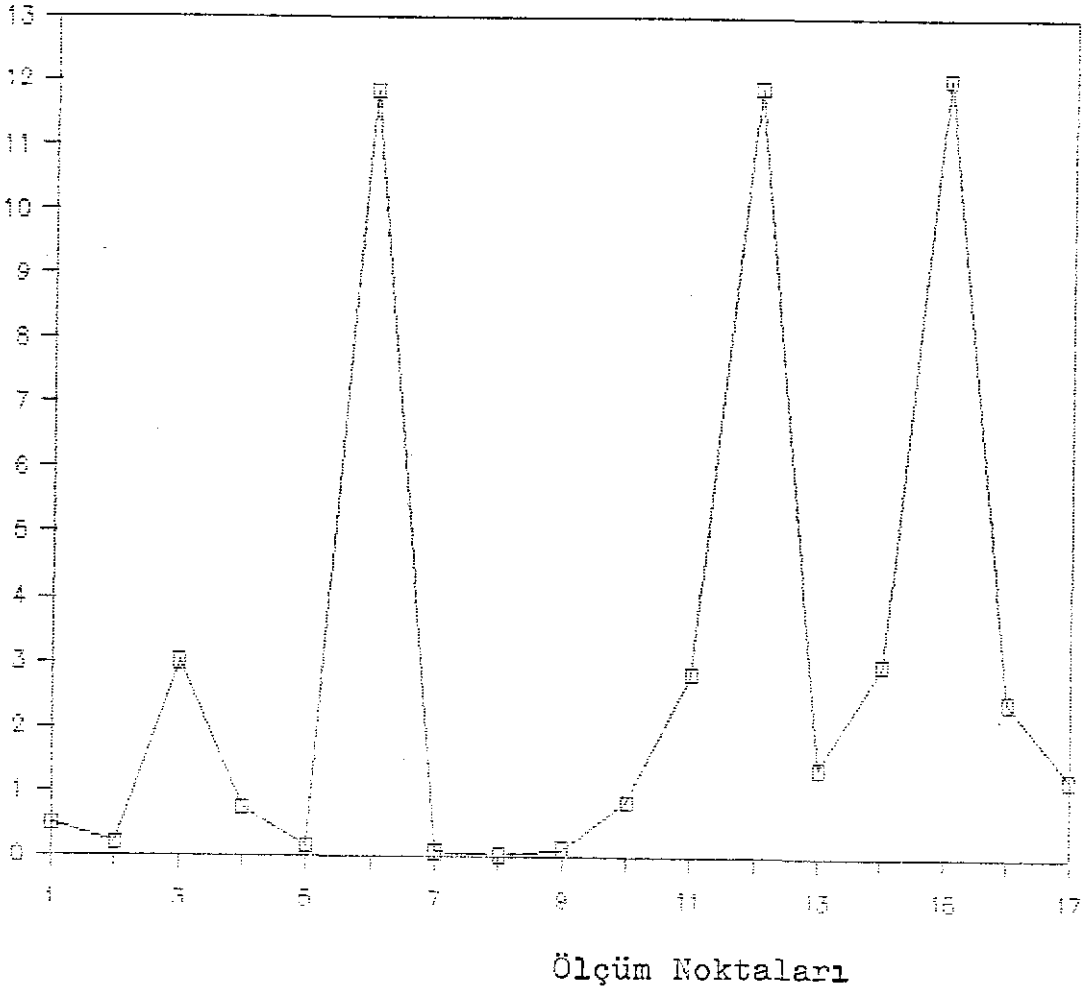
Grafığı (3.2.6.)



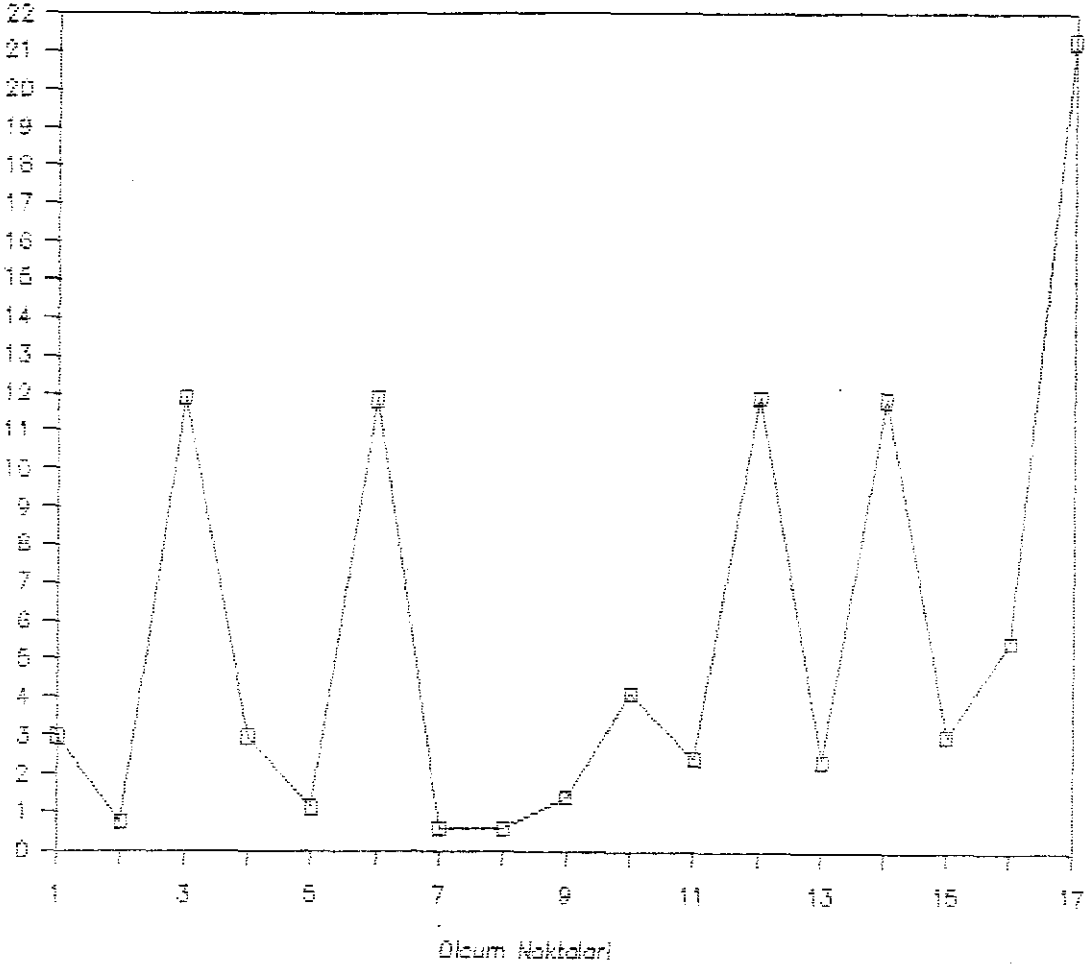
600 ve 2400 cpc için Wave Tilt & Tilt
Angle Grafiği (3.2.7.)



600 cpc için Resistivity Grafıgi (3.2.7a)

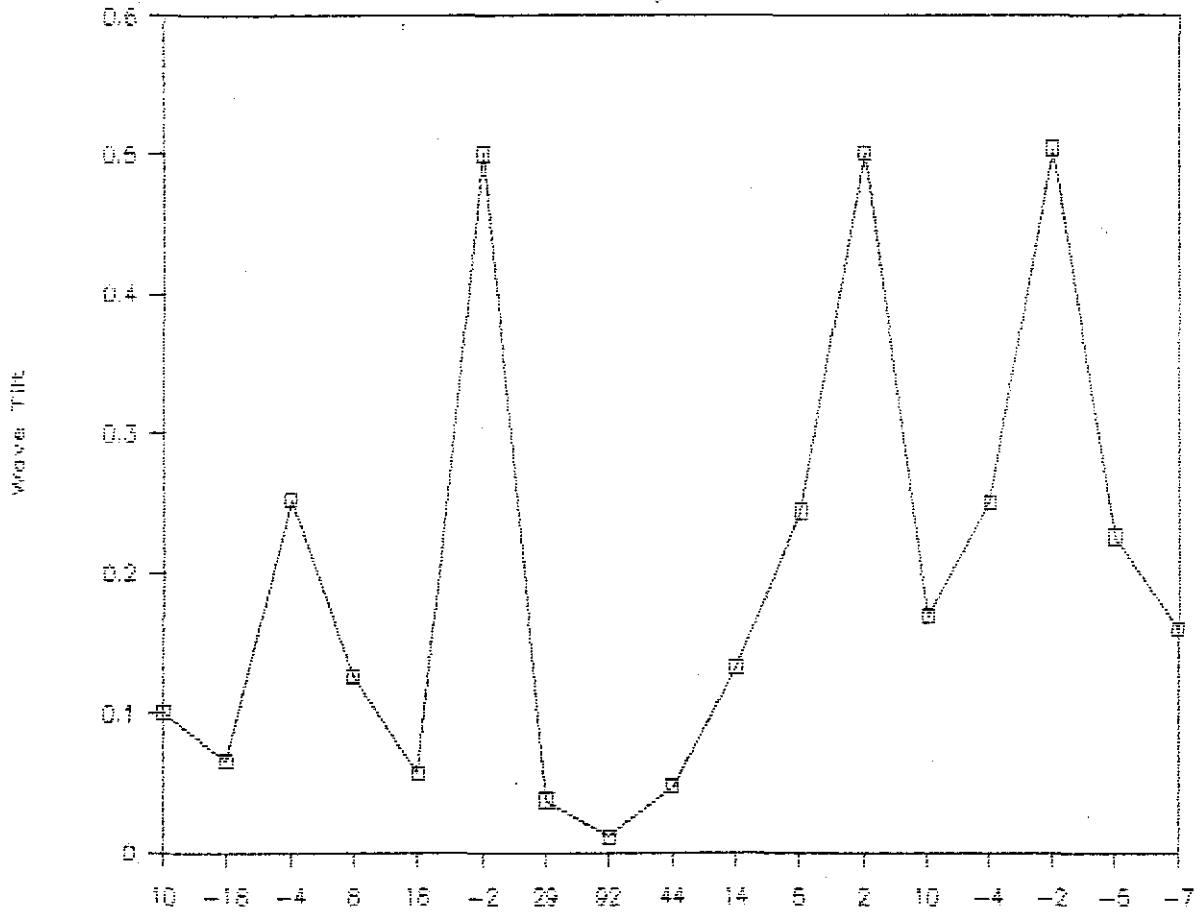


2400 cpc için Resistivity Grafıgi (3.2.7b)

