

47954



**T. C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**KRİSTAL VE AMORF YAPIDAKİ
FERROMAGNETİK MALZEMELERİN
MAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**T.C. YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

M. Sabri KOCAKÜLAH

Balıkesir, Temmuz - 1996

**T. C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**



**KRİSTAL VE AMORF YAPIDAKİ
FERROMAGNETİK MALZEMELERİN
MAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

M. Sabri KOCAKÜLAH

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ömer ERGİN

Sınav Tarihi : 09 . 07 . 1996

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Ömer ERGİN (Danışman)

Yrd. Doç. Dr. A. Osman ÖZDEMİR

Yrd. Doç. Dr. Ömer GEMİCİ

Balıkesir, Temmuz - 1996



ÖZ

**KRİSTAL VE AMORF YAPIDAKİ
FERROMAGNETİK MALZEMELERİN
MAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

M. Sabri KOCAKÜLAH
Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü,
Fizik Anabilim Dalı

(Yüksek Lisans Tezi / Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ömer ERGİN)

Balıkesir, 1996

Bu çalışmada bir magnetik ölçme düzeneği kurulmuştur. Ana elemanını Epstein-kare devresinin oluşturduğu bu düzeneğin toplayıcı yükselteç, geribesleme yükselteci, integratör ve katlı yükselteç elemanları tarafımızdan yapılmış ve yükselteç türü olarak 741 CN işlemsel yükselteci kullanılmıştır.

Magnetik ölçme düzeneği kullanılarak; kristal ferromagnetik malzemelerden Unisil-H tanecik yönlendirilmiş (grain-oriented), M2H, M5, Newcor tanecik yönlendirilmemiş (non-oriented), Unisil-H çizgili tanecik yönlendirilmiş malzemelerinin, amorf ferromagnetik malzemelerden de Metglas 2826MB ($Fe_{40}N_{38}Mo_4B_{18}$), Metglas 2605S3 ($Fe_{79}Si_5B_{16}$), Metglas 2605SC ($Fe_{81}Ni_{13.5}Si_{3.5}C_2$), Metglas 2605CO ($Fe_{67}Co_{18}B_{14}Si_1$), Metglas 2714A ($Fe_4Co_{72}Mo_2Si_{10}B_{12}$) ve Metglas 2705M ($Fe_{5.85}Co_{72.15}Mo_2B_{15}Si_5$) malzemelerinin B - H mıknatıslanma ve geçirgenlik ($\mu_r - H$) eğrileri çizilmiş ve osiloskop ekranında histerezis eğrileri gözlenmiştir.

Kristal ferromagnetik malzemelerle 50 Hz - 200 Hz arasında 4 farklı frekans değeri için, amorf ferromagnetik malzemelerle ise 50 ve 100 Hz frekansları için ölçmeler yapılmıştır. Aynı frekans değerleri için malzemelerin alana göre geçirgenlik karakteristikleri de incelenmiştir.

Ayrıca kristal ferromagnetik malzemelere ait domain resimleri Bitter-kolloid ve Kerr-Efekt teknikleri kullanılarak çekilmiştir.

**ANAHTAR SÖZCÜKLER : Kristal / Amorf / Amorf yapı / Kristal ve Amorf
/ Ferromagnetik Malzeme / Epstein-Square /
Kerr-Efekt / Bitter-Kolloid**



ABSTRACT

INVESTIGATION OF MAGNETIC PROPERTIES ON SILICON - IRON AND AMORPHOUS STRUCTURED FERROMAGNETIC SAMPLES

M. Sabri KOCAKÜLAH

Balıkesir University, Institute of Science, Department of Physics

(M.Sc. Thesis / Supervisor : Prof. Dr. Ömer ERGİN)

Balıkesir - Turkey, 1996

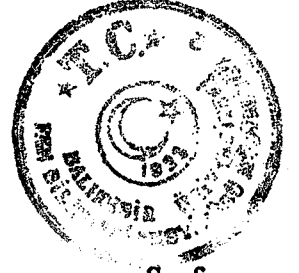
In this work, we have set up a basic magnetic measurement circuit. Epstein-square circuit constitutes the main component of this circuit. We have designed a summer amplifier, feed-back amplifier, an integrator and an instrumentation amplifier circuit and used 741 CN type of operational amplifier on these circuits.

Using magnetic measurement circuit, we have observed hysteresis loops on oscilloscope screen and plotted B-H and relative permeability curves for Unisil-H grain-oriented, M5, M2H, Newcor non-oriented and sketched Unisil-H grain-oriented which are in silicon-iron ferromagnetic materials group and Metglas 2826MB ($Fe_{40}N_{38}Mo_4B_{18}$), Metglas 2605S3 ($Fe_{79}Si_5B_{16}$), Metglas 2605SC ($Fe_{81}Ni_{13.5}Si_{3.5}C_2$), Metglas 2605CO ($Fe_{67}Co_{18}B_{14}Si_1$), Metglas 2714A ($Fe_4Co_{72}Mo_2Si_{10}B_{12}$) and Metglas 2705M ($Fe_{5.85}Co_{72.15}Mo_2B_{15}Si_5$) which are amorphous ferromagnetic materials.

We have made some measurements on silicon-iron for four frequency values between 50 Hz and 200 Hz and also on amorphous for two frequency values which are 50 Hz and 100 Hz. Permeability characteristics against magneto motive force (mmf) are also plotted with same frequency values.

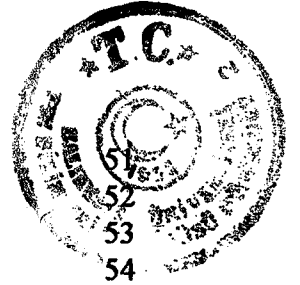
Finally, domain pictures are photographed using Bitter-colloid and Kerr-Effect techniques on silicon-iron ferromagnetic samples.

KEY WORDS : Crystal / Amorphous / Amorphous Structure / Crystal and Amorphous Structure / Epstein-Square / Kerr-Effect / Ferromagnetic Samples / Bitter-Colloid



İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZ	ii
ABSTRACT	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİL LİSTESİ	vi
ÇİZELGE LİSTESİ	x
ÖNSÖZ	xi
1. BÖLÜM	1
1.1 Giriş	1
1.2 Miknatıslanmanın Temelleri	7
1.2.1 Serbest Bir İyonun Magnetik Momenti	8
1.2.1.1 Hund Kuralları	9
1.2.1.2 J'yi Oluşturmada L ve S 'nin Kombinasyonu	11
1.2.1.3 Magnetik Momentin Birimleri	13
2. BÖLÜM	16
2.1 Ferromagnetik Malzemelerin Genel Özellikleri	16
2.1.1 Geçirgenlik	17
2.1.2 Kalıcı Miknatıslık Etkisi	17
2.1.3 Histerezis	18
2.1.3.1 Histerezis Döngülerinde Enerji Kayıpları	22
2.1.4 Magnetik Doygunluk	23
2.1.5 Artık İndüksiyon	27
2.1.6 Sıfırlayıcı Alan	27
2.1.7 Curie Sıcaklığı	28
2.1.8 Magnetik Anizotropi	29
2.2 Magnetik Alan Oluşturma Yöntemleri	29
2.3 Magnetik Özellikler	39
2.4 Histerezisin Nedenleri	40
2.5 Barkhausen Etkisi	41
2.6 Magnetostrüksiyon	42
2.6.1 Kendiliğinden Olan Magnetostrüksiyon	43
2.6.2 Doygunluk Magnetostrüksiyonu	43
2.6.3 Teknik Doygunluk ve Zorunlu Magnetostrüksiyon	44
2.6.4 Enine Magnetostrüksiyon	44
2.7 Magnetik Devre	44
2.8 Magnetik Domainler	46
2.8.1 Atomik Magnetik Momentler	46
2.8.2 Domainlerin Enerjiyi Minimize Etmesi	47



2.9 Bölgesel Moment Modelinde Etkileşimlere Dayalı Ferromagnetizma	
2.9.1 Domain Teorisinde Miknatslama İşlemi	
2.10 Teknik Doygunluk Miknatslanması	
2.11 Domainlerin Hareketi	54
2.12 Domainlerin İlk Gözlemsel Kanıtı	58
2.13 Domainleri Gözleme Teknikleri	59
2.13.1 Bitter Tekniği	60
2.13.2 Kerr Magneto Optik Tekniği	62
3. BÖLÜM	66
3.1 Deneysel Çalışmalar	66
3.1.1 Ölçüm Yapılan Malzemelerin Özellikleri ve Kimyasal İçerikleri	66
3.2 Temel Magnetik Ölçme Devresi	76
3.2.1 Osilatör	78
3.2.2 Güç Yükselteci	78
3.2.3 Sinyal Çözücü Transformatör	78
3.2.4 Magnetik Test Sistemi	79
3.2.4.1 Epstein are Sisteminin Temel Özellikleri	81
3.2.5 Katlı Yükselteç	84
3.2.6 İntegratör	86
3.2.7 Sinyalin Ortalama Değerini Ölçebilen Voltmetre	87
3.2.8 Sinyalin Kare Ortalama Karekökünü Ölçebilen Voltmetre	87
3.2.9 Osiloskop	87
3.2.10 Geribesleme Devresi	87
3.3 Devrenin Çalışması	88
3.4 B-H Grafikleri	90
3.4.1 Silisyumlu Demir Malzemelerin B-H Grafikleri	90
3.4.2 Amorf Malzemelerin B-H Grafikleri	95
3.5 μ_r -H Grafikleri	101
3.5.1 Silisyumlu Demir Malzemelerin μ_r -H Grafikleri	101
3.5.2 Amorf Malzemelerin μ_r -H Grafikleri	106
3.6 Histerezis Eğrileri	112
3.7 Domain Resimleri	114
3.7.1 Bitter-kolloid Tekniği ile Çekilmiş Domain Resimleri	114
3.7.2 Kerr-efekt Tekniği ile Çekilmiş Domain Resimleri	121
4. BÖLÜM	123
4.1 Sonuçlar ve Tartışma	123
4.1.1 Silisyumlu Demir Malzemelerin Kendi Aralarında Karşılaştırılması	125
4.1.1.1 Çizilmiş ve Çizilmemiş Tanecik Yönlendirilmiş Malzemelerin Karşılaştırılması	125
4.1.1.2 Tanecik Yönlendirilmiş ve Tanecik Yönlendirilmemiş Silisyumlu Demir Malzemelerin Karşılaştırılması	126
4.1.2 Amorf Malzemelerin Kendi Aralarında Karşılaştırılması	126
4.1.3 Genel Sonuçlar	127
KAYNAKÇA	143

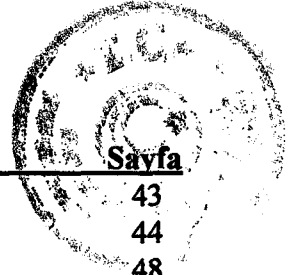


ŞEKİL LİSTESİ

Şekil

Numarası Adı

Şekil 1.1	Silisyumlu demir alaşımlarının silikon içeriğinin fonksiyonu olarak histerezis kaybının değişimi.	4
Şekil 1.2	Küçük miktarlarda safsızlık elementlerinin %3 'lük silisyumlu demir alaşımında oluşan histerezis kaybına etkileri.	5
Şekil 1.3	Farklı alaşım yapıcı elementlerin iç direnç üzerindeki etkisi.	5
Şekil 1.4	Farklı kristallografik yönlerde tek silisyumlu demir kristallerinin mıknatıslanma eğrileri.	6
Şekil 1.5	Serbest haldeki Co^{+2} iyonunun enerji seviyeleri şeması.	12
Şekil 1.6	Atomun vektör modeli	15
Şekil 2.1	Magnetik indüksiyonun magnetik alana karşı çizilmiş grafiği.	18
Şekil 2.2	Histerezis döngüsünün tamamı.	19
Şekil 2.3	Çok küçük değerlerde magnetik alan için ferromagnetik bir örneğe ait magnetik indüksiyon (B) ile magnetik alan (H) arasındaki ilişkiyi gösterir grafik.	19
Şekil 2.4	Yüksek değerlerde magnetik alan için histerezis döngüsünün şekli.	20
Şekil 2.5	dc sinyaline ait histerezis döngüleri.	21
Şekil 2.6	ac sinyali için histerezis döngüsü.	21
Şekil 2.7	Histerezis kayıplarını bulmada magnetik indüksiyonun magnetik alana karşı çizilmiş grafiği.	23
Şekil 2.8	Tipik parça çelikte oluşturulmuş akı.	24
Şekil 2.9	I , ϕ ve V 'nin dalga şekilleri.	25
Şekil 2.10	Doygunluk sonucu kesilen dalga şekli.	26
Şekil 2.11	Uygulanan bir magnetik alan sonucu indüklenen akının sıcaklıkla değişimi.	28
Şekil 2.12	Tek bir demir kristali için farklı kristallografik yönlerde uygulanan magnetik alan için mıknatıslanma eğrileri.	29
Şekil 2.13	idl akım elemanının oluşturduğu dH diferansiyel magnetik alan elemanı.	30
Şekil 2.14	Düz bir telin oluşturduğu H magnetik alanı.	31
Şekil 2.15	Düz bir telin civarındaki magnetik alan çizgileri.	32
Şekil 2.16	R yarıçaplı içinden i akımı geçen bir halka.	33
Şekil 2.17	Aralıklı sarılmış bir selenoid.	35
Şekil 2.18	Sonlu uzunluğa sahip bir selenoid.	36
Şekil 2.19	Alan hesabı için çok küçük dx kalınlıklarına ayrılmış N sarımlı bir selenoid.	36
Şekil 2.20	Toroid.	38
Şekil 2.21	Soğuk çalışma veya karbon ya da diğer magnetik olmayan elementlerin eklenmesinden dolayı demirin veya çeliğin histerezis eğrisinin sertliğe bağımlılığı.	40
Şekil 2.22	Gecikmesiz mıknatıslanma eğrisi.	41
Şekil 2.23	Mıknatıslanma eğrisinde mıknatıslığın büyütülmesi ile gözlenen Barkhausen kesiklilikleri.	42



Şekil

Numarası Adı

Sayfa

Şekil 2.24	Magnetostriksiyonu açıklayan şematik diyagram.	43
Şekil 2.25	Bir magnetik devre.	44
Şekil 2.26	Bir domainden oluşan bir tek demir kristali.	48
Şekil 2.27	Tek kristalli bir demir demagnetize olurken değişen domain yapıları.	49
Şekil 2.28	Magnetik enerjinin azaltıldığını gösteren domainlere bölünmüş kristal.	49
Şekil 2.29	Magnetik enerjinin en aza indirildiği bir domain yapısı.	50
Şekil 2.30	Bir domain yapısının fotoğrafı.	51
Şekil 2.31	Bir malzeme demagnetize durumdan doygunluğa kadar mıknatıslanırken ortaya çıkan domain süreci.	53
Şekil 2.32	Değişik sıcaklıklarda bir domain içindeki magnetik momentlerin tek tek yönelmeleri.	54
Şekil 2.33	Bir domain duvarındaki atomik spinlerin yönelimindeki değişim.	54
Şekil 2.34	Bir silisyumlu demir alaşımının basit domain modeli.	55
Şekil 2.35	Bir silisyumlu demir alaşımı için histerezis eğrisinin basit domain yapısıyla beraber çizimi.	56
Şekil 2.36	Bitter yöntemi kullanılarak demir yüzeyinde gözlenmiş magnetik domainler.	58
Şekil 2.37	Domain viewer'ın üstten görünüşü ve enine kesiti..	60
Şekil 2.38	Bitter-kolloid tekniğinde domain yapılarına ait görüntülerin oluşumu.	61
Şekil 2.39	Bitter tekniği ile domain yapılarını gözlemede kullanılan deney düzeneği.	62
Şekil 2.40	Kerr magneto optik deney düzeneğinin şematik diyagramı.	63
Şekil 2.41	Kerr magneto optik tekniği ile domain görüntüsünün elde edilmesi.	64
Şekil 2.42	Bilgisayar denetimli kamera sisteminin blok diyagramı.	64
Şekil 3.1	Silisyumlu demir alaşımlarının bileşimiyle önemli özelliklerinin değişimi.	69
Şekil 3.2	Mıknatıslanma boyunca domain yapısındaki değişiklikler.	70
Şekil 3.3.1	Temel magnetik ölçme devresinin elemanlarını gösterir resim.	76
Şekil 3.3.2	Temel magnetik ölçme devresi.	77
Şekil 3.4	Sinyal ayırıcı transformatör.	79
Şekil 3.5	Kare şeklindeki magnetik test sistemi.	80
Şekil 3.6	Toroid şeklindeki magnetik test sistemi.	80
Şekil 3.7	Kare şeklindeki test parçası.	82
Şekil 3.8.1	Epstein kare test sistemi.	82
Şekil 3.8.2	Epstein kare test sisteminin üstten görünüşü.	83
Şekil 3.9	Tipik bir B - H mıknatıslanma eğrisi.	84
Şekil 3.10	Katlı yükselteç devre şeması.	85
Şekil 3.11	İntegratör devre şeması.	86
Şekil 3.12	Geribesleme devre şeması.	88
Şekil 3.13	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının değişik frekanslardaki B - H karakteristiği.	90
Şekil 3.14	Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımının değişik frekanslardaki B - H karakteristiği.	91



Şekil

Numarası Adı

Şekil 3.15	Üzeri 1/4 inç'lik aralıklarla çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının değişik frekanslardaki B - H karakteristiği.	92
Şekil 3.16	M2H malzemesinin değişik frekanslar için çizilmiş B - H karakteristiği.	93
Şekil 3.17	M5 malzemesinin değişik frekanslar için çizilmiş B - H karakteristiği.	94
Şekil 3.18	Metglas 2826MB amorf malzemesinin farklı iki frekans için B - H karakteristiği.	95
Şekil 3.19	Metglas 2605S3 amorf malzemesinin farklı iki frekans için B - H karakteristiği.	96
Şekil 3.20	Metglas 2605SC amorf malzemesinin farklı iki frekans için B - H karakteristiği.	97
Şekil 3.21	Metglas 2605CO amorf malzemesinin farklı iki frekans için B - H karakteristiği.	98
Şekil 3.22	Metglas 2714A amorf malzemesinin farklı iki frekans için B - H karakteristiği.	99
Şekil 3.23	Metglas 2705M amorf malzemesinin farklı iki frekans için B - H karakteristiği.	100
Şekil 3.24	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.	101
Şekil 3.25	Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımının farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.	102
Şekil 3.26	Üzeri 1/4 inç'lik aralıklarla çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.	103
Şekil 3.27	M2H malzemesinin farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.	104
Şekil 3.28	M5 malzemesinin farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.	105
Şekil 3.29	Metglas 2826MB amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.	106
Şekil 3.30	Metglas 2605S3 amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.	107
Şekil 3.31	Metglas 2605SC amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.	108
Şekil 3.32	Metglas 2605CO amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.	109
Şekil 3.33	Metglas 2714A amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.	110
Şekil 3.34	Metglas 2705M amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.	111
Şekil 3.35	Unisil-H Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi.	112
Şekil 3.36	Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi.	112



Şekil

Numarası Adı

Şekil 3.37	Çizilmiş Unisil-H Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi.	113
Şekil 3.38	2705M amorf malzemesinin histerezis eğrisi.	113
Şekil 3.39	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.	114
Şekil 3.40	Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.	115
Şekil 3.41	Üzeri 1/4 inç'lik aralıklarla çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.	116
Şekil 3.42	M2H silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.	117
Şekil 3.43	M5 silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.	118
Şekil 3.44	İç zor'lu M5 silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.	119
Şekil 3.45	İç zor'lu M5 silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.	120
Şekil 3.46	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının Kerr-efekt tekniği ile çekilmiş domain resimleri.	121
Şekil 3.47	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının Kerr-efekt tekniği ile çekilmiş domain resimleri.	122
Şekil 4.1	Bazı silisyumlu demir alaşımlarının aynı frekans değerinde çizilmiş B - H eğrileri (f = 50 Hz).	131
Şekil 4.2	Bazı silisyumlu demir alaşımlarının aynı frekans değerinde çizilmiş B - H eğrileri (f = 60 Hz).	132
Şekil 4.3	Bazı silisyumlu demir alaşımlarının aynı frekans değerinde çizilmiş B - H eğrileri (f = 100 Hz).	133
Şekil 4.4	Bazı silisyumlu demir alaşımlarının aynı frekans değerinde çizilmiş B - H eğrileri (f = 200 Hz).	134
Şekil 4.5	Bazı silisyumlu demir alaşımları için aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliğin magnetik alana bağlı olarak değişimi (f = 50 Hz).	135
Şekil 4.6	Bazı silisyumlu demir alaşımları için aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliğin magnetik alana bağlı olarak değişimi (f = 60 Hz).	136
Şekil 4.7	Bazı silisyumlu demir alaşımları için aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliğin magnetik alana bağlı olarak değişimi (f = 100 Hz).	137
Şekil 4.8	Bazı silisyumlu demir alaşımları için aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliğin magnetik alana bağlı olarak değişimi (f = 200 Hz).	138
Şekil 4.9	Metglas türünden bazı amorf malzemelerin B - H eğrilerinin karşılaştırılması (f = 50 Hz).	139
Şekil 4.10	Metglas türünden bazı amorf malzemelerin B - H eğrilerinin karşılaştırılması (f = 100 Hz).	140
Şekil 4.11	Metglas türünden bazı amorf malzemelerin aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliklerinin magnetik alana bağlı olarak değişimi (f = 50 Hz).	141
Şekil 4.12	Metglas türünden bazı amorf malzemelerin aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliklerinin magnetik alana bağlı olarak değişimi (f = 100 Hz).	142



ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge Numarası	Adı	Sayfa
Çizelge 2.1	Çeşitli ferromagnetik malzemelerin doygunluk mıknatıslanması değerleri.	24
Çizelge 2.2	Çeşitli malzemeler için Curie sıcaklıkları.	28
Çizelge 2.3	Yüksek geçirgenlik özelliğine sahip çeşitli ferromagnetik malzemelerin magnetik özellikleri.	39
Çizelge 3.1	Epstein kare test sisteminde kullanılan silisyumlu demir alaşımlarının boyutları.	71
Çizelge 3.2	Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf magnetik malzemelerin özellikleri	74
Çizelge 3.3	Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf magnetik malzemelerin özellikleri	75
Çizelge 3.4	Katı yükselteç kazanç çizelgesi.	86

ÖNSÖZ



Günümüz Türkiyesinde yaşanan enerji krizi ve bu nedenle yeni termik santraller kurmak türünden çözüm arayışları enerji gereksiniminin boyutlarını ortaya koymaktadır. Elektrik akımının dağıtımını sağlayan transformatörlerin çekirdek malzemesi olan silisli sacların iyileştirilip ülke ekonomisine destek dolayısıyla enerji kaybını en aza indirme düşüncesi çalışmamın başında beni heyecanlandırdı. Çalışmamın ilerleyen aşamalarında transformatör üreten bir fabrika ile yapılan işbirliği konuya ayrı bir boyut kazandırdı.

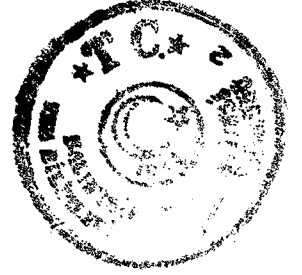
Bu çalışmada, gerek kristal, gerekse amorf yapıdaki ferromagnetik malzemelerin ve dizayn ettiğim elektronik devre elemanlarının sağlanmasında ve laboratuvar olanaklarından yararlanmamda yardımcı olan "School of Engineering, University of Wales College of Cardiff, Wolfson Centre for magnetics Technology"ye, yine kristal yapıdaki M5 ve M2H ferromagnetik malzemelerinin sağlanması ve *sinyal ayırıcı transformatör*ün dizaynı için Balıkesir Elektromekanik Sanayi Tesisleri A.Ş. (BEST) 'ye ve mikroskop ile fotoğraf makinasının bağlantısı için gerekli olan parçanın hazırlanmasında yardımcı olan Balıkesir Endüstri Meslek ve Teknik Lisesi I. Tesviye Atölyesi öğretmenlerinden Levent KAÇMAZ 'a teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmam sırasında hem teorik hem de pratik bilgileriyle beni yönlendiren ve her sorunla kendine ait zamanlarında bile benimle ilgilenip büyük bir sabırla dinleyen hocam Yrd. Doç. Dr. Mustafa GÖKTEPE 'ye; engin hoşgörüsü ve bir bilim adamında sahip olunması istenen nitelikleriyle bana kılavuz olan değerli hocam, danışmanım Prof. Dr. Ömer ERGİN ' e sonsuz saygı ve teşekkürler ...

En zor anlarımda maddi ve manevi her türlü destekle beni güdüleyen ailemin hakkını ödeyemem. Onlara minnettarım.

Balıkesir, 1996

M. Sabri KOCAKÜLAH



1. BÖLÜM

1.1 GİRİŞ

Bilindiği gibi transformatörler elektrik dağıtım sistemi olarak kullanılırlar ve bir transformatörün verimi çok önemlidir. Genel olarak çoğu transformatör % 99.6 'lık bir verime sahiptir ve gerekli yerlere güç dağıtımını bu transformatörler yardımıyla yapılırlar. % 99.6 verimle çalışan bir transformatör için her bir dağıtım basamağında gücün % 99.6 'sı iletilir. Örneğin bir yere iletilecek enerji beş basamakta gerçekleşiyorsa (iletim için 5 ayrı transformatör kullanılıyorsa) başlangıçta % 100 'lük bir gücün 5 transformatörden sonra $(0.996)^5$ yani % 98 'i geriye kalacaktır. Bu, gücün % 98 'inin geçirildiğini, % 2 'lik kısmının ise transformatörün içinde enerji kaybı olarak yok olduğunu gösterir. Bu basit örnek, dağıtım sisteminde toplam enerjinin nasıl çabuk bir biçimde kaybolduğunu göstermektedir.

Magnetik alan materyal üzerinde, magnetik indüksiyon denilen ve vektörel nicelik olan bir etki yaratır. Magnetik indüksiyon ile magnetik alan şiddeti arasındaki bağ bilindiği gibi,

$$B = \mu H \quad (1.1)$$

eşitliği ile kurulur. Burada μ malzemenin magnetik geçirgenliğidir. Magnetik malzemeleri geçirgenliklerine göre gruplandırırsak :

- $\mu \gg 1$ olan malzemeler ferromagnetik,
- $1 - \mu \cong 10^{-6}$ geçirgenliktekiler diamagnetik,
- $\mu - 1 \cong 10^{-5}$ geçirgenliğe sahip olanlarda paramagnetik malzemelerdir.

Magnetik indüksiyonun (akının) elde edilmesinde magnetik alan ne kadar gerekliyse geçirgenlik de magnetik malzemenin özelliğinin tespit edilmesi için o kadar gereklidir. Dolayısıyla malzemenin kullanılabilirliğinin önemli bir göstergesidir.

B magnetik indüksiyonu veya akı yoğunluğu ile H magnetik alanı arasındaki ilişkiyi grafikleyen şekil "B - H histerezis döngüsü" olarak bilinir. Döngünün değişik türde keskinliğe sahip olması bir malzemenin başka bir malzemeye göre değişir.

Günlük yaşamda kullandığımız modern elektrik sistemi bir dizi güç ve dağıtım transformatörlerinin kullanımına dayanır. Transformatörlerin kullanımı gücü daha yüksek gerilimlerde dağıtmamıza izin verir. Böylece kablolardaki güç kaybı azaltılır.

Transformatörlerdeki enerji kayıpları göz önüne alındığında mali portesinin çok büyük olduğu açıkça görülmektedir. Bu yüzden transformatörlerin yapıldığı magnetik levhaların daha az enerji kaybına neden olacak kaliteye geliştirilmesi ile sürekli enerji kayıplarını azaltma yolları aranmaktadır. Durum böyle olunca transformatör çekirdeklerinin yapıldığı malzemelerin magnetik özelliklerinin araştırılması sistemde

oluşan enerji kayıplarının anlaşılmasına yardımcı olacaktır. Bu anlatılanlar aşağıdaki ilginç bir örnek ile daha iyi anlaşılabilir.

Örneğin 50.000 MW 'lik bir güce sahip % 98 verimle çalışan bir transformatör için transformatördeki % 2 'lik enerji kaybı 1000 MW kadardır. Bu kaybın ekonomik tutarını araştırdığımızda ;

$$\text{Güç kaybı} \cong 1000\text{MW} \cong 10^9\text{W}$$

$$\text{1 yıldaki enerji kaybı} \cong (10^9 \times 24 \times 365) \text{ W h}$$

$$\cong (24 \times 365) \times 10^6 \text{ kW h}$$

$$\text{Yıllık mali kayıp} \cong (24 \times 365) \times 10^6 \times 4000$$

$$\cong 3.5 \times 10^{13} \text{ TL} = 3.5 \text{ Trilyon TL}$$

gibi korkunç bir rakam verir (1 kW h 4000 TL alınmıştır).

Çekirdek malzemesinin doygunluk (satürasyon) değerlerinin akı yoğunluğu cinsinden bilinmesi çok önemlidir. Çünkü satürasyona götürülen çekirdek magnetik akıyı sabit yapar ve bundan sonra indükleme gerilimi sıfır olur.

Bir ferromagnetik malzeme için histerezis eğrisi iki önemli noktayı gösterir. Birincisi, magnetik alan ve akı arasındaki doğrusal ilişki tam olarak indükleme geriliminin mıknatıslayıcı akım formunu nasıl izlediğini, ikinci olarak da eğri tarafından çevrilen toplam alan malzemede bir devir boyunca kaybolan enerjiyi gösterir.

Mıknatıslanma eğrileri denilen B - H eğrilerinde başlangıçta artan magnetik alan sonucu akı da yaklaşık olarak lineer bir biçimde artar. Fakat bu doğrusal ilişki bir süre sonra biter ve eğrinin satürasyona gittiği bir başka deyişle çekirdek malzemesinin doyuma ulaştığı görülür. Doymuluğa ulaşıldıktan sonra magnetize edici kuvvet (mmf) 'teki artış akı üretmede çok az etkilidir. Magnetik doygunluk, artan magnetik alan için akıda ayrıca bir artma sebebinin bulunmaması anlamına gelir. Geçirgenlik, doygunluk başlangıcında azaltılır. Bunun daha iyi bir açıklaması "birim magnetize edici kuvvet başına akı da görülen azalma" şeklinde olabilir. Magnetik akının elde edilmesinde magnetik alan ne kadar gerekliyse magnetik geçirgenlik (μ) de magnetik materyalin özelliğinin tespit edilmesi için o kadar gereklidir. Açıkça μ 'nün maksimum değeri yakınında çalışma, sisteme verdiğimiz magnetize edici kuvvet için (akı yoğunluğu cinsinden) mümkün olan en iyi verimi almamızı sağlar. Bir diğer önemli nokta mıknatıslanma eğrisinin aşağı yukarı doğrusal olduğu bölgede transformatör çekirdeğini çalışır biçimde korumaktır. Burada mıknatıslanma eğrilerini inceleyerek malzemenin magnetik özelliklerinin incelenmesi için Epstein-kare yöntemi kullanılmıştır. Malzemelerin Epstein-kare sistemine yerleştirilerek magnetize edilmesiyle osiloskopta gözlenecek histerezis eğrisinden malzemede oluşan enerji kayıpları hakkında bir fikir edinilebilir.

Akı yoğunluğu, kabaca çekirdeğin birim kesit alanı başına düşen akıdır. Dolayısıyla satürasyondaki akı yoğunluğu değerleri, farklı maddeler için B-H eğrileri üzerinde tespit edilebilir.



Demir, kobalt ve nikel ferromagnetik özellik gösterir. Ferromagnetik maddeler "domain" adı verilen birçok küçük bölgelerden oluşur. Bir parça demir, her birinde hepsinin magnetik momenti paralel olan domainler içerir. Bir magnetik alanın uygulanması diğerlerinden az farklılık gösteren spinlerin tamamen uygulanan alan yönünde yönelmesine neden olur. Bunun sonucunda magnetize edici kuvvet, çoğu magnetik momentin bir hizaya gelecek biçimde büyük bir magnetik akı algılanmasına neden olur.

Domainler enerjinin minimize edilmesini sağlarlar. Bu ise kristalin uygun sayıda domainlere bölünmesi sonucu magnetostatik enerjinin azaltılmasıyla sağlanır. Kristaldeki domain sayılarının da bir limiti vardır. Çünkü domainler arasındaki geçiş tabakaları denilen domain duvarları sisteme bir başka tür enerji katar. Bilindiği gibi her bir domaindeki bütün magnetik momentler paraleldir. Bir magnetik alanın uygulanmasıyla domain duvarındaki atomik spinlerin yönelimi 180° değişir. Domain duvarı fiziksel bir sınır değildir. Yani domain duvarı bir çizgi şeklinde düşünülemez. Böyle düşünmek yerine bir yerde atomik spinlerin diziliminin zıt iki yönelim arasında ve değişik yönelimli spinlerin bulunduğu bir bölge olarak algılamak gerekir.

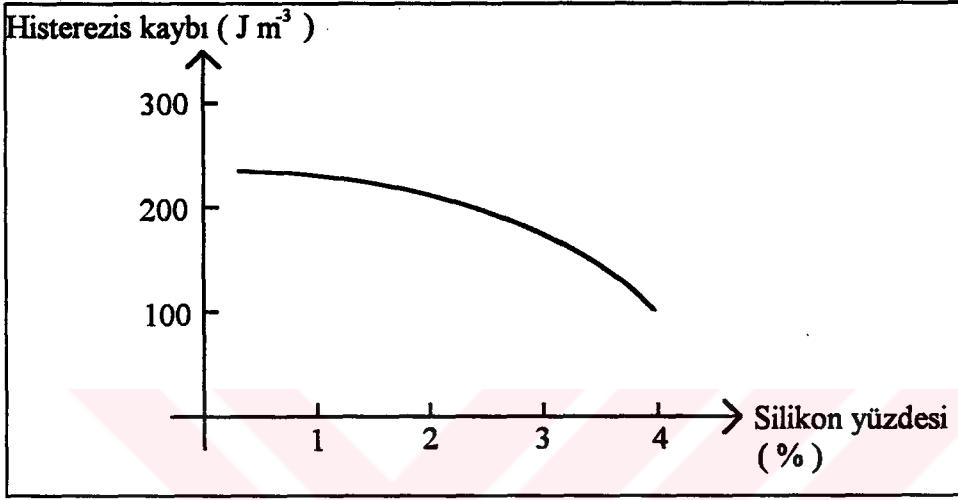
Dolaşılan bir histerezis döngüsü boyunca enerji harcadığını ve harcanan enerjinin eğri tarafından sınırlanan alana eşit olduğunu biliyoruz. İşte enerji hareket eden domain duvarlarında harcanır. Bu nedenle bir domain duvarı hareketine engel olan bir takım özellikler bulunmaktadır. Genellikle hareket eden domain duvarlarında enerjinin kaybolmasından en az üç faktör sorumludur [1]. Bu faktörler iç baskılar, grain sınırları ve safsızlık denilen kristal yapıya başka bir atomun karışması ya da kristal yapıda üretim, kullanım sırasında meydana gelen bozulmalar olarak verilebilir.

Magnetize edilen örnek, hareket eden domain duvarları tarafından magnetize edici kuvvete paralel yönelmiş artan magnetik moment sayılarına eriştirilir ve maddenin mikroyapısı taşıyan domain duvarlarının enerji gereksinimini tayin eder. Alternatif akım uygulamalarında, düşük histerezis kaybına sahip olmak için en iyi histerezis döngüsü olan dar bir alanla sınırlanmış eğriden oluşan döngü alınmalıdır. Histerezis bileşeninin dışında değişen magnetik akıdan dolayı malzemenin içinde indüklenmiş eddy akımlarının katkıda bulunduğu başka bir enerji kaybı bileşeni de vardır. Eddy akımları sadece güç kaybını arttırmaz. Aynı zamanda uygulanan alana zıt yönde bir alan oluşturur. Eddy akımları maddenin yüzeyinden içine doğru sürekli bir şekilde azalan akı yoğunluğuna sebep olur. Bundan dolayı uygun kalınlıkta yapraklardan oluşan magnetik malzemelerin kullanılması gerekir. 1 mm'den büyük çapa sahip grainler için hareket eden domain duvarları tarafından üretilen eddy akımlarının sebep

olduğu daha yüksek enerji kayıpları da vardır [1]. Sonuç olarak enerji kayıpları iletkenlerden kaynaklanır :

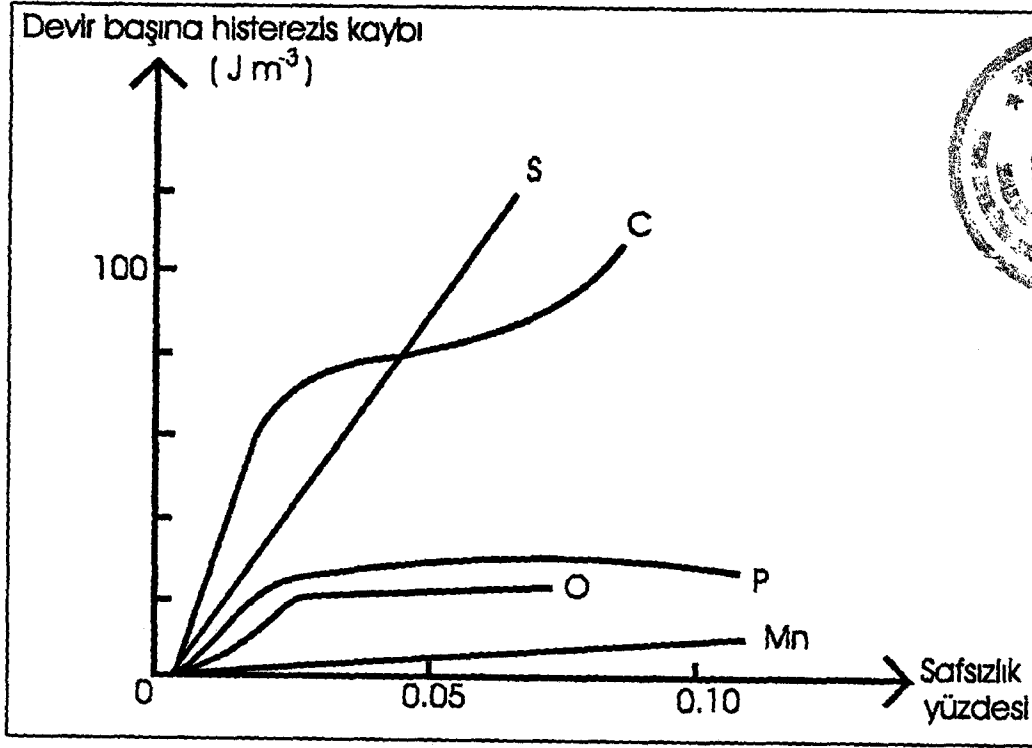
- 1- Malzemelerin iç dirençlerinin bir fonksiyonu olan Eddy akımı kayıpları.
- 2- Histerezis eğrisinin içindeki alanla ilgili olan histerezis kayıpları.

Yapılan çalışmalar silikon eklenmelerinin hatırı sayılır bir şekilde histerezis kayıplarını azalttığını ve geçirgenlik ile demirin elektriksel iç direncini arttırdığını göstermiştir. Anlatılanlarla ilgili grafik Şekil 1.1 'de görölmektedir.

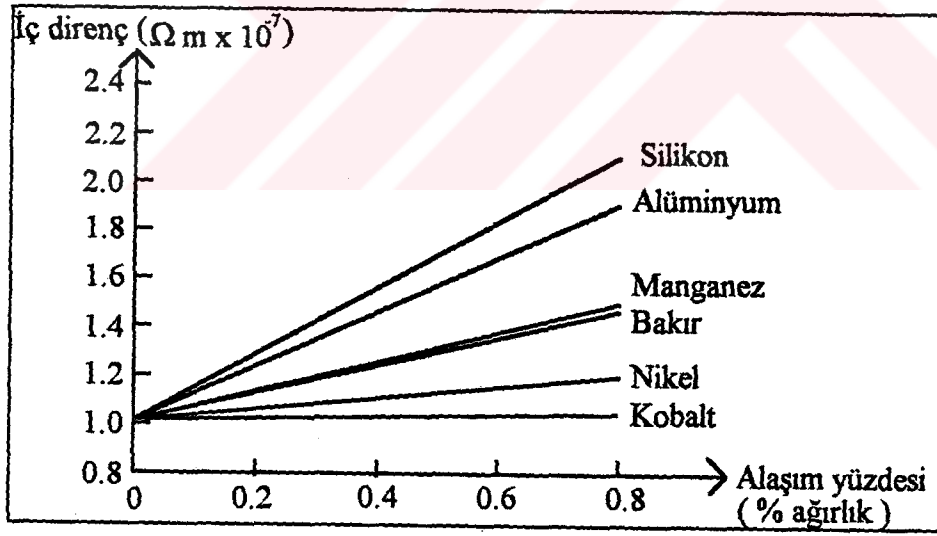


Şekil 1.1 Silisyumlu demir alaşımlarının silikon içeriğinin fonksiyonu olarak histerezis kaybının değişimi [1].

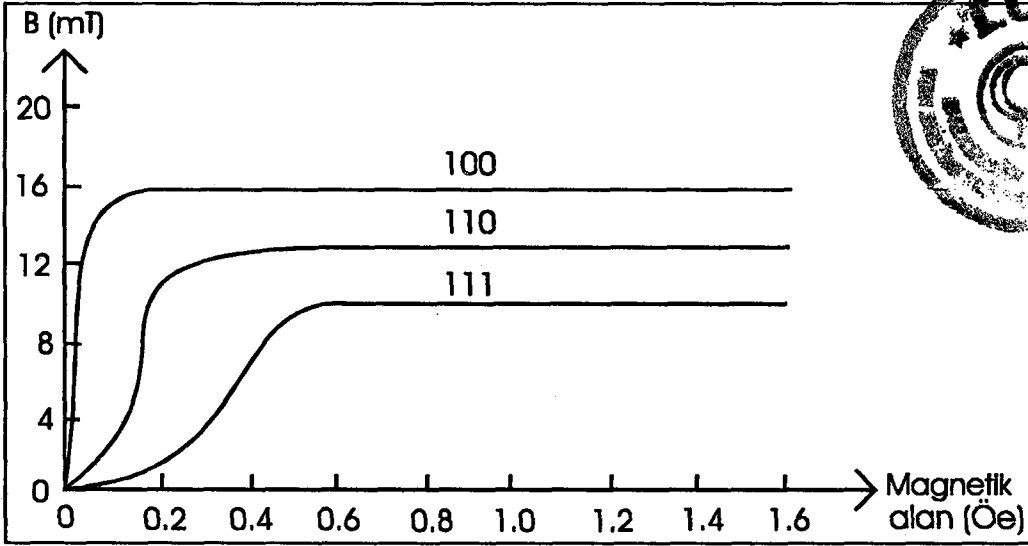
Ayrıca kükürt, karbon, oksijen, fosfor, manganez denilen safsızlık elementlerinin histerezis kaybına etkisini gösteren grafik Şekil 1.2 'de görölmektedir. Yine silikon, alüminyum, manganez, bakır, nikel, kobalt gibi elementlerle iç direncin alaşım yüzdesine göre değişim ilişkisi Şekil 1.3 'teki gibidir.



Şekil 1.2 Küçük miktarlarda safsızlık elementlerinin % 3 'lük silisyumlu demir alaşımında oluşan histerezis kaybına etkileri [1].



Şekil 1.3 Farklı alaşım yapıcı elementlerin iç direnç üzerindeki etkisi [1].



Şekil 1.4 Farklı kristallografik yönlerde tek silisyumlu demir kristallerinin mıknatıslanma eğrileri [1].

Silikon-demirin sahip olduğu benzer özellikler alüminyum demirde de geliştirilebilirdi. Fakat oksitlenmeden kaynaklanan güçlükler bu alaşımları üretmeyi imkansız yapmıştır. Son olarak Şekil 1.4 tek silikon-demir kristalleri için mıknatıslanma eğrilerini gösteriyor. Görüldüğü gibi silikon-demir [100] doğrultusunda diğer kristallografik yönlere göre çok daha kolay bir şekilde magnetize olmaktadır. Açıkça transformatör çekirdeği için düşünülen malzeme magnetize edilmesinin kolay olması için tercih edilmiş bir yöne sahip olma özelliği taşımaktadır.

Bu çalışma çerçevesinde transformatör malzemelerinden kristal yapıdaki Si-Fe alaşımları ile son yıllarda oldukça popüler hale gelen ve çok değişik alanlarda geniş uygulama alanı bulan amorf yapıdaki yani, mikro düzeyde atomik dizilişi düzenlilik göstermeyen magnetik malzemelerin B - H karakteristikleri ve geçirgenlikleri incelenmiştir.

Günümüzde yaşanan enerji darboğazında özellikle transformatörlerde, elektrik motorlarında ve jeneratörlerde enerji kayıplarını en aza indirmek amaçlanmaktadır. Bu amaçla bu araçların üretiminde kullanılan silisli levhaların (Si-Fe) ve amorf malzemelerin magnetik özelliklerinin geliştirilmesi için bu malzemelerin magnetik domain yapılarının ve bu domainlerin uygulanan magnetik alan altındaki davranışlarının araştırılması gerekir.

Magnetik malzemelerdeki domain yapılarının görüntülenmesi için başlıca Bitter-kolloid, Kerr-efekt, S. E. M (Scanning Elektron Microscope) gibi daha birçok yüksek teknoloji gerektiren teknikler amaç doğrultusunda kullanılmaktadır.

Bu çalışma boyunca bahsedilen tekniklerden özellikle statik magnetik domain yapılarının görüntülenmesinde kullanılan Bitter-kolloid tekniği ve ac magnetik alan



altında hareket eden domainlerin incelenmesi için Kerr-efekt tekniği kullanılmıştır. Bu iki teknik kullanılarak kristal yapıdaki magnetik malzemelerde domainlerin görüntülenmesine çalışılmıştır.

Zamanla amorf malzemelerden üretilen güç dağıtım transformatörlerinin kullanımının yaygınlaşması ile klasik sistem olarak bildiğimiz silisli saclardan oluşan düzeneklerde meydana gelen enerji kaybının kazanılması yoluyla ülke ekonomisinde büyük yara açan bu ekonomik kaybın kazanca dönüştürülmesi amaçlanmaktadır.

1.2 MIKNATISLANMANIN TEMELLERİ

Mıknatıslanma elektronların hareketinden kaynaklanır ki kuantumlanmış doğası magnetik dipol momentin temel birimi olan Bohr magnetonu μ_B 'ye bağlı olarak şöyle tanımlanır :

Halka şeklinde ve I elektrik akımı taşıyan bir devrenin dipol momentini IA 'dır. Burada A halka devresinin alanını göstermektedir. Eğer akım, e yüklü ve ω açısal hızı ile r yarıçaplı dairesel yörünge (orbital) 'de dönen m kütleli bir elektrondan oluşuyorsa magnetik dipol moment,

$$\mu = IA = -\frac{1}{2}er \times v = -e\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)\pi r^2 = -\frac{1}{2}e\omega r^2 \quad (1.2)$$

olur. Açısal momentum,

$$P = |J| = m|r \times \vartheta| = m\omega r^2 \quad (1.3)$$

olduğundan magnetik dipol moment,

$$\mu = -\left(\frac{e}{2m}\right)J \quad (1.4)$$

olacaktır.

Açısal momentum $\frac{h}{2\pi}$ birimlerinde kuantumlanmıştır ki h Planck sabitidir. μ 'nün sıfır olmayan en düşük değeri

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m} \quad (1.5)$$

dir. Değeri $9.2741 \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$ (SI) veya $9.2741 \times 10^{-21} \text{ erg Öe}^{-1}$ (cgs) 'e eşittir [2].

Bu işlem basit bir elektron yörüngesine ait özel durum içindir. Daha genel olarak (elektron spini durumunu da dahil ederek)

$$\mu = \gamma J \quad (1.6)$$

dir. γ 'ya "jiromagnetik oran" adı verilir. Sadece bir elektronun yörünge hareketi için,

$$\gamma = -\frac{e}{2m} \quad (1.7)$$

sadece elektron spini için

$$\gamma = -\frac{e}{m}$$

ye eşittir.



1.2.1 Serbest Bir İyonun Magnetik Momenti

Katı malzemelerin magnetik özellikleri esasen verilen her bir atomun ve bu atomlarla ilişkili elektronların karakteristikleri ile belirlenir. Deneysel olarak gözlenen bu özellikleri anlamada katı içindeki tüm atom ve elektronların karşılıklı birbirlerini etkileyerek bütün bir etkiyi oluşturma yoluyla ilgilenilir.

Dört kuantum sayısı n , ℓ , m_ℓ ve m_s bir atomdaki elektronun durumunu tanımlamak için gereklidir. Hepsi aynı baş kuantum sayısı n 'ye sahip elektronlardan oluşan bir elektron kabuğu $2n^2$ tane elektron içerdiğinde doludur. Farklı n seviyeleri arasındaki geçişler, katıların magnetik özelliklerini incelediğimizde bizi ilgilendirmez [2]. Çünkü atomik spektrumlarından bilinen enerji farkları çok büyüktür. Bu farklar yaklaşık 10^5 cm^{-1} basamağındadır. cm^{-1} keyfi olmasına rağmen enerji birimidir ve kullanışlıdır.

$$1 \text{ cm}^{-1} = \frac{1}{8066} \text{ eV} \text{ ya da } 1.98 \times 10^{-23} \text{ J 'ye eşittir.}$$

ℓ , 0, 1, 2, ... (n - 1) değerlerini alabilir. Magnetik kuantum sayısı m_ℓ ($2\ell + 1$) mümkün değere sahiptir ki bunlar $-\ell$, $(-\ell + 1)$, ..., 0, ..., $(\ell - 1)$, ℓ olur.

