

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CoO/Co MANYETİK İNCE FİLMLEERDE
KAYDIRMA (EXCHANGE BIAS) ETKİSİ

Erdem DEMİRCİ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2011

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CoO/Co MANYETİK İNCE FİLMLERDE
KAYDIRMA (EXCHANGE BIAS) ETKİSİ

Erdem DEMİRCİ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Yrd. Doç. Dr. Numan AKDOĞAN

GEBZE
2011



YÜKSEK LİSANS TEZİ JÜRİ ONAY SAYFASI

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 26/01/2011 tarih ve 2011/03... sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 26/01/2011 tarihinde tez savunma sınavı yapılan ERDEM DEMİRCİ'nin tez çalışması Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Yrd. Doç. Dr. NUMAN AKDOĞAN

ÜYE

: Prof. Dr. BEKİR AKTAŞ

ÜYE

: Doç. Dr. MUSTAFA ÖZDEMİR

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../20... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

TEZİN BAŞLIĞI : CoO/Co MANYETİK İNCE FİLMLERİNDE KAYDIRMA (EXCHANGE BIAS) ETKİSİ
TEZİN YAZARI : ERDEM DEMİRCİ

Bu çalışmada MgO alttaşlar üzerine iyon demeti saçtırma tekniği ile büyütülmüş Co/CoO (FM/AFM) çift katmanlı ince filmlerinin yapısal ve manyetik özellikleri incelendi.

X-ışını yansıması tekniği ile manyetik ince filmlerin gerçek kalınlıkları tespit edildi. Bunun yanı sıra tabakalar arası pürüzlülük ve tabakaların yoğunluk değerleri belirlendi. Ferromanyetik rezonans tekniği ile ince filmlerin manyetik anizotropileri ve kolay eksenleri belirlendi. MgO üzerine Co tabakasının hcp yapıda ve iki kolay ekseninde büyüdüğü tespit edildi. Son olarak ince filmlerin kolay ekseninde VSM ile belirli sıcaklık değerlerinde mıknatıslanma (M-H) ölçümleri alındı. Ölçüm sonuçlarına göre kaydırma etkisi değerleri belirlendi. Kaydırma etkisinin, sıcaklığa ve ferromanyetik Co tabakasının kalınlığına bağlı davranışı incelendi. Antiferromanyetik CoO tabakasının Néel sıcaklığı ve kaydırma etkisinin ortaya çıktığı engelleme sıcaklığı değerleri belirlendi. Elde edilen sonuçların literatürle uyum içinde olduğu gözlemlendi. Ayrıca sıfırlayıcı alanlardaki normalden farklı davranışın manyetik anizotropi ile alakalı olduğu sonucuna varıldı.

Anahtar Kelimeler: Kaydırma Etkisi (Exchange Bias), Manyetik Anizotropi, X-ışını Yansıması (XRR), Ferromanyetik Rezonans (FMR), Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM), CoO, Co, MgO.

SUMMARY

**THESIS TITLE : EXCHANGE BIAS EFFECT
IN CoO/Co MAGNETIC THIN
FILMS.**

AUTHOR : ERDEM DEMİRCİ

In this study, we investigate the structural and magnetic properties of Co/CoO (FM/AFM) bilayers grown on MgO substrates by ion-beam sputtering.

X-ray reflectivity technique is used to obtain the thicknesses of the magnetic thin films. With this technique roughness and density values are also calculated. The ferromagnetic resonance (FMR) spectra of thin films at X-band frequency (9.5GHz) have been studied to determine the magnetic anisotropies. The room temperature FMR data indicates that Co grows on MgO with hcp structure and has two easy axes. M versus H loops were recorded at selected temperatures by VSM magnetometry. Exchange-bias properties of bilayers are determined as a function of temperature and Co layer thickness. Néel temperature of antiferromagnetic CoO and blocking temperature of the observed exchange bias are specified from VSM data. The results are in good agreement with the previous studies on similar systems. The unusual behavior of the coercive fields with temperature is related to magnetic anisotropies of the thin films.

Keywords: Exchange Bias, Magnetic Anisotropy, X-ray reflectivity (XRR), Ferromagnetic Resonance (FMR), Vibrating Sample Magnetometer (VSM). CoO, Co, MgO.

TEŞEKKÜR

Yapmış olduğum bu tez çalışmasında, ilk günden beri çalışmalarımın tüm aşamalarında yanımda olan, alanındaki bilgisinin yanı sıra insani ilişkilerinde de çok iyi olan, her zaman öğrencisinin kendisinden daha iyi olması için çaba gösteren, bilgisini ve zamanını öğrencilerinden esirgemeyen, örnek aldığım danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr Numan AKDOĞAN'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Araştırmalarımızı yapabilmemiz için gerekli laboratuvar koşullarını sağlayan ve gerektiğinde görüşlerini bizlerle paylaşmaktan çekinmeyen Fizik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Bekir AKTAŞ'a çok teşekkür ederim.

Tez konuyla benzer konu çalışan ve manyetizmaya birlikte başladığım çok sevgili dostum, araştırma görevlisi Mustafa ÖZTÜRK'e özel olarak teşekkürlerimi sunarım.

Tezin deneysel kısmında örneklerin hazırlanmasında büyük katkısı olan ve teorik olarak fikirlerine danıştığım araştırma görevlisi Dr. Sinan KAZAN'a, deneysel yöntemlerin uygulanmasında her türlü fedakârlığı gösteren ve yardımlarını esirgemeyen değerli araştırma görevlisi Ramazan TOPKAYA'ya, ofis arkadaşlarım araştırma görevlileri M. Sami KAVRIK ve A. Nurettin KOÇBAY'a, Adem PARABAŞ'a, yakın arkadaşım Selçuk BİRDOĞAN'a teşekkür ederim.

En zor zamanlarda bile yanımda olan ve desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen, “*en iyi insan eğitimi insan*” sözüyle evlatlarını yetiştiren aileme şükranlarımı sunarım.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
TABLolar DİZİNİ	xv
1. GİRİŞ	1
2. MANYETİZMA	3
2.1 Manyetizmaya Giriş	3
2.2 Diamanyetizma	4
2.3 Paramanyetizma	5
2.4 Ferromanyetizma	7
2.4.1 Histeresis Eğrisi	9
2.4.2 Değiş-Tokuş Etkileşmesi	11
2.5 Antiferromanyetizma	11
3. MANYETİK ANİZOTROPI	14
3.1 Giriş	14
3.2 Kristal Anizotropi	15
3.3 Tek Eksenli (Uniaxial) Manyetik Anizotropi	17
3.4 Değiş-Tokuş (Exchange) Anizotropisi	17
4. KAYDIRMA (EXCHANGE BIAS) ETKİSİ	18
4.1 Kaydırma Etkisinin Keşfi	18
4.2 Kaydırma Etkisinin Uygulama Alanları	19
4.3 Kaydırma Etkisi Modeli	20
4.4 Kaydırma Etkisinin Teorik Modeli	23
4.5 Kaydırma Etkisinin Sıcaklığa Bağlı Davranışı	26
4.6 Talim (Training) Etkisi	27
4.7 Kaydırma Etkisinin Kalınlığa Bağlı Davranışı	28