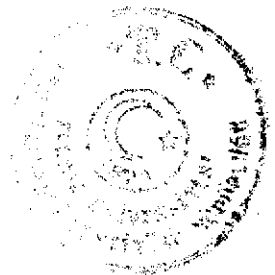


600 cpc için Wave Tilt & tan(Faz A)

Grafiki (3.2.8a)

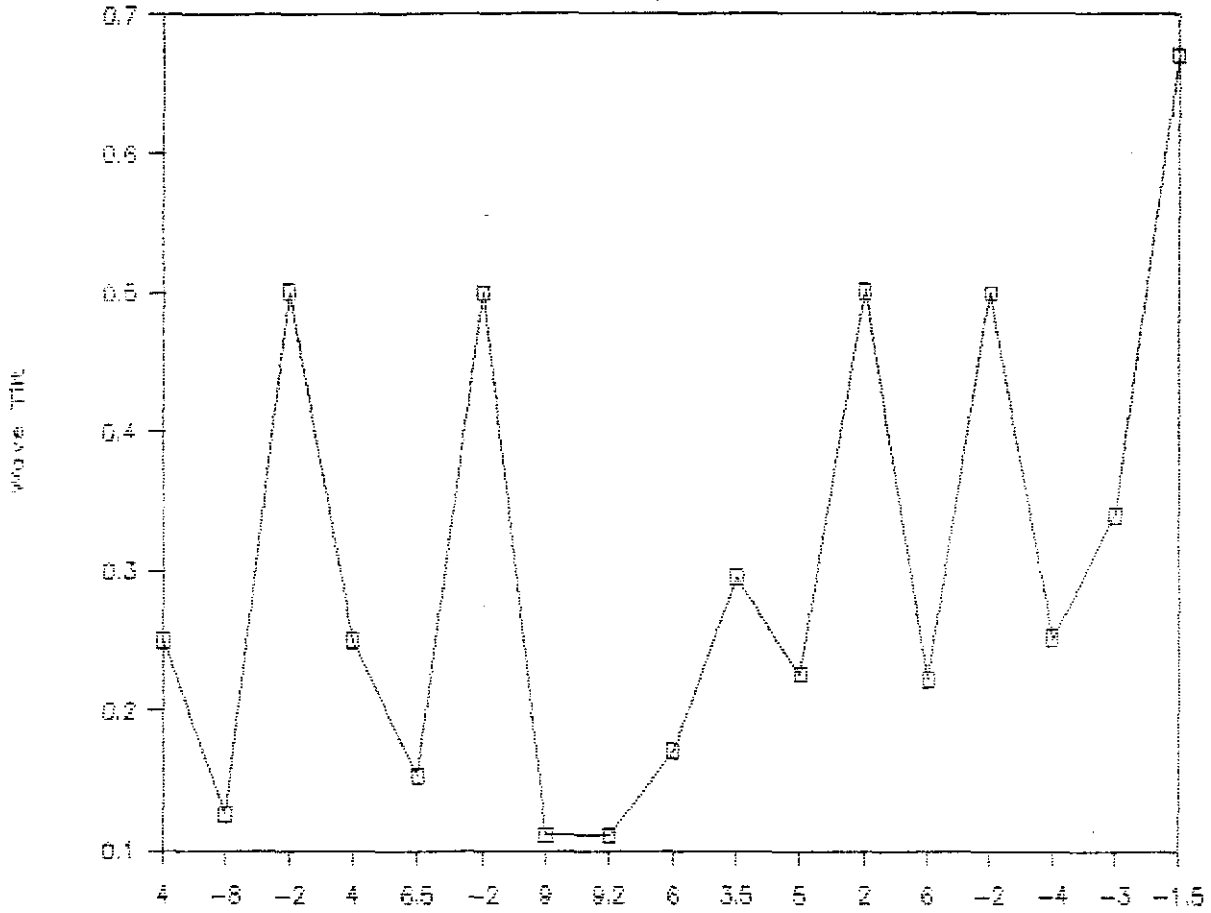


$$r = \frac{R_e}{I_m}$$



2400 cpc için Wave Tilt & tan(Faz A)

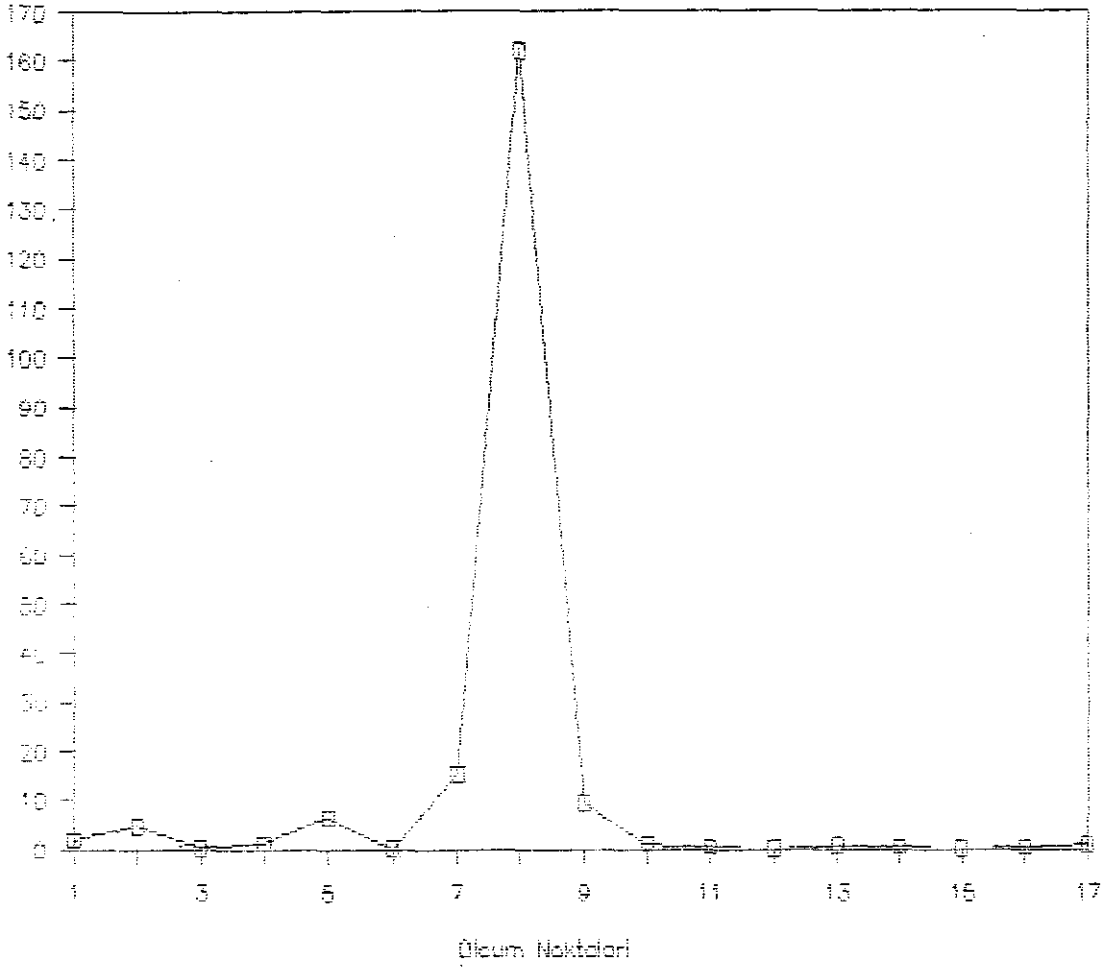
Grafiği (3.2.8b)