Spin kuantum sayısı $s = \frac{1}{2}$ 'dir ve $m_s = \mp \frac{1}{2}$ olabilir.

Böylece ℓ 'nin herhangi bir müsaade edilmiş değeri için 2 ($2\ell + 1$) seviye vardır. ℓ değerleri genellikle spektroskopide kullanılan şekilde gösterilir.

Sembol	s	p	d	f	g	h
ℓ	0	1	2	3	4	5

İlk geçiş serisi elementlerde (Cr, Mn, Fe, Co) mıknatıslanma d elektronlarından ($\ell = 2$) kaynaklanır. Nadir toprak alkalilerde [Lantanitler (Nd, Gd, Dy)] mıknatıslanma f elektronlarında ($\ell = 3$) kaynaklanır.

Bir atomdaki birleştirilmiş elektronların nasıl en az enerjiye sahip bir kararlı durum (taban hali) oluşturacağı kısmen aşağıda verilen türde karşılıklı etkileşim enerjilerinin bağıl büyüklükleriyle belirlenir. $\ell_{i,k}$ ve $s_{i,k}$ vektörleri sırasıyla atomdaki i 'yinci ve k 'yinci elektronların yörünge ve spin açıl momentumlarını temsil etmektedir.

$a_{i,k} \ell_i s_k$ spin - yörünge etkileşimidir. Bu etkileşim ya bir elektronun yörünge açısal momentumu ve onun kendi spini ($i = k$) arasındaki etkileşimi ya da farklı elektronlar arasındaki ;

$b_{i,k} \ell_i \ell_k$ yörünge - yörünge etkileşimi,

$c_{i,k} s_i s_k$ spin - spin etkileşimi

olabilir.

Spin - yörünge etkileşimi için, verilen bir elektronun yörünge açısal momentumu birbirlerini karşılıklı olarak kendi spinleriyle öteki elektronların spinlerinden daha kuvvetli biçimde etkiler ve $|a_{ii}| \gg |a_{ik}|$ 'dır. a_{ii} 'yi belirlemede baskın mekanizma nükleer yüklerle her iki etkileşim boyunca ℓ_i ve s_i arasındaki çiftlenmedir. a_{ii} , büyük atom numaralı ağır atomlar için daha büyüktür.

Eğer a, b ve c sabitleri aynı büyüklük derecesinde ise enerji ve elektronik hareketin doğası problemi karmaşıklaşır. Deneysel olarak çoğu durumlarda çok ağır elementler hariç spin - yörünge sabitleri a_{ii} ve a_{ik} , b_{ik} ve c_{ik} ile kıyaslandığında küçüktür. Bütün atom için spinler bir bileşke S vektörünü yörünge momentleri de bileşke L 'yi oluştururlar. Böylece karşılık gelen atomik kuantum sayıları S ve L 'dir. Spin - yörünge etkileşimi o zaman L ve S arasındaki küçük (genellikle sıfır olmayan) çiftlenmeye göre hesaba katılabilir. Dış etkiler çok güçlü olmadığında S ve L bileşke J vektörüne birleştirilir. Karşılık gelen J kuantum sayısı,

$$J = |L - S|, |L - S + 1|, \dots, |L + S - 1|, |L + S| \quad (1.9)$$

değerlerini alır. Buradaki vektörlerle basit geometrik tarzda ilgilenilmiştir. Eğer daha çok kuantum mekaniksel işlemler yapılırsa matrislerin hesaba katılması gerekir.

Notasyonel (kavramsal, hayali) bir çok küçük magnetik alanın uygulanması bir kuantumlanma doğrultusu belirler. Kuantumlanma doğrultusundaki J 'nin izdüşümü olan M_J 'de kuantumlanmıştır ve $M_J = -J, (-J+1), \dots, (J-1), J$ değerlerini alır.

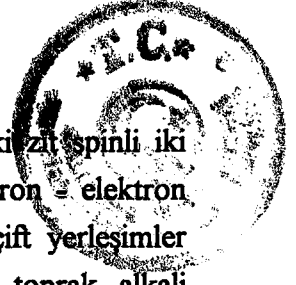
Verilen bir atomda L ve S 'nin maksimum değerleri sırasıyla $\sum \ell_i$ ve $\sum s_i$ ile verilir. Fakat öteki değerler $\sum m_\ell$ ve $\sum m_s$ ile verilen $\sum \pm \ell_i$ ve $\sum \pm s_i$ 'nin limitleri arasında bulunabilir. L ve S 'nin seçimi Hund kuralları uygulanarak yapılır.

1.2.1.1 Hund Kuralları

1) En düşük enerjiyi bir başka deyişle en kararlı durumu veren S_i 'nin kombinasyonu $2S+1$ 'in en yüksek değeri ile yapılır.

2) İlk kural yerine getirildiğinde aynı $2S+1$ değerlerine sahip birkaç mümkün L değeri vardır ki en büyük L en kararlı hal olacaktır.

Hund kuralları sadece çok sınırlandırılmış durumlarda tam teorik gerekçeye sahiptir. Fakat hangi hafif element olursa olsun doğrulukları için küçük şüphe vardır [2].



Bu kuralları destekleyici tartışmalar şöyledir :

1) Uzaysal elektron dağılımının çift yerleşimi (bir yörüngedeki zıt spinli iki elektron) iki elektronun yakınlığından dolayı büyük elektrostatik elektron - elektron itmelerini kapsmalıdır. Olabildiğince birçok benzer spin verilerek çift yerleşimler minimize edilirse enerji düşürülür. Bu kuralın işlemesi geçiş ve toprak alkali elementlerde kısmen doldurulmuş d ve f elektron kabuklarının büyük magnetik momente sahip olup olmamasına bağlıdır.

2) Birinci şartın yerine getirilmesiyle, elektronların yörüngeleri aynı duyarlılık iseler (ℓ_i 'nin aynı işarette olduğu söylenebiliyorsa) elektron - elektron itme etkileşimleri minimize edilmiştir. Çünkü elektronlar zamanlarının çoğunu bundan başka bir tarafta geçirirler. Bu şart altında L, konfigürasyon ve ilk kuralla bağdaşan en büyük değerini alır.

1. kuralla ilişkilendirilen enerjiler 2. kuralla ilişkilendirilenlerden daha büyük büyüklük sırasındadırlar.

Aşağıdaki örnekler kuralların uygulanmasını açıklamaktadır .

a) $3d^7$ durumundaki bir Co^{+2} iyonunu göz önüne alalım.

$3d$ elektronları için $\ell_i = 2$ 'dir.

m_s	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
m_l	2	1	0	-1	-2	2	1	0	-1	-2

Soldan 7 elektronu sayarsak $S = \frac{3}{2}$; $(2S+1) = 4$; $L = 3$ buluruz.

b) Dy^{+3} iyonu $4f^9$ durumundadır. $4f$ elektronları için $\ell_i = 3$ olacaktır.

m_s	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
m_l	3	2	1	0	-1	-2	-3	3	2	1	0	-1	-2	-3

Soldan 9 elektronu saydığımızda

$S = \frac{5}{2}$; $2S+1 = 6$; $L = 5$ 'tir.

1.2.1.2 J 'yi Oluşturmada L ve S 'nin Kombinasyonu



Eğer hiç spin - yörünge etkileşimi yoksa $(2S+1)$ (L, S 'den büyük olduğunda) ya da $(2L+1)$ (S, L 'den büyük olduğunda) 'in hepsi J 'nin (multiplet) mümkün bütün değerleri ile aynı enerjiye sahip olacaktır. Genelde spin - yörünge etkileşimleriyle sağlanan enerji farklarından dolayı bu böyle değildir [2]. Multipletler aşağıdaki gibi ayrılmıştır.

Önceki (elektronik) durumla benzerlikten atomik spin - yörünge çiftlenme enerjisi,

$$W_J = ALS \quad (1.10)$$

olarak yazılabilir.

A sabiti atomik spin - yörünge etkileşim katsayısıdır. Bu katsayı her bir a_{ik} elektronik sabitlerinin bazı kombinasyonlarıyla ilgilidir ve spinlerin kendi yörünge momentleriyle etkileşimi nedeniyle baskın olması beklenir. Bu katsayıya bir sayı gözüyle bakabiliriz. Bu katsayı elektron kabuğu yarıdan daha az dolu olduğunda pozitif, yarıdan çok dolu olduğunda negatiftir.

$$J^2 = (L + S)^2 = L^2 + S^2 + 2LS \quad (1.11)$$

yazarsak o zaman,

$$W_J = \frac{1}{2}A(J^2 - L^2 - S^2) \quad (1.12)$$

olacaktır.

A pozitif olduğunda, J en düşük değerde iken W_J de en düşük değerini alır. $J = |L - S|$ en düşük enerjiyi ve $J = |L + S|$ 'de en yüksek enerjiyi verir. Tersine A negatif olduğunda aynı durum geçerlidir. Bir elektron kabuğu yarıdan daha az dolu olduğunda en kararlı multiplet bileşeni $J = |L - S|$ 'dir. Yarıdan çok dolu olduğunda multipletler terslenmişlerdir ve en kararlı bileşen $J = |L + S|$ 'dir. Kabuk tam yarı dolu iken $L = 0$ ve $J = S$ 'dir. Kabuk tamamıyla dolu iken L, S ve J 'nin hepsi 0 'dır ve zayıf bir diamagnetik katkı dışında kabuk magnetik olarak etkisiz kalacaktır.

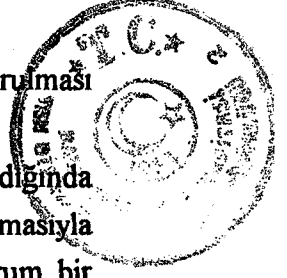
En düşük ve en yüksek multipletler arasındaki enerji aralığı,

$$\left| \frac{A}{2} \{ J(J+1)_{\max} - J(J+1)_{\min} \} \right| \quad (1.13)$$

'dır [2].

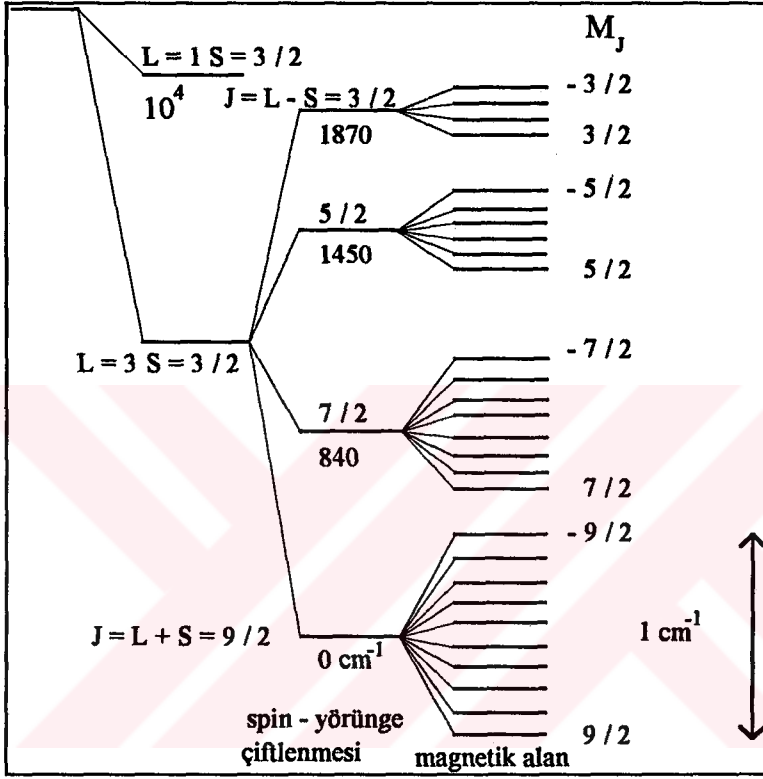
Co^{+2} için $A = -180 \text{ cm}^{-1}$ ' dir ve enerji aralığı 1890 cm^{-1} 'e eşittir. Her bir multiplet hali (J), M_J 'nin farklı izinli değerlerine karşılık gelen $(2J+1)$ tane alt durum veya seviye içerir.

Serbest bir atomda uygulanmış bir dış alan yok iken verilen bir durumun bütün seviyeleri aynı enerjiye sahiptir. Uygulanan bir magnetik alan bu seviyelerin enerjilerini



ayırır ve dejenereliği ortadan kaldırır. Taban durumunda bu seviyelerin doldurulması istatistik mekaniği yasalarıyla düzenlenir.

Malzemelerin birçok temel magnetik özellikleri, magnetik alan uygulandığında veya sıcaklık değiştirildiğinde atomların enerji seviyeleri arasında yeniden dağıtılmasıyla toplam enerjideki değişimlerden ileri gelir. $J = 0$ (veya $2J+1 = 1$) olan durum bir magnetik moment oluşturamaz. Çünkü dağılımdaki (ya da enerjideki) hiçbir değişim bir alan etkisi altında meydana gelmez [2].



Şekil 1.5 Serbest haldeki Co^{+2} iyonunun enerji seviyeleri şeması.
($8066 \text{ cm}^{-1} = 1 \text{ eV}$ alınarak enerjiler cm^{-1} biriminde verilmiştir.)

Bir multipler durumunun kuantum sayıları $^{2S+1}L_J$ formundaki spektroskopik gösterimle yazılır ya da bu durumun bir alt seviyesi için $^{2S+1}L_J^{M_J}$ olarak gösterilir.

L değerleri her rakama bir harf gelecek biçimde sembollerle verilir.

Sembol	S	P	D	F	G	H
L	0	1	2	3	4	5

Böylece daha önce verilen iki örnek için, $Co^{+2} \text{ } ^4F_{9/2}$ durumunda olup 10 tane M_J alt seviyesine sahiptir ve Dy^{+3} ise $^6H_{15/2}$ durumunda olup 16 tane M_J alt seviyesine sahiptir.



1.2.1.3 Magnetik Momentin Birimleri

Kuantum sayıları L, S ve J ile açısal momentum vektörleri L, S ve J arasındaki ilişki ;

$$L^2 = L(L+1)\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 \quad (1.14)$$

$$S^2 = S(S+1)\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 \quad (1.15)$$

$$J^2 = J(J+1)\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 \quad (1.16)$$

olarak verilir. Bu özel formda açısal momentumların 3 kartezyen bileşenlerinin toplamı ele alınmıştır. Ele alınan bu açısal momentumlar aslında matristirler. Tersine, toplam açısal momentum J 'nin tek kuantumlanma doğrultusundaki izdüşümü $M_J\left(\frac{h}{2\pi}\right)$ olarak verilir.

Karşılık gelen magnetik moment vektörleri ;

$$\mu_L = \mu_B [L(L+1)]^{\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

$$\mu_S = 2\mu_B [S(S+1)]^{\frac{1}{2}} \quad (1.18)$$

ve μ_J 'dir. Buradaki μ_B 'ye Bohr magnetonu adı verilir.

Spin - yörünge etkileşimlerinden dolayı, tüm atom için L ve S bileşke vektörlerinin bunların toplamı olan J vektörü etrafında presesyon hareketi yaptığı düşünülebilir. Bu, L ve S zamana göre sonlu türevler olabiliyorken toplamı olan J = L+S 'nin olamadığı kuantum mekaniksel bir sonuca dayandırılmıştır [2].

Bileşke magnetik moment $\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$ (J etrafında presesyon hareketi yapan) J doğrultusundaki zamandan bağımsız μ_J ve uzun bir zaman üzerinden ortalaması sıfır olan J 'ye dik, zamana bağlı bir yüksek frekans bileşeni μ' 'ye ayrılabilir. Böylece,

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_J + \vec{\mu}' \quad (1.19)$$

yazılabilir. μ_J ve μ' nicelikleri kabaca sırasıyla sabit bir dipol moment ve bir kutuplanma etkisine karşılıktır. Burada, sadece ağır basan zamandan bağımsız bileşen gözönüne alınacaktır. Şekil 1.6 'dan,

$$\mu_J^2 = \left[\left(\frac{2\pi}{h} \right) \mu_B \right]^2 \left(L \frac{J}{|J|} + 2S \frac{J}{|J|} \right)^2 \quad (1.20)$$



olduğundan ve

$$S^2 = (J - L)^2 = J^2 + L^2 - 2LJ$$

den

$$LJ = \frac{1}{2}(J^2 + L^2 - S^2) \quad (1.22)$$

ve benzerince

$$SJ = \frac{1}{2}(J^2 + S^2 - L^2) \quad (1.23)$$

olacağından

$$\mu_J^2 = \left(\frac{2\pi}{h} \mu_B\right)^2 \left(\frac{3J^2 + S^2 - L^2}{2|J|^2}\right)^2 J^2 \quad (1.24)$$

$$\mu_J^2 = \mu_B^2 \left(\frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}\right)^2 J(J+1) \quad (1.25)$$

veya

$$\mu_J = g\mu_B [J(J+1)]^{\frac{1}{2}} \quad (1.26)$$

yazılabilir ki

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.27)$$

ifadesine "Lande g faktörü" denir. Lande faktörü $L = 0$ iken 2, $S = 0$ iken 1 değerini alır.

Bu faktör bir tek atomun magnetik momentini belirler. Bir dış alanın yokluğunda aynı momente sahip bütün atomlar aynı enerjiye sahip olurlar. Bir B_0 magnetik alanı uygulandığında enerji kendi M_J değerlerinden farklı olan $2J+1$ alt seviyelerinin istatistiksel doldurulmasına bağlıdır.

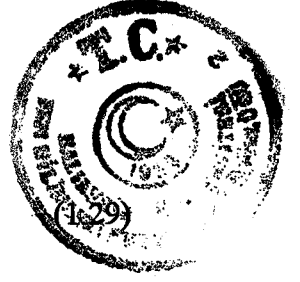
Verilen bir atomun magnetik enerjisi,

$$E_M = -\mu_J B_0 = -g\mu_B M_J B_0 \quad (1.28)$$

olur.

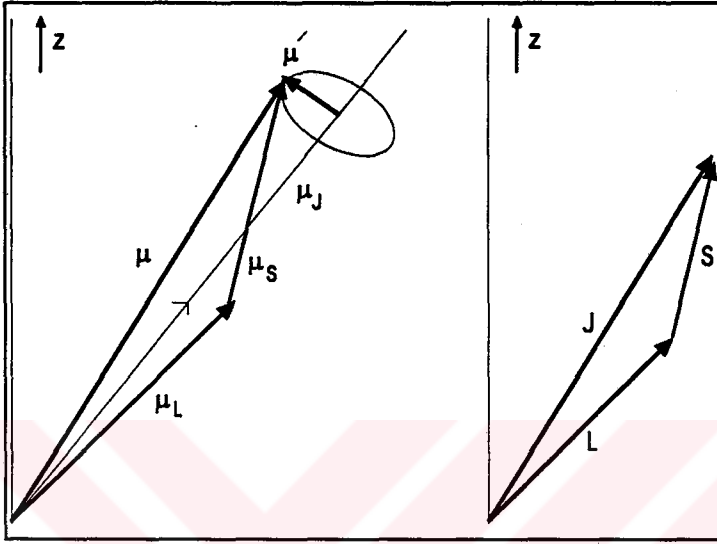
Bu, 1 T ($=10^4$ Gs) basamağında uygulanan alanlar için genellikle 0.1 ile 10 cm^{-1} aralığındadır. 300 K sıcaklığında kT termal enerjisi 209 cm^{-1} 'dir.

Magnetik alt seviyeler istatistik mekaniğinin kurallarına göre en az enerjiyle en büyük bulunma olasılığına sahip olacak şekilde doldurulur. M_J alt seviyesinde bağlı bulunma olasılığı

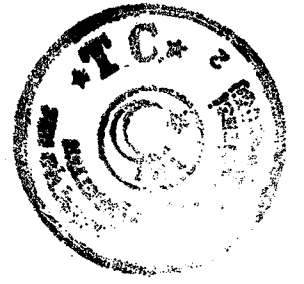


$$P(M_j) = \frac{\exp\left(\frac{-E_M}{kT}\right)}{\sum \exp\left(\frac{-E_M}{kT}\right)} ; \quad (E_M \text{ negatif iken})$$

ifadesiyle verilir.



Şekil 1.6 Atomun vektör modeli.



2. BÖLÜM

2.1 FERROMAGNETİK MALZEMELERİN GENEL ÖZELLİKLERİ

Ferromagnetik malzemeler, magnetik alan altında kuvvetli magnetik indüklemelere imkan veren yüksek geçirgenlikleri ile bilinirler. Mıknatıslanmayı koruma ve dolayısı ile bir alan kaynağı olarak davranma yeteneği ve bir alandaki magnetik dipol üzerinde tork oluşturma gibi özellikler ferromagnetik maddelerin kullanıldığı uygulamaları çeşitlendirmiştir. Genelde ferromagnetik malzemelerin çok büyük bağıl geçirgenlik (μ_r) ve alınganlık (χ) değerlerine sahip oldukları bilinmektedir. Periyodik cetveldeki demir, kobalt ve nikel bilinen ve en çok kullanılan ferromagnetik elementlerdir.

Ferromagnetik davranış gösteren demir normalde enerjiyi minimum yapmak için birbirine zıt yönelmiş spinleri olmayan elektronlardan oluşan dolmamış enerji kabuğu içerir. İşte bu yüzden her bir atom küçük bir magnetik momente sahiptir. Komşu atomlar arasında yapılan enerji alışverişi magnetik momentlerinin aynı hizada olmasına neden olur. Bir parça demir hepsinin magnetik momenti paralel olan domainler içerir [1]. Bir magnetik alanın uygulanması diğerlerinden az farklılık gösteren spinlerin tamamen uygulanan alan yönünde yönelmesine dolayısıyla domainlerin de diğerleri gibi spinleri magnetik alan yönünde olacak biçimde oluşmasına neden olur. Bir başka deyişle magnetize edici alan, çoğu magnetik momentin bir hizaya gelecek biçimde büyük bir magnetik akı algılanmasına neden olur. Böylece malzeme küçük bir magnetize edici alanın ürettiği büyük bir magnetik akıdan dolayı yüksek geçirgenliğe sahip olur.

Ferromagnetik bir örneğin fiziksel boyutları örnek magnetize edildiğinde değişir. İşte bu olaya "magnetostrüksiyon" adı verilir. Magnetostrüksiyon, elimizdeki örneği magnetize ettiğimizde örneğin boyunda meydana gelen değişmeye verilen isimdir. Magnetostrüksiyon ikiye ayrılır :

a) Pozitif magnetostrüksiyon : Örnek magnetize edildiğinde boyunda uzama meydana geliyorsa pozitif magnetostrüksiyon,

b) Negatif magnetostrüksiyon : Magnetizasyon sonucu örneğin boyunda kısalma gözleniyorsa negatif magnetostrüksiyon adını alır.

Demirin pozitif magnetostrüksiyona sahip olduğu bilinmektedir [1]. Bunun anlamı demiri magnetize ettiğimizde boyunda bir artma gözleneceğidir. Yapılan araştırmalar, bir parça demirin magnetize edildiğinde uzunluğunun milyon başına 20 defa arttığını göstermiştir [1]. Her bir tam periyotta transformatör çekirdeğindeki alaşım iki defa magnetize edilir. Bir başka deyişle her saniyede 100 defa magnetize



edilmiş olur. Bu nedenle her bir yaprağın boyu her saniyede 100 defa artar. Çekirdeğin büyüklüğünde meydana gelen dalgalanma çok yüksek ses dalgaları üretir. Dolayısıyla 100 Hz 'lik frekansta rahatsız edici bir uğultu oluşur.

Magnetik histerezis, domain duvarındaki harekete engel olan değişik faktörler yüzünden meydana gelir [1]. Duvar hareketine en önemli engeller safsızlıklar (kirlilik kümeleri), delikler, grain sınırları ve iç gerilmeler olarak verilebilir. Domain duvarının hareketi engellendiği zaman, enerji domain duvarının pozisyonunu değiştirmeye harcanır. Kayıp enerji miktarı, ferromagnetik malzemeye bir tam periyot üzerinden verilen enerjiye bir başka anlatımla histerezis eğrisi tarafından sınırlanan alana eşittir [1]. Şimdi ferromagnetik maddelerin önemli magnetik özelliklerinin neler olduğu inceleyelim.

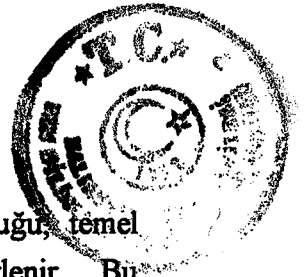
2.1.1 Geçirgenlik (Permeabilite)

Ferromagnetiklerin en önemli özelliği yüksek bağıl geçirgenlikleridir. Bir ferromagnetik maddenin geçirgenliği bir paramagnetik maddenin geçirgenliğinde olduğunun aksine magnetik alanın bir fonksiyonu olarak sabit değildir. Buna karşılık, verilen bir ferromagnetik maddenin özelliklerini karakterize etmede histerezis eğrisi elde edilmesini sağlamak için B magnetik akı yoğunluğunu magnetik alan şiddeti H 'nin bir fonksiyonu olarak ölçmek gerekir.

Genellikle ferromagnetik malzemeler için geçirgenlik sabit değildir. Son derece küçük magnetik alan değerlerinde bile ferromagnetik malzemeler için geçirgenliğin sabit olmadığını görür. Ferromagnetik malzemelerin başlangıç bağıl geçirgenlikleri genellikle 10 ile 10^5 arasında değerlere sahiptir. En yüksek değerler demir-nikel alaşımlarından olan *permalloy* ve *süpermalloy*da gözlenir. Bu alaşımlar son derece yüksek geçirgenliklere sahiptir. Ancak bu alaşımların uygulamaları bir başka magnetik özellik olan "retentivity"lerine bağlıdır.

2.1.2 Kalıcı Mıknatıslık Etkisi (Retentivity)

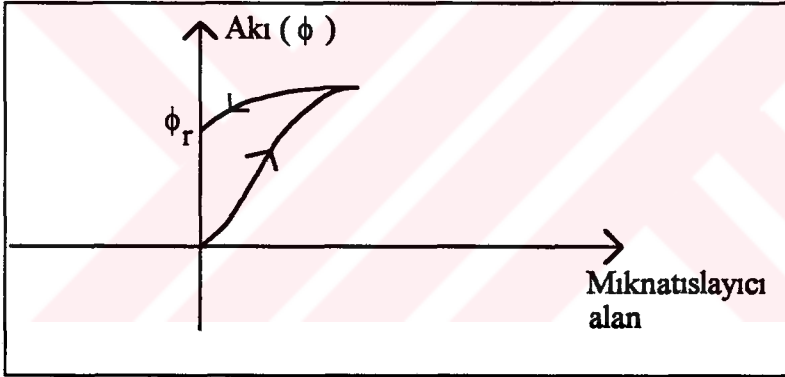
Ferromagnetik malzemelerin magnetize edilebileceği çok iyi bilinmektedir. Yani bu magnetik maddeler bir kez bir magnetik alana maruz kaldıklarında, alan kaldırıldıktan sonra dahi mıknatıslık özelliklerini korurlar [3]. Bu, ferromagnetiklerin en yaygın olarak bilinen özelliğidir. Çünkü hemen hepimiz sabit bir mıknatıs kullanarak demir parçalarını mıknatıslandırma ile uğraşmışızdır. Mıknatıslığın korunması özelliği ferromagnetikleri; bir H dış alanında magnetik moment kazanmalarına rağmen, alanın kaldırılmasından sonra çekim güçlerini koruyamayan paramagnetiklerden ayırmaktadır [3].



2.1.3 Histerezis

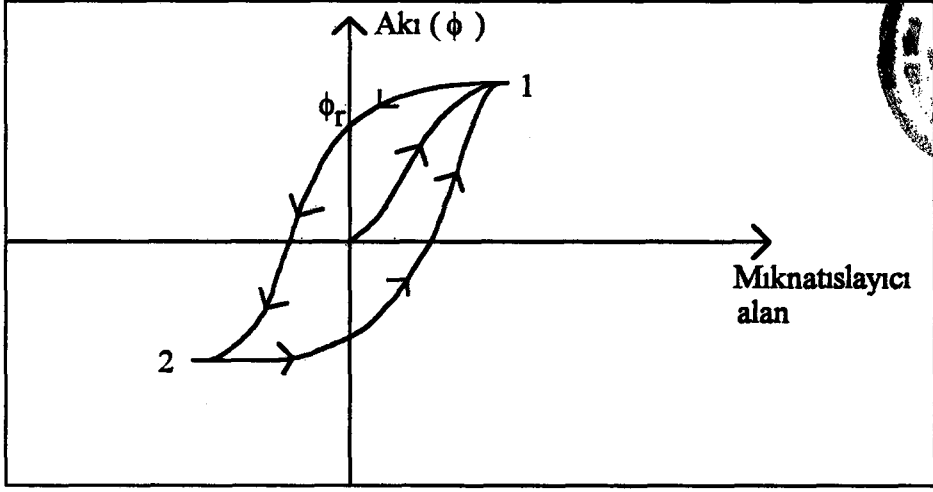
Ferromagnetik malzemelerin endüstriyel uygulamalar için uygunluğu, temel olarak kendi histerezis döngüleri ile gösterilen tipik özelliklerinden belirlenir. Bu nedenle transformatör uygulamalarında kullanılacak olan malzemeler, elektriksel enerjinin etkin dönüştürülmesi gereği, yüksek geçirgenliğe ve düşük histerezis kaybı özelliğine sahip olmalıdır. Elektromıknatıslarda kullanılacak olan maddeler gerektiğinde magnetizasyonun kolayca sifira düşürülebilmesini sağlamak amacıyla düşük artık indüksiyon (remanence) ve sıfırlayıcı alan (coercivity) özelliklerine, kalıcı mıknatıs maddeler ise mıknatıslığı mümkün olduğu kadar uzun süre koruyabilmek amacıyla yüksek remanence ve coercivity özelliklerine sahip olmalıdır.

Bir parça demire sinüsel tarzda değiştirerek magnetik alan uygularsak magnetik karakteristiğın esas önemini ortaya çıkarmış ve oluşturulan akıyı gözlemiş oluruz. Bununla birlikte kangala uygulanan artan magnetik alanla çekirdek doymaya başlar ve sonra akımın sifira düşmesi ile magnetize edici alan da sifira iner. Elde edilen eğri cinsi Şekil 2.1 'de verilmiştir.



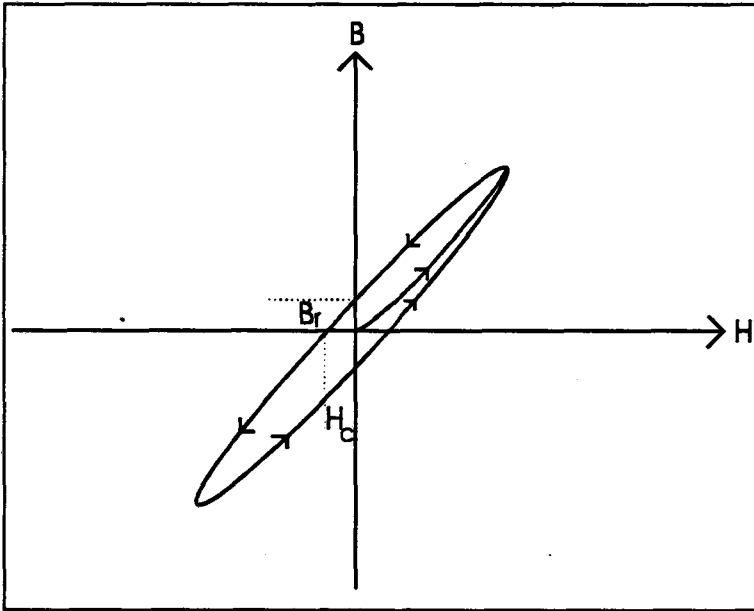
Şekil 2.1 Magnetik indüksiyonun mıknatıslayıcı alana karşı çizilmiş grafiği [1].

Şekilden de görüldüğü gibi mıknatıslayıcı alan son olarak sıfır değerini aldığı anda magnetik akı sifira gitmez. Özellikle mıknatıslayıcı alan uygulanmıyor olduğunda bile bir miktar akı arta kalır. Bu, güç kaynağının anahtarı kapatıldığında bile transformatör çekirdeğinin magnetize edilmiş kaldığını gösterir. Bu olay artık indüksiyon (remanence) olarak bilinir. Mıknatıslayıcı alan sifira düştüğünde çekirdekte arta kalan akı *remanent akısı* adını alır.



Şekil 2.2 Histerezis döngüsünün tamamı [1].

Şekil 2.2 'yi göz önüne alırsak, artan miknatslayıcı alan 1 noktasında satürasyon ile sonuçlanır. Sıfıra düşen miknatslayıcı alan çekirdekte bir remanent akısı bırakır. Ters yönde uygulanan bir magnetize edici kuvvet (magnetik alan = miknatslayıcı alan) akının düşürülmesine neden olur. 0 'dan geçen akı sonunda 2 noktasında satürasyona ulaşılır. Magnetize edici kuvvet 0 'a düşünce çekirdekte tekrar bir remanent akısı arta kalır. Magnetize edici kuvvetin bir kez daha ters yönde uygulanması döngünün kalan parçasını çizer. Sonuçta eğri 1 noktasına, bir başka deyişle çekirdek 1 noktasında satüre olduğu eski haline dönmüştür. Histerezis eğrileri her zaman simetrik ve akı uygulanan magnetize edici alan kuvvetinin gerisinde kalır. Bu nedenle B ve H arasındaki ilişkiyi grafikleyen bu tipteki bir eğri *histerezis döngüsü* olarak bilinir.



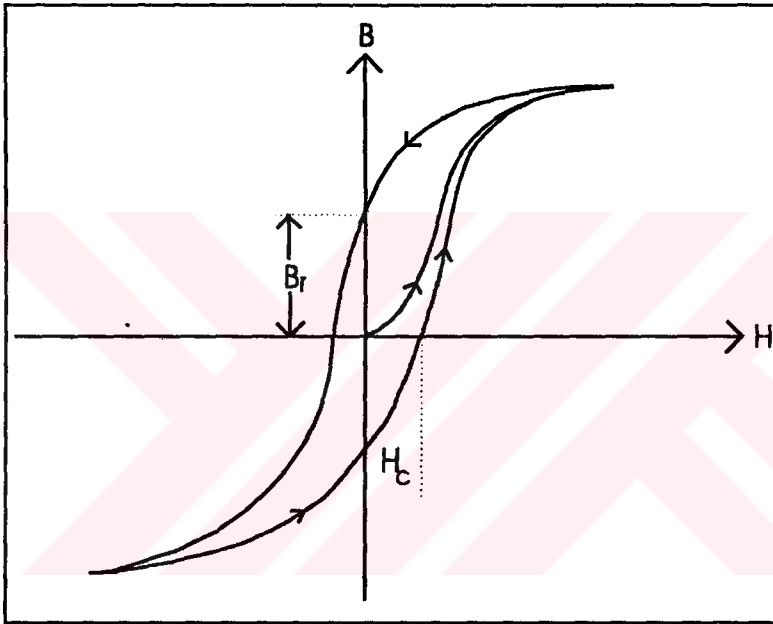
Şekil 2.3 Çok küçük değerlerde magnetik alan için ferromagnetik bir örneğe ait magnetik indüksiyon (B) ile magnetik alan (H) arasındaki ilişkiyi gösterir grafik [4].



B değeri sadece H 'ye bağlı değildir. Bunun yanında incelenen örnekten geçmiş doğasına, bir başka deyişle magnetik materyalin incelenmeden önceki özelliğine bağlıdır [4]. Birkaç periyot için H magnetik alan değeri alternatif olarak $-H_1$ ile $+H_1$ arasında değişirse B - H ilişkisi yukarıda görüldüğü gibi kapalı döngü biçiminde olur.

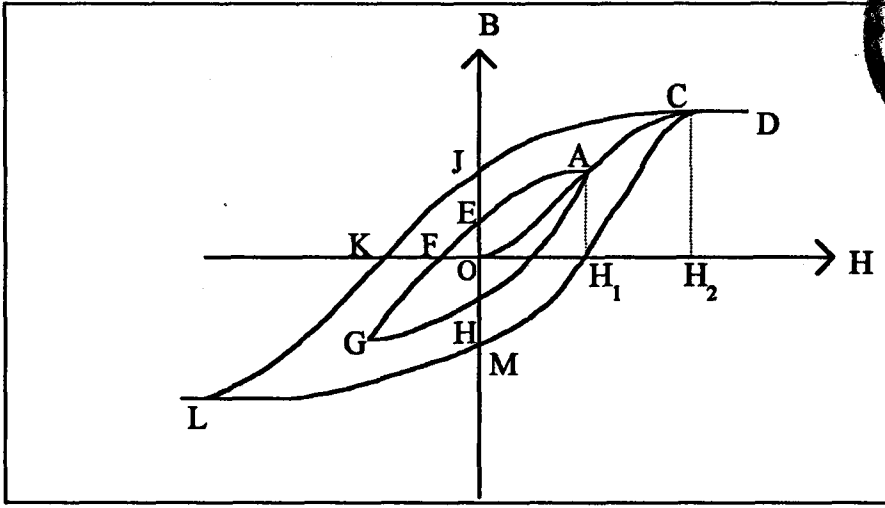
H = 0 iken B 'nin değeri remanent indüksiyon B_r olarak bilinir. Tersine magnetik alan, magnetik indüksiyonun sifira azaltılmasını gerektiriyorsa B = 0 iken magnetik alan için sıfırlayıcı alan kuvvetini (coercive force) yani Şekil 2.3 'ten de görüldüğü gibi H_c 'yi elde ederiz.

Yüksek şiddette magnetik alan değerleri için Şekil 2.3 'teki histerezis döngüsü Şekil 2.4 'teki gibi olacaktır [4].



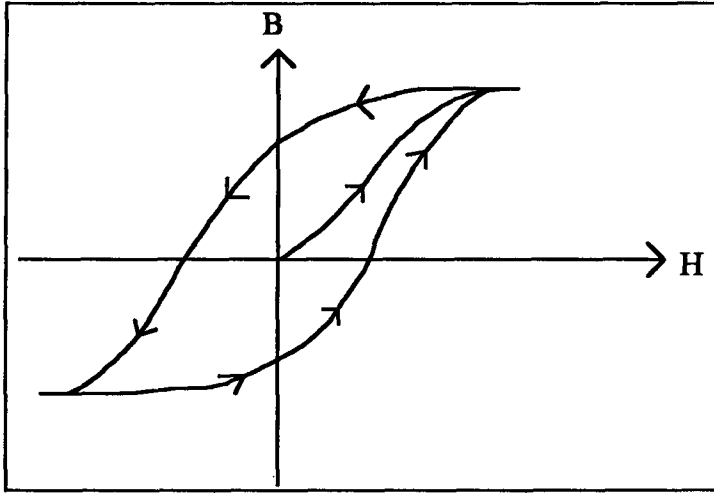
Şekil 2.4 Yüksek değerlerde magnetik alan için histerezis döngüsü [4].

Histerezis döngüsünün değişik türde keskinliğe sahip olması, büyüklüğü ve şekli bir materyalden diğerine değişir. Ayrıca uygulanan magnetik alanın büyüklüğüne bağlıdır. Aslında eğri tarafından sınırlanmış alan incelenen transformatör çekirdeği için enerji kaybı ölçümünü verir. Özetle elektrik akımı taşıyan bir bobin, bobin içinde magnetik malzemenin magnetik niteliklerini düzenleyecek bir magnetik alan yaratır. Eğer bobin içindeki akım azar azar sifirdan belli bir değere yükseltilir ve sonra sifira düşürülür, ardından işareti değiştirilerek bir önceki değere yükseltilir ve son olarak sifira indirilirse örnekteki akı yoğunluğu, düşük bir magnetik alanda Şekil 2.3, yüksek bir magnetik alanda ise Şekil 2.4 'te gösterilen biçimde değişecektir [4].



Şekil 2.5 dc sinyaline ait histerezis döngüleri [5].

Bizim ilgilendiğimiz magnetik ölçüm devresinde histerezis döngüsü Şekil 2.5 'te verildiği gibi birçok döngüden değil, sadece bir tane histerezis döngüsünden oluşacaktır. Sebebine gelince, devrede kullanacağımız sinyal ac sinyalidir. Dolayısıyla akım bir pozitif bir de negatif değerini sırasıyla değişecek biçimde alır. Şekil 2.5, dc sinyali için çizilmiş histerezis döngülerini göstermektedir. Şekil 2.6 ise ac sinyali için çizilmiş ve bizim oluşturacağımız devrede osiloskopta gözlenecek olan histerezis döngüsünü vermektedir. Bilindiği gibi ac sinyalinde akım + ve - değerleri arasında salınım yapar. Ancak dc sinyalde belli bir akım değerini ayrı ayrı uygulamak durumundayız ki bu da iki grafik arasındaki farkın nedenidir.



Şekil 2.6 ac sinyali için histerezis döngüsü [5].

Şekil 2.6 'daki grafik, oluşturulacak magnetik alanın malzeme üzerinde bir magnetik akı doğuracağını gösteriyor. Öyleyse "bir örnek malzeme üzerinde magnetik akı oluşmasının nedeni uygulanan magnetik alandır" genellemesini yapabiliriz.

Eğer örnek başlangıçta tamamen demagnetize edilirse, H magnetik alan kuvvetinin yükseltip H₁ değerini alması sonucu B ile H arasındaki ilişkiyi veren tek eğri OA eğrisidir. H 'nin bir periyotluk değişimi sonucu histerezis döngüsü AEFGHA yolunu izleyecektir (bkz Şekil 2.5). Bu döngüde, H = 0 iken B değerinin grafikten OE 'ye, B = 0 iken H değerinin yine grafikten OF 'ye eşit olduğu görülmektedir. H = 0 iken ki OE değeri "kalıcı mıknatıslık" veya "remanence", B = 0 iken OF değeri "sıfırlayıcı alan kuvveti" ya da "coercive force" adlarıyla anılır. H 'nin üst limit değerini aldığı durumda (Şekil-2.5 'de H₂ ile gösterilmiştir) histerezis döngüsü asimptotik olarak bir maksimuma yükselir. OJ ve OK ile verilen değerler sırasıyla "remanence" ve "coercivity" adıyla bilinir [5].

OACD eğrisi malzemenin ilk mıknatıslanma eğrisidir. B/H oranı *geçirgenlik* olarak bilinir. Bu oranın en büyük iken aldığı ad *maksimum geçirgenlik*dir. İlk geçirgenlik olan μ_0 geçirgenliğin limitsel yaklaşımıyla bulunur ki bu durumda B ve H, 0 'a doğru yaklaşmaktadır [5].

2.1.3.1 Histerezis Döngülerinde Enerji Kayıpları

N sarımlı bir bobin I amper'lik bir akım taşıyorsa magnetize edici kuvvet yerine NI (amper metre) yazılabilir. Akımın Δt süresince arttığını düşünelim. Bu nedenle akı ϕ ' den $\phi + \Delta\phi$ 'ye yükselir. $\frac{\Delta\phi}{\Delta t}$ oranında değişen akı karşılığında N $\frac{\Delta\phi}{\Delta t}$ volt'luk bir gerilim indükler. Akım kaynağı $V \times I$ kadarlık güç sağlar. $V \times I$ 'da V yerine magnetik akı cinsinden değeri konursa $NI \frac{\Delta\phi}{\Delta t}$ elde edilir. Δt süresinde ΔE miktarında sağlanan enerji;

$$\Delta E = NI \frac{\Delta\phi}{\Delta t} \Delta t \quad (2.1)$$

olarak verilir. Bu yüzden Δt 'lerin sadeleşmesiyle :

$$\Delta E = NI \Delta\phi \quad (2.2)$$

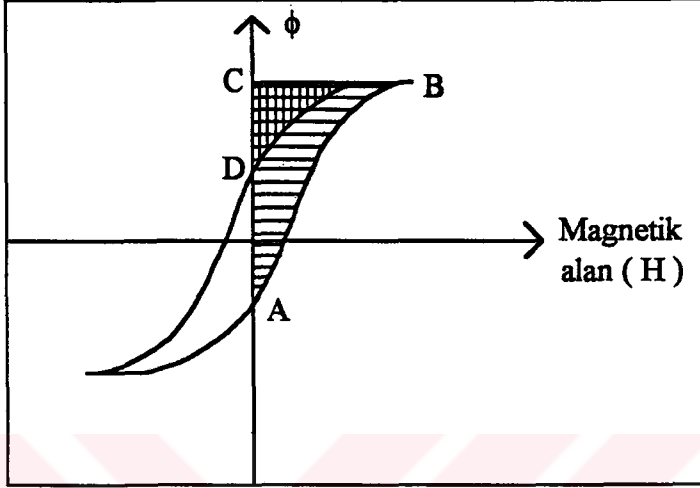
bulunur. Şimdi bir tam devirde dolaşan akım için ne olacağını göz önüne alalım. Toplam enerjiyi integral ile elde edebiliriz. Bu yüzden ;

$$E = \int NI d\phi \quad (2.3)$$

veya magnetik alanı mmf ile göstererek,

$$E = \int (\text{mmf}) d\phi \quad (2.4)$$

yazabiliriz. Bu integralin fiziksel anlamını hatırlayalım. Bu integral eğri ile H eksenini arasındaki alanı gösterir. Şekil 2.7 'den de görüldüğü gibi alanda birikmiş enerji akım pozitif ve artıyorken taranmış ABC alanı ile verilir. Benzerince, akım pozitif ve azalıyorken ki enerji BCD alanından elde edilebilir. Böylece bu yarım periyottaki enerji kaybı ABD alanı ile bulunur. Basitçe yarım periyot boyunca eğri ile sınırlanmış alan enerji kaybını verir.



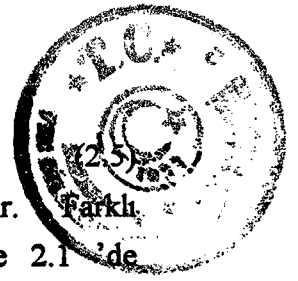
Şekil 2.7 Histerezis kayıplarını bulmada magnetik indüksiyonun magnetik alana karşı çizilmiş grafiği [1].

Aynı düşüncüyü negatif mıknatıslayıcı alanın uygulandığı diğer yarım periyottaki enerji kaybını bulmak için de sürdürebiliriz. Fakat simetriden dolayı bir tam periyot sonunda toplam enerji kaybının eğri tarafından sınırlanan alana eşit olduğu görülür.

Alternatif akımın frekansı 50 Hz 'dir. Bu nedenle bobine 50 Hz 'lik bir akım verildiğinde transformatör çekirdeği üzerinden her saniyede 50 defa tam devir yaparak geçen akım alınır. Böylece saniye başına enerji kaybı, devir başına düşen 50 defa enerji kaybına eşit olur.

2.1.4 Magnetik Doymuluk (Magnetik Satürasyon)

Histerezis çiziminden kolaylıkla görülebileceği gibi başlangıç konumunda bulunan bir ferromagnetik malzeme mıknatıslanmış değildir. Bir H dış alanının uygulanması sonucunda magnetik indüksiyon alan yönünde artar. H yeterince büyük bir şekilde arttırılırsa, mıknatıslanma sonunda M_0 ile göstereceğimiz bir doyma noktasına erişir. Bu durum bir maddenin içindeki tüm magnetik momentlerin H magnetik alanı yönünde düzenlenmesi koşulunu gösterir. Doymuluk mıknatıslanması sadece atomik magnetik momentlerinin büyüklüğüne (m) ve birim hacimdeki atomların sayısına (n) bağlıdır.



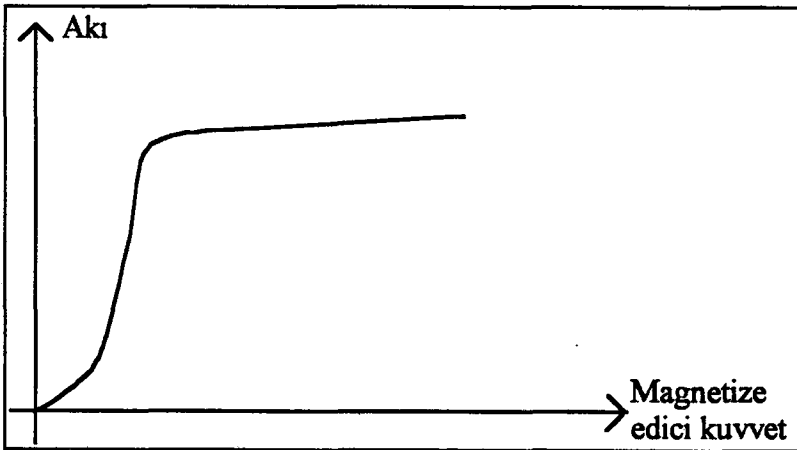
$$M_0 = n \times m$$

Bu nedenle M_0 sadece bir örnekte bulunan maddelere bağlıdır. Farklı maddeler için bazı tipik saturasyon miknatislanması değerleri Çizelge 2.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 2.1 Çeşitli ferromagnetik malzemelerin doyunluk miknatislanması değerleri [3].

