

**GİRDAP AKIMLARININ VE DERİ ETKİSİNİN
MODELLENMESİ**

707374

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Elektrik Müh. Serkan ÖZÇETİN
(504961312)**

101311

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 11 Haziran 2001

Tezin Savunulduğu Tarih : 26 Haziran 2001

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Nurdan GÜZELBEYOĞLU (İ.T.Ü.)

Diğer Jüri Üyeleri Prof.Dr. Faik MERGEN (İ.T.Ü.)

Doç. Dr. Feriha ERFAN (Koc.Ü.)

Handwritten signatures of the jury members.

HAZİRAN 2001

ÖNSÖZ

Düşük ve yüksek frekanslarda elektromanyetik problemlerin çözümünde sayısal yöntemlerin kullanımında ve gelişmesinde büyük ilerlemeler kaydedilmiştir. Elektromanyetikte incelenen problemlerin oldukça önemli bir kısmı girdap akımlarını içermektedir. Yüksek güçte ve yüksek frekansta çalışan elektrikli cihazların tasarımına yönelişle birlikte, girdap akımlarının etkileri daha fazla önem taşımaya başlamıştır. Girdap akımları doğrudan doğruya elektriksel malzemenin performansını etkilediğinden, mühendisler bu çeşit cihazları tasarlarken oldukça yüksek seviyede bir elektromanyetik alan teorisi bilgisine gereksinim duymaktadırlar. Bu çalışma buna bir hazırlık niteliği taşımaktadır. Böyle bir probleme nasıl yaklaşılacağını ve yöntemlerinin neler olabileceği burada verilmeye çalışılacaktır. Ayrıca bu çalışmada Sonlu Elemanlar Yöntemiyle hazırlanmış, deri etkisini ve girdap akımlarını inceleyen FLD8 isimli paket program kullanılarak, üç fazlı bara altında çelik bir plakadan oluşan sistem incelenmiştir.

Bu çalışmanın hazırlanması sırasında gösterdiği yakın ilgi ve yardımlarından dolayı öncelikle tez danışmanım Hocam Sayın Prof.Dr.Nurdan Güzelbeyoğlu'na teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca çalışmam sırasında destek olan Sayın Yrd.Doç.Dr.Levent Ovacık'a ve Araştırma Görevlisi Sayın Dr.Sinan Güngör'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Çalışmamı benim bu günlere gelmemde en büyük paya sahip, yaşamım boyunca bana hep destek olup elimden tutmuş ve her zaman yanımda olduklarını bildiğim çok değerli aileme ithaf ediyorum.

İSTANBUL, 2001

Serkan ÖZÇETİN

İÇİNDEKİLER

KISALTMALAR	V
TABLO LİSTESİ	VI
ŞEKİL LİSTESİ	VII
SEMBOL LİSTESİ	IX
ÖZET	XI
SUMMARY	XIV
1. GİRDAP AKIMI VE DERİ ETKİSİ	1
1.1. Giriş	1
1.2. Girdap Akımı Akışı ve Deri Etkisi	3
1.3. Girdap Akımı Kayıplarının Hesaplanması	12
2. GİRDAP AKIMI ANALİZ YÖNTEMLERİ	17
2.1. Denklemlerin Düzenlenmesi	17
2.2. Yöntemlerin Gözden Geçirilmesi	20
3. GİRDAP AKIMLARININ SÜREKLİ HAL MODELİ	26
3.1. Girdap Akım Problemlerini Tanımlayan Büyüklükler	26
3.1.1. Alan Değişkenleri	26
3.1.2. Potansiyeller	30
3.2. Matematiksel Tanım	33
3.2.1. Diferansiyel Formu	33
3.2.2. İntegral Formu	34
3.2.3. Değişkenler Formu	36
3.2.4. Sınır İntegral Formu	36
4. SAYISAL ANALİZ YÖNTEMLERİ	38
4.1. Genel Bakış	38
4.2. Operatör Yaklaşımı	38
4.2.1. Sonlu Farklar Yöntemi	38
4.2.2. Sonlu Toplamlar Yöntemi	45
4.3. Fonksiyon Yaklaşımı	49
4.3.1. Ağırlıklı Rezidüler Yöntemi	49
4.3.2. Sonlu Elemanlar Yöntemi	50
4.3.3. Sınır Eleman Yöntemi	57
5. LİNEER OLMAYAN DURUMLARIN İNCELENMESİ	60
5.1. Lineer Olmama Durumunun Modellenmesi	60
5.2. Sayısal Yaklaşım	61
5.2.1. Tanım Bölgesi Yöntemleri	61
5.2.2. Sınır Eleman Yöntemi	62

6. HAREKET NEDENİYLE OLUŞAN GİRDAP AKIMLARI	64
7. FLD8 YAZILIMI – DERİ ETKİSİ VE GİRDAP AKIMLARI	66
7.1. Benzeşimlerle Hesaplama	66
7.2. Bölünmüş İletkenlerde Kayıplar	68
7.3. Son İşlem	69
7.4. Örnek Çalışma	70
8. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	84
KAYNAKLAR	86
EKLER	88
ÖZGEÇMİŞ	116



KISALTMALAR

EMK	: Elektro Motor Kuvvet
AC	: Alternatif Akım
DC	: Doğru Akım
IBC	: Empedans Sınır Koşulu
ADI	: Alternating Directions Implicit
HBFEM	: Harmonik Denge Sonlu Eleman Yöntemi



TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 7.1. Benzeşim tablosu I	67
Tablo 7.2. Benzeşim tablosu II	67
Tablo 7.3. Kayıp gücün frekansla değişimi	81
Tablo 7.4. Faz 1 için girdap faktörü değişimi tablosu	82
Tablo 7.5. Faz 2 için girdap faktörü değişimi tablosu	82
Tablo 7.6. Faz 3 için girdap faktörü değişimi tablosu	82
Tablo A.1. FLD8 için giriş verileri tablosu	88



ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1 : Derinliğe bağlı olarak girdap akımı yoğunluğunun değişimi	4
Şekil 1.2 : Frekans, iletkenlik ve geçirgenliğin dağılım derinliği üzerindeki bağlı etkisi	5
Şekil 1.3 : Derinliğin fonksiyonu olarak girdap akımı faz açısı değişimi	6
Şekil 1.4 : Derece olarak girdap akımı faz açısı değişimi	7
Şekil 1.5 : Değişik frekanslarda çeşitli iletken malzemeler için girdap akımı standart derinliği	8
Şekil 1.6 : Deri etkisi tabloları	9
Şekil 1.6 (a) : Elektriksel direnç, frekans x bağlı geçirgenlik ve deri etkisi abak tablosu	9
Şekil 1.6 (b) : Deri derinliği abağının alternatif şekli	10
Şekil 1.6 (c) : Manyetik olmayan uzun bir silindire sarılmış uzun bir selenoid için normalize edilmiş empedans ile deri derinliği arasındaki ilişkiyi gösteren tablo	11
Şekil 1.7 : Levhadaki akım yolu	13
Şekil 1.8 : Girdap akımı kayıp hesabı için birim eleman	14
Şekil 2.1 : İletken plaka	22
Şekil 2.2 : b/δ 'nın fonksiyonu olarak bağlı güç kaybı	23
Şekil 3.1 : Homojen manyetik alan tarafından uyarılmış yarı-uzay	27
Şekil 3.2 : İki boyutlu durum	29
Şekil 4.1 : Sonlu fark bölmelendirmesi	42
Şekil 4.2 : İletken alt bölgeleri	46
Şekil 4.3 : İncelenen model	47
Şekil 4.4 : Girdap akımı dağılımı	48
Şekil 4.5 : Üçgenlere bölme örneği	53
Şekil 4.6 : Temel fonksiyonun geometrik gösterimi	54
Şekil 4.7 : İntegrasyon tanım bölgesi	54
Şekil 4.8 : Üçgen dönüşümü	56
Şekil 4.9 : Turbo generatörün bölge sonu modeli	58
Şekil 4.10 : Basınç plakası orta çizgisindeki girdap akımı yoğunluğu genliği	59
Şekil 7.1 : Bara ek noktası	68
Şekil 7.2 : Örnek olarak ele alınan sistem	71
Şekil 7.3 : Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 10 Hz)	72
Şekil 7.4 : Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 30 Hz)	73
Şekil 7.5 : Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 50 Hz)	74
Şekil 7.6 : Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 150 Hz)	75

Şekil 7.7	: Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 350 Hz)	76
Şekil 7.8	: Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 450 Hz)	77
Şekil 7.9	: Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 550 Hz)	78
Şekil 7.10	: Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 650 Hz)	79
Şekil 7.11	: Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 750 Hz)	80
Şekil 7.12	: Güç kaybının frekansla değişimi	81
Şekil 7.13	: Faz 1 için girdap faktörü değişimi	82
Şekil 7.14	: Faz 2 için girdap faktörü değişimi	83
Şekil 7.15	: Faz 3 için girdap faktörü değişimi	83
Şekil A.1	: Kartezyen ve kutupsal koordinat gösterimi	90
Şekil A.2	: Örnek ızgara yoğunluk çizgileri	91



SEMBOL LİSTESİ

A	: Manyetik vektör potansiyeli
B	: Manyetik akı yoğunluğu
B_{max}	: Manyetik akı yoğunluğunun maksimum değeri
C	: Katsayı matrisi
e	: Elektromotor kuvvet
dl	: Yol elemanı
E	: Elektriksel alan
f	: Frekans
f	: Uygulama veya kuvvet fonksiyonu
G_0	: Green fonksiyonu
H	: Manyetik alan
H_e	: Dış alan
I	: Birim köşegen matris
I_c	: Sargıdaki akım
j	: Akım yoğunluğu
J_0	: Yüzeydeki akım yoğunluğu
J_x	: Girdap akımı yoğunluğu
j_x, j_y	: Girdap akımı bileşenleri
K_0	: Sıfırıncı derece değiştirilmiş Bessel fonksiyonu
K_e	: Malzeme sabitesi
ka	: Boyutsuz referans sayı
l	: Yol
L	: Fark operatörü
M	: İletken sayısı
$M(H)$	: Mıknatıslanma vektörü
n	: Normal birim vektör
P_e	: Girdap akımı kaybı
r_P	: P noktası ile iletken arasındaki mesafe
r_{PM}	: P noktası ile kaynak filaman arasındaki mesafe
R	: Bobinin dc direnci
S	: Poyting vektörü
T	: Elektriksel potansiyel
u	: Bilinmeyen fonksiyon
U	: Terminal gerilimi
v	: Serbest uzay Green fonksiyonu
v_l	: Ağırlıklı veya test fonksiyonu
V	: Skalar potansiyel
w_e	: Elektrik alan enerjisi
w_m	: Manyetik alan enerjisi
$W(A)$	: Enerji fonksiyonu

x	: Yüzeyden itibaren olan derinlik
Z	: Yüzey empedansı
Z_{ii}	: Öz empedans
Z_{ik}	: Karşıt empedans
β_i	: Bilinmeyen katsayılar
Δ	: Levha kalınlığı
μ	: Manyetik geçirgenlik
σ	: Elektriksel iletkenlik
δ	: Standart dağılım derinliği
δ	: Dirac veya darbe fonksiyonu
$\delta_{k,l}$	: Kronecker deltası
θ	: Girdap akımı faz açısı
μ_{rel}	: Bağlı manyetik geçirgenlik
ρ	: Elektriksel direnç
ϕ	: Akı
Ω	: Girdap akımı yüzeyi
Ω	: Skalar potansiyel
Γ	: Girdap akım yüzeyi sınırı
φ_i	: Lineer bağımsız fonksiyon
ω	: Açısal frekans

GİRDAP AKIMLARININ VE DERİ ETKİSİNİN MODELLENMESİ

ÖZET

Son kırk yıl içerisinde, alçak ve yüksek frekanslardaki elektromanyetik alanlardaki problemlerin çözümü için, sayısal yöntemlerin geliştirilmesi ve kullanımı açısından büyük gelişmeler gerçekleştirildi. Hiç şüphe yok ki bu gelişmeler sayısal bilgisayarlardaki gelişmeler ile birlikte mümkün olmuştur. Elektromanyetikte incelenen problemlerin oldukça önemli bir kısmı girdap akımlarını içermektedir. Bu problemler önceleri analitik yöntemlerle çözülmeye çalışılıyordu, fakat yöntemler düzlemler, silindirler, veya küreler gibi basit geometrik şekillerle sınırlı kalmaktadır. Buna ek olarak problemlerdeki malzeme özellikleri de lineer olmalıydı. Bu çeşit şekiller teknik uygulamalarda bulunabilir; fakat günümüzde elektromanyetik cihazların çoğunluğu basit bir geometriye sahip değildir. Bu tür karmaşık geometrisi olan problemlere bilgisayarda sayısal yöntemler ile çözüm bulmak mümkündür.

Girdap akımları uzun süredir elektrik mühendislerinin ilgilendiği bir konudur ve Foucault tarafından doğası keşfedildiğinden bu yana elektromanyetik alan içerisinde ayrı bir yere sahiptir. Gerçekten, teorik veya pratik olarak elektrik mühendisliği ile uğraşan hiç kimse girdap akımları hakkında heyecanlanmadan duramaz. Bunun başlıca nedeni doğasındaki ikilemdir; bunların isteniyor olması veya olmamasıdır. Uygulamalı elektrik alanının birinde bilinçli olarak üretilir; bir diğerinde ise zarar vericidirler ve sakınılmalı ve azaltılmalıdırlar. Gerçekten girdap akımları elektriksel ürün tasarlanmasındaki ana problemlerden biridir.

Demir içerisinde manyetik alanın sürekli olarak yön değiştirmesinden demir içerisinde elektromotor kuvvetler endüklenir. Bunlar demir içerisinde bir takım ufak daireler çizen akımlar oluşmasına neden olur ki, biz bu akımlara girdap akımları diyoruz. Bu akımlar malzeme içerisinde girdap akımları kaybı olarak adlandırılan $i^2 R$ ile orantılı bir enerji kaybına neden olur ve bu enerji kaybı sistemden enerji çekilmesi ve ısı açığa çıkması şeklinde olur. Akının sinüzoidal olarak değiştiği f frekansında birim hacimdeki ortalama girdap akımı kaybını aşağıdaki biçimde vermek mümkündür.

$$P_e = \frac{\pi^2 f^2 \Delta^2 B_{\max}^2}{6 \rho} \quad (1)$$

Denklemden frekans (f) Hz, levha kalınlığı (Δ) m, akı yoğunluğu (B) T ve özgül direnç (ρ) Ω m olarak alınır; kayıp W/m^3 olarak bulunur.

Girdap akımı akışının sonuçlarından birisi deri etkisi olayıdır. Bu etki yüzey yakınlarından uyarıcı sargılarına veya diğer alan kaynaklarına doğru akımların oluşmasına neden olur. Deri etkisi akımların komşu yüzey yakınlarından uyarıcı sargısına doğru yoğunlaşmasına neden olur. Etki çalışma frekansı, elektriksel iletkenlik ve manyetik geçirgenlik arttığında artar. Akımlar cismin şekline ve kalınlığa bağlı olarak derinlikle üssel veya yaklaşık olarak üssel biçimde azalır.

Akım genliğindeki azalmaya ek olarak yüzey büyüdüğünde derinlik azalır. Akım faz açısı, derinliğin artmasıyla artarak geciken bir hal alır.

Girdap akımı yoğunluğu J_x 'in genliği yüzeyden itibaren mesafeye bağlı olarak değişir. x derinlik olmak üzere, ifadesi aşağıdaki denklemde verildiği şekildedir.

$$J_x = J_0 \exp(-x \sqrt{\pi f \mu \sigma}) \quad (2)$$

Üssel ifadedeki karakteristik ayrışma uzunluğu deri derinliği olarak ifade edilir ve bunu aşağıdaki biçimde vermek mümkündür.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \quad (3)$$

Girdap akımı olayı, çeşitli analiz yollarına uygun olarak belirli değişken terimlerle ifade edilebilir. Elektromanyetizimde alanı tanımlayan değişkenler iki çeşittir. Potansiyeller olarak bilinen ikinci tür matematiksel büyüklükleri kullanarak dolaylı yoldan alanı incelerken, değişkenlerden ilki doğrudan alanın kendisini ele alır. Her iki türde avantaj ve dezavantajlara sahiptir ve bunlar her bir durum için uygun şekilde kullanılmalıdırlar. Alan değişkenlerini kullanımdaki ana kazanç, bunların alanı fiziksel gerçekliğe uygun olarak incelenmesini mümkün kılmasıdır. Dezavantaj ise, problemin çözümün oldukça fazla çalışma gerektirmesidir. Diğer taraftan, tanımlanan potansiyeller analizcinin incelenen problemin çözümü için daha az çalışması imkanını verecektir. Buna karşıt olarak potansiyeller fiziksel doğallıktan çok matematikseldirler, bu yüzden bu analiz gerçeklikten uzaktır ve fiziksel sezgileri burada kullanmak mümkün değildir. Girdap akımı analizinde kendi doğal yapılarından dolayı, kullanılan ana potansiyeller her ne kadar skalar potansiyeller vektörel potansiyellerin tamamlayıcısı olsalar da vektörel potansiyellerdir.

Sayısal yöntemler, sürekli matematik modellerini cebrik denklemlere dönüştüren ve bu dönüşümleri zaman uzayını ayırma yoluyla yapan prosedürlerdir. Her ne kadar her metodun bazı varyasyonları olsa da, biz genellikle uğraşılan ve geniş olarak kullanılan metotları anlatmaya çalışacağız. Yaklaşımın yapıldığı yere göre sayısal yöntemi sınıflandırmak mümkündür, “tanım bölgesi yöntemi” ve “sınır yöntemi” gibi. Anlatılan yöntemler: sonlu fark, sonlu toplamalar, sonlu eleman, sınır eleman ve bunlardan türetilmiş yöntemler. Yöntemlerin fiziksel anlamları ve problemleri de verilmiştir.

Her ne kadar girdap akımları sabit geçirgenlik duyarlılığında lineer yapıdaki iletken malzemelerde var olsa da, lineer olmayan malzemelerde de analiz edilebilirler. Gerçekten girdap akımları için oldukça yaygın olan durum dağılımlarının ve integral parametrelerinin analizinin gerektiği ferromanyetik ortamdaki akışlarıdır. Açıkça bilinmelidir ki, lineer olmama problemlerindeki girdap akımları statik problemlerdekinden çok daha ciddidir. Bu özellikle geçirgenliğin zamana bağlı olarak değiştiği geçici durum problemlerinde görülmektedir. Daha da fazlası, histerisiz çevrimi her bir zaman uzayı noktasında tanımlanmalıdır.

Bu çalışma ayrıca sonlu elemanlar yöntemiyle hazırlanmış bir yazılımla yapılmış bir örneği de içermektedir. Bu program endükleilmiş girdap akımlı düzgün ve simetrik olmayan iki boyutlu manyetik alanların sonlu eleman çözümünü vermektedir. Izgaralar 4400 düğüme kadar gerçekleştirilebilmektedir. Vektör potansiyeller kompleks sayılar olarak hesaplanır.

Tipik olarak program endüklenmiş girdap akımları nedeniyle oluşan kayıpları hesaplamak için kullanılır. Bu tarz problemlerde, gerilim kaynaklarına bağlı iletkenlerdeki toplam akım genellikle bilinir ve akımlar için sadece dönüş yollarının iletkenin kendisine doğru olduğu diğer iletkenlerde genellikle sıfırdır. Sınırlamalar transpozisyonlar ve bağlantılarla geçirilmektedir. Program her çeşit olasılıkla uğraşabilir. İletken sargıları, plaka sargıları, grafikler ve diğer özel çıkışlar için son işlemciler Fortran kodundadır ve değiştirilebilir ve genişletilebilir.



MODELLING OF EDDY CURRENTS AND SKIN EFFECT

SUMMARY

During the last four decades great progress has been made in developing and using numerical methods for solving problems in electromagnetic fields at low and high frequencies. Undoubtedly this progress was made possible by the advent of digital computer. Among these problems, many involve eddy currents. Such problems were previously tackled using analytical solutions, but these are limited to simple geometrical configurations such as planes, cylinders, or spheres. In addition, the problem have to be linear. Such configurations can be found in technical applications, but the majority of electromagnetic devices today do not have a simple geometry. These cases can be handled exclusively by using numerical solutions and this is the reason for their extensive use.

Eddy currents have long been of interest to electrical engineers, and have been distinguished as a separate entity in the field of electromagnetism since Foucault first discovered their nature. Indeed, no one who deals with electrical engineering, either theoretically or practically, can be dispassionate about eddy currents. This results from their dichotomical nature, that is, they can be either desired or undesired. In one field of applied electricity they are consciously generated, and in others they are injurious and should be avoided or reduced. In fact, eddy currents are one of the main problems encountered in designing electrical apparatus, and for this reason we have focused our attention on this narrow topic.

Whenever the magnetic flux in a medium is changing an electric field appears within the medium as a result of the time variation of the flux. When the medium is conducting, a current is set up around this path by the induced electromotive force resulting from the line integral of the electrical field. These currents are called eddy currents. Their presence results in energy loss in the material proportional to $i^2 R$, called eddy current loss, the energy being absorbed from the circuit that sets up the field and being dissipated as heat in the medium. The average eddy current power loss per unit volume when the flux density is varying sinusoidally at the frequency f when can be given as;

$$P_e = \frac{\pi^2 f^2 \Delta^2 B_{\max}^2}{6 \rho} \quad (1)$$

where P_e is the eddy currents loss in W/m^3 , $B_{\max}$ is the peak value of the flux density in T , Δ is the thickness of the individual laminations in m , ρ is the specific resistance of the lamination in Ωm .

One result of the flow of eddy currents in the material is the skin effect phenomenon. It causes the currents to be concentrated near the surfaces with increased operating frequency, material electric conductivity and magnetic permeability. The currents

decrease exponentially or approximately exponentially with depth, depending on the material shape and thickness. In addition to the decrease of current amplitude as depth below the surface decrease, the phase angle of the current becomes increasingly lagging as depth increases.

The skin effect can be described most simply for the case involving an infinite half space filled with a conductor upon which impinges a plane wave of infinite extent with magnetic field parallel with the surface of the conductor. The value of the J_x , the current density at any depth x from the surface, is given by

$$J_x = J_0 \exp(-x \sqrt{\pi f \mu \sigma}) \quad (2)$$

where J_0 is the current density at surface in A/m^2 , f is the frequency in Hertz or cycles per second, μ is the magnetic permeability in H/m , σ is the electric conductivity in $M\Omega/m$.

The characteristic decay length in the exponential is termed the skin depth and is given by

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \quad (3)$$

If the cross-sectional dimensions of the core are large compared to the skin depth, then the interior of the core carries little or none of applied magnetic flux and the core is ineffective in its intended role of providing a low reluctance return path for the applied magnetic field. Typical values of the skin depth are quite small even at low frequencies because of the large permeability of the materials and the skin depth becomes more of a problem as applied frequency increases.

The eddy current phenomenon can be expressed in terms of certain variables which, in turn, correspond to the various ways of analysis. In electromagnetism the variables describing the field are of two kinds. The first type of variables concerns the field itself while the second one treats the field indirectly by using mathematical entities, known as potentials. The main benefit of using field variables results from the fact that they allow observing the field as a physical reality. The disadvantage is that solving the problem requires considerably more work. On the other hand, introducing potentials gives an analyst the possibility of less work for the solution of the problem. In analyzing eddy currents, because of their nature, the main potentials used are vectorial although scalar potentials are also considered as complementary to the vectorial ones.

Although the continuous mathematical model gives some essential and meaningful information on the problem considered, what we really need is a numerical result. The qualitative analysis is of limited use if it is not supported by numerical results, and therefore we need to discretize a work-out continuous model. This study gives the mathematical simulation of existing methods and discusses the discretization of relevant equations. The methods described are: finite difference, finite sums, finite element, boundary element and some variants. Physical connotations of methods and problems are also given.

Although eddy currents mainly exist in conducting materials which are by nature linear in the sense of constant permeability, they can be also analyzed in non-linear

materials. Indeed, it is quite common for eddy currents to flow in ferromagnetic media, in which case an analysis of their distribution and other integral parameters is needed. It should be clearly stated that the problem of non-linearities is much more serious when eddy currents are present than in the static problems. It is especially seen in transient problems where the permeability is dependent on time. What is more, the hysteresis loop has to be then specified for each time-space point.

This study also includes demonstration of the software prepared by finite element. The software explains finite element solution of the flat and axi-symmetric two dimensional magnetic fields with induced eddy currents. The grids can have up to 4400 nodes. Vector potentials are calculated as complex numbers.

Typically, the program is used to calculate losses due to induced eddy currents. In such problems, total currents are usually known in conductors connected to voltage sources, and are often zero in other conductors where the only return paths for the currents are thorough the conductors themselves. Restrictions are also imposed by transpositions and connections. The program can handle all such possibilities. Post processors for wire windings, sheet windings, graphs and other types of special output are supplied in Fortran source code and can be modified and expanded.



1. GİRDAP AKIMI VE DERİ ETKİSİ

1.1. GİRİŞ

Son kırk yıl içerisinde, alçak ve yüksek frekanslardaki elektromanyetik alanlardaki problemlerin çözümü için, sayısal yöntemlerin geliştirilmesi ve kullanımı açısından büyük gelişmeler gerçekleştirildi. Hiç şüphe yok ki bu gelişmeler sayısal bilgisayarlardaki gelişmeler ile birlikte mümkün olmuştur. Elektromanyetikte incelenen problemlerin oldukça önemli bir kısmı girdap akımlarını içermektedir. Bu problemler önceleri analitik yöntemlerle çözülmeye çalışılıyordu, fakat yöntemler düzlemler, silindirler, veya küreler gibi basit geometrik şekillerle sınırlı kalmaktadır. Buna ek olarak problemlerdeki malzeme özellikleri de lineer olmalıydı. Bu çeşit şekiller teknik uygulamalarda bulunabilir; fakat günümüzde elektromanyetik cihazların çoğunluğu basit bir geometriye sahip değildir. Bu tür karmaşık geometrisi olan problemlere bilgisayarda sayısal yöntemler ile çözüm bulmak mümkündür.

Girdap akımları oldukça uzun bir süredir elektrik mühendislerinin ilgilendiği bir konudur. Girdap akımlarının doğası Foucault¹ tarafından keşfedildiğinden bu yana elektromanyetik alan içerisinde ayrı bir yere sahip olmuştur. Gerek teorik gerekse pratik olarak elektrik mühendisliği ile uğraşan bir kimse girdap akımları nedeniyle oluşan bazı ilginç olayları mutlaka gözleyecektir. Bu ilginç olayların başlıca nedeni doğasındaki ikilemdir; bu sonuçların isteniyor olması veya olmamasıdır. Bazı durumlarda girdap akımları bilinçli olarak üretilir; başka bir diğerinde ise zarar vericidirler ve bu akımların sakınılması veya azaltılması gerekir. İstenilsin veya istenilmesin girdap akımları elektrikli cihazların tasarımı sırasında analiz edilmesi gereken önemli problemlerdendir [1,2,3].

Yüksek güçte ve yüksek frekansta çalışan elektrikli cihazların tasarımına yönelişle birlikte girdap akımlarının etkileri daha fazla önem taşımaya başlamıştır. Girdap akımları doğrudan doğruya elektriksel malzemenin performansını etkilediğinden,

¹ Jean Bernard Leon Foucault (1819-1868); Fransız fizikçi, yüksek manyetik alan içerisinde dönen bir bakır diskte indüklenen girdap akımlarını (Foucault akımlarını) keşfetti.

mühendisler bu çeşit cihazları tasarlarken oldukça yüksek seviyede bir elektromanyetik alan teorisi bilgisine gereksinim duymaktadırlar. Bu etki daha önce de belirtildiği gibi istenir veya istenmez. Böylece, örneğin lineer motor ve fırlatıcılar, manyetik şekillendirme cihazları, yüksek manyetik alan oluşturma ve yoğunlaştırma, vb. girdap akımlarındaki gelişmelere bağlı olan cihazlar vardır. Bu tür uygulamalarda girdap akımları faydalı yönde kullanılır. Buna karşın, bazı uygulamalarda girdap akımları nedeniyle Joule kayıplarının oluşmasıyla, cihazın kayıpları artmakta dolayısıyla verimleri düşmektedir. Bu etkilerin mümkün olduğunca azaltılması gerekir. Her iki tür uygulama için de girdap akımları hassas bir şekilde modellenmeli ve hesaplanmalıdır [3].

Bu tez çalışması temel olarak girdap akımlarının sayısal olarak modellenmesinde gerekli düzenlemelerin yapılması için, sayısal yöntemlerin açıklanmasını içerecektir. Bu noktada bazı düşüncelerin, gerçek anlamda nasıl bir modellemenin olacağını anlatılması gerekir. Böyle bir modelin tanımlaması şu şekildedir:

Model, temel ve yapısal fizik kurallarıyla düzenlenmiş bir fiziksel olayı tanımlayan matematiksel bağıntılar takımını içermeli; yapılan tanımlama tek, uygun ve sabit bir yol olmalıdır. Tek olmasından kastedilen, bir yeterli veri takımı için, bir ve yalnızca bir çözüm olmasıdır. Modelin uygun olmasından anlatılmak istenen, her model için çalışılan değişkenlerin uygunluğudur. Son olarak modelin sabit olması, modelin veri ve/veya parametrelerindeki çok küçük değişimlerinde çözümde herhangi bir değişikliğin olmaması kastedilmektedir.

Yukarıda açıklandığı gibi bir model oluşturulabilmesi için, şu üç soru dikkate alınmalıdır.

- Verilen bir elektromanyetik olayı tanımlayan en uygun alan büyüklüğü nedir?
- Büyüklüğün matematiksel formülasyonu nedir?
- Bu formülasyonla bağlantılı yaklaşım nedir?

İkinci bölümde değişik modelleme yöntemlerinde geliştirilen fiziksel ve matematiksel oluşum temel alınmıştır.

Bunu izleyen bölümlerde (bölüm 3 ve 4) ise, değişik uygulamalar için yukarıdaki sorulara muhtemel cevaplar gösterilmeye çalışılmıştır. Hem sürekli hem de sayısal modeller burada tanımlanmış ve çeşitli uygulama örnekleriyle birlikte sayısal yöntemler bu bölümlerde anlatılmıştır.

Temel olarak manyetik lineer iletken ortamdaki girdap akımlarıyla ilgileneceğiz. Fakat, girdap akımları lineer olmayan ortamda (ferro manyetik ortamda) da ortaya çıkmaktadır. Bu durum, uygun yöntemlerinde yer aldığı beşinci bölümde açıklanmıştır.

Altıncı bölümde ise, hareketli ortamlardaki girdap akımlarının modellenmesine yardımcı olacak yöntemler anlatılmıştır. Bu son durum dönen ve lineer motorlarda görülmektedir.

Yedinci bölümde, sonlu elemanlar yöntemiyle hazırlanmış FLD8 yazılımı tanıtılmış ve bu yazılım yardımıyla üç fazlı bara altında çelik plakadan oluşan bir sistemin incelenmesi anlatılmıştır.

1.2. GİRDAP AKIMI AKIŞI VE DERİ ETKİSİ

Demir içersinde manyetik alanın sürekli olarak yön değiştirmesinden demir içersinde elektromotor kuvvetler endüklenir. Bunlar demir içersinde bir takım ufak daireler çizen akımlar oluşmasına neden olur ki, biz bu akımlara girdap veya Foucault akımları diyoruz. Bu akımları mümkün olduğu kadar ince saç levhalar seçmek ve bu saç levhaları birbirinden izole etmek suretiyle veya yüksek direnç değerli levha kullanarak (demir ve silikon karışımı ile oluşturulmuş) küçük tutmak ve girdap akımlarının birbirleriyle birleşerek büyümelerini önlemek gerekir. Aksi halde demirin fazla ısınmasına ve verimin düşmesine etki yaparlar. Kuvvet çizgilerinin eşit bir şekilde yayıldığı bir demir ortamda oluşan girdap akımı kaybını aşağıdaki şekilde genel bağıntısını vermek mümkündür [4,5,6].

$$P_e = K_e B_{\max}^2 f^2 \quad (1.1)$$

Burada K_e malzeme sabitesi olup, malzemenin tipine, kalitesine ve haddelene kalınlığına bağlı bir katsayıdır [4,5].

Girdap akımı akışının sonuçlarından birisi de deri (skin) etkisi olayıdır. Bu etki yüzey yakınlarından uyarma sargılarına veya diğer alan kaynaklarına doğru akımların oluşmasına neden olur [6,7].

Deri etkisi birkaç farklı fakat ilişkili yöntemle açıklanabilir. Bunlardan biri, herhangi bir derinlikte akan girdap akımlarının birincil alana karşı daha derinlerde manyetik

alanlar ürettiğini, böylece derinlik artışıyla akım akışında azalmaya sebep olduğu ve etkisinin azaldığını öne sürmektedir. Bir diğeri metal içersinde ilerleyen elektromanyetik dalgadan enerji emilmesi sonucu deri etkisinin oluşumu ile ilgilenmektedir. Üçüncü yöntem ise, metal içersinde hareket eden veya yayılan tek bir girdap akımı dağılımının etkisini ele almaktadır [7].

Girdap akımı yoğunluğu J_x 'in genliği yüzeyden itibaren mesafeye bağlı olarak değişir. Eğer x derinlik olursa, akım yoğunluğunun derinlikle değişimi [7,8]:

$$J_x = J_0 \exp(-x \sqrt{\pi f \mu \sigma}) \quad (1.2)$$

Burada,

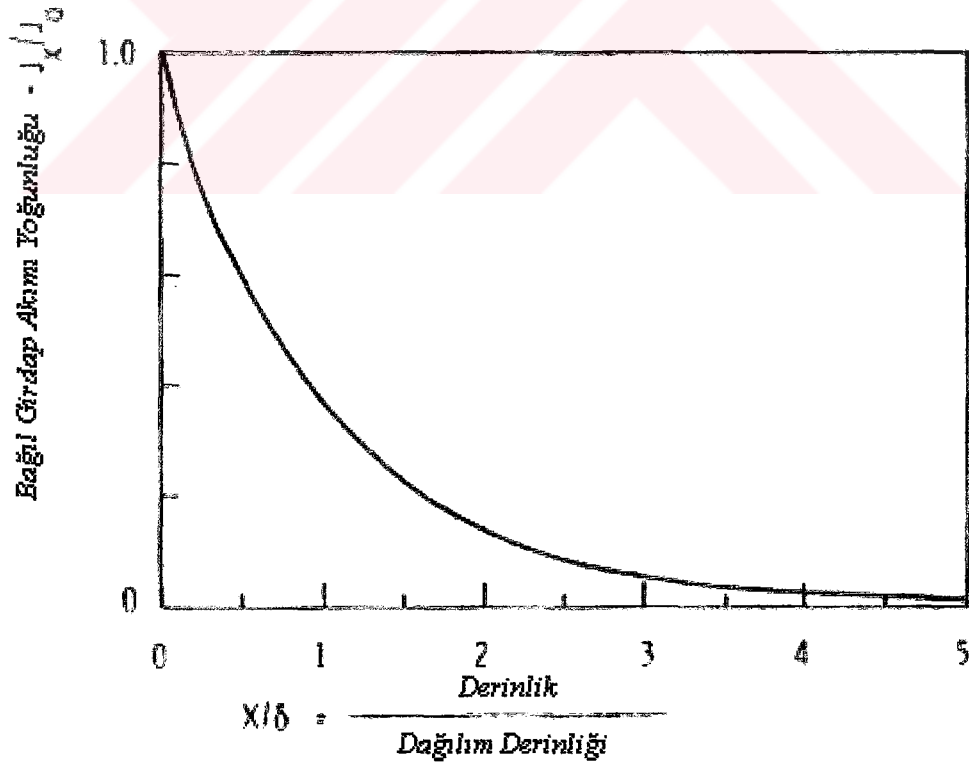
J_0 = Yüzeydeki akım yoğunluğu, [A / m²]

f = Frekans, [Hz]

μ = Manyetik geçirgenlik, [H / m]

x = Yüzeyden itibaren olan derinlik, [m]

σ = Elektriksel iletkenliktir [1 / Ω m].



Şekil 1.1 Derinliğe bağlı olarak girdap akımı yoğunluğunun değişimi

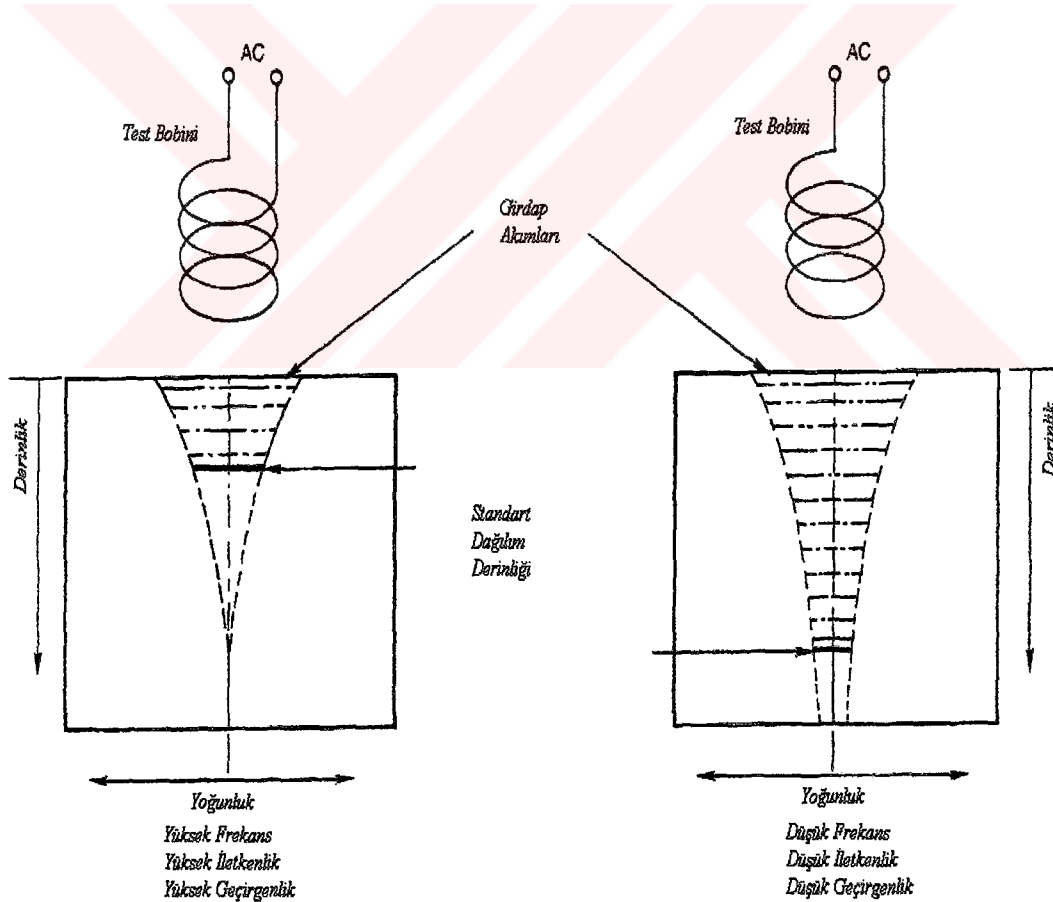
δ sembolü ifade edilen x derinlik değeri, yüzey derinliği veya standart dağılım derinliği olarak adlandırılır. Derinlik değeri x , standart dağılım derinliği δ 'ya eşit olduğunda, Şekil 1.1'den görüldüğü gibi $J_x / J_0 = e^{-1} = 0.37$ olur. Standart dağılım derinliği, yüzeydeki akım yoğunluğunun %37 değerinde olduğu derinlik olarak tanımlanır ve aşağıdaki denklemle ifade edilebilir [8].