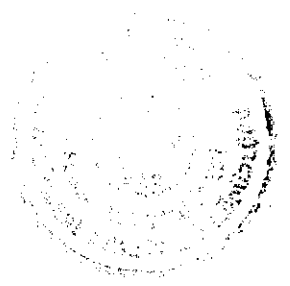
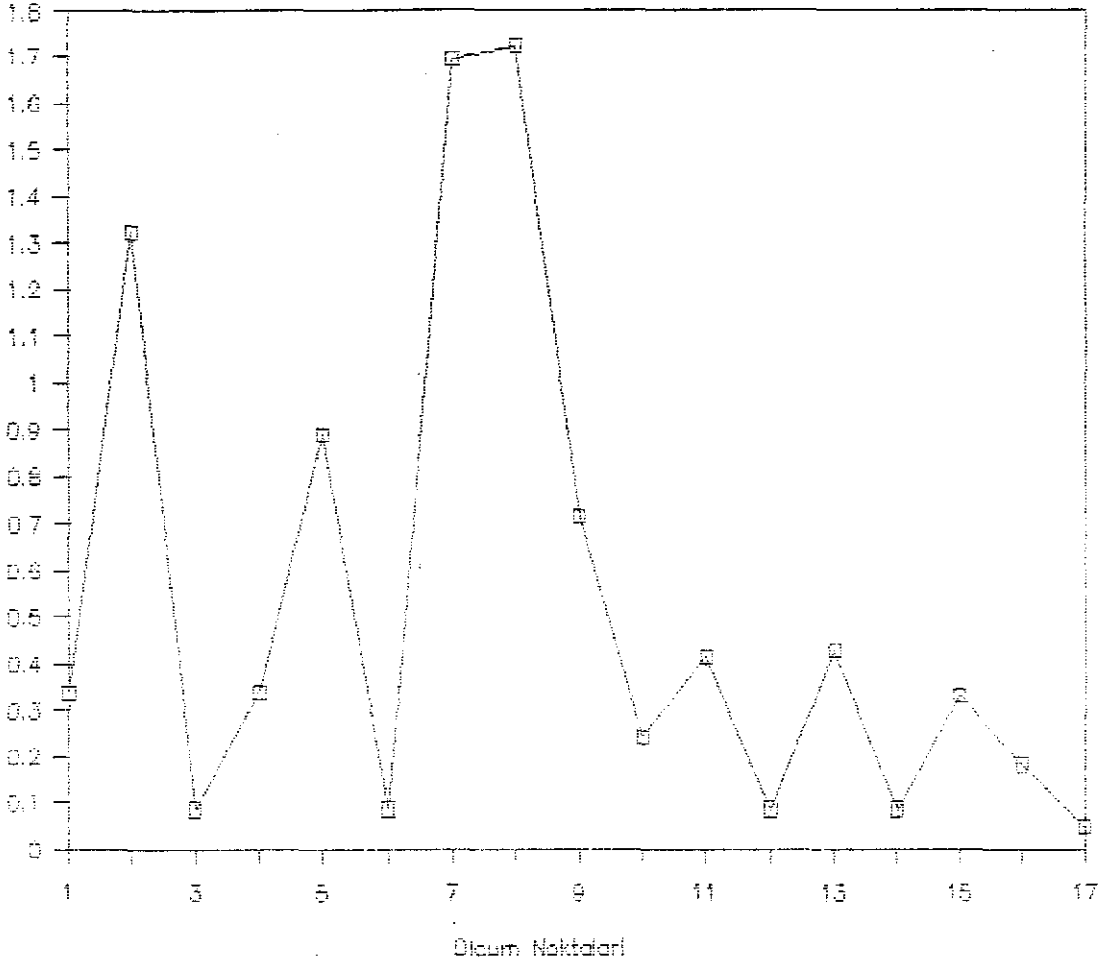
$$r = \frac{R_{re}}{I_m}$$



600 cpc için İletkenlik Grafiği (3.2.9a)

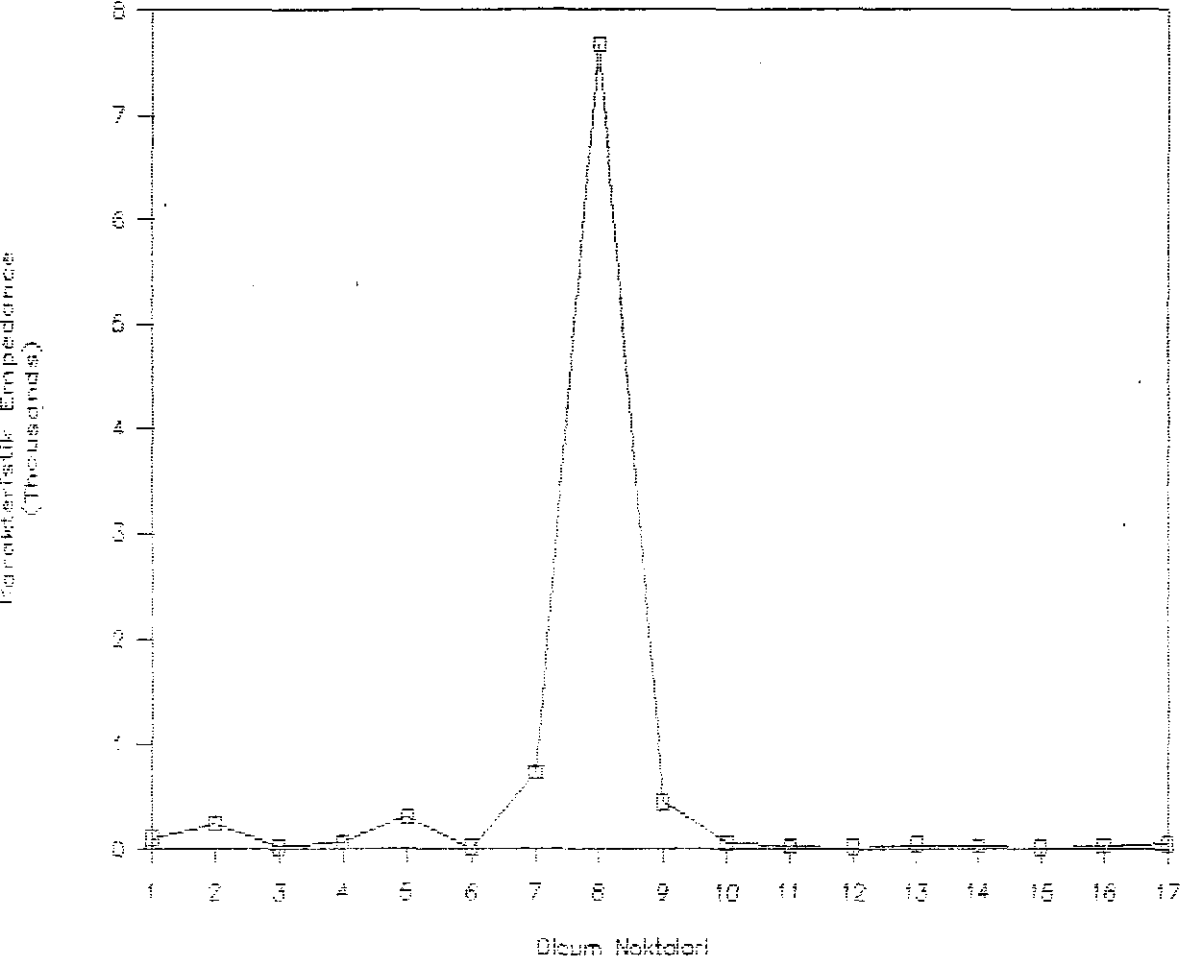


2400 cpc için İletkenlik Grafiği (3.2.9b)



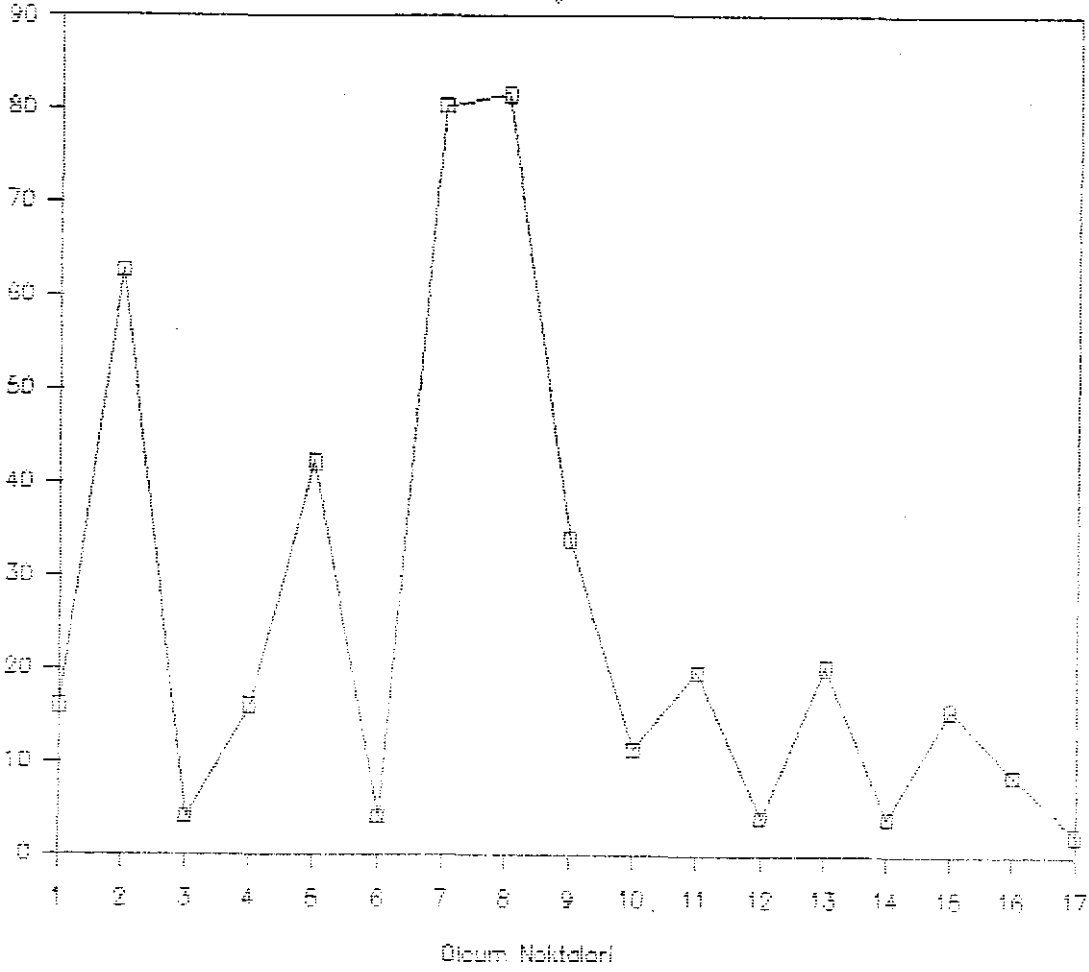
600 cpc için Karakteristik Empedance (3.2.10a)

Grafigi



2400 cpc için Karakteristik Empedance (3.2.10b)

Grafığı



IV-TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Jeofizikte elektromagnetik metot (EMM) ve magnetotellürik metot (MTM) gibi bu metotlar birbirinden çok farklı olmasına rağmen,kaynak itibariyle birbirine benzerlikleri mevcuttur.Bu benzerliklerin esasında,her iki metot için elektromagnetik teoriden yararlanma yatmaktadır.Her iki metotda Maxwell denklemlerinin çözüm sonuçlarından istifadeyle;polarizasyon elipsi ve empedans kavramlarını ele almaktadır.