MALZEME	MIKNATISLAYICI ALAN ŞİDDETİ (H) ($10^6 A/m$)
Demir	1.71
Kobalt	1.42
Nikel	0.48
78 Permalloy (% 78 Ni, % 22 Fe)	0.86
Supermalloy (% 80 Ni, % 15 Fe, %5 Mo)	0.63
Metglas 2605 ($Fe_{80}B_{20}$)	1.27
Metglas 2615 ($Fe_{80}P_{16}C_3B_1$)	1.36
Permendur (% 50 Co, % 50 Fe)	1.91

Sistemantik olarak değişen miknatislayıcı alan ve ölçülen akı yardımıyla magnetik akının miknatislayıcı alana karşı grafiği çizilebilir. Böyle bir grafiğe genellikle *magnetizasyon eğrisi* adı verilir (bkz Şekil 2.8). Başlangıçta artan magnetize edici kuvvet sonucu akı da yaklaşık olarak lineer bir biçimde artar. Fakat bu doğrusal ilişki bir süre sonra biter ve eğrinin doyunluğa gittiği, bir başka deyişle çekirdeğin doyduğu görülür [1].



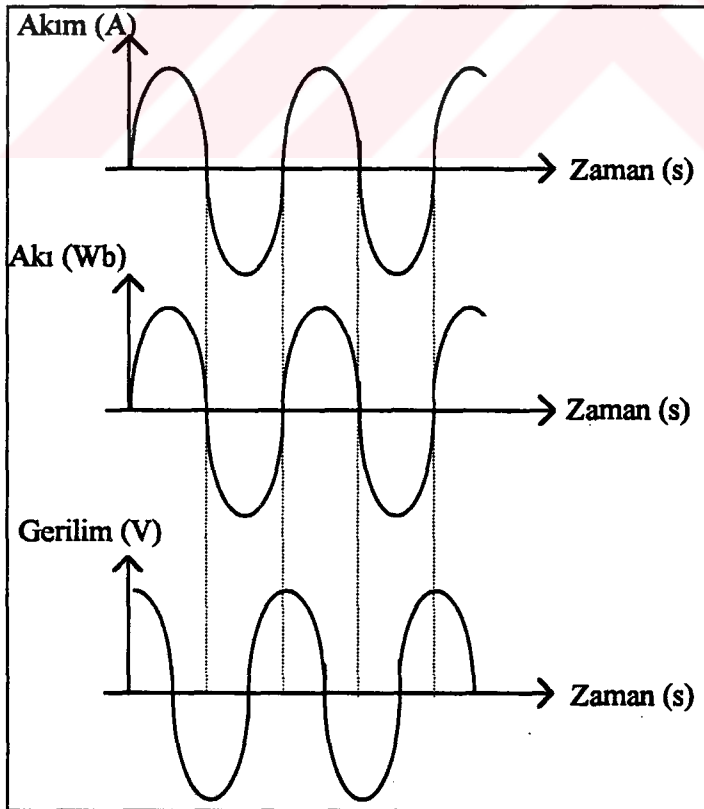
Şekil 2.8 Tipik parça çelikte oluşturulmuş akı [1].



Ayrıca doygunluğa (satürasyona) ulaşıldıktan sonra mıknatıslayıcı alan artışı akı üretiminde çok az etkilidir. Grafikteki doğrusal ilişkinin sonuna gelindiğinde mıknatıslayıcı alanın artırılması sonucu doygunluğa gitme eğilimi vardır. Mıknatıslayıcı alan tarafından üretilen akı yardımıyla geçirgenlik açıklanabilir. Geçirgenlik, satürasyon başlangıcında azaltılır. Bunun daha iyi bir açıklaması “birim mıknatıslayıcı alan başına akıda görülen azalma” biçiminde olabilir. Magnetik doygunluk, artan mıknatıslayıcı alan için akıda ayrıca bir artma sebebinin olmadığı anlamına gelir. Açıkça geçirgenliğin maksimum değeri yakınında çalışma, sisteme verdiğimiz mıknatıslayıcı alan için akı bakımından mümkün olan en iyi verimi almamızı sağlar. Bu nedenle transformatör yapımcıları geçirgenliğin tam düşmeye başladığı noktada çalışma yapmaktadırlar [1].

Eğer akının magnetize edici kuvvete karşı grafiği doğrusalsa, kangaldaki akım ile oluşan akı orantılı olacaktır.

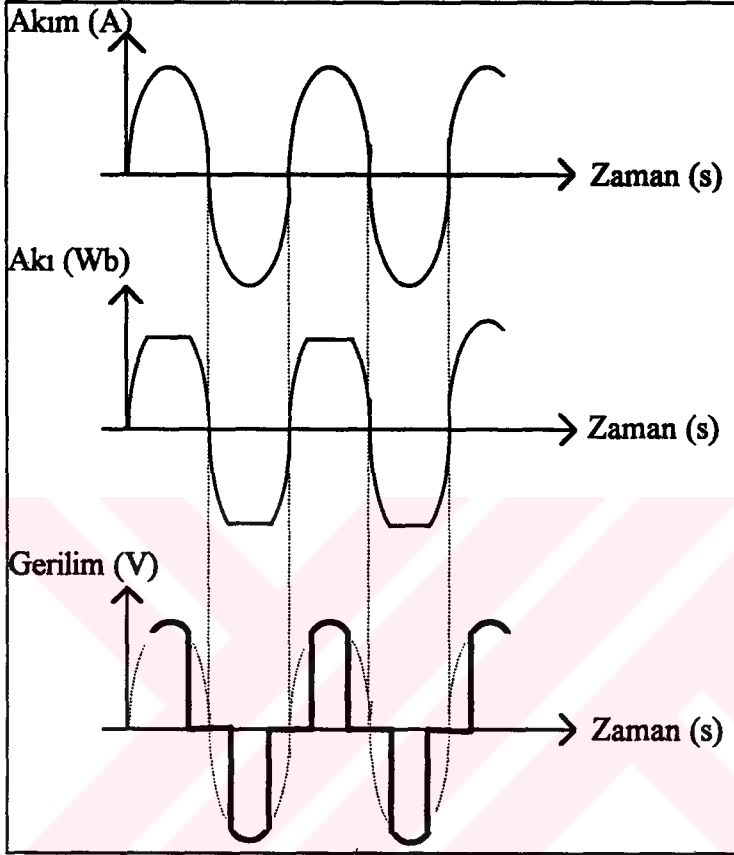
Akım periyodik olarak değişirse akı da aynı şekilde periyodik olarak değişecektir. Böylece akıdaki periyodik değişim sarımda aynı şekilde değişen bir gerilim indükleyecektir. Bunun anlamı transformatörün, zamanla değişimi giriş gerilimine benzer çıkış gerilimi üreteceğidir. Şekil 2.9 'dan da görüldüğü gibi sinüsoidal girişin sinüsoidal bir çıkışa neden olduğunu söyleyebiliriz.



Şekil 2.9 I , ϕ ve V 'nin dalga şekilleri [1].



Kangaldaki akım artan magnetik alan için akı değişimine neden olmayan değere yükseltildiğinde zamanla akıdaki değişim oranı 0 olur. Bu nedenle (Faraday yasasından) gerilim indüklemesi olmaz. Önceleri indüklenen sinüsoidal gerilim yerine bu defa çıkış geriliminde Şekil 2.10 'da görüldüğü gibi kesilme olacaktır.



Şekil 2.10 Doygunluk sonucu kesilen dalga şekli [1].

Bunun anlamı transformatörden çekilen çıkış geriliminde azalma olacaktır. Bu nedenle transformatör çekirdeğinin doyuma ulaşacağı akı değerini bilmek çok önemlidir. Transformatörden yüksek verim alınmak istendiğinden bu noktanın gözden kaçırılmaması gerekir.

Uygulanan bir mıknatıslayıcı alan için üretilebilen akı aynı malzemelerden yapılan farklı geometrilere sahip çekirdekler için farklıdır. Böylece çekirdeğin şeklinin değiştiğinde magnetik devrenin direncinin (reaktans'ının) de değiştiğini anlıyoruz. Doygunluk akısı üzerinde yapılan dikkatli ölçümler bu özelliğin çekirdeğin şekli tarafından da etkilendiğini göstermiştir [1].

Akı yoğunluğu kabaca çekirdeğin birim kesit alanı başına düşen akıdır. Dolayısıyla doygunluktaki akı yoğunluğu değerleri farklı malzemeler için farklı



olacaktır. Akı yoğunluğu birimi, *metre kare başına weber* (Wb / m^2) tanımına karşılık gelen *tesla* (T) 'dir.

2.1.5 Artık İndüksiyon (Remanence)

Bir magnetik madde mıknatısladıktan sonra alan değeri sıfıra düşürüldüğünde arta kalan magnetik indüksiyona B_R *remanent indüksiyonu* ve kalan mıknatıslığa ise M_R *remanent mıknatıslanması* adı verilir [3].

$$B_R = \mu_0 M_R \quad (2.6)$$

Ferromagnetik malzeme doygunluğa kadar mıknatıslandıktan sonra alan değeri sıfırlandığında geriye kalan indüksiyon veya magnetizasyon değerlerini tanımlamak için *remanence* terimi kullanılmaktadır. Mıknatıslığın rastgele bir düzeye çıkmasından sonra alan değeri sıfırlandığında arta kalan indüksiyon veya magnetizasyonu tanımlamak için ise *remanent indüksiyon* veya *magnetizasyon* terimi kullanılmaktadır. Remanent indüksiyon mıknatıslanmanın sınır değerine kadar artar. Sonunda bir limit değere ulaşılır ki bu limit değeri özel olarak "remanence" olarak söylenir. Bu nedenle remanence bütün remanent indüksiyonlar veya magnetizasyonlar için üst limit olmaktadır.

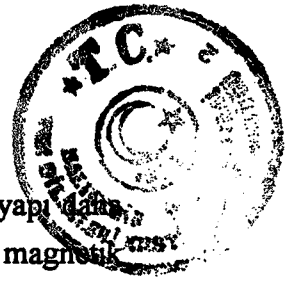
2.1.6 Sıfırlayıcı Alan (Coercivity)

Magnetik indüksiyon H_C şiddetinde bir ters magnetik alan uygulamak suretiyle sıfıra düşürülebilir. Bu alan şiddetine *sıfırlayıcı alan* veya *coercivity* adı verilir. Bu özellik ısı işlemler veya deformasyon gibi etkenlerden etkilenen örneklerin durumu ile yakından ilişkilidir.

Coercive şiddet, mıknatıslanmayı keyfi bir düzeyden sıfıra düşürmek için gereken magnetik alan, coercivity ise mıknatıslanmayı satürasyondan sıfıra düşürmek için uygulanması gereken alan kuvveti olarak tanımlanabilir. Bu isimlendirmede coercivity, coercive kuvvetin bütün değerleri için bir üst limit olmaktadır.

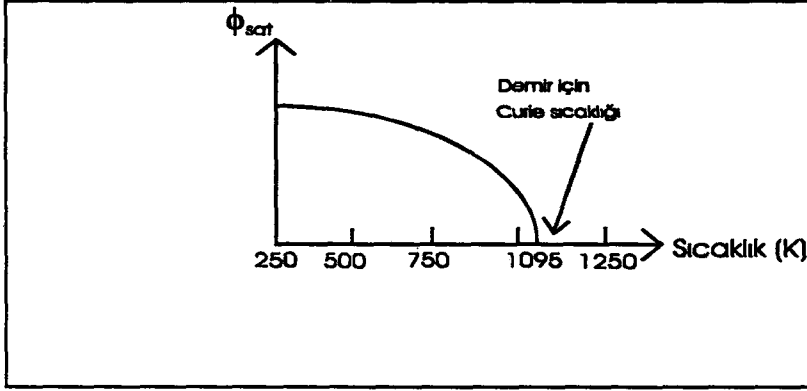
H_{ci} olarak gösterilen gerçek coercivity, M mıknatıslanmasının sıfıra düşürüldüğü alan kuvveti olarak tanımlanır. Yumuşak magnetik maddelerde H_C ve H_{ci} o kadar yakın değerlere sahiptir ki genellikle hiç bir ayırım yapılamaz. Fakat sert magnetik maddelerde H_{ci} 'nin daima H_C 'den büyük olması gibi görünür bir farklılık vardır [3].

Coercivity, yumuşak ve sert magnetik malzemeleri ayırmak için kullanılan bir parametredir. Genel olarak coercivity'si 1000 A/m 'den az olan malzeme magnetik olarak yumuşak diye tanımlanır. Coercivity'si 10000 A/m 'den büyük olan malzeme sert diye tanımlanır [3].



2.1.7 Curie Sıcaklığı

Bir madde ısıtıldığında atomik titreşimlerin ortalama enerjisi artar ve yapı düzenli hale gelir. Ferromagnetik bir maddede bu olayın uygulanan bir magnetik alan tarafından akı üretimine neden olacağı ve artan sıcaklığa karşı üretilen akıda azar azar düşme olacağı gözlenmiştir. Anlatılanlar Şekil 2.11 'deki grafikte verilmiştir.



Şekil 2.11 Uygulanan bir magnetik alan sonucu indüklenen akının sıcaklıkla değişimi.

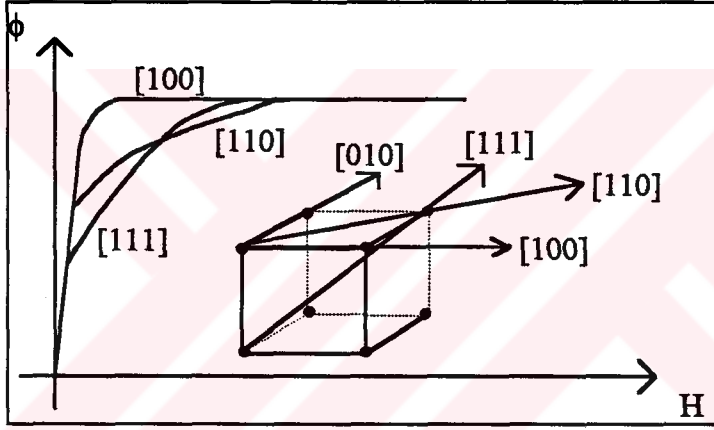
Tüm ferromagnetik maddeler yeterince yüksek sıcaklık derecelerine kadar ısıtıldıklarında paramagnetik olurlar. Bir başka deyişle eğer titreşimlerin ortalama değeri, karşılıklı değiş tokuş kuvvetlerini yenecek kadar yeterince büyük olursa ferromagnetik davranışlar kaybolur. İşte bu olayın olduğu yani ferromagnetikten paramagnetik hale geçişin gerçekleştiği sıcaklığa *Curie sıcaklığı* adı verilir. Bu sıcaklıkta maddenin geçirgenliği aniden düşer; hem coercivity hem de remanence değerleri sıfır olur [3].

Çizelge 2.2 Çeşitli malzemeler için Curie sıcaklıkları [3].

MALZEME	CURIE SICAKLIğI
Demir	770 °C
Nikel	358 °C
Kobalt	1130 °C
Godolinyum	20 °C
Terfenol	380 - 430 °C
$Nd_2Fe_{14}B$	312 °C
Alnico	850 °C
$SmCo_5$	720 °C
Hard ferritler	400 - 700 °C
Baryum ferrit	450 °C

2.1.8 Magnetik Anizotropi

Magnetik anizotropi, magnetik özelliklerin yönsel bağımlılığıdır. Örneğin demir gibi bir ferromagnetik maddeyi [100] yönünde magnetize etmeye kalktığımızda çok küçük bir magnetik alanda satürasyona ulaşılır. Ama [100] yönünden başka bir yönde magnetize edici kuvvet uygulandığında maddeyi doygunluğa götürmek için daha büyük bir magnetik alana gereksinim olur. Bu nedenle demirin Şekil 2.11 'de görüldüğü gibi [100] yönünde magnetik özelliklerini saptamak daha kolaydır. Nikel de magnetik olarak anizotropiktir. Diğer yönlere göre [111] yönünde daha kolay doyuma ulaşır. Çoğu malzemeler polikristaldirler. Polikristaller birçok küçük kristallerden oluşurlar. Bu küçük kristallere *tek kristal tanecikleri (grainler)* denir. Silikon-demir alaşımının bir tek kristali çok yüksek bağıl geçirgenlik değerine sahiptir. Yeterince geniş mıknatıslanma eğrileri çizen tek kristalleri hazırlamak kolay değildir. Bu amaçla yapılmış bir deneyin sonuçları Şekil 2.12 'de verilmiştir.



Şekil 2.12 Tek bir demir kristali için farklı kristalografik yönlerde uygulanan magnetik alan altındaki mıknatıslanma eğrileri [1]

Çok yüksek bağıl geçirgenliğe sadece bir tek kristal sahip değildir. Fakat kristalin magnetik karakteristikleri kristalin uygulanan alanla oluşan yönlenimine bağlıdır. Demirin [100] doğrultusunda mıknatıslandırılması için diğer yönlere göre daha küçük mıknatıslayıcı alan şiddeti gerekir. Bu grafikte görülmektedir. Tek kristalli çoğu malzemelerin kristalografik yöne bağıli magnetik özellikleri vardır ve bu *magnetik anizotropi* adıyla bilinir. Nikel de magnetik anizotropi özelliği gösterir ve diğer yönlere göre [111] yönünde daha kolay satüre olur.

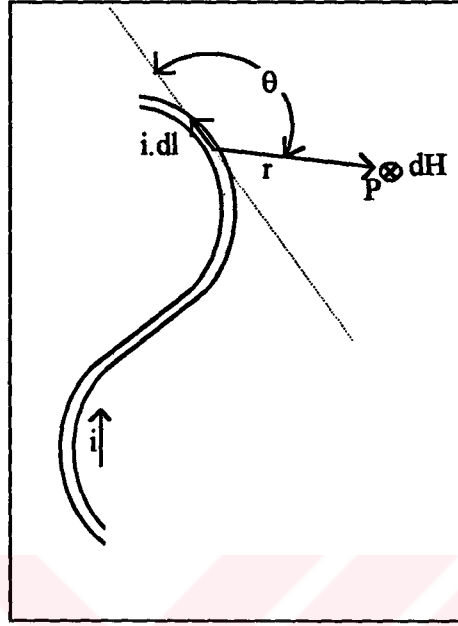
2.2 MAGNETİK ALAN OLUŞTURMA YÖNTEMLERİ

Magnetize edilmiş malzemelerin veya içinden elektrik akımı geçen cisimlerin yakınındaki bölgede bir eksen etrafında dönme eğiliminde bulunan ve magnetik alan



adı verilen bir hareket vardır. Magnetik alan vektörel bir nicelik olup genellikle H harfiyle gösterilir.

İlk olarak gelişigüzel şekle sahip ve içinden akım geçen bir iletkenin, yakınında bulunan bir P noktasında oluşturduğu magnetik alanın hesabını görelim.



Şekil 2.13 P noktasında idl akım elemanı dH diferansiyel magnetik alan elemanı oluşturur. Tel sayfa düzleminin içinde alınmıştır [6].

Şekil 2.13 'te içinden i akımı geçen gelişigüzel şekle sahip bir tel verilmiştir. Telin yakınında bulunan bir P noktasındaki magnetik alan H 'nin büyüklüğünü araştıralım. Şekilde de gösterildiği gibi, tel ilk önce idl ile verilen diferansiyel akım elemanlarına ayrılır. Burada dl, i akımı yönünde ve büyüklüğü tel üzerinde bir diferansiyel yay elemanına eşit vektörü gösterir. Diferansiyel akım elemanı idl vektörel bir büyüklüktür. Akım elemanını çevresinden izole edilmiş bir büyüklük şeklinde algılamak mümkün değildir: Çünkü akım elemanın bir ucundan girip öbür ucundan çıkmaktadır.

Şekil 2.13 'te idl akım elemanını alanın P noktasına birleştiren r vektörü gösterilmiştir. İki vektör aralarında θ açısı yapar. P noktasında akım elemanının oluşturduğu diferansiyel akı yoğunluğu dB ifadesi,

$$dB = \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \frac{i dl \sin \theta}{r^2} \quad (2.7)$$

ile verilir. dB vektörü, $dl \times r$ çarpımı ile aynı yöndedir. Şekil 2.13 için alan şekil düzlemine dik ve içeri doğrudur. Toplam magnetik alan H, tüm idl akım elemanlarının P noktasında oluşturdukları dH diferansiyel alanının integraline eşittir.



Eşitlik (2.7) 'de verilen μ_0 sabitine "boşluğun magnetik geçirgenlik" i denir ve değeri,

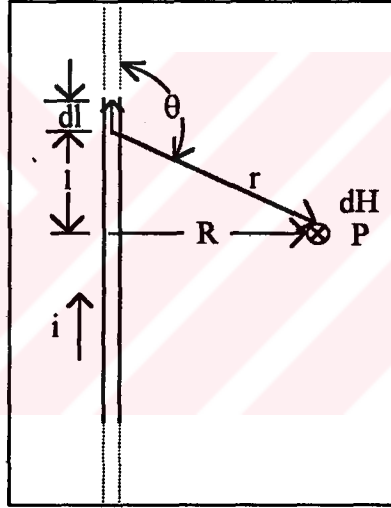
$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{\text{T m}}{\text{A}} \quad (2.8)$$

ile verilir.

Daha önceki kesimde B magnetik akı yoğunluğu ile H magnetik alanı arasındaki $B = \mu_0 H$ eşitliğini vermiştik. İşte bir akım elemanının oluşturduğu H magnetik alanını bulmak için (2.7) eşitliği üzerinde gerekli integral hesaplamaları yapıldıktan sonra bulunan sonuç μ_0 'a bölünürse oluşan H magnetik alanının değeri elde edilir.

Eşitlik (2.7) 'de Coulomb yasasının magnetik eşdeğeri olan ve herhangi bir akımın doğurduğu magnetik alanı bulmada kullanılan Biot-Savart yasası verilmiştir.

Şimdi Biot-Savart kanununu kullanarak içinden i akımı geçen düz bir telin oluşturduğu H magnetik alanını hesaplayalım.



Şekil 2.14 Düz bir telin oluşturduğu H magnetik alanı.

Şekil 2.14, Şekil2.13 'te verilen düzeneğe benzemektedir. Ancak burada içinden akım geçen tel bir eğri olmayıp bir doğrudur. Tel üzerindeki idl akım elemanlarının P noktasında oluşturdukları dB diferansiyel akı yoğunluğu eşitlik (2.7) 'ye göre,

$$dH = \left(\frac{1}{4\pi} \right) \frac{i dl \sin \theta}{r^2} \quad (2.9)$$

ile verilir. Alan elemanı dH 'nin yönü ise dl x r çarpımı ile belirlenir. Bu durum için şekil düzlemine dik ve içeriye doğrudur. Her bir akım elemanı için dH 'nin yönü aynıdır. Dolayısıyla P noktasında H değerini bulmak için eşitlik (2.7) integre edilir. Bu işlem,



$$B = \int dB = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int \frac{\sin \theta dl}{r^2} \text{ ve } r = \sqrt{l^2 + R^2}$$

şeklinde verilir. Görüldüğü gibi, r , θ ve l birbirinden bağımsız değildir. Büyüklükler arasında

$$\sin \theta = [\sin(\pi - \theta)] = \frac{R}{\sqrt{l^2 + R^2}} \quad (2.11)$$

bağıntıları vardır. Verilen bağıntıları kullanarak, B için

$$B = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R dl}{(l^2 + R^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 i}{4\pi R} \left[\frac{l}{(l^2 + R^2)^{1/2}} \right]_{-\infty}^{+\infty} \quad (2.12)$$

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi R} \quad (2.13)$$

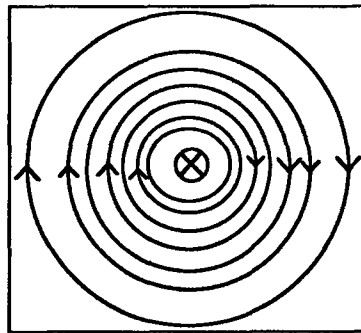
değeri bulunur. P noktasının tele olan uzaklığını keyfi alırsak bulunan bağıntı,

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi r} \quad (2.14)$$

şekline dönüşür. Amacımız H magnetik alanının değerini bulmak olduğu için elde edilen (2.14) no'lu eşitlik μ_0 'a bölünürse;

$$H = \frac{i}{2\pi r} \quad (2.15)$$

Burada r , tel ile P arasındaki uzaklıktır.



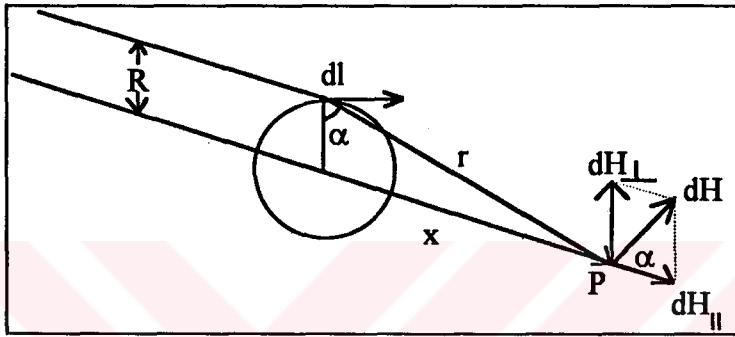
Şekil 2.15 Şekil 2.14 'te verilen tel ve civarının dik kesiti (Magnetik alan çizgileri saat ibreleri yönündedir)

İçinden i akımı geçen düz bir telin çevresinde oluşturduğu magnetik alan çizgilerinin, aynı merkezli çemberler olduğu deneysel olarak saptanmıştır [6]. Telden uzaklaştıkça alan çizgileri seyrekleşir. Bu özellik H 'nin eşitlik (2.15) 'te verilen $\frac{1}{r}$ bağımlılığını kanıtlar.



Şekil 2.15 'te gösterilen H magnetik alan yönü, Biot-Savart yasası ile saptanır. Şekil 2.14 'te, P noktasında magnetik alan H, şekil düzlemine dik doğrultuda ve şekil düzleminin içine girecek yöndedir. Eğer magnetik alan çizgilerine akım yönünden bakılacak olursa, onların saat ibrelerinin dönme yönünde döndüğü görülür. Magnetik alan çizgilerinin yönü *sağ el kuralı* ile saptanır. Eğer içinden akım geçen bir tel, sağ el ile sağ el başparmağı akım yönünü gösterecek şekilde kavranırsa kıvrılan parmaklar magnetik alan yönünü gösterecektir.

Şekil 2.16 'da dairesel akım devresi adı verilen ve içinden i akımı geçen R yarıçaplı bir çember gösterilmiştir. Eksen üzerindeki noktalarda H 'nin hesabını görelim.



Şekil 2.16 R yarıçaplı içinden i akımı geçen bir halka.

Şekilden anlaşılacağı gibi, r ve dl arasındaki açı 90° 'dir. Dolayısıyla r ve dl 'nin belirlediği düzlem, sayfa düzlemine diktir. Akım elemanı dl 'ye karşı gelen magnetik alan elemanı dH bu düzleme diktir. Böylece magnetik alan şekil düzlemi içinde olup r 'ye dik doğrultudadır.

Magnetik alan elemanı dH 'yi devre eksenine paralel ($dH_{||}$) ve devre eksenine dik dH_{\perp} doğrultuda iki bileşene ayıralım. P noktasındaki toplam magnetik alana yalnız $dH_{||}$ katkıda bulunur. Her bir akım elemanına karşı gelen dH_{\perp} bileşenleri eksene dik tüm doğrultularda bulunduğundan vektörel toplamları sıfır eder. Toplam alan,

$$B = \int dB_{||} \quad (2.16)$$

ile verilir. Buradaki skaler integral akım elemanları üzerinden alınır. Şekil 2.16 'daki akım elemanları için Biot-Savart yasası,

$$dB = \frac{\mu_0 i dl \sin 90}{4\pi r^2} \quad (2.17)$$

şeklindedir. Diğer taraftan,

$$dH_{||} = dH \cdot \cos \alpha \quad (2.18)$$

ilişisini göz önüne alarak,



$$dH_{||} = \frac{\mu_0 i dl}{4\pi r^2} \cos\alpha$$

bulunur.

Şekil 2.16 'dan anlaşılacağı gibi r ve α birbirlerinden bağımsız iki değişken değildir. Her iki değişkeni de, P noktasının çember merkezine olan uzaklığı x , cinsinden ifade ederek,

$$r = \sqrt{R^2 + x^2} \quad (2.20)$$

ve

$$\cos\alpha = \frac{R}{r} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}} \quad (2.21)$$

buluruz. Bu değerleri $dH_{||}$ bağıntısında yerine koyarsak,

$$dH_{||} = \frac{\mu_0 i R}{4\pi (R^2 + x^2)^{3/2}} dl \quad (2.22)$$

elde edilir. Anlaşılacağı gibi i , R ve x her bir akım elemanı için aynı değere sahiptir. $\int dl$ integralinin dairenin çevresini vereceğini göz önünde tutarak sonucu,

$$H = \int dH_{||} = \frac{\mu_0 i R}{4\pi (R^2 + x^2)^{3/2}} \int dl \quad (2.23)$$

veya

$$B(x) = \frac{\mu_0 i R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (2.24)$$

şeklinde ifade ederiz.

Eğer $x \gg R$ ise Şekil 2.16 'da devreye yakın noktalar göz önüne alınmaz. Dolayısıyla eşitlik (2.24),

$$B(x) = \frac{\mu_0 i R^2}{2x^3} \quad (2.25)$$

şekline dönüşür. Devrenin alanının πR^2 olduğunu ve N tane sarımdan oluştuğunu düşünersek alan,

$$B(x) = \frac{\mu_0 (Ni A)}{2\pi x^3} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi x^3} \quad (2.26)$$

şeklinde yazılır. Burada μ devrenin magnetik dipol vektörünü göstermektedir.

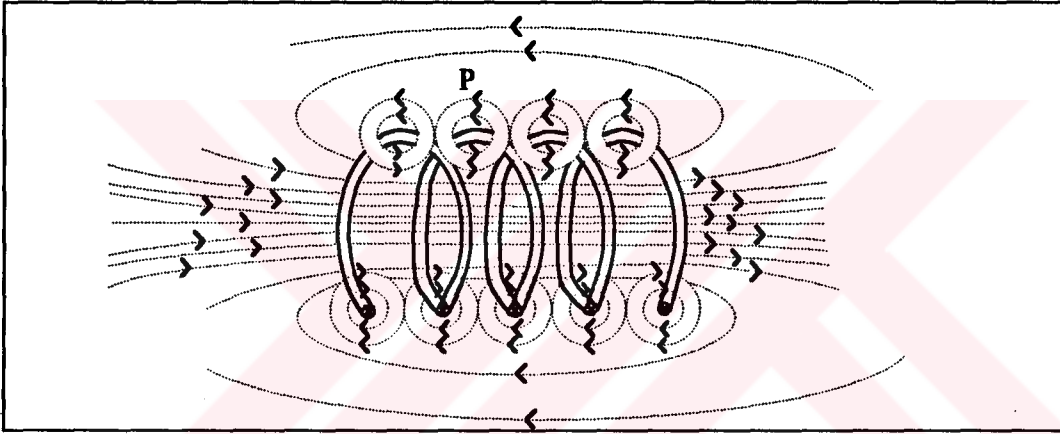
Şimdi de yüksek simetri özelliği gösteren selenoid ve toroidlerin magnetik alanlarının nasıl hesaplandığına bakalım.



Bilindiği gibi içinden i akımı geçen ve bir helis boyunca sık olarak sarılmış düzeneğe selenoid denir. Genel olarak helisin uzunluğu yarıçapına göre çok büyük olarak alınır.

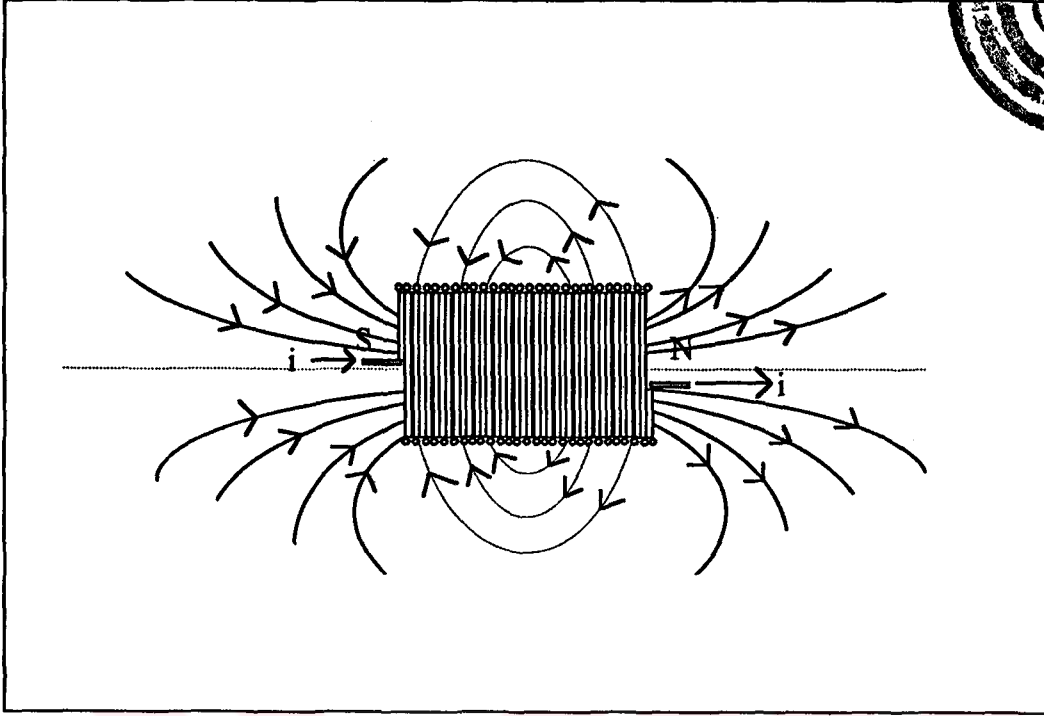
Selenoiddeki bir sarıma yakın bir noktada bulunan gözleyici, tek sarımın bir eğri boyunca olduğunu fark edemez. Tel bu gözleyiciye, mıknatıslık özellikleri bakımından uzun bir tel gibi gözükür. Dolayısıyla tek bir sarımın oluşturduğu magnetik alan çizgileri, yaklaşık olarak aynı merkezli çemberler gibidir.

Selenoidde oluşan toplam magnetik alan, sarımların tek tek oluşturdukları magnetik alanların vektörel toplamına eşittir. Şekil 2.17 'de bir selenoidi meydana getiren sarımlar aralıklı olarak gösterilmiştir. Şekle dikkatli bakıldığında, sarımlar arasındaki magnetik alanın birbirini yok edici yönde olduğu görülür. Sarımlardan yeterince uzakta bulunan noktalarda magnetik alan H selenoidin eksenine paraleldir. Çok sık sarılmış bir selenoid, içinden akım geçen silindirik bir tabakaya benzer.



Şekil 2.17 Aralıklı sarılmış bir selenoid.

Şekil 2.17 'de verilen P noktasındaki alan, selenoidin üst sarımlarınca oluşturulmuştur. Bu bölgede alan sola doğru yönelmiş olup, (\cdot) ile gösterilmiştir. Selenoidin alt sarımlarınca oluşturulan alan sağa doğru yönelmiştir (\times) ile gösterilmiştir ve birbirlerini yok edecek şekildedir. Eğer sarım sayısı çoğalır ve sarımlar sıklaşır, içinden akım geçen bir silindirik tabaka ile belirlenen, ideal selenoide yaklaşılır. Böyle uzun silindirik bir akım sisteminin dış noktalarda oluşturduğu magnetik alan H , yaklaşık olarak sıfırdır. Selenoidin, boyunu çapına göre uzun almak suretiyle, dış noktalardaki magnetik alanın sıfır olduğunu kabul etmek doğru bir yaklaşımdır. Alanın sıfır olduğu yerler, selenoidin dışında uçlardan uzak, orta noktaya yakın bölgedir. Selenoidin uzunluğu yarıçapına göre büyük değilse, magnetik alan çizgilerinin ne biçim aldığı Şekil 2.18 'de gösterilmiştir. Magnetik alan çizgilerinin selenoidin merkezinde sık oluşu, merkezdeki magnetik alanın dış noktalardaki magnetik alandan daha şiddetli olduğunu gösterir.



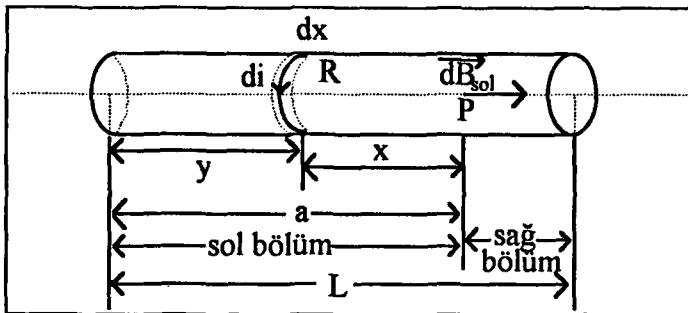
Şekil 2.18 Sonlu uzunluğa sahip bir selenoid. Magnetik alan çizgilerinin dışa doğru çıktıkları sağ uç, bir pusula ibresinin kuzey kutbu gibi davranır.

Şimdi selenoidin merkezindeki magnetik alanın $H = \frac{NI}{L}$ 'ye eşit olduğunu gösterelim.

Dairesel bir akım devresinin eksenindeki alanı veren

$$H = \frac{i a^2}{2(a^2 + x^2)^{3/2}} \quad (2.27)$$

bağıntısından hareket ederek selenoidin alanını bulmaya çalışalım. Selenoidi sonsuz küçük kalınlıkta akım devrelerine ayırıp integre edelim.



Şekil 2.19 Alan hesabı için çok küçük dx kalınlıklarına ayrılmış N sarımlı bir selenoid.



Solenoidin birim uzunluğundaki sarım sayısını $n = \frac{N}{L}$ alırsak solenoid üzerinde dx kalınlığında bulunan di akımı $di = n i dx$ olacaktır. (2.27) eşitliğinden yararlanarak P noktasında meydana gelen alan,

$$dH_{\text{SOL}} = \frac{R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}} di = \frac{R^2 n i dx}{2(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (2.28)$$

dir. $x + y = a$ olduğuna göre dH_{SOL} alanı,

$$dH_{\text{SOL}} = -\frac{n i R^2 dy}{2(R^2 + a^2 - 2ay + y^2)^{3/2}} \quad (2.29)$$

olur. Sol bölümün P noktasında meydana getirdiği toplam H alanı,

$$H_{\text{SOL}} = -\frac{n i R^2}{2} \int_0^a \frac{dy}{(R^2 + a^2 - 2ay + y^2)^{3/2}} \quad (2.30)$$

dir. $y = a - R \tan \theta$ değişimi uygulanarak integral alınır,

$$H_{\text{SOL}} = \frac{n i a}{2(R^2 + a^2)^{1/2}} \quad (2.31)$$

elde edilir. a yerine $L-a$ alınır, sağ bölümün P noktasında meydana getirdiği H_{SAD} alanı bulunur. Bu durumda,

$$H_{\text{SAD}} = \frac{n i (L-a)}{2[R^2 + (L-a)^2]^{1/2}} \quad (2.32)$$

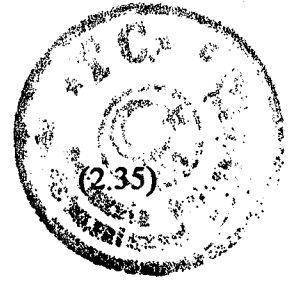
olur. P noktasındaki toplam alan,

$$H = H_{\text{SOL}} + H_{\text{SAD}} = \frac{n i}{2} \left[\frac{a}{(R^2 + a^2)^{1/2}} + \frac{L-a}{[R^2 + (L-a)^2]^{1/2}} \right] \quad (2.33)$$

olur. İdeal solenoid için $L \gg R$ ve $a \gg R$ alınır,

$$H = \frac{n i}{2} \left[\frac{a}{a \left(1 + \frac{R^2}{a^2}\right)^{1/2}} + \frac{L-a}{(L-a) \left(1 + \frac{R^2}{(L-a)^2}\right)^{1/2}} \right] \quad (2.34)$$

ve $\frac{R^2}{a^2} \rightarrow 0$, $\frac{R^2}{(L-a)^2} \rightarrow 0$ olduğundan



$$H = \frac{n i}{2} (1+1) = n i$$

bulunur. n birim uzunluktaki sarım sayısı idi. O halde

$$H = \frac{N i}{L} \quad (2.36)$$

ifadesi elde edilir.

Toroid sonlu uzunluktaki bir selenoidin halka şeklinde bükülmesi ile elde edilir. Bir toroidin merkezindeki magnetik alanın değerini hesaplayalım. Simetri sonucu magnetik alan çizgileri toroidin içinde aynı merkezli çemberler oluştururlar. Amper kanununu yarıçapı r olan çember boyunca uygularsak, B akı yoğunluğu,

$$\oint B dl = \mu_0 i \quad (2.37)$$

veya

$$B 2\pi r = \mu_0 i_0 N \quad (2.38)$$

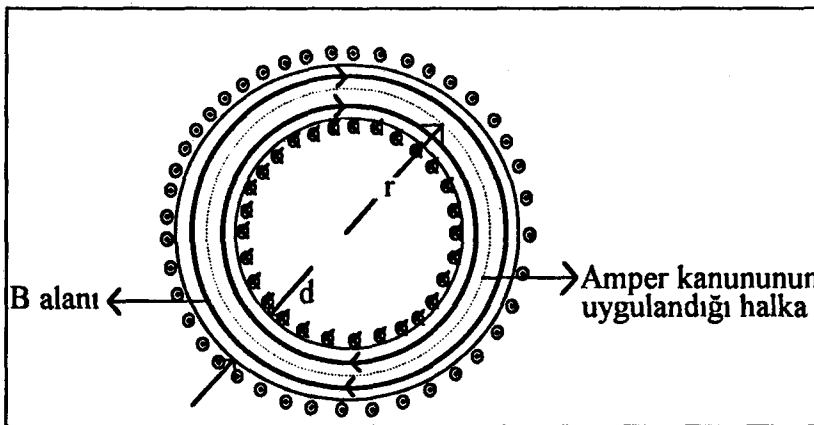
elde edilir. Burada N toplam sarım sayısı, i_0 her bir sarımdaki akım değerini göstermektedir. Bu bağıntıdan magnetik alan, B ifadesini μ_0 'a bölerek ve i yerine $i_0 N$ yazılırsa,

$$H = \frac{i_0 N}{2\pi r} \quad (2.39)$$

bulunur. $i_0 N = I$ alınırsa

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad (2.40)$$

olacaktır. Selenoidin tersine toroidde magnetik alan kesit üzerinde değişim gösterir ve sabit değildir. Amper yasasını kullanarak toroidin dış noktalarındaki magnetik alanın sıfır olduğu da gösterilebilir.



Şekil 2.20 Toroid.

2.3 MAGNETİK ÖZELLİKLER

Bundan önceki kesimde ferromagnetik malzemelerin en önemli makroskopik magnetik özelliklerinden birinin B - H çizimi veya histerezis döngüsü üzerinde gösterilebileceğine değinmiştik. Bu noktadan hareketle mıknatıslanma, histerezis eğrisi üzerindeki her bir noktadan toplam olarak

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (2.41)$$

genel formülü ile hesaplanabilir. Mıknatıslanma eğrisine yakından bakıldığında mıknatıslanmada Barkhausen etkisi olarak bilinen kesintili, tersinmez değişimler görülür.

Histerezis çiziminde bulunmayan ilgi çekici önemli bir hacim özelliği magnetostriksiyondur. Bu özellik maddelerin uzunluğunda ya gerçek bir magnetik düzenin sonucu olarak ya da bir magnetik alanın değişimi sonucu maddenin hacminde görülen değişimdir.

Öncelikle M_0 doygunluk mıknatıslanması değeri bize ulaşılabilir olan üst mıknatıslanma sınırını verecektir. Curie noktasının oldukça altındaki sıcaklıklarda ise bu değerin yerine M_s teknik doygunluk (satürasyon) değeri kullanılmaktadır.

Magnetik maddelerin hacimsel magnetik özelliklerini muhtemelen beş veya altı parametre yardımıyla karakterize edebiliriz. Gerçekten de ferromagnetik maddelerin magnetik özelliklerini çizelgeler haline getirdiğimizde genellikle bu özelliklerin Çizelge 2.3 'te gösterildiği gibi coercivity, remanence, histerezis kaybı, başlangıç geçirgenliği, maksimum geçirgenlik ve doygunluk mıknatıslanması veya doygunluk magnetik indüksiyonu gibi özellikler olduğunu görürüz.

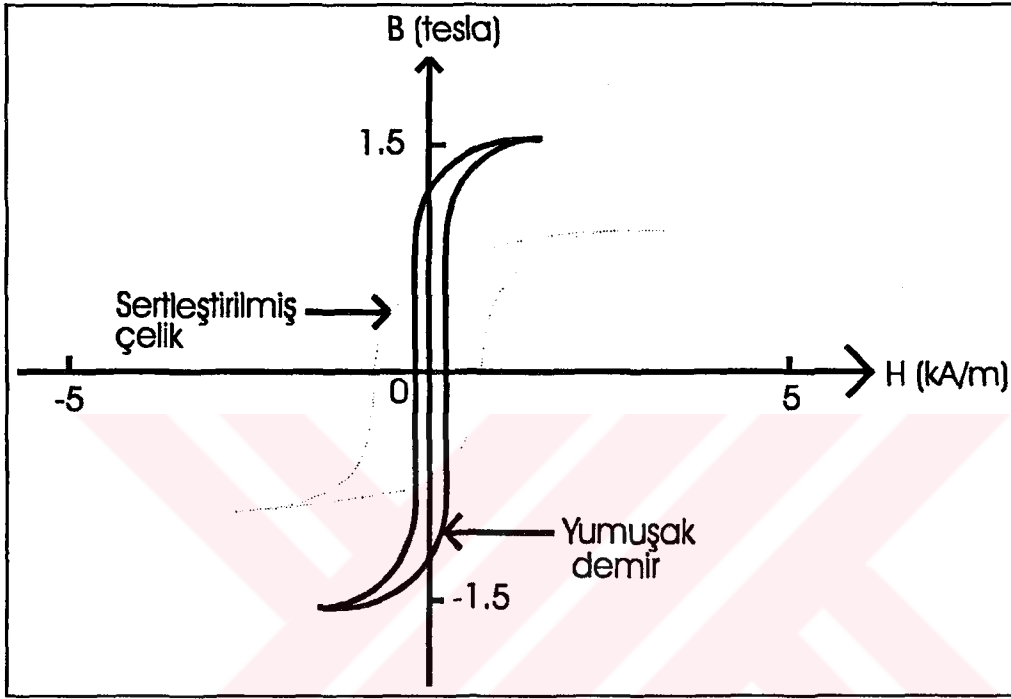
Çizelge 2.3 Yüksek geçirgenlik özelliğine sahip çeşitli ferromagnetik malzemelerin magnetik özellikleri. 2 tesla'lık magnetik indüksiyonlardaki bağıl geçirgenlik $\mu_{B=2T}$, maksimum bağıl geçirgenlik μ_{MAX} , doygunluk magnetik indüksiyonu B_s , dc histerezis kaybı W_H ve coercivity H_C [3]..

MALZEME	$\mu_{B=2T}$	μ_{MAX}	B_s (T)	W_H (J/m ³)	H_C (A/m)
Saf demir	5000	180000	2.15	30	4
Demir	200	5000	2.15	500	8
Karbonil demir	55	132	2.15	-	-
Soğuk çekilmiş çelik	180	2000	2.1	-	144
Demir - % 4 silikon	500	7000	1.97	350	40
78 Permalloy (% 78 Ni, % 22 Fe)	8000	100000	1.07	20	4
Supermalloy (% 80 Ni, % 15 Fe, % 5 Mo)	100000	800000	0.8	-	0.16
Permendur (% 50 Co, % 50 Fe)	800	5000	2.4	1200	160
2V Permendur	800	4500	2.45	600	160



2.4 HİSTEREZİSİN NEDENLERİ

Bir demir veya çelik örnek soğuk işleme tabi tutulduğunda histerezis kaybını ve coercivity'nin arttığı (Şekil 2.21) bilinmektedir. Ayrıca demir'e, çelik yapmada karbon eklendiği gibi, diğer metalik olmayan elementlerin eklenmesi de histerezis kaybını ve coercivity'yi arttırmaktadır [3].



Şekil 2.21 Soğuk çalışma veya karbon ya da diğer magnetik olmayan elementlerin eklenmesinden dolayı demirin veya çeliğin histerezis eğrisinin sertliğe bağımlılığı [3].

Bu sonuçlara dayanarak yerinden çıkan atomlar (yer bozuklukları) şeklinde veya metallerdeki saf olmayan elementler şeklinde görülen "kusurların" mıknatıslanma süreci boyunca (iç sürtünmenin bir türü şeklinde) enerji kaybında artışa neden olduğu görülebilir. Histerezisi ortaya çıkaranlar da bu "kusurlar"dır.