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (1.3)$$

Bu durumda akım yoğunluğunun derinlik ile değişimi

$$J_x = J_0 \exp\left(\frac{-x}{\delta}\right) \quad (1.4)$$

ile ifade edilir.



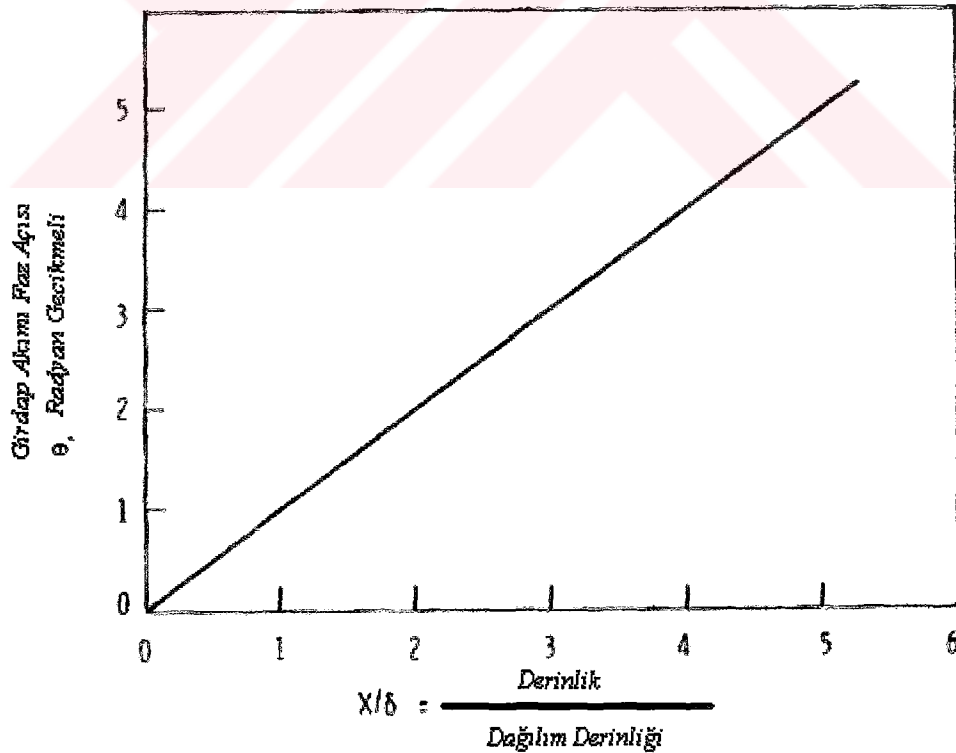
Şekil 1.2 Frekans, iletkenlik ve geçirgenliğin dağılım derinliği üzerindeki bağıl etkisi

Deri etkisi akımların komşu yüzey yakınlarından uyarım sargısına doğru yoğunlaşmasına neden olur. Etki Şekil 1.2’de gösterildiği gibi, çalışma frekansı, elektriksel iletkenlik ve manyetik geçirgenlik arttığında artar. Akımlar cismin şekline ve kalınlığa bağlı olarak derinlikle üstel veya yaklaşık olarak üstel biçimde azalır (Şekil 1.1’e bakınız) [6,7,8].

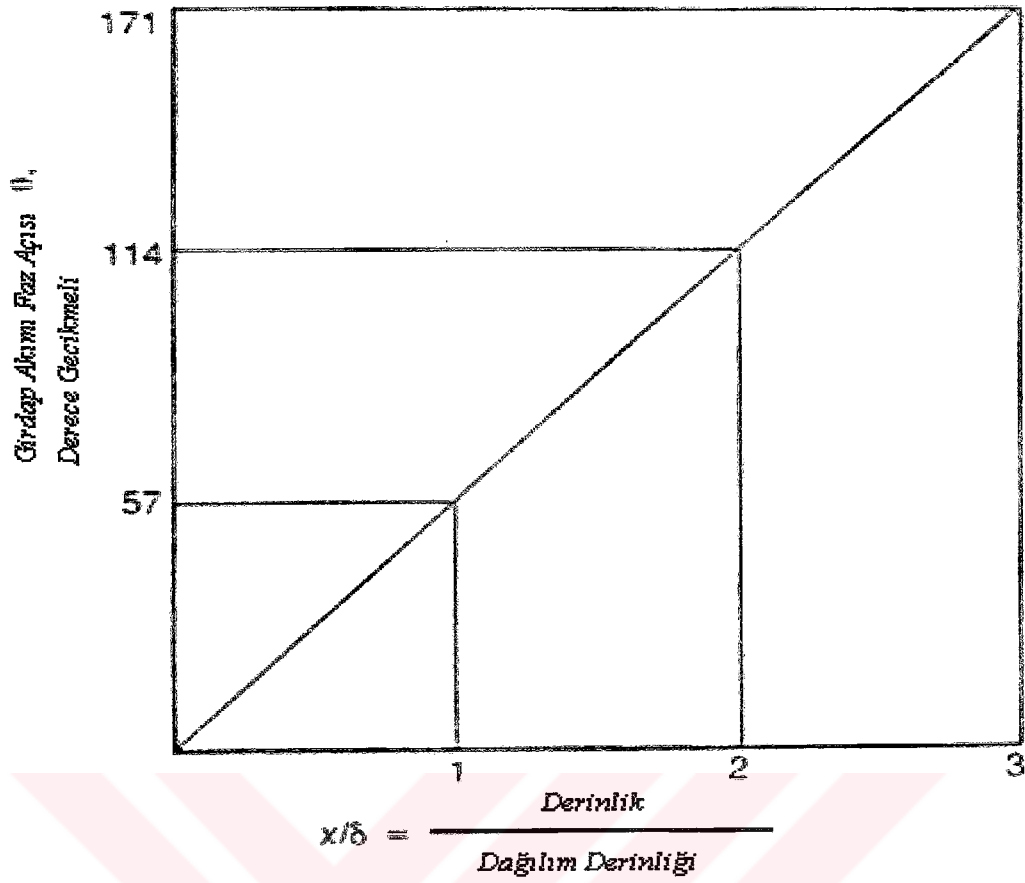
Her ne kadar girdap akımları standart bir dağılım derinliğinden daha derinlere nüfuz etse de, derinlik arttıkça hızlı bir şekilde azalacaktır. 2δ şeklindeki iki standart dağılım derinliğinde girdap akımı yoğunluğu $(1/e)^2$ ’ye veya yüzey yoğunluğunun %13.5 oranına düşer. 3δ şeklindeki üç dağılım derinliğinde girdap akımı yoğunluğu yüzey yoğunluğunun %5’i oranına düşer. Akımın faz açısı derinliğin artmasıyla yüzeye göre geciken yönde artacaktır.

Radyan olarak, referans açısı olacak şekilde, yüzeydeki akım yoğunluğunun faz açısını kullanarak, faz açısı gecikmesini aşağıdaki denklemle verebiliriz.

$$\theta = \sqrt{x(\pi f \mu \sigma)} = \frac{x}{\delta} \quad (1.5)$$



Şekil 1.3 Derinliğin fonksiyonu olarak girdap akımı faz açısı değişimi



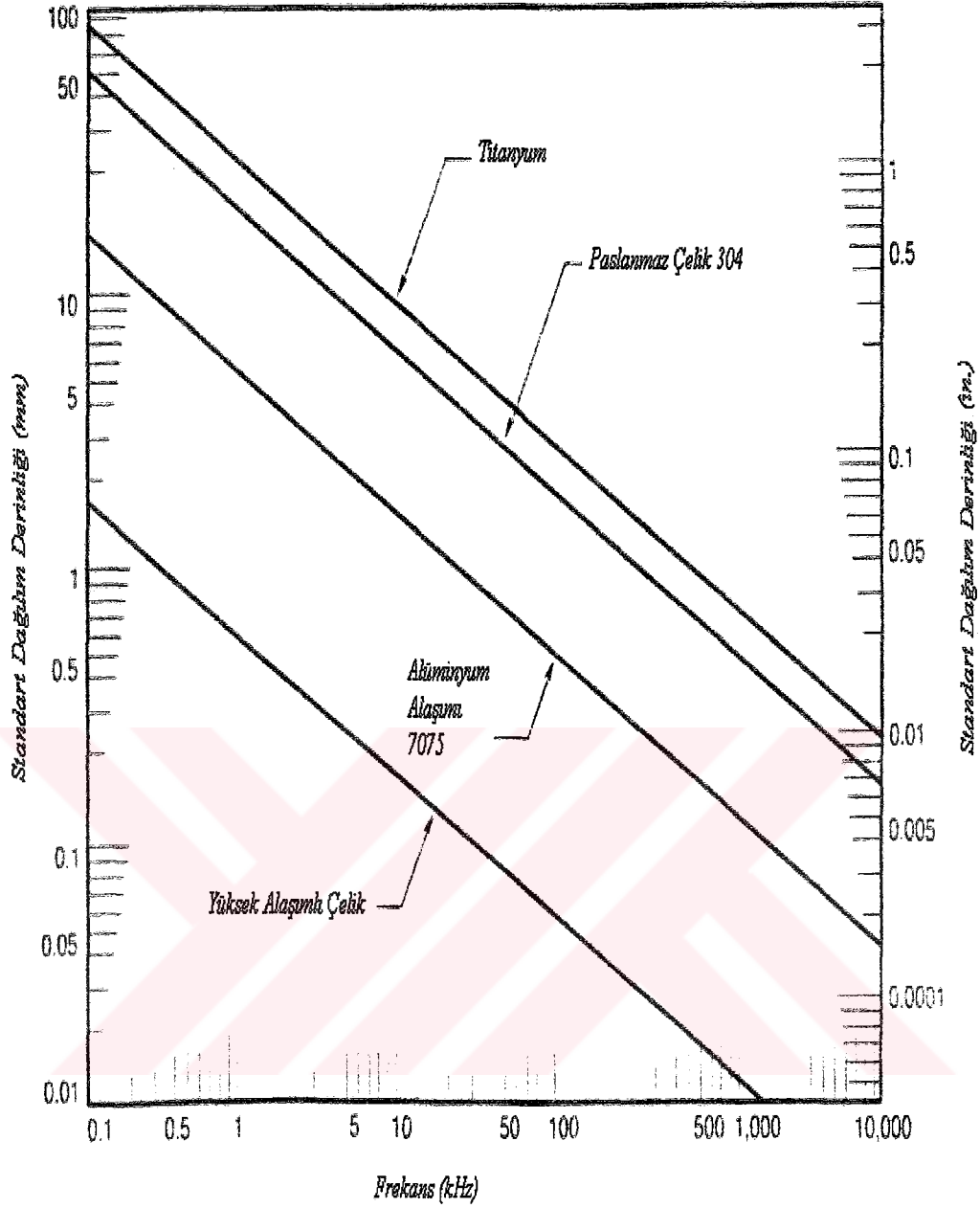
Şekil 1.4 Derece olarak girdap akımı faz açısı değişimi

Şekil 1.3’de kalın bir malzeme için, derinliğin fonksiyonu biçiminde girdap akımı faz açısının değişimi verilmiştir. x bir standart dağılım derinliğine eşit olduğunda, faz gecikmesi 57 derece veya bir radyandır. x aynı bölgedeki yüzeyin aşağısındaki mesafe olmak üzere derece olarak faz gecikmesi Şekil 1.4’de gösterilmektedir ve değeri aşağıdaki denklemle hesaplanabilir.

$$\theta = 57 \left(\frac{x}{\delta} \right) \quad (1.6)$$

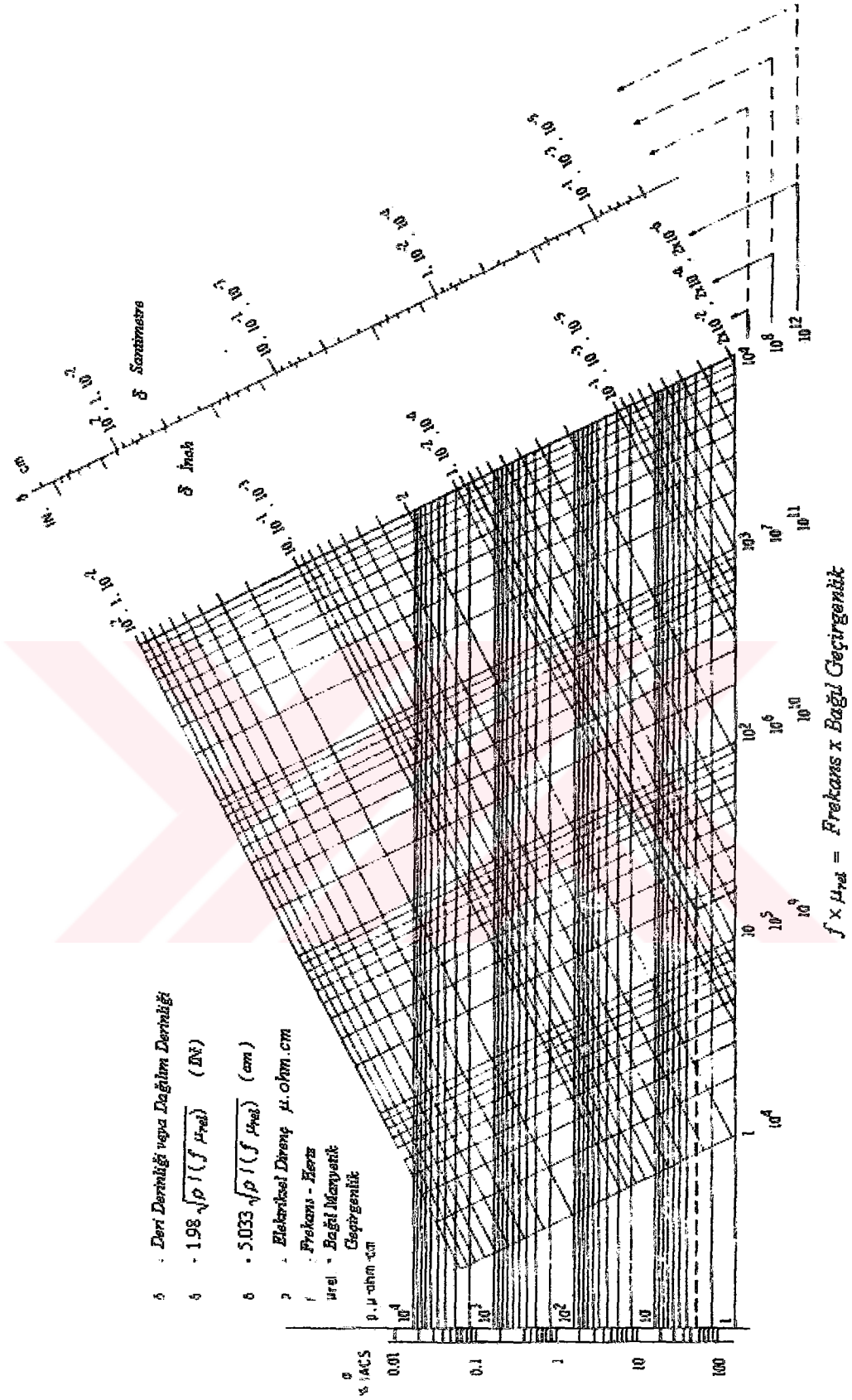
δ değerini belirlemek için, birimlere ve hesaplamalar için kullanılan fiziksel faktörlere bağlı olarak pek çok değişik matematiksel denklem mevcuttur.

Şekil 1.5’de farklı frekanslarda çeşitli iletken malzemeleri için girdap akımının standart dağılım derinlikleri verilmektedir [8].

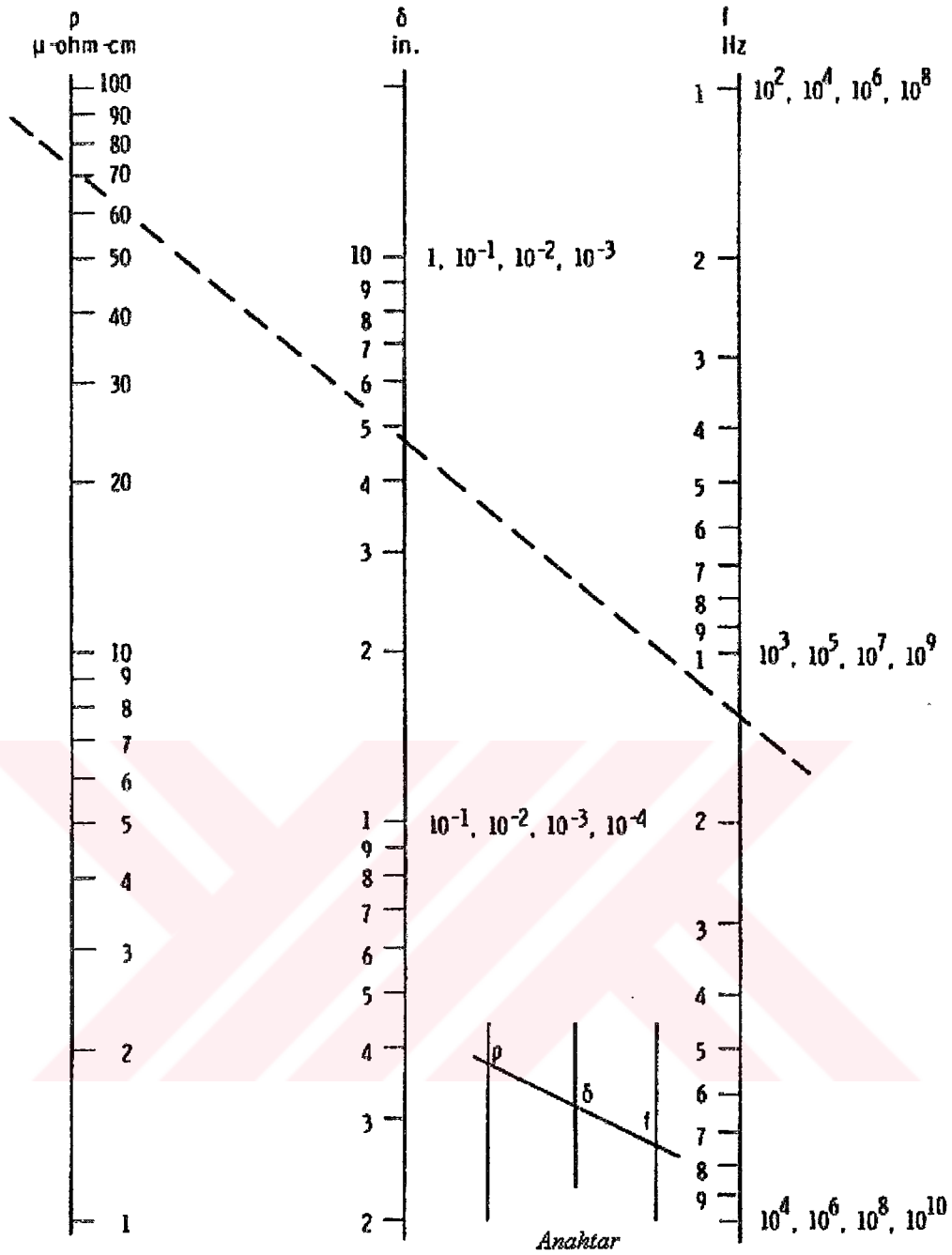


Şekil 1.5 Değişik frekanslarda çeşitli iletken malzemeler için girdap akımı standart dağılım derinliği

Şekil 1.6'da deri etkisi ile test cisimleri arasındaki ilişkiyi gösteren ilişkili üç logaritmik tablo verilmektedir. Şekil 1.6a elektriksel direnç ρ , frekans ve bağıl manyetik geçirgenlik $f \mu_{rel}$ ve deri etkisi δ veya dağılım derinliği δ arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Bu üç değişkenden herhangi ikisinin bilinmesiyle üçüncü bu tablodan bulunabilir.



Şekil 1.6 Deri etkisi tabloları : 1.6 (a) Elektriksel direnç ρ , frekans x bağıl manyetik geçirgenlik $f\mu_{rel}$ ve deri etkisi δ abak tablosu

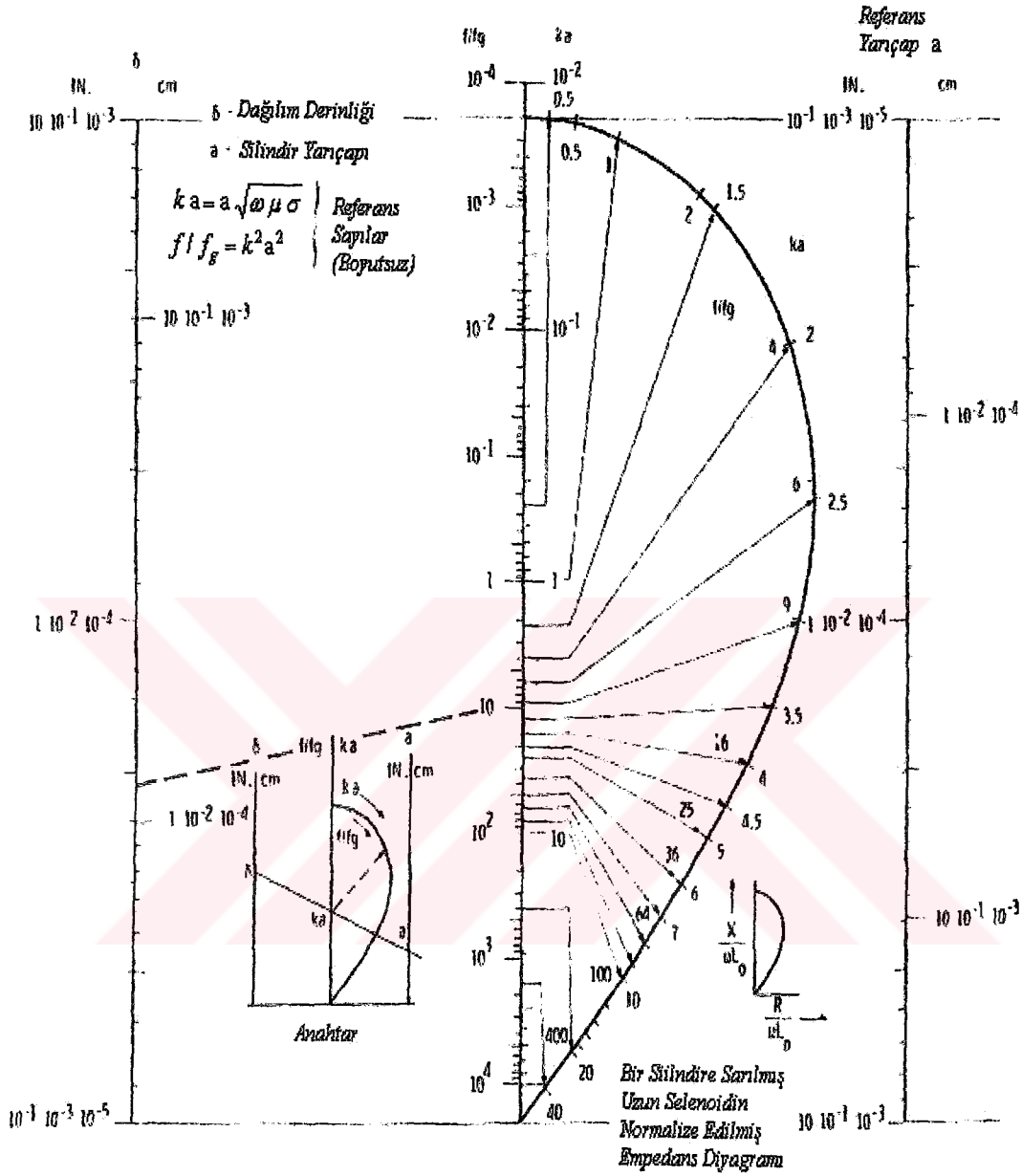


Şekil 1.6 (b) Deri derinliği abağının alternatif şekli

Şekil 1.6b'deki abak yüzey derinliğinin tam değerini elde etmek amacıyla kullanılabilir. Bu abak, Şekil 1.6a'da verilen tablonun değer aralıklarının küçültülmüş halidir.

Şekil 1.6c ise, yüzey derinliği δ ile manyetik olmayan iletken silindir üzerine sarılmış uzun bir selonoid için normalize edilmiş (standartlaştırılmış) empedans diyagramı arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Şekil 1.6c yüzey derinliği δ , referans sayıları f/f_g ve ka merkez ölçeği ve silindir yarıçapı a arasındaki ilişkiyi

vermektedir. Bu üç değişkenden herhangi ikisinin bilinmesiyle üçüncü değişkeni bu tablo aracılığıyla bulmak mümkün olacaktır [7].



Şekil 1.6 (c) Manyetik olmayan silindire sarılmış uzun bir selenoid için normalize edilmiş empedans ile deri derinliği arasındaki ilişkiyi gösteren tablo

1.3. GİRDAP AKIMI KAYIPLARININ HESAPLANMASI

Cisim moleküllerinin alternatif alan etkisi altında her biri ufak bir iletken rolü oynar ve Faraday yasasına göre alan değişimi sonucu her bir molekülde birer gerilim endüklenir. Bu endüklenen gerilimler yüzünden her molekülde bir elektrik akımı oluşur. Bu akım, cisim molekülleri arasında devresini kapamaya çalışır ve bu şekilde demir bir çok kısa devre olmuş sargılar gibi düşünülebilir. Bu akımlar alan frekansı ile, saniyede f defa yön değiştirirler; bu esnada elektronların birbirlerine sürtünmeleri sonucu ısı ve dolayısıyla kayıplar oluşur [9,11]. Elektriksel endükleme, akım devresinin kapladığı yüzeyin endüksiyon hatlarına dik bulunduğu kısımlarda meydana gelir. Bu sebepten girdap akımlarının akım yüzeyleri, endüksiyon hatlarına diktir.

Akının zamanla değişimi sonucu bir elektrik alan meydana gelir. E elektrik alanının dl yol elemanı ile çarpımının çizgisel integrali, l yolu üzerinde endüklenen e elektromotor kuvvetine eşittir. Elektromotor kuvvet ile manyetik indüksiyon akısı arasındaki bağıntı Faraday formülü olarak bilinir [9] ve

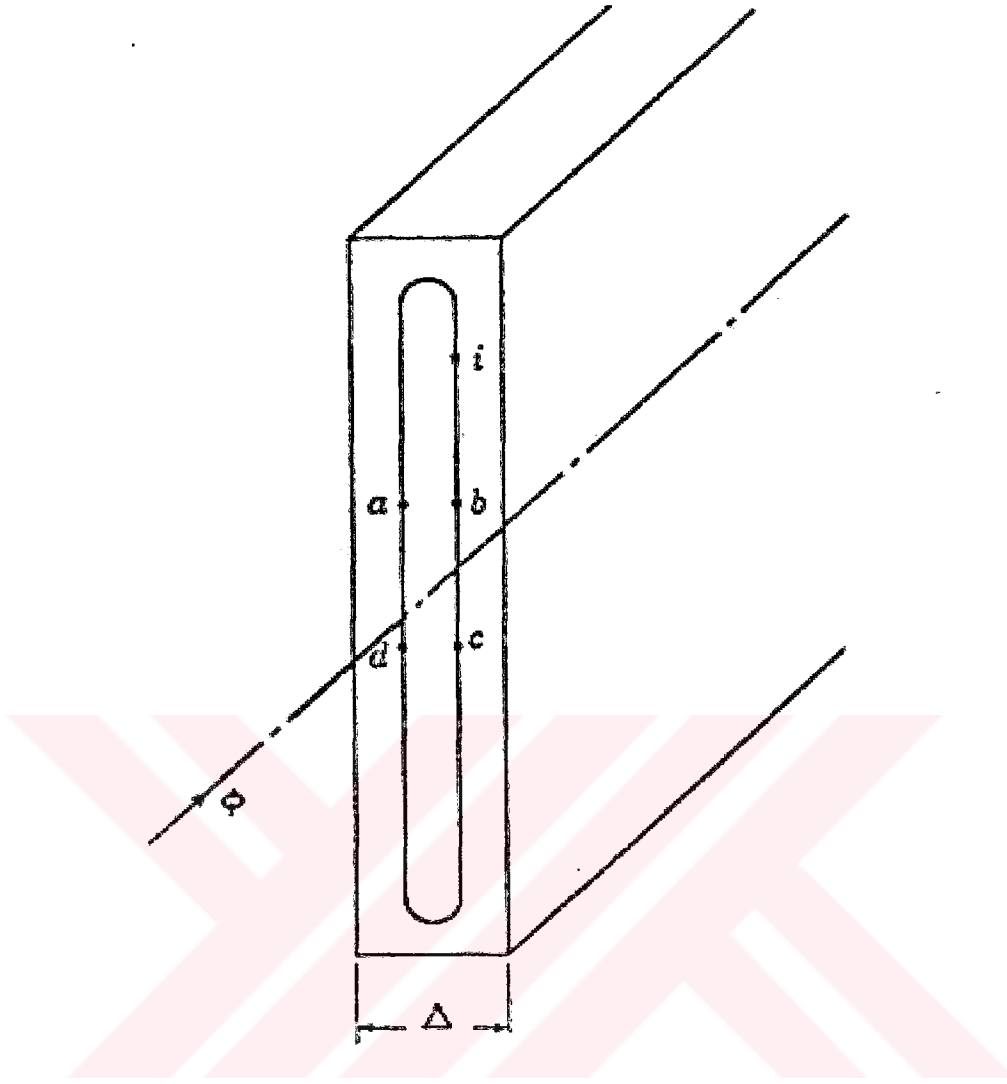
$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \iint \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (1.7)$$

bağıntısıyla ifade edilir. Ortam iletken ise bu e elektromotor kuvveti l yolu etrafında bir akım oluşturur. Bu akım girdap akımı olarak adlandırılır ve $i^2 R$ olarak girdap akım kayıplarını verir.

Girdap akım kayıplarının hesabı için Şekil 1.7’de gösterilen metal bir levha ϕ alternatif akısıyla uyarılmıştır. Bu durumda abcd sınırlarında endüklenen elektromotor kuvvet aşağıdaki biçimdedir.

$$e = -\frac{d\phi}{dt} \quad (1.8)$$

abcd devresine etkiyen bu gerilim sınırda bir akım akmasına ve bu yönde bir magnetomotor kuvvet oluşmasına neden olur. Bu akımlar malzemeyi akıdan koruyan bir ekran gibi davranır. Akı levha merkezinde yüzeydekinden daha küçüktür. Yani toplam akı yüzeylere doğru sıklaşır. Bu, kısım 1.2’de belirtildiği gibi deri etkisi olarak bilinir.

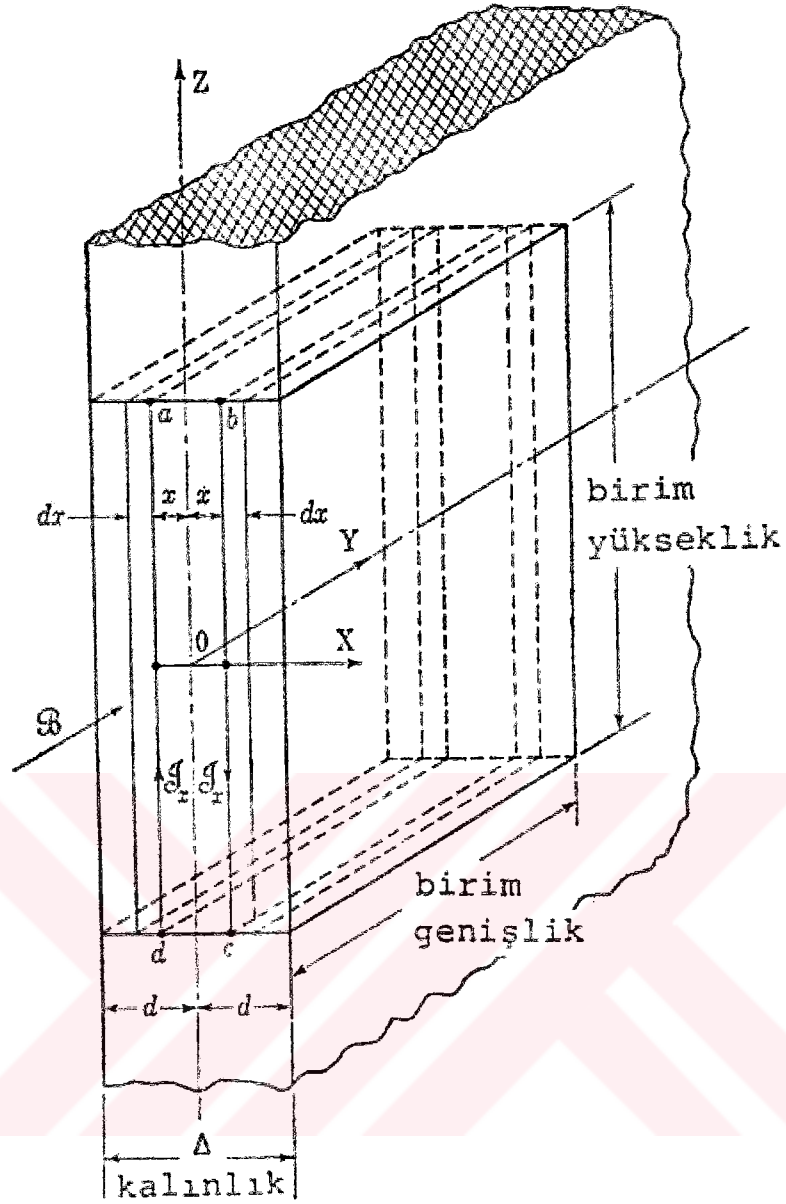


Şekil 1.7 Levhadaki akım yolu

Deri etkisiyle kuvvet hatlarının homojen olarak dağılmaması, alan dağılışının bozulması ısı kayıplarını arttırır. Dolayısıyla levha kalınlığı azaltılarak alan çizgilerinin levha kesiti ortalarında da arttırılmasına çalışılır. Bu durumda Şekil 1.8’de gösterilen Δ kalınlıklı bir levhanın girdap akımı kayıpları hesaplanmaya çalışılmıştır.

Faraday endüksiyon yasası $abcd$ yoluna uygulanırsa; E_x , YZ düzleminde x mesafedeki düşey gerilimin gradyanı olmak üzere;

$$\int \vec{E}_x d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot \vec{n} dS \quad (1.9)$$



Şekil 1.8 Girdap akımı kayıp hesabı için birim eleman

eşitliği elde edilir. Paralel yolların birim uzunlukta olduğu düşünülürse, $\int \vec{E}_x d\vec{l}$ integrali $2E_x$ olarak alınabilir. abcd yüzeyi üzerinde yüzey integrali $\int \vec{B} d\vec{S}$ $(B) \times (2x) \times (1)$ 'e eşit olur. Bu durumda

$$2E_x = -\frac{d}{dt}(2Bx) \quad (1.10)$$

olmak üzere, d-a boyunca akım yoğunluğu J_x ve malzemenin elektrik direnci ρ ise, akım yoğunluğu:

$$J_x = \frac{E_x}{\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{dt} (Bx) = \left(-\frac{x}{\rho} \right) \frac{dB}{dt} \quad (1.11)$$

olarak bulunur. Birim hacimde, yz düzleminde x kadar mesafede oluşan güç kaybı

$$J_x^2 \rho = \frac{x^2}{\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (1.12)$$

olur, (1.12) eşitliği dx kalınlığında integre edilirse;

$$J_x^2 \rho \, dx = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 x^2 \, dx \quad (1.13)$$

$\Delta = 2d$ kalınlığında, birim yükseklikte ve genişlikteki hacimsel bölgede oluşan güç:

$$2 \int_0^d J_x^2 \rho \, dx = \frac{2}{\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \int_0^d x^2 \, dx = \frac{2}{3} \frac{d^3}{\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (1.14)$$

şeklinde elde edilir. Bir birim küpte, aynı hacim elemanından $\frac{1}{2d}$ tane bulunduğu göre (1.14) ifadesi:

$$\frac{1}{2d} \left[\frac{2}{3} \frac{d^3}{\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \right] = \frac{d^2}{3\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (1.15)$$

şeklini alır. B 'nin değişimi sinüzoidal ve ani değeri b ise,

$$b = B_{\max} \cos \omega t \quad (1.16)$$

$$\left(\frac{db}{dt} \right)^2 = \omega^2 B_{\max}^2 \sin^2 \omega t \quad (1.17)$$

dir ve bu durumda güç kaybı:

$$\frac{d^2 \omega^2 B_{\max}^2 \sin^2 \omega t}{3\rho} \quad (1.18)$$

olarak bulunur. Akı yoğunluğu f frekansı ile değişiyorsa ve $\Delta = 2d$ olduğu hatırlanarak, birim hacimdeki ortalama girdap akımı kaybı

$$P_e = \frac{d^2 2\pi^2 f^2 B_{\max}^2}{3 \rho} = \frac{\pi^2 f^2 \Delta^2 B_{\max}^2}{6 \rho} \quad (1.19)$$

olarak elde edilir. Denklemden frekans (f) Hz, levha kalınlığı (Δ) m, akı yoğunluğu (B) T ve özgül direnç (ρ) $\Omega \cdot m$ olarak alınırsa, kayıp W/m^3 olarak bulunur.

Çıkarılan denklemler endüksiyonun tabaka boyunca uniform olması koşulu ile çıkarılmıştır. Bu yapılan tam olarak doğru değildir. Demir elemanter bölgelerden oluştuğundan ve homojen bir madde olmadığından (1.19) bağıntısıyla hesaplanan kayıp, gerçek kayıp değerinden küçük olur. Endüksiyonun dalga şekli kayıplarda önemli rol oynar. Endüksiyon eğrisini de hesaba katmak için bir şekil faktörü belirlenmeli ve buna göre hesap yapılmalıdır. Yüksek dereceden harmonikler çekirdek kaybını artırır. Uyarma akım harmoniklerinin bağlı büyüklüğü, demirin işletildiği maksimum yoğunluğa ve demir karakteristiğine bağlıdır [10].

2. GİRDAP AKIMI ANALİZ YÖNTEMLERİ

2.1. DENKLEMLERİN DÜZENLENMESİ

Alan denklemlerinden önce, girdap akımı analizinde kullanılan aşağıdaki kabullenmeler verilecektir.