5. DENEYSEL METODLAR	30
5.1 Örneklerin Hazırlanması	30
5.2 Küçük Açılı X-Işını Yansıması (XRR) Tekniğı	31
5.3 Ferromanyetik Rezonans (FMR) Tekniğı	35
5.3.1 Giriş	35
5.3.2 Ferromanyetik Rezonans	35
5.3.3 Elektron Spin Rezonans (ESR) Sistemi	37
5.4 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Tekniğı	39
6. DENEYSEL ÇALIŞMALAR VE SONUÇLARI	43
6.1 Giriş	43
6.2 Küçük Açılı X-Işını Yansıması Ölçümleri	43
6.3 Ferromanyetik Rezonans (FMR) Ölçümleri	46
6.4 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Ölçümleri	51
7. SONUÇ	58
KAYNAKLAR	60
ÖZGEÇMİŞ	64

SİMGELER VE KISALTMALAR

Kısaltma

KE	: Kaydırma etkisi
EB	: Exchange bias
GMR	: Dev manyeto-direnç
TMR	: Tünelleme manyeto-direnç
AFM	: Antiferromanyetik
FM	: Ferromanyetik
χ	: Manyetik duygunluk
M	: Mıknatıslanma
H	: Dış manyetik alan
μ	: Manyetik moment
μ_0	: Boşluğun geçirgenliği
M_S	: Doyum mıknatıslanması
T_c	: Curie sıcaklığı
T_N	: Néel sıcaklığı
C	: Curie sabiti
k_B	: Boltzmann sabiti
$H_{\text{değ.-tok.}}$: Değiş-tokuş hamiltonyeni
J	: Değiş-tokuş etkileşme sabiti
$E_{\text{değ.-tok.}}$: Değiş-tokuş enerjisi
G	: Gauss
Oe	: Oersted
H_C	: Sıfırlayıcı alan
H_{EB}	: Kaydırma (exchange bias) alanı
M_F	: Ferromanyetik malzemenin doyum mıknatıslanma değeri
K_F	: Ferromanyetik malzemenin anizotropi sabiti
K_{AF}	: Antiferromanyetik malzemenin anizotropi sabiti
t_F	: Ferromanyetik malzemenin kalınlığı
Ö	: Ölçüm
Co	: Kobalt

Fe	: Demir
Ni	: Nikel
Ar	: Argon
CoO	: Kobalt oksit
MgO	: Magnezyum oksit
fcc	: Yüzey merkezli kübik yapı
hcp	: Sıkı paket altıgen yapı
IBS	: İyon demeti saçtırma
λ	: Dalga boyu
n	: Kırılma indisi
ρ_e	: Malzeme yüzeyindeki elektron yoğunluğu
ω	: Frekans
ω_0	: Doğal frekans
<i>md</i>	: Mikrodalga
<i>~rf</i>	: Radyo frekansı
ESR	: Elektron spin rezonans
FMR	: Ferromanyetik rezonans
VSM	: Titreşimli örnek manyetometresi
emk	: Elektro motor kuvveti
I_n	: Şiddet değerleri
RT	: Oda sıcaklığı
LT	: Düşük sıcaklık
H_{FC}	: Soğutma alanı

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>		<u>Sayfa</u>
2.1	Diamanyetik malzemelerin bir dış manyetik alan etkisi altındaki mıknatıslanması (a) ve Diamanyetik duygunluğun sıcaklıkla değişimi (b)	4
2.2	Paramanyetik düzene sahip manyetik momentler.	6
2.3	Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi (a) ve paramanyetik duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimi (b)	6
2.4	Ferromanyetik düzene sahip manyetik momentler.	7
2.5	Ferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.	8
2.6	Demir, kobalt ve nikle ait ilk mıknatıslanma eğrileri ve doyum mıknatıslanma değerleri.	9
2.7	Ferromanyetik malzemeler için histeresis eğrisi	10
2.8	Antiferromanyetik düzene sahip manyetik momentler.	12
2.9	Anti ferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.	13
3.1	Manyetik bir malzemenin manyetik eksenlere göre M-H grafiği.	15
3.2	Spin-yörünge-örgü etkileşmesi.	16
4.1	77 K'e kadar alansız soğutulan (1) ve alan altında soğutulan (2) Co/CoO parçacıklarının histeresis eğrisi.	18
4.2	Manyetik kayıt teknolojisinde kullanılan GMR ve TMR yapısını oluşturan "spin vanası" sistemi.	19
4.3	$T_N < T < T_C$ durumunda FM ve AFM tabakalarının manyetik düzeni.	20
4.4	$T < T_N < T_C$ durumunda histeresis eğrisi ve FM/AFM tabakaların mıknatıslanma düzeni.	21
4.5	Histeresis çevrimi üzerindeki H_{C1} ve H_{C2} alanları, ve	22

	kaydırma etkisi alanı (H_{EB})	
4.6	İdeal Meiklejohn ve Bean modelindeki açı ve vektörlerin şematik gösterimi. K_{AF} ve K_F , sırasıyla AFM ve FM malzemelerine ait anizotropi sabitleridir. Bunların soğutma alanı yönüne paralel olduğu düşünülmüştür. M_F , FM malzemeye ait mıknatıslanma değeridir. β , K_F ile M_F arasındaki açıdır	24
4.7	H_{C1} ve H_{C2} alanlarının sıcaklığa bağlı değişimi ve T_B değeri	26
4.8	Histeresis çevriminde talim etkisi \ddot{O}_1 ile gösterilen 1.ölçüm T_N sıcaklığı üzerinden düşük sıcaklıklara inilerek alınmış ilk histeresis çevrimidir ve \ddot{O}_2 ve \ddot{O}_3 ile gösterilen 2. ve 3. ölçümler T_N sıcaklığı üzerine çıkmadan peş peşe alınmış histeresis çevrimleridir. Beyaz noktalı eğri ise, talim etkisi ile histeresis çevriminin simetrik hale gelip, kaydırma etkisinin tamamen yok olduğu durumunu göstermektedir	27
4.9	Sıfırlayıcı alanlar $-H_{C1}$, H_{C2} ve H_C değerleri ile kaydırma etkisi H_{EB} değerinin farklı kalınlıklardaki ferromanyetik malzemenin kalınlığına bağlı olarak yapılmış olan çalışmanın teoriyle uyumu.	28
5.1	Kaydırma etkisi deneylerinde kullanılan ince film sistemi.	29
5.2	İyon saçırma tekniğinin temsili gösterimi	30
5.3	Manyetik ince film hazırlamak için kullanılan Ruhr Üniversitesi'ndeki IBS sistemi.	31
5.4	Aynamsı yüzey için yansıma geometrisi. Gelen ve yansıyan dalga vektörleri saçılma düzlemini oluştururlar.	32