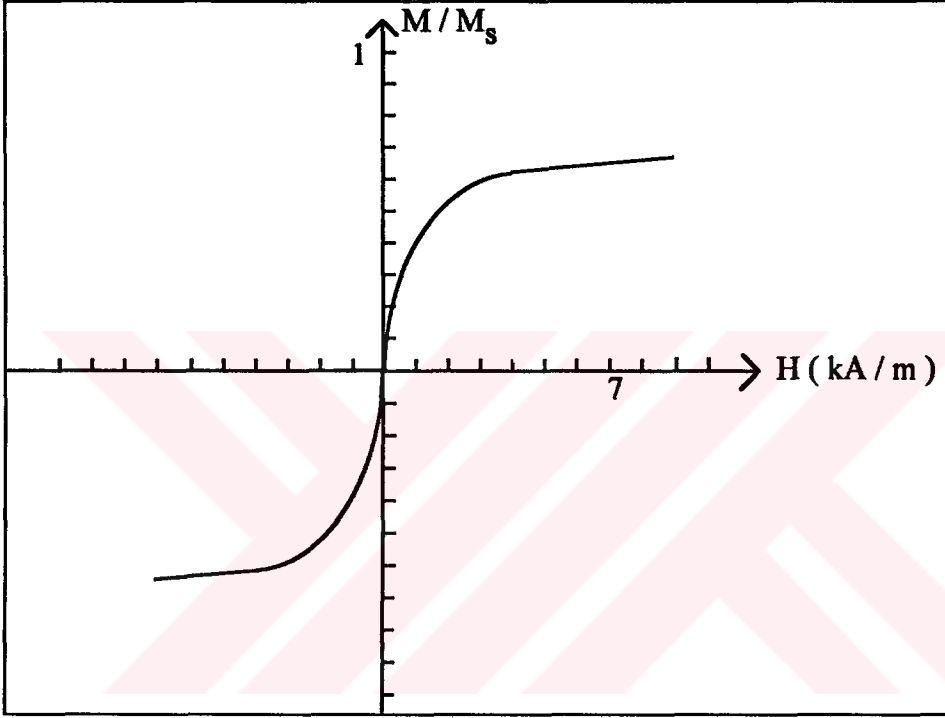
Histerezisi ortaya çıkaran bir başka mekanizma magneto-kristal anizotropidir. Daha büyük anizotropiye sahip olan ferromagnetik maddelerin histerezisleri daha büyüktür [3].

Eğer histerezise, doğaları ne olursa olsun kusurların neden olduğu hipotezini kabul edecek olursak, maddenin bu kusurlardan arınmış olması halinde mıknatıslanma eğrisinin neye benzeyebileceğini de kendi kendimize sormamız gerekecektir. Bu sorunun cevabı; bir an için anizotropik etkenleri göz ardı edersek "histerezissiz (gecikmesiz) bir eğriye benzeyecektir" olur. Yeni magnetik indüksiyon H magnetik



alanının tek değerli bir fonksiyonu olacaktır. Böylece mıknatıslanma eğrisi tersinir bir şekil olacaktır [3].

Bir ferromagnetik maddenin mıknatıslanması saturasyona gittiğine göre, H arttıkça M , M_s 'ye doğru yönelecektir. Bundan başka, başlangıçta mıknatıslanmanın H ile oldukça çabuk değişebileceğini umabiliriz; ancak H arttıkça değişim oranı yavaşlayacaktır. Çünkü bu satüre olmuş fiziksel sistemlerin doğasında vardır. O halde dM/dH yavaş olarak azalırken, M 'nin H 'nin yavaş olarak artan bir fonksiyonu olduğunu söyleyebiliriz. Bu da basık S şekilli eğriyi verecektir (bkz Şekil 2.22).

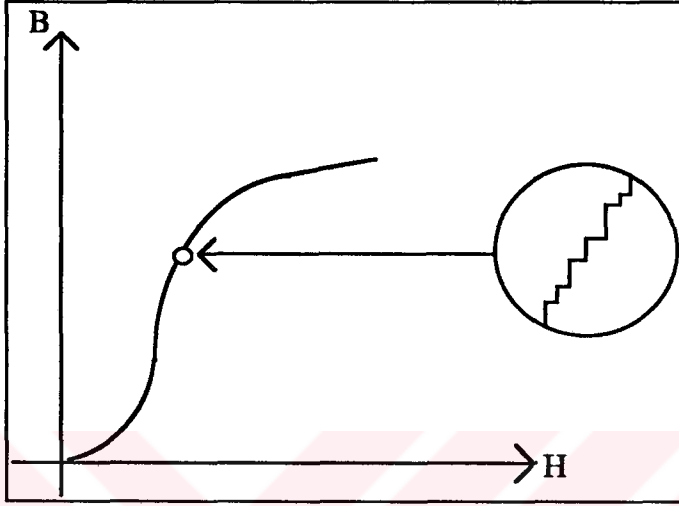


Şekil 2.22 Gecikmesiz mıknatıslanma eğrisi. Bu eğri magnetik alana göre antisimetriktrir. Eğri histerezis eğrisi değildir ve tamamen tersinirdir [3].

2.5 BARKHAUSEN ETKİSİ

Barkhausen etkisi bir ferromagnet içindeki H magnetik alanı sürekli olarak değiştirken B magnetik akı yoğunluğundaki süreksiz değişme olayıdır. İlk defa 1919 yılında bir demir parçası üzerine bir sekonder (ikincil) sarımın sarılıp yükselteç ve hoparlöre bağlanması sırasında gözlenmiştir. H alanı sürekli olarak artarken sekonder sargıda indüksiyonla oluşan küçük gerilim atmaları nedeniyle hoparlörden bir seri ses duyulmuştur. Bu gerilimlere sarımdaki M mıknatıslanması ve dolayısıyla B indüksiyonundaki süreksiz değişmelerden elektromagnetik indüksiyon yasasına göre doğan küçük akı değişikliği neden olmaktadır.

B 'nin H ile düzgün bir değişimi görünürken başlangıçtaki mıknatıslanma eğrisi büyütülürse, Barkhausen etkisini oluşturan B 'deki süreksiz değişimler Şekil 2.23 'teki gibi görünür. Başlangıçtaki bu süreksizliklerin nedeni, bölge dönme mekanizması olarak bilinen, bir domain içindeki mıknatıslanmanın yönünün ani kesikli dönmesine bağlanmış iken sonraları kesikli domain duvarı hareketinin Barkhausen yayınlanmasına neden olan en anlamlı faktör olduğu bilinmektedir [3].



Şekil 2.23 Mıknatıslanma eğrisinde mıknatıslığın büyütülmesi ile gözlenen Barkhausen kesiklilikleri [3]..

2.6 MAGNETOSTRÜKSİYON

Ferromagnetik bir malzemenin mıknatıslanması hemen hemen her durumda boyutlarındaki bir değişmeyi de birlikte getirir. Bunun sonucunda oluşan gerilmeye *magnetostrüksiyon* adı verilir. Magnetostrüksiyonun iki esas tipi gözönüne alınabilir: Curie sıcaklığındaki domainlerde magnetik momentlerin sıralanmasından doğan ve kendiliğinden ortaya çıkan magnetostrüksiyon, alan etkili magnetostrüksiyon.

Her iki durumda da magnetostrüksiyon (λ), boydaki değişim oranı olarak tanımlanabilir.

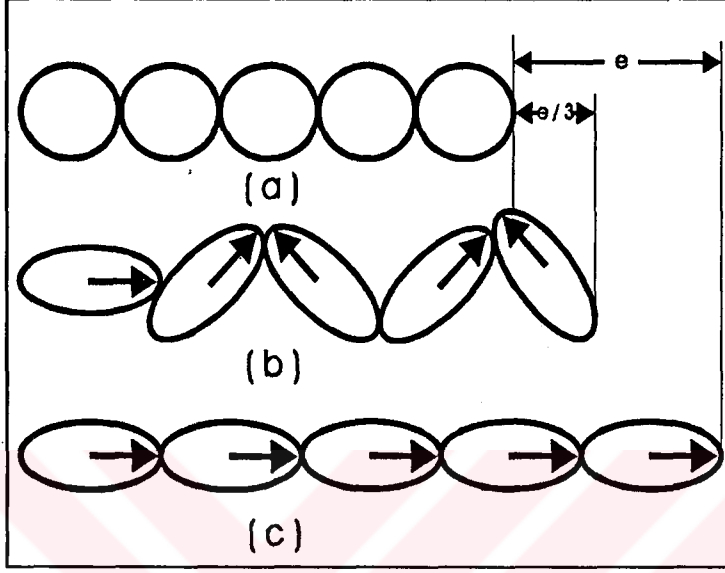
$$\lambda = \frac{dl}{l} \quad (2.42)$$

Domainler içindeki kendiliğinden magnetostrüksiyon ferromagnetin sıcaklığı Curie sıcaklığını geçerken domainler yaratılmasından doğar. Alan etkili magnetostrüksiyon, domainlerin magnetik alan etkisi altında yeniden yönlendirmesinden oluşur. Magnetostrüksiyon, dirençli strain gaugeler veya optik tekniklerle ölçülebilir [3]..

2.6.1 Kendiliğinden Olan Magnetostrüksiyon



Bir ferromagnetik malzeme Curie noktasına kadar soğutulduğunda, önceden ve Curie noktasının üzerinde tamamen rastgele bir düzeni olduğundan düzeni bozuk olan magnetik momentler, çok sayıda (tipik olarak $10^{12} - 10^{15}$) atom içeren hacimlerde düzene girerler.



Şekil 2.24 Magnetostrüksiyonu açıklayan şematik diyagram:

- Düzensiz (paramagnetik) yönelim biçimi;
- Magnetize edilmemiş ferromagnetik yönlendirim;
- Satürasyon mıknatıslanmasına sahip ferromagnetik yönlendirim [3].

Bütün magnetik momentlerin paralel olduğu ve mikroskop altında gözlenebilen bu hacimlere domainler denir. Kendiliğinden olan M mıknatıslığının yönü malzeme içinde toplam mıknatıslığı sıfır yapacak şekilde domainden domaine değişir.

Şekil 2.24.a 'daki gibi Curie sıcaklığının üzerindeki bir katının içindeki baskılanmamış küresel hacimleri gözönüne alalım. Bu malzeme Curie noktasında ferromagnetik olduğunda, domainler içinde kendiliğinden mıknatıslanma ve bunun

sonucunda Şekil 2.24.b 'deki gibi bir doğrultuda bir $\frac{e}{3}$ genişmesi veya λ_0 magnetostrüksiyonu oluşur.

2.6.2 Satürasyon Magnetostrüksiyonu λ_s

Mıknatıslanmamış bir ferromagnetik örnek ile yeterince kuvvetli bir magnetik alanda ve alanın doğrultusunda satüre edilen aynı örneğin boyları arasındaki değişim oranı demek olan satürasyon magnetostrüksiyonunu göz önüne alalım. Bu durumda



uygulanan alan tercihli bir yön oluşturacağından örneğin biçiminde de değişme olacaktır.

Yukarıdaki çok basit modeli kullanarak, düzenli fakat mıknatıslanmamış durumdan düzenli satüre edilmiş duruma geçişe bir magnetik alan uygulamak suretiyle ulaşılır. Şüphesiz, satüre edilmiş durumda domainlerdeki magnetik momentler ve baskılar Şekil 2.24.c 'deki gibi magnetik alana paralel olarak düzene girerler.

2.6.3 Teknik Satürasyon ve Zorunlu Magnetostrüksiyon

Bir malzeme içindeki tüm magnetik domainler bir basit domain örneği oluşturacak şekilde aynı yönde düzenlenirse mıknatıslanma teknik satürasyona ulaşır. Bununla birlikte magnetik alan daha da fazla arttırılırsa M 'de küçük bir artma olur ki bu sürece *zorunlu mıknatıslanma* denir [3].

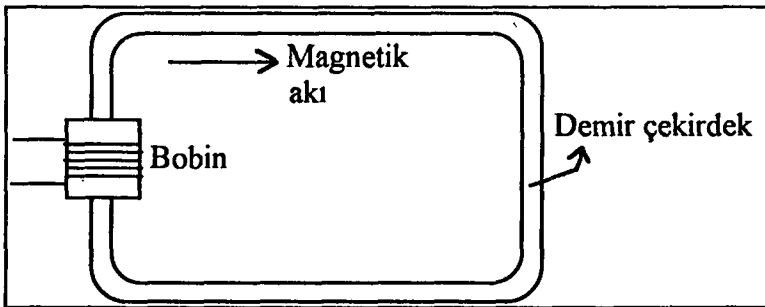
Benzer davranış magnetostrüksiyonda da görülür. Örnek bir tek domain' e dönüştürüldüğünde teknik satüre magnetostrüksiyona ulaşılır. Bununla beraber alan daha fazla arttırıldığında magnetostrüksiyonda zorunlu magnetostrüksiyon denilen küçük bir değişme gözlenir. Zorunlu magnetostrüksiyon sadece 800 kA/m (10000 Öe) mertebesindeki alanlarda görülebilen çok küçük bir etkidir [3].

2.6.4 Enine Magnetostrüksiyon

Mıknatıslanmamış durum ile satürasyon mıknatıslanması arasında bir ferromagnetik maddenin hacmi sabit kalır. Bu durum aklımıza "Bir ferromagnetin boyu değiştiğinde kesitine ne olur?" sorusunu getirmektedir. Eğer hacim sabit kalıyorsa malzemenin boyunda bir değişiklik olduğunda hacmin sabit kalması için eninde de bir değişiklik olması gerekir. Dolayısıyla boyuna magnetostrüksiyonun yarısı kadar ve ters işaretli bir enine magnetostrüksiyon olacaktır [3].

$$\lambda_4 = -\frac{\lambda}{2} \quad (2.43)$$

2.7 MAGNETİK DEVRE



Şekil 2.25 Bir magnetik devre.



Demir çekirdek üzerindeki magnetik akıyı elektrik devresine benzer bir devre yardımıyla açıklayalım. Bu analiz transformatör için önemlidir. Çünkü indüklenme geriliminin çekirdekteki akı değişim miktarı ile orantılı olduğunu biliyoruz. Çekirdek tamamen demirden yapıldığında transformatör etkili bir araç olur ki buna magnetik devre adı verilir.

Bobin üzerinden akan akım çekirdek üzerinde magnetik akı yaratır. Bu nedenle bu akımın magnetik akıyı oluşturan kuvvet olduğunu düşünebiliriz. Faraday oluşan akımın bobindeki akım ile orantılı olduğunu bunun telin sarım sayısını da kapsadığını bulmuştur [1]. N sarımlı I akımı taşıyan bir bobin için magnetize edici kuvvet ya da mıknatıslayıcı alan ;

$$\text{Mıknatıslayıcı alan} = N I \quad (\text{A m}) \quad (2.44)$$

eşitliği ile verilir. Elektrik devresinde dolaşan akım nasıl elektromotor kuvvet tarafından üretiliyorsa benzerince magnetik devrede demir çekirdek üzerinde oluşan akı da magnetize edici kuvvet tarafından üretilir. Elektrik devresinde akım elektromotor kuvvete basit oran ile bağlıdır ve orantı katsayısı devredeki dirençten kaynaklanır. Magnetik devredeki benzerlik akımın reaktans yardımıyla hesaplanması sonucu gösterilir. Magnetik devrenin reaktansı R_m magnetize edici kuvvetin (mmf) oluşan akı ile oranı sonucu açıklanabilir.

$$R_m = \frac{\text{mmf}}{\phi} \quad (2.45)$$

Reaktans, çekirdek materyalinin boyutlarına ve materyalin yapıldığı doğal özelliklere bağlı olmalıdır. Verilen magnetize edici kuvvet için akı, aynı maddeden yapılan farklı geometrilere sahip çekirdekler için farklıdır. Böylece çekirdeğin şeklinin değiştiğinde magnetik devrenin direncinin (reaktansının) de değiştiğini anlıyoruz. Demir çekirdeğin reaktansı, çekirdeğin uzunluğu ℓ , kesit alanı A , yapıldığı maddenin doğal özelliği bir başka deyişle geçirgenlik μ (elektriksel iletkenliğin benzeri) yardımıyla açıklanabilir. Böylece aşağıdaki eşitlik bu anlatılanların sonucu olarak verilebilir.

$$R_m = \frac{\ell}{\mu \cdot A} \quad (2.46)$$

Magnetik devrenin reaktansı elektrik devresinin rezistansına benzer. Magnetik malzemeler için en yararlı ölçüm uygulanan bir magnetize edici kuvvete karşı daha çok akımın bobinde üretildiği ölçümdür. Bu nedenle materyalin bağlı geçirgenliği magnetik akı üretmedeki kullanışlılığının bir ölçüsüdür.



2.8 MAGNETİK DOMAINLER

Weiss teorisi, Weiss' in adına domainler dediği ve bir parça ferromagnetik materyalin birçok küçük bölgelerden oluştuğunu ileri sürer [1]. Weiss değiş tokuş kuvvetlerinin bir domain içindeki bütün magnetik momentlerin paralel biçimde dizilmelerine sebep olacağını önermiştir. Magnetize edilmemiş demirde domainler rastgele yönlerde yönelmişlerdir.

Daha sonra Bitter, domainleri mikroskopla görmenin mümkün olduğunu göstermiştir. Bunun için, bir ferromagnetik örneğin yüzeyini parlattıktan sonra içinde çok ince demir tozları bulunan koloidal sıvıyı örnek üzerine yerleştirilerek mikroskop altında incelemiştir. Mikroskopunda demir tozlarının gözle görülür şekillenmiş kalıplarını görüyordu ki bunlar demir tozlarının birikmesi yoluyla görülebilen domain sınırları idi.

Domainler tipik olarak 10^{-5} m 'lik çaptadırlar [1]. Daha gelişmiş teknik magneto-optik etkinin kullanılmasıdır. Ferromagnetik maddelerde domainleri inceleme histerezis kayıplarını açıklamak için önemlidir.

2.8.1 Atomik Magnetik Momentler

Cisimleri oluşturan birimler atomlar olduğuna göre bir ferromagnetik malzeme mıknatıslandığında her atomun bir net magnetik momenti bulunması beklenir. Ferromagnetlerdeki atomik magnetik momentler için iki olası neden önerilmiştir. Malzemenin içinde rastgele tertiplenmiş (veya en azından tüm cisim içinde sıfır toplam veren) küçük magnetik momentler bulunmakta ve bunlar bir magnetik alanın etkisine girdiğinde düzenli hale gelmektedirler. Bu fikir ilk kez Weber tarafından ortaya atılmıştır. Diğer alternatif ise, Poisson tarafından önerildiği üzere, madde mıknatıslanmamış durumdayken atomik magnetik momentlerin hiç olmaması, ancak bir magnetik alanın uygulanmasıyla magnetik momentlerin ortaya çıkmasıdır.

Doygunluk mıknatıslanması ve remanence'in varlığı ilk fikri destekler ve kuşkuya yer olmaksızın gösterilmiştir ki atomik ölçekte ferromagnetlerde kalıcı magnetik momentler bulunmaktadır ve bunun için bir magnetik alanın varlığına gerek yoktur [3]. Atomik momentlerin nedeni ilk kez Amper tarafından önerilmiş olup atom içinde sürekli olarak dönen elektrik akımlarına bağlanmıştır. Bu fikir, J. J Thomson tarafından elektronun bulunduğu ve bir atom içinde yük ayırımının olup olmadığı ve hatta atomların mevcut olup olmadığının bilinmediği tarihten yetmiş beş yıl önce ileri sürülmüştür.

Aklımıza şöyle bir soru gelebilir. Ferromagnetik maddelerin özellikleri bir magnetik alanın mevcut düzenli magnetik momentleri yeniden düzenlediği kabul edilerek mi yoksa alanın düzensiz (rastgele dağılmış) atomik magnetik momentleri

düzene soktuğu kabul edilerek açıklanabilir mi? Ferromagnetlerin çok büyük geçirgenlikleri ve alınganlıklarının olduğunu biliyoruz. Başlangıç durumunda ferromagnetiklerin toplam mıknatıslanması sıfırdır. Fakat bir magnetik alanın uygulanması ile mıknatıslanma kazanırlar.

Burada ya magnetik momentler atom içi ölçekte rastgele yönlendişlerdir ve alan onları paramagnetlerde olduğu gibi yavaş yavaş düzenler ya da daha büyük bir ölçekte domain olarak bilinen düzenli kesimlerin birinden diğerine rastgele düzenlenebilir.

Eğer bu düzen katı içinde var fakat hacim içinde yok ise veya magnetik momentler içeren domainler mıknatıslanmamış durumda rastgele yönlendişlerse ferromagnetlerin özellikleri açıklanabilir. Mıknatıslanma bu durumda bu hacimlerin mıknatıslanmaları paralel olacak şekilde düzene girmeleri sürecidir. Kalıcı atomik magnetik momentleri olan paramagnetler böylece ferromagnetlerden ayrılırlar. Çünkü paramagnetler, ferromagnetik maddelerde bulunan domainlere sahip değillerdir. Gerçekten paramagnetik maddelerdeki atomik magnetik momentler, ısı ya da Boltzmann enerjisinden kaynaklanan bir alan yok ise rastgele düzendedirler [3].

İkinci bir soru; eğer atomik magnetik momentler düzenli ise mıknatıslanmamış durumu nasıl açıklarız ?

Ferromagnetik malzemelerdeki magnetik bölgeler dediğimiz domainlerde bulunan çok sayıdaki atomik momentler (tipik olarak $10^{12} - 10^{15}$) paralel düzene girerek domain içindeki mıknatıslanmanın hemen hemen satüre olması sonucunu doğururlar. Bununla beraber düzenin yönü domainden domaine rastgele tarzda değişir. Ancak belli kristallografik eksenler magnetik momentler tarafından tercih edilir. Magnetik alan yokken magnetik momentler kolay eksen denilen bu eksenler boyunca hizaya girerler.

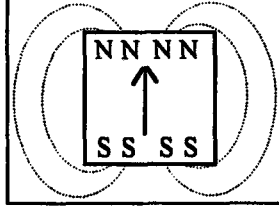
Bunun hemen elde edilen sonuçları, a) atomik magnetik momentlerin sürekli varlığı (Weber hipotezi), b) atomik momentlerin mıknatıslanmış durumda daha düzenli oluşu, c) sadece domainlerin mıknatıslanmamış durumda rastgele düzenlendikleri, d) mıknatıslanma sürecinin alan etkisiyle daha fazla domain'i düzene sokması ve alanla düzene giren domain miktarının ona karşı olan domain miktarından daha fazla olması şeklinde ifade edilebilir.

2.8.2 Domainlerin Enerjiyi Minimize Etmesi

Weiss bir ferromagnet içindeki atomlar arasında bir etki alanı olduğunu gösterdiğinden ve bu alan magnetik momentlerin dizilmesine yol açtığından bir ferromagnetin neden anında magnetize olmadığı ya da domainlerin neden bütün hacim boyunca dizilmediği sorusuyla karşılaşırız.

Domainler ferromagnetik maddelerde bulunurlar ve enerjinin minimize edilmesini sağlarlar.

Önce, bir domainden oluşan bir tek demir kristalini göz önüne alalım (bkz. Şekil 2.26).

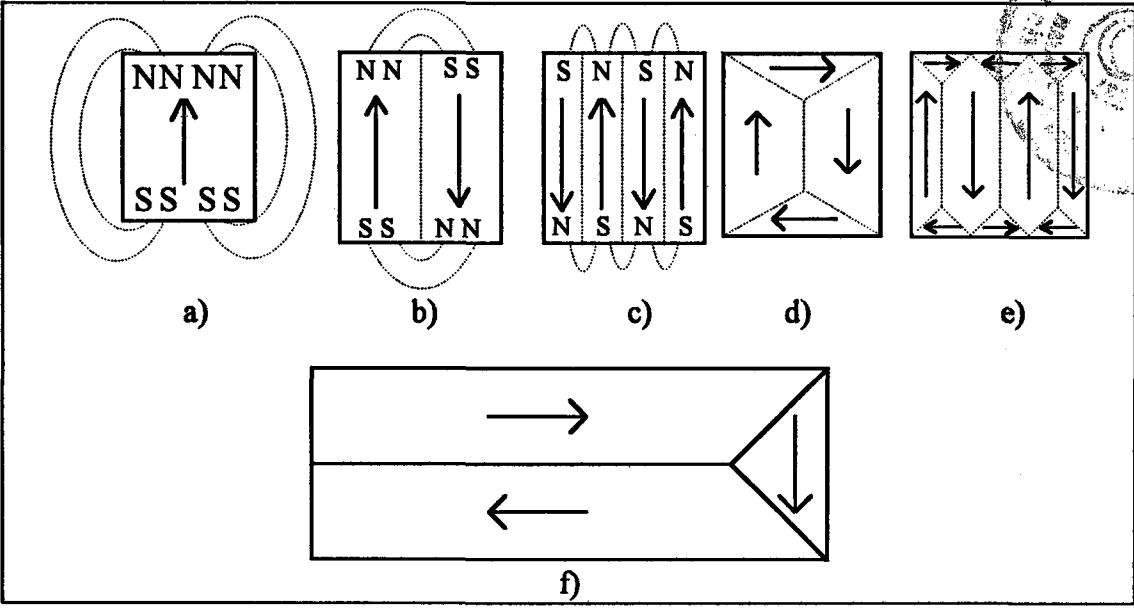


Şekil 2.26 Bir domainden oluşan bir tek demir kristali.

Böyle bir demir kristalinin bütün magnetik momentleri bir doğrultuda yöneldiğinden, bir mıknatıs gibi davranacaktır. Bu ise etrafını çevreleyen alanda bir akıya neden olur. Bu magnetik devreyi tamamlayan başka bir yol yoktur. Şekil 2.26 'da gösterilen türden mıknatıslık iş yapmada kullanılabilir. Kullandığımız bütün mıknatıslar yerçekimi kuvvetine karşı cisimleri kaldırır ya da çeker. İş yapmadaki bu yetenek potansiyel enerjinin bir formudur ve magnetostatik enerji adı ile bilinir. İş yapma yeteneği veya enerjisi, sabit bir mıknatıslığı anlatır.

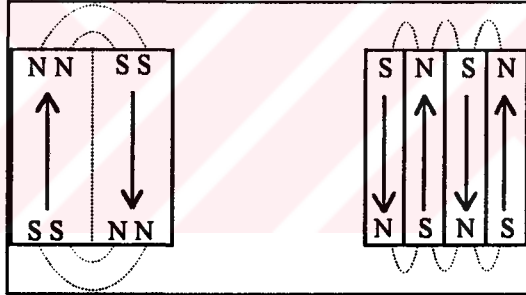
Tek bir domain'in kendi başına yüksek magnetostatik enerji gibi bir magnetik etkisi vardır. Ama mıknatıslanmanın yerel bölgelere (domainlere) bölünmesi ve akının örneğin kenarlarında kapalı döngüler oluşturması magnetostatik enerjiyi azaltır. Magnetostatik enerjideki azalma magnetik domain duvarları oluşturmak için gerekli enerjiden fazlaysa birden çok domainli örnekler ortaya çıkacaktır. Domainlerin ortaya çıkması ile M 'nin azalacağı ve bunun da enerjiyi azaltacağını görebiliriz. Domainlerin boyutu ise domain duvarı enerjisi adı verilen bir faktör tarafından belirlenir.

Domain yapılarının doğrudan gözlenmesi Bitter yapı tekniği ya da Magneto-optik Kerr Efekt ve Faraday tekniği gibi yöntemlerle yapılmıştır. Şekil 2.27 'de satürasyon durumundaki bir örnek demagnetize oldukça domainlerin ortaya çıkışı gösterilmektedir. Şekil 2.27.f 'de tek kristalli bir demir parçasının ucundaki kapalı döngüyü sağlayan domain'i göstermektedir. Döngü (closure) domainleri demagnetizasyon işleminde oldukça erken ortaya çıkarlar. Çünkü katı içinde akının dönebileceği yollar açarlar. Malzemenin sınırları da dahil olmak üzere kusurlar tarafından parçalanabilirler. Aynı zamanda yüksek alanlarda kaybolacak ilk domainlerdir.



Şekil 2.27 Tek kristalli bir demir demagnetize olurken değişen domain yapıları.

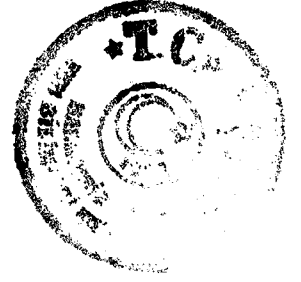
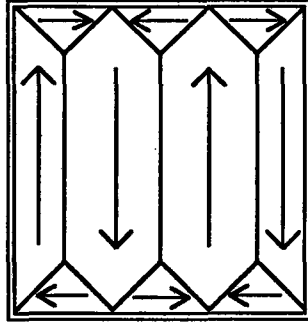
Şimdi Şekil 2.28 'de gösterildiği gibi demir parçası iki veya daha çok domainlere bölündüğünü düşünelim.



Şekil 2.28 Magnetik enerjinin azaldığını gösteren domainlere bölünmüş kristal.

Zıt yönlenmiş iki domainde, magnetik devre kuzey kutbundan güney kutbuna olacak biçimde daha kısa yola sahiptir. Bu nedenle çoğu akı demir içinde toplanır; dolayısıyla havada daha az akı oluşur bu ise sistemin daha az iş yapabilme kapasitesine sahip olduğunu gösterir. Bir önceki şekle göre son durumda magnetostatik enerji küçültülmüştür. Kristali, git gide artan sayıda domainlere bölme yöntemi magnetostatik enerjiyi her bir basamakta azaltır. Bunun da bir limiti vardır. Çünkü domainler arasındaki geçiş tabakaları denilen domain duvarları sisteme bir başka tür enerji katar.

Domain teorisinde, Şekil 2.29 'daki gibi üçgen şeklinde küçük domainlerin oluşumu ile enerjinin en aza indirilebilir olduğu söylenmektedir.

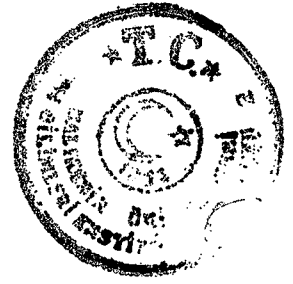
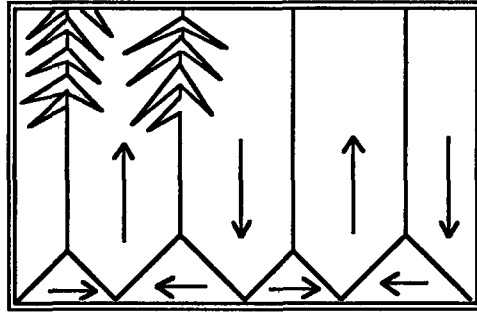


Şekil 2.29 Magnetik enerjinin en aza indirildiği bir domain yapısı.

Bu gösterim, hemen hemen neredeyse akının tamamının demirin içinde toplanmış olduğuna imkan verir. Oluşumun bu tipi bazen demirde gözlenir. Şekilden bütün magnetik momentlerin dik açılı iki yönde dizildikleri görülmektedir. Bunun nedeni ise şöyle açıklanabilir: Demirin [100] yönünde çok daha kolay magnetize edilebildiğini biliyoruz. Demir kübik bir kristal yapıya sahiptir ve bu [100] yönü bir diğer ayrıta dik açıda olacak şekilde kübün ayrıtı boyunca uzanır. Bunun sonucunda, demirdeki domain yapıları çoğu zaman dik açılı iki yönde domainlerin dizilimini gösterir. Üçüncü yönün yüzeye dik olduğu gözlenmiştir.

Şekil 2.30 'da gösterilen kristal türü transformatör çalışmasında ciddi bir problem yaratır. Bu tür bir kristal transformatörde gürültüye neden olur. Gürültü, magnetostrüksiyon diye bilinen bir olaydan kaynaklanır. Magnetostrüksiyon magnetize edilen materyalde oluşan fiziksel boyutlardaki değişikliktir. Magnetize edilen demirde bir tek kristal magnetizasyon yönündeki boyunun yaklaşık milyon başına 20 defa artmasına neden olur. Uzun dikey domainler magnetize edildiklerinde dikey biçimde uzama eğilimindedirler. Küçük üçgen domainler ise yatay yönde uzama eğilimindedirler. Bu nedenden dolayı örneğin elastiksel biçimde bozulma olur. Biçimde oluşan bozulma gürültüye sebep olur. Çünkü bir transformatör çekirdeği her bir periyotta iki defa (her bir saniyede 100 defa) magnetize edileceğinden aynı oranda çekirdeğin boyutları değişecektir. Çekirdek büyüklüğünün bu periyodik dalgalanması havada ses dalgaları üretir ve vınlama sesi 100 Hz 'lik frekansın ürettiği sestir.

Ticari kullanımda, transformatörde ses geçirmez kaplama vardır. Buna rağmen magnetostrüksiyonun etkilerini azaltmak açıkça daha iyi olacaktır. Çünkü magnetostrüksiyon bir transformatör çekirdeğindeki apaçık enerji kaybı kaynağıdır. Kaybolan enerji ses üretiminde kullanılır.



Şekil 2.30 Bir domain yapısının fotoğrafı.

2.9 BÖLGESEL MOMENT MODELİNDE ETKİLEŞİMLERE DAYALI FERROMAGNETİZMA

Ferromagnetik bir örnek genellikle kendiliğinden kuvvetlice mıknatıslanmış domainlere bölünmüştür. Uygulanmış magnetik alan domainler içindeki mıknatıslanmanın doğrultusunu değiştirebilir. Fakat bu alan bazı istisnai durumlarda mıknatıslanmanın büyüklüğünde küçük farklılıklara sebep olur. Domain içindeki mıknatıslanma $\sigma_{B,T}$ (T sıcaklığında birim kütle başına) gerçek mıknatıslanma olarak bilinir ve sıfır alan için değerine kendiliğinden mıknatıslanma $\sigma_{0,T}$ denir. Doygunluk mıknatıslanması $\sigma_{0,0}$ sıfır sıcaklık derecesinde $\sigma_{0,T}$ 'nin değerine eşittir.

Kendiliğinden mıknatıslanmanın oluşuna ait temel açıklama 1907'de Weiss tarafından ileri sürülen postülattan gelmektedir. Bu postülat'a göre şiddetli iç veya moleküler magnetik alan ferromagnetik katı içinde bulunur. Bu alanın her bir atomik magnetik momente etki ettiği ve söz konusu yerdeki momenti çevreleyen, katının bir kısmının mıknatıslanmasının büyüklüğüyle orantılı olduğu düşünülmüştür. Bu alanın büyüklüğü yaklaşık 10^3 T ($=10^7$ Öe) basamağındadır.

Weiss, böyle kuvvetli bir alanın dipol alanları gibi sadece magnetik etkiler sayesinde üretilemeyeceğinin farkına vardı. Daha sonra atomlararası etkileşim etkilerini işleyen ve bir iç magnetik alana denkmiş gibi onun yerini tutabilecek uygun bir yol kabul edilmiştir.

En basit formunda Weiss modeli ferromagnetik bir durumun varlığını açıklamada çok başarılı iken bu modelin ilk uygulandığı malzemeler (metalik demir, nikel ve kobalt) iyonik ferromagnetlere iyi örnekler değildi. Bunların mıknatıslanmasına bakıldığında iyon merkezlerinde kuvvetlice lokalize olmadığı görülmüştür. Toprak alkali elementler daha iyi örneklerdir [2].

Moleküler alanın lokal mıknatıslanmayla orantılı olduğu tahminine gerekçe, sürücü kuvvetin bir atomik momenti aynı doğrultuya yönlendirme eğiliminde olduğu ve bu atomik momentin komşusunun momentlerin her birinin ne ölçüde yönlendirildiğine bağlı olan beklentiydi. Komşunun mıknatıslanması bu yönlendirmenin bir ölçüsüdür.



Bir B_0 alanı uygulandığında, iyonik paramagnetizmanın iç ve uygulanmış alanların toplamı olacağı görülür.

$$P_i = (B_0)_i + B_0$$

Eğer N_s örneğin kg başına atomlarının sayısı (1000 N/M, N Avogadro sayısı ve M maddenin molar ağırlığı) ise birim kütleye düşen gerçek mıknatıslanma

$$\sigma_{B,T} = N_s \langle \mu_{JT} \rangle \quad (2.48)$$

dir. $(B_0)_i = \gamma_m \sigma_{B,T} = N_s \gamma_m \langle \mu_{JT} \rangle$ yazılabilir ki γ_m moleküler alan katsayısı olarak da bilinen orantı katsayısıdır [2].

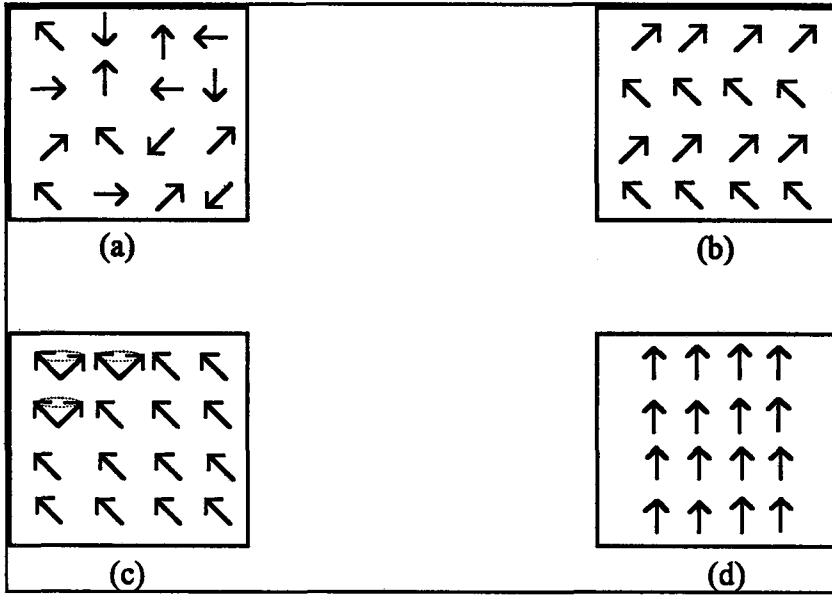
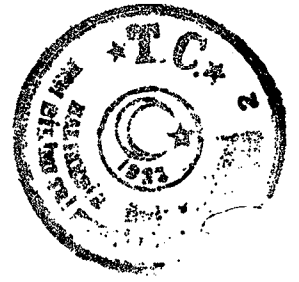
2.9 1 Domain Teorisinde Mıknatıslama İşlemi

Demagnetize olmuş süreç ile magnetize edilmiş durum arasındaki farklar domainlerin konfigürasyonudur. Çünkü domain teorisine göre ferromagnetik örneğin atomik magnetik momentleri demagnetize durum da olsa düzenlenmişlerdir.

Demagnetize olmuş ferromagnetik malzemeye magnetik alan uygulandığında, B magnetik indüksiyon değişiklikleriyle B - H düzlemi başlangıç mıknatıslanma eğrisini üretir. Düşük alanlarda ilk domain işlemi oluşur. Bu işlem domainlerin gelişmesidir. Bu domainler, $E = -\mu_0 M_s H$ 'lik alan enerjisini minimize edecek şekilde düzenlenmişlerdir. Şekil 2.31 'de alana zıt yönlü düzenlenmiş domain büyüklüklerinin indirgenmesi gösterilmiştir.

Orta güçlü alanlarda ikinci mekanizma önem kazanır. Bu süreç domain dönmesidir. Ters biçimde (magnetik alana göre) sıralanmış domainlerdeki atomik magnetik momentler anizotropi enerjisini aşarak ilk eksenlerinden, alana en yakın kristallografik "kolay" eksene dönerler.

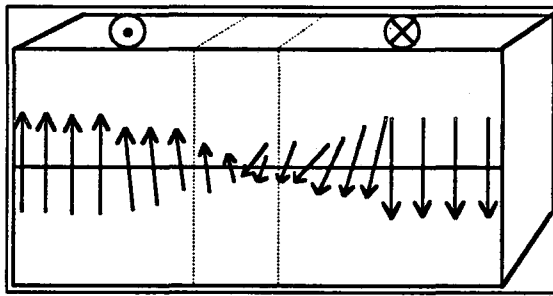
Son domain işlemi yüksek değerli alanlar meydana gelir ve uyumlu dönüş adını alır. Bu işlemde alan yönü yakınlarındaki tercih edilmiş kristallografik kolay eksenler boyunca yönlendirilmiş magnetik momentler, alan büyüklüğünün yavaş yavaş artırılmasıyla alan yönüne doğru dönerler. Bu işlem tek domain örneğinin oluşmasıyla sonuçlanır.



Şekil 2.32 Değişik sıcaklıklarda bir domain içindeki magnetik momentlerin tek tek yönelmeleri: a) Curie noktasının üstündeki rastgele yönelmeler, b) Curie noktasının altındaki sıcaklıklarda yönelmeler, c) Düşük uyarılmış seviyelerde magnetik momentlerin alan doğrultusu etrafında düşük sıcaklıklarda yaptığı presesyon hareketi, d) Presesyon hareketi için termal enerjinin olmadığı 0 K 'de mükemmel yönelme.

2.11 DOMAINLERİN HAREKETİ

Şekil 2.30 'daki bitişik uzun domainler zıt yönlerde magnetize edilmişlerdir. Her bir domaindeki bütün magnetik momentler paraleldir. Bu nedenle domain duvarında atomik spinlerin yönelimi 180° değişir. Genellikle değişimin azar azar olduğu kabul edilir. Anlatılanların oldukça benzer gösterimi Şekil 2.33 'te verilmiştir.



Şekil 2.33 Bir domain duvarındaki atomik spinlerin yönlenimindeki değişim.

Belirtilmesi gereken nokta domain duvarının fiziksel bir sınır olmadığıdır. Yani domain duvarını bir çizgi şeklinde düşünmek yanlıştır. Böyle düşünmek yerine bir yerde atomik spinlerin diziliminin zıt iki yönlenim arasında ve değişik yönlenimli spinlerin bulunduğu bölge olarak algılanmalıdır.

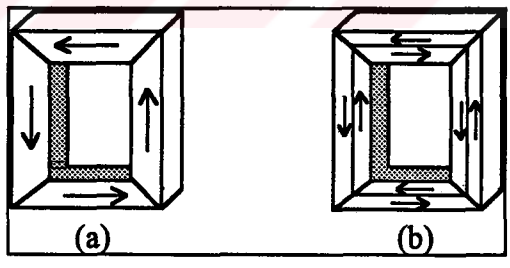


Spinlerin bir yönelimden (örneğin baş yukarı) diğer bir yönetime (örneğin baş aşağı) geçecek şekilde dizilme geçişinin azar azar ve belirli bir bölge üzerinde dağılmasının nedeni oluşan bu yapının enerjisi minimum yapmasıdır.

Değiş tokuş enerjisi komşu atomların magnetik momentlerini ayarlamaya eğilimli olduğundan bu değiş tokuş enerjisi komşu atomların magnetik momentleri arasındaki açı küçük olduğunda en az değeri alacaktır. Dolayısıyla geçişe yardım eden bu bölge dediğimiz tampon saha bu enerji sayesinde geniş olur. Tipik bir domain duvarı yüzlerce atomik çap genişliğindedir. Bu nedenle geçiş çok aşamalı derece derece değişen bir özellik taşır.

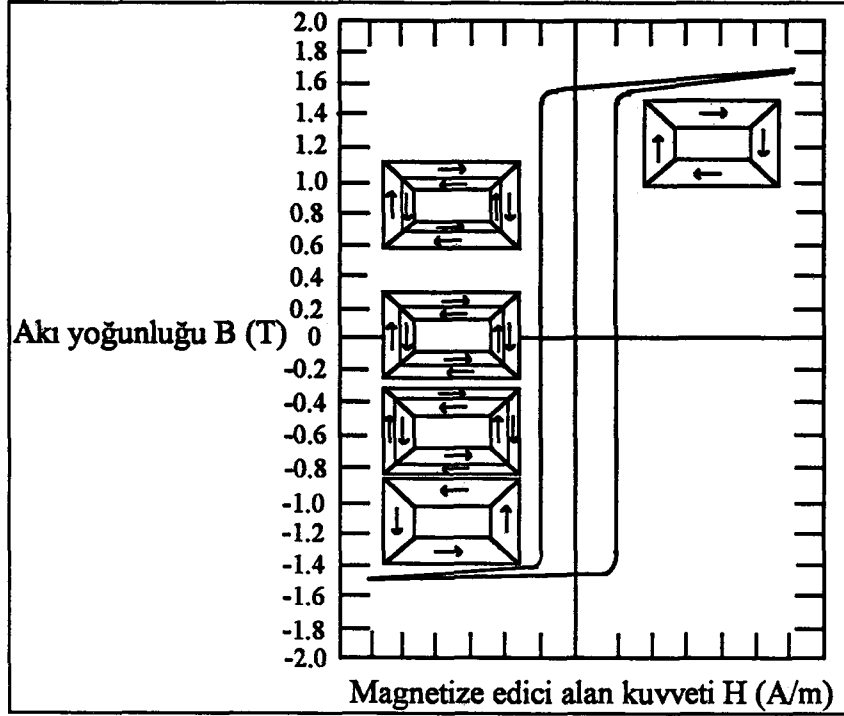
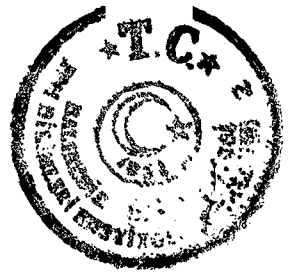
Bir ferromagnetik maddenin örneğine magnetize edici alan uygulanırsa bu kuvvetin etkisi atomik spinlerin özel bir yönde dizilmesini sağlayacak biçimde olur. Bir domainde dizilmiş bulunan spinler komşu spinlerde baskı yaratacaktır. Aslında taşınan bir geçiş bölgesi olarak düşünebileceğimiz domain duvarının hareketi çok önemli bir sonuçtur. Bu hareket magnetik histerezis boyunca mikroskopik düzeyde neler olduğunu açıklamamıza imkan verir.

Şekil 2.34.a 'da gösterildiği gibi tek kristalli silisyumlu demir alaşımından kesilmiş içi boş bir dikdörtgen şeklinde domain modeli örneğini düşünelim. Şekilde de görüldüğü gibi minimum enerji nedeniyle oluşan gösterim durumunda domain duvarlarında spinlerin diziliminde sadece 90° 'lik bir değişiklik vardır. Dikdörtgen alaşım örneğinin üzerine birkaç sarımlık tel dolandıktan sonra sarım üzerinden bir akım geçecek şekilde örneğe magnetize edici bir kuvvet uygulanır. Magnetize edici kuvvet sağ yönde uygulanmışsa domain yapısı Şekil 2.34.b 'de gösterildiği gibi üretilebilir.



Şekil 2.34 Bir silisyumlu demir alaşımının basit domain modeli [1].

Bu uygulamadan sonra örneğin her bir parçasında aralarında 180° 'lik geçişler olacak biçimde iki domain vardır. Bu domain duvarları örneğin zıt yönde magnetize edilmiş iki magnetik akı devrelerinin bölünmüşü olarak düşünülebilir. Arttırılmış bir magnetize edici kuvvetin uygulanması domain duvarlarının hareketi sonucu uygun bir yönde dizilmiş atomik spinlerin sayılarının artmasını sağlayacaktır. Bir histerezis döngüsünün değişik noktaları civarında incelenen domain yapılarının sistematik gösterimi Şekil 2.35 'te gösterilmiştir.



Şekil 2.35 Bir silisyumlu demir alaşımı için histerezis eğrisinin basit domain yapısıyla beraber çizimi [1]

Satürasyona (doygunluğa) giden örnekte uygun bir yönlenim almış spinlerin sayısı, komşu domaindeki zıt yönlenmiş spinlerin zararına neden olacak biçimde bir artış gösterir. Yani örnekteki bir domainde alan yönündeki spin sayısı komşu domaindeki zıt yönelmiş spin sayısından daha büyük değer alır. Nihayet doygunluğa gitmiş örnekte spinlerin hepsi alan yönünde yönelmiştir. Tersine, magnetize edici kuvvetin yönünün değiştirilmesi, yukarıdaki durumun tersine çalışmasını sağlar. Zıt yönde yönelmiş spinlerin sayısı artarken (alan ile aynı yönlü) buna karşıt yöndeki spinlerin sayısı azalır. Şekil 2.35 'ten de görüldüğü gibi H eksenini boyunca pozitif yönde artan magnetik alan, dikdörtgen örneğin dış kısmından içine doğru artan domain alanına ve nihayet satüre olduğunda tamamen alan yönünde yönlenmiş spinlere sahip domainlere neden olur. H ekseninin artan negatif yönünde gidilmesi yani zıt magnetize edici alanın uygulanması dikdörtgen yapıdaki alan yönünde yönelen spin sayılarının içeriden dışarı artmasına dolayısıyla domain duvarının içeriden dışarı doğru kalınlaşmasına neden olur. Örneğin satüre olması spinlerin hepsinin bir önceki duruma göre zıt yönde yani zıt alan yönünde yöneldiğini gösterir.

Dolaşılan bir histerezis döngüsü boyunca enerji harcadığını ve harcanan enerjinin eğri tarafından sınırlanan alana eşit olduğunu biliyoruz. İşte bu enerji hareket eden domain duvarında harcanmış olmalıdır. Bu nedenle tipik bir örnek duvar hareketine engel olan birtakım özelliklere sahip olmalıdır. Genellikle göz önünde



tutulan en az üç faktör hareket eden domain duvarlarında enerjinin kaybolmasından sorumludur. Bu faktörler, iç stres, grain sınırları, ve safsızlık denilen kristal yapıya başka bir atomun karışması veya kristal yapıda üretim, kullanım sırasında meydana gelen kusurlar olarak verilebilir.