- Deplasman (sürüklenme) akımı ihmal edilir;
- İletken ortam izotropiktir (eşyönlüdür);
- İletken cisimlerin genel yapısıyla ilgilenilir (atomik etkenler göz önüne alınmaz.);
- Ortam yapısı homojendir;
- Isıl lineer olmama durumu göz önüne alınmaz (iletkenlik alan değişkenlerinden bağımsızdır);
- İletken ortamın manyetik geçirgenliği μ sabittir. Lineer olmayan durumların anlatıldığı beşinci bölüm dışındaki tüm bölümler için bu kabullenme geçerlidir.

İlk kabullenme ile ilgili bazı açıklamalar yapılması gerekmektedir. Düşük frekanslı harmonik alanlarla uğraşıldığında hiç şüphe yoktur ki bu kabullenme doğrudur. Sorun zamandaki değişim önemli miktarda arttığında veya geçici olaylarla uğraşıldığında ortaya çıkmaktadır. Fakat, analizi yapılan cismin boyutları küçük ve iletkenliği de (bakır veya alüminyum gibi) yeterince yüksek ise, deplasman akımı görülmeyecektir. Grumet (1959) tarafından matematiksel olarak, deplasman akımının böyle bir durumda ihmal edilebileceği ispat edilmiştir [3].

Yukarıdaki kabullenmeler ışığında, aşağıda belirtilen temel elektromanyetik yasalar girdap akımlarını tanımlayan eşitliklerdir.

$$\text{rot } H = j \quad \text{Amper yasası} \quad (2.1)$$

$$\text{rot } E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{Faraday yasası} \quad (2.2)$$

$$\text{div } B = 0 \quad \text{Gauss yasası} \quad (2.3)$$

$$B = \mu H \quad \text{Yapısal ilişki} \quad (2.4)$$

$$j = \sigma E \quad \text{Yapısal ilişki (Ohm yasası)} \quad (2.5)$$

H ve E manyetik ve elektriksel alan büyüklükleri, bunlarla bağlantılı olacak şekilde B manyetik akı yoğunluğu ve j akım yoğunluğu, μ ve σ manyetik geçirgenlik ve elektriksel iletkenliklerdir.

Yukarıdaki denklemler, araştırılan bölgenin homojen olmayan durumlarındaki manyetik alan çözümünün tek olduğu bilinen ara yüzey koşullarıyla tamamlanır. Bunlar elektromanyetik alanın fiziksel özelliklerinden elde edilir ve bu bağıntılar şunlardır.

$$n \cdot (B_1 - B_2) = 0 \quad (2.6)$$

$$n \times (H_1 - H_2) = 0 \quad (2.7)$$

Burada ara yüzey, '1' ve '2' olarak adlandırılmış iki alt bölgeye ayrılmıştır ve n ara yüzeye dik olan birim vektördür. Ara yüzey koşulları sınır koşulları olarak adlandırılır. Örneğin yüksek geçirgenlikteki bir malzeme ile geçirgen olmayan bir ortam temas halinde bulunduğunda, manyetik alan büyüklüğünün teğetsel bileşeni burada sıfır olur. Diğer bir durum da, yüksek iletkenlikteki bir malzemenin iletken olmayan bir ortam ile karşılaşması durumudur. Manyetik akı yoğunluğunun normal bileşeni bu durumda ortadan kalkar [2,3].

E ve j temel denklemlerden yok edilerek aşağıdaki tüm parametre değişkenlerini içeren denklem elde edilir.

$$\nabla^2 H = \sigma \frac{\partial B}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial t} - \text{grad} \left(H \cdot \frac{\text{grad} \mu}{\mu} \right) - \frac{\text{grad} \sigma}{\sigma} \times \text{rot} H \quad (2.8)$$

Elbette tüm malzeme parametreleri zaman ve uzayda sabit olduğundan, gerçek durumlarda yukarıdaki kabullenmelerle denklem (2.8) basitleştirilebilir. Böylece,

$$\nabla^2 H = \sigma \mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2.9)$$

denklemini elde edilir.

Sinüzoidal değişimler için ω açısal frekans, $i = \sqrt{-1}$ ve terimler fazazöl olmak üzere Fourier değişimini $H(t) = \text{Re} (\hat{H} \exp(i\omega t))$ şeklinde yazabiliriz. Buradan,

$$\nabla^2 H = i\omega\mu\sigma \hat{H} \quad (2.10)$$

elde olunur.

Girdap akımları doğrudan Faraday yasasının sonucudur ve uzayda üç bileşene sahiptir. Fakat, girdap akımlarının pek çok teknik incelemesinde iki boyutlu uzayda çalışmalar yapılır. Özellikle iki konu üzerinde durulmaktadır. Bunlar:

- H uyarması
- j uyarması

İlk durumda, girdap akımı yoğunluğu iki bileşenle tanımlandığında manyetik alan kuvvetinin bir bileşeni vardır. İkinci durumda ise, girdap akımı yoğunluğunun bir ve manyetik alan kuvvetinin iki bileşeni bulunmaktadır.

Pratikte ilki girdap akımları için değilmiş gibi görünür. Fakat onların etkisi içindir ve her ikisinin de özel önemi vardır. Önemli oldukları konular güç (omik) kayıpları ve elektrodinamik güçlerdir. Şimdi verilecek olan büyüklük, elektromekanik çeviricilerin analizi için gereklidir ve aşağıdaki formülle tanımlanır.

$$f = B \times j \quad (2.11)$$

Bu formül özellikle elektrik makine ve transformatör tasarımı için önemlidir.

Bu noktada, elektromanyetik alandaki enerji dengesini açıklayan Poyting teoremini¹ ve Poyting vektörünü açıklamalıyız. Bu bağıntıya ait denklem

$$S = E \times H \quad (2.12)$$

şeklinde elde olunur. Bu vektörü integre edip ve bulunan vektör değerleri ile temel denklemlerini düzenleyecek olursak,

$$\oint (E \times H) \cdot nd\Gamma = - \int H \frac{\partial B}{\partial t} d\Omega - \int E \cdot jd\Omega \quad (2.13)$$

¹ Poyting, J.H. (1884). Elektromanyetik alandaki enerji transferi, Transactions of Royal Society Part II, 343-58.

bağıntısını elde etmiş oluruz. Burada Ω girdap akımı yüzeyini, Γ girdap akımı yüzeyinin sınırını ve n Γ 'ya dışa doğru normal olan birim vektörünü göstermektedir.

Eşitliğin sağındaki ilk kısım hacim içersinde depolanan manyetik enerjiyi ifade ederken, ikinci kısım güç (omik veya Joule) kaybını ifade etmektedir. S vektörü enerji yoğunluğu akışının girdap akımı bölgesine doğru olduğunu göstermektedir. Poynting vektörü özellikle harmonik (sinüzoidal) problemleri için kullanışlıdır. $\hat{H}^*$ $\hat{H}$ 'nın eşleniği olacak şekilde, Poynting vektörünü aşağıdaki biçimde tanımlayabiliriz.

$$\hat{S} = \frac{1}{2} \hat{E} \times \hat{H}^* \quad (2.14)$$

Fazörel olarak Poynting teoremi ise,

$$\oint \hat{S} \cdot n d\Gamma = -i2\omega \int \frac{1}{4} \mu_0 \mu_r |\hat{H}|^2 d\Omega - \frac{1}{2\sigma} \int |\hat{j}|^2 d\Omega \quad (2.15)$$

şeklindedir. Bu formülde, $\hat{S}$ vektörünün akışının reel kısmı güç kaybını (AC direnç), imajiner kısmı AC endüktansı göstermektedir. İntegral sınırları doğal olduğundan, tüm sistem için enerjiyi belirleyecek sınır değerleri açısından pratik bir sonuca sahiptir [3].

2.2. YÖNTEMLERİN GÖZDEN GEÇİRİLMESİ

Girdap akımları araştırmacıların ve mühendislerinin elektrik mühendisliğinin başlangıcından bu yana ilgisini çekmiştir. Yapılan çalışmalarda problem deri etkileri olarak tanımlandı ve literatüre de bu isimle girdi. İlk değerli sonuçlar deri etkileri analizi vasıtasıyla hava aralığındaki kaçak empedansı hesaplayan A.B. Field² tarafından yapılmıştır. Halen bunun konuşuluyor ve endüstride kullanılıyor olması Field'ın yapmış olduğu bu çalışmanın ve formülasyonunun ne kadar önemli olduğunu göstermektedir.

² Field, A.B. (1905). Eddy current in large slot wound conductors. AIEE, 761-788

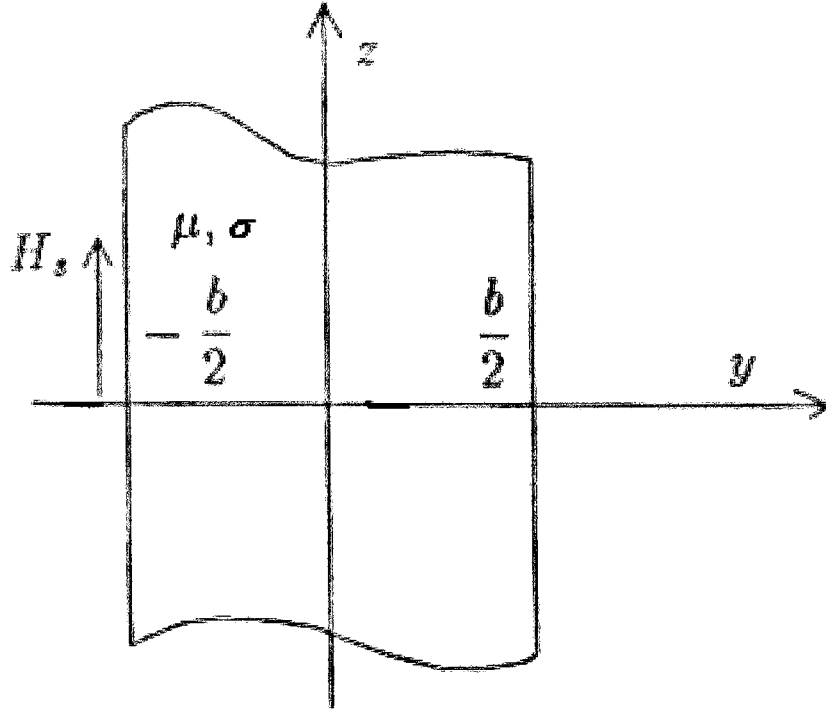
Çalışmasından söz edilmesi gereken diğer bir kişi ise, dikdörtgen kesitli bir iletkendeki girdap akımları problemini çözen Schwenkhagen'dir (1927). Gerçekten de, iki boyutlu çözümü yapan ilk kişidir. Her ne kadar bilinçli bir şekilde olmasa da integral denklemi yöntemini kullanmıştır. Adından da anlaşılacağı gibi, kullanılan bu metot iletkeni küçük aksiyal parçalara ayırmaya ve ortak endüktans değerini atamaya dayanıyordu. Girdap akımı olaylarını tanımlamada kullanılan integral denklem metodunun kullanışsız olduğu Gross (1940) tarafından kanıtlandı. Çalışmasında Neumann serisini (ardışık yaklaşım metodu) kullanarak bir integral denklemi çözümüyle sonuçlanan ardışık iterasyon yöntemini getirdi.

Bunu takip eden yıllarda araştırmacılar diferansiyel denklemlere uygulanan Fourier yöntemini kullanmaya başladılar. Bu yöntem sadece gerekli sınır koşulları tanımlanabilir diferansiyel denklemlerin çözümünde başarılı olmaktadır. Bu nedenle genel anlamda bir çözüm getirememiştir. Bu integral çözümlerine uygulanmadı. Analitik çözümlerin içersinde en uygun yöntem, Fourier'in değişkenlere ayırma veya dönüştürme yöntemleri oldu. 1950'den günümüze dek sayısal yöntemler bu konuda önemli bir rol oynadılar. Bunlardan ilki sonlu fark yöntemi, daha sonraki sonlu elemanlar yöntemi ve son olarak 1980'lerden bu yana geliştirilmekte olan sınır eleman yöntemi olmuştur. Bu çalışmanın özellikle üzerinde duracağı ve daha sonraki bölümlerde ayrıntılı olarak açıklayacağı yöntemler bunlar olacaktır.

Yukarıda zamanın sinüzoidal olarak değiştiği, yarı kararlı problemlerin çözümüne ilişkin çalışmalar hakkında bir gözden geçirme yapıldı. Geçici durum çözümlerinin gelişimi biraz farklı olmuştur. Bu çeşit problemlerin çözümleri kararlı duruma göre daha zordu ve bu yüzden oldukça sonraları ortaya çıktılar. Bu alanda önemli dönüm noktası, zamana bağlı problem çözümü için Laplace dönüşüm yönteminin Heller (1954), Grumet (1959), Chura (1976) ve bir diğer arkadaşları tarafından uygulanması ile gerçekleşti. Gerçekten de bu yöntem çok uygundu ve 1970 yıllara dek başarıyla kullanıldı (Krawczyk 1980).

Analitik çözümler incelenirken çoğunlukla kullanılan kabullenmelerin yanı sıra, girdap akımının asimptotik durumlarıyla da karşılaşıldı. Hammond (1971) ve Stoll (1974) bunu ayırt edebildiler.

- Direnç sınırlamalı durum
- Endüktans sınırlamalı durum



Şekil 2.1 İletken plaka

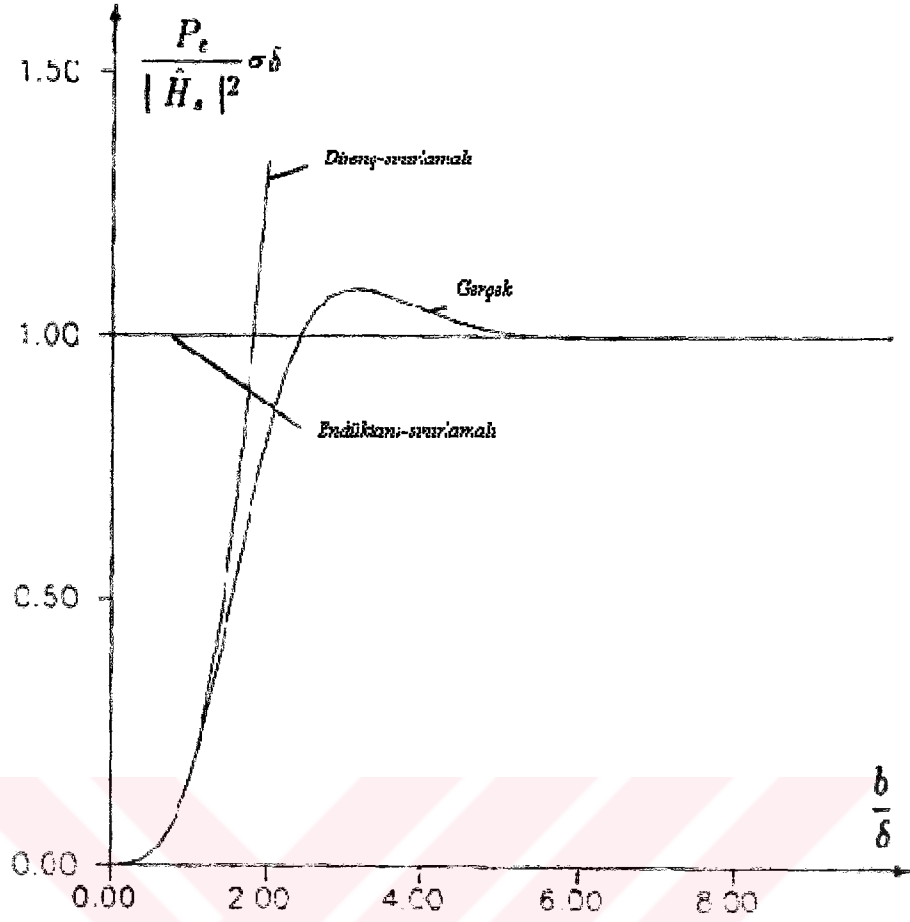
İlki girdap akımları manyetik alana etki etmediğinde oluşan durumu ifade eder. Bunlar cismin direnç değeri ile sınırlıdır. İkinci durum, girdap akımları yok oluncaya dek geçen süreçteki durum için kullanılır. Bu durumda endüktans bu akımları sınırlamaktadır. Açıkça görülüyor ki, her iki yöntemin kullanımı da ilgilenilen bölgenin parametreleri ve cismin geometrisi tarafından belirlenir.

Bunu bir örnekle görelim. Şekil 2.1’de görülen bir boyutlu sınırlandırılmış iletken plaka, sinüzoidal manyetik alan içersine yerleştirilsin. Şekil 2.1’de gösterilen model için girdap akımları ve manyetik alan kuvvetleri sadece bir bileşene sahiptirler. Bunlar sırasıyla x ve z yönleridir. (2.9) denkleminin çözümü, girdap akımı yoğunluğu için aşağıdaki denklemi elde etmemizi sağlar.

$$\hat{j} = \alpha \hat{H}_s \frac{\sinh \alpha y}{\cosh \alpha(b/2)} \quad (2.16)$$

Burada $\alpha = \sqrt{i\omega \mu \sigma} = (1+i)/\delta$, δ daha önce de tanımlandığı üzere deri derinliğini ifade etmektedir.

Direnç sınırlanmalı durumda girdap akımları plaka içersindeki manyetik alana etki etmez ve böylece güç kaybı aşağıdaki denklemle elde edilebilir.



Şekil 2.2 b / δ 'nın fonksiyonu olarak bağlı güç kaybı

$$P_e = \frac{|\hat{H}_s|^2}{\sigma \delta} \frac{4}{3} \frac{b^3}{\delta^3} \quad (2.17)$$

Bu denklem eğer $b / \delta \ll 1$ ise kullanılabilir.

Eğer her iki durum içinde sağlanamıyorsa, aşağıdaki gerçek formülü kullanmak zorunludur.

$$P_e = \frac{|\hat{H}_s|^2}{\sigma \delta} \frac{\sinh(b / \delta) - \sin(b / \delta)}{\cosh(b / \delta) + \cos(b / \delta)} \quad (2.18)$$

Bu fonksiyonun ve bunların asimptotik durumları Şekil 2.2'de verilmiştir. Manyetik kaynağın girdap akımı alanı tarafından etkilenmediği bu çeşit problemler 'katı

kaynaklar' olarak adlandırılır. Eğer bu duruma uygunluk göstermiyorsa, problem (2.18) denklemiyle önerildiği şekilde çözülemez.

Asimptotik durumlara tipik iki pratik örnekten birini burada söyleyelim. Bu, her zaman direnç sınırlanmalı durum olarak davranış gösteren transformatör çekirdeği plakasıdır. Diğer taraftan transformatör tankının cephesi ve elektrik makinelerindeki diğer büyük iletken elemanlar, sonsuz kalınlıktaki bir plaka gibi ele alınabilir ve bu durumda endüktans sınırlanmalı yaklaşım kullanılır. Stoll ve Hammond'un izlediği yukarıda verilen tanımlamalar, sadece çok iyi bilinen teknik yaklaşımlardır.

Direnç sınırlanmalı durumların sayısal yaklaşımları herhangi bir ciddi zorluk içermez. Diğer taraftan endüktans sınırlanmalı durumlarda, yüzey yakınlarındaki girdap akımı bilgilerini kaybetmemek için iletken yüzeyindeki bölmelendirme boyutlarının yüzey derinliğinden uygulanabilir oranda daha küçük olması problemi ile karşılaşmaktadır. Bu çeşit bir zorlama, kendimizi çok sayıda bilinmeyenle veya kötü koşullandırılmış sayısal problemlerle baş başa bulmamıza yol açar [3].

$b/\delta \gg 1$ olduğu aşırı endüktans sınırlanmalı durum bizi, empedans sınır koşulu (IBC) düşüncesine yönlendirir. Böyle bir asimptotik durum Z yüzey empedansı ile ve H ve E yüzey vektörleri olmak üzere aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$n \times E = Z n \times (n \times H) \quad (2.19)$$

Burada kullanılan Z yüzey empedans değeri aşağıdaki bağıntıyla elde olunur.

$$Z = \frac{(1-i) \mu \omega \delta}{2} \quad (2.20)$$

Yukarıda verilen koşullar, sadece iletken olmayan bölgelerde, girdap akımı problemlerini çözmek için kullanılan Laplace veya Poission denkleminin göre bir problemin çözümünde basitlik sağlar. IBC (empedans sınır koşulu) bir veya iki boyutlu problemleri kolaylaştırır ve kullanılan değişkenlere bağlı olarak çeşitli formlara sahiptir. (2.19) denklemi kullanılarak gösterilebilir ki, yüksek frekans problemleri ($\delta \rightarrow 0$) için H 'ın normal bileşeni yok olur. Bu da mükemmel iletken ekranlarının en iyi bilinen özelliğidir. Empedans sınır koşulu özellikle statik alanların sınır integral formülasyonuna uygundur [12].

Tekrarlamak gerekirse, geçmişten günümüze dek girdap akımı problemlerini çözmek için pek çok değişik yöntem kullanıldı ve bunların tümü az yada çok memnun ediciydi. Fakat, modern teknoloji daha karmaşık yapıdaki girdap akımlarının hesaplanmasını gerektirmektedir. Bir gerçektir ki, bu da analistleri daha yaklaşık sonuçlar aramak için motive etmektedir. Bununla beraber, analitik sonuçlar sayısal sonuçlara model (test) sonuçlar olarak hizmet ettiğinden hala büyük önem taşımaktadırlar [3].



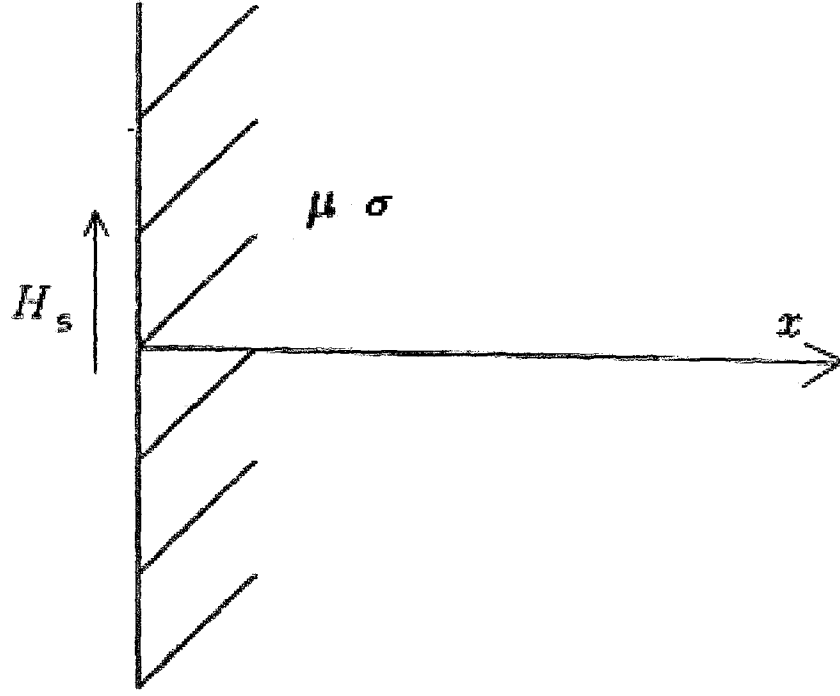
3. GİRDAP AKIMLARININ SÜREKLİ HAL MODELİ

3.1. GİRDAP AKIMI PROBLEMLERİNİ TANIMLAYAN BÜYÜKLÜKLER

Girdap akımı olayı, çeşitli analiz yollarına uygun olarak belirli değişken terimlerle ifade edilebilir. Elektromanyetizimde alanı tanımlayan değişkenler iki çeşittir. Değişkenlerden ilki doğrudan alanın kendisini ele alırken, potansiyeller olarak bilinen ikinci tür matematiksel büyüklükleri kullanarak dolaylı yoldan alanı inceler. Her iki türde avantaj ve dezavantajlara sahiptir ve bu nedenle her bir durum uygun şekilde kullanılmalıdır. Alan değişkenlerini kullanımdaki temel avantaj, bunların alanı fiziksel gerçekliğe uygun olarak incelenmesini mümkün kılmasıdır. Dezavantaj ise, problemin çözümünün oldukça fazla çalışma gerektirmesidir. Diğer taraftan, tanımlanan potansiyeller analizcinin incelenen problemin çözümü için daha az çalışmasını sağlar. Buna karşıt olarak potansiyeller fiziksel doğallıktan çok matematikseldirler, bu nedenle bu analiz yöntemi gerçeklikten uzaktır ve fiziksel sezgileri burada kullanmak mümkün değildir. Girdap akımı analizinde kendi doğal yapılarından dolayı kullanılan ana potansiyeller vektörel potansiyellerdir [2,3].

3.1.1. Alan Değişkenleri

Çalışılan ana alan büyüklükleri manyetik alan kuvveti H , manyetik akı yoğunluğu B ve elektrik alan kuvveti E 'dir. Bu değişkenler doğrudan temel elektromanyetik yasalardan gelmektedir ve bizim için avantaj olan önemli bir fiziksel anlam taşırlar. Fakat pratikte bunlar sadece temel veya yapısal denklemlerdir ve hesaplamalarda kısmen yararlılık sağlarlar. Örneğin girdap akımı problemi çözümünde üç boyutlu durum için en az üç denklem, iki boyutlu durum için en az iki denklem gerekmektedir. Tabi ki bazı basit ve simetrik durumlarda denklem sayısını azaltmak mümkündür, fakat bunlar çok nadirdir. Yine de alan yapısını daha iyi anlayabilmek için bu değişkenleri kullanabiliriz. Lineer durumlar için B ve H vektörleri değişik yapıya sahiptirler. Bu nedenle H vektörü alan kaynağı olarak davranacak şekilde alanın her noktasında tanımlanmalıdır. Diğer taraftan B vektörü malzemenin fiziksel



Şekil 3.1 Homojen manyetik alan tarafından uyarılmış yarı-uzay

ve geometrik özelliklerini içerir. Bu bakış açısından, B vektörü fiziksel olarak daha önemlidir [3].

Örneğin, alan dağılımı yönünde sonsuz kalınlıkta iletken ortamını ele alalım ve metal-hava ara yüzeyinde H_s alanının düzgün olduğunu kabul edelim (Şekil 3.1). Her iki durum için, girdap akımı dağılımları için aşağıdaki çözümler elde edilecektir [3,7].

(1) Açısal frekans ω olacak şekilde yarı kararlı durum :

$$\hat{j}(x) = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} H_s \exp(-\alpha x) \quad (3.1)$$

Burada $\alpha = (1+i)\sqrt{\omega\mu\sigma/2}$, $i = \sqrt{-1}$ 'dir.

(2) Geçici durum :

$$j(x,t) = \int_0^t H_s(\tau)(t-\tau)^{-5/2} \exp(-\alpha^2 x^2 / 4(t-\tau)) d\tau \quad (3.2)$$

Bu denklem sadeleştirilerek aşağıdaki bağıntı elde olunur.

$$j(x,t) = \sqrt{\frac{\mu\sigma}{\pi t}} H_0 \exp\left(-\frac{\alpha^2 x^2}{4t}\right) \quad (3.3)$$

Bu örnekle girdap akımlarının matematiksel ifadesinin yanı sıra, bu analizin kavramlarından biri olan ve oldukça sıklıkla kullanılan deri derinliği ile tekrar karşılaşmış olunur. Deri derinliğinin ifadesi aşağıda verildiği şekildedir [3,6,7,8].

- Yarı kararlı durum için:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (3.4)$$

- Geçici durum için:

$$\delta(t) = \sqrt{\frac{4t}{\sigma\mu}} \quad (3.5)$$

Dolaysız değişkenler iki boyutlu durumlar için de kullanılırlar. H ve B 'nin birinin olduğu ve girdap akımlarının iki bileşenli beklendiği durum için alan denklemi aşağıdaki gibidir.

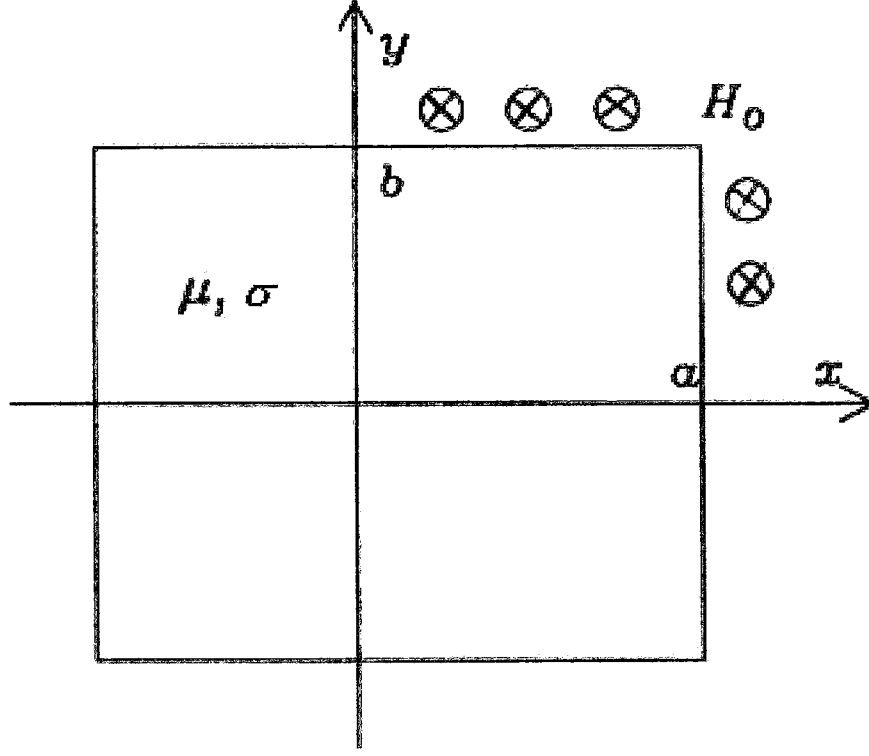
$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = \mu\sigma \frac{\partial H}{\partial t} \quad (3.6)$$

Ve girdap akımı bileşenleri :

$$j_x = \frac{\partial H}{\partial y} \quad (3.7)$$

$$j_y = \frac{\partial H}{\partial x} \quad (3.8)$$

Bu durum fiziksel olarak daha önce ifade edilmiş olan akı uygulamasını içine almaktadır. Bu uzun iletken ortamın uzunluğu boyunca paralel bir alana maruz kalması olayıdır (Şekil 3.2).



Şekil 3.2 İki boyutlu durum

Eğer iletken kesiti basit bir geometriye sahipse, hem yarı kararlı hem de geçici durumlar için analitik çözümü vardır. Örneğin kesitin dikdörtgen olduğunu ve köşelerinin $(-a,a)$ ve $(-b,b)$ olduğunu kabul edelim. Bu durumda H' in analitik çözümü aşağıdaki şekilde olacaktır.

$$\hat{H}(x,y) = \hat{H}_0 \left(\frac{\cosh \alpha x \cosh \alpha y}{\cosh \alpha a \cosh \alpha b} \right) \quad (3.9)$$

$$H(x,y,t) = H_0 - H_0 \frac{16}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{n,m} \cos(P_n x) \cos(Q_m y) e^{-\lambda_{n,m}^2 t} \quad (3.10)$$

Burada kullanılan bağıntıları aşağıdaki şekilde verebiliriz.

$$C_{n,m} = \frac{(-1)^{n+m}}{(2n-1)(2m-1)} \quad (3.11)$$

$$P_n = \frac{2n-1}{2a} \pi \quad (3.12)$$

$$Q_m = \frac{2m-1}{2b} \pi \quad (3.13)$$

$$\lambda_{n,m}^2 = \frac{P_n^2 + Q_m^2}{\mu\sigma} \quad (3.14)$$

Üç boyutlu durumlarda skalar potansiyeller ihmal edilemediğinden, dolaysız değişkenlerin kullanımı çok basit değildir. Temel denklemler (2.1-2.3) ve yapısal ilişkiler (2.4-2.5) kullanılarak aşağıdaki bağıntılar elde edilebilir. Burada $H^- = -grad \phi^-$ 'dir.

$$\nabla^2 H^+ = \mu\sigma \frac{\partial H^+}{\partial t} \quad (3.15)$$

$$\nabla^2 \phi^- = 0 \quad (3.16)$$

İki bölge, dış bölge '-' ve iç bölge '+' ara yüzey koşullarıyla birleştirildiğinde aşağıdaki bağıntılar elde olunur.

$$n \cdot (\mu H^+ - \mu grad \phi^-) = \mu n \cdot H_e \quad (3.17)$$

$$n \times (H^+ - grad \phi^-) = n \cdot H_e \quad (3.18)$$

Burada H_e dış alanı ifade eder.

Bu durumda girdap akımları temel kuraldan hesaplanır [3].

$$j = rot H \quad (3.19)$$

3.1.2. Potansiyeller

Matematikte fizikten bilindiği üzere bir kısmının keyfi olduğu çok sayıda potansiyel mevcuttur. Burada sadece en fazla kullanılanlardan söz edilecektir. Potansiyelleri tanıtmaya çalışmadaki temel neden, daha önce bahsedilen problemlerin çözülmesine ve alan değişkenleriyle ilişkilendirilmesine potansiyellerin yardımcı olacak olmalarıdır. Basitçe söylemek gerekirse, potansiyellerin kullanımıyla denklem sayısında azalma sağlanacaktır. Elektromanyetik uygulamalarda kullanılan potansiyellerde mükemmel iyileştirmeler Carpenter (1977) ve Hammond (1982) tarafından gerçekleştirilmiştir.

Şimdi de potansiyellerin temel özellikleri ve bunların avantaj ve mahsurları hakkında bilgi verelim. Burada tüm potansiyeller tanıtılmayacaktır. Bu, burada söz edilmeyen

diğer potansiyellerin daha az önemli olduğu anlamına gelmez. Bu alandaki çalışmaların daha da fazla potansiyel ortaya çıkarması mümkündür. Fakat belirttiğimiz gibi, burada en sık ve geniş kullanım alanına sahip olanlar anlatılmaya çalışılacaktır.

Manyetik Vektör Potansiyeli

İki boyutlu problemlerle uğraşılırken, manyetik vektör potansiyeli A büyük kullanım ve uygulanabilirlik sağlar. Sınır koşulları potansiyelin kendisi (burada skalar) veya normal türevi ile basitçe ifade edilir. Bununla beraber manyetik vektör potansiyeli ile ifade edilen sınır koşulları özellikle iç bölge problemlerinde fiziksel olarak uygunluk göstermektedir. Dirichlet koşulu (eğer sabitse) sınırın yüksek iletkenlikli malzeme olarak verildiğini ifade eder. Neumann Koşulu (eğer homojen ise) sınırın yüksek geçirgenlikteki malzeme olduğunu gösterir.

Manyetik vektör potansiyeli tanımı ($B = \text{rot } E$) ile temel denklemler (2.1-2.3) bir araya getirilerek aşağıdaki ifadeler elde edilir.

- Girdap akımı bölgesinin içersinde:

$$\text{rot rot } A(x,t) - \mu\sigma \frac{\partial A}{\partial t} = \sigma \text{ grad } \phi \quad (3.20)$$

- Girdap akımı bölgesinin dışında:

$$\text{rot rot } A(x,t) = 0 \quad (3.21)$$

Yukarıdaki model girdap akımı bölgesinin dışında bir vektör denklemi çözümüne ihtiyaç duyar. Bunu sağlayabilmek için ikinci bir skalar potansiyel Ω oluşturulmalıdır. Denklem (3.20) hala girdap akımı bölgesi için geçerlidir. İletken olmayan bölge aşağıdaki biçimde tanımlanır.

$$\nabla^2 \Omega = 0 \quad (3.22)$$

Burada Ω , $H = -\text{grad } \Omega$ dan sonuçlanır.

Önceki model $A-\phi$, daha sonraki model ise $A-\phi-\Omega$ modeli olarak adlandırılır [2,3,13,14,15].

Elektrik Vektör Potansiyeli

Potansiyel T 1970'li yıllarda tanıtıldı ve teori ve uygulamaları halen gelişmekte ve yayılmaktadır. Bu vektörün ana avantajı dielektrik ve iletken bölgesinin katılımını mümkün kılmasıdır. Ayrıca iki vektör arasındaki ilişki lineer olduğundan, H vektörünün tespitine doğrudan öncülük etmektedir. Bu vektör aşağıdaki biçimde tanımlanır.

$$J = \text{rot } T \quad (3.23)$$

Ve aşağıdaki denklemlerin elde edilmesini sağlayan $H = T - \text{grad } \Omega$ gibi bir sonucu vardır.

- Girdap akımı bölgesi içersinde :

$$\text{rot rot } T = \mu\sigma \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \text{grad } \Omega \right) \quad (3.24)$$

$$\nabla^2 \Omega = \text{div } T \quad (3.25)$$

- Girdap akımı bölgesi dışında :

$$\nabla^2 \Omega = 0 \quad (3.26)$$

Bu durumda skalar potansiyel Ω manyetik alanı temsil eder. İç bölge problemlerinde sınır koşulları fiziksel bir anlam ifade etmez. Bu yüzden çalışılması zordur. Dış bölge problemlerinde tam olarak tanımlanmamış ara yüzey koşulları vardır. Sonuç olarak, sınır ve ara yüzey koşullarını elde etmedeki zorluktan dolayı, skalar potansiyeller tüm bölgeye uygulanabilir değillerdir.

Bu bölümde bir alanda tanımlanmış tüm büyüklüklerin nasıl kullanılacağını ve uygulanacağını genel ipuçları vererek anlatmaya çalıştık. Burada açıklanan büyüklüklerden hiçbiri diğerine göre üstün değildir. Bizim yapmamız gereken en uygun olan büyüklüğü kullanmaktır. Tabi bunu yapabilmek için de bu büyüklüklerin tüm özelliklerini bilmemiz gerekir [3,16].

3.2. MATEMATİKSEL TANIM

Elektromanyetizmin başlangıcından günümüze dek bilim adamları elektromanyetik olayları tanımlamak için iki matematiksel yöntem kullanmaktadırlar. Birincisi diferansiyel, ikincisi ise integral yöntemidir. Burada integral veya diferansiyel olarak adlandırılan temel bölümlere bağlı olarak ana formüller verilmeye çalışılacaktır.

3.2.1. Diferansiyel Formu

Temel elektromanyetik yasaların bir kısmı diferansiyel olarak formüle edilmiştir. Bunların yapısının diferansiyel mi yoksa integral mi olduğu tartışmaları vardır ama, diferansiyel denklemlerin kullanımı integral denklemlerinin kullanımına göre oldukça geniştir. Matematiksel olarak diferansiyel denklemlerin geçmişi integral denklemlere göre daha eskidir. İntegral denklemlerinin sayısal ilk çözümü 1877 yılında Neumann tarafından gerçekleştirilmiştir (yineleme metodu).

Diferansiyel formülasyon, uzay ve zamana bağlı olarak diferansiyel denklemleri ve sınır koşullarını içerir. Bu yöntemde çözüm sınır koşullarıyla sınırlandığından tektir. Biz sırasıyla girdap akımları ve yarı kararlı veya geçici durum problemleri için Helmholtz veya parabolik denklemlerle ilgileniyoruz. Şimdi manyetik vektör potansiyellerinin ifade edildiğı iki boyutlu durum için diferansiyel formüllerini verelim.