5.5	Küçük açı x-ışını yansıması Ruhr Üniversitesi'ndeki ölçüm deney düzeneği	33
5.6	ESR cihazının şematik gösterimi.	38
5.7	Bu çalışmada kullanılan Quantum Design PPMS sistemi ve örneğin titreştirildiği VSM motoru	39
5.8	GYTE Fizik Bölümü NASAM laboratuvarındaki titreşimli örnek manyetometresi	40
6.1	Farklı Co kalınlıkları için X'Pert Reflectivity simülasyon programı kullanılarak yapılan teorik simülasyonlar. İstenilen (nominal) Co kalınlıkları (a) 5 nm, (b) 10 nm ve (c) 30 nm Co kalınlıklarını gösteriyor iken, simülasyonlardan elde edilen kalınlıklar 3.75 nm (a), 8.4 nm (b) ve 26.4 nm (c) olarak bulundu.	42
6.2	Co(5 nm)/ CoO (10 nm) örneği için sinrad'a göre çizdirilmiş XRR datası.	42
6.3	CoO (10 nm)/Co (5 nm) örneği için toplam kalınlığı veren n-sinrad grafiği.	43
6.4	Örnek düzleminde (<i>in-plane</i>) FMR ölçümleri için kullanılan geometri.	44
6.5	Örnek yüzeyine dik (<i>out of plane</i>) FMR ölçümleri için kullanılan geometri.	45
6.6	Örnek düzleminde geleneksel (<i>conventional</i>) FMR ölçümlerinin geometrisi.	46
6.7	Geleneksel (<i>conventional</i>) FMR yöntemiyle ölçülen CoO (10 nm)/Co(5nm, 10 nm, 30 nm)/MgO ince filmlere ait açığa bağlı rezonans alanı grafikleri.	47
6.8	Tek kristal kobalt için mıknatıslanma eğrisinin anizotropik davranışı	48
6.9	VSM örnek tutucusuna kolay eksende yerleştirilmiş CoO/Co/MgO ince filmi.	49

- 6.10** 5 nm, 10 nm ve 30 nm Co kalınlığına sahip filmler için oda sıcaklığında alınan histeresis çevrimleri. **50**
- 6.11** RT ve LT değerlerinde CoO/Co/MgO ince filminde 5 nm, 10 nm ve 30 nm kalınlıklarındaki Co tabakasına ait histeresis çevrimleri. **51**
- 6.12** 5 nm ve 10 nm Co kalınlıklarına sahip filmlerin kaydırma alanlarının sıcaklığa bağlı davranışları. **52**
- 6.13** 5 nm Co tabakası için sıfırlayıcı alanların sıcaklığa bağımlılığı, a) H_C , $-H_{C1}$ ve H_{C2} ile T_B ve T_N sıcaklık değerlerini, b) H_{C1} ve H_{C2} değerlerini ile T_N sıcaklık değerlerini göstermektedir. **53**
- 6.14** 10 K'deki sıfırlayıcı ve kaydırma alanlarının, Co kalınlığına bağlı davranışı. **55**

TABLolar DİZİNİ

<u>Tablo</u>		<u>Sayfa</u>
2.1	Bazı diamanyetik malzemelerin manyetik duygunlukları.	5
2.2	Bazı ferromanyetik malzemelerin Curie sıcaklıkları.	8
6.1	CoO/Co/MgO filmlerin simülasyonla elde edilen yoğunluk, kalınlık ve pürüzlük değerleri.	43
6.2	5 nm, 10 nm, 30 nm kalınlıklarına sahip Co tabakasının 300 K ve 10K sıcaklıklarındaki sıfırlayıcı alan değerleri.	51
6.3	5 nm, 10 nm, 30 nm kalınlıklarına sahip Co tabakasının 10K sıcaklığındaki sıfırlayıcı alan ve kaydırma alanı değerleri.	52
6.4	Farklı Co kalınlıkları için 10 K'deki sıfırlayıcı alan ve kaydırma alanı değerleri.	54

1.GİRİŞ

Kaydırma etkisi (KE, EB) [1,2] teknolojik açıdan sürekli yenilenmeye ihtiyaç duyan dünyamız için büyük bir öneme sahiptir. Özellikle spintronik (spine dayalı elektronik) [3,4] alanında son yıllarda büyük yol kat edilmesinde önemli rol oynayan kaydırma etkisi, manyetik sabit disklerdeki okuyucu kafalarda ve manyetik RAM'lerde (MRAM) kullanılan spin vanalarının vazgeçilmez bir parçası haline gelmiştir [5].

Manyetik ince filmlerde kaydırma etkisi ilk olarak 1956 yılında W. H. Meiklejohn ve C. P. Bean tarafından antiferromanyetik (AFM) olan CoO üzerinde yerel bölgelerde bulunan ferromanyetik (FM) olan Co parçacıklarıyla çalışılırken keşfedildi [1,2].

Kaydırma etkisi bir FM ve bir AFM malzemenin ara yüzeylerinde belirli bazı şartlarda manyetik momentlerinin birbirleriyle etkileşmesiyle oluşur. FM malzemeler Curie sıcaklığı olarak adlandırılan sıcaklık değeri üstünde manyetik düzenini kaybederler ve paramanyetik duruma geçerler. Aynı Şekilde AFM malzemeler ise Néel sıcaklığı olarak adlandırılan sıcaklık değeri üstünde manyetik düzenini kaybederler ve paramanyetik duruma geçerler. Paramanyetik durumda FM ve AFM arasında bir etkileşme olmayacağı için bu sıcaklıkların altına inilmesi gerekir. Bu sıcaklık değerleri her malzeme için farklıdır.

Kaydırma etkisini incelemek için farklı örnek sistemleriyle birçok deneysel çalışma yapılmıştır [6-11]. Kaydırma etkisini teorik olarak açıklayabilmek için birçok model öne sürülmesine rağmen [12-14] ara yüzeydeki değiş-tokuş etkileşmesi tam olarak anlaşılammıştır. Bu çalışmada CoO/Co ince film sistemi kullanılarak KE'nin sıcaklığa bağlı davranışı ve FM tabakanın kalınlığıyla nasıl değiştiiği incelenmiştir.

İyon ışını saçırma tekniği ile büyütölen CoO/Co filmlerin kalınlıklarını ve arayüzey pürüzlüklerini belirlemek için X-ışını yansıması (XRR) tekniği kullanılmıştır. Manyetik özelliklerin FM kalınlığına ve yöne bağlı davranışlarını incelemek için ferromanyetik rezonans (FMR) tekniğinden, KE'nin sıcaklığa ve FM

tabakanın kalınlığa bağlı davranışını incelemek içinse titreşimli örnek manyetometresi (VSM) tekniğinden faydalanmıştır.

Bu tez temel olarak yedi bölümden oluşmaktadır. İlk bölümde verilen kısa bir girişten sonra, ikinci bölümde manyetizma hakkında temel bilgilerden, nc ve dördüncü bölümlerde manyetik anizotropi ve KE etkisinden detaylıca bahsedilecektir. Beşinci bölümde örneklerin büyütülmesi, yapısal ve manyetik özellikleri için kullanılan teknikler anlatıldıktan sonra, altıncı bölümde deneysel çalışmalar ve yedinci bölümde de sonuçlar özetlenecektir.