Şekil 2.33 'te gösterildiği gibi bir domain duvarının yapısını düşünelim. Basitçe atomların magnetik momentlerinin diziliminin azar azar değiştiği bir bölge domain duvarı olarak tanımlanır. Yüzlerce atom ters dönmek için yavaş yavaş küçük açılarda değişme eğilimindedir. "Duvar"ın hareketi basitçe spinlerin bir yönelim biçiminden diğer bir yönelim biçimine geçişe ait bölge üzerindeki katının hareketinden dolayı oluşur. Magnetik momentlerin dizilimindeki değişim bu bölge boyunca sürer. İç stres kristal yapıda çarpılma, bükülmelere sebep olur. Bu nedenle atomlar bir yol boyunca düzgün yerleşmiş uzun bir kristal yapı göstermezler. Bu düzensizlik domain duvarının kristalin bir ucundan kristalin bir ucundan öbür ucuna taşınmasını daha güç yapar. Yerel düzensizlik bölgeleri sadece ekstra enerji uygulanırsa değiştirilebilir. Böyle bir bölge üzerinden domain duvarı sadece bir kez geçer. Tekrar yeterli enerji uygulanmadıkça domain duvarının geri gelmesini (geri taşınmasını) bekleyemeyiz. Stres'in domainler üzerinde önemli bir etkisi vardır. Çünkü kristal yapıda gözlenen düzensizlik bölgeleri iç stresin bir göstergesidir. Grain sınırları da domain duvarı hareketine karşı bariyerlermiş gibi davranır. Safsızlıkların etkisi daha da çok önemlidir. Çünkü bozuk, düzensiz (hasar görmüş) bir bölge sağlanan daha çok enerji yardımıyla çoğu zaman düzenlenebilir. Magnetik alan işe karışmaksızın bir domain duvarı hareketi, hasarlı bölge yüzünden tamamen durabilir.

Domain duvarı bu boşluktan önce yeniden bir hizada dizilmiş magnetik momente sahip değildir ve bundan dolayı ilerleme yani bir uçtan diğer uca hareket etmeye devam edemez. Bu durumdaki domain duvarının "dügümlendiği" söylenir. Bir ferromagnetik maddedeki safsızlıkların tipi ve sayısı domain duvarı hareketinin özgürlüğü üzerinde dramatik bir etkiye sahiptir.

Kalıcı mıknatıslıklar sert magnetik malzemeler ile yapılır. Bu tür malzemeler domain duvarı hareketini sınırlamak amacıyla alaşım olarak yapılırlar ve magnetik akı, magnetik alan kaldırıldığı zaman malzemedeki kalmış magnetik alan tarafından üretilir. Doğal olarak, transformatör çekirdeği alaşımları bu şekilde davranmamalıdır. Transformatörler için çekirdek alaşımları yumuşak magnetik malzemeler olmalıdır. Bu tür malzemelerde domain duvarı hareket etmede serbesttir. İşte bu nedenle domain duvarının hareket etmede serbest olduğu alaşımlar genelde düşük histerezis kayıplarına sahiptirler.

Domain yapılarını bilmemiz, bu yapıların sahip olduğu histerezis'e sebep olan mikroyapının davranışını anlamamıza ve mikroyapı tarafından sistematik olarak üretilen histerezis kayıplarını azaltmanın nasıl mümkün olduğunu görmemizde bize yardımcı



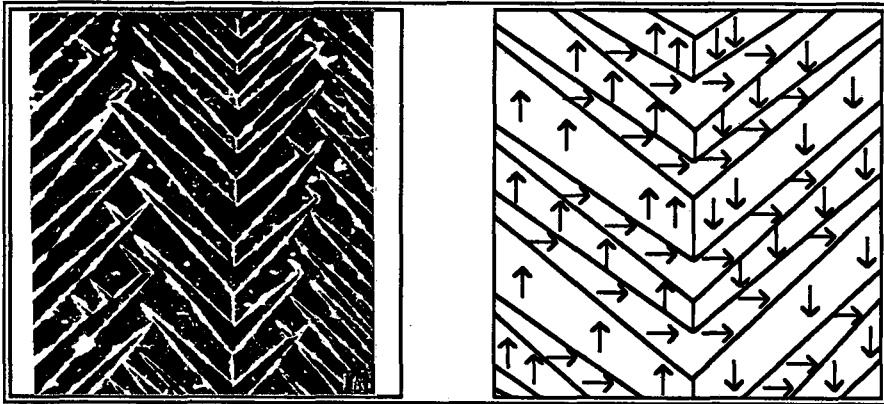
olacaktır. Magnetize edilen örnek, hareket eden domain duvarları tarafından magnetize edici kuvvete paralel yönelmiş artan magnetik moment sayılarına erişir ve maddenin mikro yapısı taşıyan domain duvarının enerji gereksinimini tayin eder.

2.12 DOMAINLERİN İLK GÖZLEMSEL KANITI

Weiss'in çalışmalarını ilk doğrulama domainlerin Barkhausen etkisi ile dolaylı olarak alınıp belirlenmesi üzerine yapılmıştır. Burada domainlerin yeniden yönlendirilmesi ferromagnetteki magnetik indüksiyonda ayrı değişmelere neden olmaktadır. Bu olay, örnek etrafına sarılı magnetik sensörden alınan sinyallerin uygun bir şekilde yükseltilmesi ile detekte edilebilir.

İkinci doğrulama Bitter tarafından ferromagnetik maddelerin yüzeyinde domain şekillerinin doğrudan gözlenmesidir. Bu gözlemden malzeme yüzeyine yayılmış, bir taşıyıcı sıvıya atılmış çok küçük magnetik tozlar kullanılmıştır. Bir mikroskop altında bakıldığında parçacıkların toplanmalarıyla oluşan şekiller gözlenmiştir. Parçacıklar magnetik alan gradiyentinin en büyük olduğu yerlerde toplanırlar. Bu domain duvarlarının yüzeyi kestiği yerlerde oluşur.

Taşıyıcı sıvıda ferromagnetik parçacıkların koloidal çözeltileri kullanılır. Parçacıklar genellikle Fe_3O_4 'tür. Domain gözlemlerinde optimum yüzey şartlarını yaratmak için malzemenin yüzeyi, domainlerin büyüklüğünü düşürmemek amacıyla zor (strain) 'un kaldırılması için elektriksel olarak temizlenmelidir. Williams, Bozorth ve Shockley'in çalışmalarında demir yüzeyi üzerinde ferrosıvı gibi magnetik kolloidler tarafından oluşturulmuş bazı Bitter yapıları Şekil 2.36 'da verilmiştir.



Şekil 2.36 a) Bitter yöntemi kullanılarak demir yüzeyinde gözlenmiş magnetik domainler (Büyütme x 120), b) Domainlerde kendiliğinden oluşan mıknatıslanma yönünü gösteren Şekil 2.36.a şeklinde domain molekülünün yorumu [3].



2.13 DOMAINLERİ GÖZLEME TEKNİKLERİ

Transformatörlerde, elektrik motorlarında ve jeneratörlerde enerji kayıplarını en aza indirmek bir enerji krizi içinde olduğumuz şu günlerde büyük önem kazanmaktadır. Bu amaçla bu tür araçların üretiminde kullanılan silisli sacların (Si-Fe) ve amorf malzemelerinin mikro düzeyde magnetik domain yapılarının ve bu domainlerin uygulanan magnetik alan altındaki davranışlarının anlaşılması bu malzemelerin magnetik özelliklerinin geliştirilmesinde yardımcı olacaktır.

Bitter-kolloid tekniğinden başka diğer birkaç yöntem domainlerin gözlenmesinde kullanılır. Bunlardan ikisi benzer optik yöntemler olan Faraday ve Kerr-Efekt'tir ki bunlarda lineer kutuplanmış ışık demetinin kutuplanma eksenini magnetik alan etkisiyle döner. Bir magnetik malzemenin yüzeyinden yansıyan kutuplanmış ışık demetinin kutuplanma yönünün dönmesi Kerr-Efekt olarak bilinir. Kutuplanma ekseninin dönme açısı malzeme yüzeyinde miknatıslanma M 'nin genlik ve yönüne bağlıdır. Bu yüzeydeki domain konfigürasyonu saptanır ve böylece yüzeyde domain yapısının bir imajı oluşur. Kerr-Efekt tekniğinde zorluklardan birisi dönme açısının çok küçük ve böylece farklı domainler arasında az farklılık olmasıdır [7].

Domain gözlemi için magneto-optik yöntemler alanında kullanılan bir diğer teknik lazer magneto-optik mikroskobu (LAMOM) 'dur. Bu teknik magnetik kayıt cihazlarının okuma ve yazma kafalarına ait domain çalışmalarında kullanılan Kerr-Efekt'in hayli karışık bir uygulamasıdır [3].

Domain gözlemi için bir başka yöntem de, örneklerin genellikle ince filmler şeklinde olduğu, Lorentz mikroskobu olarak ta bilinen iletim elektron mikroskobu (TEM) 'dir.

Tarama elektron mikroskobu (SEM) 'de domain görüntülenmesinde kullanılabilir [8]. Bu yöntem TEM 'den farklı olarak kalın örneklerde domain yapılarının görüntülenmesinde kullanılabilir.

X-ışını ve nötron kırılma topoğrafyaları da son zamanlarda kullanılan diğer domain yapılarını gözleme teknikleridir [3].

Bu çalışma çerçevesinde magnetik malzemelerdeki domain yapılarının görüntülenmesinde Bitter kolloid ve Kerr-Efekt teknikleri kullanılmıştır.

Bu iki teknikten özellikle statik magnetik domainlerin görüntülenmesinde kullanılan Bitter kolloid tekniği ve ac magnetik alan altında hareket eden domainlerin görüntülenmesinde kullanılan Kerr-Efekt tekniği araştırılmıştır. Yine bu iki teknik kullanılarak kristal ve amorf yapıdaki magnetik malzemelerdeki domainlerin görüntülenmesine çalışılmıştır.

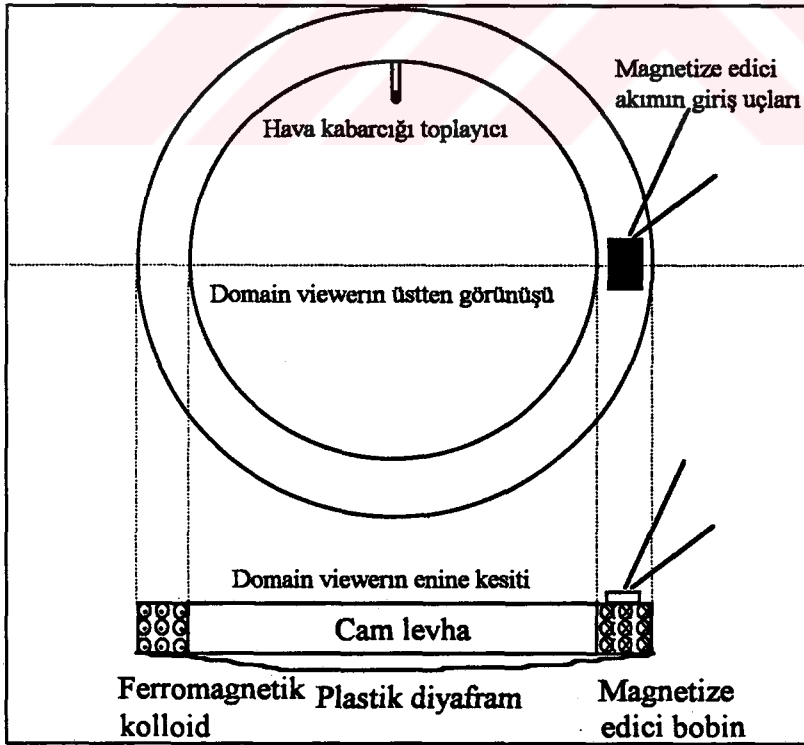
Weiss tarafından ferromagnetik domain fikrinin ortaya atılmış olduğu daha önceki kesimlerde verilmişti. Deneysel olarak domain yapılarının varlıkları ilk kez Barkhausen tarafından dolaylı yoldan gösterilmiştir. Ferromagnetik domain yapılarının



direkt olarak gözlenmesi ise Bitter tarafından gerçekleştirilmiştir [9]. Bitter 'in yaptığı deneyde ferromagnetik kolloidal süspansiyon parlatılmış ferromagnetik örnek üzerine damlatılmış, süspansiyon içerisinde mikron mertebesinde küçük Fe_3O_4 parçacıkları örneğin yüzeyindeki mıknatıslanma vektörünün normal bileşeni doğrultusunda toplanarak ilk kez ferromagnetik domainlerin gözlenmesine neden olmuşlardır [10]. Bu yolla elde edilen ferromagnetik domainlerin resimleri sayesinde ferromagnetik malzemelerdeki mıknatıslanma olayı ve domainlerin davranışları daha da açıklık kazanır olmuştur. Daha sonra Bloch tarafından teorik olarak iki domain arasında oluşan domain duvarının çok keskin bir değişim göstermeyip atomik spinlerin yönlerinin birinden diğerine dereceli olarak değişmesinden bir geçiş bölgesi olduğu gösterilmiştir [11, 12].

2.13.1 Bitter Tekniği

Ferromagnetik kolloidleri kullanarak domain yapılarının incelenmesi çalışması sırasında British Steel Plc. tarafından geliştirilmiş olan domain viewer kullanılmıştır [13]. Şekil 2.37 'de görüldüğü gibi domain viewer ince bir plastik diyafram ile düz bir cam levha arasına ferromagnetik kolloidlerin damıtık su içerisine karıştırılarak depolanmasından ve çevresindeki örnek yüzeyine dik yönde magnetik alan yaratan bobinden oluşmaktadır.



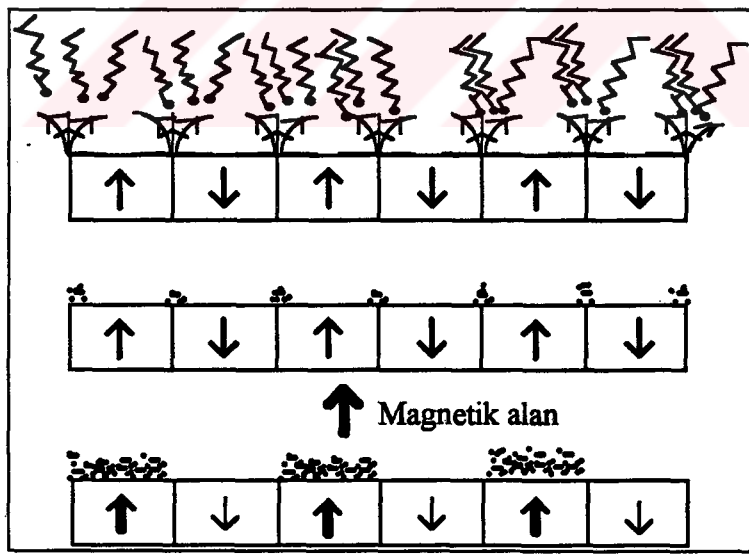
Şekil 2.37 Domain viewer'in üstten görünüşü ve enine kesiti.



Domain viewer'ın kullanımı ile ferromagnetik örneğin üzerinde dielektrik film oluşturma sorunu ortadan kalkmış ve ferromagnetik malzemelerden (Si-Fe) hazırlanmış örneklerde domain yapılarının kolayca gözlenmesi bu araç sayesinde sağlanmıştır. Domain viewer'ın çevresine yerleştirilmiş magnetize edici bobin yardımıyla örnek yüzeyine dik yönde bir normal magnetik alan yaratılması sayesinde elde edilen domain görüntülerinin netliği artırılmıştır.

Bu çalışmada Unisil-H tanecik yönlendirilmiş (grain-oriented), Newcor tanecik yönlendirilmemiş (non-oriented), çizilmiş Unisil-H tanecik yönlendirilmiş, M5 ve M2H silisli saclarından hazırlanmış örnekler kullanılmıştır. Çalışma sırasında örnek boyutları 30 cm × 3 cm olacak şekilde seçilmiştir.

Ferromagnetik örnekler düz bir zemin üzerine dikkatlice yerleştirildikten sonra domain viewer'ın içindeki kolloidal sıvı bir parça pamuk yardımıyla diyafram üzerinden iyice karıştırılıp viewer yüzeyinde homojen bir kolloid dağılımı sağlanmıştır. Ardından eğer varsa kolloidal sıvı içindeki hava kabarcıkları arındırılarak domain viewer incelenecek örnek üzerine yerleştirilmiştir. Şekil 2.38 'de görüldüğü gibi örnek yüzeyine dik yönde dış magnetik alan magnetize edici bobinlerden uygulanmadan önce bir süre beklenerek kolloidal parçacıkların sıvı içerisinde yüzerek kendiliğinden oluşan mıknatıslanmanın örnek yüzeyinden dışarıya doğru olan normal bileşeni doğrultusunda hareket etmelerine izin verilmiştir. Bu şekilde dış magnetik alan olmadan örnek yüzeyindeki domain konfigürasyonunun görüntüsü elde edilmiştir.



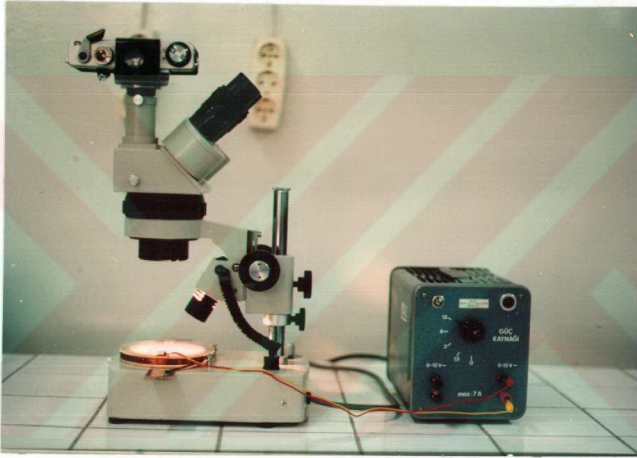
Şekil 2.38 Bitter-kolloid tekniğinde domain yapılarına ait görüntülerin oluşumu [14].

Bundan sonra domain viewer'ın çevresindeki magnetize edici bobine 500 mA civarında bir doğru akım (dc) uygulanarak örnek yüzeyine dik yönde bir normal magnetik alan yaratılmış ve yaratılan bu alan örnek yüzeyinden çıkan magnetik alan



çizgilerinin şiddetinin artmasına neden olmuştur. Bu yolla daha fazla miktarda kolloidal parçacık örnek yüzeyinden çıkan alan çizgileri doğrultusunda toplandıktan sonra daha net bir görüntünün alınması sağlanmıştır.

Bir sonraki aşamada Şekil 2.39 'da görüldüğü üzere maksimum 20 kat büyütme sağlayan bir mikroskop kullanılarak elde edilen statik domain görüntüsünün bir fotoğraf makinesi yardımıyla filmi çekilmiştir. 3. Bölüm'de verilen şekillerden görüleceği üzere Bitter-kolloid tekniği ile elde edilmiş resimlerde domainler ve grain sınırları net bir şekilde görüntülenmiştir. Öyle ki bir grainden diğerine geçildiğinde domain yönelmelerinde ortaya çıkan farklılık, malzemenin bir bölgesinde oluşan stresden dolayı domain yapısında oluşan süreksizlik, bir grain içinde ayrı bir ikinci grain' in bulunuşu açık bir şekilde gözlenmiştir.



Şekil 2.39 Bitter tekniği ile domain yapılarını gözlemede kullanılan deney düzeneği.

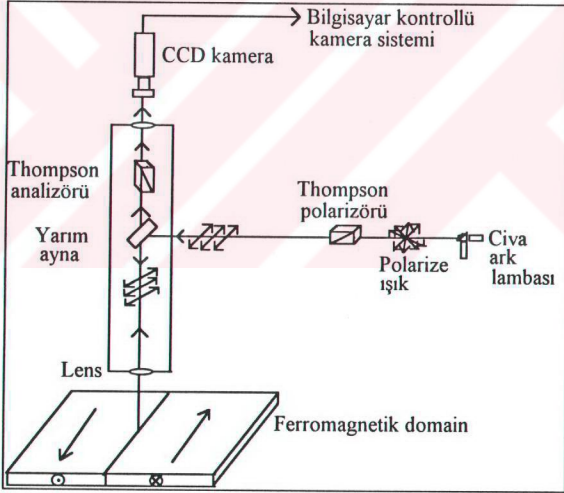
2.13.2 Kerr Magneto-Optik Tekniği

Çalışmanın bu kısmında Bitter tekniğine göre daha karmaşık yapısı olan ve özel olarak örnek hazırlama gerektiren Kerr magneto-optik tekniği incelenmiştir. Kerr magneto-optik tekniğini Bitter tekniği ile karşılaştırdığımızda magnetik domainler hakkında bize daha çok bilgi verdiğini ve ayrıca alternatif akımın (ac) uygulandığı magnetik alan altında hareket eden dinamik domainleri görmemizi sağladığı görülmüştür [7, 11].

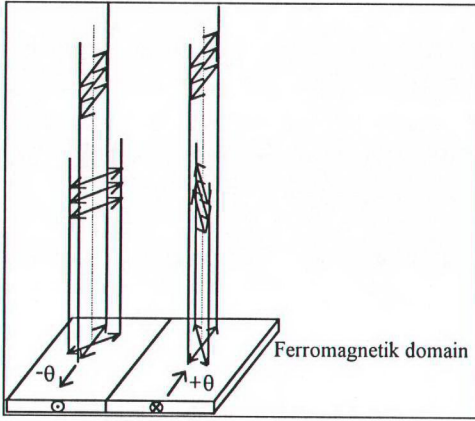
Magnetize edilmiş ferromagnetik örneğin yüzeyinden yansıyan polarize olmuş ışığın örnek yüzeyindeki mıknatıslanma vektörü ile etkileşerek polarizasyon açısının değişmesi prensibine dayanan Kerr-Efekt ilkesi kullanılarak domainlerin gözlenmesi



yöntemi Kerr magneto-optik tekniği diye bilinir. Şekil 2.40 'ta görüldüğü üzere cıva ark lambasından sağlanan monokromatik polarize ışık Thompson polarizatöründen geçerken bir açıda polarize olur. Yarım ayna üzerinden yansıtılarak $50 \mu\text{m}$ kalınlığında parlatılmış, streten arındırılmış ve üzerine 10^{-6} torr vakum altında ZnS buharlaştırılarak dielektrik film oluşturulmuş örnek üzerine düşer ve burada örnek yüzeyindeki mıknatıslanma vektörü ile etkileşir. Bu etkileşme sonucu Şekil 2.41 'de de görüldüğü gibi bir açıda polarize olmuş ışığın polarizasyon açısı mıknatıslanma vektörünün yönüne bağlı olarak saat ibrelerinin dönme yönünde $+\theta$ ya da ters yönde $-\theta$ açısı kadar değişir. Bu polarizasyon açısı değişmiş ışık örnek yüzeyinden yansıtılarak yarım aynadan geçtikten sonra Thompson analizörüne gelir. Burada analizörün pozisyonu sadece $-\theta$, polarizasyon açısı kadar değişmiş olan ışığı geçirecek diğerlerini durduracak şekilde ayarlandığından örnek üzerinde polarize ışığın polarizasyon açısını $-\theta$ kadar değiştiren mıknatıslanma vektörüne sahip bölgeler parlak, bu vektörün tersi yönünde yönelmiş mıknatıslanma vektörüne sahip bölgeler karanlık görünür. Bu şekilde açık renkli ya da koyu renkli bölgelerden oluşan domain yapı görüntülenmiş olur [15].



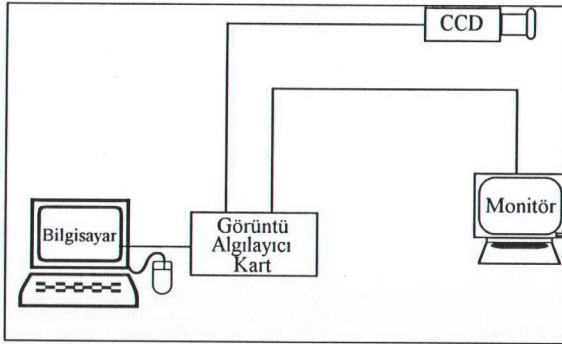
Şekil 2.40 Kerr magneto-optik deney düzeneğinin şematik diyagramı [15].



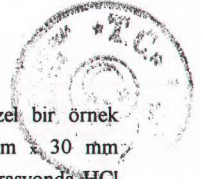
Şekil 2.41 Kerr magneto-optik tekniği ile domain görüntüsünün elde edilmesi [15].

Yukarıda bahsedilenin tersi olarak Thompson analizörü polarizasyon açısı $+\theta$ kadar değişmiş polarize ışığı geçirip diğerlerini durduracak şekilde ayarlandığında bu sefer örnek üzerinde polarize ışığın polarizasyon açısını $+\theta$ kadar değiştiren mıknatıslanma vektörüne sahip bölgeler parlak bunun zıttı mıknatıslanma vektörüne sahip bölgeler ise karanlık yani koyu renkli görünürler.

Bu şekilde elde edilen domain resimleri yine Şekil 2.42 'de görülen bilgisayar denetimli kamera sistemi kullanılarak domain resimleri bilgisayar ortamına aktarılır. Gerekli görüntü işleme programları kullanılarak elde edilen domain resimlerinin görüntü kalitesi artırılır. Bu şekilde domain yapısı görüntülenmiş malzemelerin magnetik özellikleri hakkında bilgi edinilmiş olunur.



Şekil 2.42 Bilgisayar denetimli kamera sisteminin blok diyagramı [15].



Domain yapılarının gözlemlendiği Kerr magneto-optik tekniği özel bir örnek hazırlama yöntemi gerektirmektedir. Ferromagnetik örnekler 30 mm x 30 mm boyutlarında dikkatlice kesilip üzerindeki fosfat kaplama % 33 konsantrasyonda HCl asit banyosunda temizlendikten sonra 320, 500 ve 1000 numara zımpara ile parlatılır. Daha sonra parlatma işlemi sırasıyla 2 µm, 1 µm ve son olarak 0.25 µm kalınlıktaki elmas pasta ile parlatma makinasında örnek yüzeyinde ayna parlaklığı elde edilene kadar devam edilir. Bu aşamadan sonra gerek üretim aşamasında gerekse örneklerin kesimi ve parlatılması işlemi sırasında örnek üzerinde oluşan zor'u yok etmek için örnekler 10⁻⁶ torr basınç altında iki saat süreyle tavlandıktan sonra stresten arındırılmış olurlar. Tavlama fırınından çıkarılan örneklerin üzerine 10⁻⁶ torr basınç altında buharlaştırma tekniğiyle ZnS ince dielektrik film oluşturulur. Bu şekilde hazırlanan örnekler Kerr magneto-optik düzeneğine yerleştirilerek değişik mıknatıslanma ve stres koşullarında magnetik domain yapıları incelenmiştir.



3. BÖLÜM

3.1 DENEYSEL ÇALIŞMALAR

Bu çalışmada temel magnetik ölçme devresinin elektronik elemanlarından katlı yükselteç, toplayıcı yükselteç, geribesleme yükselteci ve integratör devreleri dizayn edilmiştir. Magnetik ölçme devresi oluşturulduktan sonra silisyumlu demir malzemelerden Unisil-H tanecik yönlendirilmiş, Newcor tanecik yönlendirilmemiş, Unisil-H çizgili tanecik yönlendirilmiş, M2H ve M5 alaşımlarının B - H karakteristikleri ve magnetik geçirgenliklerinin magnetik alana bağlı değişimleri incelenmiştir. Elde edilen grafiklerden B - H mıknatıslanma eğrileri sırasıyla Şekil 3.13, Şekil 3.14, Şekil 3.15, Şekil 3.16 ve Şekil 3.17 'de, magnetik geçirgenliğin alana bağlı değişimi grafikleri de sırasıyla Şekil 3.24, Şekil 3.25, Şekil 3.26, Şekil 3.27 ve Şekil 3.28 'de verilmiştir.

Bu malzemelerle ölçümler tamamlandıktan sonra amorf yapıdaki ferromagnetik malzemelerden Metglas 2826MB, Metglas 2605S3, Metglas 2605SC, Metglas 2605CO, Metglas 2714A ve Metglas 2705M örneklerinin yine B - H mıknatıslanma eğrileri ve magnetik geçirgenlik - alan eğrileri çizilmiştir.

Bu malzemeler için elde edilen sonuçlardan B - H karakteristikleri sırasıyla Şekil 3.18, Şekil 3.19, Şekil 3.20, Şekil 3.21, Şekil 3.22 ve Şekil 3.23 'te, μ - H grafikleri de Şekil 3.29, Şekil 3.30, Şekil 3.31, Şekil 3.32, Şekil 3.33 ve Şekil 3.34 'te verilmiştir.

Son olarak domain yapılarının incelenmesi için Bitter-kolloid tekniği ile domain viewer kullanılarak beş çeşit silisyumlu demir alaşımının domain resimleri çekilmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil 3.39, Şekil 3.40, Şekil 3.41, Şekil 3.42, Şekil 3.43, Şekil 3.44 ve Şekil 3.45 'te verilmiştir. Ayrıca Kerr-efekt tekniği ile tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının domain yapısının fotoğrafı çekilmiştir. Bu teknikten elde edilen sonuçlar Şekil 3.46 ve Şekil 3.47 'de verilmiştir.

3.1.1 Ölçüm Yapılan Malzemelerin Özellikleri ve Kimyasal İçerikleri

Epstein-kare test sisteminde kristal ve amorf yapıda olmak üzere iki tür ferromagnetik malzeme kullanılmıştır.

Kristal yapıdaki silisyumlu demir alaşımları grainlerin yönlendirilmiş olup olmamasına göre iki sınıfa ayrılırlar. Bunlar kristalleşme aşamasında eğer grainleri yönlendirilmiş ise tanecik yönlendirilmiş (grain-oriented), kristalleşme anında grain

yapı bozularak malzemeye izotropik olma özelliği kazandırılmış ise tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımları adını alırlar.

Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımları % 3.25 oranında silikon, % 96.75 oranında demir içerirler ve anizotropik bir yapıya sahiptirler. Bu yüzden malzemenin mıknatıslanması malzemenin yönüne bağlı olarak değişim gösterir. Malzemenin bu özelliği onun magnetik özelliklerinin tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımlarına göre daha iyi olmasına neden olmaktadır. Eğer bu malzeme hadde yönünde mıknatıslanırsa düşük enerji kaybı ve yüksek magnetik geçirgenlik özelliği gösterir. Bu malzemelerin tipik kalınlığı 0.23 mm ile 0.35 mm arasında değişmektedir [16].

Temel magnetik özelliklerden olan güç kaybı, magnetik geçirgenlik ve magnetik alan altında malzemenin boyutlarında meydana gelen değişim şu değişkenlerin bir fonksiyonudur :

1. Grainlerin yönlenmesi,
2. Grainlerin büyüklüğü,
3. Magnetik domainlerin büyüklüğü,
4. Malzemenin kimyasal yapısı,
5. Malzemenin içinde oluşan gerilmeler,
6. Silisli levhanın kalınlığı.

Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımlarının üretimi sırasında yukarıda verilen değişkenler kontrol edilerek arzulan magnetik özelliklere sahip silisli levhalar üretilmektedir [16].

Silisyumlu demir alaşımı üretim aşamasında katlaşıırken malzemenin atomları bcc kristal yapıda düzenlenir. Tek demir kristali mıknatıslandığında kristal yönüne bağlı olarak değişik büyüklüklerde magnetik geçirgenlik özelliği gösterir. Kübik kristalin [100] doğrultusu en yüksek magnetik geçirgenliğe sahiptir ve bu nedenle diğer doğrultulara göre daha kolay mıknatıslandığı için kristalin [100] doğrultusuna "kolay mıknatıslanma" doğrultusu adı verilir. Malzeme kristalleştirilirken kübik kristalin [100] doğrultusunun hadde yönüne gelmesi sağlanır. Bu malzemeler ticari olarak elektrik endüstrisinde tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımlarına göre daha yüksek magnetik geçirgenliğe sahip olmaları nedeniyle kolayca mıknatıslanabildiğinden transformatörlerde çekirdek malzemesi olarak kullanılmaktadır.

Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımlarında yönlendirilmiş grain yapı bulunmadığı için malzeme bütün yönlerinde aynı magnetik özelliği göstermektedir. Bundan dolayı magnetik özellikleri açısından izotropik olduğu kabul edilebilir [16].

Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımından oluşan elektrik çeliğinde % 0.1 ile % 2.6 arasında değişen oranlarda silikon, diğer gen kalan yüzdelik kısmında ise demir kullanılır.

Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımları 0.35 mm ile 0.65 mm arasında değişen kalınlıklarda üretilmektedir. Bu malzemeler daha çok elektrik motorlarının magnetik çekirdeklerinin üretiminde kullanılmaktadırlar. Malzeme üretilirken [111] zor mıknatıslanma doğrultusu levha düzlemine dik gelecek şekilde kristalleşme gerçekleştirilir. Motor çalışırken mıknatıslanma vektörü levha düzlemi içerisinde dönmektedir. Bu malzeme magnetik olarak levha düzlemi içerisinde izotropik davranış gösterdiğinden bu düzlem içerisindeki farklı kristal doğrultularında magnetik geçirgenlik değişmediği için mıknatıslanma vektörü etkilenmemektedir. Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımları üretim maliyeti açısından tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımlarına göre daha ucuz olduğundan dolayı özellikle elektrikli ev aletlerinde çokça kullanılan elektrik motorlarında kullanılmaktadır.

Deney sırasında kullanılan kristal yapıdaki tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımları yaklaşık % 3 silikon içermektedir. Geriye kalan yaklaşık % 97 'lik oranı Fe alaşımı oluşturmaktadır. Bu alaşımların üzeri oluşan korozyonu önlemek için fosfat tabakası ile kaplanmıştır.

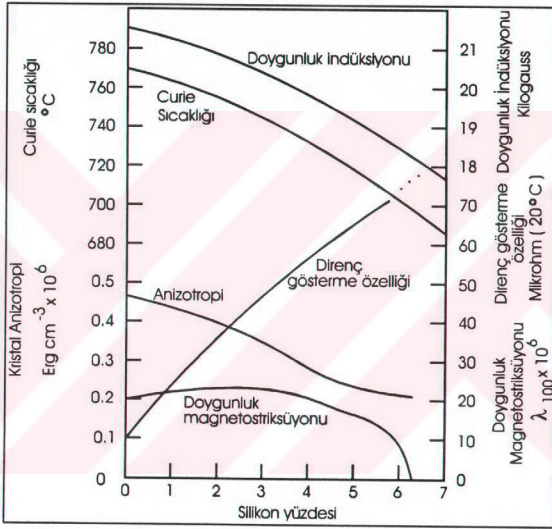
Çekirdek malzemesi silisyumlu demir olan bir transformatör için istenilen özellik malzemenin magnetize edilmesinin kolay olması için tercih edilmiş bir yöne sahip olmasıdır. Yani verilen bir kolay magnetize olma yönü için maddenin bu tercih edilen yöne sahip bir yönelimi olmalıdır. Bu durumda demiri diğer yönelimlerde magnetize etmek için niçin bu kadar büyük bir magnetik alan gerektiğini daha iyi anlayabiliyoruz ki bunlar kompleks bir domain yapısının bulunması ve bu yüzden magnetik doygunluk yaratmak yani malzemeyi tamamen magnetik alan yönünde mıknatıslamak için daha çok enerjinin gerekmesidir.

Bir güç transformatörünün çekirdeği için kullandığımız alaşım eğer bir silikon - demir alaşımı ise bu alaşım % 3.25 civarında silikon içerir. Grain büyüklüklerinin optimum yapılmış olmasını kolaylaştırmada manganez sülfid eklenir. Atom dizilişlerindeki kaymalar çoğu zaman karbon, kükürt, azot ve oksijen tarafından iyi bir şekilde kontrol edilir. Karbon içeriğini % 0.01 civarında veya aşağısında tutmak kritiktir. Aksi takdirde soğuma boyunca ileri gelen bir faz değişikliği olacaktır [1].

Silikon, demir ile yüksek dirence sahip bir alaşım elde etmek için alaşım oluşturur. Çünkü yüksek bir direnç Eddy akımı kayıplarını azaltır. Her ne kadar silikon-demir alaşımlarının doygunluk induksiyonu artan silikon içeriği ile azalır da en iyi toplam magnetik yararlılık mümkün olan en yüksek silikon içeren alaşımdan elde edilir. Demir alaşımları magnetik olarak anizotropiktir. Bu nedenle yapılaşmış

bir çekirdek maddesini üretme arzu edilir ve kristallerin çoğunluğu [100] yönünde kolaylıkla magnetize olabilir. Yapılan deneyler bu şartlar altında silikon içeriğinin % 3.25 civarında bir oranda olduğu alaşım için en iyi sonucun alındığını göstermiştir.

Demir sadece, her bir elementin oda sıcaklığında sahip olduğu o elemente ait özellik olan doyumluk indüksiyonu değerinin en yükseğine sahip olan bir element değildir. Aynı zamanda iyi fiziksel özellikleri ile de verimli bir elementtir. Bu, demirin yumuşak magnetik malzemeler içinde neden en önemli element olduğunun başlıca sebebidir. Şekil 3.1 silisyumlu demir alaşımlarının önemli değişmez yapı özelliklerini göstermektedir [17].

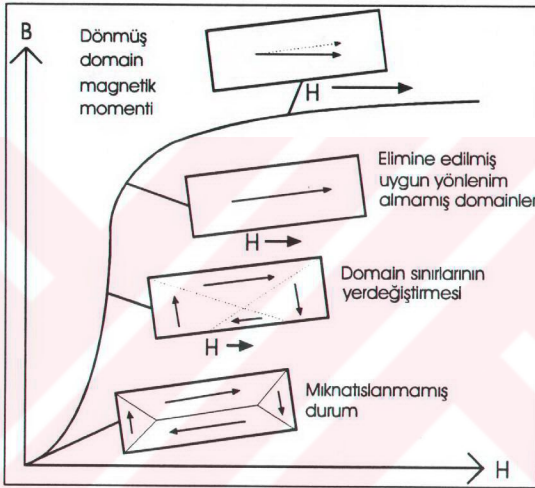


Şekil 3.1 Silisyumlu demir alaşımlarının bileşimiyle önemli özelliklerinin değişimi [17].

Alaşım silikon eklenmesiyle direnç gösterme özelliği artarken magnetik doyumluk ve Curie sıcaklığı azalmaktadır. Böylece silikon içeriği, daha yüksek direnç gösterme özelliğinin yararları ve iyileştirilmiş histerezis kaybı arasındaki uyumu açıklamaktadır. Öyle ki grafik daha yüksek silikonun daha az doyumluk sonucu zararlı etkilere engel olduğunu ve yumuşak bir şekilde azalma ile eşlik ettiğini göstermektedir.

Silisyumlu demir için kristal anizotropinin önemi kristallografik yönler içinde miktatsızlanmanın kolaylığındaki farklılıktır.

Uygulanan magnetik alan ile uygun yönelim almış domain duvarlarının hareketi sonucu magnetize olmamış halden mıknatıslanma başlar. Bu süreç safsızlıkların olmayışında kolayca meydana gelir. Uygulanan magnetik alan arttıkça dış alandan uzakta, magnetik akı doğrultusundaki domainler aniden her bir kristal için kolay mıknatıslanma yönüne paralel yeni yönlere tersinmez biçimde dönerler. Grain yönelimi almış malzemelerde akı değişiminin çoğu bu tarzda meydana gelir. Domainleri alan doğrultusuna tersinir bir şekilde dönmeye zorlamak için daha fazla enerjiye ihtiyaç duyulduğunda akı artışı yavaşlar.



Şekil 3.2 Mıknatıslanma boyunca domain yapısındaki değişiklikler [17].

Demirde bulunan % 0.1 oranındaki bakır ve nikel'in biraz daha düşük indüksiyon değerine sebep olmasının dışında mıknatıslanma üzerindeki etkisi ihmal edilebilir. Demir örgüsüne yer işgal edecek biçimde giren karbon gibi elementlerin düşük indüklemelerde geçirgenlik ve histerezis kaybına çok zararı vardır [17].

Doğunluğa ulaşmada söylememiz gereken iki aşama vardır. Birincisi uygun yönelim almamış domainlerin tersinmez süreçte tamamen elimine edildiğidir. Çünkü domainlerin önceki rastgele yönelimlerinden geriye bir şey kalmamıştır. Mıknatıslanma yönünün en kolay magnetize edilme yönünden uygulanan alan yönüne değişmesine neden olan süreç tersinir bir süreçtir. Çünkü kaldırılan magnetik alan kolay magnetize olma yönüne geri dönme yoluyla enerjiyi minimum etme eğilimiyle sonuçlanacaktır.

Silisyumlu demir alaşımlarında iyi magnetik özellikler için çok düşük düzeyde olması gereken karbon, kükürt, azot ve oksijene özel olarak dikkat edilir.

Yaklaşık 1 mm çapa kadar artırılmış grain büyüklüğü müknaatlanma boyunca grain sınırlarının etkilerini aşmada azaltılmış enerji gerektirdiğinden dolayı yararlıdır. Silisyumlu demir alaşımlarının soğuk çekme adı verilen ısıtılmadan merdaneden geçirilmesi sonucu yönelim almamış türlerinde genellikle daha büyük grainler arzulanır. Yaklaşık 1 mm kadarlık bir çapın üstünde bir değerde kristal yönelimi için daha geniş grainlere dolayısıyla hareket eden domain duvarları tarafından üretilen Eddy akımlarının neden olduğu daha yüksek enerji kayıplarına sahip olmaktadır [17].

Demir pozitif magnetostriksiyona sahip olmasından yani magnetize edildiğinde uzunluğunda artma eğilimi gözlenmesinden dolayı gerilme kuvveti müknaatlanmayı ve histerezis kaybını azaltmayı kolaylaştırır. Etkisi kristal yönelimine ve yaprak halindeki malzemenin farklı yönlerdeki çeşitliliğine bağlıdır. Eğer kullanılan malzemenin yaprağı magnetize olmadan önce uygulanmış bir gerilme kuvvetine sahipse magnetostriktif etki malzemenin uzunluğunda sebep olunan azalmadan dolayı malzeme içindeki iç baskıyı azaltacaktır. Ayrıca iç baskıların histerezis kayıplarını arttırdığı bilinmektedir [17].

Kristal örgüye sahip malzemelerde görülen düzenli atomik sıralanışa sahip olmadıkları için amorf malzemelerde kristal anizotropi, çizgi kusuru ve diğer örgü kusurlarına rastlanmaz. Amorf malzemeyi oluşturan atomların örgü içinde rastgele sıralanmış olmaları bu malzemelere kristal malzemelerden çok farklı özellikler kazandırmışlardır. Öyle ki magnetik, mekanik, elektriksel ve korozyona karşı koyma özellikleri kristal örgü yapısına sahip malzemelerden çok daha üstündür. Örneğin amorf magnetik malzemeler çok iyi soft magnetik malzeme özelliği gösterirken, beklenenin üzerinde de sert ve çok yüksek gerilme stresine dayanma özelliği de göstermektedirler.

Deneyde kullanılan silisyumlu demir alaşımlarının boyutları Çizelge 3.1 'de verilmiştir.

Çizelge 3.1 Epstein-kare test sisteminde kullanılan silisyumlu demir alaşımlarının boyutları.

	Malzemenin Adı				
	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir	Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir	Üzeri çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir	M5	M2H
Kalınlık (mm)	0.27	0.66	0.27	0.31	0.30
En (cm)	3	3	3	3	3
Boy (cm)	30	30	30	30	30



Amorf malzemeler çok değişik kimyasal kombinasyonlarda üretilmektedir. Bunlardan yalnızca T_xM_{100-x} kombinasyonunda üretilenler ferromagnetik özellik gösterirler. Burada "T" bir veya birden fazla Fe, Co ve Ni gibi geçiş metallerini temsil etmektedir. "M" ise P, B, Si, C veya Mo gibi en az bir metaloid veya camsı özellik gösteren elementi temsil etmektedir.

Yukarıda bahsedilen kimyasal kombinasyondaki geçiş metallerinin oranı "x" ile gösterilmiş olup % 70 ile 86 arasında değişir. Buradan da görüldüğü gibi geçiş elementlerinin alabileceği miktarlar sınırlı olup bu değerlerin dışına çıkıldığında çok uzun amorf şeritlerin üretilmesi çok güç hatta imkansız hale gelmektedir.

Değişik teknikler kullanılarak üretilen şeritlerin amorf yapıda olup olmadıklarını anlayabilmek için yine değişik yöntemler kullanılmakta olup bunlardan biri de X ışınları kırınımı yöntemidir. Bu yöntemde X ışınları örnek üzerine düşürülmekte, örneğe çarparak yansıyan ışınlar bir fotoğraf filmi üzerine düşürülerek örneğin kırınım yapıları elde edilmektedir. Eğer elde edilen bu kırınım yapıları bir düzenlilik göstermeyip tamamen rastgele bir dağılım gösteriyorsa üretilen malzeme amorf yapıdadır. Aksi halde düzenli bir kırınım yapısı elde edilmiş ise üretilen malzeme kristal yapıdadır.

Malzemenin amorf yapısının test edildiği diğer bir yöntem ise malzemenin kırılma özelliğinin test edilmesidir. Bu yöntemde üretilen şerit yapıdaki malzeme büküldüğünde kırılma özelliği gösterir ise bu malzeme kristal yapıdadır. Eğer bükülen malzeme kırılma özelliği göstermeyip, eğilip tekrar serbest bırakıldığında eski şeklini alıyor, yani elastiklik özelliği gösteriyor ise üretilen bu malzeme amorf yapıdadır. Bu test yöntemi, streten arındırılmak için tavlınmamış şeritlerde malzemenin amorf yapıda olup olmadığını anlamının en kolay ve ucuz yoludur.

Amorf magnetik malzemelerin ilk üretildikleri günden bu yana bunların magnetik ve diğer özelliklerini geliştirmek üzere yapılan araştırmalar devam etmektedir. Bu araştırmalar çerçevesinde Fe-B alaşımlarındaki Fe oranı % 80 'den yukarıya çıkarıldığında malzemenin Curie sıcaklığı ve doğunluk magnetik indüksiyon değeri düşmüştür [19].

Fe-B alaşımlarına katılan Co ve Ni konsantrasyonları artırıldığında ise alaşımın Curie sıcaklığı yükselirken doğunluk magnetik indüksiyon değeri de yükselmiştir. Bahsedilen bu alaşıma sadece Ni katılıp bunun konsantrasyonu % 7 civarında tutulduğunda alaşımın magnetik özelliğine çok az etki etmesine rağmen Ni konsantrasyonundaki artış doğunluk magnetik indüksiyon değerinin düşmesine neden olmuştur. Aynı etki Ni yerine tek başına Co katılmasıyla da gözlenmiştir [20].

Co-Si-B ve Co-Fe-Si-B alaşımlarına % 3 dolayında Mn eklendiğinde alaşımların doğunluk magnetik indüksiyon değeri marjinal olarak artarken T_x-T_c (kristalleşme sıcaklığı - Curie sıcaklığı) farkı büyümüştür. Bu ise malzemeyi



kristalleşme sıcaklığının altında tavlayarak malzemenin magnetik geçirgenliğini artırma olanağını kolaylaştırmıştır [21].

Fe-B alaşımlarındaki B miktarı % 5 - 6 C ile değiştirildiğinde alaşımın oda sıcaklığındaki magnetik özelliklerinde artış gözlenmiştir. Bununla beraber C oranı % 7 'ye çıkarıldığında alaşımın doyunluk magnetik indüksiyon değeri düşmeye başlamış ve iyi kalitede amorf şerit üretme güçleşmiştir [19].

Alaşımlara az miktarda Si katıldığında alaşımın doyunluk magnetik indüksiyon değeri ve Curie sıcaklığının düştüğü gözlenmiştir [22]. Üretilen alaşımlarda geçiş elementi olarak demir (Fe) kullanıldığında en yüksek doyunluk magnetik indüksiyon değeri ve magnetostrüksiyon elde edilmiştir. Buna ek olarak Fe oranı yüksek amorf malzemeleri diğerlerine göre daha ucuza üretmek mümkün olmakla birlikte geçiş elementi olarak Fe yerine Co veya Ni kullanıldığında üretilen amorf alaşımlarda elde edilen yüksek doyunluk magnetik akı yoğunluğu ve magnetostrüksiyon özellikleri düşmeye başlamıştır.

Co oranı yüksek olan amorf malzemelerde hemen hemen sıfır veya negatif magnetostrüksiyon değerlerine ulaşılmıştır. Fakat Co oranının artması üretilen amorf malzemenin üretim maliyetini yükseltmiştir.

Amorf magnetik malzemeler "Drum Quenching Tekniği" adı verilen teknikle üretildiklerinde magnetik özellikleri üretim aşamasında malzemenin iç yapısında oluşmuş olan strese bağlı olarak değişim gösterir. İşte bu malzemelerin magnetik özelliklerini arttırmak için üretim aşamasında iç yapılarında oluşan stresin yok edilmesi gerekmektedir. Bunun için malzemeler kristalleşme sıcaklıklarının altında 250 - 350 ° C civarında 10^{-6} torr vakum altında ya da değişik gaz (N_2 veya H_2) atmosferlerinde tavlanarak iç yapılarındaki stresten arındırılmaları gerekmektedir.

Özellikle geçiş elementi olarak Fe kullanılan amorf magnetik malzemeler çok yüksek miktarlarda gerilme stresi ($\sigma_T = 3.5$ MPa) taşıma kapasitesine sahiptirler. Bu miktar en sert çeliklerde bile $\sigma_T = 2.1$ MPa civarındadır [23]. Esneklik modülleri 60 ile 150 MPa civarındadır.