Ω , bir kısmı hava ile sınırlı ve demir duvarlarla çevrilmiş zamana bağlı akım taşıyan bir iletkenin kesiti olsun. Toplam sınır Γ ile ifade edilsin. Bir elektrik makinesindeki kaymayı örnek alalım. Bu durumda sınır koşulları :

Demir duvarların bulunduğu kısımda Γ_1 doğal (Neumann) sınır koşulu, hava olan kısımda Γ_2 sabit sınır koşulu (Dirichlet) mevcuttur.

- Yarı kararlı durum için :

$$\nabla^2 A(x, y) - i\omega\alpha^2 A = -\mu j(x, y) \quad (3.27)$$

$$A_{\Gamma_2} = f(x, y)$$

$$\left. \frac{\partial A}{\partial n} \right|_{\Gamma_1} = g(x, y)$$

- Geçici durum için :

$$\nabla A(x, y, t) - \alpha^2 \frac{\partial A}{\partial t} = -\mu j(x, y, t) \quad (3.28)$$

Diferansiyel form sonlu farklar metodunun başlangıç noktası olmuştur. Tabi ki diğer formülasyonlara da temel teşkil etmiştir [3].

3.2.2. İntegral Formu

İntegral formülasyonunun temel noktası Green fonksiyonu ve potansiyel teorisidir. Karmaşık matematik teoriyi kullanmaya başlamadan önce, problemi daha buluşsal yolda inceleyelim. j akımının z eksenini yönünde boşlukta bir filamandan aktığını varsayalım. Alan problemi xy düzleminde iki boyutludur. Biot-Savart yasası kullanılarak, boşlukta herhangi bir P noktasındaki A manyetik potansiyelinin z bileşeni hesaplanabilir.

$$A_z(P) = \frac{1}{2\pi} j \ln \frac{1}{r_p} \quad (3.29)$$

r_p : P noktası ile iletken arasındaki mesafe

İletken sonlu Ω kesitine sahiptir. Böylece z eksenine paralel belli bir sayıda filamandan oluştuğu varsayılabilir. Açıkça görülmektedir ki, potansiyel A_z tüm filamanların dağılımlarının toplamı olarak hesaplanabilir ve bu toplam da integral olarak ifade edilebilir. Sonuç olarak r_{PM} P noktası ile kaynak filaman arasındaki mesafe olmak üzere aşağıdaki biçimde ifade edilebilir.

$$A_z(P) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} j(M) \ln \frac{1}{r_{PM}} d\Omega_M \quad (3.30)$$

$$r_{PM} = \sqrt{(x_P - x_M)^2 + (y_P - y_M)^2} \quad (3.31)$$

Aynı sonuca diferansiyel denklemler teorisi kullanılarak da ulaşılabilir ve yukarıdaki integral Poission denkleminin çözümü olduğundan, Poission integrali olarak adlandırılır. Potansiyel teorisinde (3.30) denklemi hacim veya Newton potansiyeli olarak isimlendirilir. A potansiyeli hesaplandıktan sonra, temel elektromanyetik bağıntılarda yerine koyarak iletkendeki girdap akımı yoğunluğunu ifade edebiliriz.

$$j(P) = -\sigma \text{grad}\phi - \sigma \frac{\partial A}{\partial t} \quad (3.32)$$

ω açısal frekans olmak üzere, sinüzoidal durumlar için (3.32) denklemi aşağıdaki biçimde olacaktır.

$$j(P) = -\sigma \text{grad}\phi - i\sigma\omega A \quad (3.33)$$

(3.30) denklemini (3.33) denkleminde yerine koyarak, basit bir işlem sonucunda elde ettiğimiz integral denklemi, matematikte ikinci tip Fredholm denklemi olarak adlandırılır.

$$j(P) + \lambda \int_{\Omega} j(M) K(P, M) d\Omega_M = -\sigma \text{grad}\phi \quad (3.34)$$

Burada $\lambda = i\omega\mu\sigma$ 'dır.

İki boyutlu durumda $\text{grad}\phi$ 'nin sabit olduğu iletken üzerinden akan toplam akımı ifade eden integral koşulundan elde edilebilir.

$$\int_{\Omega} j(P) d\Omega = I_t \quad (3.35)$$

Elde ettiğimiz bağıntılarla Green fonksiyonunu tanımlamaya hazırız. Green fonksiyonunun iki temel bileşeni vardır. Bunlardan ilki aşağıdaki verilen denklemi serbest uzayda çözen temel çözüm olan G_0 'dır.

$$\nabla^2 G_0(x, x') = \delta(r) \quad (3.36)$$

Burada $r = |x - x'|$ ve δ , Dirac veya darbe fonksiyonudur.

İkinci bileşen ise, sınır koşullarını sağlayan Laplace denkleminin çözümüdür.

$$\nabla^2 F = 0 \quad (3.37)$$

Burada belirtilmelidir ki, integral formülasyonu dış bölge girdap akımı problemlerinde uygulandığı kadar kolay olarak iç bölge problemlerine uygulanamamaktadır. Bunun başlıca nedeni sınır koşulları göz önüne alındığında integral denklemlerinin çok karmaşık bir yapıya sahip olmasıdır. Diğer taraftan, burada söylenen durumla çok nadiren karşılaşılmaktadır. Genellikle “açık sınır

problemleri” diye adlandırılan veya girdap akımı bölgesi tüm uzaydan çok daha küçük olan problemlerle uğraşılmaktadır. Ayrıca integral formülasyonu ile büyük iletken olmayan bölgeleri hesaplamalarımızdan silmemiz mümkün olduğundan, bu bir avantaj teşkil etmektedir. Bu durumlarda en iyi sonuç veren yöntem integral formülasyonu olmaktadır.

İntegral formülasyonu hacim integrallerine dayanır ve sonlu toplamlar veya toplama yönteminin temelini teşkil etmektedir [3].

3.2.3. Değişkenler Formu

Daha önceki bölümlerde, sinüzoidal durumlarla uğraşılırken Fourier çevrimini kullanabileceğimizi göstermiştik. Sinüzoidal olmayan durumlar oldukça karmaşık bir yapıya sahiptir. Fakat formülasyon benzeri değişken uygulamak mümkündür. Gerçekten, değişken yaklaşımı hem diferansiyel hem de integrale yakındır. Değişken yaklaşımının bazı sınırlamalara ihtiyacı vardır. Bunlar sınır koşullarıdır. Bu özellik nedeniyle değişken yaklaşımı diferansiyel formülasyonuna yakındır. Diğer taraftan, değişken formülasyonu integral formundadır. Kısacası değişken yaklaşımı, bir takım noktayla tanımlanmış sınırı hariç tutarak cismi bir bütün gibi tanımlar.

Değişken yaklaşımı Euler-Lagrange denkleminde veya daha fiziksel olarak enerji düşüncesinden yola çıkılarak elde edilebilir [3].

3.2.4. Sınır İntegral Formu

Sınır koşulları ile tanımlanan ikinci Green tanımı aşağıdaki gibidir.

$$(\nabla^2 u - \alpha^2 u, v) - (\nabla^2 v - \alpha^2 v, u) = \left[u, \frac{\partial v}{\partial n} \right] - \left[v, \frac{\partial u}{\partial n} \right] \quad (3.38)$$

Bu formülasyonun son şekli v fonksiyonuna bağlıdır ve bu fonksiyon uğraşılan problemin temel çözümü olabilir veya diğer bir değişle, serbest uzay Green fonksiyonudur. v fonksiyonunu bulmak için aşağıdaki denklemi çözmemiz gerekir [3,16].

$$\nabla^2 v - \alpha^2 v = \delta(r) \quad (3.39)$$

(3.39) denkleminin çözümü bilinmektedir ve bu çözüm aşağıdaki gibidir.

- İki boyutlu problem için:

$$v(r) = \frac{K_0(\alpha r)}{2\pi} \quad (3.40)$$

- Üç boyutlu problem için:

$$v(r) = \frac{e^{-ikr}}{4\pi} \quad (3.41)$$

Burada K_0 , sıfırıncı derece değiştirilmiş Bessel fonksiyonudur.

Geçici durum problemlerine geçildiğinde, parabolik denklemler için Green formülü genelleştirilebilir.

Parabolik problemin sınır integral formülasyonu üç yolla elde edilir. Bunlar:

1. Sonlu farkın bazı tipleri
2. Laplace dönüşümü
3. Zamana bağlı temel çözümün tanıtılması

Bunların içersinden en çok kullanılanı son yöntemdir.

Sınır integral formülasyonu özel terimlerle verildiğinde açıkça görülmektedir ki, sınır eleman metodunun başlangıç noktasıdır [3].

Sınır integral metodunun örneğin $T-\Omega$ veya $A-\phi$ formülasyonu gibi diğer durumlarını gösteren pek çok çalışma mevcuttur [2,14,15,16].

Sınır integral yaklaşımı matematiği ile uygun bir yöntemdir. Fakat teklik durumlarıyla birleştirildiğinde ve fazla sayıdaki sayısal integrasyonuyla zorluk içermektedir. Yine de bu yaklaşımın kullanımı yıldan yıla artmakta ve daha fazla araştırmacıyı çekmektedir [3].

4. SAYISAL ANALİZ YÖNTEMLERİ

4.1. GENEL BAKIŞ

Sayısal yöntemler, sürekli matematik modellerini cebrik denklemlere dönüştüren ve bu dönüşümleri zaman uzayını ayırma yoluyla yapan prosedürlerdir. Her ne kadar her metodun bazı varyasyonları olsa da, biz genellikle uğraşılan ve geniş olarak kullanılan metotları anlatmaya çalışacağız. Bu bölümün, çalışmanın temel bölümü olacağını söyleyebiliriz. Yaklaşımın yapıldığı yere göre sayısal yöntemi sınıflandırmak mümkündür; “tanım bölgesi yöntemi” ve “sınır yöntemi” gibi.

Operatör denklemleri formundaki sabitlenmiş sürekli model, operatörün kendisine veya fonksiyonuna yaklaştırmak. Bu gerçek, tüm sayısal yöntemleri iki gruba böler. Matematiksel olarak operatör yaklaşımı fonksiyon yaklaşımına göre daha az karmaşıktır. Fonksiyon yaklaşımı yaklaşım teorisinin yapılandırılabilmesi için analist gerektirirken, operatör yaklaşımı çok basit matematiksel ve fiziksel hazırlıkları gerektirir. Çok karmaşık geometrilere fonksiyon yaklaşımı, basit geometrilere ise operatör yaklaşımı kullanılmalıdır.

4.2. OPERATÖR YAKLAŞIMI

4.2.1. Sonlu Fark Yöntemi

Büyük bir kullanışlılığa sahip olmasındaki ana sebep, matematiksel ve fiziksel olarak çok açık ve basit yorumlamaları içermesidir.

Operatör denklemini, L fark operatörü, u bilinmeyen fonksiyon ve f uygulama veya kuvvet fonksiyonu olmak üzere aşağıdaki biçimde tanımlayabiliriz.

$$L u = f \quad (4.1)$$

Operatör h parametresiyle yaklaşık hale ($L \rightarrow L_h$) getirilebilir. Genel olarak operatör büyüklük bileşenlerine sahip olduğu kadar, birinci ve ikinci derece türevleri de içerir. Taylor açılımı kullanılarak aşağıdaki bağıntı elde edilebilir.

$$u(x_i + h) = u(x_i) + hu'(x_i) + h^2 u''(x_i) + O(h^3) \quad (4.2)$$

h 'ın 3 ve üzeri derecelerdeki terimleri ihmal edilerek, birinci ve ikinci derece türevler için aşağıdaki denklemler elde olunur.

$$u'(x_i) = \frac{u(x_i + h) - u(x_i)}{h} \quad (4.3)$$

$$u''(x_i) = \frac{u(x_i + h) - 2u(x_i) + u(x_i - h))}{h^2} \quad (4.4)$$

(4.4) denklemini (4.1) denkleminde yerine koyarak ve L operatörünü bir boyutlu Helmholtz operatörü varsayarak,

$$L = \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \alpha^2 \quad (4.5)$$

$$\frac{u(x_i + h) - 2u(x_i) + u(x_i - h))}{h^2} - \alpha^2 u(x_i) = f(x_i) \quad (4.6)$$

$i = 1 \dots n$ olmak üzere yukarıdaki denklemler elde edilir.

İki boyutlu durum için Helmholtz operatörü L aşağıdaki gibidir.

$$L = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha^2 \quad (4.7)$$

x ve y eksenleri doğrultusunda uygulandığında aşağıdaki bağıntı elde edilir.

$$\begin{aligned} & \frac{u(x_i - h_x, y_i) - 2u(x_i, y_i) + u(x_i + h_x, y_i))}{h_x^2} \\ & + \frac{u(x_i, y_i - h_y) - 2u(x_i, y_i) + u(x_i, y_i + h_y))}{h_y^2} - \alpha^2 u(x_i, y_i) = f(x_i, y_i) \end{aligned} \quad (4.8)$$

İki boyutlu durumda u manyetik vektör potansiyelini gösterdiğinde, sınır koşulları ile verilmiş potansiyeli veya normal türevini ararız.

Zamana bağlı geçici durum problemlerinin çözümü daha zordur. Bu durumlar için L operatörü aşağıdaki biçimde olmaktadır.

$$L = \nabla^2 - \alpha^2 \frac{\partial}{\partial t} \quad (4.9)$$

Zamanı (t_{i-1}, t_i) aralığında n 'e bölelim. Bazı fark metotlarını kullanarak zamanın türevini yerine koyarsak, denklemin kalan kısmı için fonksiyonun temel değerini elde ederiz. Burada fark metodu olarak θ metodu kullanılacaktır.

$$u = (1 - \theta) u^{n-1} + \theta u^n \quad (4.10)$$

$\theta = 0$ veya 1 seçerek, sırasıyla zaman aralığının birinci veya ikinci limitine ulaşırız. θ 'nın seçimi ayrıca hatanın derecesini de belirler.

Bir boyutlu durum için fark denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$(1 - \theta) L_h u_{j-1} + \theta L_h u_j = \alpha^2 \frac{u_j - u_{j-1}}{\Delta t} \quad (4.11)$$

Yukarıdaki denklemin detaylı araştırması göstermiştir ki, $\theta \in [0.5, 1]$ için durum stabildir ve yakınsaklık koşulsuz gerçekleşir. Fakat $\theta \in [0, 0.5]$ aralığında ek koşullar gerektirmektedir.

$$r = \frac{\Delta t}{\alpha^2 h^2} \leq \frac{1}{2(1 - 2\theta)} \quad (4.12)$$

Lineer denklem sisteminin çözümünü gerektirmediğinden açık tarz ($\theta = 0$) çok uygun görünse de, (4.12) koşulu bu kullanışlılığını sınırlar. Hatalar yönünden incelendiğinde $\theta = 0.5$ en uygun değer olarak gözükmemektedir. Uygulamalı matematikte bu Crank-Nicholson yöntemi olarak bilinmektedir. Sonuç olarak (4.10) denkleminde $\theta = 0.5$ yazılarak ve L_h operatörünün açık tarzda olduğunu göstererek aşağıdaki bağıntı elde olunur.

$$u_{i-1,j+1} + (-2 - 2/r) u_{i,j+1} + u_{i+1,j+1} = -u_{i-1,j} + (-2 - 2/r) u_{i,j} - u_{i+1,j} \quad (4.13)$$

Burada $i = 1, 2, 3, \dots, N(Nh = l)$ ve $j = 1, 2, 3, \dots, M(M\Delta t = T)$

Elbette ki i ve j 'nin başlangıç koşulları olarak sırasıyla sınır ve başlangıç koşuluna sahibiz. Gerçekte sonlu fark yönteminde görülen en büyük zorluk Neumann tipindeki

sınır koşullarının ele alınmasıdır. (4.3) denklemi kullanıldığında, buradaki sonlu farklar birinci dereceden olacağından genel yaklaşıklığını kaybeder. Diğer taraftan Dirichlet tipindeki sınır koşulunda sınırdaki u fonksiyonun değerleri (4.13) denkleminin sağ tarafına geçirilerek otomatik olarak verilir. (4.13) denklemi matris biçiminde yazılabilir.

$$(A - 2/rI)u^{n+1} = (-A - 2/rI)u^n - B^{n+0.5} \quad (4.14)$$

Burada A üç boyutlu köşegen matris, u çözüm vektörü, I birim köşegen matris ve $B^{n+0.5}$ sınır ve başlangıç koşulları vektörüdür.

İki boyutlu problemlere geçildiğinde de yine sabitlik ve yakınsaklık problemleri görülmektedir. Burada gerekli koşulları sağladığından Crank-Nicholson yöntemini uygulayabiliriz. Matematik kitaplarından çok iyi bilindiği üzere daha iyi bir yakınsama sağlayan ADI (Alternating Directions Implicit) metodu da uygulanabilir. Bu yöntem sonucun optimal olmasını garanti eder.

Şekil 4.1'te verilen sistemi ele alalım ve iki zaman aralığı için, iki fark denklemini yazalım.

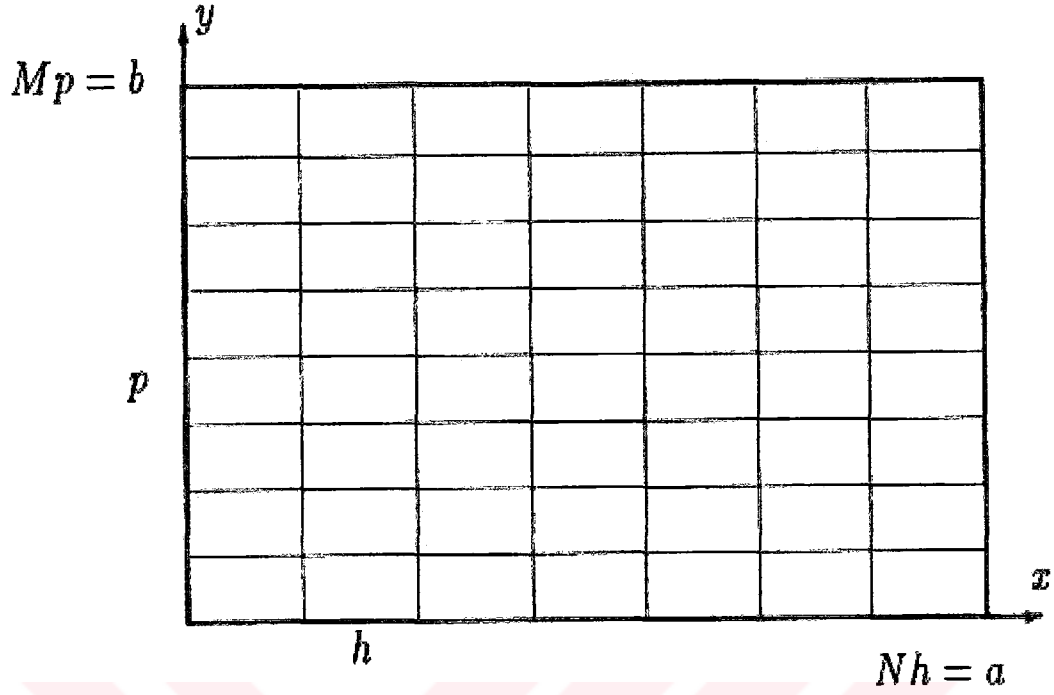
$(k\Delta t, (k+1)\Delta t)$ zaman aralığı için :

$$\begin{aligned} \frac{1}{h^2}(u_{i+1,j,k+1} - 2u_{i,j,k+1} + u_{i-1,j,k+1}) + \frac{1}{p^2}(u_{i,j+1,k} - 2u_{i,j,k} + u_{i,j-1,k}) \\ = \frac{\alpha^2}{\Delta t}(u_{i,j,k+1} - u_{i,j,k}) \end{aligned} \quad (4.15)$$

$((k+1)\Delta t, (k+2)\Delta t)$ aralığı için :

$$\begin{aligned} \frac{1}{h^2}(u_{i+1,j,k+1} - 2u_{i,j,k+1} + u_{i-1,j,k+1}) + \frac{1}{p^2}(u_{i,j+1,k+2} - 2u_{i,j,k+2} + u_{i,j-1,k+2}) \\ = \frac{\alpha^2}{\Delta t}(u_{i,j,k+2} - u_{i,j,k+1}) \end{aligned} \quad (4.16)$$

İlk denklem x yönünde kapalı yapıdadır, ikincisi ise y yönünde açık yapıdadır. Yöntem sabit ve koşulsuz olarak yakınsar. Böylece, her zaman adımında $M-1$ veya $N-1$ boyutunda, üç boyutlu köşegen bant yapısındaki matrislerden oluşan lineer



Şekil 4.1 Sonlu fark bölmelendirmesi

denklem takımını çözmek zorunda olacağız. Sınır koşulları daha önce tek boyutlu durumda olduğu gibi denklemin sağ tarafına taşınır. ADI yöntemini daha iyi açıklayabilmek için (4.15) ve (4.16) denklemlerini matrisel yapıda yazalım.

$$(A_1 + I)u_j^{k+1} = T_j^k - B_j^{n+1} \quad (4.17)$$

$$(A_2 + I)u_i^{k+2} = T_i^{k+q} - B_i^{k+2} \quad (4.18)$$

Burada $i = 1, 2, 3, \dots, M-1$ ve $j = 1, 2, 3, \dots, N-1$ 'dir.

A_1 ve A_2 matrisleri üç boyutlu köşegen matrislerdir ve $r_1 = \Delta t / (h^2 \alpha^2)$, $r_2 = \Delta t / (p^2 \alpha^2)$ olmak üzere her bir satır ve sütunu aşağıdaki şekildedir.

$$\{r_{1,2}, -2r_{1,2}, r_{1,2}\} \quad (4.19)$$

T vektörlerinin formu aşağıda gösterildiği biçimdedir.

$$T_j^k = \{-r_2 u_{i,j+1,k} + (2r_2 - 1)u_{i,j,k} - r_2 u_{i,j-1,k}\} \quad (4.20)$$

$$T_i^{k+1} = \left\{ -r_1 u_{i+1,j,k+1} + (2r_1 - 1)u_{i,j,k+1} - r_1 u_{i-1,j,k+1} \right\} \quad (4.21)$$

I matrisi birim matris olup, B vektörleri $k+1$ ve $k+2$ zamanlarındaki sınır koşullarını içerirler [3].

Şimdi de üç boyutlu durumlar için sonlu fark yöntemini ele alalım. Röleler ve elektrik motorlarında olduğu gibi pek çok cihaz doğasında gerilim uyarılmalıdır. Biz de burada gerilim uyarmalı girdap akımını modellemeye çalışacağız. Üç boyutlu girdap akımı denklemlerini, A manyetik vektör potansiyeli ve V elektrik skalar potansiyel olmak üzere yazmak mümkündür.

Elektromanyetik alan dağılımının enerji fonksiyonunu minimize ettiği bağıntı aşağıda verilmektedir.

$$I(A) = \iiint [w_m(A) + w_e(A) - J_0 A] dv \quad (4.22)$$

Burada J_0 kaynak akım yoğunluğunu, w_m ve w_e manyetik ve elektriksel alan enerjilerinin yoğunluğunu ifade etmektedir. Ayrıca $\nu = \mu^{-1}$ olmak üzere manyetik direnci ifade etmektedir. Manyetik ve elektriksel alan enerji yoğunluklarını aşağıdaki bağıntılarla vermek mümkündür.

$$w_m(A) = \frac{1}{2} [\nu_x B_x^2 + \nu_y B_y^2 + \nu_z B_z^2] \quad (4.23)$$

$$w_e(A) = \frac{1}{2} j\omega \cdot \sigma \cdot A^2 + \sigma \cdot \text{grad} V \cdot A \quad (4.24)$$

(4.22) denkleminde elde edilen elektromanyetik alan denklemleri aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial}{\partial A_x(P)} [I(A)] = 0, \frac{\partial}{\partial A_y(P)} [I(A)] = 0, \frac{\partial}{\partial A_z(P)} [I(A)] = 0 \quad (4.25)$$

Girdap akımını aşağıdaki şekilde ifade etmek mümkündür.

$$J_e = -j\omega \cdot \sigma \cdot A - \sigma \cdot \text{grad} V \quad (4.26)$$

İletken bölgedeki akım sürekli olduğundan aşağıdaki bağıntıyı elde edebiliriz.

$$\oint \sigma \cdot \text{grad} V ds = -\oint \sigma \cdot j \omega A ds \quad (4.27)$$

A vektör potansiyeli ve V skalar potansiyeli bilinmeyenler olarak ele alınır. Bunları doğrudan (4.25) ve (4.27) denklemlerini çözerek hesaplamak mümkündür. Manyetik vektör potansiyellerinin her biri için fark denklemi (4.25) denkleminde elde edilir. İletken bölgelerdeki V elektriksel skalar potansiyel için diferansiyel denklemler ise (4.27) denkleminde elde olunur.

A için denklem sistemi aşağıdaki biçimde yazılabilir.

$$Cx = g(I) \quad (4.28)$$

Burada x manyetik vektör potansiyelinin bilinmeyen bileşenlerinin vektörünü, C $m \times m$ boyutlu katsayı matrisini ve $g(I)$ sistemde akan I akımına bağlı olan g matrisinin katsayılarını ifade etmektedir.

J_0 bilindiğinde yukarıdaki denklemler alanı ifade eder. Eğer fakat, terminal gerilimi tanımlanırsa, J_0 daha sonra manyetik alan değişimiyle indüklenen geri emk'ya bağlı olur. Gerilim uyarması için gerilim dengesi aşağıdaki denklemi sağlamalıdır.

$$U = RI_c + j\omega \oint A dl \quad (4.29)$$

Burada U terminal gerilimi, R bobinin dc direnci, I_c sargıdaki akımdır. Böylece alan (4.22), (4.27) ve (4.29) denklemleri ile elde edilmiş olur.

Çok fazlı durum için (4.29) denklemini matris biçiminde yazmak mümkündür.

$$ZI = U \quad (4.30)$$

$$\begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1n} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2n} \\ \dots & & & \\ \dots & & & \\ Z_{n1} & Z_{n2} & \dots & Z_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \dots \\ I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \dots \\ U_n \end{bmatrix} \quad (4.31)$$

(4.31) denklemindeki Z_{ii} ve Z_{ik} terimleri sırasıyla öz ve karşıt empedanslardır.

$$Z_{ii} = R_i + \frac{j\omega}{I_i} \oint A dl_i \quad (4.32)$$

$$Z_{ik} = \frac{j\omega}{I_i} \oint_k A dl_k \quad (4.33)$$

Hesaplamalar iki adımda gerçekleştirilir. İlk adımda tüm bobinlerin empedansları ve bobinlerdeki tüm akımlar hesaplanır. Bobinlerden akan akımlar (4.31) denkleminde hesaplanır.

$$I = Z^{-1}U \quad (4.34)$$

İkinci adımda, (4.28) ve (4.27) denklemleri çözülerek A vektör potansiyeli ve V skalar potansiyel dağılımları hesaplanır. Son olarak da girdap akımı ve manyetik alan (4.26) denklemi ve $B = \text{rot}A$ bağıntılarıyla elde olunur [17].

Bir ve iki boyutlu problemler için sonlu fark yöntemi uygunluk göstermektedir. Üç boyutlu geçici durum problemlerinde kullanılmamaktadır ve literatürde de bu konuda pek fazla çalışma yoktur. Yarı kararlı problemler de çok nadir olarak kullanılmaktadır. Basit yapılar için açık ve karmaşık matematiksel gereçler gerektirmediğinden bazen bu yöntem çok uygun olmaktadır [3].

4.2.2. Sonlu Toplamlar Yöntemi (Toplama Yöntemi)

Girdap akımı problemleri için operatör yaklaşım yöntemi olan sonlu fark yöntemi gibi, sonlu toplamlar yöntemi de aynı düşüncede oluşmuştur. Fakat bu yöntem integral operatörleri içindir. 3.2.2 bölümüne bakacak olursak burada integral yöntemi ((3.34) denkleminde) ikinci tip Fredholm integral denklemi olarak verilmiştir. Her ne kadar üç boyutlu durumlar için de geçerli olsa da, burada iki boyutlu durumu açıklamakla yetineceğiz. Sayısal yöntem için prosedür aşağıda verilmektedir.

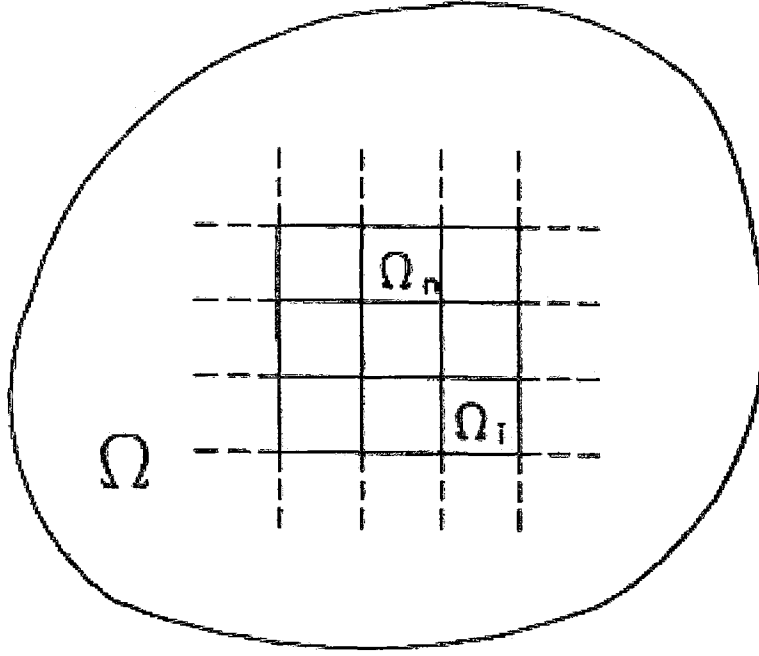
Integral Fredholm denkleminin operatör terimleri aşağıdaki biçimdedir.

$$g + \alpha^2 L j + j = 0 \quad (4.35)$$

L operatörü burada:

$$L \equiv \int_{\Omega} K(x, y, x', y') d\Omega \quad (4.36)$$

şeklinde. Eğer serbest uzay ele alınıyor veya iç bölge sınır değer problemleri için çok fazla karmaşık bir yapı mevcutsa K logaritmik formda ifade edilir.



Şekil 4.2 İletken alt bölgeleri

Fiziksel anlamı olmaksızın iki boyutlu durumlarda bu fonksiyon sabittir ve girdap akımının sürekliliğini ifade eden ilave bilinmeyen (3.35) denkleminde elde edilebilir.

I akımını taşıyan Ω kesit yüzeyli iletkeni ele alalım. İletken kesitini Ω_i olarak adlandırdığımız N parçaya bölelim (Şekil 4.2). Bu durumda L operatörünü toplamlar olarak yazabiliriz.

$$\int_{\Omega} f(x) dx \rightarrow \sum_{n=1}^N \int_{\Omega_n} f(x) dx \quad (4.37)$$

Her bir parça için integrantın (tamamlayıcının) sabit olduğunu varsayarak aşağıdaki bağıntı elde edilir.

$$g(x_i, y_i) + \sum_{n=1}^N j_n K_n(x_i, y_i, x_n, y_n) + j(x_i, y_i) = 0 \quad (4.38)$$

$$K_n = \int_{\Omega_n} K(x_i, y_i, x_n, y_n) \quad (4.39)$$

Bu integralin hesaplanmasındaki en kolay yöntem integrantları sabit tutmaktır. Fakat bu büyük hataya yol açacaktır. Fiziksel olarak tekil integrallerin saptanması işlemi

endüktansın belirlenmesi anlamına gelir. Hesaplandıktan sonra cebrik denklem sistemi aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\{g\} + [K']\{j\} = \{0\} \quad (4.40)$$

$$K'_{k,l} = \delta_{k,l} + \alpha^2 K(x_k, y_k, x_l, y_l) \quad (4.41)$$

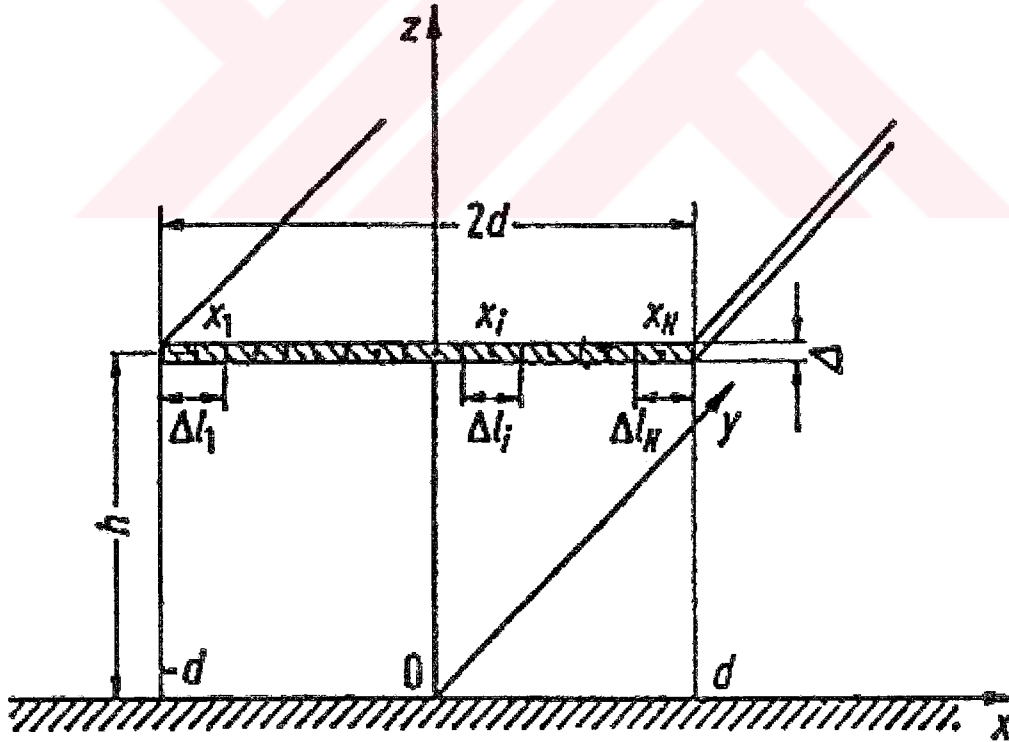
Burada $\delta_{k,l}$ Kronecker deltasıdır ve aşağıdaki biçimde ifade edilir.

$$\delta_{k,l} = \begin{cases} 1 & k = l \\ 0 & k \neq l \end{cases} \quad (4.42)$$

g ilave bilinmeyendir, bu nedenle ilave denklem gereklidir ve ayrık formu aşağıdaki gibidir.

$$\{N\}^T \{j\} = I \quad (4.43)$$

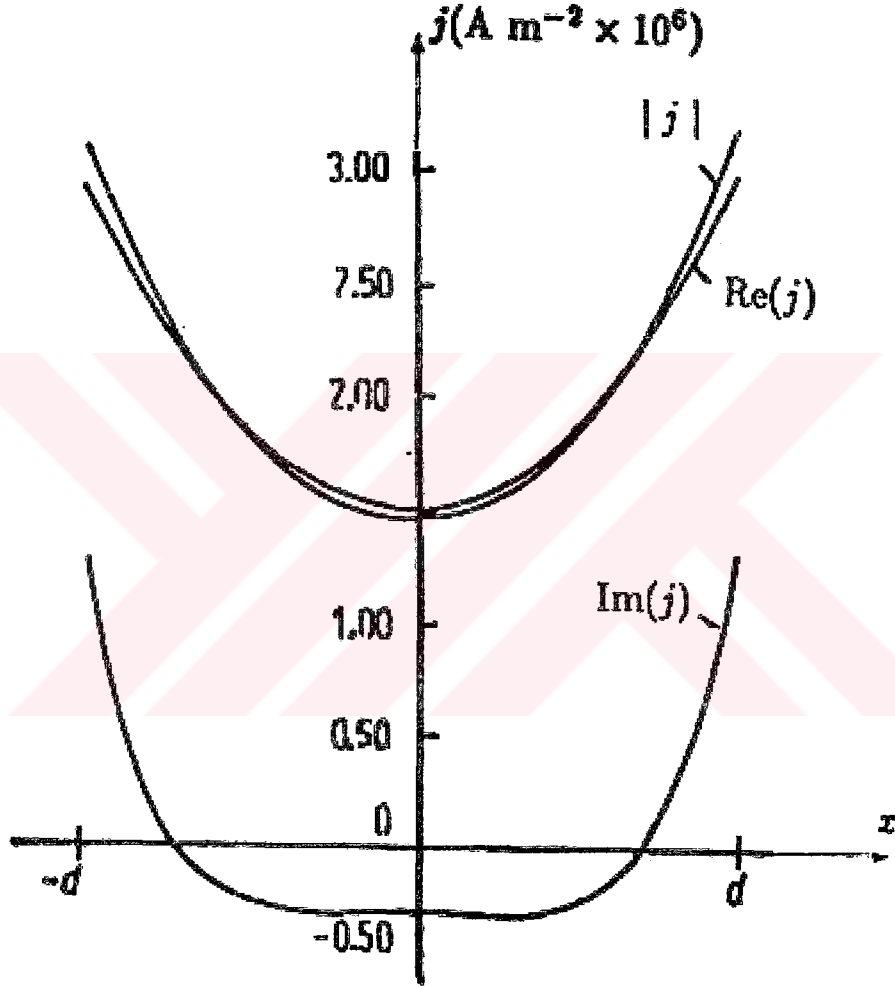
Bu denklemin matris hali aşağıdaki gibidir.



Şekil 4.3 İncelenen model

$$\begin{bmatrix} K' & \{1\} \\ \{N\}^T & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} j \\ g \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ I \end{Bmatrix} \quad (4.44)$$

Yöntem sadece bir iletken için verilmiş olsa da, çoklu iletken sistemi için de uygulanabilir. M iletken sayısı olmak üzere denklem sayısı M kadar artar. Bu yöntem, Szymanski (1982) tarafından Şekil 4.3'deki sistem için uygulanmıştır. Sonuçlarını Şekil 4.4'de görmek mümkündür.



Şekil 4.4 Girdap akımı dağılımı

Yöntem geçici durum problemlerine de uygulanabilir. Fakat, fark yönteminde değişiklik gerektirir ve yarı kararlı durumda olduğu kadar kullanışlı değildir. Benzer bir yolla simetrik olmayan problemleri çözebiliriz. Bu durumda integrandlar daha karmaşık ve genellikle eliptik integrandlar olarak ifade edilir [3,18].