2.MANYETİZMA

2.1 Manyetizmaya Giriş

Bir malzeme üzerine uygulanan dış manyetik alana karşı tepki veriyorsa bu malzemeye manyetik malzeme denir. Manyetik malzemeler üzerlerine uygulanan dış manyetik alana karşı verdikleri tepkiye göre diamanyetik, paramanyetik, ferromanyetik veya antiferromanyetik olarak sınıflandırılırlar. Serbest bir atomun manyetik momentinin belli başlı üç kaynağı vardır: birincisi elektronların kendi etrafında dönmelerinden kaynaklanan spin manyetik moment, ikincisi elektronların çekirdek etrafındaki hareketinden kaynaklanan yörünge manyetik moment ve üçüncü olarak bir dış manyetik alan uygulandığında uygulanan alana zıt yönde oluşan manyetik moment [15,16].

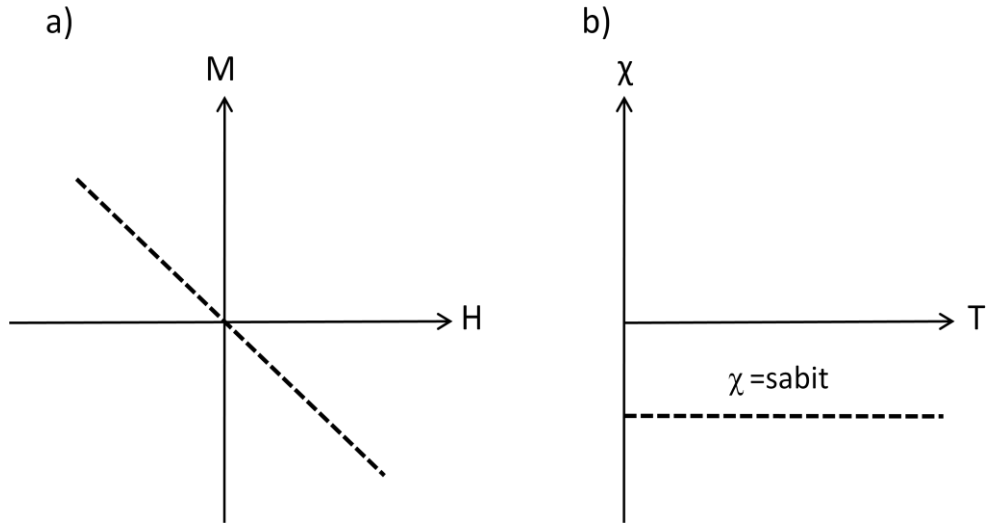
Manyetizma (mıknatıslanma) M bir manyetik malzemenin birim hacim başına düşen manyetik moment miktarı olarak tanımlanır. Birim hacim başına düşen manyetik duyunluk denklem 2.1'deki gibidir.

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.1)$$

Denklem 2.1'deki H uygulanan dış manyetik alandır. Duygunluk manyetik malzemenin dış alana karşı vermiş olduğu tepkidir. Diamanyetik malzemeler negatif manyetik duyunluğa, paramanyetik, ferromanyetik, antiferromanyetik ve ferimanyetik malzemeler ise pozitif manyetik duyunluğa sahiptirler [15,16]. Diamanyetik ve paramanyetik malzemeler kendiliğinden manyetik düzene sahip değillerdir. Kendiliğinden manyetik düzene sahip olanlar, düzenin durumuna göre, ferromanyetik, antiferromanyetik veya ferimanyetik olabilirler.

2.2 Diamanyetizma

Diamanyetizma zayıf bir mıknatıslanmadır. Diamanyetik malzemelerde atomlar net bir manyetik momente sahip değildirler. Bu tür malzemelerde yörünge kabukları doludur ve çiftlenmemiş hiçbir elektron bulunmamaktadır. Ancak diamanyetik malzemeler, bir dış manyetik alana maruz bırakıldıklarında uygulanan alana ters yönde bir mıknatıslanmaya oluştururlar ve bunun sonucu olarak manyetik duygunlukları negatiftir (Şekil 2.1.a). Şekil 2.1.b'de gösterildiği gibi diamanyetik malzemelerin duygunluğu sıcaklıktan bağımsızdır.



Şekil.2.1 Diamanyetik malzemelerin bir dış manyetik alan etkisi altındaki mıknatıslanması (a) ve diamanyetik duygunluğun sıcaklıkla değişimi (b).

Diamanyetizmanın teorisine göre [17], bir tek elektronun yörüngesine etkileyen manyetik alan etkisiyle yörünge (orbit) etkin akımı azalmakta ve uygulanan alana zıt yönde bir manyetik moment oluşmaktadır. Diamanyetizma atomdaki bütün elektronlar üzerindeki etkilerin toplamıdır. Yani her bir atom diğer atomlardan bağımsız olarak bu etkiye katkıda bulunur. Uygulanan bir dış alan etkisiyle dış alana zıt yönde oluşan manyetik momenti ise denklem 2.2 ile bulabiliriz [15].

$$\mu = -\frac{\mu_0^2 e^2}{6m} a^2 H \quad (2.2)$$

Denklem 2.2’de μ manyetik moment, μ_0 boşluğun geçirgenliği, e elektronun yükü, m elektronun kütlesi, a küre kabuğunun yarıçapıdır. Manyetik duygunluğu ise denklem 2.1’den yararlanarak aşağıdaki gibi yazabiliriz [15].

$$\chi = -\frac{\frac{\mu_0^2 e^2}{6m} a^2 H N Z}{H} = -\frac{N Z \mu_0^2}{6m} e^2 a^2 \quad (2.3)$$

Denklem 2.3’de N birim hacimdeki atom sayısı ve Z birim hacimdeki elektron sayısıdır. Denklem 2.3’den anlaşıldığı gibi diamanyetik malzemelerin duygunlukları sıcaklıktan bağımsızdır. Bazı önemli diamanyetik malzemelerin manyetik duygunlukları cgs birim sisteminde Tablo 1 de verilmiştir.

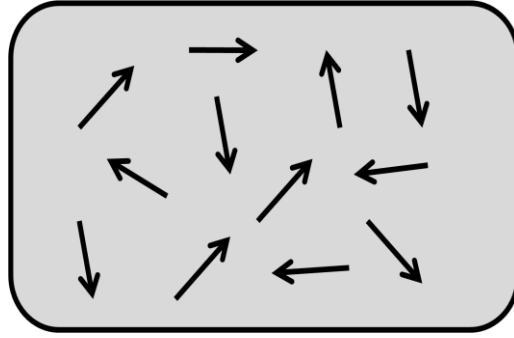
Tablo 2.1 Bazı diamanyetik malzemelerin manyetik duygunlukları [16].