Çalışmamızın diğer bir hedefide ekonomik açıdan avantajlı oluşudur.Şöyleki;ucuz,pratik,her türlü zor şartlarda uygulama kolaylığı olan,ve fakat sığ ve istikşaf etütleri için enteresan olan (EMM) ile elde edilen donelerin;engebeli arazilerdeki çalışma zorluğu ve Türkiyemiz şartlarınınada pahalı düşen (MTM) cihazıyla elde edilen bilgilere basamak teşkil etmesi,gerçekten ekonomik olmaktadır.Buna rağmen derin etütler için fev-kâlade sonuçlar veren ve bir nevi detay etüt olan (MTM) çalışmaları;derin sondajlar niteliğindedir.Bu iki metodun bilgilerini birbirine bağlamak gerçekten zor olmuştur.Bütün bu zorluklara rağmen ana hatlarıyla bu hedefe ulaşılmıştır.

Amaçlanan hedefe ulaşma ve sonuçlarıyla irdeleme ve yan ürünler hakkındaki bilgiler;aşağıya özet olarak çıkarılmıştır.Ayrıca araştırmacılar için enteresan olabilecek bazı problemler,gündemde tutulmuştur.

1.(Ek 3.1.) de bahsedildiği üzere;T-24/A anomalisi üzerinde ve üç profil boyunca ölçüler alınmıştır.Ancak biz L_1 profili üzerindeki 17 nokta için reel ve imajiner bileşen değerleri ile ölçülen meyil açısı değerlerini esas aldık.Bu bileşenler McPhar Firmasının (VHEM-660EM) cihazı



ile gerçekleştirilmiş olup cihazla üç fonksiyon icra edilmiştir. Bunlardan birisi reel, birisi imajiner bileşenler olup bir diğeri polarizasyon elipsinin büyük ekseninin (Bileşke vektör büyük eksenle çakışmış durumdadır.) yatayla yaptığı meyil açısıdır.

2. Gerek (3.2.1) ve gerekse (3.2.2.) tariflerinden anlaşılacağı üzere; primer ve sekonder alan arasındaki faz farklarını, arazide ölçümler yapmadan büroda hesaplamak mümkün olmuştur. Bu durum ekonomik açıdan ilgi çekicidir. Faz açısının hesaplanması homojen, izotrop ve iletken bir ortam için yapılmıştır. Ancak bu şartlara uygun bir ortamı bulmak her zaman mümkün olamamaktadır. Bu nedenle büroda hesaplanan faz açısı ile araziden ölçülen faz açısı arasında, bazı farklılıkların olması tabii bir neticedir. Bütün bunlara rağmen iletken zonun uzanımı hakkında kesin bir durumla karşılaşırız. Bu uzanım 6. ve 14. noktalar arasında kendini göstermektedir. Bu noktalar üzerinde eğrimiz (Her iki frekans için), birer minimum yapmaktadır. (Grafik 3.2.2.)

3. İletken zonun sınırlarını araziden ölçtüğümüz reel ve imajiner bileşenler ile de tayin etmek mümkündür. Ancak bu ölçümlerde iletken zonun kesine yakın sınırlarını vermek mümkün olamamaktadır. Bunda örtünün ve topoğrafyanın etkisi kendini göstermektedir. Bu sınırları belirleyebilen cross'lar zaman zaman sönük bir durum arz etmektedir. Ama iletken zonun konsantrasyon merkezini belirtmekte, kesin bir çözüm olabilmektedir. (Grafik 3.2.4, 4a, 4b). Görüldüğü gibi; 8. nokta üzerinde keskin bir minimum yapmaktadır. Aynı durumu ($tg \varphi$) eğrisi ile de takip etmek mümkündür. (Grafik 3.2.1.) de görüldüğü üzere, 8. nokta üzerinde keskin bir maksimum görebilmekteyiz. Elipslik grafiğinde ise (Grafik 3.2.3) yine iletken zonun sınırlarını, kesin bir tarzda tespit etmek mümkündür. Eğrimiz sınırlarda (6. ve 14. noktalarda) yine birer minimum yapmaktadırlar.



4.(King 1968) tarafından verilen dalga meylli (W_t) ifadesi ile (Wait 1962) tarafından verilen (Z) ortamın empedansı ifadesinin beraberce çözümünden, önce (W_t) ve sonrada (Z) bulunabilmiştir. Burada;

a. (W_t)'nin hesaplanmasında, ölçülen reel ve imajiner bileşenler ile meyil açısı değerleri, ilgili bağıntılarda kullanılmıştır. Bu bağıntılar (3.2.1 ve 3.2.3) ifadeleridir.

b. EM.dalganın alıcıya gelme açısı (θ) takriben sıfır ve $\mu \approx \mu_0$ olma şartlarında (3.2.4) bağıntısının kullanılmasıyla ve $k_0 = iw \sqrt{\epsilon_c \mu_0}$ olmak şartıyla, ortamın empedansı (Z); her iki frekans için hesaplanmıştır. Aslında bu empedans bazı kabuller sonucu ele alındığından ortamı tamamen karakterize edemez. Zaten kabullerimizde anlaşılacağı üzere bu empedans (Wait 1980) 'de belirttiği gibi, bir sırt empedansıdır.

c. Ortamın empedansını bulabilmek için (3.2.4) ile ulaştığımız (2.8.4) bağıntılarının müşterek çözümü olan (3.2.6) ifadesini kullanarak, karakteristik empedans kavramına ulaşmak en doğru olanıdır. Bizde bu yolu seçtik ve önce karakteristik empedansı, dalga meylline bağlı olarak hesapladık. Daha sonra (3.2.7) bağıntısından ortamın empedansını, her iki frekans için hesapladık. Burada üzerinde durulması gereken bir husus vardır. Peşpeşe kullandığımız ifadelerde sadece (W_t)'nin modülü ile ilgilendik. Halbuki bu değer kompleks bir ifadeye sahiptir. Dolayısıyla argümanı ile de ilgilenmek zorunluluğu vardır. Ancak yayının düzlem dalga şeklinde olduğunu başlangıçta kabul ettiğimiz için (W_t)'nin değeri; reel olacaktır.

5.(Grafik 3.2.6)'da görüldüğü üzere, dalga meylli eğrimiz; iletken zon sınırlarında (6.ve 14.noktalar üzerinde) birer maksimum değere ve iletken zonun konsantrasyon merkezi üzerinde ise (8.nokta), bir minimum değere ulaşmaktadır. Aynı açık durum (Grafik 3.2.7-Dalga meylli ve meyil açısı) ile (Grafik 3.2.8a, 8b-Dalga meylli ve r) eğrilerinde de görülmektedir.



6. Her iki frekans için Cagniard bağıntısının kullanılmasıyla, elde edilen rezistivite ~~rezistivite~~ eğrileri (Grafik 3.2.7a,7b)'de görüldüğü gibi iletken zonun üzerinde (8.nokta) bir minimum değere ulaşmaktadır. Bu iletken zonun sınırlarını belirtmede, her iki frekans için maksimum değerlere (Uçlarda), bakmak kafidir.

7. Rezistivitenin tersi olan iletkenlik ve eğrileri ise (Grafik 3.2.9a,9b), iletken zonun konsantrasyon merkezi üzerinde, maksimum değerlere ulaşmaktadır. İletken zonun sınırlarını ise sadece, sathı yakın kısımlarda (2400cps. için) takip etmek mümkün olmaktadır. Bu sınırlar ise (5. ve 13.noktalar arası) olarak belirlenmektedir.

8. (Graf.3.2.10a,10b) ve (Grafik 3.2.9a,9b) eğrileri; 600cps. için gözönüne alındığında; iletkenlik eğrisinin karakteristik empedans eğrisi ile aynı biçimde olduğu görülmüştür. Keza aynı durum 2400cps. eğrileri içinde geçerlidir. Bu durum bizi ümitlendirmiştir. Şöyleki Karakteristik empedans iletken zonu karakterize ettiğinden, bunun yerine ilgili iletkenlik veya kendisi alınabilmektedir. Yani iletkenlik eğrileri yerine, karakteristik empedans eğrileri kullanılabilir. Gerçektende iletken zonun yerini ve iletken zonun sınırlarını belirtmede, karakteristik empedanstan yararlanmak mümkün görülmektedir.

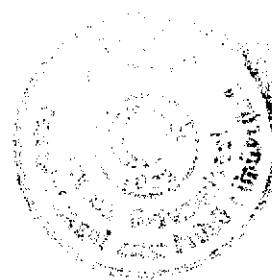
9. Tablo 3.2.3' de görüldüğü gibi fizik ortama ait (μ) ve (ϵ) değerleri hesaplanmıştır. Buna göre iletken zon üzerinde, civarına nazaran, dielektrik katsayısı (ϵ) bir minimum değere ulaşmaktadır. Halbuki süseptibilite ise (μ) maksimum değere ulaşmaktadır.

10. Bütün bunlara rağmen (Tablo 3.2.3) deki değerlerin grafik olarak dökümü halinde, iletken zon üzerinde, bazıları minimum ve bazıları da maksimum yapmaktadırlar. Bu durumda iletken zonun, yerini ve sınırlarını, bu değerlerle dahi, sağlamak mümkün olmaktadır.