4.3. FONKSİYON YAKLAŞIMI

4.3.1. Ağırlıklı Rezidüler Yöntemi

Operatör denklemini vererek başlayalım.

$$L u = f \quad (4.45)$$

β_i bilinmeyen katsayılar ve φ_i lineer bağımsız fonksiyon¹ olmak üzere, n boyutlu uzayda u fonksiyonu aşağıdaki biçimdedir.

$$u_h = \sum_{i=1}^n \beta_i \varphi_i \quad (4.46)$$

Bu sistem için yaklaşım hatası aşağıdaki gibidir.

$$r = L u - L u_h \quad (4.47)$$

Şimdi ortalama duyarlılıkla hatayı minimize edebiliriz. Bunun için ağırlıklı fonksiyonlar (veya test fonksiyonları) adı verilen v_i 'yi kullanacağız ve L işlem operatörü üzerinden integral ağırlıklı ortalamayı hesaplayacağız. Bu aşağıdaki biçimde bir denklem elde etmemizi sağlayacaktır.

$$\int_{\Omega} r v_i d\Omega = 0 \quad (4.48)$$

Helmholtz operatörünü kullanarak ve (4.46) ve (4.48) denkleminde yerlerine koyarak aşağıdaki bağıntıyı elde ederiz.

$$L \equiv \nabla^2 - \alpha^2 \quad (4.49)$$

$$\int_{\Omega} (\nabla^2 u - \alpha^2 u - \nabla^2 \sum_{i=1}^n \beta_i \varphi_i + \alpha^2 \sum_{i=1}^n \beta_i \varphi_i) v_i d\Omega = 0 \quad (4.50)$$

v_i fonksiyonunun seçimi hesaplama yöntemini belirler ve sayısal metodu oluşturur. Sonuç olarak, (4.45) denklemi için aşağıdaki bağıntı elde olunur.

$$\int_{\Omega} \nabla^2 \left(\sum_{i=1}^n \beta_i \varphi_i \right) + \alpha^2 \left(\sum_{i=1}^n \beta_i \varphi_i \right) v_i d\Omega = \int_{\Omega} f v_i d\Omega \quad (4.51)$$

¹ $\sum \alpha_i \varphi_i = 0$, $\alpha_i = 0$, $\forall i$

Sistemin cebrik denklemi yukarıdaki bağıntılar uyarınca aşağıdaki şekilde olacaktır.

$$[A]\{\beta\} = \{F\} \quad (4.52)$$

A matrisini katsayıları aşağıdaki gibidir.

$$a_{ij} = \int_{\Omega} L(\varphi_i) v_j d\Omega \quad (4.53)$$

$\{\beta\}$ bilinmeyen katsayılar vektörü ve $\{F\}$ varolan kaynakları gösteren vektördür. Bu yöntemin ana problemi, sonlu fark yönteminde olduğu gibi kolay olmayan matris katsayılarının hesaplanmasıdır. Fakat u ve v_i fonksiyonları keyfi seçilebilir olduklarından biraz daha işimizi kolaylaştırabilmektedir.

İki ekstrem durum vardır.

- İlki temel ve ağırlık fonksiyonlarının bi-ortogonal olmasıdır. Bu durumda matris köşegen matris olacaktır ve son hesaplama çok kolay gerçekleşecektir. Maalesef matris katsayılarının probleminin tümünü oluşturan tüm tanım bölgesince integralini gerektirmektedir.
- İkinci ekstrem durum, çok küçük elemanlarla tüm tanım bölgesini kaplamak ve her bir element için mümkün mertebede temel fonksiyonu basit kılmaktır. Matris katsayılarının hesabı kolay olduğunda denklem sayısı artacak, böylece yaklaşım uygun bir hal alacaktır [3].

4.3.2. Sonlu Elemanlar Yöntemi

Son yirmi otuz yıllık süre içerisinde sonlu elemanlar hakkında pek çok araştırma ve kitap yayınlanmıştır. Bunların pek çoğu Laplace ve Poisson denklemleri ile ilgilenmiştir. Biz çalışmamızda hem bu çalışmaları, hem de Helmholtz ve parabolik denklemleri ile ilgili olan kısmını inceleyeceğiz. Fakat öncelikle sonlu eleman yönteminin temel yapısı anlatılmalıdır.

Bu yöntem Galerkin yönteminin bir çeşidi ve ağırlıklı rezidüler yönteminin en genel halidir. Yöntem iki temel özelliğe sahip temel (ağırlıklı) fonksiyon tarafından tek olarak elde olunur [2].

- Yaklaşım serisinin açılımının katsayıları ara kestirim (interpolasyon) tipindedir.

- Temel fonksiyon uğraşılan tanım bölgesinden daha küçük bölgeyi desteklemektedir.

İlk özellik bu fonksiyonların formlarını, ikinci özellik bölmelendirme düşüncesini ortaya koymaktadır [3].

Sonlu elemanlar yöntemi, sistemin sonlu sayıdaki bilinmeyen büyüklüğünün sistemin bilinenleri cinsinden yazılmasına yani, bilinmeyen büyüklüklerin sistemden ayırt edilmesine veya bir tarafta toplanmasına dayanır [19].

Yöntemin esası, karmaşık sınır koşulları nedeniyle tüm çözüm bölgesi için bir potansiyel fonksiyonu bulmanın mümkün olmadığı durumlarda, parça parça bir yaklaşım ile çözümün tanımlanan sonlu küçük elemanlar içinde aranmasına dayanır. Yaklaşık bir çözüm oluşturmak üzere, sınırlar içinde kalan bölge elemanlarının geometrik yapısı aynı kalmak üzere sonlu küçük elemanlara bölünür. Her düğüm için sonlu fark denklemleri kullanılarak elde edilen denklem sisteminin iteratif veya doğrudan yöntemlerle çözülmesiyle düğüm potansiyelleri bulunur. Eksenel simetrinin bulunduğu bazı problemlerde iki boyutlu inceleme yeterli olacağından, elemanların üçgen, dörtgen vb. yüzeysel şekillerde olması yeterlidir. Üç boyutlu problemlerde tanımlanan elemanlar ise hacimsel olmalıdır [20,23,24,25].

Yöntemin en çok kullanılan varyantı, tüm elementler üzerinden üçgen bölümler ve lineer temel fonksiyon kullanımıdır [3].

İlk olarak sinüzoidal girdap akımları olan yarı kararlı durumla başlayalım. Bu durum için kullanacağımız denklem aşağıda verilmiştir.

$$\int_{\Omega} \left(\sum_{i=1}^d \frac{\partial u}{\partial x_i} \frac{\partial v}{\partial x_i} - \alpha^2 uv \right) d\Omega = \int_{\Omega} f v d\Omega + \int_{\Gamma} v \frac{\partial u}{\partial n} d\Gamma \quad (4.54)$$

Burada d problemin boyutu ve x_i x uzay vektörünün i .nci bileşenidir.

(4.54) denklemi fiziksel durumu ve cisimde biriken manyetik enerji ile girdap akımı nedeniyle kaybolan enerji arasındaki ilişkiyi göstermektedir [21].

Sonlu elemanlar yöntemi, ilgilenilen bir bölgenin tamamında enerjinin minimumlaştırılmasına dayanır. İki boyutlu bir alan için;

$$W(A) = \frac{1}{2} \iint (\nabla A)^2 ds \quad (4.55)$$

şeklinde bir enerji bağıntısı kullanılır. Sözü edilen alan Laplace veya Poisson tipinde bir manyetik veya elektrik alan olabilir. Potansiyel fonksiyonu, uygun seçilmiş, fakat katsayıları henüz bilinmeyen basit fonksiyonların birleştirilmesinden meydana gelmiş bir enerji fonksiyonu $W(A)$ oluşturulabilir. Çözüm bölgesi içersinde sınır koşullarını sağlayan birden fazla potansiyel fonksiyonunu elde etmek mümkündür. Fakat bunlardan bir tanesi

$$\nabla^2 .A = 0 \quad (4.56)$$

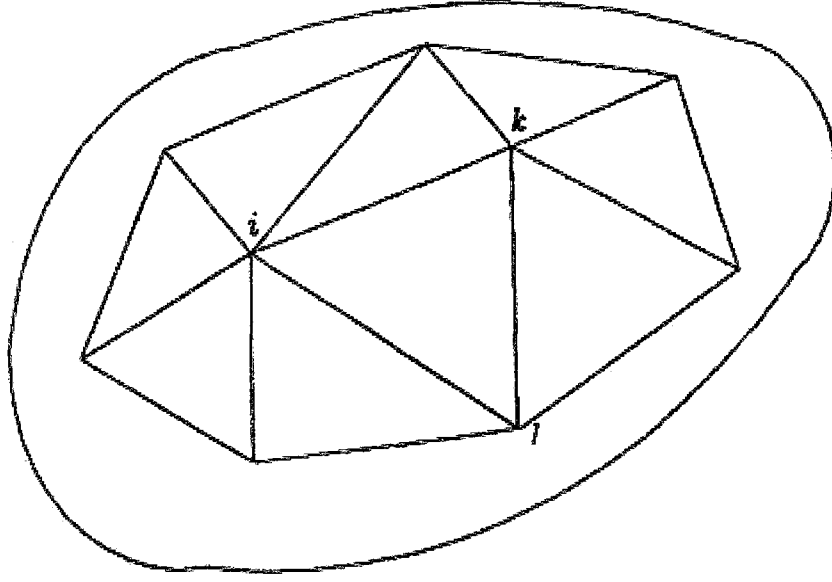
Poisson denkleminin özel durumu olan Laplace ifadesini sağlar ve bu fonksiyon tektir. Laplace denklemini sağlayan bu çözüm aynı zamanda o bölgedeki potansiyel enerjiyi minimum yapar. Bu durumda Laplace denklemini çözmek yerine enerji denklemini minimumlaştıran bir potansiyel dağılımını aramak tercih edilir. Bunun için enerjinin her bir düğüm noktasındaki potansiyele göre kısmi türevi sıfır olmalı ve bölge içersindeki toplam enerji eleman enerjilerinin toplamına eşit olmalıdır.

Sınırlardaki potansiyel değerleri bilinen bir elemanın içersindeki herhangi bir (x, y) noktasındaki potansiyel değeri bulunabilir. Bu özelliği ile sonlu elemanlar yöntemi, yalnızca ızgara düğümlerindeki potansiyelin bilindiği sonlu farklar yönteminden ayrılır.

Sonlu elemanlarda tüm prosedürü dört adımlı olarak vermek mümkündür.

- (1) Veri ve ayrık zamana geçiş prosesinin tanıtılması (bölmelendirmenin oluşturulması);
- (2) Matris denklemlerinin oluşturulması (integrasyon prosesi);
- (3) Matris denkleminin çözülmesi;
- (4) Çıkış analizi (türev büyüklükleri kadar integral parametrelerinin hesaplanması).

Yöntem ile sonsuz geniş bir açık uzay probleminin incelenmesi mümkün değildir. Çözüm bölgesinin, uzayda değeri bilinen sınır koşulları ile sınırlanmış bir bölge olması gerekmektedir [22]. İki boyutlu problemlerde yeterli doğruluğu elde etmek için çok sayıda üçgen elemana ve düğüme ihtiyaç vardır. Eleman ve düğüm sayısına bağlı olarak çözüm süresi artacaktır.



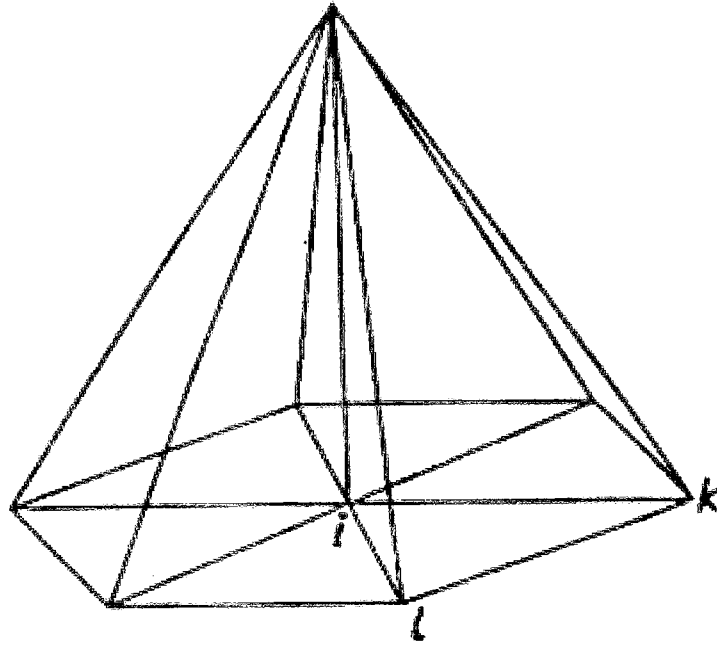
Şekil 4.5 Üçgenlere bölme örneği

Bu noktada girdap akımıyla ilişkili problemler üzerinde duralım. Yukarıda belirttiğimiz gibi önemli problemlerden biri ayrık zamana geçişte bölmelendirmedeki düzenliliği sağlayabilmektir. Bu durum en fazla geçici durumlarda yüzey tabanı zamanla değişmeye başladığında görülmektedir. Bu yüzey tabakasının önceden saptanmasını gerektirmektedir.

İkinci problem matris katsayılarının hesaplanmasında görülmektedir. Static problemlerin analizinde Laplace ve Poisson denklemleri ile uğraşılırken matris sadece fonksiyon türevlerinin integrallerini içerir. Açıkta ki bu integraller bu fonksiyonların kendilerinden daha basittir. (4.54) denkleme bakacak olursak, sadece son integraller girdap akımı problemlerinde görülür. Lineer yaklaşım bile hesaplamayı karmaşık yapmaktadır. Tabi ki daha yüksek mertebeden durumlar işlemi daha da zorlaştıracaktır. Bu hem yarı kararlı hem de geçici durumlar için geçerli bir zorluktur. Tüm bu zorluklara rağmen sonlu elemanlar yöntemi hala çok popülerdir ve pek çok kişi tarafından uygulanmaktadır.

Ω tanım bölgesinin iki boyutlu uzaya ait olduğunu düşünelim. Burada uzayın üçgen bölgelere ayırma başarılabilir kadar düzenli olduğunu varsayalım (Şekil 4.5).

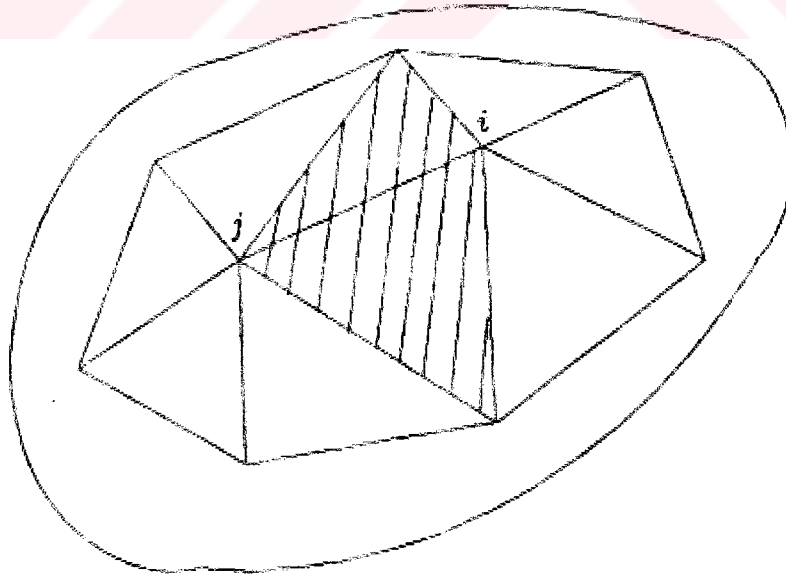
i düğümü ve ikl üçgenini göz önüne alarak temel fonksiyonu yazacak olursak.



Şekil 4.6 Temel fonksiyonun geometrik gösterimi

$$\varphi_i = a_i x + b_i y + c_i \quad (4.57)$$

Burada a_i, b_i, c_i katsayıları temel fonksiyonu gerçekleyen ve i düğümü etrafındaki her bir üçgen için farklı olan katsayılardır (Şekil 4.6).



Şekil 4.7 İntegrasyon tanım bölgesi

İki komşu düğüm, i ve j arasındaki ilişkiyi inceleyelim. Bu durumda sadece Şekil 4.7’de verilen i ve j indeksiyle adlandırılmış elemanlar göz önünde bulundurulacaktır.

Bu üçgenlerden aşağıdaki integralleri elde etmek mümkündür.

$$I_1 = \int_{\Omega_{ij}} \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial x} \frac{\partial \varphi_j}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_i}{\partial y} \frac{\partial \varphi_j}{\partial y} \right) dx dy \quad (4.58)$$

$$I_2 = \int_{\Omega_{ij}} \varphi_i \varphi_j dx dy \quad (4.59)$$

İkinci integral hesaplama gerektirirken, birincisinde integrand sabit olduğundan integrasyon daha basittir. İntegrasyon hem analitik hem de sayısal olarak gerçekleştirilebilir. Her iki durumda da genel prosedür herhangi bir rast gele seçilmiş lineer dönüşümün standart bir hale getirilmesini içerir (Şekil 4.8). Bu aşağıdaki biçimde ifade edilir.

$$x = A\zeta + B\eta + C \quad (4.60)$$

$$y = D\zeta + E\eta + F \quad (4.61)$$

Böylece yukarıdaki integraller aşağıdaki biçimlere getirilir.

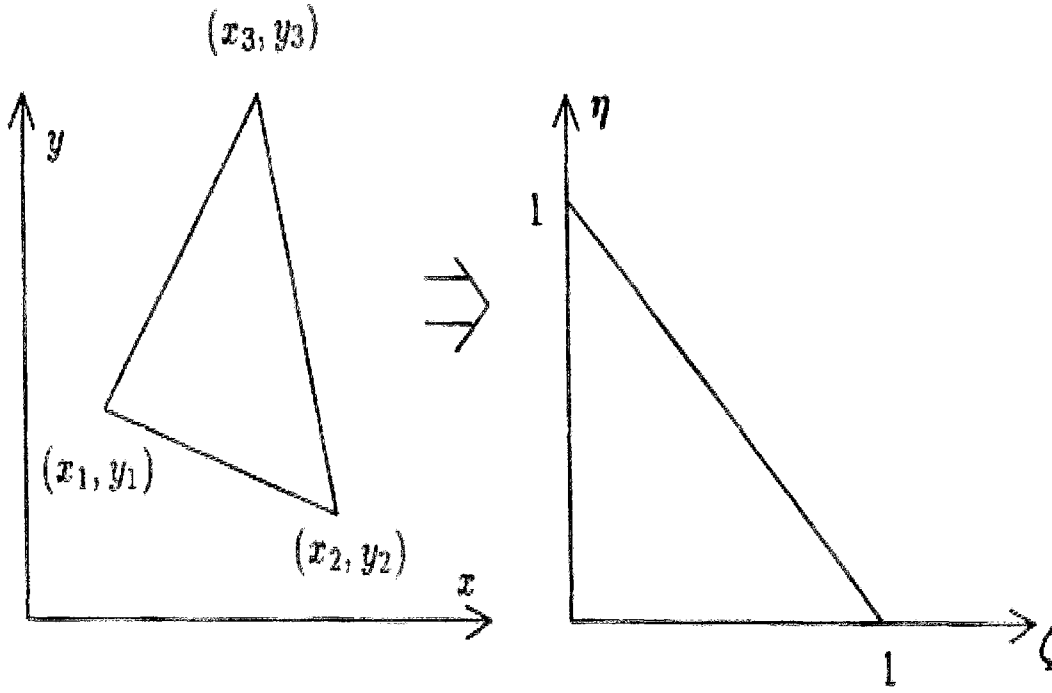
$$I_1 = \int_0^1 \int_0^{1-\zeta} f(A, \dots, F, \zeta, \eta) |J(\zeta, \eta)| d\eta d\zeta \quad (4.62)$$

$$I_2 = \int_0^1 \int_0^{1-\zeta} g(A, \dots, F, \zeta, \eta) |J(\zeta, \eta)| d\eta d\zeta \quad (4.63)$$

Burada $J(\zeta, \eta)$ yukarıdaki dönüşümün Jacobian’idir. En sonunda elde edilen matris denklemi aşağıdaki şekildedir.

$$Au = B \quad (4.64)$$

Sağ taraftaki vektör iki bileşenden oluşur. Birinci kuvvet fonksiyonu sebebiyle, ikincisi ise sınır koşulları nedeniyle oluşur. İlk bileşeni hesaplamak düşüncesele açıdan biraz daha basit ve her düğümdeki üçgenler üzerinden integral almaya dayanır. Bu ifade aşağıdaki biçimdedir.



Şekil 4.8 Üçgen dönüşümü

$$B_i = \int_{\Omega} f \phi_i dx dy \quad (4.65)$$

Tiplerine bağlı olarak iki sınır koşulu yaklaşımı mevcuttur. Burada Neumann koşulu, bağıntı integral formunda olduğundan doğal yapısında yer alır. Sonlu fark yönteminin karşıt durumu olan Dirichlet koşulu verilir. Dirichlet koşulunun verilmesi yine farklı yollarla olabilir. Bunlardan biri, sıklıkla kullanılan ve sınırları da içeren tüm bölgenin verilmesi ve böylece A matrisinin sınır düğümlerini de içerecek biçimde katsayıların bulunmasıdır.

Sonlu elemanlar analizinde düşüncesele açıdan farklı olan geçici durum problemlerine geçelim. Geçici durum problemleri beraberinde kendilerine özgü zorlukları da beraberinde getirir. Temel problem, bunların zaman analizlerine bağlı olmasıdır. Söylenildiği gibi, eğer problem manyetik vektör potansiyelinin terimleri ile ilgilenmekse, girdap akımları zamana bağlı vektör potansiyelinin farkını alınmasıyla sonuçlanacaktır. Sonuncusunda olduğu gibi, zamanda bazı fiziksel olmayan salınımların gerçekleşmesi, girdap akımlarının hesaplanamayan hataları taşımasına yol açacaktır. Bu zorluktan sakınmak için, fark yolu parametresi kadar iyi ve uygun bir zaman aralığı seçilmelidir.

Zayıf formda ifade edilen parabolik denklemin sonlu eleman incelemesi bizi adi diferansiyel denklem sistemine götürür.

$$A \frac{d\alpha}{dt} + B\alpha = F(t) \quad (4.66)$$

Bu özel bir durumdur ve “katı durum” adı verilir. Pek çok matematik yöntemi bu sistemi çözmede başarısız kalmıştır. Bunun nedeni zaman serilerindeki zaman sabitlerinin spektrumlarının çok geniş olmasıdır.

Elektrik mühendisliğinde sonlu eleman yönteminin ilk teknik kullanımı 1970’li yıllarda gerçekleşmiştir. Yapılan ilk çalışmalar Laplace ve Poisson denklemleri olan statik alanlar üzerine olmuştur. 1980’li yıllarda girdap akımı uygulamaları artmaya başladı. Araştırmacıların özellikle uğraştıkları problemler transformatörler ve elektrik makineleri olmuştur. Tabi ki pasif ve aktif elemanlardaki (sargılar, çekirdek, ekranlar, değişik plakalar ve baralar) girdap akımlarının hesabıyla da uğraşılmıştır. Şu sıralar yeni cihazlar konusunda araştırmalar başlamıştır. Bunlar girdap akımı tabanlı cihazlar olarak adlandırılmaktadır. Örneğin manyetik alan oluşturunucular, tüm tipteki indiriciler, manyetik şekillendirme araçları, hızlı anahtarlama ve benzerleri. Bu cihazların analizinde sonlu eleman yönteminin kullanımı bu cihazların performansını arttırmıştır.

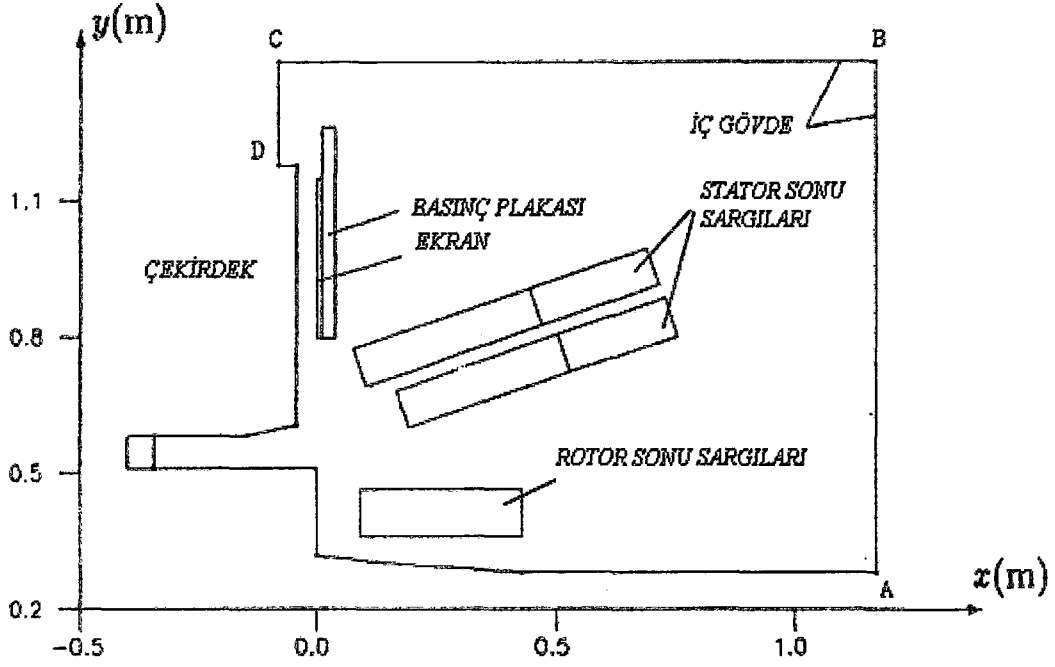
Yukarıda söylediklerimize en güzel örnek Bessho (1992) tarafından dizayn edilen elektromanyetik pompadır [3].

4.3.3. Sınır Eleman Yöntemi

Sınır eleman metodu ikinci Green bağıntısından elde edilmektedir [3,26]. Sınır integral formülasyonu 3.2.4 bölümünde açıklanmıştır.

Yarı kararlı veya geçici durum olmasına bağlı olmaksızın, sınır eleman yönteminde ana fikir, fonksiyon yaklaşımının seçiminde fonksiyonun kendisinin mi yoksa türevlerinin mi kullanılacağıdır.

Sınır eleman yöntemi 1970’li yılların sonuna doğru büyük bir önem kazanmış ve araştırmacıların ilgisini çekmiştir. Yöntemin gelişimi ve teknik olarak uygulanırılığı geniş olmadığından elektrik mühendisliğindeki kullanımı çok yeni sayılır.

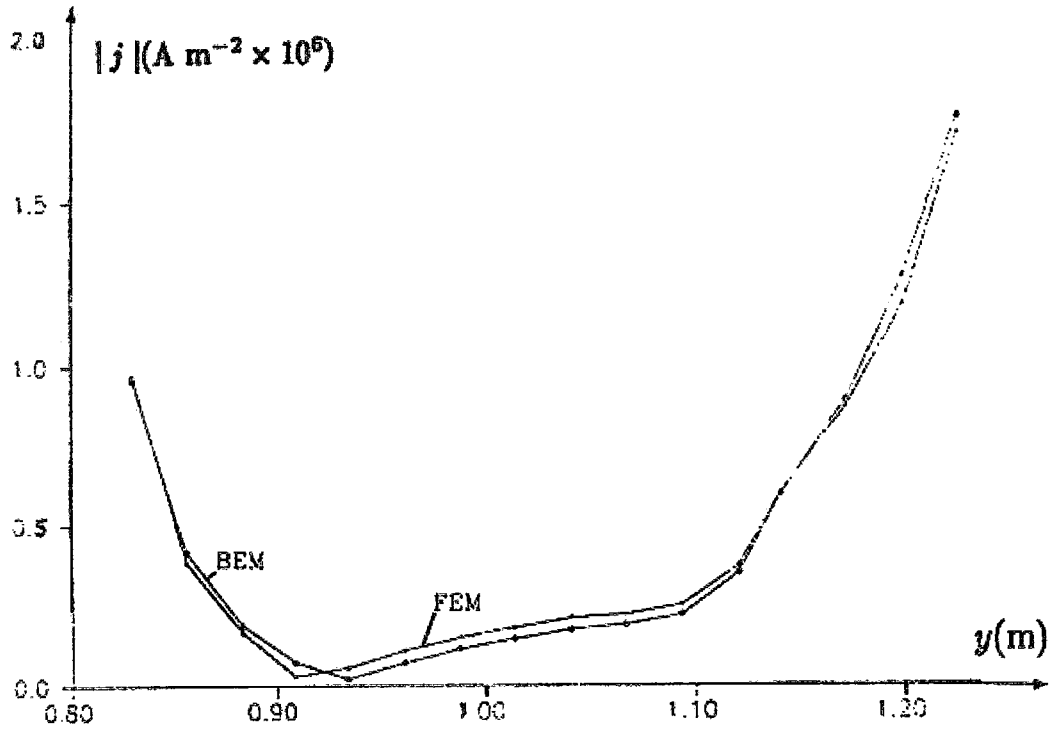


Şekil 4.9 Türbo generatörün bölge sonu modeli

Sonlu eleman yönteminde olduğu gibi çok fazla sayıda ticari program uygulaması yoktur. Bunun başlıca sebebi yöntemin hala gelişmekte olması ve şu anda daha çok teorik olarak problemlerin inceleniyor olmasıdır.

Bir türbo generatörün bu metot kullanılarak yapılmış teknik bir uygulaması Şekil 4.9'da verilmiştir.

Krajewski ve Salon (1991) basınç plakasında sınır eleman yöntemini kullanarak girdap akımın hesaplamış ve sonlu eleman yöntemiyle karşılaştırmışlardır. Şekil 4.10'da girdap akımı yoğunluğunun dağılımı verilmiştir. Bu grafikte sınır eleman ile sonlu eleman karşılaştırılabilir sonuçları görülmektedir. Araştırmacılar çalışma sonucunda ne sınır eleman yöntemini ne de sonlu eleman yönteminin üstün olduğunu söylemektedirler. Bu kararı kullanıcılara bırakmaktadırlar. Daha önce de belirttiğimiz gibi yeni yöntemlerin geliştirilmesi, bundan sonra sadece o yöntemin uygulanacağını ifade etmez [3].



Şekil 4.10 Basınç plakası orta çizgisindeki girdap akımı yoğunluğu genliği

5. LİNEER OLMAYAN DURUMLARIN İNCELENMESİ

Her ne kadar girdap akımları sabit geçirgenlik duyarlılığında lineer yapıdaki iletken malzemelerde var olsa da, lineer olmayan malzemelerde de analiz edilebilirler. Gerçektende girdap akımları için oldukça yaygın olan durum, dağılımlarının ve integral parametrelerinin analizinin gerektiği ferromanyetik ortamdaki akışlarıdır. Açıkça bilinmelidir ki lineer olmama problemlerindeki girdap akımları, statik problemlerdekinden çok daha ciddidir. Bu özellikle geçirgenliğin zamana bağlı olarak değiştiği geçici durum problemlerinde görülmektedir. Daha da fazlası, histerisiz çevrimi her bir zaman uzayı noktasında tanımlanmalıdır.

5.1. LİNEER OLMAMA DURUMUNUN MODELLENMESİ

Öncelikle söylenmelidir ki, özellikle girdap akımlarıyla uğraşılırken, ferromanyetik malzemelerin manyetik özelliklerinin matematiksel ifadelerini oluşturmak pek mümkün değildir. B ve H arasındaki bağımlılığı iki yolla ifade edebiliriz.

$$B = \mu(H)H \quad (5.1)$$

$$B = \mu_0(H + M(H)) \quad (5.2)$$

İlk denklemde $\mu = \mu_0\mu_r(H)$ ve ikinci denklemde $M(H)$ manyetizasyon (mıknatıslanma) vektörüdür. Bu iki yapı fiziksel anlamları bakımından birbiriyle değiştirilebilir olsalar da, değişik durumlar için onları kullanışlı yapan farklı matematiksel özelliklere sahiptirler. Biz burada tek değerli karakteristiklerle ilgileneceğiz. Böyle bir modellemenin tarihi çok uzun ve matematiksel elektromanyetikle oldukça ilişkilidir. İlk sayısal çalışma polinom interpolasyonudur.

$$B = \frac{a_0 + a_1H + a_2H^2 + \dots + a_nH^n}{1 + b_1H + b_2H^2 + \dots + b_nH^n} H \quad (5.3)$$

Burada $a_1, \dots, b_1, \dots$ katsayıları deneysel veya ticari olarak verilmiş $B-H$ eğrisinden hesaplanır. Genellikle $n=2$ ve bu yeterli bir yaklaşımı sağlar.

Diğer bir interpolasyon El-Sherbiny'e aittir. $B-H$ eğrisini modelleyen seriler şeklindeki bu bağıntı aşağıdaki şekildedir.

$$B = a_0 + a_1 \exp(-b_1 H) + \dots + a_n \exp(-b_n H) \quad (5.4)$$

Burada $n=4$ alınması memnun edici sonuçların elde edilmesini sağlayacaktır.

Daha başka pek çok yaklaşım mevcuttur, fakat amacımız tümünü burada vermek değildir [3].

5.2. SAYISAL YAKLAŞIM

Lineer olmayan ortamdaki girdap akımlarının analiz problemleri diğer elektromanyetik problemlere göre biraz daha karmaşıktır. İki boyutlu durumlar için manyetik vektör potansiyelinin kullanılması bir kuraldır. Bu yaklaşımda μ B 'nin fonksiyonu olduğundan, μ ve A arasında basit bir ilişki yoktur. Dördüncü bölümde verilmiş sayısal yöntemlerin her biri için lineer olmama durumunda farklı bir yaklaşım gerekmektedir. Karşılaştırdığımızda “tanım bölgesi yöntemleri”, “sınır yöntemlerine” göre zorluk bakımından daha basit olmaktadır. Biraz da bu yöntemler için prosedürü inceleyelim [3].

5.2.1. Tanım Bölgesi Yöntemleri (Sonlu fark yöntemi ve sonlu eleman yöntemi)

Lineer olmama durumu iki yöntem için benzerlik taşımaktadır. Her ikisi için de tanım bölgesi iç noktalarda analiz edildiğinden, yöntemlerin kullanımında zorluk yoktur. Kolaylıkla çözüm vektörünün lineer olmama durumundan etkileneceğini söylemek mümkündür.

H 'ın terimleri olarak tanımlanmış bir boyutlu problemi ele alalım. Bu durumda denklem aşağıdaki şekilde olacaktır.

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \sigma \frac{\partial B}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (5.5)$$

Frölich eğrisi kullanılarak aşağıdaki bağıntı elde olunur.

$$\beta = \frac{\partial B}{\partial H} = \frac{a}{(a + bH)^2} \quad (5.6)$$

Temel zaman düğümüne k diyelim. Bu andaki β değeri aşağıdaki şekilde hesaplanabilir.

$$\beta_{i,k} = \frac{a}{(a + bH_{i,k})^2} \quad (5.7)$$

Öyle ki son olarak k düğümünden $k + 1$ zaman düğümünde hesaplama yapmak için, bu değere bağlı olarak $k + 1/2$ zaman düğümü analiz edilir. Böylece β elde olunur.

$$\beta_{i,k+1/2} = \frac{a}{(a + bH_{i,k+1/2})^2} \quad (5.8)$$

Lineer olmama durumunu sayısal olarak giderme yöntemlerinden bir diğeri de lineer denklem sistemini kullanmaktır. Bu genellikle statik problemler için kullanılır. Uygun μ değerine iterasyon işlemi ile ulaşılır.

Geliştirilen diğeri bir yöntemde sonlu elemanlar yönteminin bir başka uygulama şeklidir. Yöntem harmoniklerin hem hesaplanan hem de $B-H$ eğrisinden saptanabilen genlikleri ile ilgilenmektedir. Yöntem her kısmi harmoniğin dengesini analiz etmeye dayandığından, bu yöntem harmonik denge sonlu elemanlar yöntemi (HBFEM) olarak adlandırılır. Yöntem sadece zaman harmonik problemleri ile sınırlıdır. Fakat bu tarz problemler elektrik mühendisliğinde çok sık rastlanan problemlerdir. Bu yüzden, yöntem teknik uygulamalarda büyük bir kullanışlılığa sahiptir [3].

5.2.2. Sınır Eleman Yöntemi

Sınır eleman yöntemiyle lineer olmayan ortamlarla uğraşılırken ciddi problemler açığa çıkmaktadır. Eğer denklem katsayıları ile araştırılan büyüklükler arasında doğrudan bir ilişki mevcut ise, sonuç olarak lineer diferansiyel denklem verecek olan Kirchoff dönüşümü kullanılabilir ve lineer olmama durumu sınır integral denklemlerinde görülür.

Girdap akımı durumunda en uygun çözüm iki yöntemi bir araya getirmektir. Bunlar lineer olmayan bölgede sonlu eleman yöntemi ve sınır eleman yöntemidir. Fakat yöntem iletken olmayan bölgede kullanıldığından, bu girdap akımı problemlerine ulaşan sınır eleman yöntemi değildir. Bu zamana bağlı durumdur. Sınır eleman yöntemi halen gelişmekte olduğundan, bu probleme de yakın zamanda bir çözüm bulunacaktır. Fakat eğer böyle bir durum söz konusu ise, sınır eleman yönteminin lineer olmayan veya homojen olmayan malzemelerdeki problemlerin çözümüne uygun olmadığını açıkça söylemek mümkündür [3].



6. HAREKET NEDENİYLE OLUŞAN GİRDAP AKIMLARI

Akım taşıyan manyetik veya manyetik olmayan yapıların bağıl hareketleri istenen veya kayıplara yol açan girdap akımları oluşumuna yol açmaktadır. Bu tipteki en gerçek cihazları iki grupta toplamak mümkündür. Bunlar:

- Durağan kısım; elektro mıknatısların varlığı nedeniyle görülen, örneğin, dönen stator veya lineer makineler, pompalar gibi. Bu çeşit manyetik devrelerde girdap akımları cihazın verimini düşürdüğünden istenmemektedir.
- Denklem (2.14)'de verildiği gibi kuvvet ortaya çıkaran girdap akımlarının istendiği hareketli kısım. Bu kısımda girdap akımları cihazın çalışması ile yakından ilişkilidir ve cihazın performansında ana rolü üstlenir. Buna tipik örnekler bilezikli asenkron motor, elektromanyetik fırlatıcı mermisi ve demiryolu tabancası, elektromanyetik pompa içersindeki sıvı metal, vb.

Girdap akımının doğru olarak tahmin edilmesi, bu cihazların performansını ve maliyetini uygun hale getirmede çok önemli bir rol oynamaktadır. Bu çeşit problemlerin sayısal çözümlerine aşağıdaki maddeler göz önünde bulundurularak pek çok yöntemle ulaşmak mümkündür.