Malzemeler	Manyetik Duygunluk
Cu	-9.7×10^{-3}
Ag	-26
Au	-35
C	-14
H ₂ O	-9.05
Al ₂ O ₃	-18

2.3 Paramanyetizma

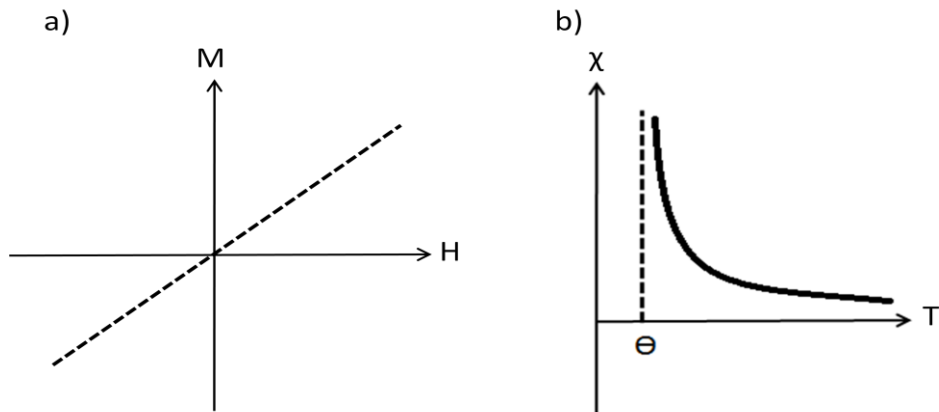
Paramanyetizma ilk olarak 1885 yılında Pierre Curie tarafından deneysel olarak gözlemlendi daha sonra 1905 yılında Langevin ve 1907 yılında Pierre Weiss tarafından teorik olarak açıklandı [15]. Paramanyetik malzemelerin atomları, son yörüngelerinde çiftlenmemiş elektronlara sahip oldukları için net bir manyetik momente sahiptirler. Fakat manyetik momentler bir dış alan olmadığı durumda,

birbirlerini iptal edecek gelişigüzel şekilde yönelirler. Bu yüzden mıknatıslanmaları sıfırdır (Şekil 2.2).



Şekil 2.2 Paramanyetik düzene sahip manyetik momentler.

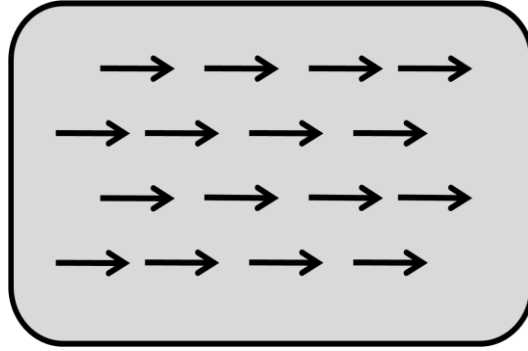
Aynı zamanda paramanyetik malzemenin sahip olduğu manyetik momentler birbirlerinden yalıtılmış şekildedir ve yönelimlerini serbestçe değiştirebilirler. Manyetik momentlerin gelişigüzel yönelmesinin sebebi termal kışkırtmadır. Termal kışkırtma manyetik momentleri belirli bir yönde tutma eğilimine karşı koyarak, gelişigüzel dağılıma neden olmaktadır. Bir dış alan uygulandığı zaman, eğer bu alana zıt yönde başka etkiler yok ise, her bir manyetik moment alana paralel veya uygulanan alan yönünde yönelme eğiliminde bulunur. Böylece malzeme uygulanan alan yönünde net bir manyetik moment değerine sahip olur. Paramanyetizmada, mıknatıslanma uygulanan manyetik alanla doğru orantılıdır (Şekil 2.3.a), manyetik duygunluk ise pozitifdir ve sıcaklıkla ters orantılıdır (Şekil 2.3.b). Manyetik duygunluğun büyüklüğü genellikle 10^{-3} ile 10^{-5} mertebesindedir.



Şekil.2.3 Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi (a) ve paramanyetik duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimi (b)

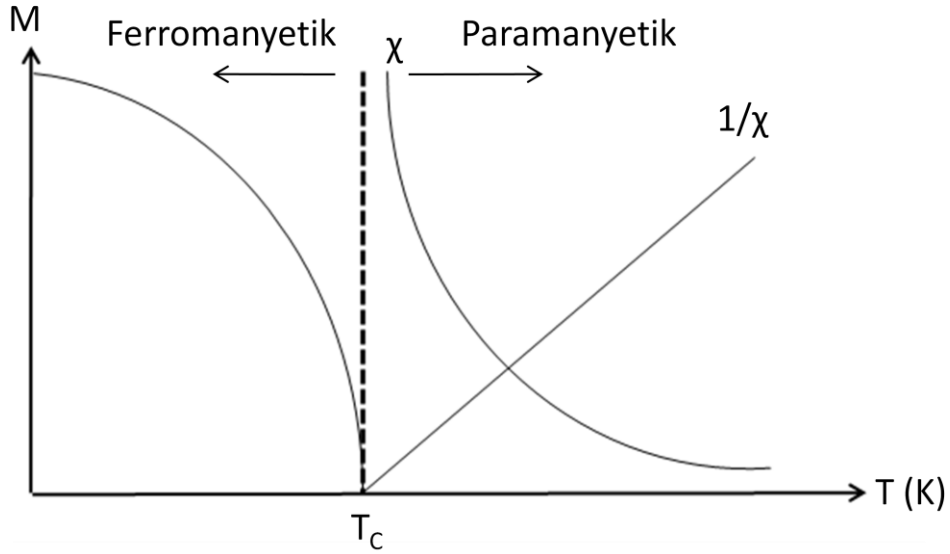
2.4 Ferromanyetizma

Ferromanyetizma, diamanyetizma ve paramanyetizmadan farklı olarak herhangi bir manyetik alan olmadığında bile kendiliğinden mıknatıslanmaya sahip olan manyetizma çeşidi olarak tanımlanır [15-18]. Ferromanyetizmanın karakteristik özelliği, alan ve sıcaklık başlıkları altında incelenebilir. Artan manyetik alana konulan bir ferromanyetik malzemenin mıknatıslanması önce artmakta, belirli bir alan değerinden sonra sabit bir M_s doyum mıknatıslanması değerine ulaşmaktadır. Bu değer, malzemedeki bütün manyetik momentlerin uygulanan alana paralel olması durumundaki mıknatıslanmaya karşılık gelmektedir (Şekil 2.4).



Şekil 2.4 Ferromanyetik düzene sahip manyetik momentler.

Ferromanyetizma yalnızca belirli bir kritik sıcaklığın altında gözlenir. Bu karakteristik sıcaklık ferromanyetik geçiş sıcaklığı veya Curie sıcaklığı (T_c) olarak bilinir. Curie sıcaklığının üzerinde manyetik momentler düzensizdir ve bu düzensizlik net mıknatıslanmayı sıfıra götürür. Bu bölgede malzeme paramanyetiktir (Şekil 2.5). Curie sıcaklığının altında ise malzeme ferromanyetik düzene sahiptir.



Şekil 2.5 Ferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.