Amorf malzemelerde kullanılan B miktarı artırıldığında şeritlerin gerilmelere karşı dayanıklılığı artmaktadır. Bu özellik alaşımdaki B miktarı bir miktar azaltılıp bunun yanında az miktarda P metaloidi eklendiğinde yine görülmektedir. Bu arada üretilen alaşımda geçiş elementi Fe yerine Ni kullanıldığında malzemenin dayanıklılığında önemli bir değişim gözlenmez ancak çok az miktarda eklenen Cr ile malzemenin dayanıklılığı önemli ölçüde artar.

Genellikle yaygın olarak kullanılan Fe, Ni ve Co geçiş elementleri ile üretilen malzemeler Pd, Zr, ve Ti kullanılarak üretilen malzemelerden daha dayanıklıdır. Çizelge 3.2 ve Çizelge 3.3 'te değişik amorf malzemeler için magnetik, mekanik ve fiziksel özellikler özetlenmiştir.



Çizelge 3.2 Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf magnetik malzemelerin özellikleri [24-26].

İmal Eden Kuruluş	Allied Signal Inc.		
Malzemenin Adı	Metglas		
Alaşımın Adı	2826MB	2605S3	2605SC
Kimyasal Formül	$Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$	$Fe_{79}Si_5B_{16}$	$Fe_{81}B_{13.5}Si_{3.5}C_2$
Ana Geçiş Elementi	Fe, Ni	Fe	Fe
Doygunluk İndüksiyon Değeri B_s (T)	0.88	1.58	1.61
Doygunluk Magnetostriksüyonu $(\lambda_s \times 10^{-6})$	12	27	30
Curie Sıcaklığı T_C (C)	353	405	370
D.C Sıfırlayıcı Alan (Coercivity) Değeri H_C (A/m)	1.2	8.0	3.2
Elektriksel Direnç ρ ($\mu\Omega$ m)	1.38	1.25	1.35
Isısal Genleşme $(10^{-6}/K)$	11.7	-	5.9
Kristalleşme Sıcaklığı T_X (°C)	410	515	480
Maksimum İşleme Sıcaklığı (°C)	125	150	125
Yoğunluk δ (g/cm^3)	7.90	7.28	7.32
Young Modülü $(\times 10^9 N/m^2)$	64	58	58
Kalınlık (μm)	31	20	30

Çizelge 3.3 Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf magnetik malzemelerin özellikleri [24-26].



İmal Eden Kuruluş	Allied Signal Inc.		
	Metglas		
Malzemenin Adı	2605CO	2714A	2705M
Alaşımın Adı			
Kimyasal Formül	$Fe_{67}Co_{18}B_{14}Si_1$	$Fe_4Co_{72}Mo_2Si_{10}B_2$	$Fe_{385}Co_{7215}Mo_2B_{15}Si_5$
Ana Geçiş Elementi	Fe	Co	Co
Doygunluk İndüksiyon Değeri B_s (T)	1.80	0.55	0.70
Doygunluk Magnetostriksiyonu ($\lambda_s \times 10^{-6}$)	35	< 1	< 1
Curie Sıcaklığı T_C (°C)	415	205	365
D.C Sıfırlayıcı Alan (Coercivity) Değeri H_C (A/m)	4.0	-	-
Elektriksel Direnç ρ ($\mu\Omega$ m)	1.23	1.42	1.36
Isısal Genleşme ($10^{-6}/K$)	8.6	12.7	12.1
Kristalleşme Sıcaklığı T_X (°C)	430	550	520
Maksimum İşleme Sıcaklığı (°C)	125	80	80
Yoğunluk δ (g/cm ³)	7.56	7.59	7.80
Young Modülü ($\times 10^9 N/m^2$)	60	61	63
Kalınlık (μm)	35	20	26

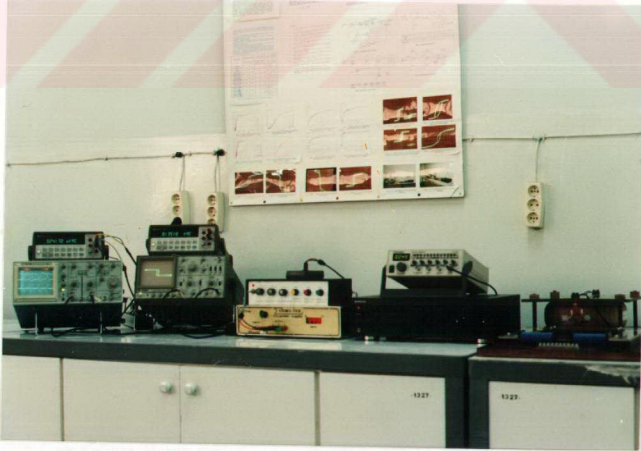
3.2 TEMEL MAGNETİK ÖLÇME DEVRESİ

Magnetik alana tabi tutulan malzemelerin magnetik özelliklerini ölçmeye yarayan ve elektronik bileşenlerden oluşan devreye magnetik ölçme devresi adı verilir.

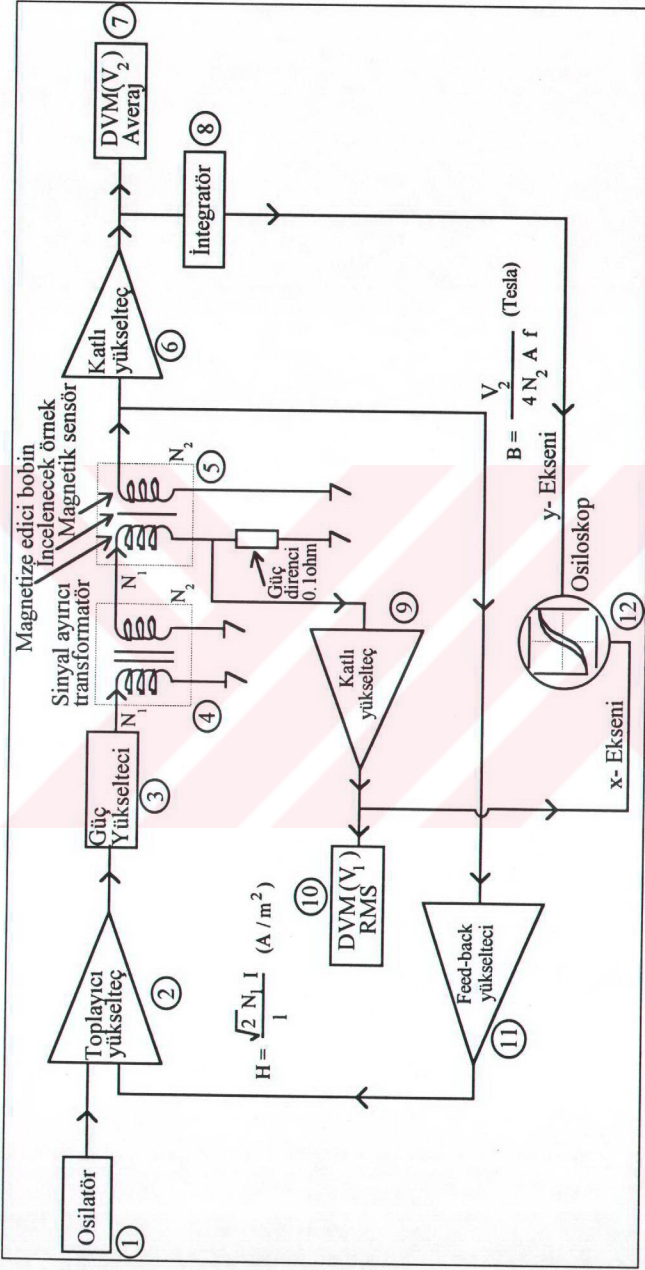
Transformatörlerin, transdüsörlerin, magnetik malzemelerin magnetik özelliklerini ölçmede, test etmede kullanılan magnetik ölçme devresi temel olarak şu elemanlardan oluşmaktadır.

- 1- Osilatör (Oscillator),
- 2- Güç Amplifikatörü (Power Amplifier),
- 3- Sinyal Ayırıcı Transformatör (Isolation Transformer),
- 4- Magnetize Edici Bobin (Primary Coil, Magnetisation Coil),
- 5- Algılayıcı Bobin (Search Coil, Secondary Coil),
- 6- Katlı Yükselteç (Instrumentation Amplifier) (H ve dB/dt sinyalleri için),
- 7- İntegratör (dB/dt sinyalinin integralini alıp B sinyalini gözlememizi sağlar),
- 8- Osiloskop (B-H eğrisini gözlemek için),
- 9- Sinyalin Ortalama Değerini Okuyabilen Voltmetre (Bu voltmetre ile dB/dt sinyalinin ortalama değeri ölçülür),
- 10- Sinyalin Kare Ortalama Karekökünü (KOK) Okuyabilen Voltmetre, (Bu voltmetre ile de H sinyalinin kare ortalama karekök değeri ölçülür),
- 11- Geribesleme (Feed-back) Devresi,

Yukarıda bahsettiğimiz elemanlardan oluşan magnetik ölçme devresinin fotoğrafı Şekil 3.3.1 'de, blok diyagramı ise Şekil 3.3.2 'de görülmektedir.



Şekil 3.3.1 Temel magnetik ölçme elemanlarını gösterir resim.



Şekil 3.3.2 Temel magnetik ölçme devresi.



3.2.1 Osilatör

Magnetize edici sinyalin sağlandığı standart bir sinyal jeneratörüdür. 0 - 20 kHz arasında sinüs sinyali üretebilme kapasitesindedir. Mümkün olduğunca dc sinyalden arınmış bir sinyal vermesi tercih edilir. Çünkü osilatör çıkışında bulunabilecek çok az miktarda dc sinyali, bir sonraki devre elemanı olan güç amplifikatöründe yükseltilecektir. Sonuçta yükseltilmiş dc sinyali çok büyük değerlere ulaşacak ve magnetize edici bobinin ısınmasına ve yanmasına ve hatta magnetik sensörden okunan çıkış sinyalinin sürekli olarak aşağı yukarı titremesine neden olacaktır. Bu ise istenmeyen bir durum olup deney sonuçlarına etki eden etmenlerden biridir.

3.2.2 Güç Yükseltici

Osilatörden alınan magnetize edici sinyalin magnetize edici bobine verilmeden önce güç amplifikatöründe yükseltilmesi gerekmektedir. Bu yükseltme işlemi sinyalin genliği sabit tutularak yüksek ve kararlı magnetize edici akımın sağlanmasına çalışılır. Çünkü magnetize edici sinyali güç amplifikatörüne girmeden doğrudan magnetize edici bobine verirse sistem tarafından akım çekildiğinde osilatörün çıkışı bunu karşılayamayacak ve çıkış gerilimi düşecektir. Böylece istenen magnetik alan değerlerine ulaşmak mümkün olmayacaktır. Bu sakıncayı gidermek için güç amplifikatörü kullanarak magnetize edici sinyalin amplitüdü yani gerilim değeri sabit tutulup akım değeri yükseltilmeli ve sürekli sabit akım magnetize edici bobinlere verilmelidir. Güç amplifikatörü olarak her bir kanalı 100 - 200 W çıkış verebilen çift kanallı stereo müzik seti yükselteçleri kullanılabilir.

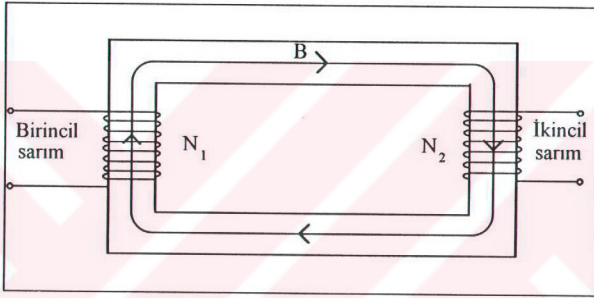
3.2.3 Sinyal Ayırıcı Transformator

Osilatörden alınan sinüsoidal sinyalin güç amplifikatöründe yükseltildikten sonra magnetize edilecek sisteme verilmeden önce tamamıyla dc sinyalden arıtılmış olması gerekmektedir. Çünkü bu dc sinyal tamamıyla güç yükseltici ve osilatörden kaynaklanmakta ve incelenecek sistemi olumsuz yönde etkilemektedir. Bunun için magnetize edici sinyal "Sinyal Ayırıcı Transformator"ün birincil girişinden verilir ve ikincil çıkışından dc 'den arınmış saf sinüs sinyali alınır.

Transformatörün çalışma ilkesi basit olup sağ el kuralı ile akımın davranışı rahatlıkla incelenebilir. Birincil sarıma gelen akım sarımın eksenini boyunca ilerleyen bir magnetik alan yaratır. Bu magnetik alanın devreyi oluşturan silisli saclar üzerindeki etkisi magnetik akı şeklindedir. Bu magnetik akı, oluşan kapalı devrede dolaşır ve ikincil sarıma geldiğinde magnetik akıdan dolayı telde bir akım indüklenir.



Birincil ve ikincil bobinlerin sarımları birbirine eşit olduğundan sinyalin amplitüdünde (genliğinde) bir değişme olmaz. Magnetize edici sinyal birincil bobinden ikincil bobine magnetik olarak aktarıldığı için hiçbir dc sinyal ikincil bobinin çıkışına ulaşamaz. Böylece tamamıyla dc sinyalden arıtılmış saf sinüsoidal sinyal magnetize edici bobine ulaşmış olur. Şekil 3.4 'te sinyal ayırıcı transformatörün basit yapısı görülmektedir. Transformatörün çalışma frekansının 1 - 200 Hz arasında olması gerekmektedir. Transformatörün yapımında kullanılan silisli sac lar temin edildiğinde sarımları kendimiz de yapabiliriz.



Şekil 3.4 Sinyal ayırıcı transformatör.

3.2.4. Magnetik Test Sistemi

Magnetize edici bobin, incelenecek örnek ve algılayıcı bobinden (magnetik sensör) oluşan magnetik test sistemi çeşitli şekillerde olabilir. Örneğin transformatör şeklinde, kare şeklinde (Epstein-square) veya toroid şeklinde. Fakat çalışma ilkesi hepsinde aynıdır. Şekil 3.5 kare şeklindeki magnetik test sistemini, Şekil 3.6 ise toroidal magnetik test sistemini göstermektedir.



3.2.4.1. Kare Şeklindeki Magnetik Test Sisteminin (Epstein-kare) Temel Özellikleri

İncelenecek örneğin kare şeklinde biçimlenmesiyle oluşan test sistemine kare şeklindeki magnetik test sistemi adı verilir [26]. Kare şeklindeki magnetik test sisteminde magnetize edici bobin denilen sarımın ucu topırağa verilmeden önce 0.1 Ω 'luk güç direnci bağlanır. Bizim kullandığımız Epstein-kare sisteminde magnetize edici bobinin sarım sayısı 1000 olarak seçilmiştir.

Magnetize edici bobin üzerinden akan akım, 0.1 Ω 'luk güç direnci üzerinde yaratılan gerilimin bir kare ortalama karekök duyarlı voltmetre yardımıyla ölçülmesi sonucu güç direnci üzerinden okunan gerilimin güç direncine oranı olan ohm

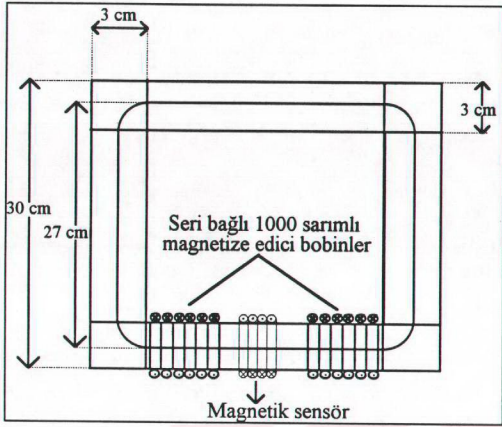
yasasından tespit edilir. Ardından veriler $H = \frac{\sqrt{2} N_1 I}{\ell}$ eşitliğinde yerine konularsa A/m birimi cinsinden magnetik alanın tepe değeri elde edilir. N_1 magnetize edici bobinin sarım sayısı, I ise magnetize edici akımdır. H değerini bulmada kullanılacak ℓ uzunluğu magnetik akının dolaştığı yolun ortalama uzunluğu olup malzemenin ortasından ölçülerek elde edilen karesel çevreye eşittir. İşte kare şeklindeki magnetik test sisteminin üzerine yapılacak ilk sarım ile H magnetik alanının büyüklüğü bulunur.

Kare şeklindeki test sisteminin ikinci sarımı olan magnetik sensör üzerinde yaratılan dB/dt sinyali magnetik akının zamanla değişimini verir. Bu çalışmada magnetik sensörün sarım sayısı 50 olarak alınmıştır.

Yine indüklenme sonucu magnetik sensör üzerinde oluşturulan gerilim sinyalinin

ortalama değerini okuyabilen bir voltmetre ile ölçülüp $B = \frac{V_2}{4 N_2 A f}$ eşitliğinde yerine

yazılırsa bu şekilde B magnetik akı yoğunluğunun tepe değeri tesla birimi cinsinden elde edilir. V_2 , magnetik sensör bobini üzerinden okunan potansiyelin ortalama değeri, N_2 magnetik sensörün sarım sayısı, A ise toroidin kesit alanıdır. A kesit alanı dikdörtgen biçiminde olup kullanılan levha sayısı, her bir levhanın kalınlığı ve genişliğinin çarpılması sonucu bulunur. Bu nedenle kesit alanını hesaplamak için kullanılan malzemenin kalınlığını, kullanılan levha sayısını ve levhanın genişliğini bilmek gerekir. Şekil 3.7 kare şeklindeki test parçasını, Şekil 3.8 ise Epstein kare test sisteminin göstermektedir.



Şekil 3.8.2 Epstein kare test sisteminin üstten görünüşü.

Güç amplifikatöründen alınan magnetize edici akım, magnetizasyon bobinine verildiğinde sağ el kuralına uygun olarak sistemde magnetik akı yaratır. Bu akı magnetik devre içinde dolaşır ve magnetik sensör içinden geçerken amper yasasına göre magnetik sensör çıkışında sinyal oluşturur. Sonuçta detekte edilen bu sinyal magnetik akının zamanla değişimi olan dB/dt sinyalidir. Bu sinyali okumak için sinyalin ortalama değerini okuyan dijital voltmetre kullanılmalıdır. Okunan bu değer (3.1) no' lu eşitlikte yerine yazılırsa magnetik akı yoğunluğu bulunmuş olur.

$$B = \frac{V_2}{4 N_2 A f} \quad (\text{tesla}) \quad (3.1)$$

Burada V_{avr} , sinyalin ortalama değerini okuyabilen dijital voltmetreden okunan dB/dt sinyali, N_2 magnetik sensörün sarım sayısı, A magnetik örneğin kesit alanı, f ise magnetize edici sinyalin frekansı olup buradan B değeri tesla cinsinden hesaplanabilir.

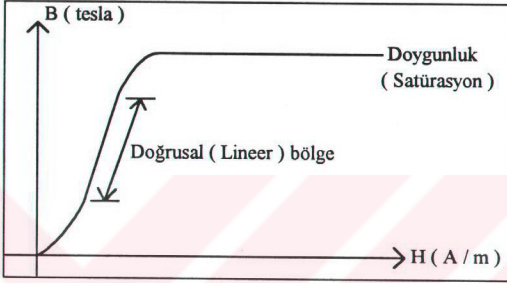
Bu şekilde magnetik akı yoğunluğu diye ifade ettiğimiz B 'nin tepe değeri tesla cinsinden bulunduktan sonra H magnetik alanının tepe değerini bulmaya çalışalım. H magnetik alanının değeri (3.2) no'lu eşitlik kullanılarak kolayca bulunabilir.

$$H = \frac{\sqrt{2} N_1 I}{\ell} \quad (3.2)$$

Burada N_1 magnetize edici birincil bobinin sarım sayısı, I_1 magnetize edici bobine güç amplifikatöründen sonra sürülen akımın değeri, ℓ ise magnetik akının dolaştığı yoldur. Magnetize edici bobine gelen akım buradan çıktıktan sonra toprağa gitmeden önce



değeri 0.1Ω olan güç direnci üzerinden geçerken bu direnç üzerine düşen gerilim okunarak $I=V/R$ ohm yasası yardımıyla bulunur. Sonuçta akım ile sarın sayısının çarpımını akının dolaştığı toplam yol olan ℓ değerine bölerek sistemi magnetize ettiğimiz magnetik alanın tepe değerinin büyüklüğünü bulmuş oluruz. İşte B 'nin H 'ye karşı grafiğini çizdiğimizde sistemin B - H karakteristiğini elde ederiz. Yapılan deneyler B ile H arasındaki grafiksel ilişkinin Şekil 3.9 'da verildiği gibi olduğunu göstermiştir.



Şekil 3.9 Tipik bir B - H mıknatıslanma eğrisi.

3.2.5 Katlı Yükselteç

Katlı yükselteç, işlemsel yükselteçlerin kendi arasında örgütlenmesiyle bir başka deyişle birden çok işlemsel yükseltecin üstlenmesi istenen işleve göre oluşturdukları tüm devreye katlı yükselteç adı verilir [28-30]. Dizayn edilen magnetik ölçme devresinde H ve dB/dt sinyallerini ölçmek için iki tane katlı yükselteç kullanılmıştır. Katlı yükselteç devresine konulan bir adet komütatör ile Şekil 3.10 'da görüldüğü gibi yükseltecin kazancı (çıkış ve giriş gerilimleri arasındaki oran) 1, 10, 100, 1000 olarak değiştirilebilmektedir.

Magnetik test sisteminin ikinci sarımı olan magnetik sensör bobininin uçlarından ortalama değeri ölçülen dB/dt sinyali bazı çalışma durumlarında yetersiz olabilir. İşte katlı yükselteç kullanılarak komütatör ayarı ile gerektiği kadar yükseltilerek gürültüden arındırılmış saf bir sinyal alınması sağlanır. Aynı şekilde magnetize edici bobinden gelen sinyalinin büyüklüğünün oldukça küçük olduğu durumlarda gürültü oranı az, yüksek bir sinyal alabilmek için güç direnci üzerinden alınan sinyal bir katlı yükselteç tarafından yükseltilerek voltmetreye verilir. Dolayısıyla daha az hataya sahip bir ölçüm yapılmış olur. Çizelge 3.3 dizayn edilen magnetik ölçme devresinde her iki katlı yükseltecin kazançlarını göstermektedir.



3.2.7 Sinyalin Ortalama Değerini Ölçebilen Dijital Voltmetre

Magnetik sensörden elde edilen dB/dt sinyali katlı yükselteçte yükseltildikten sonra bir sonraki devre elemanı olan sinyalin ortalama değerini okuyabilen dijital voltmetre'ye gelir. Bu voltmetre yardımıyla dB/dt sinyalinin ortalama değeri ölçülür.

3.2.8 Sinyalin Kare Ortalama Karekökünü Okuyabilen Voltmetre

Magnetik test sisteminde magnetize edici bobinden çıkan akım, 0.1Ω 'luk güç direnci üzerindeki gerilim sinyalin kare ortalama karekökünü (KOK) okuyabilen voltmetre yardımıyla okunarak $I = \frac{V_{kok}}{R}$ ohm yasası yardımıyla bulunur. Sonuçta veriler (3.2) no'lu eşitlikte yerine yazılır. Böylece sistemi magnetize ettiğimiz magnetik alanın tepe değerlerinin büyüklüğünü bulmuş oluruz.

3.2.9 Osiloskop

B - H eğrisinin gözlenmesi için kullanılmış bir devre elemanıdır. Magnetik sensörden çıkan dB/dt sinyali integrali alınmış bir biçimde $\left(\int \frac{dB}{dt} dt = B \right)$ B sinyali olarak osiloskobun y eksenini olan giriş ucuna bağlanır. Güç direnci üzerinde oluşturduğu gerilim yardımıyla tespit edilen H sinyali de osiloskobun x eksenini giriş ucuna bağlanır. Sonuçta iki sinyalin girişimiyle B - H eğrisi bir diğer deyişle histerezis eğrisi gözlenmiş olur.

3.2.10 Geribesleme (Feed-back) Devresi

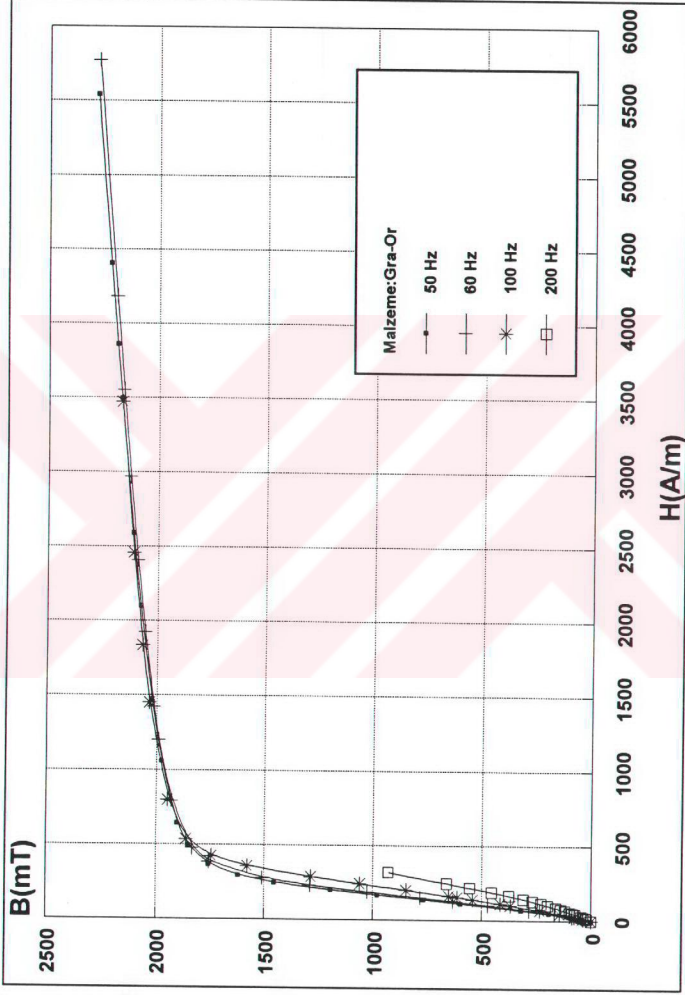
Saf sinüs sinyali elde etmek amacıyla hazırlanmış geribesleme devresi esasen iki kısımdan oluşur.

- i) Geribesleme yükseltici,
- ii) Toplayıcı yükselteç

Geribesleme yükseltici arka arkaya bağlanmış, birincisi % 39 'luk bir kazançla sahip, ikincisi ise değişken geribesleme direncinin kullanılmasından dolayı yapılan komütatör ayarına bağlı kazançla sahip iki işlemsel yükselteçten oluşur. Magnetik sensörden alınan dB/dt sinyali yükseltmek üzere geribesleme yükselticine gönderilir. Buradan çıkan yükseltilmiş sinyal toplayıcı yükselteç denilen üçüncü işlemsel yükseltece ulaşır.

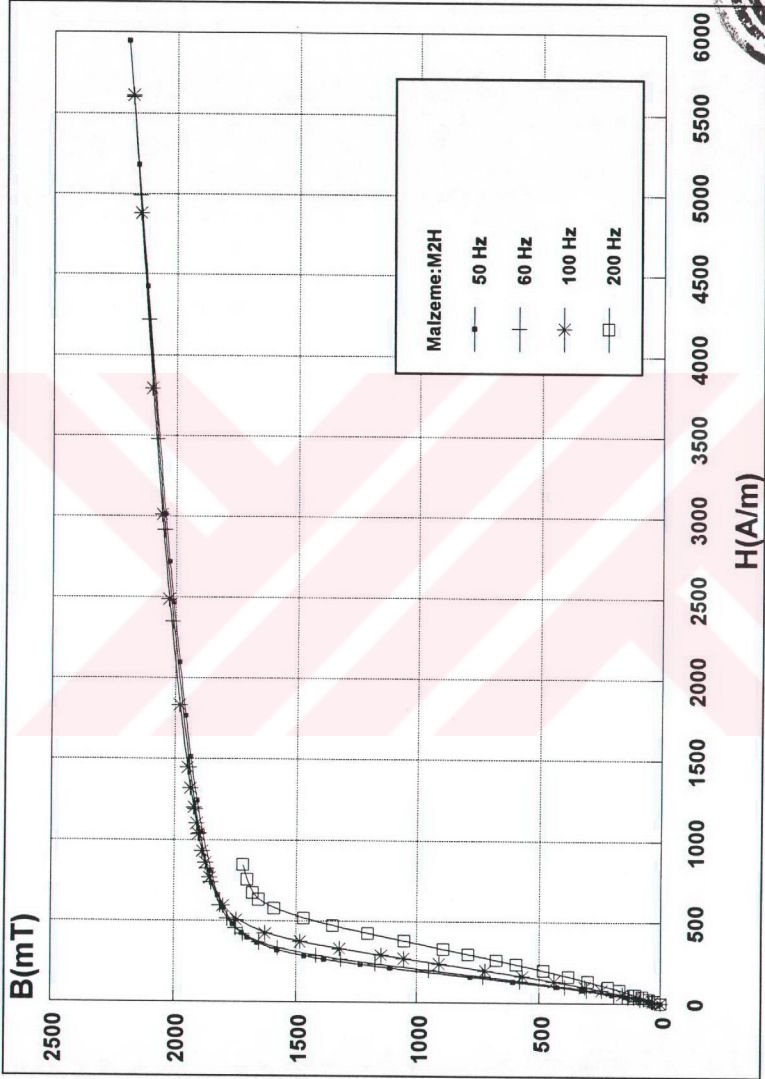
Toplayıcı yükselteç ile biri geribesleme yükselticiden diğeri osilatörden gelen iki sinyal birden yükseltilir. Sonuçta toplanan bu sinyaller ile bozuk sinüs sinyali saf

3.4 B - H GRAFİKLERİ
3.4.1 Silisyumlu Demir Malzemeler İçin B - H Grafikleri

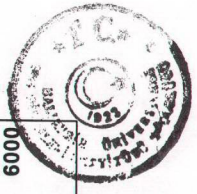
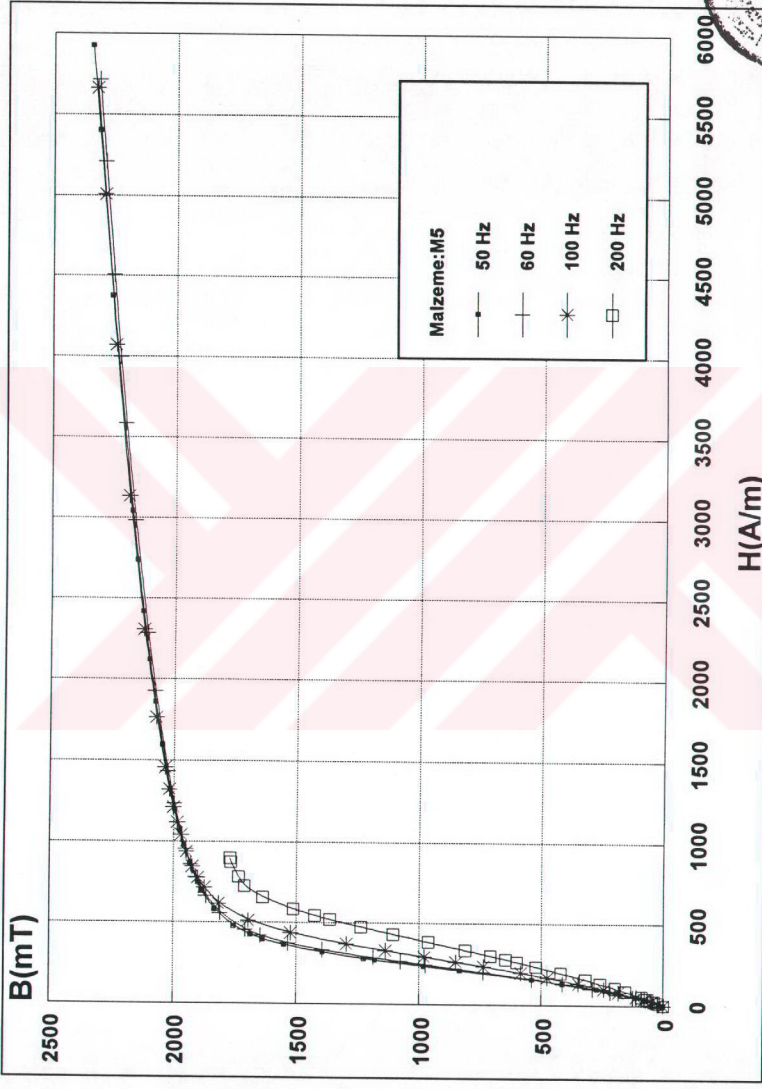


Şekil 3.13 Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının değişik frekanslardaki B-H karakteristiği.



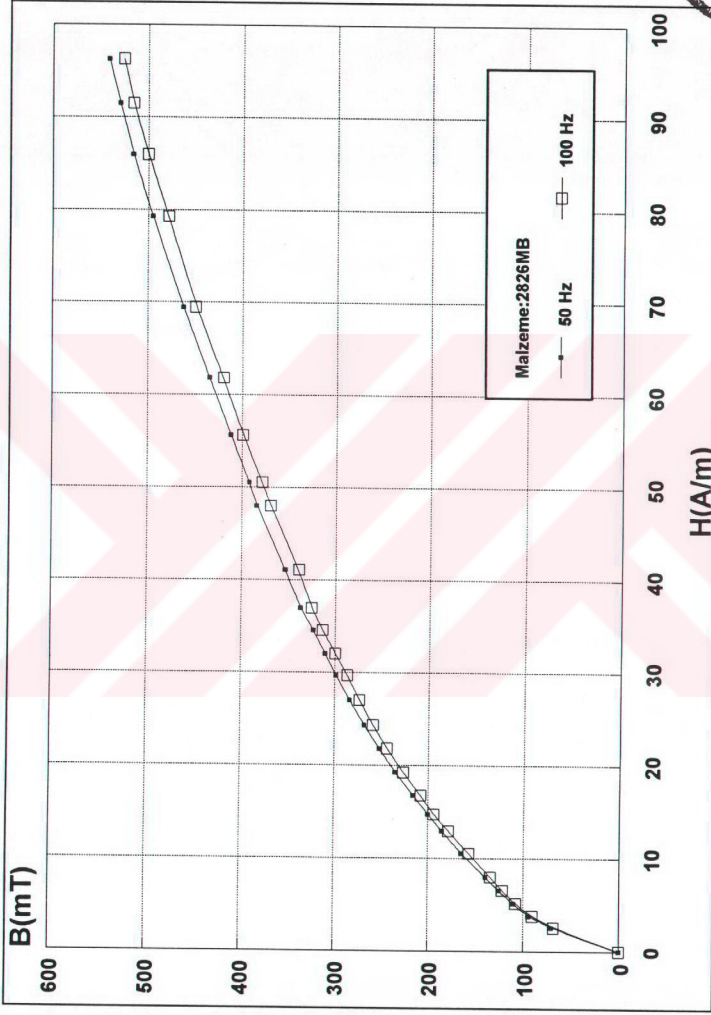


Şekil 3.16 M2H malzemesinin değişik frekanslar için çizilmiş B-H karakteristiği.



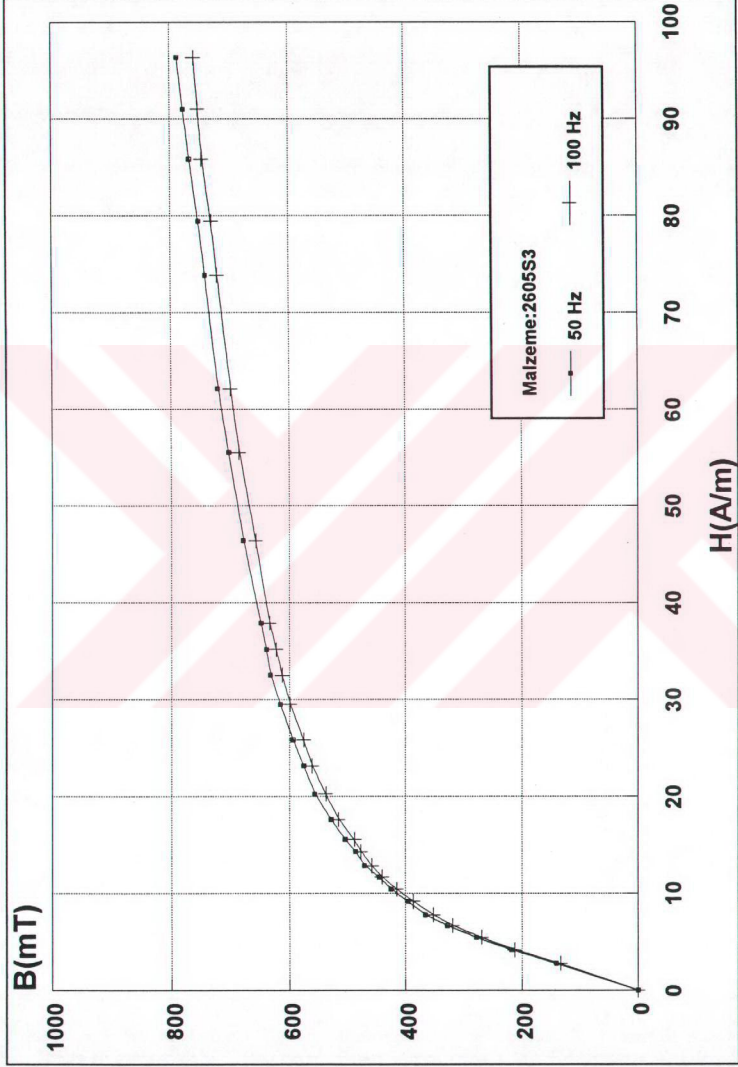
Şekil 3.17 M5 malzemesinin değişik frekanslar için çizilmiş B-H karakteristiği.

3.4.2 Amorf Malzemeler İçin B-H Grafikleri

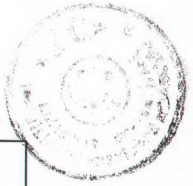
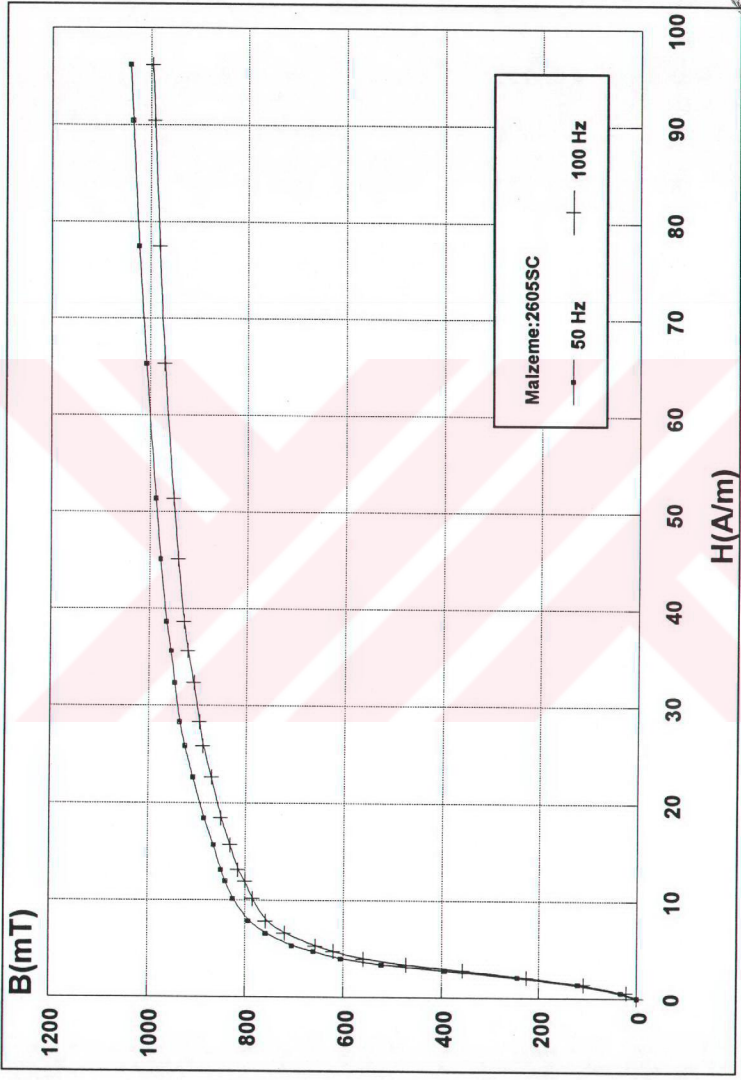


Şekil 3.18 Metglas 2826MB amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği.

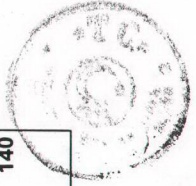
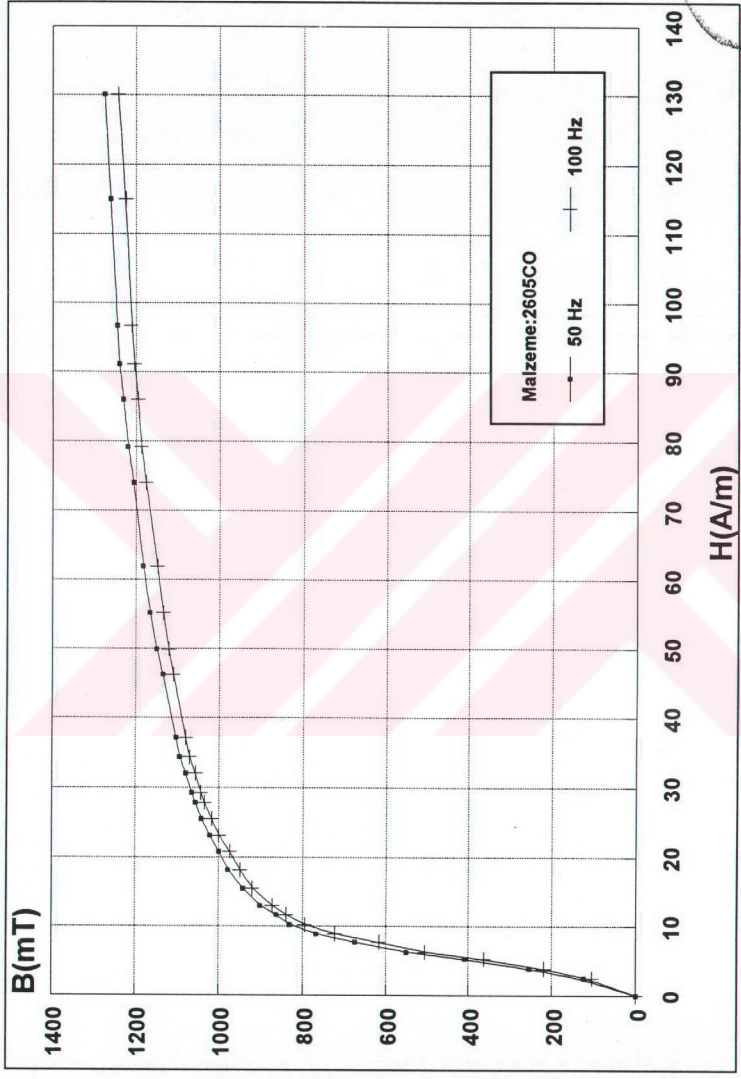




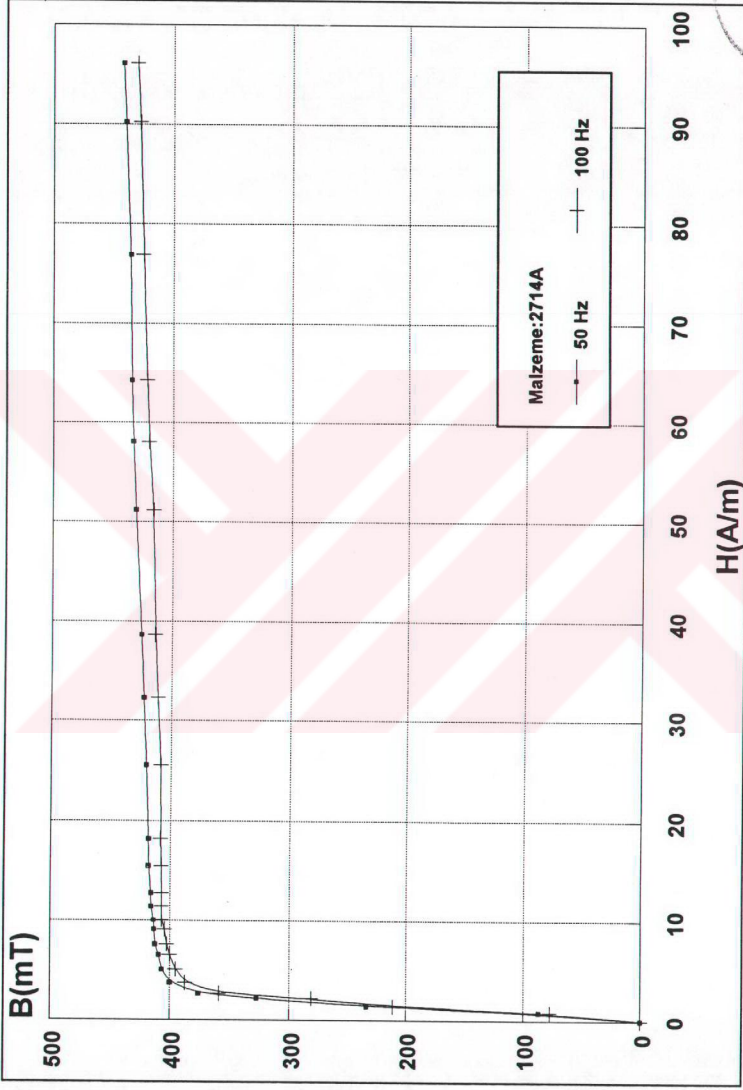
Şekil 3.19 Metglas 2605S3 amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği.



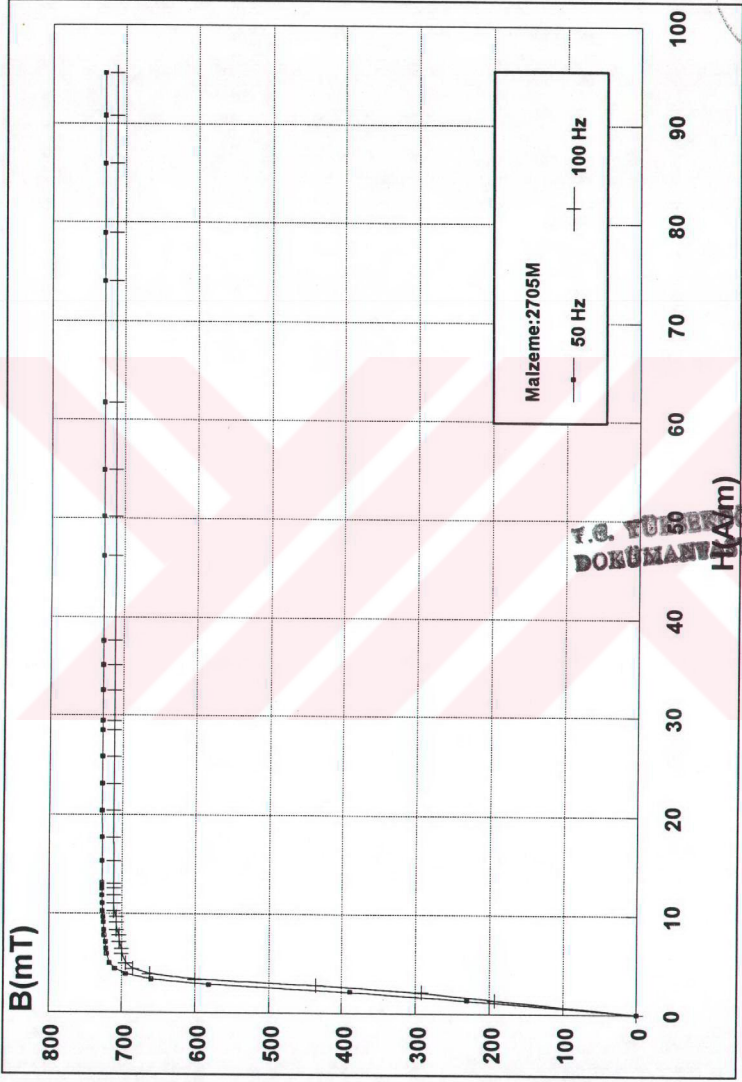
Şekil 3.20 Metglas 2605SC amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği.



Şekil 3.21 Metglas 2605CO amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği.



Şekil 3.22 Metglas 2714A amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği.