- (1) Eğer bağıl hareket problem geometrisine bağlı değil, en azından bağıl hareket parçalarından biri düzgün ise, tüm büyüklükler sadece bir referans çerçevesinde ifade edilebilir ve hareket hız terimine bağlı olarak yazılabilir ((2.11) denkleminde bakınız).

$$V = \mu \sigma \text{rot}(v \times H) \quad (6.1)$$

Manyetik vektör potansiyeli kullanılarak aşağıdaki bağıntı elde olunur.

$$V = \sigma v \times \text{rot } A \quad (6.2)$$

Akış fonksiyonu u kullanılarak hız terimini yazacak olursak.

$$V = \mu \sigma (H_0 \operatorname{div} v + v \cdot \operatorname{grad}_t H_0) \quad (6.3)$$

Yukarıdaki bağıntı alanın plaka dışarısında olduğu varsayılarak elde edilmiştir.

- (2) Eğer bağıl hareket geometride değişime yol açıyorsa, birbirine bağlı iki yerel referans çerçevesi gereklidir. Bu tarz problemlerde (2.11) denkleminin geçerliliği kalmaz. Alan değişkenleri parabolik veya Helmholtz denklemi vasıtasıyla bağımsız olarak hesaplanır [3].



7. FLD8 – DERİ ETKİSİ VE GİRDAP AKIMLARI

Bu program endüklenmiş girdap akımlı düzgün ve simetrik olmayan iki boyutlu manyetik alanların sonlu eleman çözümünü vermektedir. Izgaralar 4400 düğüme kadar gerçekleştirilebilmektedir. Vektör potansiyeller kompleks sayılar olarak hesaplanır.

Tipik olarak program endüklenmiş girdap akımları nedeniyle oluşan kayıpları hesaplamak için kullanılır. Bu tarz problemlerde, gerilim kaynaklarına bağlı iletkenlerdeki toplam akım genellikle bilinir ve akımlar için sadece dönüş yollarının iletkenin kendisine doğru olduğu diğer iletkenlerde genellikle sıfırdır. Sınırlamalar transpozisyonlar ve bağlantılarla geçiştirilmektedir. Program her çeşit olasılıkla uğraşabilir. İletken sargıları, plaka sargıları, grafikler ve diğer özel çıkışlar için son işlemciler Fortran kodundadır ve istenildiği taktirde kullanıcı tarafından değiştirilebilir [27].

7.1. BENZEŞİMLERLE HESAPLAMA

Bazı problemler iki boyutludur; fakat normalde program tarafından kabul edildiği gibi akımlar düzleme dik değilde paralel akar. Bu çeşit problemler aşağıdaki Tablo 7.1 ile verilen benzeşimler yardımıyla çözülebilir. Standart semboller kullanılır ve değişkenler kartezyen koordinatlardaki yönleri işaret eder. Silindirik koordinatlı simetrik olmayan problemlerde, x ve y , r ve z olarak değiştirilir ve z , θ olarak değiştirilir.

En önemli benzeşim, modeldeki akı yoğunluğu ile gerçek durumdaki akım yoğunluğu arasındaki benzerliktir. Bu sayede akı çizimindeki akı çizgileri, akım akış çizgileri olarak tasvir edilebilir. Benzeşimlerden görüldüğü gibi dağılım derinliği değişmeden kalır.

Tablo 7.1. Benzeşim tablosu 1

GERÇEK	MODEL (hesaplanan)
$\nabla \times H_z = J_{x,y}$	$\nabla \times A_z = B_{x,y}$
$J_{x,y}$	$B_{x,y}$
H_z	A_z
$J_{x,y} = \sigma E_{x,y}$	$B_{x,y} = \mu H_{x,y}$
$E_{x,y}$	$H_{x,y}$
σ	μ
$\int E_{x,y} J_{x,y} dv$	$\int H_{x,y} B_{x,y} dv$
$\nabla \times E_{x,y} = -j \omega B_z$	$\nabla \times H_{x,y} = J_z$
$-j \omega B_z$	J_z
$B_z = \mu H_z$	$J_z = \sigma E_z$
μ	σ
$-j \omega H_z$	E_z
$\omega^2 \int H_z B_z dv$	$\int E_z J_z dv$

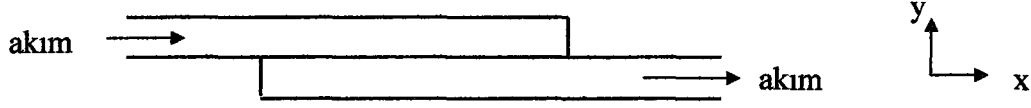
Giriş verisinin normal set değerinde μ bağıl geçirgenlik ve iletkenlik σ m/(ohm.mm²) olarak verilir. Benzeşimlerle hesaplama yapılırken μ ve σ aşağıda verilen Tablo 7.2'e göre tasvir edilir.

Benzeşimlerle hesaplamaya tipik bir örnek Şekil 7.3'de gösterilen bara ek noktasındaki akım dağılımı ve kayıplardır.

Tablo 7.2. Benzeşim tablosu 2

GERÇEK	MODEL
$J_{x,y}$ rms A/mm ²	$B_{x,y}$ tesla (tepe değeri)
H_z rms A/m	$A_z \times \sqrt{2} 10^6$ rms Wb/m
$\int E_{x,y} J_{x,y} dv$ watt	$\frac{1}{2} \int H_{x,y} B_{x,y} dv \times 0.8\pi$
E ve J'nin efektif değerleri	H ve B'nin tepe değerleri
B_z tesla (tepe değeri)	$(j/\omega) J_z \times 0.8\pi$ rms A/mm ²
$\frac{1}{2} \int H_z B_z dv$ Ws	$(1/\omega^2) \int E_z J_z dv \times 0.8\pi$ watt
H ve B'nin tepe değerleri	E ve J'nin efektif değerleri

z yönündeki boyutlar y yönü ile karşılaştırıldığında büyüktür; bu nedenle problem iki boyutlu olarak kabul edilir. Baralar farklı kalınlıkta ve malzemeden olabilir ve temas



Şekil 7.1 Bara ek noktası

direnci hesaplamaya dahil edilebilir. Problem gerçek problemdeki akım yerine akı değeri konularak çözülür. Bu model yardımıyla yapılır. Simetrik olmayan problemlerin benzeşimlerle çözümüne örnek, iletken plakadaki delikten akan akım tarafından oluşturulan kayıplar verilebilir [27,28].

7.2. BÖLÜNMÜŞ İLETKENLERDE KAYIPLAR

Çoğu defa tüm demetin aynı toplam akımı taşımaya zorlandığı alternatif akım taşıyan iletken, seri bağlı veya çaprazlanmış küçük alt iletkenlere veya demetlere ayrılır. İletkendeki genel akım yoğunluğu düzgündür, fakat alternatif akım akı demetini kestiğinden, girdap akımları demetler içersinden akar. Aşağıdaki çıkış bilgisi bu biçimdeki kayıpların hesaplanmasını mümkün kılar.

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M
BX-MAX
BY-MAX

Simetrik olmayan alanlarda BX'in yerini BR ve BY'nin yerini BZ alır.

kW olarak BX(R) veya BY(Z) için girdap akımı kayıpları:

$$(\text{doldurma faktörü}) * (\Pi * f * mm)^2 * \sum (B^2 m^3) / (\text{özdirenç} * 6000) \quad (7.1)$$

Burada:

Doldurma faktörü : net/brut iletken alanı

f : Frekans

mm : mm olarak akıya dik olan demet boyutu

B : x(r) veya y(z) boyutlarının her ikisi içinde tesla olarak akı yoğunluğunun tepe değeri. Program çıkışı tepe değerler içindir.

Özdirenç : $\Omega * mm^2/m$ ($\approx 0,021 \text{ } 75^\circ \text{ C'deki bakır için}$)

BX(R) veya BY(Z) için per-ünit girdap akımı kaybı:

$$\{(\Pi * f * mm * B - MAX) / (1000 * \text{özdirenç} * A / mm^2)\}^2 / 6 \quad (7.2)$$

A/mm^2 = Net iletken bölgesi tarafından bölünmüş efektif akım

B-MAX, program çıkışı tarafından kullanıldığı şekilde tepe değeri olarak girilmelidir [27,28].

7.3. SON İŞLEM

Ana program çalıştırıldıktan sonra, çalıştırma tanımlamaları ve tüm önemli hesaplamalar ve giriş verisi bilgileri \GRAPHICS\FOR.FIL dosyasındadır ve daha fazla işlem için gerektiğinde buradan ulaşılabilir. Bu dosya tüm vektör potansiyellerini, akım yoğunluklarını ve düğüm ve profil çizgisi koordinatlarını içerir.

Hem kaynak kodunda hem de uygulanan versiyonlarında program tarafından beş son işlemci sağlanır. Bunlardan biri DETAILS'dır. Bir diğeri tanımlanan ızgara çizgileri arasında $t=0$ ve çevrim boyunca ortalamasında her iki yöndeki kuvvetleri hesaplar. Bu aşağıdaki komut yardımıyla gerçekleştirilir. Çıkış ekranda belirecektir.

FORCES

Eğer hesaplamalar bir transformatörde veya reaktördeki bir tel sarımını, sargının parçalarını veya tümündeki kaçak akıyı veya önceki bölümde anlatıldığı şekilde bölünmüş iletkenlerdeki kayıpları içeriyorsa bunlar aşağıdaki komut yardımıyla hesaplanabilir.

WIREWDG

Bu son işlemci tarafından da OUTPUT dosyası kullanıldığından, bu işlem ana programdan çıkış verileri yazdırıldıktan sonra yapılmalıdır. Sargı ile ilgili bazı sorular belirecektir ve soruların bazılarını yanıtlamak için mevcut ana programdan çıkışa sahip olmak kullanışlı olacaktır.

Diğer bir son işlemci, bir transformatör veya reaktör levha sargısından oluştuğunda kullanılabilecek olandır. Hesaplamanın yalnızca radyal geometrik merkez noktası üzerindeki sargının üst yarısı için her zamanki biçimde yapıldığı kabul edilir. Bu aşağıdaki komut yardımıyla sağlanır.

SHEETWDG

Ayrıca ekranda beliren bazı sorular yanıtlanmalı ve ilave olarak sayısal çıkış sağlamak için, her bir çevrimdeki kayıplar ve akım yoğunluk dağılımı hakkındaki grafiklerdeki bilgi yazılabilir ve çizilebilir.

İlave sargı hesaplamaları için her iki son işlemci özellikle sargılar güç elektroniği devresine bağlı olduğunda, harmonik etkilerinin değerini görebilmek açısından kullanışlıdır.

Son işlemcilerin sonuncusu hem tanımlanmış bir çizgi üzerindeki akım yoğunluğunu hem de çizgi boyunca veya çizgiye dik akı yoğunluğunu yazıcı veya çiziciye bir grafik olarak çizer. Bu aşağıdaki komut yardımıyla sağlanır.

GRAPH

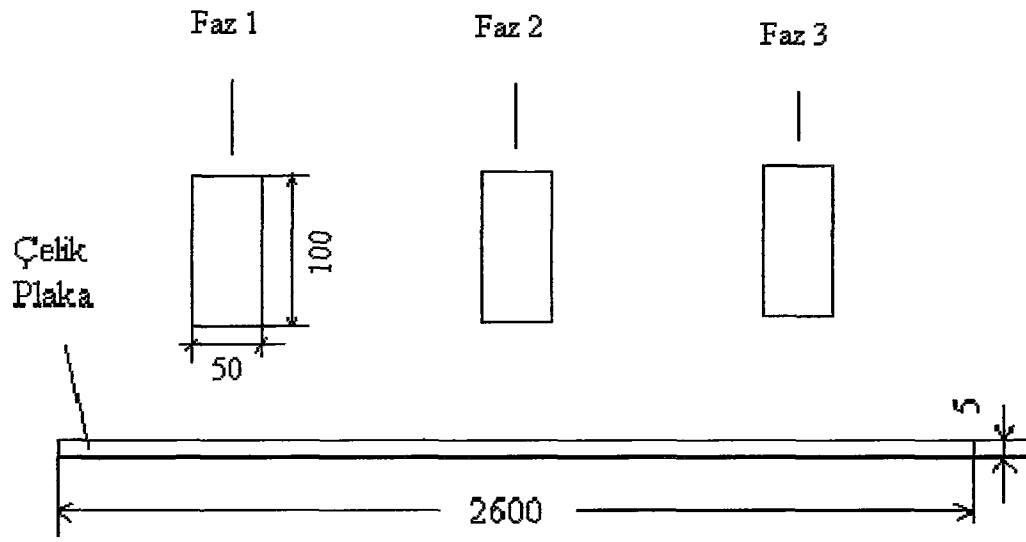
Tüm son işlemciler için Fortran kaynak kodu PPROC.FOR dosyasındadır. Bu pek çok komut satırını içerir ve istendiği takdirde kullanıcı tarafından yeni son işlemciler eklenebilir. Derleme ve ilişkilendirme aşağıdaki komut yardımıyla yapılır.

POSTPROC

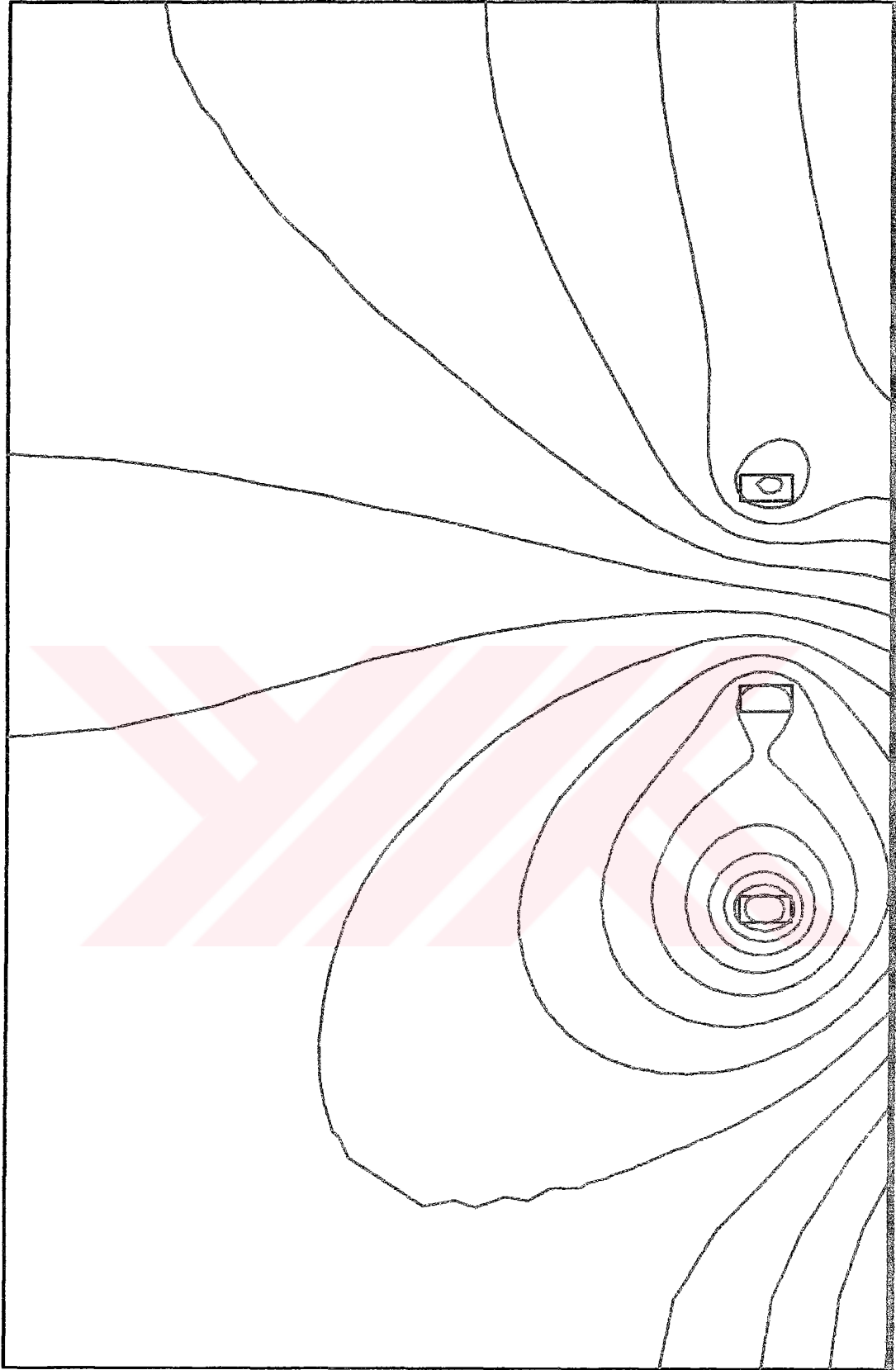
Muhtemel hata mesajlarının bir listesi OUTPUT dosyasında belirecektir [27,28].

7.4. ÖRNEK ÇALIŞMA

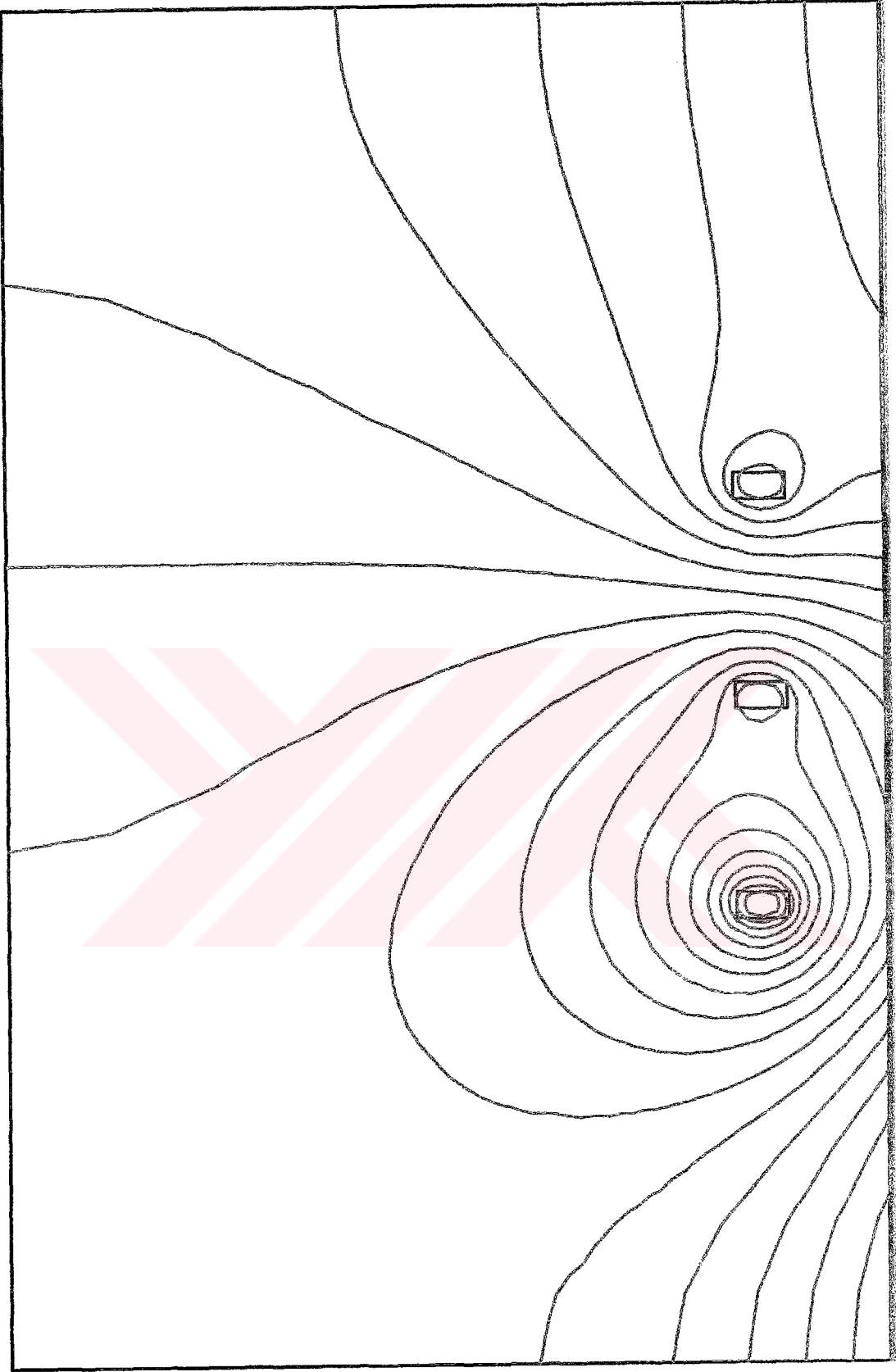
Sonlu Elemanlar Yöntemiyle deri etkisini ve girdap akımlarını incelemek amacıyla O.W.Andersen tarafından hazırlanmış FLD8 yazılımı ile, üç fazlı bara altındaki çelik plakadaki alan dağılımı incelenmiştir. Bu çalışmada değişik frekans değerleri için yazılım çalıştırılmış, sonuçlar elde edilmiş ve ÇIKIŞ dosyasına yazdırılmıştır. Yazılıma ait detaylı bilgiler EK-A'da verilmiştir. Ayrıca yapılan çalışmaya ait ÇIKIŞ dosyası verileri de EK-B'de verilmektedir. Bu veriler kullanılarak çeşitli büyüklüklerin değişimlerini gözlemlemek ve anlamak mümkündür. FLD8 yazılımı kullanılarak ele alınan sistem Şekil 7.2'de gösterilmektedir. Program tarafından üretilen alan dağılımlarına ait çizimler ise Şekil 7.3, 7.4, 7.5, 7.6, 7.7, 7.8, 7.9, 7.10 ve 7.11'de verilmiştir.



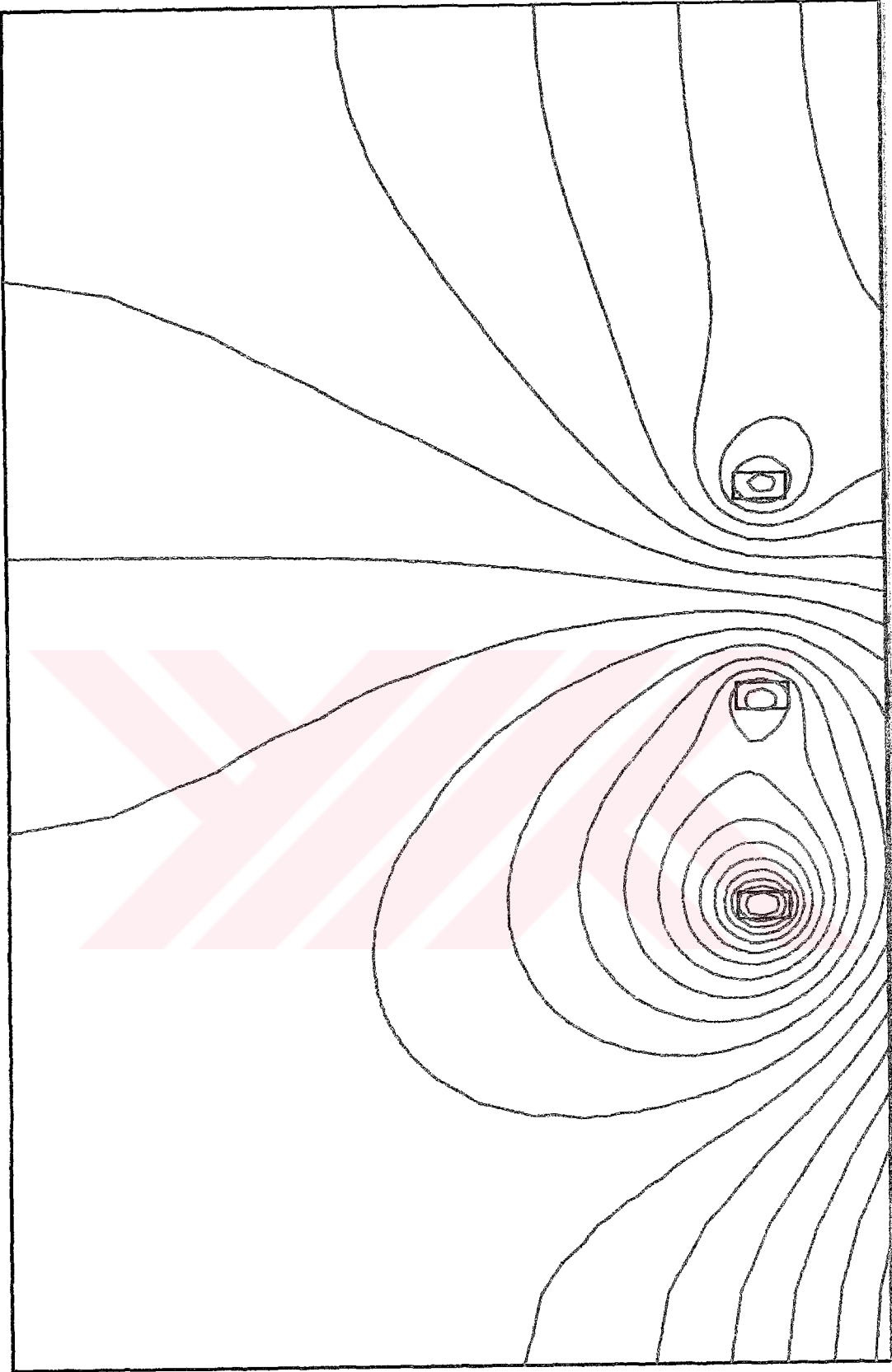
Şekil 7.2 Örnek olarak ele alınan sistem



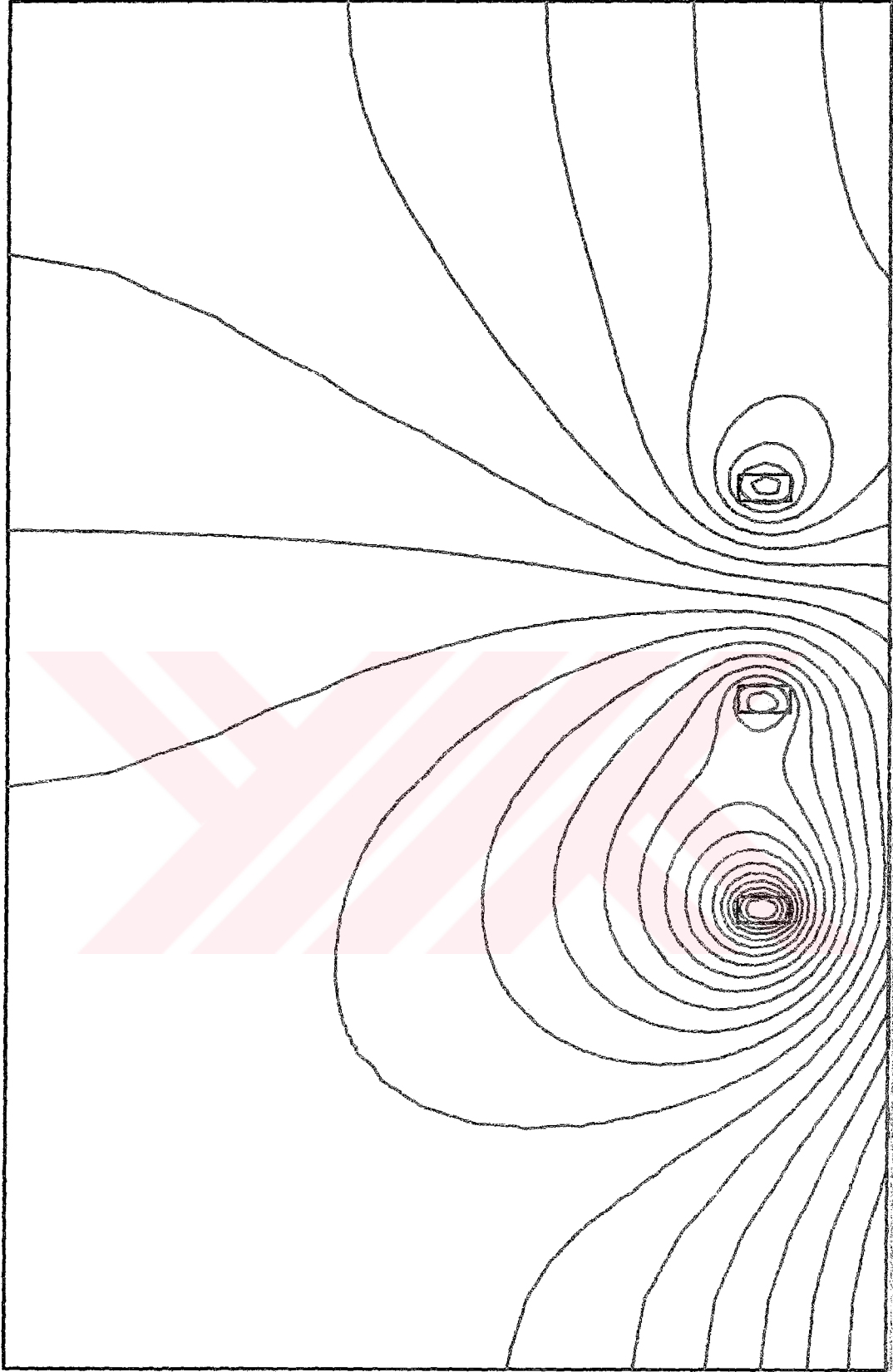
Şekil 7.3 Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 10 Hz)



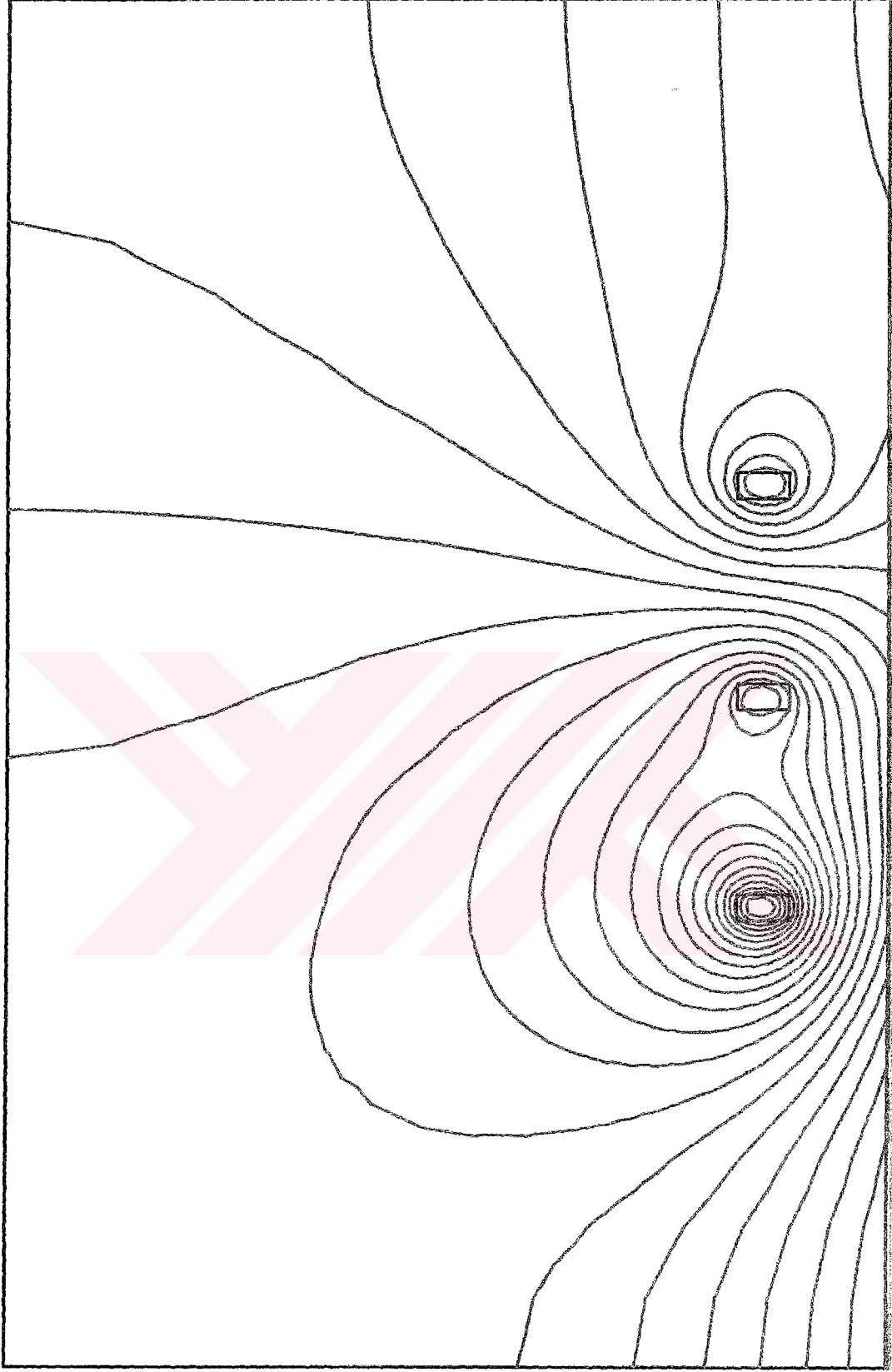
Şekil 7.4 Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı
(uygulama frekansı 30 Hz)



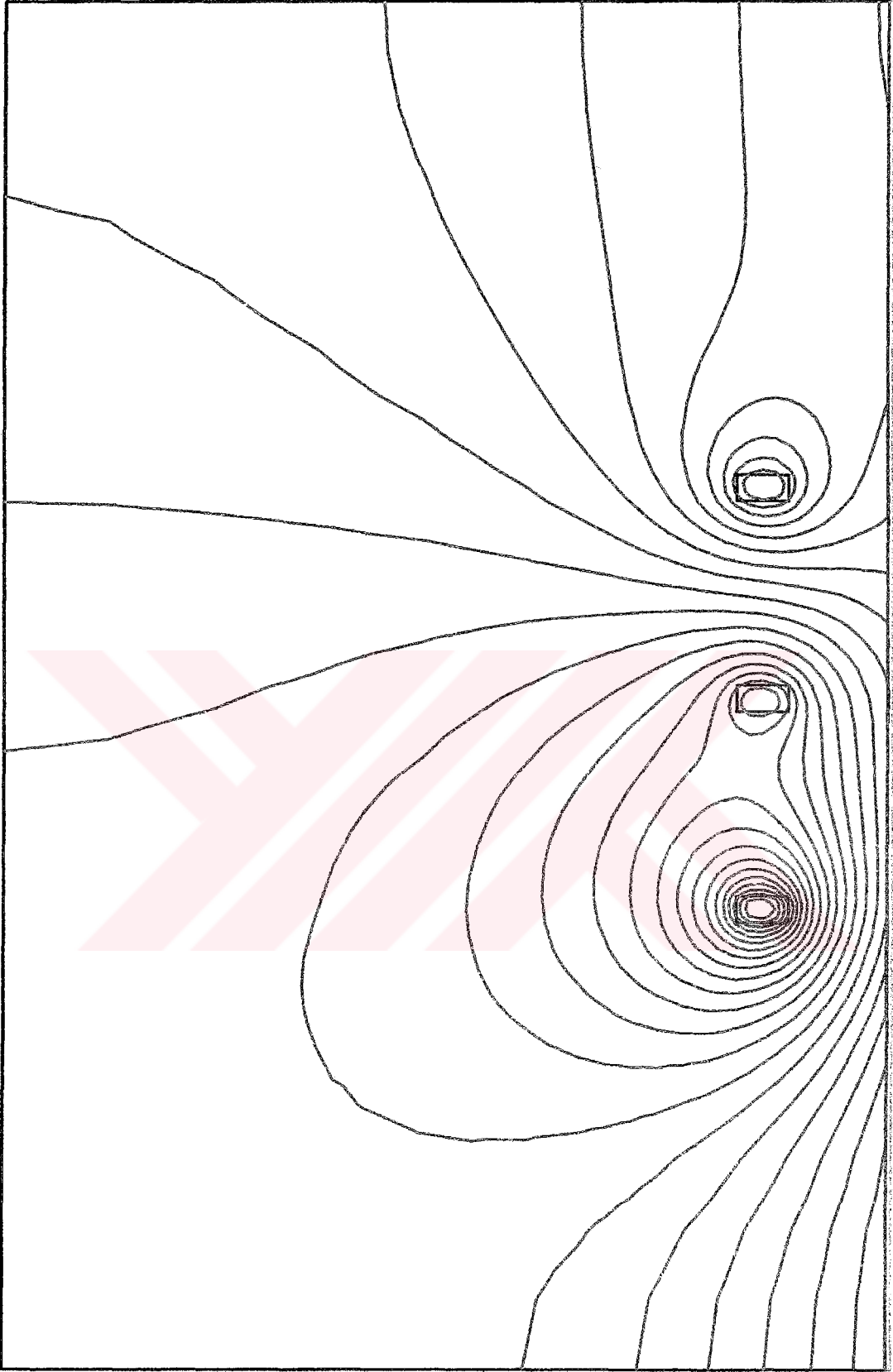
Şekil 7.5 Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı
(uygulama frekansı 50 Hz)



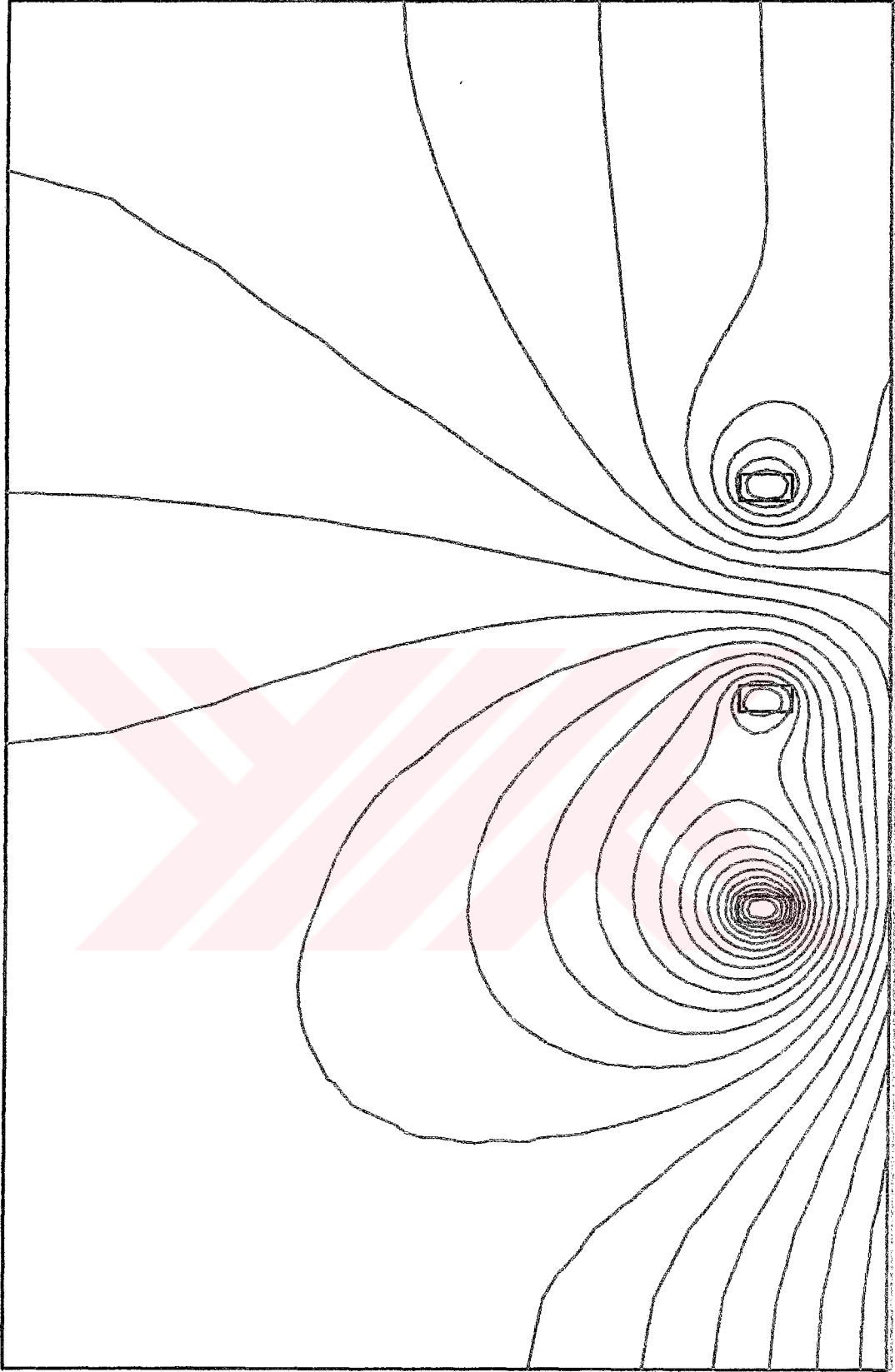
Şekil 7.6 Üç Fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı
(uygulama frekansı 150 Hz)