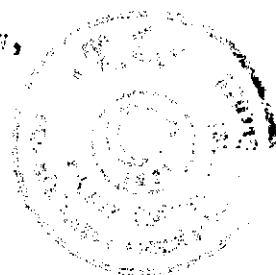


V-KAYNAKLAR

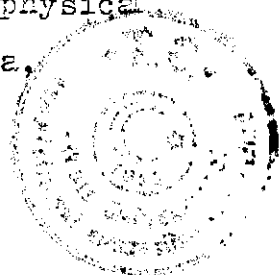
- 1- King, R.J., 1976, Wave-Tilt Measurements, IEEE Transactions On Antennas And Propagation, Uni. of Wisconsin ,
- 2- Maley, S.W., 1971, Radio Wave Methods For Measuring The Electrical Parameters Of The Earth, Ch.2, In Elektromagnetic Probing In Geophysics, Colorado University,
- 3- Eliassen, K.E., 1957, A Survey Of Ground Conductivity And Dielectric Constant In Norway Within The Frequency Range 0,2-10 Mc/s, Geophysics Publ.V:19, S:1-30,
- 4- Wait, J.R., Spies, K.P., 1973, Range Dependence Of The Surface Impedance And Wave Tilt For A Line-Source excited Two Layer Earth, IEEE Trans. Antennas Propa. V: AP-21, S: 905-907,
- 5- King, R.J., 1977, On Airbone Wave-Tilt Measurements, Radio Science, V:12, S:405-414,
- 6- King, R.J., 1969, Electomagnetic Wave Propagation over A Constant Impedance Plane, Radio Science, 4(3), S:255,
- 7- King, R.J., 1974, Groundwave Propagation Over Horizontally Layered Anizotropic Media, App.Phys., 5(3), S:187
- 8- Wait, J.R., 1970, Electromagnetic Waves In Stratified Media, Cp.2, S: 53-61, Pergamon Press,
- 9- Wait, J.R., 1932, Geo-Electormagnetism, Newyork, Academic Press Inc.,
- 10- Singh, R.P., Lal, T., 1980, Wave-Tilt Characteristic Of TE-Mode Waves, Banaras Hindu University Press, India,
- 11- Thiel, D.V., 1979, Relative Wave-Tilt Measurement At VLF, Geoexploration, 17, S:285-292
- 12- Wait, J.R., 1962a, The Theory Of Magnetotelluric Fields, J.Rese.NBS.66D, Radio Prop.NO:5, S:509-541,



- 13- Maxwell, J.C., 1954, A Treatise On Electricity And Magnetism, Dover Press, Newyork,
- 14- Parkhomenko, E.I., 1967, Electrical Properties Of Rocks, Plenum Press, Newyork,
- 15- Wait, J.R., 1959, Overvoltage Research And Geophysical Applications, Pergamon Press, London,
- 16- Ward, S.H., Fraser, D.C., 1967, Conduction Of Electricity In Rocks, Mining Geophysics, V:2 (Soc. of Expl. Geoph.)
- 17- Wyllie, G., 1960, Theory Of Polarization And Absorption In Dielectrics, V:2, Wiley Newyork,
- 18- Benderitter, Y., Herisson, C., Korhonen, H., 1975, Magneto telluric Experiments In Northern Finland, University Of Oulu Press, Department Of Geohysics,
- 19- Constant, F.W., 1967, Fundamental Prenciples Of Physics, Addison-Wesley, Newyork,
- 20- Cagniard, L., 1953, Basic Theory Of The Magnetotelluric Method Of Geophysical Prospecting, Geophysics, V:13 S:605-635,
- 21- Price, A.T., 1962, The Theory Of Magnetotelluric Methods When The Source Field Is Cosidered, J. Geophysics 67, S:1907-1913,
- 22- Vozoff, K., Ellis, R.M., 1966, Magnetotelluric Measurements In Southern Alberta, Geophysics, V:31, S:1153,
- 23- Louis, M., 1973, A Five-Component Magnetotelluric Methods In Geothermal Exploration, Geothermics, V02, No: 2
- 24- Berdichevskii, M.N., 1960, Electrical Surveying By Means Of Telluric Currents, V:60, No:1, University Of Colorado Press.,
- 25- -----, 1963, Electrical Prospecting With The Magnetotelluric Profiling Method, Nedra, Moscow,



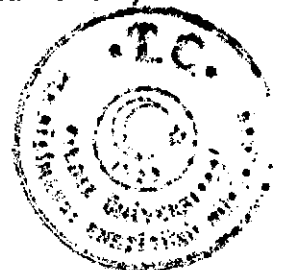
- 26- Polonyi, M., 1987, Electrodynamics, Speculations In Science And Technology, V:10, No:2, S:145-149,
- 27- Kong, J.A., 1970, quantization Of Electromagnetic Radiation Fields In Moving Uniaxial Media, J.App.Phy.V:41, S:554,
- 28- Ryo, J., Morrison, F.H., Ward, H.S., 1970, Electromagnetic Fields About A Loop Source Of Current, Geophysics, V:35 S:862-896,
- 29- Bhattacharyya, B.K., 1959, Electromagnetic Fields Of A Transient Magnetic Dipole On The Earth's Surface Geophysics, V:14, S:89-108,
- 30- -----1963, Electromagnetic Fields Of A Vertical Magnetic Dipole Placed Above The Earth's Surface, Geophysics, V:28, S:403-425,
- 31- -----, 1957, Propagation Of Transient Electromagnetic Waves In A Medium Of Finite Conductivity, Geophysics V:22, S:75-88,
- 32- Wait, J.R., 1951, The Magnetic Dipole Over The Horizontally Stratified Earth, J.Physics, V:29, S:577-592,
- 33- -----1952, Current Carrying Wire Loops In A Single Inhomogeneous Region, J.App.Physics, V:23, S:497,
- 34- -----1954, Mutual Coupling Of Loops Lying On The Ground, Geophysics, V:19, S:290-296,
- 35- -----, 1958, Induction By An Oscillating Magnetic Dipole Over A Two-Layer Ground, App.Science, V:7, S:73
- 36- -----, 1952, Theory Of Magnetotelluric Fields, J.Res. NBS, Rad.Prop.V:66, S:509-541,
- 37- -----, 1962, A Note On The Electromagnetic Response Of A Stratified Earth, Geophysics, V:27, S:382-385,
- 38- Ward, S.H., 1967, Electromagnetic Theory For Geophysical Application In Mining, Geophysics, V:2, SEG-Tulsa.



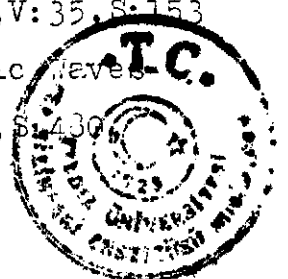
- 39- Dey, A., Ward, H. S., 1970, Inductive Sounding Of A Layered Earth With A Horizontally Magnetic Dipole, Geoph. V: 35, S: 660-703,
- 40- Negi, J. G., 1961, Radiation Resistance Of A Vertical Magnetic Dipole Over An Inhomogeneous Earth, Geophysics, V: 26, S: 635-642,
- 41- Salt, D. J., White, S., 1967, Methods And Case Histories In Mining Geophysics, Mercury Press Comp. Montreal,
- 42- Grant, F. S., West, G. F., 1965, Interpretation Theory In Applied Geophysics, Toronto Canada,
- 43- Parasnis, D. S., 1966, Mining Geophysics, Elsevier Pub. Comp. Amsterdam,
- 44- Eve, A. S., Keys, D. A., 1956, Applied Geophysics, Cambr. Com.
- 45- Dobrin, H. B., 1960, Introduction To Geophysical Prospecting, McGraw Hill, New York,
- 46- Carson, D. R., Lorrain, P., 1962, Introduction Electromagnetic Fields And Waves, W. H. Freeman Comp.
- 47- Case Histories, 1957, Mining Geophysics, Pub. By SEG,
- 48- Keller, G. V., Frank, C. F., 1966, Electrical Methods In Geophysical Prospecting, Pergamon Press,
- 49- Keller, G. V., Frischnecht, F. C., 1970, Electrical Methods In Geophysical Prospecting, Pergamon Press Oxford,
- 50- Saigel, D. H., 1959, Mining Geophysics And Groundwater Toronto Canada, Economic Geology Report, No: 26-
- 51- Wait, J. R., 1954, On The Relation Between Telluric Currents And The Earth's Magnetic Fields, Geophysics, V: 19, S: 231,
- 52- Roy, A., 1953, New Interpretation Techniques Some d.c Fields, Geophysics, V: 28, S: 250,



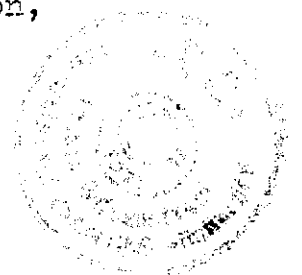
- 53- Collet, L. S., 1959, In Overvoltage Research And Geophysical Applicants, Pergamon Press, Chapter: 5,
- 54- Wait, J. R., 1961, Lectures On Wave Propagation Theory, Pergamon Press, New York,
- 55- Langmir, R. V., 1961, Electromagnetic Fields And Waves McGraw Hill Inc.
- 56- Johnson, C. C., 1965, Field And Electrodynamics, Mac Graw Hill Inc.
- 57- Hayt, H. W., 1963, Engineering Electromagnetics, McGraw Hill Inc.
- 58- Harrington, F. R., 1968, Introduction To Electromagnetic Engineering, McGraw Hill Inc.
- 59- Kelso, M. J., 1964, Radio Ray Propagation In The Ionosphere, McGraw Hill Inc.
- 60- Budden, K. G., 1951, Radio Waves In The Ionosphere, Uni. Press Cambridge,
- 61- Nostrand, D. V., 1959, Introduction To Mathematical Physics, W. Bond Inc. Comp.,
- 62- Bitter, F., 1962, Classical Electrodynamics, J. W. Sons,
- 63- Jackson, D. J., 1963, Current, Fields And Particle, J. and Willy Sons.,
- 64- Akhunlar, A., 1965, Elektromanyetik Alan Teorisi, C:1 ve 2, İTÜ. Basımevi,
- 65- Özel, A., 1970, Elektromanyetik Teori ve Radyasyon, İTÜ, Basımevi,
- 66- Harrington, F. R., 1961, Time Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw Hill Inc.,
- 67- Miller, S. K., 1956, Engineering Mathematics, McGraw Hill Inc.,
- 68- Kreyzig, E., 1952, Advanced Engineering Mathematics, J. and Willy Sons Comp.