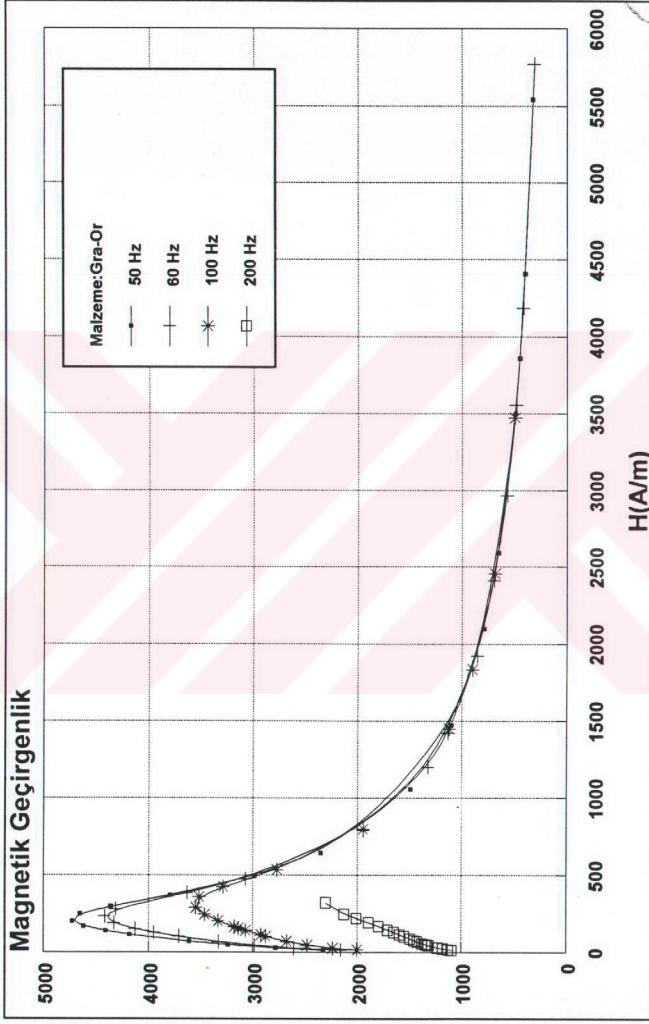


Şekil 3.23 Metglas 2705M amorf malzemenin farklı iki frekans için B-H karakteristiği.

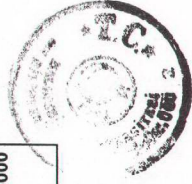
T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KÜLTÜR VE
 DOKÜMANİZASYON MERKEZİ

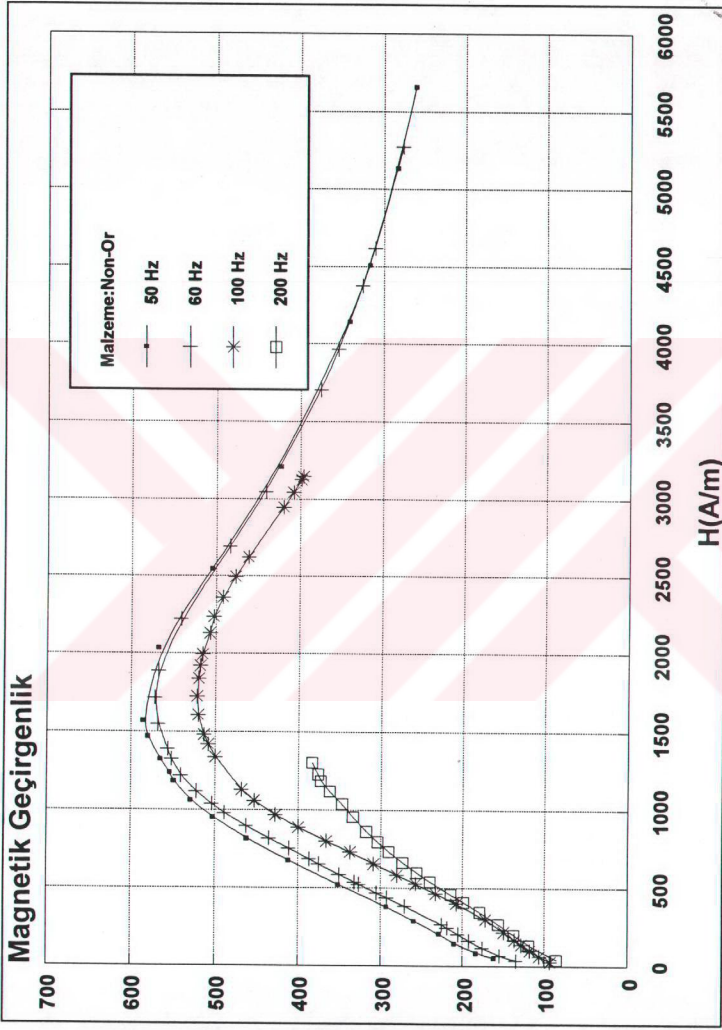


3.5 $\mu_r - H$ GRAFİKLERİ
3.5.1 Silisyumlu Demir Malzemeler İçin $\mu_r - H$ Grafikleri

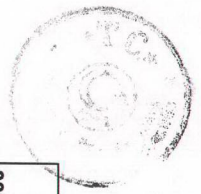


Şekil 3.24 Tancık yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.

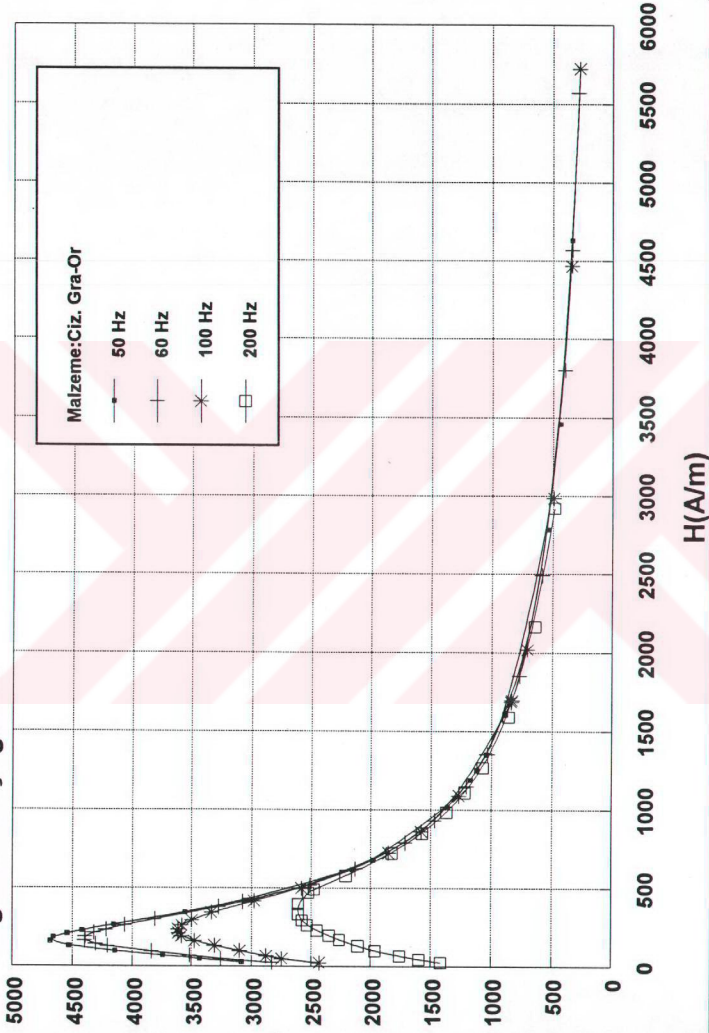




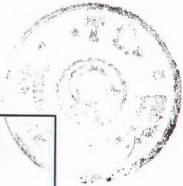
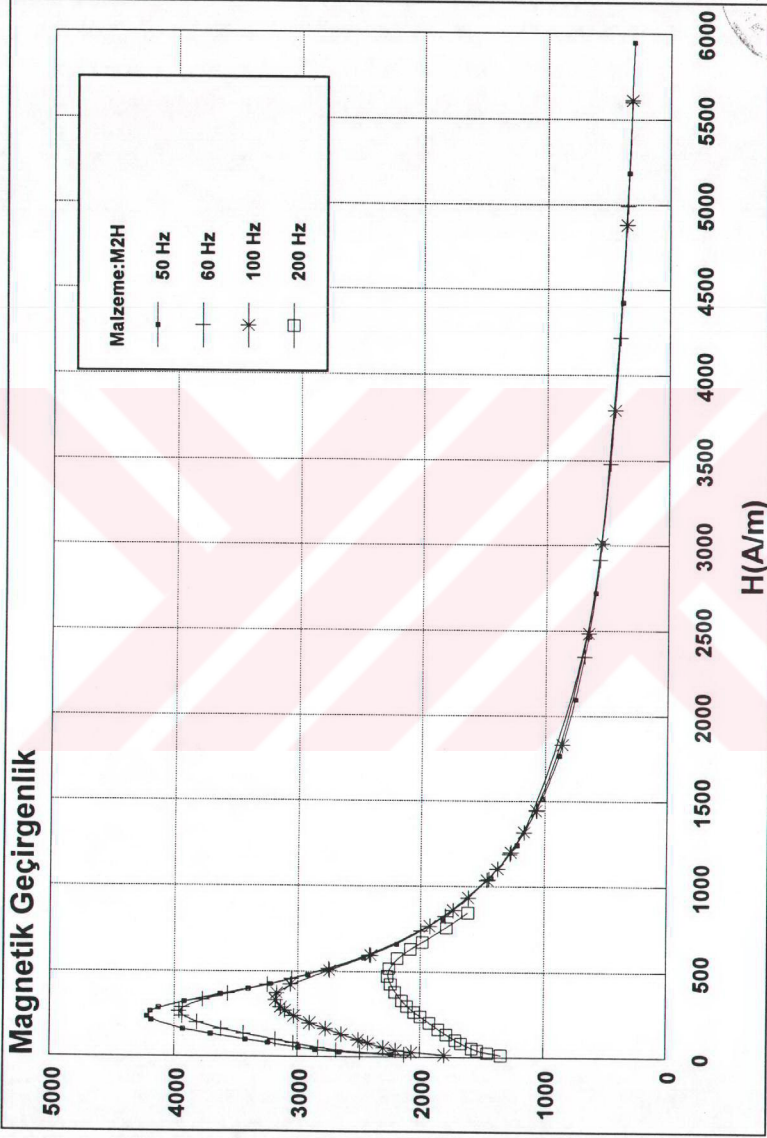
Şekil 3.2.5 Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımının farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.



Magnetik Geçirgenlik

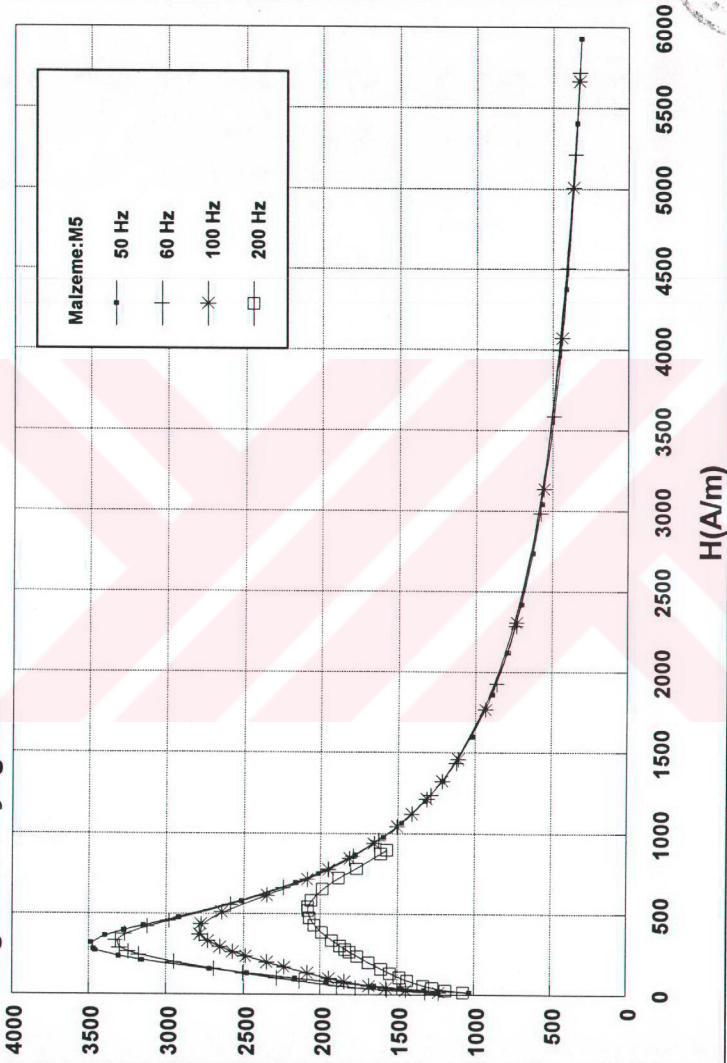


Şekil 3.26 Üzeri 1/4 inç'lik aralıklarla çizilmiş tanecek yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.



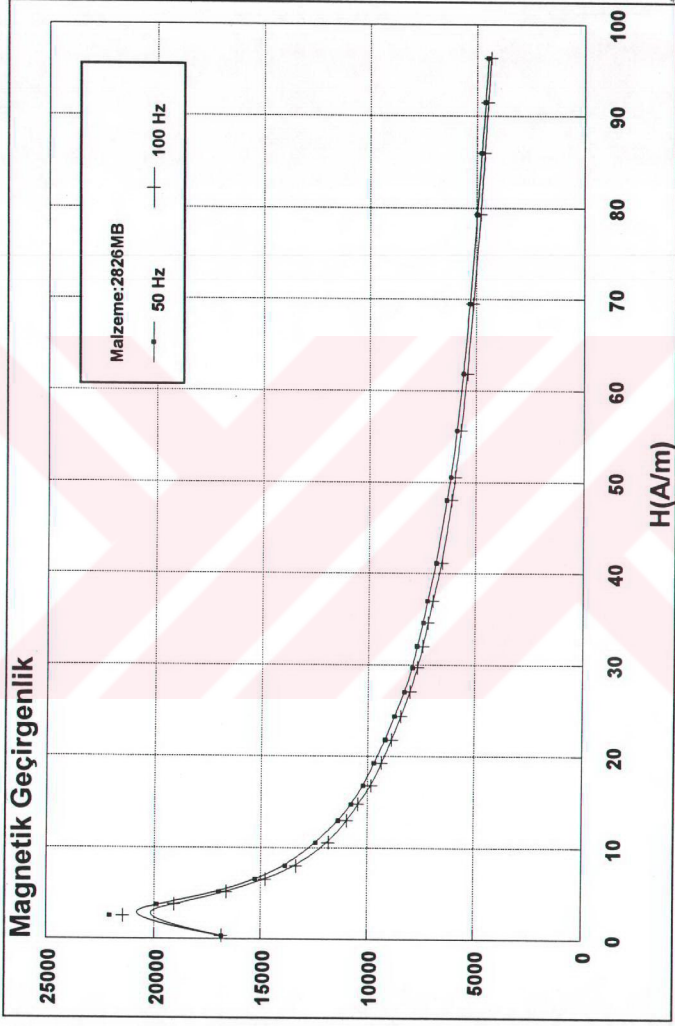
Şekil 3.27 M2H malzemesinin farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.

Magnetik Geçirgenlik



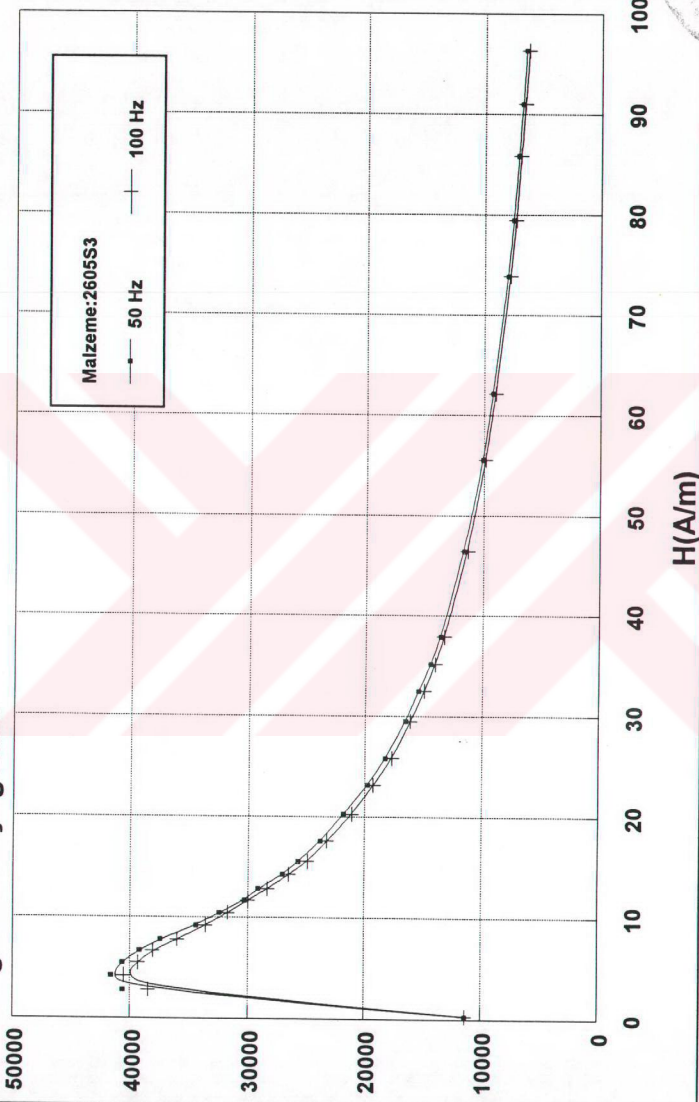
Şekil 3.28 M5 malzemesinin farklı frekanslarda magnetik geçirgenliğinin magnetik alana karşı değişimi.

3.5.2 Amorf Malzemeler İçin μ_r -H Grafikleri



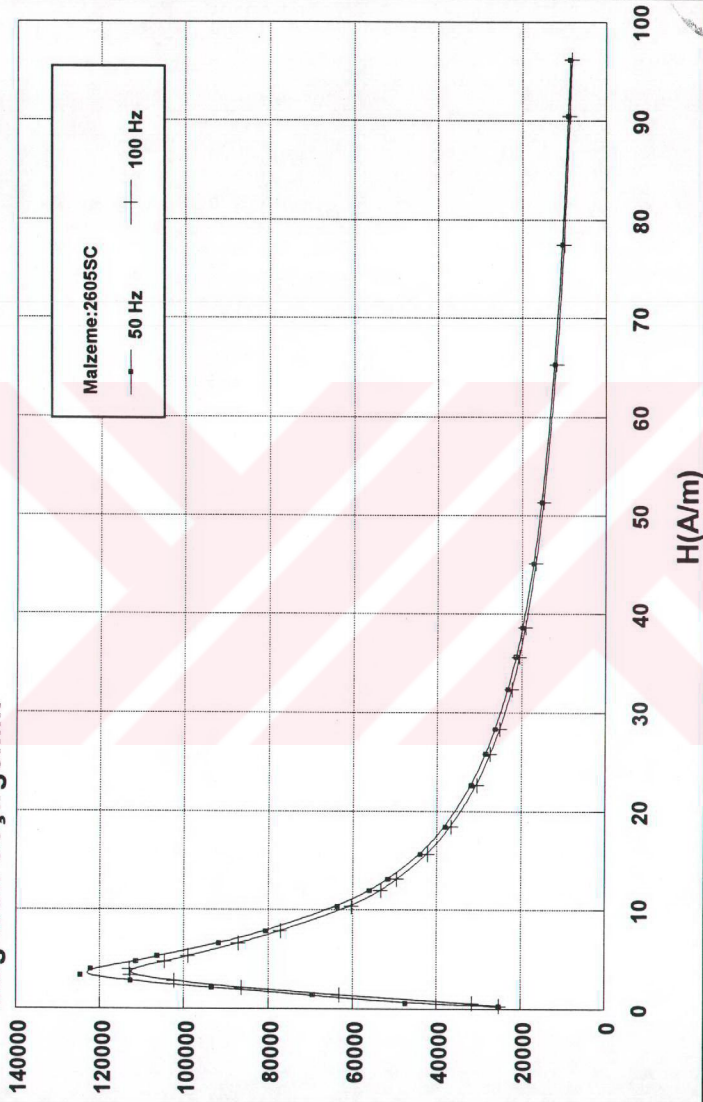
Şekil 3.29 Metglas 2826MB amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.

Magnetik Geçirgenlik

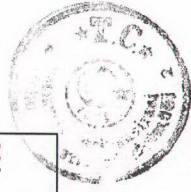


Şekil 3.30 Metglas 2605S3 amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.

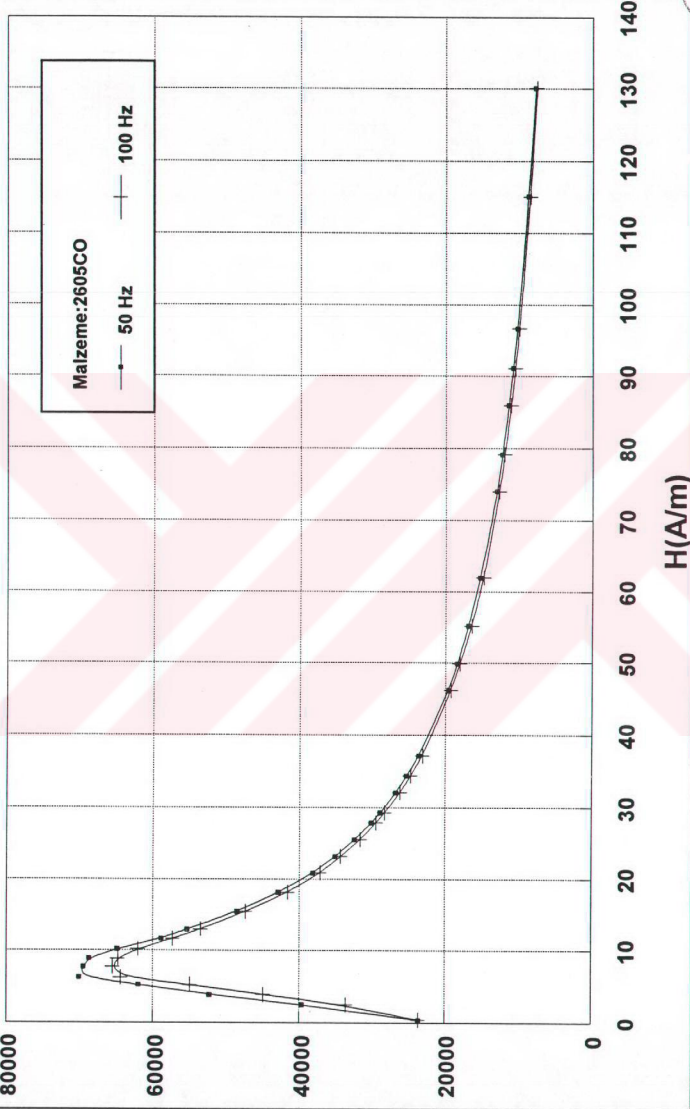
Magnetik Geçirgenlik



Şekil 3.31 Metglas 2605SC amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağı olarak değişimi.

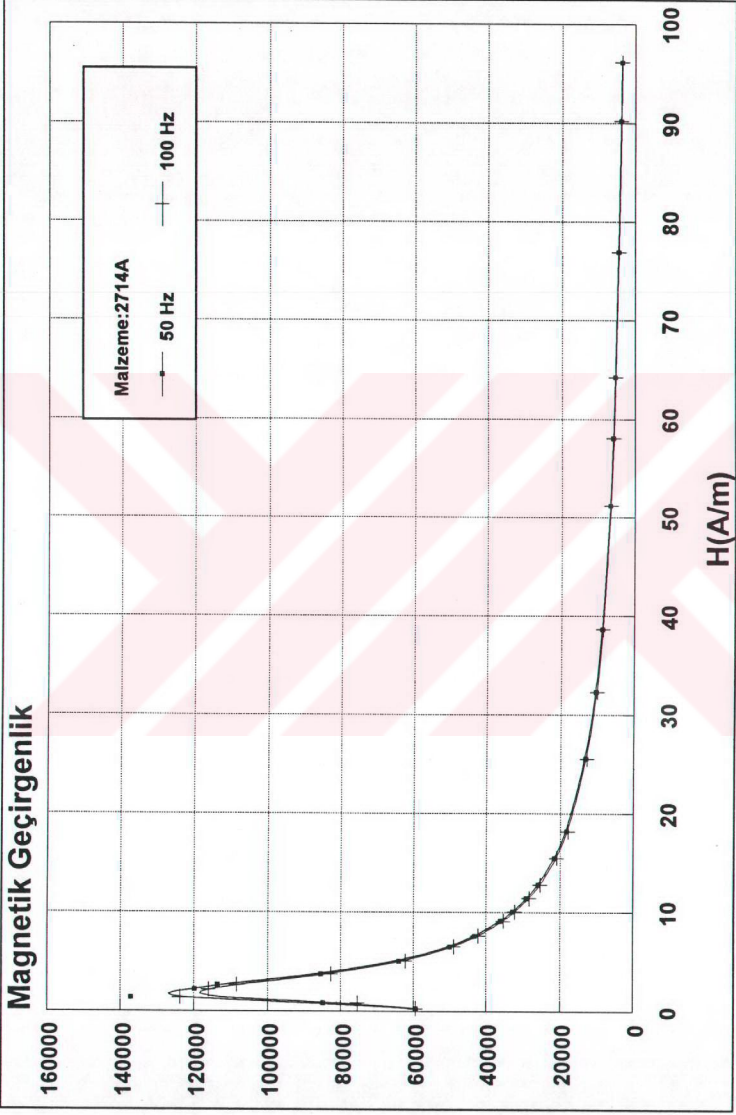


Magnetik Geçirgenlik

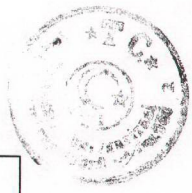


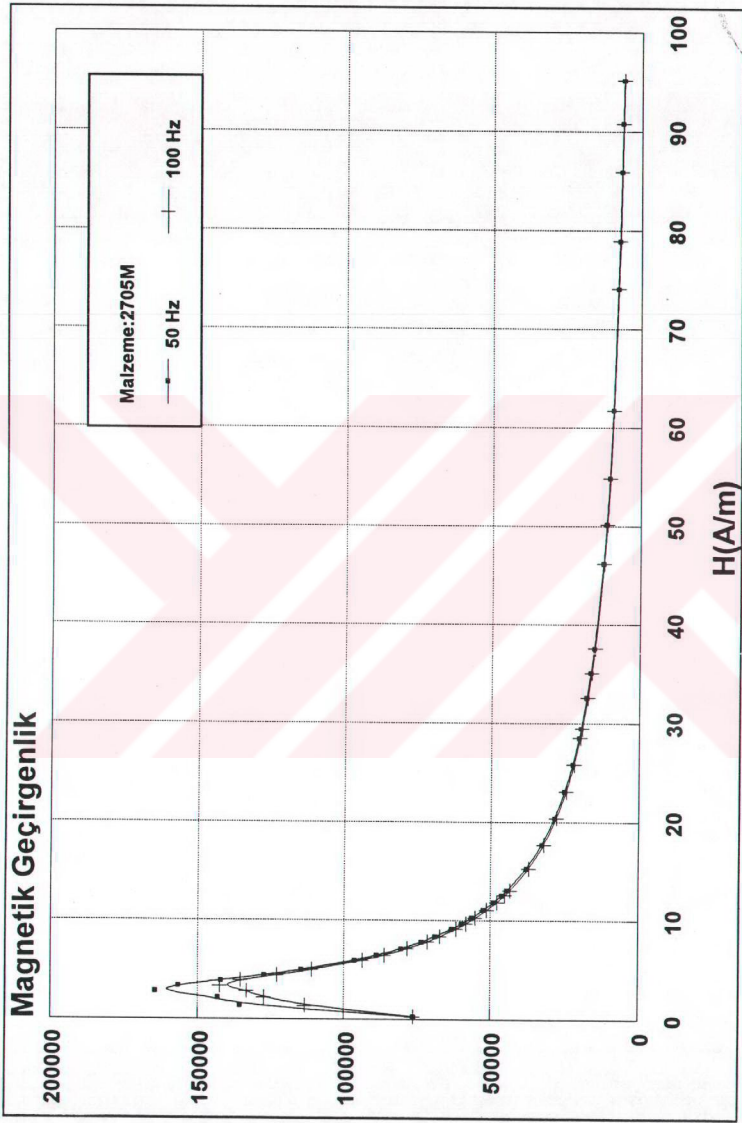
Şekil 3.32 Metglas 2605CO amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.





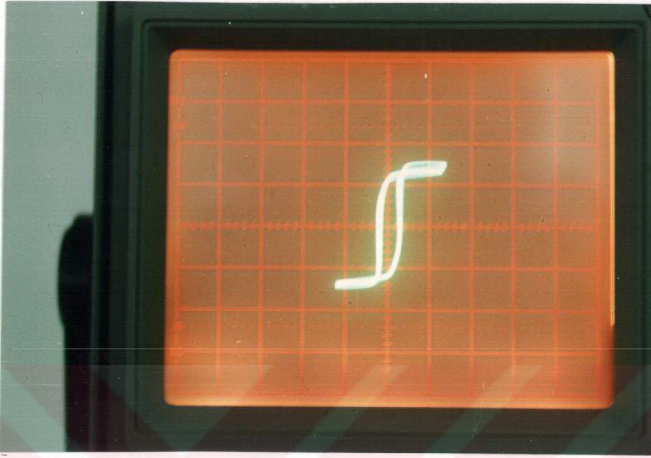
Şekil 3.33 Metglas 2714A amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.



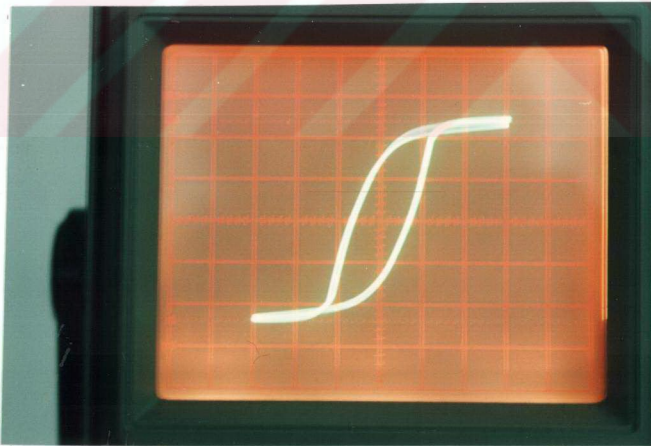


Şekil 3.34 Metglas 2705M amorf malzemesinin farklı iki frekans için magnetik geçirgenliğinin magnetik alana bağlı olarak değişimi.

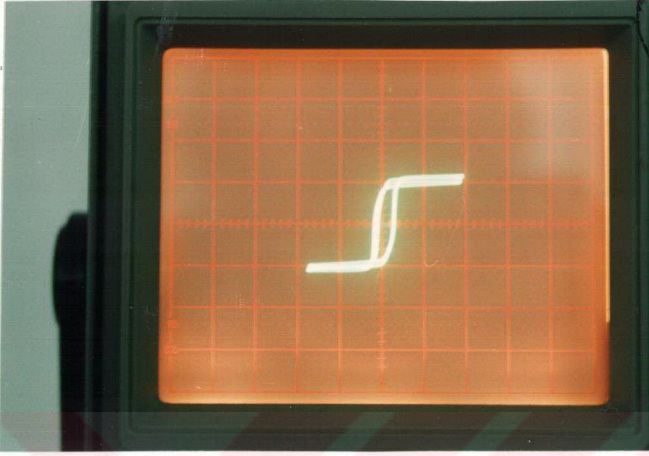
3.6 HİSTEREZİS EĞRİLERİ



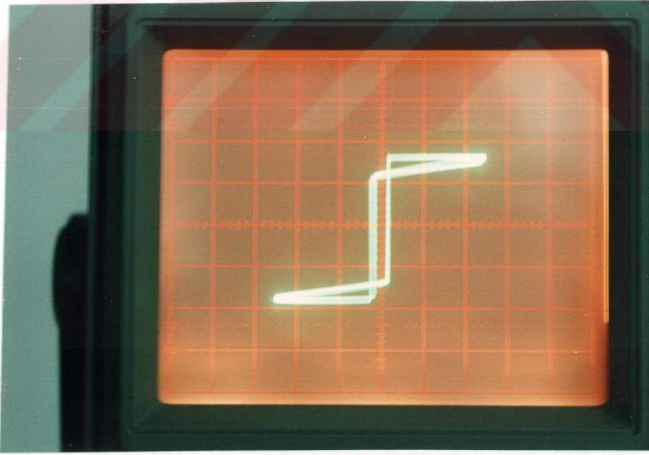
Şekil 3.35 Unisil-H Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi (Skalalar : X girişi 1 V, Y girişi 1 V).



Şekil 3.36 Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi (Skalalar : X girişi 2 V, Y girişi 1 V).

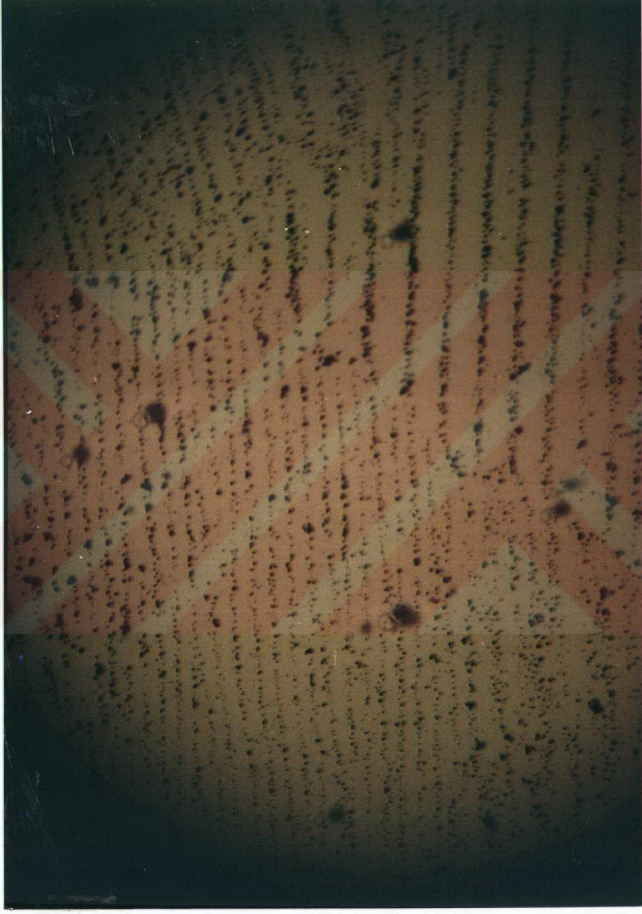


Şekil 3.37 Çizilmiş Unisil-H Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi (Skalalar : X girişi 1 V, Y girişi 1 V).



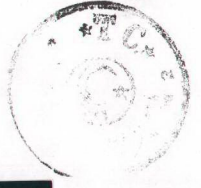
Şekil 3.38 2705M amorf malzemesinin histerezis eğrisi (Skalalar : X girişi 1 V, Y girişi 20 mV).

3.7 DOMAIN RESİMLERİ
3.7.1 Silisyumlu Demir Malzemelerin Domain Resimleri



Şekil 3.39 Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.





Şekil 3.40 Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.



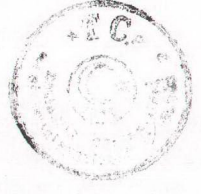
Şekil 3.41 Üzeri 1/4 inç'lik aralıklarla çizilmiş tanecek yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.



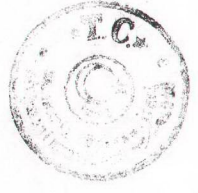
Şekil 3.42 M2H silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.



Şekil 3.43 M5 silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.

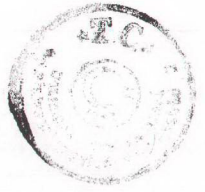
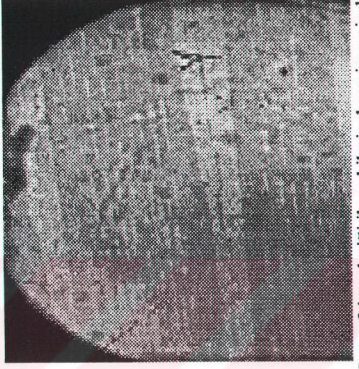
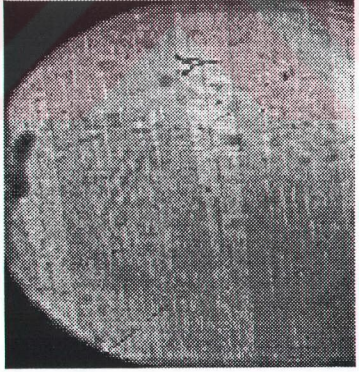
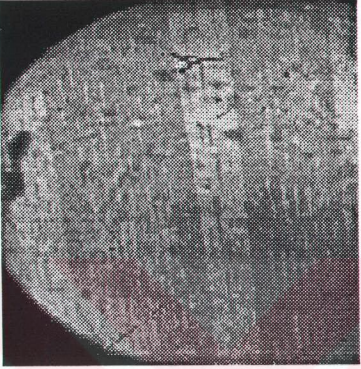
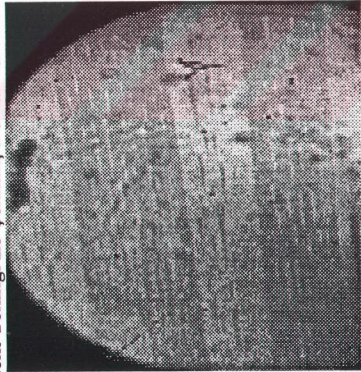


Şekil 3.44 İç zorlu M5 silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.

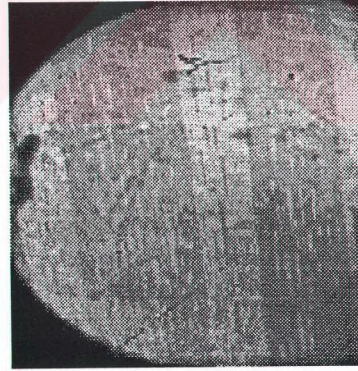
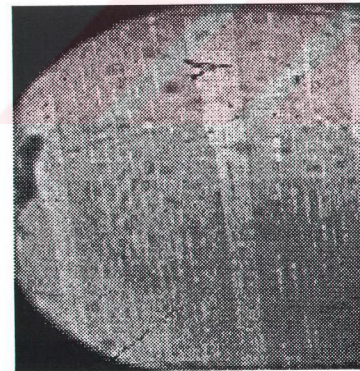
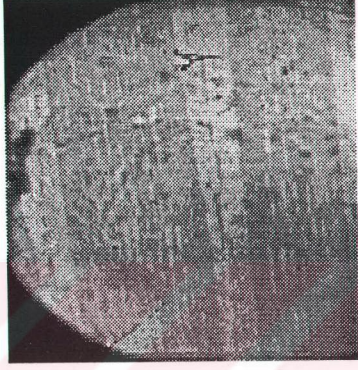


Şekil 3.45 İç zorlu M5 silisyumlu demir alaşımına ait domain resmi.

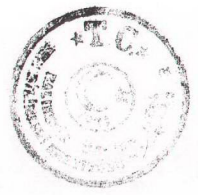
3.7.2 Kerr-Efekt Tekniği İle Çekilmiş Domainlerin Resimleri



Şekil 3.46 % 3.25 silikon içeren silisyumlu demir alaşımının Kerr-efekt tekniği ile çekilmiş domain resimleri.



Şekil 3.47 % 3.25 silikon içeren silisyumlu demir alaşımının Kerr-efekt tekniği ile çekilmiş domain resimleri.



4. BÖLÜM

4.1 Sonuçlar ve Tartışma

Bu çalışmada üzerinde ölçüm yapılan malzemeleri magnetik özelliklerine göre :

- i) Kristal yapıdaki (amorf olmayan) ferromagnetik malzemeler,
- ii) Amorf ferromagnetik malzemeler olmak üzere iki gruba ayırabiliriz.

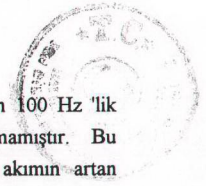
Kristal yapıdaki malzemelerden Best Transformatör Fabrikası 'nda kullanılan, Rusya ve Romanya'dan temin edilen M5 ve M2H silisli saclarının B - H karakteristikleri ve magnetik geçirgenliklerinin değişik frekanslarda (50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz) uygulanan dış alanın şiddetine bağlı değişimleri incelenmiş ve elde edilen sonuçlar British Steel tarafından üretilen tanecik yönlendirilmiş ve yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımlarından elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

B - H karakteristikleri ve magnetik geçirgenlikler üzerine aynı incelemeler bu defa Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf yapıdaki Metglas 2826MB, Metglas 2605S3, Metglas 2605SC, Metglas 2605CO, Metglas 2714A, Metglas 2705M ferromagnetik malzemeleri için tekrarlanmıştır.

İlk aşamada Epstein kare test sisteminde kullanılmak üzere örnek malzemeler her birinden 12 adet olarak 300 mm × 30 mm boyutlarında düzgün bir şekilde kesilmiştir. Gerek örnekler test sistemine yerleştirilirken ve gerekse muhafaza ve taşınması sırasında istenmeden bükülerek malzeme içerisinde stres oluşturulmamasına dikkat edilmiştir.

Hazırlanmış örnekler sırasıyla Epstein kare test sistemine yerleştirilmiş ve magnetize edilerek B - H karakteristikleri ve magnetik geçirgenlikleri silisyumlu demir alaşımları için 50, 60, 100 ve 200 Hz frekanslarında; amorf malzemeler için ise 50 ve 100 Hz mıknatıslanma frekanslarında test edilmiştir. Bu şekilde malzemelerin B - H karakteristiklerinin ve magnetik geçirgenliklerinin frekansa bağlı değişimleri de incelenmiştir.

Şekil 3.13, Şekil 3.14, Şekil 3.15, Şekil 3.16 ve Şekil 3.17 'de verilen sırasıyla tanecik yönlendirilmiş, yönlendirilmemiş, çizgili tanecik yönlendirilmiş, M2H ve M5 malzemelerinin B - H mıknatıslanma eğrileri 50, 60, 100 ve 200 Hz mıknatıslanma frekanslarında, 0 ile 6000 A/m aralığındaki alan şiddetinde magnetize edilerek ölçülmüştür. Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir malzeme için B - H eğrisinin 2000 A/m 'de henüz doyunluğa ulaşmadığı ancak magnetik alan şiddetinin arttırılmasına devam edildiğinde 6000 A/m 'de 50 Hz 'lik mıknatıslanma frekansı için



doygunluğa ulaştığı görülmüştür. Öte yandan yine aynı malzeme için 100 Hz 'lik mıknatslanma frekansında alan şiddeti 3000 A/m 'den fazla arttırılamamıştır. Bu davranış magnetize edici sistemin sürmüş olduğu magnetize edici akımın artan frekansla ters orantılı olarak azalmasından kaynaklanmaktadır.

Yine Şekil 3.18, Şekil 3.19, Şekil 3.20, Şekil 3.21, Şekil 3.22 ve Şekil 3.23 'te amorf malzemeler için 50 Hz ve 100 Hz 'lik mıknatslanma frekanslarına ait B - H grafikleri verilmiştir.

Grafikler dikkatlice incelendiğinde artan mıknatslanma frekansı ile B ters orantılı olarak kısmen azaldığı görülür. Bu durum, Eşitlik (3.1) 'e göre magnetik induksiyonun frekansla ters orantılı olarak değişmesinden kaynaklanmaktadır. Bu azalış B - H eğrisinin doğrusal olarak değiştiği bölgelerde daha büyük olup doygunluğa yaklaşıldığında bu fark yavaşça azalmakta ve satürasyona ulaşıldığında tüm magnetik momentler alan yönünde yöneldiği için ortadan kalkmaktadır.

Şekil 3.24, Şekil 3.25, Şekil 3.26, Şekil 3.27 ve Şekil 3.28 'de sırasıyla tanecik yönlendirilmiş, yönlendirilmemiş, çizgili tanecik yönlendirilmiş, M2H ve M5 malzemelerinin magnetik geçirgenlikleri verilmiştir. Malzemelerin magnetik geçirgenlikleri 50, 60,100 ve 200 Hz mıknatslanma frekansları için magnetik alan şiddeti 6000 A/m 'ye kadar arttırılarak ölçülmüştür.

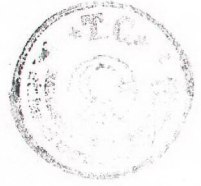
Şekil 3.29, Şekil 3.30, Şekil 3.31, Şekil 3.32, Şekil 3.33 ve Şekil 3.34 'te amorf malzemelerin 50 Hz ve 100 Hz mıknatslanma frekanslarında çizilmiş magnetik geçirgenlik-alan karakteristikleri görülmektedir.

Şekillerden de görüleceği gibi magnetik geçirgenlik her frekans değeri için artan alan şiddeti ile artmış ve bir maksimumdan geçerek artan alan şiddetine rağmen azalmaya başlamıştır. Bu arada B - H eğrisinin doğrusal olarak değiştiği bölge içinde magnetik geçirgenlik frekansla azalmıştır. Bunun nedeni yine magnetik induksiyonun frekansla azalmasıdır. Öte yandan doygunluğa ulaşıldığında magnetik geçirgenlikte meydana gelen frekansa bağlı azalma minimuma gitmiştir.

Şekil 4.1, Şekil 4.2, Şekil 4.3 ve Şekil 4.4 'te sırasıyla 50, 60, 100 ve 200 Hz mıknatslanma frekanslarında tanecik yönlendirilmiş, yönlendirilmemiş, çizgili tanecik yönlendirilmiş, M2H ve M5 silisyumlu demir malzemelerinin B - H karakteristikleri aynı grafik üzerinde verilerek karşılaştırma olanağı sağlanmıştır. Ayrıca Şekil 4.5, Şekil 4.6, Şekil 4.7 ve Şekil 4.8 'de ise aynı malzemelerin yine aynı dört mıknatslanma frekans değeri için magnetik geçirgenliklerinin artan alan şiddetleriyle değişimleri verilmiştir.

Amorf yapıdaki ferromagnetik malzemeler için Şekil 4.9 ve Şekil 4.10 'da B-H eğrileri, Şekil 4.11 ve Şekil 4.12 'de magnetik geçirgenlik - alan eğrileri 50 Hz ve 100 Hz frekansları için karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

4.1.1 Silisyumlu Demir Malzemelerin Kendi Aralarında Karşılaştırılmaları



Bu başlık altında silisyumlu demir malzemeler ;

1. Çizilmiş ve çizilmemiş malzemeler,
2. Tanecik yönlendirilmiş ve tanecik yönlendirilmemiş malzemeler olmak üzere iki gruba ayrılmıştır.

4.1.1.1 Çizilmiş ve Çizilmemiş Tanecik Yönlendirilmiş Malzemelerin Karşılaştırılması

Şekil 4.1, Şekil 4.2 ve Şekil 4.3 'ten 50 Hz, 60 Hz ve 100 Hz 'lik mıknatıslanma frekanslarında çizilmiş ve çizilmemiş tanecik yönlendirilmiş malzemelere ait B - H eğrilerini karşılaştıralım. Tanecik yönlendirilmiş ile M5 malzemelerinin doygunluk indüksiyonu değerleri birbirine çok yakındır ama farklılık eğrilerin doğrusal bölgelerinde ortaya çıkmaktadır. M5 malzemesi 250 A/m 'lik magnetik alan değerinde 1000 mT 'lik magnetik indüksiyona sahip iken tanecik yönlendirilmiş malzeme aynı magnetik indüksiyona 170 A/m 'lik magnetik alan değerinde ulaşmaktadır.

M2H alaşımı ise 1000 mT 'lik magnetik indüksiyona 190 A/m 'lik magnetik alan değerinde ulaşmaktadır. Ancak M2H 'nin doygunluk indüksiyonu diğer iki malzemeye göre daha düşüktür. Tanecik yönlendirilmiş malzemeler içinde çizilmiş tanecik yönlendirilmiş malzeme en düşük doygunluk indüksiyonuna sahip olmasına karşın en dik doğrusal bölgeye sahip alaşımdır.

Bu söylenen özellik Şekil 4.4 'te rahatlıkla görülmektedir. Yine Şekil 4.4 'te göze çarpan nokta çizilmiş tanecik yönlendirilmiş malzeme dışındaki malzemelerin mıknatıslanma eğrileri 1000 A/m 'de yarım kalırken bu malzemenin 3000 A/m 'lik magnetik alan değerine kadar mıknatıslanma eğrisi çizilebilmektedir. Bu özellik malzemenin çizilmesiyle magnetik özelliklerinin iyileştirildiğini göstermektedir.

Bu konuda daha iyi bir fikir edinebilmek için magnetik geçirgenlik eğrilerine başvurulabilir. Şekil 4.5, Şekil 4.6 ve Şekil 4.7 dikkatlice incelendiğinde tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımları içinde en yüksek maksimum magnetik geçirgenlik değerine çizilmiş tanecik yönlendirilmiş malzemenin sahip olduğu görülmektedir. Ardından maksimum geçirgenlik değerlerine göre yapılan sıralamada tanecik yönlendirilmiş malzeme ikinci, M2H ise üçüncü en iyi malzeme olarak görülmektedir. M5 ise daha yayvan bir eğri ile bu dört malzeme içinde en düşük maksimum magnetik geçirgenlik değerine sahiptir.

4.1.1.2 Tanecik Yönlendirilmiş ve Tanecik Yönlendirilmemiş Silisyumlu Demir Malzemelerin Karşılaştırılması



Kristal ferromagnetik malzemelerden tanecik yönlendirilmiş malzeme ile tanecik yönlendirilmemiş malzemeler arasındaki fark bütün frekans değerlerinde hem B - H mıknatıslanma eğrilerinden hem de magnetik geçirgenlik eğrilerinden rahatlıkla görülmektedir.