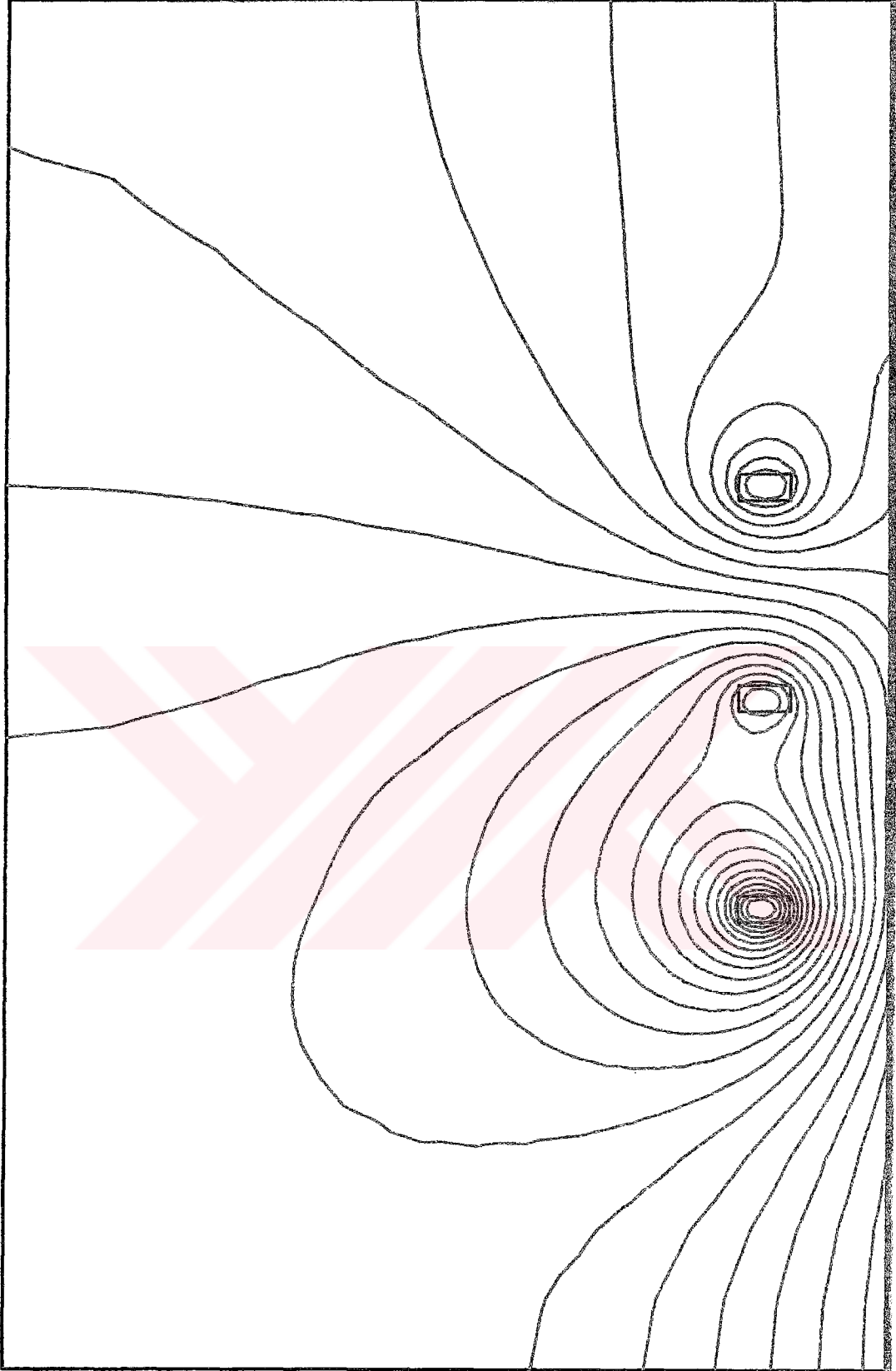
Şekil 7.7 Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı
(uygulama frekansı 350 Hz)



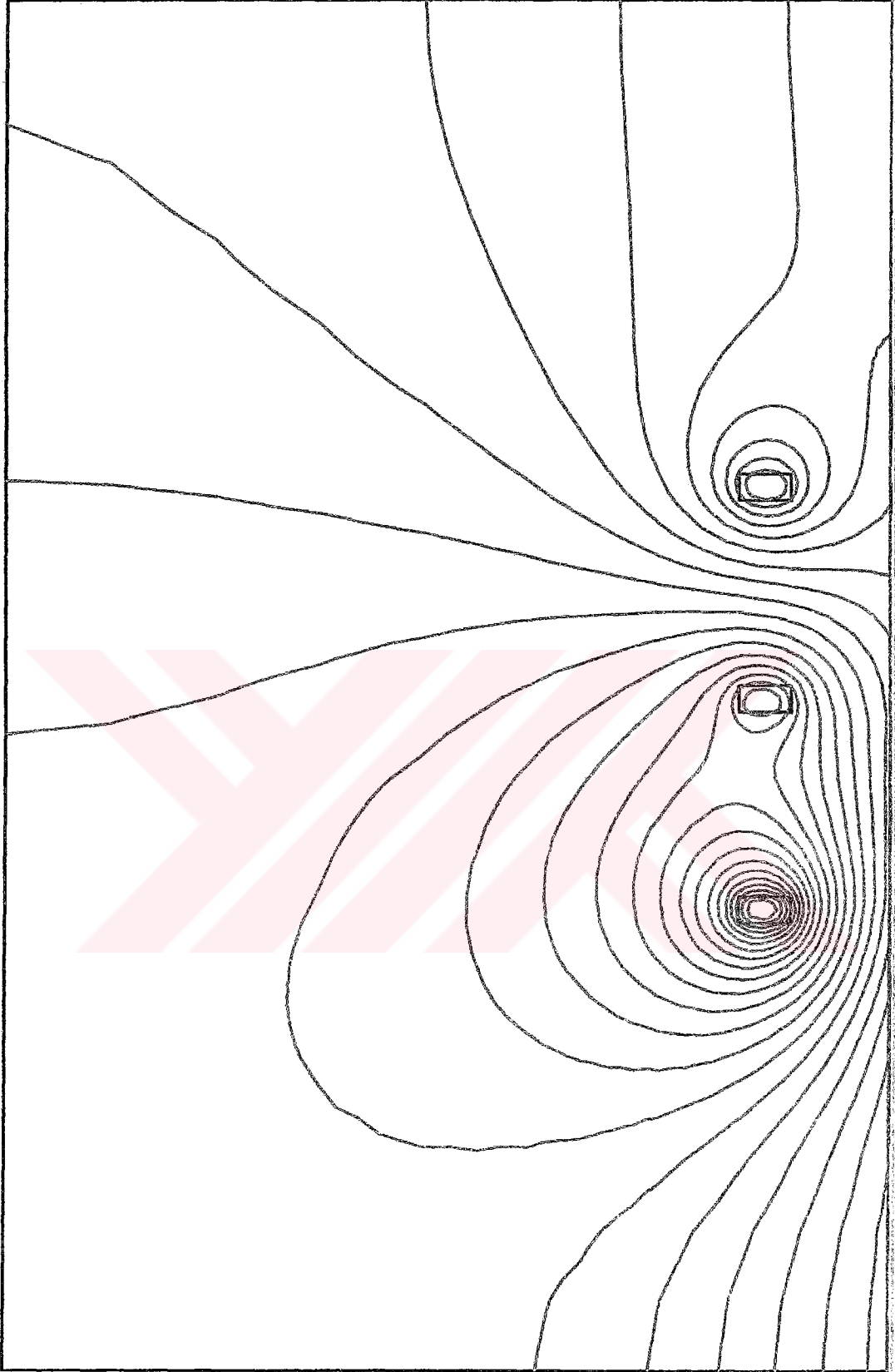
Şekil 7.8 Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 450 Hz)



Şekil 7.9 Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı
(uygulama frekansı 550 Hz)



Şekil 7.10 Üç Fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 650 Hz)

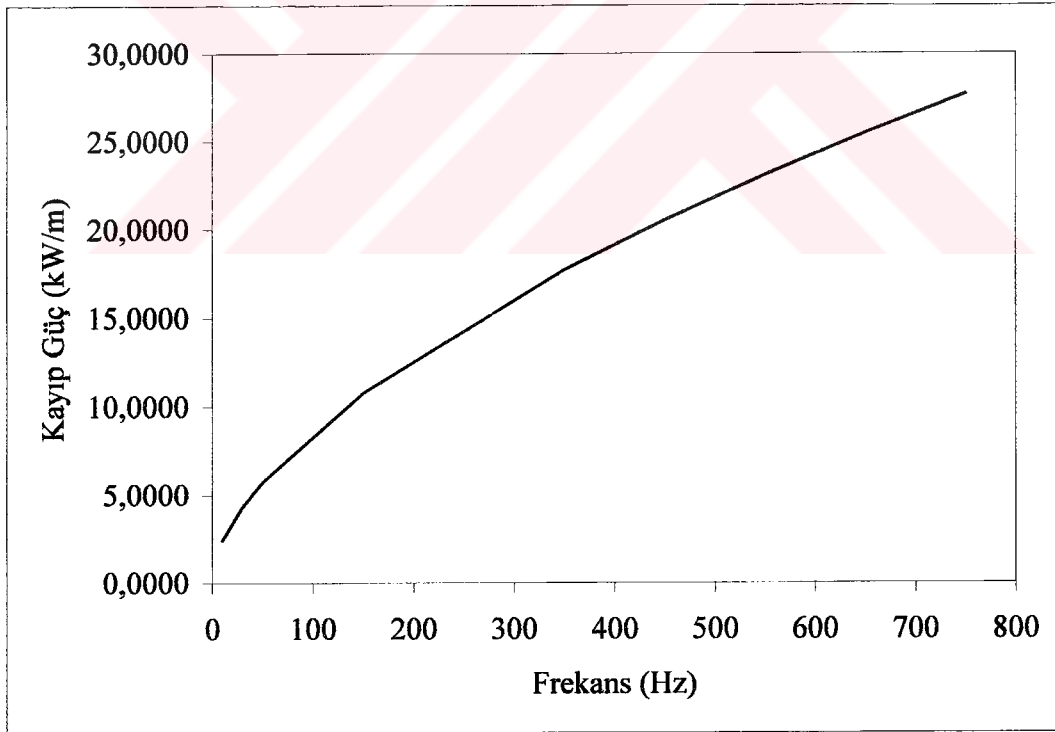


Şekil 7.11 Üç fazlı bara altındaki çelik plakadan oluşan sistemde alan dağılımı (uygulama frekansı 750 Hz)

Çıkış dosyası verileri kullanılarak kayıp gücün ve girdap faktörünün değişimleri Tablo 7.3, 7.4, 7.5 ve 7.6'da verilmektedir. Ayrıca bu değişimlerin grafiksel olarak gösterilişleri de Şekil 7.12, 7.13, 7.14 ve 7.15'de verilmektedir. Tablo ve grafiklerden de görülebileceği gibi, frekansın artışıyla birlikte kayıp güçte ve girdap faktöründe beklenildiği biçimde artışlar olmaktadır.

Tablo 7.3. Kayıp gücün frekansla değişimi

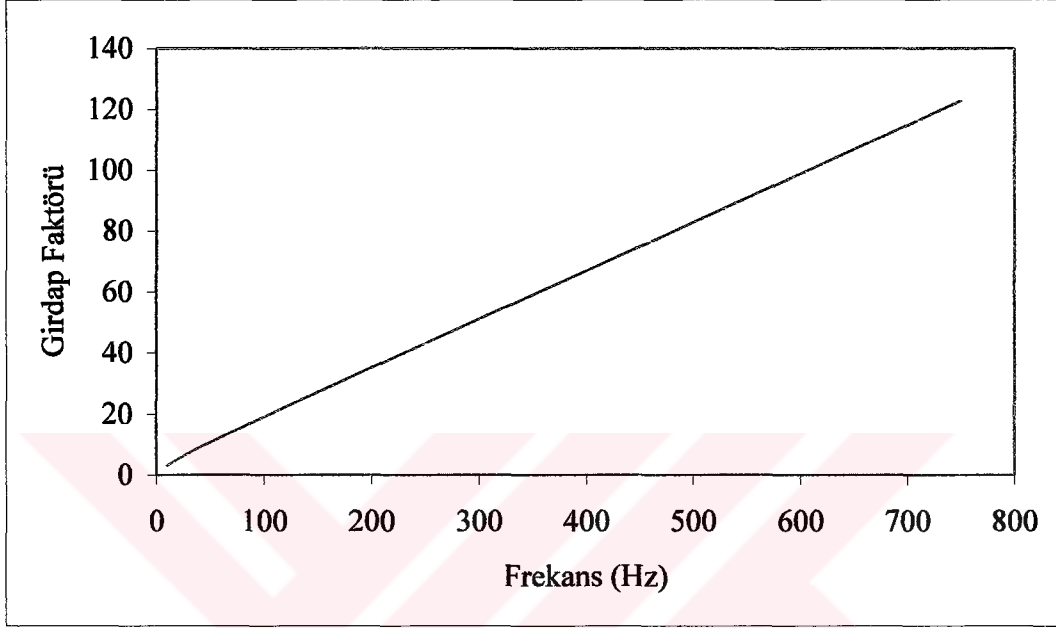
f Hz	Kayıp kW/m
10	2,4150
30	4,3130
50	5,7370
150	10,7700
350	17,7200
450	20,5300
550	23,0900
650	25,4600
750	27,6800



Şekil 7.12 Güç kaybının frekansla değişimi

Tablo 7.4. Faz 1 için girdap faktörü değişimi tablosu

$f(\text{Hz})$	10	30	50	150	350	450	550	650	750
Girdap Faktörü R_{AC} / R_{DC}	3,11	7,21	10,75	27,17	59,04	74,91	90,86	106,85	122,89



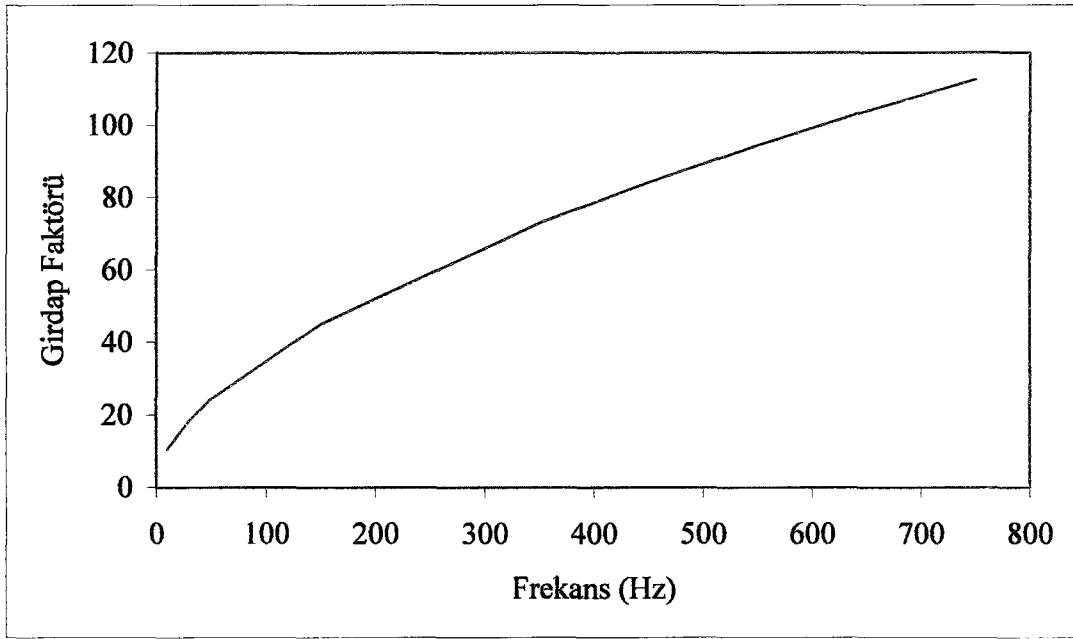
Şekil 7.13 Faz 1 için girdap faktörü değişimi

Tablo 7.5. Faz 2 için girdap faktörü değişimi tablosu

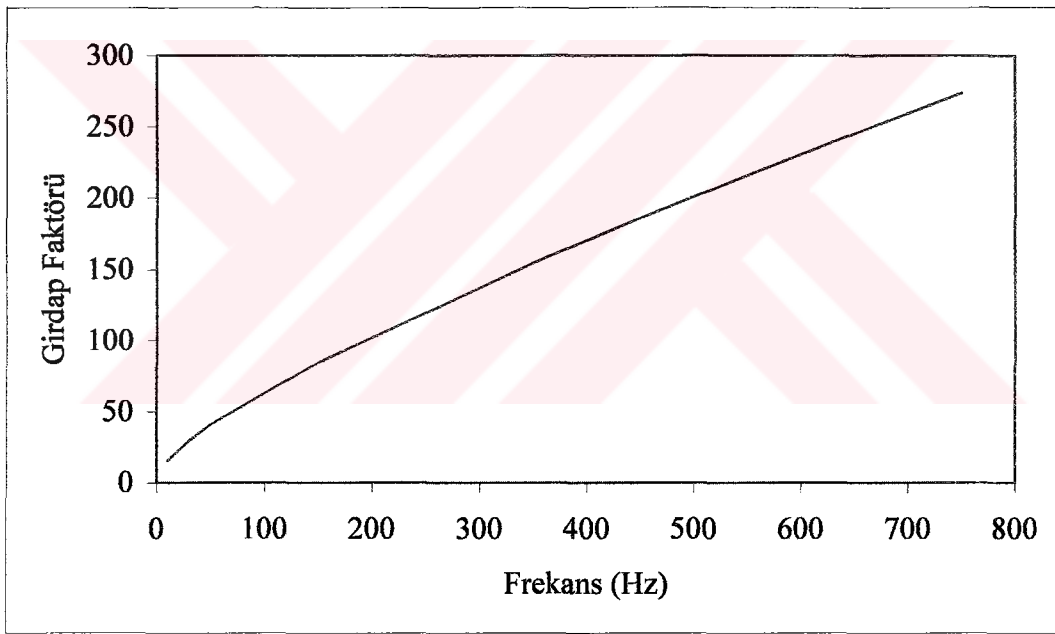
$f(\text{Hz})$	10	30	50	150	350	450	550	650	750
Girdap Faktörü R_{AC} / R_{DC}	10,5	18,6	24,5	45,07	73	84,2	94,4	103,9	112,7

Tablo 7.6. Faz 3 için girdap faktörü değişimi tablosu

$f(\text{Hz})$	10	30	50	150	350	450	550	650	750
Girdap Faktörü R_{AC} / R_{DC}	15,6	29,7	40,9	84,6	154,7	186,1	216,2	245,4	273,7



Şekil 7.14 Faz 2 için girdap faktörü değişimi



Şekil 7.15 Faz 3 için girdap faktörü değişimi

8. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Daha önce de belirttiğimiz gibi, girdap akımları oldukça uzun bir süredir elektrik mühendislerinin ilgilendiği bir konudur. Yüksek güçte ve yüksek frekansta çalışan elektrikli cihazların tasarımına yönelişle birlikte, girdap akımlarının etkileri daha fazla önem taşımaya başlamıştır. Girdap akımları doğrudan doğruya elektriksel malzemenin performansını etkilediğinden, mühendisler bu çeşit cihazları tasarlarken oldukça yüksek seviyede bir elektromanyetik alan teorisi bilgisine gereksinim duymaktadırlar. Bu etki daha önce de belirtildiği gibi istenir veya istenmez. Her iki tür uygulama için de, girdap akımları hassas bir şekilde modellenmeli ve hesaplanmalıdır. Çalışmamızın asıl amacı, böyle bir modellenmenin nasıl yapılabileceğine dair temel bilgilerin verilmesidir. Bunu yaparken başlangıçta sormuş olduğumuz:

- Verilen bir elektromanyetik olayı tanımlayan en uygun alan büyüklüğü nedir?
- Büyüklüğün matematiksel formülasyonu nedir?
- Bu formülasyonla bağlantılı yaklaşım nedir?

sorularına uygun yanıtlar çalışmamızda yer almaktadır.

Bu amaçla çalışmamızda girdap akımlarını ve deri etkisini modellemeye yönelik yöntemlerden söz ettik ve yapılacak olan benzeri çalışmalara temel olacak bilgileri vermeye çalıştık. Temel bilgileri verdikten sonra, piyasada pek çok benzeri yazılımdan birini kullanarak bir örnek çalışma gerçekleştirdik. Bu çeşit benzeri yazılımları bulmak günümüzde çok kolaydır. Bu yazılımlara baktığımızda en çok kullanılan yöntemin Sonlu Elemanlar Yöntemi olduğu görmekteyiz. Bunda en büyük etken, bilgisayarlardaki cevap süresi ve çözüm hızı açısından bakıldığında bu yöntemin daha kullanışlı olması yatmaktadır.

Girdap akımlarını ve etkilerini endüstride mümkün olduğu kadar ince saç levhalar seçmek ve bu saç levhaları birbirinden izole etmek suretiyle veya yüksek direnç değerli levha kullanarak (demir ve silikon karışımı ile oluşturulmuş) küçük tutmak ve

girdap akımlarının birbirleriyle birleşerek büyümelerini önlemek mümkün olmaktadır.

Daha önce de pek çok kez belirttiğimiz gibi, şu ana dek pek çok yöntem bulunmuş ve geliştirilmiştir ve yeni yöntemler de geliştirilmeye devam etmektedir. Yeni yöntemlerin geliştirilmesi, bundan böyle sadece o yöntemin kullanılacağı anlamına gelmemektedir. Önemli olan sistemimize en uygun yöntemi bulmak ve modellememizi buna uygun olarak geliştirmektir.



KAYNAKLAR

- [1] **Konrad, A.**, 1983. Eddy Currents and Modelling. *IEEE Transaction On Magnetics*, Vol. **MAG-21**, 1805-1810.
- [2] **Biro, O. And Preis, K.**, 1989. On the Use of the Magnetic Vector Potential in the Finite Element Analysis of Three Dimensional Eddy Currents, *IEEE Transaction On Magnetics*, Vol. **25**, 3145-59.
- [3] **Krawczyk, A. and Tegopoulos, J.A.**, 1993. Numerical Modelling of Eddy Currents, Clarendon Press, Oxford.
- [4] **Boduroğlu, T.**, 1988. Elektrik Makinaları Dersleri, Cilt 1, Beta Basım Yayım Dağıtım A.Ş.
- [5] **Sen, P.C.**, 1997. Principles of Electrical Machines and Power Electronics, John Wiley and Sons Inc., New York.
- [6] **Mohan, N., Undeland, T.M. and Robbins, W.P.**, 1989. Power Electronics Converters, Applications and Design, John Wiley and Sons Inc., New York.
- [7] **Libby, H.L.**, 1979. Introduction to Electromagnetic Nondestructive Test Methods, Robert E. Kreiger Publishing Company Moloher, Florida
- [8] **Hagemaiier, D.J.**, 1990. Fundamentals of eddy current testing, The American Society for Nondestructive Testing, INC.
- [9] **İdemen, M.**, 1986. Elektromanyetik Alan Teorisinin Temelleri, İstanbul Teknik Üniversitesi, Elektrik Elektronik Fakültesi.
- [10] **Blume, L.F., Boyajian, A., Camilli, G., Lennox, T.C., Minneci, S. and Montsinger, V.M.**, 1951. Transformer Engineering, John Wiley and Sons.
- [11] <http://www.mikeholt.com/studies/harmonic.htm>
- [12] **Fawzi, T.H., Ahmed, M.T. and Burke, P.E.**, 1985. On the Use of Impedance Boundary Conditions in Eddy Current Problems, *IEEE Trans. On Magnetics*, Vol. **MAG-21**, 1835-40.
- [13] **Nokota, T., Tokahashi, N. and Fujiwara, K.**, 1988. Physical Meaning of $\text{grad}\phi$ in Eddy Current Analysis Using Magnetic Vector Potentials, *IEEE Transaction On Magnetics*, Vol. **24**, 178-81.
- [14] **Nokota, T., Tokahashi, N., Fujiwara, K., Muramatsu, K. and Cheng, Z.G.**, 1988. Comparison of Various Methods for 3D Eddy Current Analysis, *IEEE Transaction On Magnetics*, Vol **24**, 3159-61
- [15] **Robert, P., Ito, M. and Tokahashi, T.**, 1992. Numerical Solution of 3D Transient Eddy Current Problems by the $A-\phi$ Method, *IEEE Transaction On Magnetics*, Vol **28**, 1166-69.
- [16] **Davey, K.R. and Barnes, W.J.**, 1983. Three Dimensional Eddy Current Problems Using the T- Ω Method and Fredholm Integral Equations, *IEEE Transaction On Magnetics*, Vol. **MAG-19**, 120-5.
- [17] **Patecki, A.**, 1994. Calculation of 3D Eddy Currents with Voltage Excitation, *6th International IGTE Symposium, Graz, Austria.*

- [18] **El-Sherbiny, M.K.**, 1973. Representation of the magnetization characteristics by a sum of potentials, *IEEE Transaction On Magnetics*, **MAG-9**, (1), 60-61.
- [19] **Sadiku, M.N.O.**, 1989. A Simple Introduction to Finite Element Analysis of Electromagnetic Problems, *IEEE Transaction On Magnetics*, Vol **EDU-32**, 85-93.
- [20] **Yıldız, D.**, 1991. Silindirik Sargılı Transformatörlerde Alan Dağılımının Sonlu Elemanlar Metodu ile Hesabı, *Yüksek Lisans Tezi*, İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- [21] **Pawluk, K. and Szweicer, T.**, 1978. Biharmonic Equation in Quasi-stationary Field Problem, *IEEE Transaction On Magnetics*, **MAG-14**, (5), 563-5.
- [22] **Ovacık, L.**, 1989. Sonlu Elemanlar Yöntemi ile Elektrostatik Alanların Sayısal Olarak Hesaplanması, *Yüksek Lisans Tezi*, İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- [23] <http://atp6000.tuwien.ac.at/MAGNET/WS/projects/proj3/node2.html>
- [24] **Grössinger, R. and Schrefl, T.**, 1999. Calculation of eddy currents in metal samples, *Projekterbeit Hart- u. Weichmagnete LV-Nr.131.019*, Wien.
- [25] **Salon, S.J. and Scheneider, J.M.**, 1981. A comparison of Boundary Integral and Finite Element Formulations of Eddy Current Problem, *IEEE Transaction On Power Apparatus and Systems*, Vol. **PAS 100**, 1473-79.
- [26] **Tsuboi, H. and Misaki, T.**, 1987. 3D Analysis of Eddy Current Distributions by the Boundary Element Method Using Vector Variables, *IEEE Transaction On Magnetics*, Vol. **MAG-23**, 3044-46.
- [27] <http://home.c2i.net/owand/flld8.htm>
- [28] **Andersen, O.W.**, User's Manual, FLD8 Skin Effect and Eddy Currents.

A.1. FLD8 İÇİN GİRİŞ VERİLERİ

Tablo A.1. FLD8 için giriş verileri tablosu

SKIN EFFECT AND EDDY CURRENTS

PROGRAM FLD8

INPUT SHEET

Sayısal veri gösterildiği şekilde 1,11,21 vb. sütünlara girilir. (Koordinat çizgilerine uygulamayınız.) Desimal nokta isteğe bağlıdır.

İSİMLENDİRME (Satır 1):
80 karakter

Boşlukları da dahil Max.

--

Sütun Veri Satır

DÜZGUN / SİMETRİK OLMAYAN ALAN (1 or 2)										1																
MİNİMUM AÇI (Eğer düz alansa sıfır)										11																
GİRİŞ ÇİZİMİNİN ÖLÇEĞİ (genellikle 1)										21																
FAZ SAYISI (GENELLİKLE 0, 1, 2 or 3)										31																
RMS FAZ AKIMI ($\neq 0^\circ$ dır eğer faz sayısı $\neq 0$)										41																
FREKANS										51																
PERİYODİKLİK KOŞULU (evet = 1 veya 2, hayır = 0, genellikle 0)										*1	61															
EĞER EVETSE, AÇISAL YERLEŞİM (dereceler, değilse 0)											71															
DİKEY IZGARAYOĞUNLUK AYIRMA ÇİZGİLERİ (Çizgilerin kalan kısmı sıfırlarla doldurulmalıdır. Max. 300 ızgaraçizgisi ve 30000 düğüm.)										1											3					
										11																4
										21																5
										31																6
										41																7
										51																8
										61																9
										71											10					
KOORDİNAT ÇİZGİ(LERİ) *2																					11					
YATAY IZGARAYOĞUNLUK AYIRMA ÇİZGİLERİ (Çizgilerin kalan kısmı sıfırlarla doldurulmalıdır. Max. 300 ızgaraçizgisi ve 30000 düğüm.)										1												12				
										11																13
										21																14
										31																15
										41																16
										51																17
										61																18
										71											19					
KOORDİNAT ÇİZGİ(LERİ) *2																					20					
İSTENİLEN DETAYLI BİLGİ																										
İLK YATAY ÇİZGİ)										1											21					
SON YATAY ÇİZGİ) eğer gerekli değilse,										11											22					
İLK DİKEY ÇİZGİ) sıfırlar										21											23					
SON DİKEY ÇİZGİ)										31																
AKI ÇİZİMİ ÖLÇEĞİ (sadece yazıcı ve çizici için kullanılır, ekran için kullanılmaz)										1																
AKI ÇİZGİLERİNİN SAYISI										11											24					
PROFİL ÇİZGİLERİNİN SAYISI (max. 150)										21																
Her bir profil çizgisi için :																										
NOKTA SAYISI (max. 150, toplam 1500)										*3	1															
ÖZGÜL GEÇİRGENLİK (0 veya 1, demir hariç)											11															
İLETKENLİK, M/OHM*SQ.MM (Cu için ≈ 47.6)											21										25					
FAZ BAĞLANTISI (genellikle 0, 1, 2 veya 3)											31										27					
FAZ AKIMININ YÖNÜ (0, 1 veya -1)											41										29					
KOD										*4	51															
KOORDİNAT ÇİZGİ(LERİ)										*2											26,28,30					

*1: 1 ve 2 kodları için kodlar kısmına bakınız. Kod 3 yatay olarak Kod 4 ise dikey olarak iç nokta numaralandırmasına zorlar.

Kod 4 genellikle saç sargılarda kullanılır.

*2: Ayrı açıklamaya bakınız.

*3: Gerçekte koordinat, kod, vb. çifti.

*4: Bir sonraki sayfaya bakınız.

A.2. KODLAR (Giriş Satırları 25,27, vb.)

- 0 Normal girdap akımı bölgesi. Tümü aynı $\vec{U}$ 'ya sahip bir veya daha fazla paralel faz bağlı iletkenler. $\vec{U} = 0$ olan faz bağlanmamış iletkenler.
- 1 Dik akı çizgili, hesaplamalardan hariç tutulan bölge.
- 2 Tanımlanmış akı çizgisiyle sınırlandırılmış tanımlı akı çizgisi veya bölge. Akı çizgileri uygun kodu alabilmeleri ve ayrıca diğer profil çizgileri ile ortak çizgi parçalarına sahip olabileceğinden genellikle ilk olarak girilmelidir. Izgara, çizgi parçaları ilk girildiğinde bunlara uydurulur. 11 ve 41 arası değerler normalde sıfır olarak girilir. Bu çizgi boyunca sabit potansiyel vektörü de sıfıra eşittir. Bu program için referans potansiyel üretilmesini sağlar. Bu nedenle en az bir akı çizgisi girilmesi gerekmektedir. Fakat, tek bir nokta olarak da tanımlanabilir. Çok nadir olarak sıfırdan farklı $\vec{A}$ 'lı akı çizgileri girilmesi istenir. Bu 31'nci sütunda $\vec{A}$ 'nın tam değerinin ve sütun 41'de faz açısının derece olarak girilmesiyle gerçekleştirilir.
- 2.1 Düz bir çizgi üzerindeki vektör potansiyelinin lineer değişimi. İlk noktadaki vektör potansiyelinin tam değeri 11'nci sütunda ve derece olarak faz açısı 21nci sütunda verilir. İkinci nokta için vektör potansiyeli ve faz açısı 31 ve 41'nci sütunlarda verilir.
- 2.2 Yarıçapla ters orantılı düz bir çizgi üzerindeki simetrik olmayan alandaki vektör potansiyeli. İlk noktanın vektör potansiyel değeri 31'nci sütunda, derece olarak faz açısı 41'nci sütunda verilir. Bu, çizgiyi sıfırdan farklı, sabit $\vec{A} \cdot r$ 'li bir akı çizgisine dönüştürür.
- 3 Bir veya daha fazla faz bağlantılı düzgün akım dağılımlı iletkenler.
- 4 Toplam faz akımını eşit oranda paylaşmış girdap akımlı iletkenler.
- 5 Kod 4'le aynı, fakat iletkenin yarısını tanımlar.
- 6 Toplam akımı sıfır olan tek faz olmayan bağlantılı iletken. Kod 6 ve sonrası için program 10 farklı $\vec{U}$ değeri ile sınırlıdır.
- 7 Toplam akımı sıfır olan paralel faz olmayan bağlantılı iletken.
- 8 31'nci sütunda toplam akımı, 41'nci sütunda faz açısı tanımlanmış iletken. Düzgün olmayan akım dağılımı.
- 9 Kod 8 ile aynı, fakat düzgün akım dağılımı için.
- 10 Kod 8 ile aynı, fakat $\vec{U}$ 'yu iletken üzerindeki düğümlerdeki toplam akım ve vektör potansiyellerinin fonksiyonu haline getirir. İç düğüm numaralandırması levha yönünde olmalıdır; örneğin dikey doğrultuda. Kod 4, 2 nolu Satırdaki 61 nolu sütununun bu şekilde olmasını sağlar. Levhalar sonlu incelikteki izolasyon elemanı ile birbirinden ayrılmalı ve her bir levha için iki dikey ızgara çizgisi olmalıdır. Toplam yatay ızgara çizgisi sayısı artı, levha üzerinden geçen yatay ızgara çizgilerinin sayısı 174'ü geçemez. Kod 10, sınırlı ızgara düzeni ile geçici bir çözüm sunar. Böylece herhangi bir sayıda, değişik değerli $\vec{U}$ olabilir [27,28].
- ≥ 15 Doyurulabilir demir. Mıknatıs geçirgenliği ve iletkenlik giriş verisinde sıfır olarak girilir. Akım taşıyıcı iletkenler doyurulabilir demir seçildiğinde sadece kod 3 ve kod 9 kullanılabilir [27].

A.3. DİĞER GİRİŞ TANIMLAMALARI

SATIR 1 : İsimlendirme boşluklar da dahil olmak üzere 80 karaktere kadar yapılabilir. Bu ilk çıkış sayfasında ve ayrıca akı çıktısında gözüktür. Klavye üzerindeki harflerin, sayıların ve özel sembollerin herhangi bir kombinasyonu kullanılabilir.

SATIR 2 : Her ne kadar veri giriş sayfasında belirtilmese de, 1nci sütun sıfır girilebilir. Bu profil çizgilerinin kutupsal koordinatlarda ve başlangıç ızgarasının dairesel yaylardan ve radyal çizgilerden oluştuğunu belirtir. 1nci sütundaki sayıya 10 eklenmesi, Satır 2'den sonraki giriş verisinin alt program INPGN tarafından üretilceğini ifade eder.

Çizim daima x veya r eksenini yatay eksen ve y veya z eksenini dikey eksen olacak şekilde ilişkilendirilmiştir. Giriş koordinatlarının merkezi tüm koordinatların pozitif olacağı kadar uzun olabilir, fakat çıkış koordinatları daima aşağıdaki gibidir:

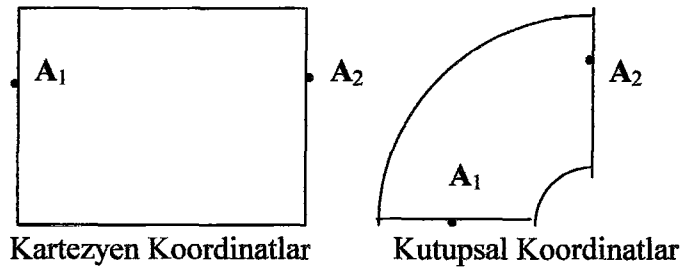
x-min = 0	(Düzgün alan)
r-min = 11nci sütunda belirtilen minimum açı	(Simetrik olmayan alan)
y-min = 0	(Düzgün alan)
z-min = 0	(Simetrik olmayan alan)

Simetrik olmayan problemler daima sol tarafta z eksenine sahiptir. Minimum açı simetri ekseninden doğru açıdır. Eğer simetri eksenini sol bölge sınırında ise, minimum açı sıfır olacaktır.

Giriş çizimi için ölçek (küçük çizimler küçük ölçeklidir.) hemen hemen her zaman 1 (bir) olarak tanımlanmalıdır. Herhangi bir durumda, çıkışın yeterli sayıda anlamlı rakamı içerebilmesi için ölçek 0,1 ile 10 arasında değiştirilebilir. Eğer ölçek bu değerlerin dışında kalıyorsa, doğru biçime getirebilmek için, örneğin 0,1 ile 10 arasında bir yaklaşım faktörü ile çarpılmalıdır. Tanımlanan minimum açı (sütun 11) ve çıkış bilgisi de buna uygun olarak değiştirilmelidir.