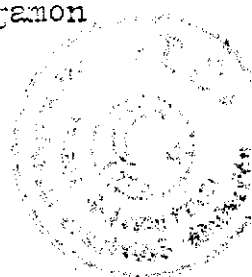
- 69- Schwarz, R. J., Salvadori, M. G., 1952, Differential Equations Engineering Problems, Prentice Hall Inc.,
- 70- Nobel, J. A., Brauer, F., 1967, Ordinary Differential Equations, W. A. Benjamin Inc.,
- 71- Merian, J. L., 1966, Dynamics, J. and Willy Sons Inc.,
- 72- Howell, B. F., 1959, Introduction To Geophysics, McGraw Hill Inc.,
- 73- Sinha, A. K., 1970, Theoretical Studies On The Rotary Fields Electromagnetic Methods Of Prospecting, Geophysics, V: 35, No: 2, S: 310-330,
- 74- ,-----, 1968, Electromagnetic Fields Of An Oscillating Magnetic Dipole Over An Anizotropic Earth, Geophysics, V: 33, No: 2, S: 346-353,
- 75- Shu, L. Y., 1963, Calculating The Parameters Used In Telluric Prospecting, Geophysics, V: 28, S: 432-435,
- 76- Cantwell, T., 1960, Detection And Analysis Of Low Frequency Magnetotelluric Signals, Ph.D Thesis, Massachusetts Institute Of Techonclgy,
- 77- Cornille, P., 1970, Phase Measurements Of Electromagnetic Field Components. Geophysics, V: 35, S: 897-900,
- 78- Negi, J., 1961, Radiation Resistance Of A Vertical Magnetic Dipole Over An Inhomogeneous Earth, Geophysics, V: 26, S: 635,
- 79- Ward, S. H., 1957, Mining Geophysics, Geophysics, V: 11 S: 130,
- 80- -----, 1930, Electrical, Electromagnetic And Magnetotelluric Methods, Geophysics, V: 45, S: 1659,
- 81- Pugh, M. E., Pugh, E. G., 1966, Physical Significant Of The Poynting Vector In Static Fields, J. Physics, V: 35, S: 153
- 82- Negi, J. G., 1962, Diffraction Of Electromagnetic Waves By An Inhomogeneous Sphere, Geophysics, V: 27, S: 430



- 83- Kaufmann, A. A., 1978, Harmonic And Transient Responses Of Electromagnetic Fields Created By Currents In Confined Conductors, Geophysics, V:43, S:1002,
- 84- Price, A. T., 1970, The Perturbations Of Alternating Geomagnetic Field By Conductivity Anomalies, Geoph. J. Research, S:317,
- 85- Jain, S., 1966, A Simple Method Of Magnetotelluric Interpretation, Geophy. Prosp., V:14, No:2, S:143,
- 86- Sommerfeld, A., 1952, Electrodynamics, Academic Press Inc. Publisher, Newyork, Lectures On Theoretical Phy.
- 87- Adams, L. I., Leigh, P., 1963, Prenciples Of Electricity Van Nostrand Comp. Inc.
- 88- John, C. S., Nathaniel, H. F., 1949, Electromagnetism, McGraw Hill Comp. Inc.,
- 89- Mansour, J., Brown, P. H., 1963, Field Analysis And Electromagnetics, McGraw Hill-Book Company Incorporation
- 90- Jordan, E. C., 1968, Electromagnetic Waves And Radiating Systems, Englewood Cliff, Prentice-Hall,
- 91- Wylie, C. R., 1975, Advanced Engineering Mathematics, McGraw-Hill Inc.,
- 92- James, H. J., 1963, The Mathematical Theory Of Electricity And Magnetism, Cambridge At The University Pres
- 93- Collin, R. E., 1960, Field Theory Of Guided Waves, McGraw-Hill Book Company Inc.,
- 94- Panofsky, W. K. H., Philips, M., 1975, Classical Electricity And Magnetism, Addison-Wesley Publ. Comp.,
- 95- Weeks, W. L., 1964, Electromagnetic Theory For Engineering Applications, J. Willy And Sons, Inc. Newyork,
- 96- Davies, K., 1966, Ionospheric Radio Propagation, Dover Publ. Inc., Newyork,



- 97- Plonsey, R., Collin, R.E., 1961, Principles And Applications Of Electromagnetic Field, McGraw Hill,
- 98- Constant, F.W., 1961, Theoretical Physics, Addison-Wesley Publ. Comp. Inc.,
- 99- Morse, P.M., Herman, F., 1953, Methods Of Theoretical Physics, V:1-2, McGraw Hill Inc.,
- 100- John, D.J., 1975, Classical Electrodynamics, John and Wiley and Sons, Inc.,
- 101- Richtmyer, F.K., Kennard, E.H., 1955, Introduction To Modern Physics, McGraw-Hill Inc.,
- 102- Elliot, R.S., 1956, Electromagnetics, McGraw Hill Inc.,
- 103- Reitz, J.R., Milford, F.J., 1975, Foundation Of Electromagnetic Theory, Addison-Wesley Publ. Comp.,
- 104- Johnson, C.C., 1965, Field And Electrodynamics, McGraw Hill Book Company,
- 105- John, D.K., Keith, R.C., 1973, Electromagnetics, McGraw Hill Comp.,
- 106- Vozoff, K., Swift, C.M., 1968, Magnetotelluric Measurements, Geophysical Pros. V:16, No:4, S:454-473,
- 107- Smythe, W.R., 1950, Static And Dynamic Electricity, McGraw-Hill Comp.,
- 108- Schelkunoff, S.A., 1948, Electromagnetic Fields, McGraw Hill Comp.,
- 109- -----, 1946, Electromagnetic Waves, McGraw Hill Com.,
- 110- Stratton, J.A., 1941, Electromagnetic Theory, Von Nostrand Comp.,
- 111- A Comparison Of Selected Geophysical Methods In Mineral Exploration, 1971, Her Majesty's Stationary Office, London,
- 112- Hammond, P., 1971, Applied Electromagnetism, Pergamon Press, New York,



- 113- Shed, P.C., 1954, Fundamentals Of Electromagnetic Waves, Prentice Hall Inc.,
- 114- Sommerfeld, A., 1949, Partial Differential Equations In Physics, Academic Press, Newyork,
- 115- Chouveau, J., 1966, A Simple Method Of Magneto-Telluric Interpretation, Geophysics Prosp., S:342.,
- 116- Vacquier, V., 1957, Prospecting For Groundwater By Induced Electrical Polarization, Geoph., V:22, S:660
- 117- Economic Geology Report, 1967, Mining And Groundwater Geophysics, No:26, Toronto/Canada
- 118- Salt, D.J., 1967, White, S., Mining Geophysics, McGraw.H.,
- 119- Parasnis, D.S., 1956, The Electrical Resistivity Of Some Sulphide And Oxide Mineral And Their Ores, Geophysical Prospecting, S:249-278
- 120- -----, 1966, Principle Of Applied Geophysics, Methuen And Co.Ltd.,
- 121- Summer, J.S., 1967, Geophysical Aspects Of Porphyry Copper Deposits, Economic Geology Report, Canada,
- 122- McPhar Firmasıyla İlgili Broşür ve Alet Prospektüsleri, 1972,
- 123- İlkışık, M.O., 1980, Trakya'da Yer Kabuğunun Manyeto tellürik Metot Yöntemiyle İncelenmesi, İstanbul Teknik Üniversitesi, Maden Fakültesi,
- 124- Fano, R.M., Chu, L.J., Adler, R.B., 1960, Electromagnetic Field, Printice Hall Inc.,
- 125- Jones, F.W., Price, A.T., 1970, The Perturbations Of Alternating Geomagnetic Field By Conductivity Anomalies, Geophysical J.R., S:317,



VI-ÖZGEÇMİŞ

İsmet Seçilmiş,1944 yılında Kahramanmaraş'ta doğdu. Sırasıyla Turan İlkokulu,Maraş Ortaokulu ve Maraş Lisesi ni Fen Kolundan,1963 yılında bitirdi.Aynı yıl İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi,Jeofizik Bölümüne girerek, 1968 yılında,Jeofizik Mühendisi olarak mezun oldu.1969-1970 öğretim yılında ve aynı bölümde;Jeofizik Yüksek Mühendisliği derslerinden "Lineer Sistemler Analizi" dersinin tatbikatlarını yaptırdı.Bilahere,1970-1972 yıllarında,Karadeniz Teknik Üniversitesinde,Uzman Jeofizikçi olarak çalıştı.Ekim.1972-Ocak.1974 yıllarında,askerliğini Harita Genel Müdürlüğünde yaptıktan sonra,M.T.A. Enstitüsünde jeofizikçi olarak çalışmaya başladı.Burada çalıştığı bir süre içerisinde doktorasına esas olmak üzere, elektromagnetik doneleri,arazi çalışmaları yaparak temin etti.1981 den sonra Prof.Dr.Sabahattin Çağlayan ile Kocaeli Mühendislik Akademisinde,dışarıdan doktora çalışmalarına başladı.

1977.Ekim'den itibaren Çalışma ve Sosyal Güvenlik Bakanlığında,üç yıl süreyle,İşgüvenliği Müfettiş Yardımcısı olarak çalıştı.Yardımcılık süresinin bitiminde,yeterlilik sınavına girerek başarı sağladı ve İşgüvenliği Müfettişi oldu.Halen aynı Bakanlıkta,Baş İş Müfettişi (Teknik) olarak görev yapmaktadır.



T-24/A, ANOMALİSİ:

Ekim.1975 ayı içerisinde sözkonusu anomali üzerinde çalışmalar yapılarak,elektromagnetik ölçümler (Polarizasyon elipsinin meyli,Sekonder alanın reel ve imajiner bileşenlerinin amplitütleri,primer alanın % si olarak ölçülmüştür.) alınmıştır.