Curie-Weiss yasasına [19] göre paramanyetik fazda manyetik duygunluk;

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.4)$$

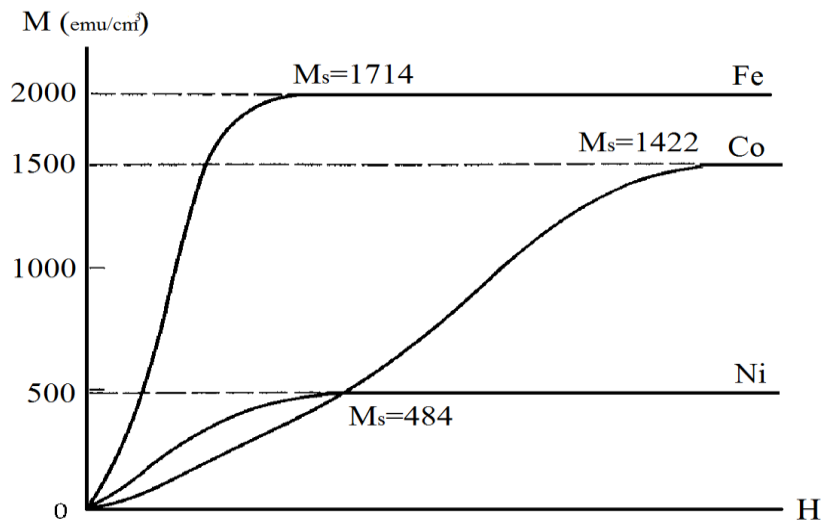
ifadesiyle verilir. Burada C, Curie sabiti; T, sıcaklık, T_C Curie sıcaklığını göstermektedir [15]. Periyodik tabloda oda sıcaklığında ferromanyetik olan üç element vardır. Bunlar demir (Fe), nikel (Ni) ve kobalttır (Co) ,ve bu elementlerin Curie sıcaklıkları Tablo 2.2 de verilmiştir.

Tablo 2.2 Bazı ferromanyetik malzemelerin Curie sıcaklıkları.

Malzemeler	Curie Sıcaklıkları (K)
Co	1388
Fe	1044
Ni	628

2.4.1 Histeresis Eğrisi

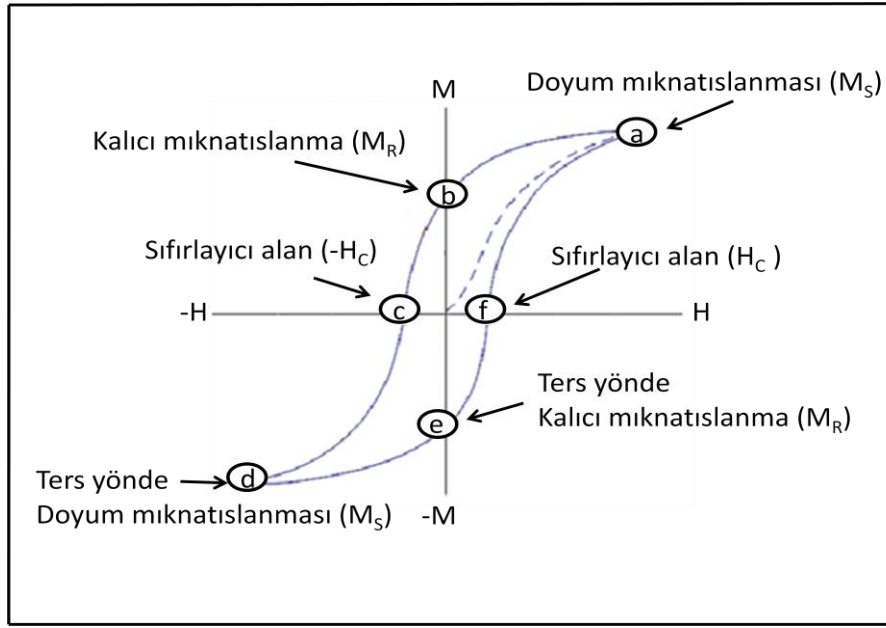
Ferromanyetik malzemeler için mıknatıslanma eğrisi diğer manyetizma çeşitlerinden biraz farklıdır. Sıfır alanda ve mıknatıslanması olmayan durumda (demanyetize), Şekil 2.6'daki 0 noktasındaki gibi, ferromanyetik malzeme çoklu domen durumunda ve domenlerin mıknatıslanması gelişi güzel yönelimdedir. Malzemeye dış manyetik alan uygulandığı anda ferromanyetik malzemenin manyetik momentleri yönelmeye başlayacak ve demanyetize durumdan manyetik düzene geçerek belirli bir M mıknatıslanma değerine sahip olacaktır. Belirli bir alan değerinden sonra artık alan ne kadar artarsa artsın M değeri değişmeyecektir. Yani malzeme doyum denilen M_S değerine ulaşmış olacaktır. Şekil 2.6'da ferromanyetik olan demir (Fe), nikel (Ni), ve kobalt (Co) elementlerine ait M_S değerleri verilmiştir [15]. Demir için $M_S=1714$ emu/cm³, kobalt için $M_S=1422$ emu/cm³ ve nikel için $M_S=484$ emu/cm³ dür.



Şekil 2.6 Demir, kobalt ve nikel için ilk mıknatıslanma eğrileri ve doyum mıknatıslanma değerleri [15].

M_S değerine ulaşabilmek için malzemeye dışarıdan uygulanan manyetik alanın şiddetine göre, malzemenin manyetik olarak sertliği veya yumuşaklığı hakkında bilgi verilebilir. Bazı malzemeler daha düşük alanlarda bile doyuma ulaşabilir, bu tür malzemeler yumuşak olarak sınıflandırılırken, bazı malzemeler doyuma ulaşabilmek için çok daha yüksek alanlara ihtiyaç duyarlar ve sert olarak sınıflandırılırlar. Şekil 2.6'ya göre Fe, Ni ve Co'tan daha yumuşak manyetik bir malzemedir.

Şekil 2.6 ferromanyetik malzemeler için tam olarak mıknatıslanma eğrisi değildir, sadece demanyetize durumda uygulanan alanla birlikte doyuma ulaşma grafiğidir. Örnek olarak paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi tersinirdir. Yani uygulanan alana zıt yönde alan uygulandığında aynı yolu takip eder. Fakat ferromanyetik malzemeler için bu durum söz konusu değildir. Ferromanyetik malzemeler doyuma ulaştıkları değerden sonra ters yönde dış manyetik alana maruz kaldıklarında farklı bir yol izleyerek Şekil 2.7’deki gibi bir çevrim sergilerler.



Şekil 2.7 Ferromanyetik malzemeler için histeresis eğrisi

Şekil 2.7’de orijinden başlayıp “a” noktasına kadar olan kısım Şekil 2.6’da ki kısım ile aynı bölgedir. Daha sonra “a” noktasında doyuma ulaşan ferromanyetik malzemeye ters (negatif) yönde bir alan uygulandığı zaman artık doyuma ulaştığı yol üzerinden gelmeyerek farklı bir yol üzerinden “b” noktasına gider. Ters yönde uygulanan alan belirli bir değerden sıfıra geldiğinde yani “b” noktasında malzeme hala mıknatıslık özelliği sergilemektedir, bu noktaya özel olarak M_R kalıcı mıknatıslanma denilmektedir. Ters yönde uygulanan alanı arttırarak devam edildiğinde “c” noktasına gelinilir ve bu nokta mıknatıslanmayı sıfır yapan değerdir ve $-H_C$ sıfırlayıcı alan olarak bilinir. Son olarak alanı arttırmaya devam edilirse negatif yönde doyum mıknatıslanma değeri yani “d” noktası elde edilir. Bu işlem negatif doyum noktasından başlanarak pozitif yönde alan uygulanarak yapıldığında, “e” noktasında $-M_R$, “f” noktasında ise H_C değerleri belirlenebilir.