Eğer faz bağlı iletkenlere uygulanan kodlar kullanılmıyorsa, faz sayısı ve efektif faz akımı sıfır olarak girilebilir.

Periyodiklik koşulu hem kartezyen hem de kutupsal koordinatlar için kullanılabilir. Sağ ve sol sınırlar için sınır koşulu Şekil A.1'de gösterildiği gibidir. Eğer bu uygulanıyorsa, 61'nci sütunda kod 1 tanımlanmalıdır.



Şekil A.1 Kartezyen ve kutupsal koordinat gösterimi

Uygun pozisyonlardaki vektör potansiyelleri aynı mutlak değere $|A_1| = |A_2|$ sahiptir ve açısal yerleşimleri 71'nci sütunda tanımlandığı biçimdedir.

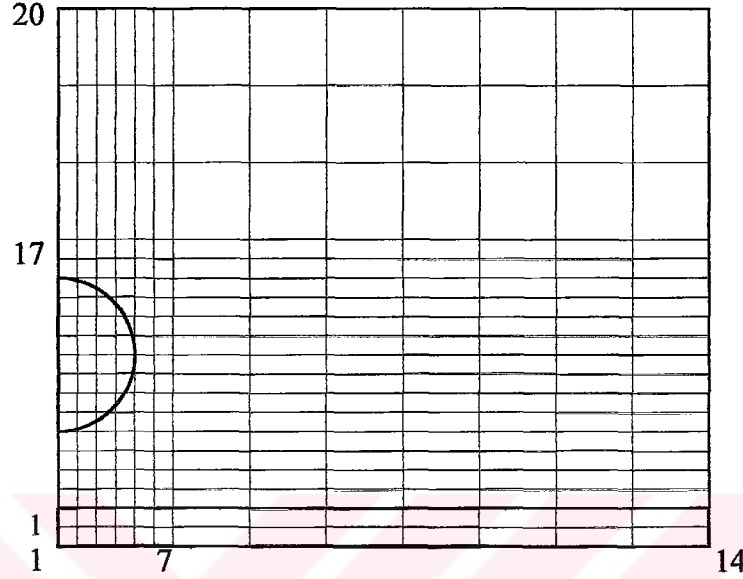
Matrisin bant genişliği, kod 1 periyodiklik koşulu uygulandığında, dikey veya radyal çizgi sayısı 173 ile sınırlıdır.

EK-A

61'nci sütündaki kod 2, benzer biçimde, periyodiklik koşulunun daha aşağı ve yukarı sınırlara uygulandığını ifade eder.

Kutupsal koordinatlarla tam bir daire hesaplanabilir. Son radyal ızgara çizgisi başlangıç ızgara çizgisi ile aynı olacaktır. Periyodiklik koşulu seçilmeli ve açısal yerleşim sıfır olarak verilmelidir.

SATIR 3 İLE 10 ARASI:



Şekil A.2 Örnek ızgara yoğunluk çizgileri

Izgara yoğunluğunun değiştiği (ızgara yoğunluk ayırma çizgileri) yerlerdeki dikey ızgara çizgileri için çizgi numaraları girilir. Bir plaka üzerindeki silindirik bir iletkeni gösteren Şekil A.2'deki örnekte, bunlar 1,7 ve 14'tür. Akı yoğunlukları, sayısal çözümdeki her bir üçgende sabit kabul edilir ve ızgara özellikle kritik bölgelerde, bunu kabul edilebilir doğrulukla sağlayabilecek şekilde uygun olmalıdır. Herhangi bir durumda, ızgara çizgileri, aynı bölgede ızgara çizgileri ile profil çizgisi noktaları birbirinden uzak mesafede kalacak şekilde yeterli yakınlıkta olmalıdır.

SATIR(LAR) 11 : Izgara yoğunluk ayırma çizgilerinin x veya r koordinatlarını içeren bir veya daha fazla çizgi burada girilir. 10 koordinata kadar bir çizgi üzerinde girilir. Her bir koordinat, desimal noktadan sonra bir basamağa sahip, beş basamaklı bir sayıdan oluşur. Bir sonraki koordinattan önce boşluk vardır. Koordinat 1000 mm'den daha azsa, sıfırla başlayarak girilir. Örneğin koordinatlar aşağıdaki gibi olabilir.

00.0 0015.0 0085.0

SATIR 12 İLE 19 ARASI : Örnekte, yatay ızgara yoğunluk ayırma çizgisi numaraları 1, 17 ve 20'dir.

SATIR 20 : Örnekte y koordinatları aşağıdaki gibidir.

00.0 0040.0 0070.0

SATIR 21 İLE 23 ARASI : Detaylı çıkış bilgisi gerçekten ilgilenilen bölgelerle sınırlandırılmadığında çıkış dosyasını önemli miktarda büyültür ve hesaplama

süresini arttırır. Bilgi, düğüm koordinatlarını, vektör potansiyellerini, geçirgenlikleri, iletkenlikleri, akım yoğunluklarını ve akı yoğunluklarını içerir. Sadece bir bölgenin detaylı çıkışı isteniyorsa, 22 ve 23 Satırları sıfırla doldurulmalıdır. Detaylı çıkış bilgisi program çalıştırıldıktan sonra DETAILS komutuyla elde edilebilir. Bu komut yeni OUTPUT dosyası oluşturur ve eskisini siler.

SATIR 24 : Akı çizim ölçeği ekrandaki çizim için önemli değildir. Yazıcı veya çizicide çizdirmek için kullanılır. Fakat değeri çok büyük verilirse program tarafından otomatik olarak azaltılır. Çizim eğer daha iyi bir kağıt kullanımı sağlıyorsa, otomatik olarak 90° döner.

SATIR ≥ 25 : Izgara, ilk seferde girilen iki veya daha fazla çizgi için ortak çizgi aralıklarına sabitlendiğinden, profil çizgilerinin uygun aralıklarla girilmesi önemlidir. Bunun anlamı, akı çizgileri ilk olarak girilmeli, böylece akı çizgilerinin uygun kodu alması sağlanmalıdır.

Noktaların sayısı (Satır 25, sütun 1), programın girişi düzgün şekilde okumasını mümkün kılmak için kullanılır. Bu, koordinat çizgisi formatında girilmiş, beş basamaklı sayı çiftlerinin sayısı anlamına gelir. Profil çizgilerini tanımlamak için önceden programlanmış şekiller kullanılırken bu akılda tutulmalıdır.

Yapı çeliği için, her ne kadar gerçek koşullarda oldukça lineer olmasa da, 400'ün bağıl geçirgenliği hesaplanan kayıpların doğru olmasını sağlayacaktır. Yapı çeliğinin iletkenliği yaklaşık olarak $6,5 \text{ m} / \Omega \cdot \text{mm}^2$ 'dir [27,28].

A.4. KOORDİNAT ÇİZGİLERİ

Bir çizgi bir, iki, üç, dört veya beş koordinat, kod, vb. çiftini içerir. Beşten fazla çiftin olduğu, daha fazla çizgi gerektiren durumlarda yalnızca son çizgi beşten daha az olabilir.

Her bir koordinat genellikle desimal noktadan sonra bir basamak olmak üzere, beş basamaklı bir sayıdan ibarettir. Bir sonraki koordinattan önce boşluk vardır. İlk olarak x veya r koordinatı, ardından da y veya z koordinatı girilir. Bir koordinat 1000 mm'den az olduğunda, sıfırla başlayarak girilir [27,28]. Örnek:

0000.0	0100.0	0030.2	0400.5	0102.6	1206.8
x	y	x	y	x	y
nokta 1		nokta 2		nokta 3	

Diğer olasılıklar :

123.45	Normalde koordinatlar 1/10 yaklaşıklıkla yuvarlanabilir.
1234.56	Bir sonraki sayıyı boşluk olmadan ayıracağından sakınılmalıdır.
-123.4	Dairesel yayın merkez koordinatı olduğunda izin verilebilir.

A.5. KOORDİNATLARIN GİRİLMESİ İÇİN TALİMATLAR

1. Referans noktasının (orjinin) pozisyonu, koordinatlar daima pozitif olması gerekmediği sürece önemli değildir.
2. Izgara çizgileri yatay ve dikeydir ve çizim buna uygun düzenlenmelidir. Simetrik olmayan problemler için, simetri eksenini (iki boyutlu problemlerde, düz alanda y doğrultusunda olduğu gibi) eksen solda olacak şekilde dikey yönde olmalıdır.
3. Giriş verileri Satır 11'de sadece x(r) koordinatları, Satır 20'de ise sadece y(z) koordinatları girilir.

4. Profil çizgileri açık veya kapalı eğriler olabilir. Tek nokta olarak da girilebilir. Kapalı eğriler için, son nokta ilk noktaya aynı koordinatlara sahip olmalıdır. Yalnızca kapalı eğriler için geçirgenlik ve iletkenlik sıfırdan farklı verilebilir. Eğrilerin saat yönünde veya saat yönü tersi yönünde girilmesi önemli değildir.
5. Noktalar aynı koordinatları sahip olduğunda veya nokta bir başka profil çizgisine ait daire parçası üzerinde olduğunda, hatayı azaltmak için 0,01 mm'lik maksimum hataya izin verilir.
6. Aynı çizgi parçası iki kez girildiğinde, ızgara sadece ilk girilen çizgi parçasına uydurulur. Bu nedenle, her ne zaman akı çizgileri diğer profil çizgileri ile ortak çizgi parçasına sahip olduklarında, tüm noktaların doğru kodu alabilmesini sağlamak amacıyla akı çizgileri ilk olarak girilmelidir. En azından 2, 2.1 veya 2.2 kodlu bir akı çizgisi veya nokta tanımlanmalıdır.
7. Maksimum 150 çizgi için, her bir profil çizgisi için maksimum 150 noktaya izin verilir. Fakat noktaların toplam sayısı 1500'ü geçemez. Eğer profil çizgisi için 150'den fazla nokta gerekiyorsa, iki veya daha fazla parçaya bölünmelidir.
8. Noktalar birbirine gerektiğinden fazla yakın olmamalıdır ve boşluk en azından o bölgedeki bölmelere eşit olmalıdır (noktaların dairesel olduğu durum hariç).
9. Eğer bir profil çizgisi bölge sınırlarının dışında kalırsa, program onu bölge sınırına öteleyecektir.
10. Bir profil çizgisinin parçası bir bölge sınırını izlediğinde, bu kısım ilk olarak girilmeli ve sınır içersindeki noktalar yarı bölme mesafesinden daha uzak olmalıdır. Bu, çizginin bu kısmı ayarlandığında, sınırdaki ızgara noktalarının geçersiz olmasını önleyecektir.
11. Eğer bölgenin bir bölümü hesaplamalardan çıkartılırsa ve akı çizgileri dik açılı olarak girilirse, bu bölge etrafındaki kapalı eğri kod 1 olarak tanımlanır. Eğer bölge bir akı çizgisi tarafından sınırlandırılmışsa kod 2 kullanılır.
12. Problemler bazen üç çizginin keskin açılarda bir noktada kesişmesi şeklinde olur. Böyle bir durumda, ızgara noktaları çizgi ayarları için geçersiz olabileceğinden dolayı ortadaki çizgi son olarak girilmemelidir.
13. Ortak noktalar program tarafından otomatik olarak yerleştirilir [27,28].

A.6. ÖLÇEKLENDİRME

Biçim tanımlamaları 10 metreden az olan giriş koordinatları gerektirir. Bazı uygulamalarda, özellikle jeofizik uygulamalarında, kayanın veya çekirdeğin indüksiyon akımı bulunmak istendiğinde bu sınır aşılır. Ayrıca, bu durumda iletkenlikler çok düşüktür. Problem, boyutlarda k 5000 ve katları olacak şekilde, $1/k$ faktörü kullanılarak azaltılabilir. Frekans ve geçirgenlik değiştirilmeyebilir ve iletkenlikler k^2 ile orantılı olarak arttırılır. Endükleme akımını sabit tutabilmek için, diğer hesaplanan değerler aşağıdaki gibi değiştirilmelidir [27,28].

Akım yoğunluğu	J , k^2 ile orantılı olarak
Akı yoğunluğu	B , k ile orantılı olarak
Vektör potansiyeli	A , değişmez
Gerilim V/m	U , değişmez
Kayıp kW/m	P , değişmez

EK-B

PROGRAM FLD8

SKIN EFFECT AND EDDY CURRENTS

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 10 Hz)

FLAT, TWO DIMENSIONAL FIELD

SCALE, INPUT DRAWING 1.000

NUMBER OF PHASES 3.0

RMS PHASE CURRENT 5000.00

FREQUENCY 10.00

POSITIONS, VERTICAL GRID LINES

1-10	0.0	133.3	266.7	400.0	450.0	500.0	550.0	600.0	618.7	637.5
11-20	656.2	675.0	693.7	712.5	731.2	750.0	757.5	765.0	772.5	780.0
21-30	787.5	795.0	802.5	810.0	817.5	825.0	828.1	831.2	834.4	837.5
31-40	840.6	843.7	846.9	850.0	862.5	875.0	887.5	900.0	912.5	925.0
41-50	937.5	950.0	956.2	962.5	968.7	975.0	987.5	1000.0	1012.5	1025.0
51-60	1037.5	1050.0	1075.0	1100.0	1125.0	1150.0	1162.5	1175.0	1187.5	1200.0
61-70	1212.5	1225.0	1229.2	1233.3	1237.5	1241.7	1245.8	1250.0	1260.0	1270.0
71-80	1280.0	1290.0	1300.0	1310.0	1320.0	1330.0	1340.0	1350.0	1354.2	1358.3
81-90	1362.5	1366.7	1370.8	1375.0	1393.7	1412.5	1431.2	1450.0	1466.7	1483.3
91-100	1500.0	1516.7	1533.3	1550.0	1562.5	1575.0	1587.5	1600.0	1612.5	1625.0
101-110	1629.2	1633.3	1637.5	1641.7	1645.8	1650.0	1666.7	1683.3	1700.0	1716.7
111-120	1733.3	1750.0	1753.1	1756.2	1759.4	1762.5	1765.6	1768.7	1771.9	1775.0
121-130	1787.5	1800.0	1812.5	1825.0	1837.5	1850.0	1875.0	1900.0	1925.0	1950.0
131-140	1975.0	2000.0	2050.0	2100.0	2150.0	2200.0	2300.0	2400.0	2500.0	2600.0

POSITIONS, HORIZONTAL GRID LINES

1-10	0.0	3.0	5.0	7.0	8.0	9.0	9.6	10.0	56.7	103.3
11-20	150.0	175.0	200.0	225.0	250.0	275.0	300.0	325.0	350.0	400.0
21-30	450.0	500.0	550.0	600.0	700.0	800.0	900.0	1100.0	1300.0	1500.0
31	1700.0									

SCALE, FLUX PLOT 1.000

NUMBER OF FLUX LINES 25.0

RELATIVE PERMEABILITY 0.00000

CONDUCTIVITY, M/OHM*SQ.MM 0.000

PHASE CONNECTION 0.0

VECTOR POTENTIAL 0.000E-01

PHASE ANGLE, DEGREES 0.00

CODE 2.0

X Y

0.00 0.00

2600.00 0.00

RELATIVE PERMEABILITY 400.00000

CONDUCTIVITY, M/OHM*SQ.MM 6.500

PHASE CONNECTION 0.0

CODE 0.0

X Y

0.00 0.00

2600.00 0.00

2600.00 10.00

0.00 10.00

0.00 0.00

RELATIVE PERMEABILITY 1.00000

CONDUCTIVITY, M/OHM*SQ.MM 47.600

PHASE CONNECTION 1.0

DIRECTION OF PHASE CURRENT: POSITIVE

CODE 3.0

EK-B

X	Y
850.00	200.00
900.00	200.00
900.00	300.00
850.00	300.00
850.00	200.00

RELATIVE PERMEABILITY 1.00000
CONDUCTIVITY, M/OHM*SQ.MM 47.600
PHASE CONNECTION 2.0
DIRECTION OF PHASE CURRENT: NEGATIVE
CODE 3.0

X	Y
1250.00	200.00
1300.00	200.00
1300.00	300.00
1250.00	300.00
1250.00	200.00

RELATIVE PERMEABILITY 1.00000
CONDUCTIVITY, M/OHM*SQ.MM 47.600
PHASE CONNECTION 3.0
DIRECTION OF PHASE CURRENT: POSITIVE
CODE 3.0

X	Y
1650.00	200.00
1700.00	200.00
1700.00	300.00
1650.00	300.00
1650.0	200.00

FOR EACH CONDUCTOR:
THE UNIFORM CURRENT LOSS IS CALCULATED FOR A UNIFORM DISTRIBUTION OF THE TOTAL CURRENT IN THAT CONDUCTOR. THIS MEANS THAT IF THERE ARE SEVERAL PARALLEL CONDUCTORS NOT SHARING THE TOTAL PHASE CURRENT EQUALLY, THE UNIFORM CURRENT LOSS WILL NOT BE THE SAME IN EACH PARALLEL CONDUCTOR. THE ACTUAL LOSS IS CALCULATED BY A SUMMATION OF I-SQUARED TIMES R FOR EACH TRIANGLE.

FOR EACH PHASE:
THE UNIFORM CURRENT LOSS IS CALCULATED FOR A UNIFORM DISTRIBUTION OF THE TOTAL PHASE CURRENT BETWEEN ALL PARALLEL CONDUCTORS (SAME CURRENT DENSITY). THE ACTUAL LOSS IS CALCULATED BY TAKING THE REAL PART OF U TIMES I-CONJUGATE. BECAUSE LOSS IN ONE PHASE MAY BE PARTLY SUPPLIED BY ANOTHER PHASE, THE ACTUAL LOSS MAY BE LESS THAN THE UNIFORM CURRENT LOSS.

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
0.00 2600.00 0.00 10.00
WITH PHASE CONNECTION 0.0
MAX. FLUX DENSITY 3.5137
TOTAL CURRENT 10998.80
PHASE ANGLE, DEGREES 238.92

EK-B

DEPTH OF PENETRATION 3.121
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 2.269
LOSS, KW/M 2.100E+00
FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -9.536E+00
F-Y -6.046E+03

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
850.00 900.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 1.0
VOLTS/M 4.934E-01
PHASE ANGLE, DEGREES 97.61
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
DEPTH OF PENETRATION 23.068
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 9.198E+00
F-Y 6.624E+00
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.282E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.310E-06
BX-MAX 2.413E-02
BY-MAX 2.524E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1250.00 1300.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 2.0
VOLTS/M 4.878E-01
PHASE ANGLE, DEGREES 123.06
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
DEPTH OF PENETRATION 23.068
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 6.766E+00
F-Y 1.791E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.274E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.454E-06
BX-MAX 2.544E-02
BY-MAX 2.691E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1650.00 1700.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 3.0
VOLTS/M 3.671E-01
PHASE ANGLE, DEGREES 146.89
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
DEPTH OF PENETRATION 23.068
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

EK-B

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 5.538E-01
F-Y 5.840E+00
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.218E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.213E-06
BX-MAX 2.336E-02
BY-MAX 2.139E-02

FOR PHASE 1.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 4.934E-01
PHASE ANGLE, DEGREES 97.61
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M-3.266E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS -3.110
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M-1.307E-05
REACTANCE, OHM/M 9.781E-05
IMPEDANCE, OHM/M 9.868E-05

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 4.878E-01
PHASE ANGLE, DEGREES 123.06
CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.105E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 10.520
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 4.420E-05
REACTANCE, OHM/M 8.697E-05
IMPEDANCE, OHM/M 9.756E-05

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 3.671E-01
PHASE ANGLE, DEGREES 146.89
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.637E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 15.583
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 6.548E-05
REACTANCE, OHM/M 3.321E-05
IMPEDANCE, OHM/M 7.342E-05

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01
ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.415E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 7.664

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.415E+00
LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 2.415E+00
WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED

EK-B

BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 8.670E+01

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 30 Hz)

FLAT, TWO DIMENSIONAL FIELD
SCALE, INPUT DRAWING 1.000
NUMBER OF PHASES 3.0
RMS PHASE CURRENT 5000.00
FREQUENCY 30.00

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
0.00 2600.00 0.00 10.00
WITH PHASE CONNECTION 0.0
MAX. FLUX DENSITY 3.7282
TOTAL CURRENT 9756.62
PHASE ANGLE, DEGREES 239.46
DEPTH OF PENETRATION 1.802
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 4.237
LOSS, KW/M 3.998E+00
FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -1.009E+01
F-Y -7.124E+03

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
850.00 900.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 1.0
VOLTS/M 1.116E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 97.80
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
DEPTH OF PENETRATION 13.319
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 1.098E+01
F-Y 1.064E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.298E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.278E-06
BX-MAX 2.476E-02
BY-MAX 2.534E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1250.00 1300.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 2.0
VOLTS/M 1.109E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 129.38
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
DEPTH OF PENETRATION 13.319
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

EK-B

ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 7.290E+00
F-Y 2.169E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.296E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.398E-06
BX-MAX 2.603E-02
BY-MAX 2.676E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

1650.00 1700.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 3.0

VOLTS/M 8.273E-01

PHASE ANGLE, DEGREES 161.08

TOTAL CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 120.00

DEPTH OF PENETRATION 13.319

AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000

FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X -1.766E-01

F-Y 9.808E+00

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.227E-06

SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.186E-06

BX-MAX 2.395E-02

BY-MAX 2.117E-02

FOR PHASE 1.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.116E+00

PHASE ANGLE, DEGREES 97.80

CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 0.00

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M -7.577E-01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS -7.213

DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06

AC RESISTANCE, OHM/M 3.031E-05

REACTANCE, OHM/M 2.212E-04

IMPEDANCE, OHM/M 2.232E-04

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 1.109E+00

PHASE ANGLE, DEGREES 129.38

CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 60.00

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.952E+00

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 18.587

DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06

AC RESISTANCE, OHM/M 7.810E-05

REACTANCE, OHM/M 2.076E-04

IMPEDANCE, OHM/M 2.218E-04

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 8.273E-01

PHASE ANGLE, DEGREES 161.08

EK-B

CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 3.118E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 29.683
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 1.247E-04
REACTANCE, OHM/M 1.087E-04
IMPEDANCE, OHM/M 1.655E-04

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01
ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 4.313E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 13.686

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 4.313E+00
LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 4.313E+00
WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED
BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 7.127E+01

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 50 Hz)

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
0.00 2600.00 0.00 10.00

WITH PHASE CONNECTION 0.0

MAX. FLUX DENSITY 3.7935
TOTAL CURRENT 9944.04
PHASE ANGLE, DEGREES 240.82
DEPTH OF PENETRATION 1.396
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 5.612
LOSS, KW/M 5.421E+00
FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -9.909E+00
F-Y -7.681E+03

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
850.00 900.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 1.0

VOLTS/M 1.662E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 97.82
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
DEPTH OF PENETRATION 10.316
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 1.129E+01
F-Y 1.269E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.307E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.262E-06
BX-MAX 2.508E-02
BY-MAX 2.531E-02

EK-B

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1250.00 1300.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 2.0

VOLTS/M 1.664E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 131.97
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
DEPTH OF PENETRATION 10.316
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 7.200E+00
F-Y 2.367E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.308E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.373E-06
BX-MAX 2.634E-02
BY-MAX 2.664E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1650.00 1700.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 3.0

VOLTS/M 1.258E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 166.98
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
DEPTH OF PENETRATION 10.316
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X -5.902E-01
F-Y 1.179E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.234E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.175E-06
BX-MAX 2.425E-02
BY-MAX 2.117E-02

FOR PHASE 1.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.662E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 97.82
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.130E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 10.756
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 4.519E-05
REACTANCE, OHM/M 3.292E-04
IMPEDANCE, OHM/M 3.323E-04

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 1.664E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 131.97

EK-B

CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 2.575E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 24.513
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 1.030E-04
REACTANCE, OHM/M 3.165E-04
IMPEDANCE, OHM/M 3.328E-04

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.258E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 166.98
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 4.292E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 40.856
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 1.717E-04
REACTANCE, OHM/M 1.839E-04
IMPEDANCE, OHM/M 2.516E-04

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01
ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 5.737E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 18.204

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 5.737E+00
LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 5.737E+00
WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED
BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 6.601E+01

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 150 Hz)

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
0.00 2600.00 0.00 10.00

WITH PHASE CONNECTION 0.0

MAX. FLUX DENSITY 3.8457
TOTAL CURRENT 9976.07
PHASE ANGLE, DEGREES 239.58
DEPTH OF PENETRATION 0.806
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 10.022
LOSS, KW/M 1.046E+01
FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -8.650E+00
F-Y -8.950E+03

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
850.00 900.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 1.0

VOLTS/M 4.072E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 98.06
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
DEPTH OF PENETRATION 5.956

EK-B

AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 1.084E+01
F-Y 1.706E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.325E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.232E-06
BX-MAX 2.575E-02
BY-MAX 2.512E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1250.00 1300.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 2.0
VOLTS/M 4.167E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 136.86
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
DEPTH OF PENETRATION 5.956
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 6.371E+00
F-Y 2.786E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.337E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.326E-06
BX-MAX 2.700E-02
BY-MAX 2.634E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1650.00 1700.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 3.0
VOLTS/M 3.296E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 177.34
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
DEPTH OF PENETRATION 5.956
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X -1.591E+00
F-Y 1.594E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.253E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.154E-06
BX-MAX 2.490E-02
BY-MAX 2.120E-02

FOR PHASE 1.0
VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 4.072E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 98.06

EK-B

CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 2.855E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 27.178
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 1.142E-04
REACTANCE, OHM/M 8.064E-04
IMPEDANCE, OHM/M 8.145E-04

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 4.167E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 136.86
CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 4.735E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 45.080
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 1.894E-04
REACTANCE, OHM/M 8.116E-04
IMPEDANCE, OHM/M 8.334E-04

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 3.296E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 177.34
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 8.892E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 84.653
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 3.557E-04
REACTANCE, OHM/M 5.549E-04
IMPEDANCE, OHM/M 6.591E-04

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01
ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 1.077E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 34.185

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 1.077E+01
LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 1.077E+01
WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED
BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 5.763E+01

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 350 Hz)

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
0.00 2600.00 0.00 10.00

WITH PHASE CONNECTION 0.0

MAX. FLUX DENSITY 3.7066
TOTAL CURRENT 10001.39
PHASE ANGLE, DEGREES 240.39
DEPTH OF PENETRATION 0.528
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 15.251

EK-B

LOSS, KW/M 1.740E+01
FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -7.294E+00
F-Y -9.852E+03

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
850.00 900.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 1.0
VOLTS/M 8.447E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 98.44
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
DEPTH OF PENETRATION 3.899
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 9.893E+00
F-Y 1.999E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.336E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.214E-06
BX-MAX 2.618E-02
BY-MAX 2.492E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1250.00 1300.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 2.0
VOLTS/M 8.780E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 139.94
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
DEPTH OF PENETRATION 3.899
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 5.385E+00
F-Y 3.064E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.357E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.299E-06
BX-MAX 2.743E-02
BY-MAX 2.609E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1650.00 1700.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 3.0
VOLTS/M 7.195E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 183.15
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
DEPTH OF PENETRATION 3.899
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000

EK-B

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X -2.359E+00
F-Y 1.874E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.270E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.141E-06
BX-MAX 2.534E-02
BY-MAX 2.124E-02

FOR PHASE 1.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 8.447E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 98.44
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M-6.202E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS-59.042
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M-2.481E-04
REACTANCE, OHM/M 1.671E-03
IMPEDANCE, OHM/M 1.689E-03

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 8.780E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 139.94
CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 7.668E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 73.002
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 3.067E-04
REACTANCE, OHM/M 1.729E-03
IMPEDANCE, OHM/M 1.756E-03

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 7.195E+00
PHASE ANGLE, DEGREES 183.15
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.625E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS154.695
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 6.500E-04
REACTANCE, OHM/M 1.284E-03
IMPEDANCE, OHM/M 1.439E-03

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01
ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 1.772E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 56.218

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 1.772E+01
LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 1.772E+01
WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED
BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

EK-B

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 5.324E+01

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 450 Hz)

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

0.00 2600.00 0.00 10.00

WITH PHASE CONNECTION 0.0

MAX. FLUX DENSITY 3.6258

TOTAL CURRENT 10051.22

PHASE ANGLE, DEGREES 240.26

DEPTH OF PENETRATION 0.465

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 17.141

LOSS, KW/M 2.022E+01

FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -6.876E+00

F-Y -1.008E+04

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

850.00 900.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 1.0

VOLTS/M 1.055E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 98.58

TOTAL CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 0.00

DEPTH OF PENETRATION 3.439

AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000

FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 9.571E+00

F-Y 2.075E+01

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.339E-06

SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.210E-06

BX-MAX 2.630E-02

BY-MAX 2.486E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

1250.00 1300.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 2.0

VOLTS/M 1.101E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 140.75

TOTAL CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 60.00

DEPTH OF PENETRATION 3.439

AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000

FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 5.067E+00

F-Y 3.137E+01

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.363E-06

SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.292E-06

BX-MAX 2.755E-02

BY-MAX 2.601E-02

EK-B

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

1650.00 1700.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 3.0

VOLTS/M 9.109E+00

PHASE ANGLE, DEGREES 184.57

TOTAL CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 120.00

DEPTH OF PENETRATION 3.439

AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000

FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X -2.577E+00

F-Y 1.949E+01

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.275E-06

SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.138E-06

BX-MAX 2.546E-02

BY-MAX 2.125E-02

FOR PHASE 1.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.055E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 98.58

CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 0.00

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M -7.871E+00

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS -74.930

DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06

AC RESISTANCE, OHM/M -3.148E-04

REACTANCE, OHM/M 2.086E-03

IMPEDANCE, OHM/M 2.109E-03

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 1.101E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 140.75

CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 60.00

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 8.850E+00

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 84.250

DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06

AC RESISTANCE, OHM/M 3.540E-04

REACTANCE, OHM/M 2.173E-03

IMPEDANCE, OHM/M 2.202E-03

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 9.109E+00

PHASE ANGLE, DEGREES 184.57

CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 120.00

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.955E+01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 186.152

DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06

AC RESISTANCE, OHM/M 7.822E-04

REACTANCE, OHM/M 1.645E-03

EK-B

IMPEDANCE, OHM/M 1.822E-03

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01

ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.053E+01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 65.158

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.053E+01

LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 2.053E+01

WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED
BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 5.220E+01

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 550 Hz)

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

0.00 2600.00 0.00 10.00

WITH PHASE CONNECTION 0.0

MAX. FLUX DENSITY 3.5491

TOTAL CURRENT 10069.80

PHASE ANGLE, DEGREES 240.03

DEPTH OF PENETRATION 0.421

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 18.768

LOSS, KW/M 2.278E+01

FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -6.548E+00

F-Y -1.023E+04

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

850.00 900.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 1.0

VOLTS/M 1.261E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 98.71

TOTAL CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 0.00

DEPTH OF PENETRATION 3.111

AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000

FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 9.311E+00

F-Y 2.133E+01

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.342E-06

SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.207E-06

BX-MAX 2.638E-02

BY-MAX 2.481E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

1250.00 1300.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 2.0

VOLTS/M 1.321E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 141.36

TOTAL CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 60.00

EK-B

DEPTH OF PENETRATION 3.111
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 4.808E+00
F-Y 3.191E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.367E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.287E-06
BX-MAX 2.763E-02
BY-MAX 2.596E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1650.00 1700.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 3.0

VOLTS/M 1.101E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 185.62
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
DEPTH OF PENETRATION 3.111
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X -2.746E+00
F-Y 2.006E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.278E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.136E-06
BX-MAX 2.556E-02
BY-MAX 2.126E-02

FOR PHASE 1.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.261E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 98.71
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 9.546E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 90.876
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 3.818E-04
REACTANCE, OHM/M 2.494E-03
IMPEDANCE, OHM/M 2.523E-03

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 1.321E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 141.36
CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 9.921E+00
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 94.450
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 3.968E-04
REACTANCE, OHM/M 2.612E-03

EK-B

IMPEDANCE, OHM/M 2.642E-03

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.101E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 185.62
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 2.272E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 216.269
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 9.087E-04
REACTANCE, OHM/M 2.005E-03
IMPEDANCE, OHM/M 2.202E-03

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01
ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.309E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 73.281

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.309E+01
LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 2.309E+01
WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED
BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 5.144E+01

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 650 Hz)

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
0.00 2600.00 0.00 10.00

WITH PHASE CONNECTION 0.0

MAX. FLUX DENSITY 3.4775
TOTAL CURRENT 10065.92
PHASE ANGLE, DEGREES 239.82
DEPTH OF PENETRATION 0.387
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 20.208
LOSS, KW/M 2.515E+01
FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -6.284E+00
F-Y -1.033E+04

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
850.00 900.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 1.0

VOLTS/M 1.466E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 98.81
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
DEPTH OF PENETRATION 2.861
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 9.094E+00
F-Y 2.178E+01

EK-B

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.343E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.205E-06
BX-MAX 2.645E-02
BY-MAX 2.477E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

1250.00 1300.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 2.0

VOLTS/M 1.539E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 141.85

TOTAL CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 60.00

DEPTH OF PENETRATION 2.861

AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000

FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 4.592E+00

F-Y 3.234E+01

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.371E-06

SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.283E-06

BX-MAX 2.770E-02

BY-MAX 2.591E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX

1650.00 1700.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 3.0

VOLTS/M 1.290E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 186.44

TOTAL CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 120.00

DEPTH OF PENETRATION 2.861

AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000

MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000

FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X -2.883E+00

F-Y 2.051E+01

SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.282E-06

SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.134E-06

BX-MAX 2.563E-02

BY-MAX 2.127E-02

FOR PHASE 1.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.466E+01

PHASE ANGLE, DEGREES 98.81

CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00

PHASE ANGLE, DEGREES 0.00

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01

ACTUAL LOSS, KW/M-1.123E+01

ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS106.95

DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06

AC RESISTANCE, OHM/M-4.490E-04

REACTANCE, OHM/M 2.897E-03

EK-B

IMPEDANCE, OHM/M 2.932E-03

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 1.539E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 141.85
CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.091E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 103.878
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 4.365E-04
REACTANCE, OHM/M 3.047E-03
IMPEDANCE, OHM/M 3.078E-03

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.290E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 186.44
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 2.578E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 245.401
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 1.031E-03
REACTANCE, OHM/M 2.365E-03
IMPEDANCE, OHM/M 2.580E-03

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01
ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.546E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 80.804

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.546E+01
LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 2.546E+01
WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED
BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 5.085E+01

ÜÇ FAZLI BARA ALTINDAKİ ÇELİK PLAKADAKİ GİRDAP AKIMLARI (UYGULAMA FREKANSI 750 Hz)

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
0.00 2600.00 0.00 10.00

WITH PHASE CONNECTION 0.0

MAX. FLUX DENSITY 3.4110
TOTAL CURRENT 10049.44
PHASE ANGLE, DEGREES 239.66
DEPTH OF PENETRATION 0.360
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 21.517
LOSS, KW/M 2.737E+01
FORCE AT T=0, NEWTON/M, F-X -6.066E+00
F-Y -1.039E+04

FOR CONDUCTOR BETWEEN

X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
850.00 900.00 200.00 300.00

WITH PHASE CONNECTION 1.0

EK-B

VOLTS/M 1.668E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 98.90
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
DEPTH OF PENETRATION 2.664
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 8.910E+00
F-Y 2.215E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.345E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.203E-06
BX-MAX 2.650E-02
BY-MAX 2.473E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1250.00 1300.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 2.0
VOLTS/M 1.755E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 142.25
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
DEPTH OF PENETRATION 2.664
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X 4.409E+00
F-Y 3.268E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.374E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.280E-06
BX-MAX 2.776E-02
BY-MAX 2.587E-02

FOR CONDUCTOR BETWEEN
X-MIN X-MAX Y-MIN Y-MAX
1650.00 1700.00 200.00 300.00
WITH PHASE CONNECTION 3.0
VOLTS/M 1.478E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 187.10
TOTAL CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
DEPTH OF PENETRATION 2.664
AVERAGE CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX. CURRENT DENSITY, A/SQ.MM 1.000
MAX./AVERAGE CURRENT DENSITY 1.000
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 1.000
FORCE AT MAX. CURRENT, NEWTON/M, F-X -2.998E+00
F-Y 2.088E+01
SUM BX-SQUARED TIMES CUB.M 1.284E-06
SUM BY-SQUARED TIMES CUB.M 1.133E-06
BX-MAX 2.569E-02

EK-B

BY-MAX 2.128E-02

FOR PHASE 1.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.668E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 98.90
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 0.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.291E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 122.95
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 5.164E-04
REACTANCE, OHM/M 3.297E-03
IMPEDANCE, OHM/M 3.337E-03

FOR PHASE 2.0

VOLTS/M, NEGATIVE CURRENT 1.755E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 142.25
CALCULATED NEGATIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 60.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 1.184E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 112.698
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 4.735E-04
REACTANCE, OHM/M 3.478E-03
IMPEDANCE, OHM/M 3.510E-03

FOR PHASE 3.0

VOLTS/M, POSITIVE CURRENT 1.478E+01
PHASE ANGLE, DEGREES 187.10
CALCULATED POSITIVE CURRENT 5000.00
PHASE ANGLE, DEGREES 120.00
UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 1.050E-01
ACTUAL LOSS, KW/M 2.876E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 273.765
DC RESISTANCE, OHM/M 4.202E-06
AC RESISTANCE, OHM/M 1.150E-03
REACTANCE, OHM/M 2.723E-03
IMPEDANCE, OHM/M 2.956E-03

FOR ALL THE PHASES:

UNIFORM CURRENT LOSS, KW/M 3.151E-01
ACTUAL LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.768E+01
ACTUAL/UNIFORM CURRENT LOSS 87.853

FOR ALL THE CONDUCTORS:

LOSS, RE(U*I-CONJUGATE), KW/M 2.768E+01
LOSS, I-SQUARED*R, KW/M 2.768E+01
WITHIN NUMERICAL ACCURACY, THE LOSSES CALCULATED
BY THE TWO METHODS SHOULD BE THE SAME.

1/2 H*B (PEAK VALUES) INTEGRATED OVER VOLUME, WS/M 5.038E+01

ÖZGEÇMİŞ

Elek.Müh.Serkan Özçetin 20 Haziran 1975 yılında İstanbul'da doğdu. İlkokul, Ortaokul ve Liseyi Edirne'de okudu. 1992 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fakültesi'ne girdi. 1996 yılında Elektrik Mühendisliği Bölümü'nden mezun oldu ve aynı yıl İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik Mühendisliği Programında Yüksek Lisans öğrenimine başladı. 1997-1998 yılları arasında Bakım Mühendisi olarak Çorlu'da Bilkont Dış Tic. ve Tekstil San. A.Ş.'de görev yaptı. Daha sonra askerliğini kısa dönem olarak Ankara'da tamamladı. Proje Mühendisi olarak Westinghouse Cutler Hammer firmasında görevini devam ettirmektedir.