1.ANOMALİNİN YERİ:

Hava anomalisi;Giresun G39-B₃ paftasında,Kabadüz nahiyesinin,Kirazdere köyünün,Akgüney mahallesinde yer almaktadır.

2.ANOMALİYE ULAŞIM:

Ordu-Ulubey asfaltından Çambaşı şosesine saparak (55 nolu karayolu),Kabadüz nahiyesini geçip,Bakacak mevkiine gelindiğinde,Cami yanından sağ tarafa saparak,Akgüney mahallesine,jeeple varılır.

3.JEOLOJİ:

Fotojeoloji bilgilerine göre;anomali sahası tamamen amfibol,biyotit ve andezitlerden oluşmuştur.Saha gözlemlerimize göre;yer yer ve geniş andezit alterasyonları mevcuttur.Bu alterasyonlar içinde dissemine piritler ve kılcal damarlardan başlamak üzere,4-5cm.ye varan,kurşun-çinko ve kalkopirit damarlarına raslanmaktadır.Anomalinin 450m.-1km.yakınında,eski ve yeni işletmeler (M₅) mevcuttur.Bu (M₅) anomalisi üzerinden alınan numunelerin bölge laboratuvarında yapılan,kimyasal analiz neticeleri şöyledir.
Pb %32.75,Cu %14.05,Zn %9.11,Cd %0.057,Ag %101ppm.(AAS ile)
Bi %0.004 dür.Ayrıca numuneler iz elementler,yönünden de büyük önem taşımaktadır.

Anomalinin doğusunda yer alan dere ve aşağıdaki maden gözü deresinde;yer yer pirit damarları mevcut ve ayrıca maden gözü deresinin güneyinde yine,eski bir işletme vardır.



4. JEOFİZİK ÇALIŞMA:

Hava anomalisini yerden tahkik etmek için $N45^{\circ} W$, istikametinde, üç profil üzerinde, 57 nokta ve noktalar arası 50m. olmak üzere, İn-Line tekniği uygulanarak, VHEM-660EM cihazı ile ölçüler alınmıştır. Profilâer arası mesafenin 50m olduğu, çalışma düzeninde cihaz; Vertical Loop gibi kullanılarak, Tilt-Angle değerleri ölçülmüştür.

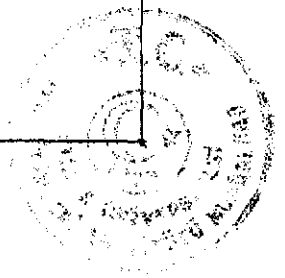
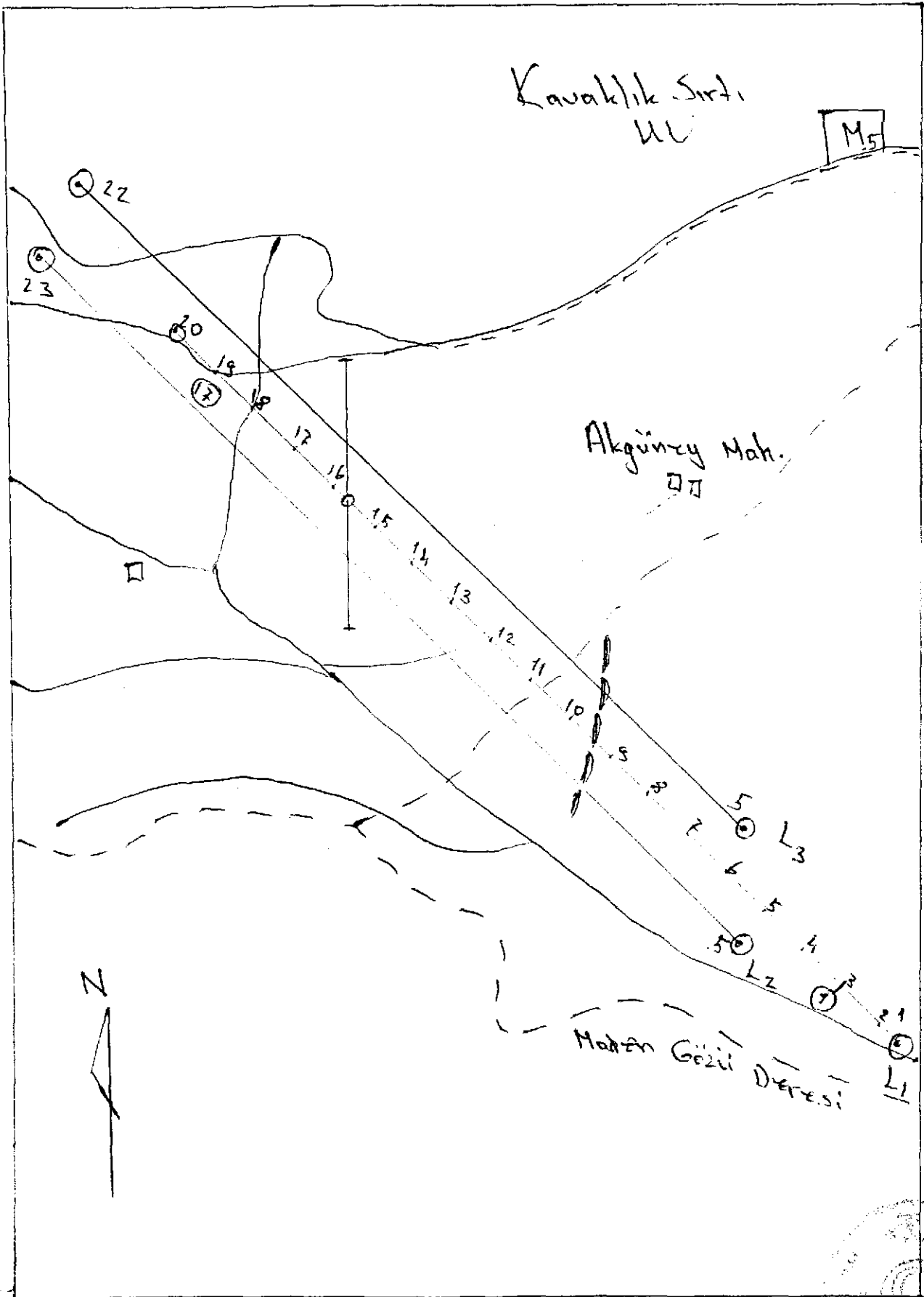
NOT: Araştırmamıza esas olan değerler; L_1 profili boyunca ve baştan itibaren, 17 noktalık bir ölçü değerleri gurubu alınmıştır. Ayrıca bu noktalara ait meyil açıları; Horizontal Loop' ta olduğu gibi 100ft. = 30.48m. lik bir mesafe aralığına tekabül eden değerler (İndirgenerek) olarak alınmıştır.

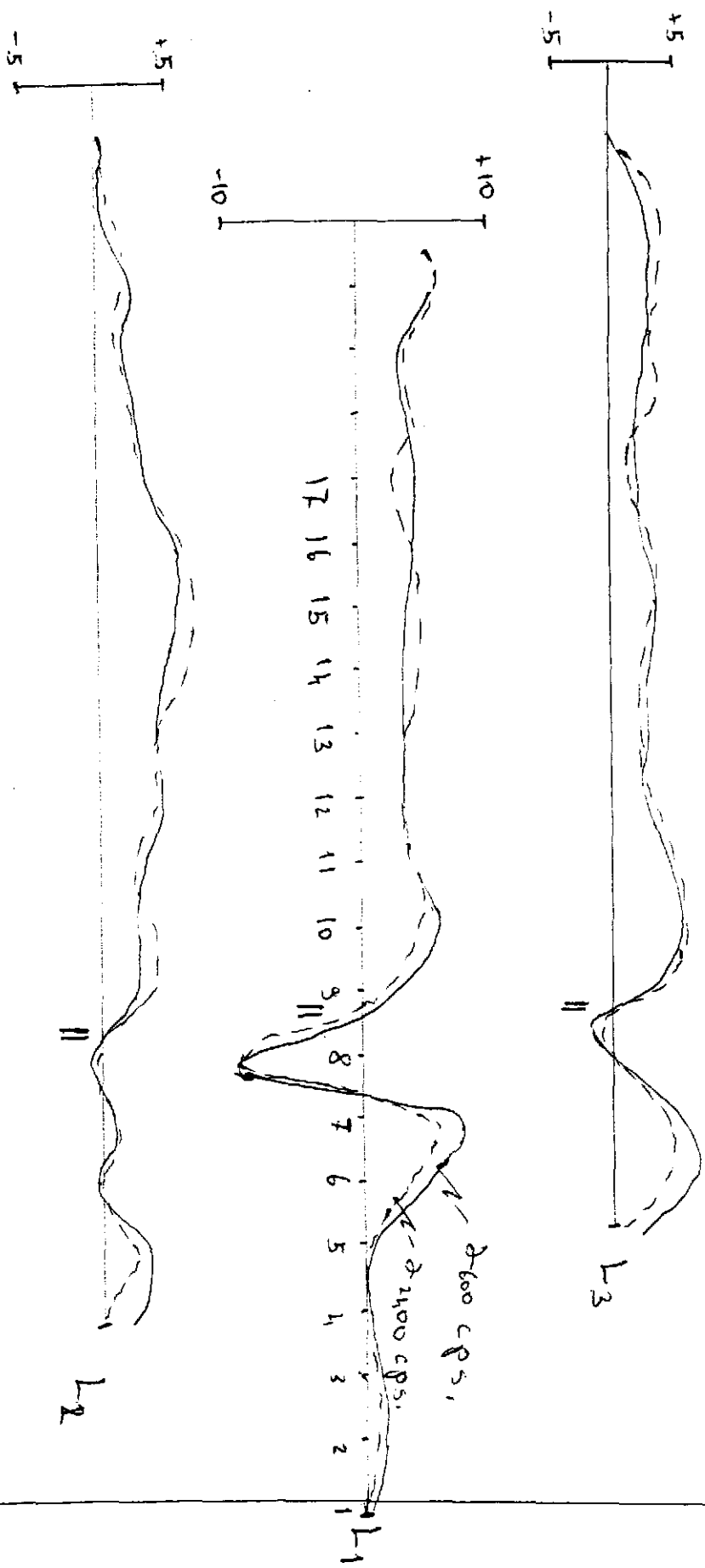
Her üç profil üzerinde alınan ölçülerde, birbirleriyle imtidatlı ve fakat küçük dereceli, Cross-Over'lar görüldü. L_1 profili üzerinde ($8^{\circ}-10^{\circ}$).lik cross-over'lar görülmesine rağmen, bu değerler anomali üzerinde olmayıp anomalinin doğusundaki derenin yanında ve N-S istikametinde, bir iletkenlik eksenini hasıl etmektedir. Bu iletkenlik eksenini, M_5 işletmesiyle ilgili olabileceği gibi, yalnızca derenin tesirinden de ileri gelebilir.