2.4.2 Değiş-tokuş etkileşmesi

Değiş-tokuş etkileşmesi ilk olarak 1928 yılında Heisenberg tarafından ferromanyetik malzemelerde moleküler alanın kaynağını açıklamak için öne sürüldü [20]. Heisenberg moleküler alanın komşu atomların çiftlenmemiş elektronlarının spinleri arasındaki kuantum mekaniksel kökenli değiş-tokuş etkileşmesinden kaynaklandığını gösterdi. Hidrojen atomları ile yapılan deneyler sonucunda, ortaya çıkan elektrostatik Coulomb enerjisinden yararlanılarak spinler arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi denklem 2.5'deki gibi elde edildi [15].

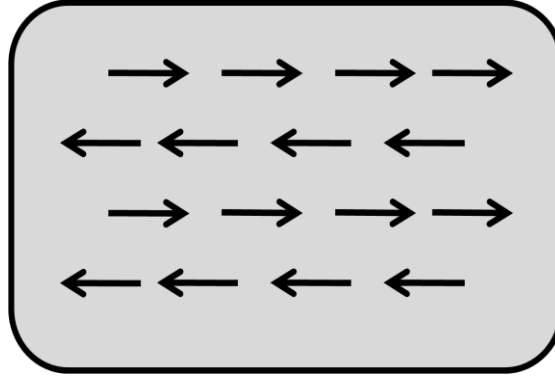
$$H_{\text{değ.-tok.}} = -2 \sum_{i < j} J_{ij} S_i \cdot S_j \quad (2.5)$$

Denklem 2.5'de J değiş-tokuş etkileşme sabiti, S atoma ait spin değeridir. Spinler arasında değiş-tokuş etkileşmesi olabilmesi için, son yörüngelerinde çiftlenmemiş elektronlara sahip iki komşu atom birbirine yaklaştırılmalıdır. Birbirine yaklaştırılan atomların elektronları eğer birbirlerine antiparalel konumda iseler ortak bir yörüngeyi paylaşırlar. Aynı yörüngeyi paylaşan iki elektronun birbirlerine yaklaşması sonucunda elektrostatik Coulomb enerjisi ortaya çıkar. Coulomb enerjisi spinler arası etkileşmeye uyarlandığı için değiş-tokuş etkileşmesi denklem 2.5'deki gibi yazılabilir. Fakat eğer elektronlar birbirlerine paralel konumda iseler, Pauli dışlama ilkesine göre aynı spin durumuna sahip iki elektron uzayda aynı noktada bulunamadığı için ortak bir yörünge paylaşamazlar. Ortak bir yörünge paylaşmayan elektronlar arasında yeterli bir mesafe olmadığından dolayı elektriksel etki oluşmayacaktır. Bu durumda değiş-tokuş etkileşmesi gözlemlenmeyecektir.

2.5 Antiferromanyetizma

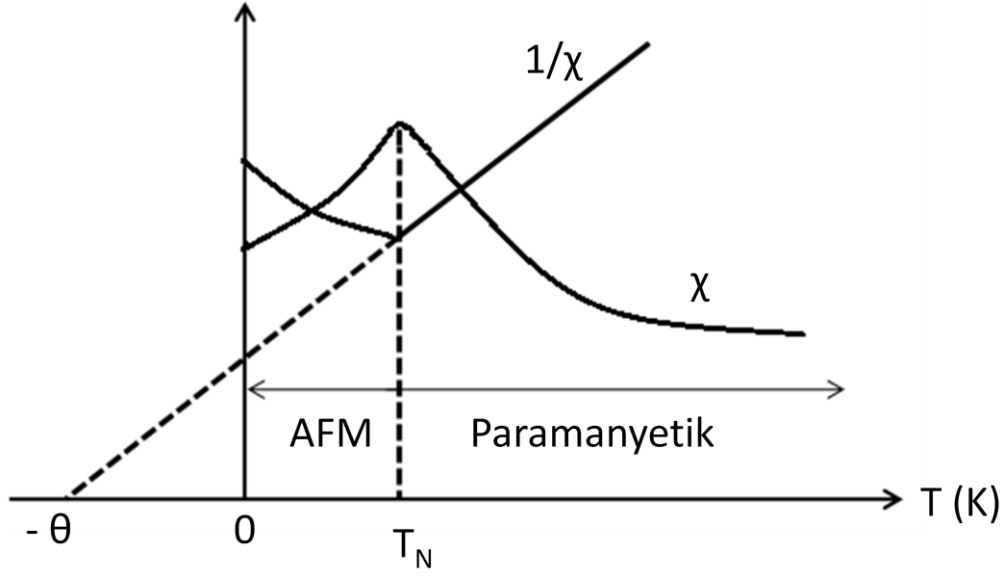
Antiferromanyetizma aynı ferromanyetizmada olduğu gibi manyetik momentler arasında belirli bir düzenin olması durumudur. Fakat ferromanyetizmadan farklı olan en önemli özelliği manyetik momentlerin veya komşu spinlerin birbirlerine antiparalel olacak şekilde yönelmesi (Şekil 2.8) ve manyetik alan olmadığı durumda net manyetik momentin sıfır olmasıdır. Böylece

antiferromanyetizmada kendiliğinden mıknatıslanma yoktur ve mıknatıslanmanın etkisi son derece zayıftır. Antiferromanyetizmanın manyetik duygunluğu aynı paramanyetizmada olduğu gibi 10^{-5} ile 10^{-2} mertebesindedir.



Şekil 2.8 Antiferromanyetik düzene sahip manyetik momentler.

Antiferromanyetik malzemelerin manyetik moment eksenine paralel bir dış manyetik alan uygulandığında, alana paralel ve antiparalel olan spinler hemen hemen hiç dönmez. Güçlü moleküler alanın varlığı sebebiyle mevcut olan spin düzenini dışarıdan uygulanan alanla yenmek çok zordur. Eğer sıcaklık arttırılırsa manyetik momentler arasındaki düzen azalır ve belirli bir kritik sıcaklık değerinde antiferromanyetik malzemenin manyetik momentleri paramanyetik düzene yani gelişi güzel yönelime sahip olur. Antiferromanyetik malzemeler için kritik geçiş sıcaklık değeri Néel sıcaklığı (T_N) olarak adlandırılır. Manyetik duygunluk değeri antiferromanyetik malzemeler için Néel sıcaklığına bağlı olarak değişir, malzeme Néel sıcaklığı üzerinde paramanyetik olacağından dolayı duygunluk eğrisi paramanyetizmadaki gibi olacaktır. Fakat sıcaklık Néel sıcaklığının altına indiği andan itibaren duygunluk azalmaya başlar (Şekil 2.9).



Şekil 2.9 Antiferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.