Tanecik yönlendirilmemiş silisyumlu demir alaşımı 50 Hz 'lik mıknatıslanma frekansında magnetize edildiğinde (bkz Şekil 4.1) yaklaşık 1800 mT 'lik indüksiyon değerine 5000 A/m 'lik magnetik alan değerinde ulaşılmaktadır. Aynı magnetik alan değerinde tanecik yönlendirilmiş malzeme için 2200 mT 'lik doygunluk indüksiyonu değeri elde edilmektedir. Bu iki grafik arasında çok belirgin bir biçimde görünen odur ki tanecik yönlendirilmiş malzeme için doygunluk başlangıcı yaklaşık 500 A/m 'lik bir magnetik alan değeri iken tanecik yönlendirilmemiş malzeme için bu değer 2000 A/m 'dir. Bu ise tanecik yönlendirilmemiş malzemeyi mıknatıslamak için ne kadar fazla enerji gerektiğini göstermektedir.

Magnetik geçirgenlik eğrileri incelendiğinde örneğin 50 Hz mıknatıslanma frekansında (bkz Şekil 4.1) tanecik yönlendirilmemiş malzemenin en fazla yaklaşık 600 gibi bir maksimum magnetik geçirgenlik değerine sahip olduğu görülmektedir. Bu, tanecik yönlendirilmiş malzemelere göre yaklaşık 7 kat daha düşük geçirgenlik demektir.

Sonuç olarak tanecik yönlendirilmemiş bir malzemenin mıknatıslanması zor olduğu kadar elde edilen magnetik indüksiyon değeri de tanecik yönlendirilmiş malzemeye göre oldukça düşüktür (bkz Şekil 4.8).

4.1.2 Amorf Malzemelerin Kendi Aralarında Karşılaştırılması

Son olarak amorf ferromagnetik malzemeler üzerinde çalışma yapılmıştır. 6 çeşit amorf malzeme üzerinde yapılan ölçümler sonucu amorf olmayan malzemelere göre daha düşük magnetik alan değerlerinde doygunluğa ulaşıldığı gözlenmiştir.

Birbirinden farklı kimyasal kombinasyonlar içeren amorf ferromagnetik malzemelerin incelenmesi sırasında osiloskoptan gözlenen histerezis eğrisinin gerçekten istenene yakın biçimde dar bir alanla sınırlı olduğu gözlenmiştir.

Atomik dizilişi düzenlilik göstermeyen bu malzemeler Fe, Si, B, Co, Mo, C gibi elementleri içeren katı haldeki karışımlardır. Amorf magnetik malzemelerin test edilmesi sırasında 50 ve 100 Hz 'lik iki frekans değeri kullanılmıştır. Şekil 3.18, Metglas 2826MB amorf malzemesinin; Şekil 3.19 ise Metglas 2605S3 amorf malzemesinin değişik iki frekans için mıknatıslanma eğrilerini göstermektedir. Bu iki amorf malzemedeki artan magnetik alan şiddeti için doygunluk indüksiyonuna yumuşak bir geçiş yapılmaktadır.



Şekil 3.20 ve Şekil 3.21 'de mıknatıslanma eğrileri verilen sırasıyla Metglas 2605SC ve Metglas 2605CO amorf malzemeleri için doyunluğa 2826MB ve 2605S3 malzemelerine göre daha düşük bir magnetik alanda çabuk bir şekilde ulaşılmaktadır. Bu iki malzeme için doyunluk akı yoğunluğu 25 A/m 'lik magnetik alan civarında sırasıyla 900 mT ve 1100 mT olarak ölçülmüştür.

İncelenen son iki amorf malzeme olan Metglas 2714A ve Metglas 2705M için elde edilen grafikler oldukça ilginçtir. Şekil 3.22 'de görüldüğü gibi 2714A malzemesinde 5 A/m 'lik magnetik alanda 400 mT 'lik doyunluk indüksiyonuna ulaşılmıştır. Doyunluk indüksiyonu değeri düşük olmasına karşın çok düşük alanda bu değere ulaşmak enerji kaybını görmek açısından oldukça önemlidir. 2705M amorf malzemesi için de 5 A/m 'lik bir magnetik alan değerinde doyunluğa ulaşılmaktadır. Ancak 2714A malzemesi ile kıyasladığımızda 2705M için doyunluk indüksiyonu değeri 700 mT gibi daha yüksek bir değer vermektedir. Magnetik indüksiyon artışının çok çabuk ve keskin olması 30-40 A/m 'lik magnetik alanda çalışma yerine aynı çalışmanın 10-20 A/m değerleri arasında olabileceğini de göstermektedir. Çünkü 2714A malzemesinde 30 veya 40 A/m alan değerinde doyunluk indüksiyonu elde edilirken 2705 M malzemesinde 10-20 A/m 'lik magnetik alanda çalışma sonucu doyunluk indüksiyonuna ulaşılmaktadır. Sonuç olarak, yaklaşık 5 A/m 'lik bir magnetik alandan sonra 2705 M malzemesi üzerinde bir akı değişimi olmadığından sabit bir doyunluk indüksiyonu elde edilmektedir.

4.1.3 Genel Sonuçlar

Her iki tür malzemeye ait grafiklerde görülen ancak kristal yapıdaki ferromagnetik malzemelerde daha belirgin bir biçimde gözlenen, frekansın artırılması ile mıknatıslanma eğrisinin kendisinden bir önceki eğrinin altında ve daha yüksek magnetik alanda daha düşük doyunluk indüksiyonuna sahip olacak biçimde çizilmesidir.

Toroidal şeklindeki test sisteminden elde edilen mıknatıslanma eğrileri ile kare şeklindeki sistemin eğrileri karşılaştırılınca havaya akan akının karesel sistemde ne denli çok olduğu görülmektedir. Toroidal sistemde 15 kHz 'e kadar incelemeler sürdürülebilirken aynı çalışma kare şeklindeki test sisteminde 1 kHz 'e kadar devam etmekte ancak 1 kHz 'de bile bir mıknatıslanma eğrisi elde edilememektedir [15].

Magnetik devrenin (indüktif) direncini $R_m = \frac{\ell}{\mu A}$ ile gösterirsek ℓ uzunluğuna bağlı olarak magnetik devrenin direncinin arttığı görülmektedir. Sonuçta malzemeyi magnetize etmek için kullanılan örneğin boyu karesel sistemde toroidal sisteme kıyasla oldukça büyüktür. Bu ise devrenin direncini artırır ki oluşan enerji kaybından dolayı yüksek frekansta sistemi magnetize edemeyiz.



Amorf malzemelerin incelenmesi bu 6 malzemeyi üç gruba ayırdığımızı sağlamıştır. Buna göre ;

- a) Metglas 2826MB ve Metglas2605S3 gibi yumuşak bir geçişle geç doyunluğa ulaşan malzemeler,
- b) Metglas2605SC ve Metglas2605CO gibi daha az yumuşak geçişe dolayısıyla daha geniş bir doğrusal bölgeye sahip B - H eğrileri veren amorf malzemeler,
- c) Metglas 2714A ve Metglas 2705M gibi keskin bir doyunluk başlangıcı ve geniş doğrusal bölgeden oluşan miktatsızlanma eğrileri veren amorf malzemeler.

Buraya kadar incelediğimiz amorf magnetik malzemelerin magnetik, mekanik ve diğer özelliklerinin bir çok parametreye bağlı olarak değiştiğini gördük. Bu davranış özellikle magnetik algılayıcı (sensör) uygulamalarında bu malzemelerin çok önem kazanmalarına neden olmaktadır. Örneğin ele alınan bir amorf magnetik malzeme sadece değişik koşullarda tavlansınca onun magnetik özelliklerini kolayca amaca uygun olarak değiştirmek mümkün olmaktadır.

Amorf magnetik malzemelerin gerilme zoruna karşı dayanıklılıkları ve elastik özellik göstermeleri bunları yine magnetoelastik algılayıcı uygulamalarında çok önemli bir hale getirmektedir.

Sonuç olarak amorf malzemeler magnetize edildiğinde tanecik yönlendirilmiş, yönlendirilmemiş gibi klasik malzemelere göre daha az enerji kaybına neden olmaktadırlar. Yüksek magnetik geçirgenliğe sahip olmaları, kolayca magnetize edilebilmeleri ve kalınlıkça ince yapıya sahip olmalarından dolayı transformatör, elektrik motorları ve jeneratör sanayiinde kullanımda da önem kazanmışlardır.

Çalışma sırasında voltmetrelerden B ve H sinyallerine ait değerler okunurken osiloskop ekranından üzerinde ölçüm yapılan malzemeye ait histerezis eğrisi gözlenmiştir.

Yapılan gözlemler sırasında üç nokta dikkati çekmiştir. Birincisi, Unisil-H tanecik yönlendirilmiş malzeme ile çizilmiş Unisil-H tanecik yönlendirilmiş malzemelerin histerezis eğrileri aynı skalalarda karşılaştırıldığında, çizilmiş malzemenin histerezis eğrisinin çizilmemiş göre çok az daha dar olduğu buna karşılık doyunluk induksiyonu değerinde düştüğü görülmüştür.

İkinci olarak tanecik yönlendirilmiş malzeme ile tanecik yönlendirilmemiş malzeme arasındaki enerji kaybı farkının çok farklı olduğu görülmüştür. Osiloskobun X ve Y skalaları tanecik yönlendirilmiş malzemede 1 'er volt'u gösteriyorken tanecik yönlendirilmemiş malzemede X girişi skalası 2 volt'a getirilince tanecik yönlendirilmiş malzemenin histerezis eğrisine benzer bir eğri elde edilmiştir. Buna rağmen histerezis eğrisinin sınırladığı alanın tanecik yönlendirilmemiş malzemede daha geniş (tanecik yönlendirilmiş malzemeye göre yaklaşık 2 kat) olduğu gözlenmiştir.



Üçüncü olarak amorf malzemelerin histerezis eğrileri ile (örneğin 2704M) silisyumlu demir alaşımlarının histerezis eğrilerinden biri (örneğin Unisil-H tanecik yönlendirilmiş) karşılaştırılınca enerji kaybının amorf malzemede ne denli az olduğu görülmüştür. Öyle ki tanecik yönlendirilmiş malzemede osiloskobun X skalası 1 volt, Y skalası 1 volt'u gösteriyorken amorf malzemede buna benzer bir eğri X skalası 1 V, Y skalası 20 mV 'a ayarlanarak elde edilmektedir.

Yine çalışma sırasında kullanılan her bir malzemeye ait çekilmiş domain resimlerinden yola çıkılarak bu malzemeler hakkında şunlar söylenebilir :

Şekil 3.40 ve Şekil 3.41 'den de görüldüğü üzere zor'a uğrayan bölgede domain düzeni bozulmaktadır. Bu bölgede belli bir domain yönelimi yoktur ve bu kısım tanecik yönlendirilmemiş kristal yapıya benzemektedir. Bu görünüm zor etkisiyle o bölgedeki moleküllerin kristal yapısında kusurlar oluştuğu anlamına gelir.

Unisil-H, M2H ve M5 tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımlarının fotoğraflarına bakıldığı zaman (sırasıyla Şekil 3.35, Şekil 3.38 ve Şekil 3.39) her tek kristal tanecik bölgesi içerisinde domain çizgilerinin birbirine paralel olarak yönlendiği görülmektedir. İki farklı tek kristal taneciğinin sınırı, paralel fakat doğrultuları birazcık farklı domain çizgileri ile belirlenmektedir.

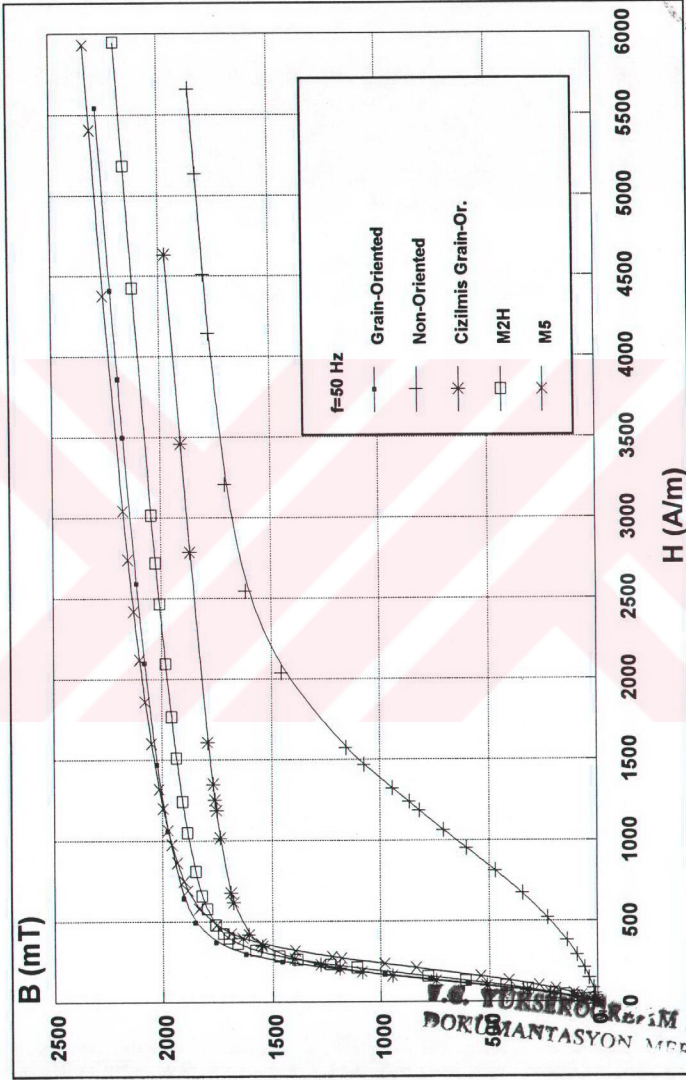
Şekil 3.37 'de Unisil-H çizilmiş tanecik yönlendirilmiş malzemenin domain resmi görülmektedir. Unisil-H çizilmiş tanecik yönlendirilmiş malzemede domain çizgilerinin aralıklarının çizilmemiş malzemeye göre daha dar olması beklenir. Bu magnetik akıyı artırır. Ancak bunun görülebilmesi için aynı bölgenin çizilmeden önce ve çizildikten sonra karşılaştırmalı gösterilmesi gerekir. Bizim şekillerimizde bu yapılamamıştır.

Bu çalışma çerçevesinde incelenen magnetik domainlerin görüntülenmesi için kullanılan Bitter kolloid tekniği ile Kerr efekt tekniğini karşılaştırsak sonuç olarak şunları söyleyebiliriz :

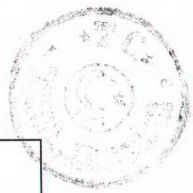
1. Bitter kolloid tekniği ile yalnızca statik domainlerin görüntülenmesi mümkün olup, hareketli (dinamik) domainlerin görüntülenmesi mümkün değildir. Bu nedenle bu tekniği kullanarak sadece magnetize edilmemiş örneklerdeki domainlerin gözlenmesi mümkündür.

2. Kerr magneto optik tekniği kullanılarak hem statik hem de hareketli domainlerin gözlenmesi mümkündür. Bu durumda hazırlanan örneğin domain yapısını, örneği magnetize etmeden veya dc ya da ac alan altında magnetize ederek hareketli domainleri gözlemek mümkündür. Bu şekilde domainlerin gözlenmesi sonucu bu yapıların magnetik alan altındaki davranışlarının incelenmesi mümkündür.

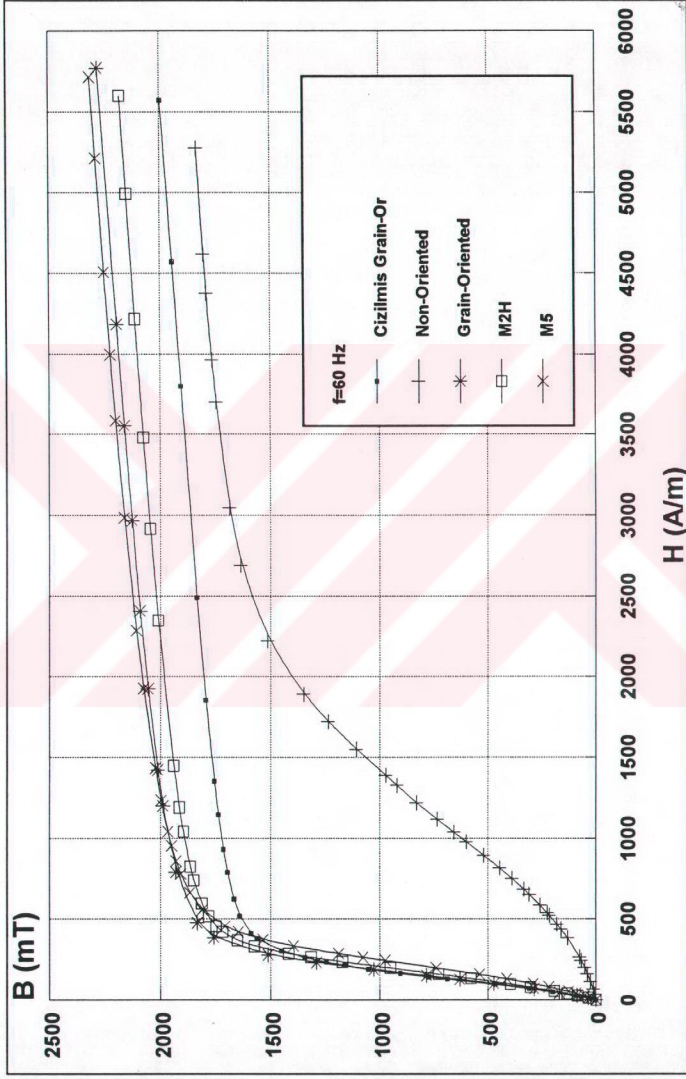
3. Kerr magneto optik tekniği kullanılarak domainler gözlendiğinde birkaç mm^2 'lik bir alanda gözleme yapılabilmektedir. Bundan dolayı bu teknik Bitter tekniğine göre daha ayrıntılı bilgi vermektedir. Bitter tekniği kullanıldığında ise birkaç



Şekil 4.1 Bazı silisyumlu demir alaşımlarının aynı frekans değerinde çizilmiş B-H eğrileri (f = 50 Hz).

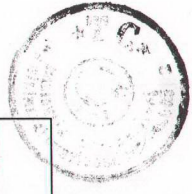
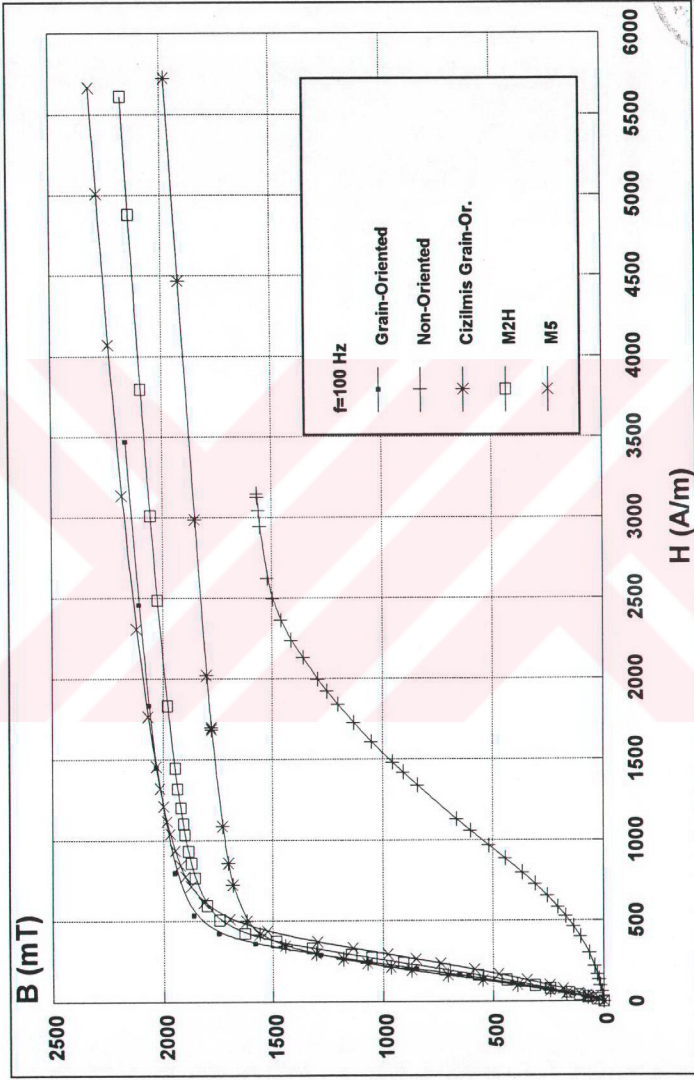


Y.Ö. YÜKSEKOKULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

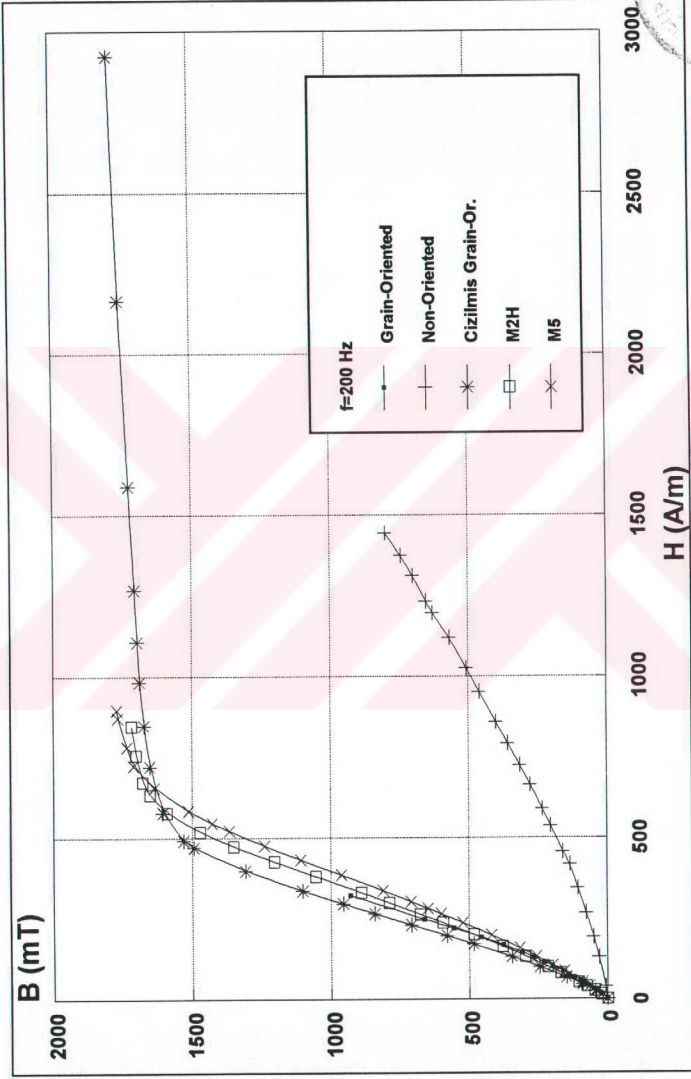


Şekil 4.2 Bazı silisyumlu demir alaşımlarının aynı frekans değerinde çizilmiş B-H eğrileri (f = 60 Hz).

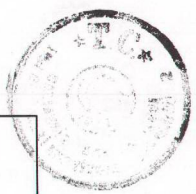
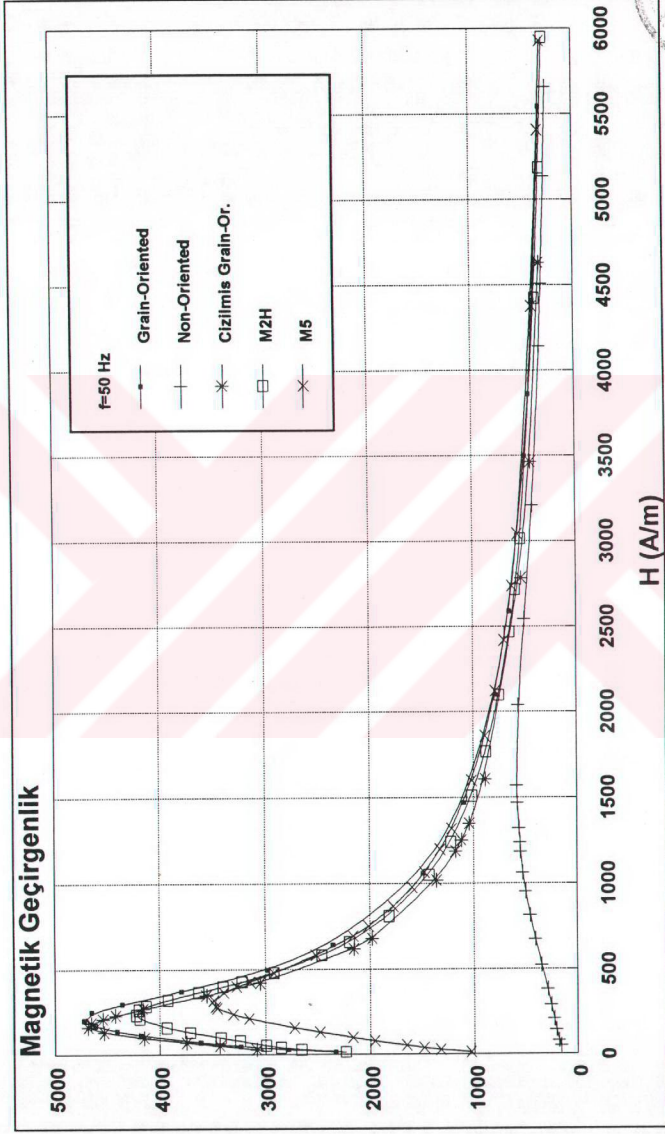




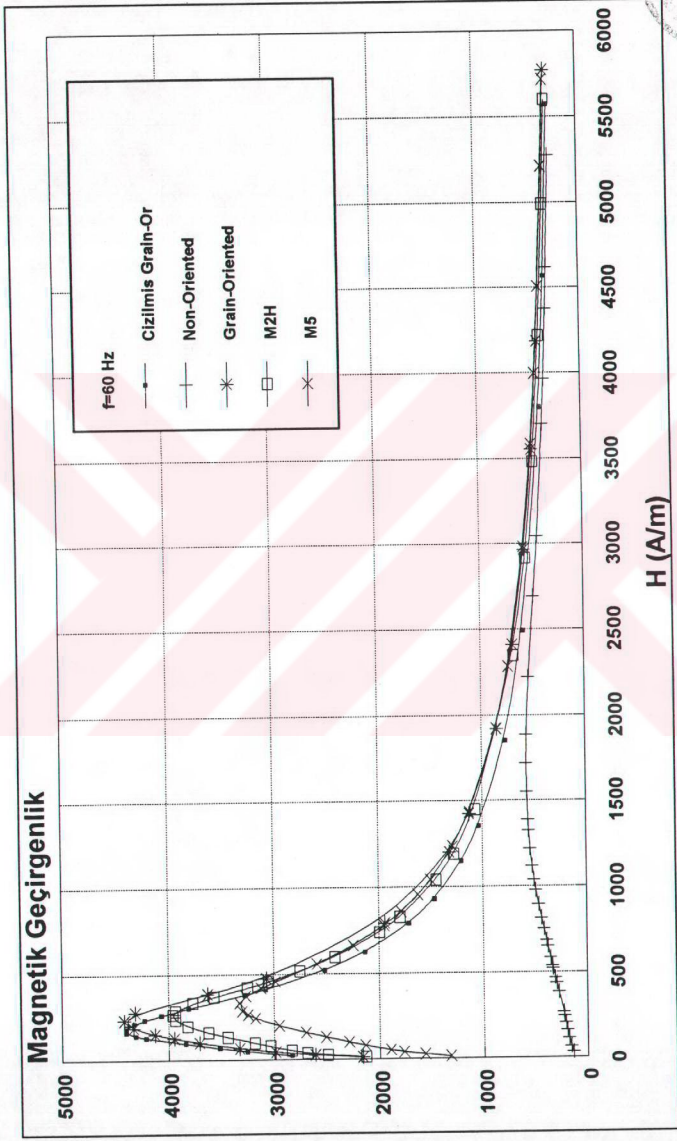
Şekil 4.3 Bazı silisyumlu demir alaşımlarının aynı frekans değerinde çizilmiş B-H eğrileri (f = 100 Hz).



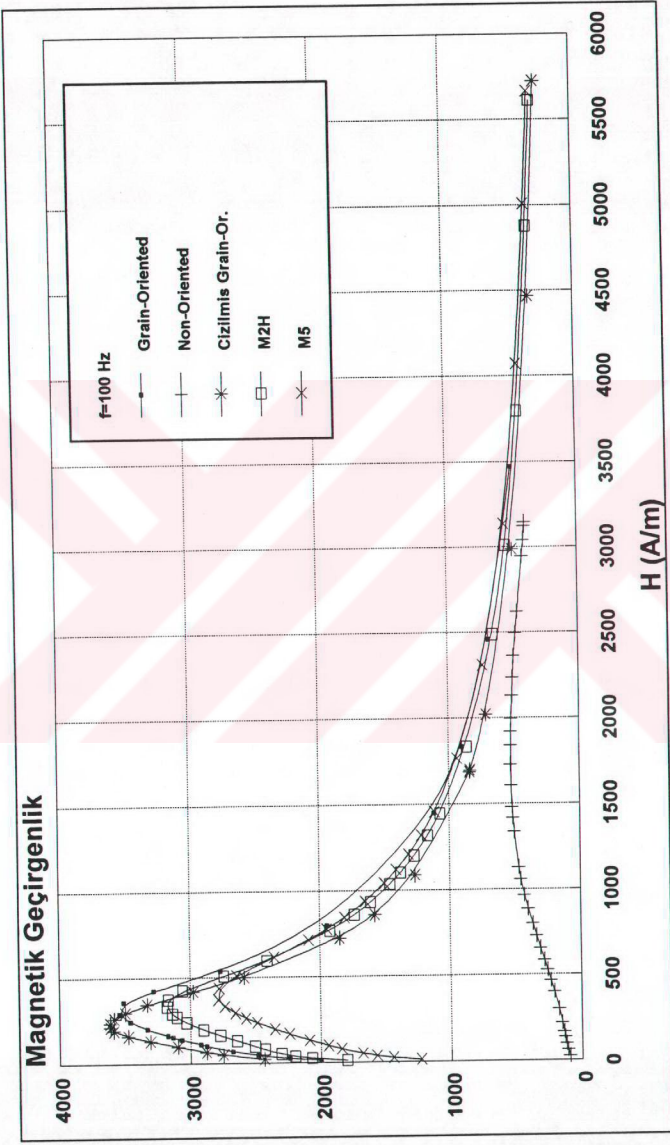
Şekil 4.4 Bazı silisyumlu demir alaşımlarının aynı frekans değerinde çizilimsiz B-H eğrileri (f = 200 Hz).



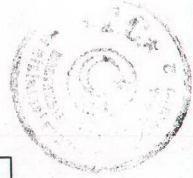
Şekil 4.5 Bazı silisyumlu demir alaşımları için aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliğin magnetik alana bağıt olarak değişimi ($f = 50$ Hz).

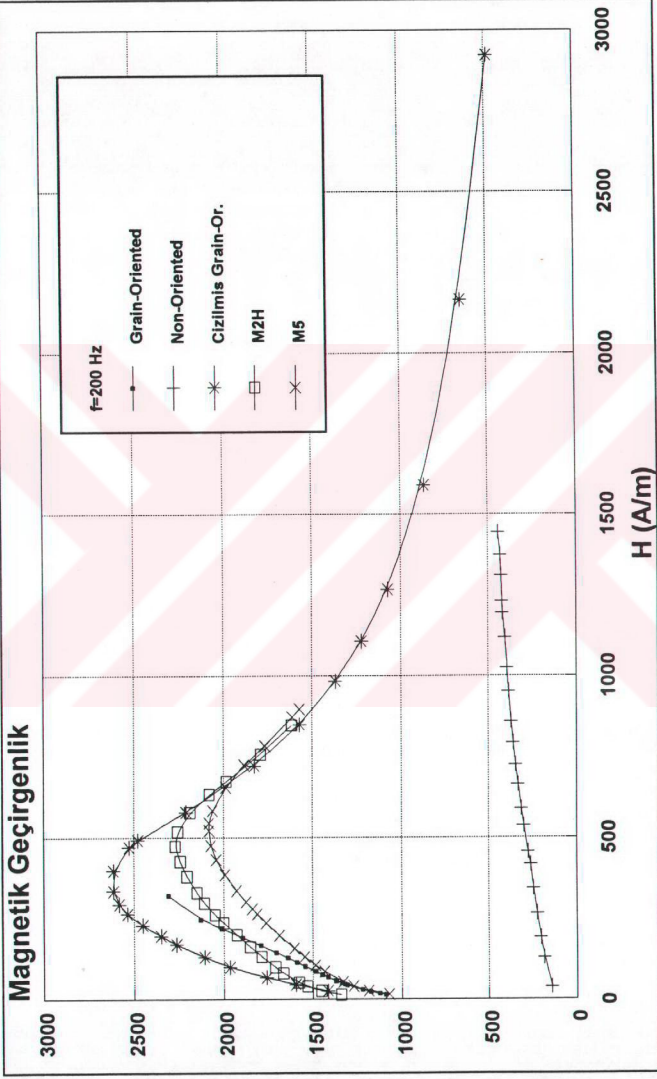


Şekil 4.6 Bazı silisyumlu demir alaşımları için aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliğin magnetik alana bağlı olarak değişimi ($f = 60 \text{ Hz}$).

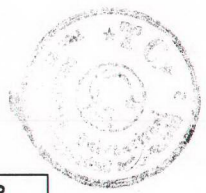


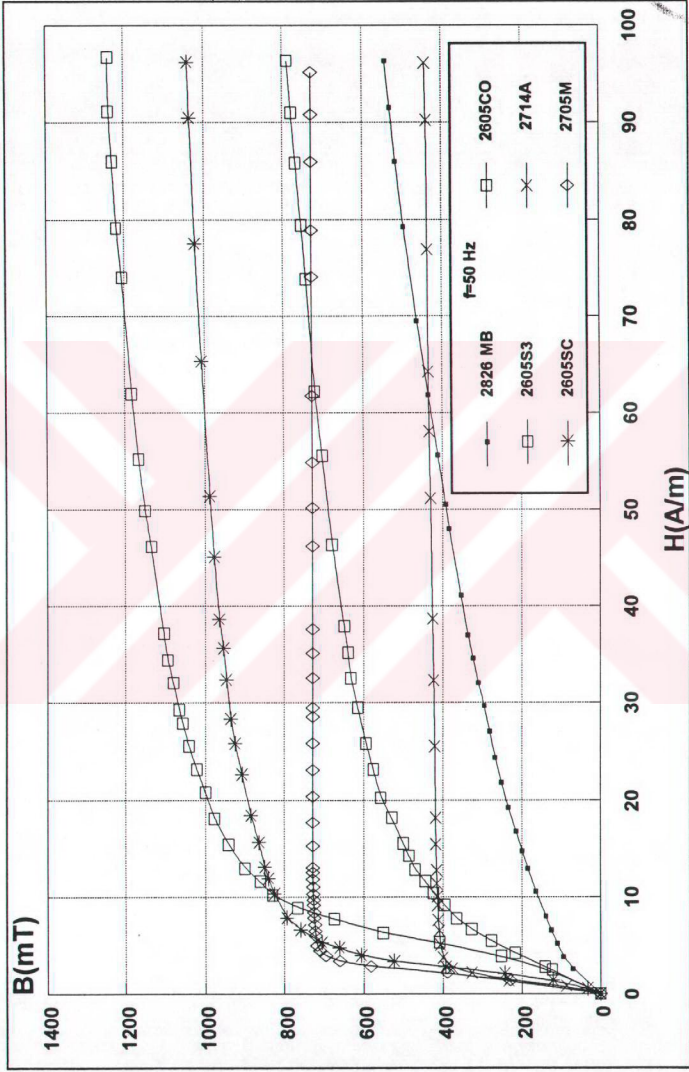
Şekil 4.7 Bazı Si-Fe alaşımları için aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliğin magnetik alana bağı olarak değişimi (f = 100 Hz).



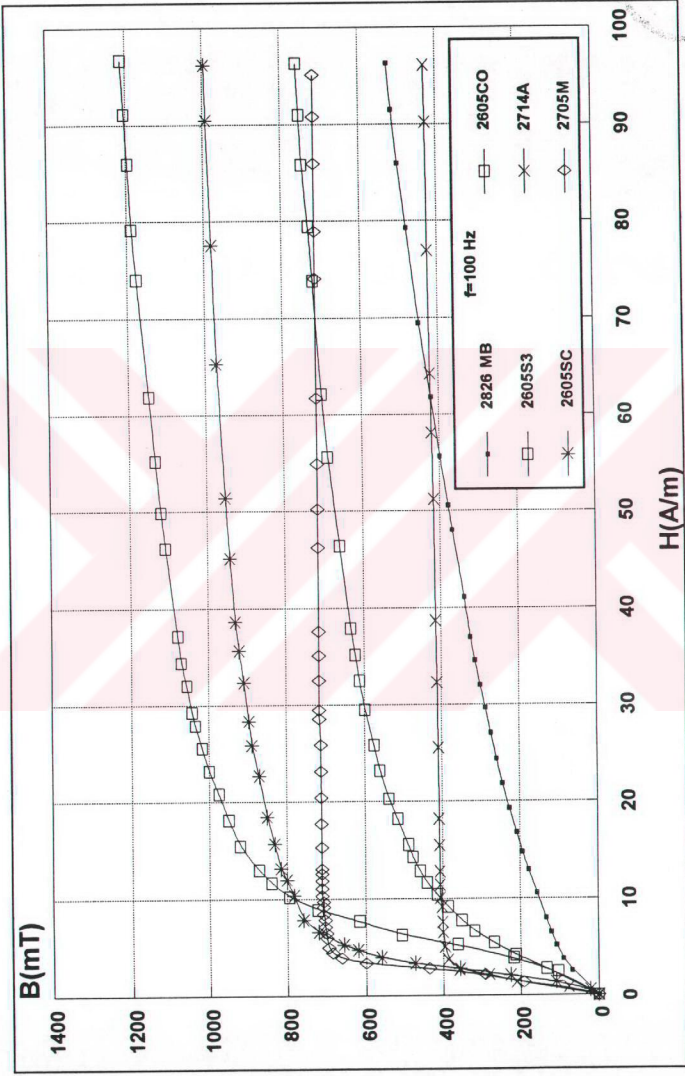


Şekil 4.8 Bazı Si-Fe alaşımları için aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliğin magnetik alana bağı olarak değişimi ($f = 200$ Hz).

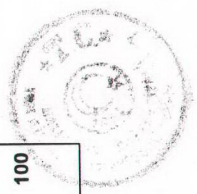


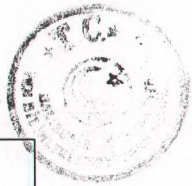
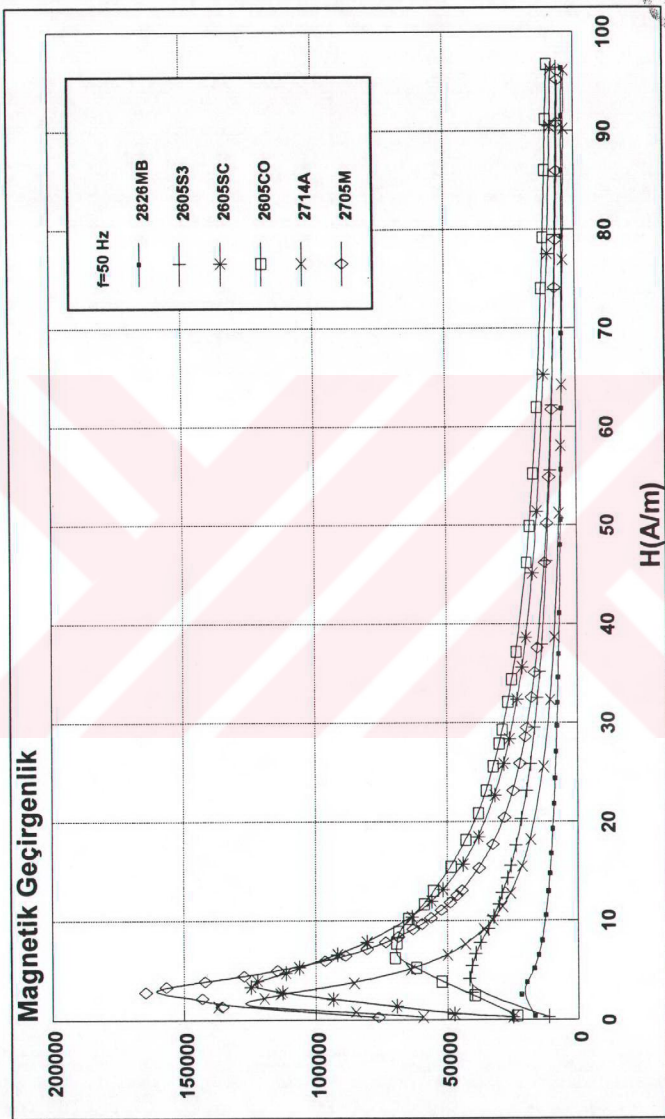


Şekil 4.9 Merzglas türünden bazı amorf malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması ($f = 50$ Hz).

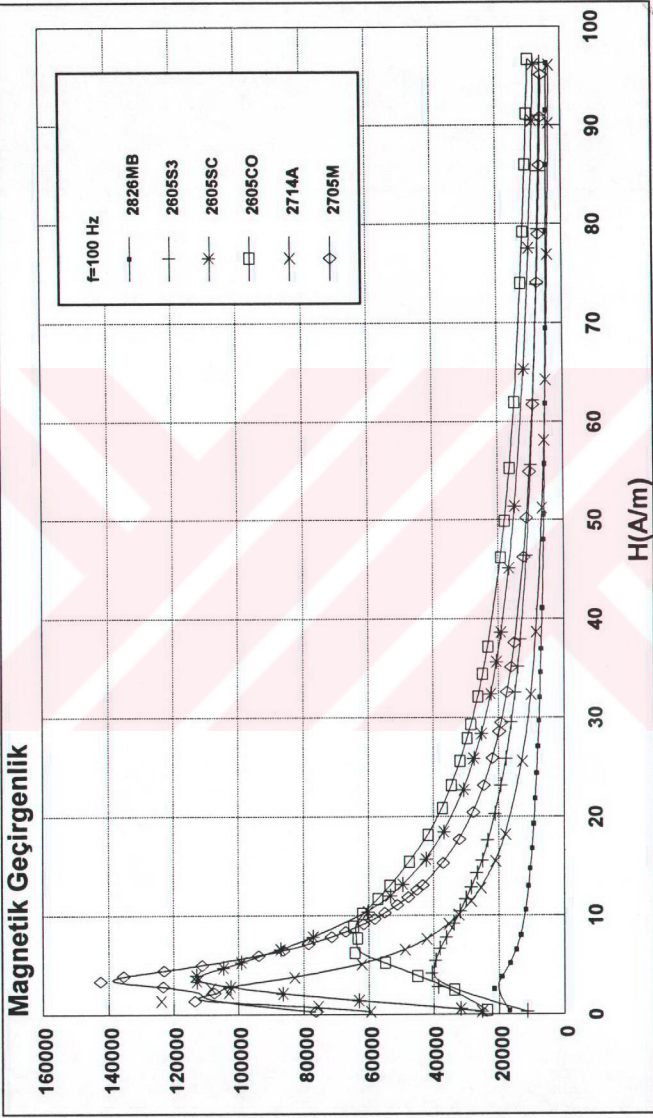


Şekil 4.10 Metglas türünden bazı amorf malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması ($f = 100$ Hz).





Şekil 4.11 Metglas türünden bazı amorf malzemelerin aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliklerinin magnetik alana bağı olarak değişimi (f = 50 Hz).



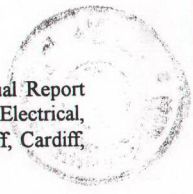
Şekil 4.12 Metglas türünden bazı amorf malzemelerin aynı frekans değerinde magnetik geçirgenliklerinin magnetik alana bağı olarak değişimi (f = 100 Hz).



KAYNAKÇA

- [1] The Open University Press Committee, Transformer Core, The Open University Press, A second level course, U. K., (1973).
- [2] Crangle, J., " Solid State Magnetism ", Edward Arnold A division of Hodder & Stoughton, London, U. K., (1991).
- [3] Jiles, D., Introduction to Magnetism and Magnetic Materials, Chapman & Hall, London, (1991).
- [4] Barr, A. E. DE., Soft Magnetic Materials Used in Industry, Unwin Brothers Limited, London, U. K., (1953). p. 7-14.
- [5] Thompson, J. E., The Magnetic Properties of Materials, Newnes Books by The Hamlyn Publishing Group Ltd., U. K., p. 2 - 5.
- [6] Halliday, D., Resnick, R., Fiziğin Temelleri, çev: Yalçın, C., Arkadaş Yayınevi, Ankara, (1990).
- [7] Smith, A. B., "Magnetic Domain Observations in Thin - Film Heads Using Kerr Microscopy", Digital Technical Journal, No : 8, February (1987), p. 74-80.
- [8] Mivechi, E., Beckley, P. and Horrocks, D. H., "A Computerised Domain Observation System for Coated Si-Fe Sheets Using a SEM Scanning Electron Microscope", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol : 112, September (1992), p. 58-60.
- [9] Kittel, C., "Physical Theory of Ferromagnetic Domains", Reviews of Modern Physics, Vol 21, No : 4, (1949), p. 541-583.
- [10] Pflutzner, H., Benatsson, C. and Leeb, A., "Domain Investigation on Coated Unpolished Si - Fe Sheets ", IEEE Transaction on Magnetics, Vol : MAG - 21, No : 6, November (1985), p. 2620-2625.
- [11] Chikazumi, S., "Physics of Magnetism", Robert E. Krieger Publishing Co. U. S. A., (1986), p. 113-117.
- [12] Shilling, J. W. and Houze, JR G. L., "Magnetic Properties and Domain Structure in Grain-Oriented 3% Si-Fe", IEEE, Transaction on Magnetics, Vol : Mag-10, No : 2, June (1974), p: 195-223.
- [13] British Steel Plc., "Domain viewer user manual", U. K. , (1992).





[14] Göktepe, M., "Influence of the Bending Stress on Domain Structure", Annual Report (1990-1991), Wolfson Centre for Magnetics Technology School of Electrical, Electronic & System Engineering, University of Wales College of Cardiff, Cardiff, U. K., March, (1991).

[15] Göktepe, M., "The Influence of Bending Stress on Flux Distribution in Amorphous Ribbon Toroidal Transducer Cores", Ph. D Thesis, School of Engineering, University of Wales College of Cardiff, Wolfson Centre for Magnetics Technology, Cardiff, U. K., (1994).

[16] Ergin, Ö., Göktepe, M., Kocakulah, M. S., "Transformatör İmalatında Kullanılan Elektrik Çeliklerinin Magnetik Geçirgenlikleri ve B - H Karakteristiklerinin İncelenmesi", (Yayınlanmamış deney raporu), Balıkesir Üniversitesi Necatibey Eğitim Fakültesi, Fizik Eğitimi Bölümü, Balıkesir, (1996).

[17] Bechtold, J. H., Wiener, G. W., "The History of Soft Magnetic Materials", *The Open University Press., A second level course*, U. K., (1973).

[18] Luborsky, F. E., Amorphous Metallic Alloys, Butterworths Monographs in Materials, London, U. K., (1983).

[19] Luborsky, I. E., IEEE Transaction on Magnetics, Vol : MAG - 14, (1978).

[20] Hata, S., Egam, T. and Graham, C. D., IEEE Transaction on Magnetics, Vol : 7 MAG-14, (1978).

[21] Senno, H., Sakakimo H. and Hiroto E., "Supplement to the Science Report of the Research Institute of Tohoku University", A24, (1980).

[22] Mitara, M., Musumoto, T. and Kazuma, N. S., Journal of Applied Physics, Vol : 5, (1979).

[23] Anantharaman, T. R., "Metallic Glasses : Production, Properties and Applications", Trans Tech Publications, (1984).

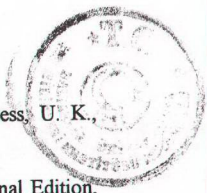
[24] Allied Signal Inc., "Metglas Electromagnetic Alloys", Allied Signal Inc. (Data Sheet), (1989).

[25] Göktepe, M., "Force Transducers Using Amorphous Ribbon Materials", Annual Report (October 1989-June 1990), Wolfson Centre for Magnetics Technology School of Electrical, Electronic & System Engineering, University of Wales College of Cardiff, Cardiff, U. K., July, (1990).

[26] Allied Signal Metglas Products, "Metglas Magnetic Alloys Catalogue", U. S, (1992).

[27] Moses, A. J., Phillips, P. S., "Effects of stacking methods on Epstein-square power-loss measurements", *PROC. IEE.*, U. K., Vol. 124. No. 4 April (1977),

[28] Clayton, G. B., Operational Amplifiers, Butterworth Scientific, Second Edition, (1982), U. K.



- [29] Horowitz, P., Hill, W., The Art of Electronics, Cambridge University Press, U. K., (1985).
- [30] Christos, J. M., Halkis, C., Integrated Electronics, Mc.Graw Hill International Edition, (1971), U. S. A.