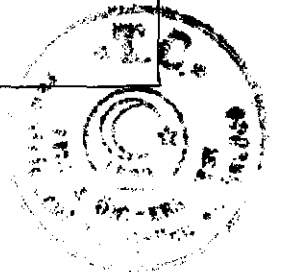
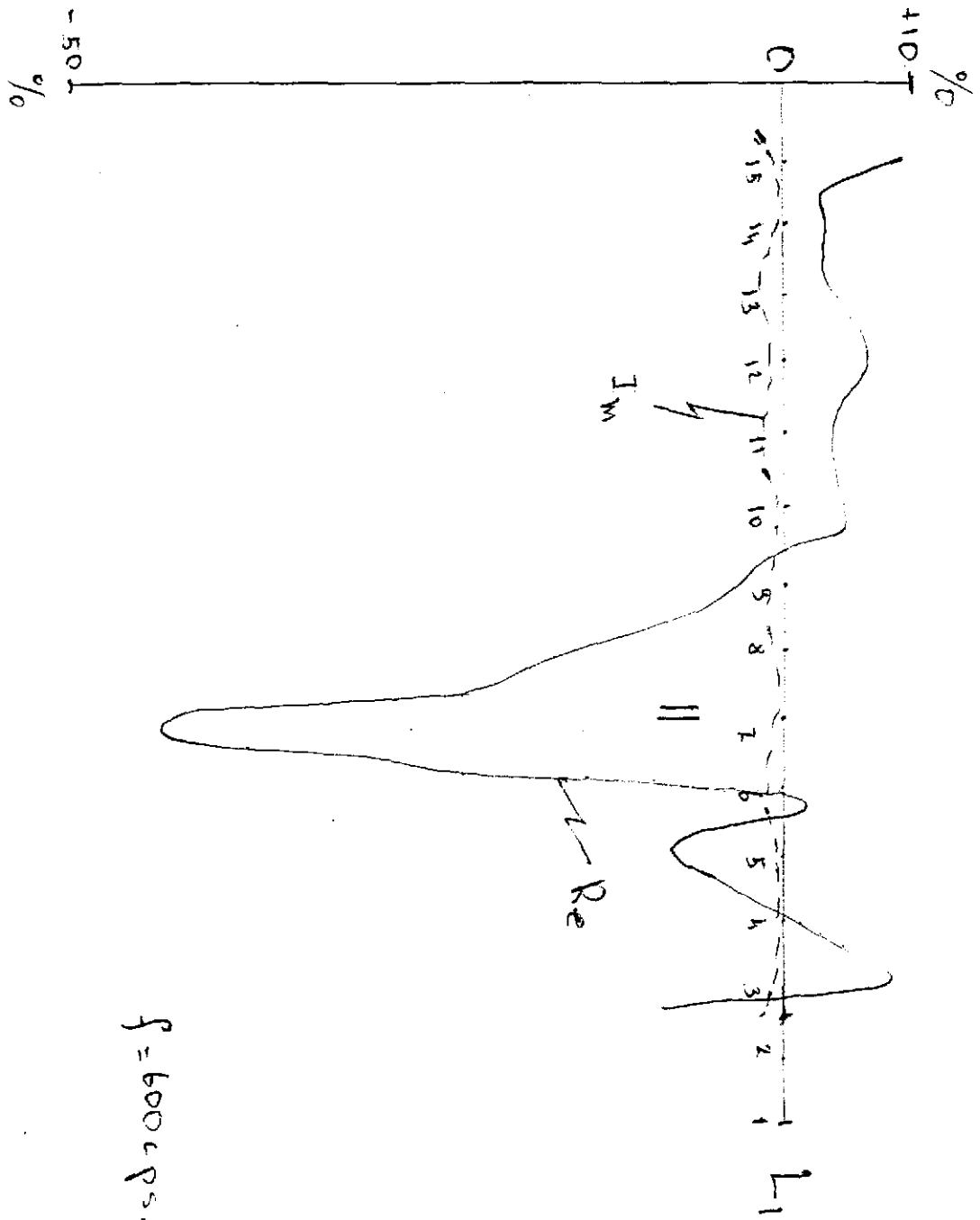
Yolun üst seviyesi, maden ve jeoloji yönünden enteresan sayılabilir. Zira Kavaklı ve Bakacak sırtlarının arka taraflarında, Çekiçoğlu ve bizim T-24/B anomalisi mevcuttur. Bu ilginç anomali yüzünden sahanızın ve bilhassa M_5 işletmelerini, diğer sahanın devamı olarak, kabul etmemiz gerekir.

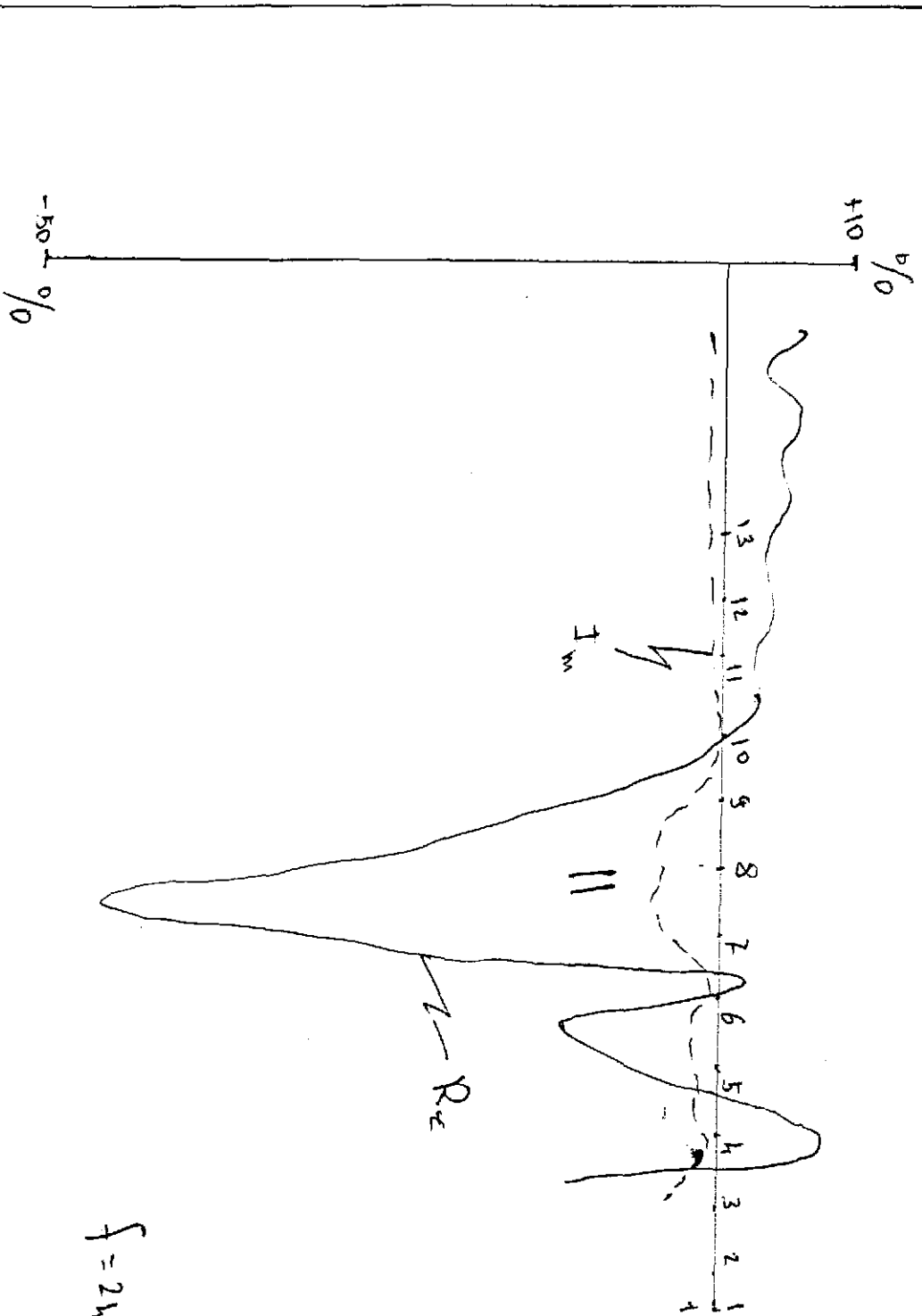
Kavaklık ve Bakacak sırtları üzerinde ve W-E yönündeki profilde, 100ft.lik irtibat kablosu kullanılarak, 22noktalık, tek profil üzerinde (L_1), Horizontal Loop ölçüleri alınmıştır. Bu tarzda alınan ölçümde de, yeni açılmış ocaklar üzerine tekabül eden, (-45°).lik, cross'lar mevcuttur.











$f = 2400$ cps.