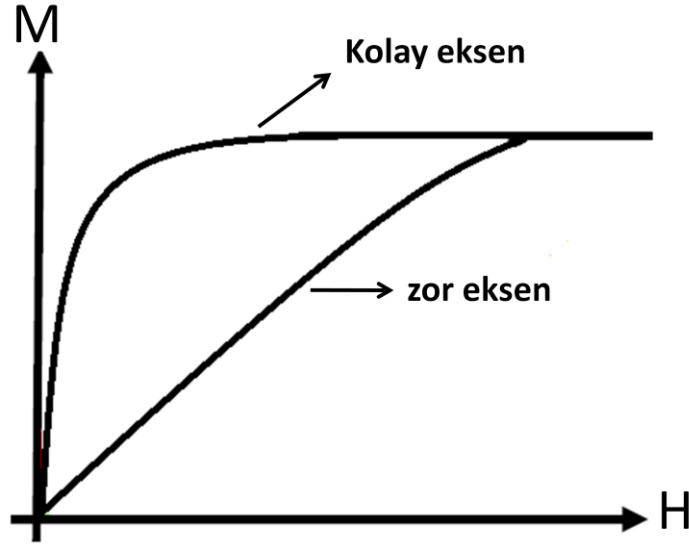
3. MANYETİK ANİZOTROPI

3.1 Giriş

Manyetik anizotropi kendiliğinden mıknatıslanma yöneliminin malzemenin iç enerjisine bağımlı olması durumudur [16]. Manyetik anizotropi ifadesi malzemenin kristal yapısıyla aynı simetriye sahip olduğundan dolayı manyetokristal anizotropi olarak da bilinir.

Manyetik malzemelere bir dış manyetik alan uygulandığında malzeme içerisindeki manyetik momentler uygulanan dış manyetik alan doğrultusunda yönelme eğilimi gösterirler. Malzemenin kristal simetrisine uygun bir doğrultuda dış manyetik alan uygulandığında manyetik momentler kolayca düzene girerken, başka bir doğrultudan dış manyetik alan uygulandığında daha zor düzene girebilirler. Manyetik malzeme içerisindeki manyetik momentler malzemenin kristal yapı eksenlerine bağlı olarak uygulanan bir dış manyetik alan karşısında farklı tepki gösterirler. Manyetik malzeme içerisindeki manyetik momentleri düzene sokmak için gerekli dış manyetik alanın şiddetinin düşük olduğu kristal doğrultusuna “kolay eksen” denir. Manyetik momentler kolay eksen alan doğrultusunda yönelmeyi tercih edecekleri için, kalıcı mıknatıslanmanın kolay ekseninde daha büyük olması beklenen bir durumdur. Diğer taraftan malzemenin doyuma gidebilmesi için yüksek manyetik alan gerektirdiği kristal yapı yönelimi için zor eksen ifadesi kullanılır. Bu durumda manyetik malzeme üzerine uygulanan yüksek dış manyetik alan, manyetik momentleri düzene sokmakta zorlanır. Bu kristal doğrultusuna “zor eksen” denir.

Kolay ve zor eksenler arasındaki bu farklılık elektron yörüngelerindeki eşleşmeden kaynaklanır. Kolay eksen doğrultusundaki yörüngeler daha düşük enerji düzeylerindedirler. Bu nedenle, bu eksen doğrultusundaki manyetik momentleri yönlendirmek daha kolaydır. Zor eksen doğrultusundaki yörüngeler için ise bu olayın tam tersi geçerlidir [21].



Şekil 3.1 Manyetik bir malzemenin manyetik eksenlere göre M-H grafiği.

3.2 Kristal Anizotropi

Kristal anizotropi, manyetik malzemenin kolay ve zor eksenleri arasındaki enerji farkı olarak ortaya çıkan anizotropi enerjisidir. Manyetik kristal bir yapı temel olarak spin-yörünge-örgü etkileşmeleri üzerine kurulmuştur. Fakat bu etkileşmelerin kristal anizotropiye katkıları farklıdır. Kristal anizotropinin temel kaynağı spin-yörünge etkileşmesidir. Manyetik malzemelerde spinler ve yörüngeler arasında bir etkileşme vardır. Bir elektronun spinini yeniden yönlendirmek için dışarıdan bir alan uygulandığında, spin-yörünge etkileşmesinden dolayı, yörünge de yeniden yönlendirilmeye çalışılır. Fakat yörünge, örgüyle son derece sağlam bir şekilde etkileşme içinde olduğundan dolayı yeniden yönlendirilemez. Yörüngede değişim olmadığı için spin eksenini yeniden yönlendirmeye karşı direnç gösterir. Böylece kristal anizotropi ortaya çıkar. Kolay eksenden uzaktaki bir spini yeniden yönlendirmek için gerekli olan enerji, spin-yörünge etkileşmesini yenebilmeye ihtiyaç duyulan enerji kadardır. Bu etkileşme, genellikle spinleri yöneltmek için birkaç yüz Oersted (Oe) alan gerektirdiğinden, zayıf bir etkileşmedir.

Spin-spin etkileşmesinde, iki spin arasında değiş-tokuş etkileşmesi vardır. Bu etkileşme çok güçlü olabilir ve komşu spinleri paralel veya antiparalel tutar. Aynı zamanda bu etkileşmedeki değiş-tokuş enerjisi izotropiktir. Heisenberg tarafından

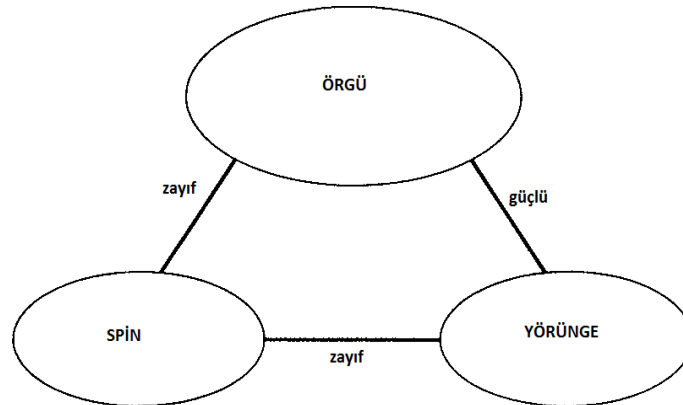
yazılan değiş-tokuş enerjisi ($E_{\text{değ.-tok.}}$) denklem 3.1’de görüldüğü gibi sadece spinler arasındaki Φ açısına bağlıdır.

$$E_{\text{değ.-tok}} = -2JS_iS_j \cos \Phi \quad (3.1)$$

Burada, S birbirlerine komşu olan iki manyetik moment, Φ iki spin arasındaki açısını ve J değiş-tokuş integralini göstermektedir. J pozitif ise malzeme ferromanyetik, J negatif ise malzeme antiferromanyetikdir. Denklem 3.1 durumunda, spinlerin kristal örgüyü etkilemediği değiş-tokuş enerjisinin sadece Φ açısına bağlı olduğu açıkça görülmektedir. Bu sebepten dolayı spin-spin etkileşmesi kristal anizotropiye katkı sağlamaz.

Kristal bir yapıda, atomlar periyodik olarak belirli bir düzene sahip bir şekilde dizilmişlerdir. Bu dizilime göre atomlardaki elektronlar da belirli bir yörüngede hareket etmek zorundalar. Bu sebepten dolayı elektronların yörüngesi kristal örgüyle son derece güçlü bir etkileşme içerisindedir. Yani yörünge ile örgü çok sağlam bir şekilde uyumlu olduğu için, dışarıdan çok yüksek bir manyetik alan uygulansa bile kristal yapı değişmeyeceği için yörünge de değişmez. Böylece kristal anizotropiye yörünge–örgü etkileşmesi katkı sağlamaz.

Kristal bir örgüde birçok atom bulunmaktadır ve her bir atomun çevresi elektron yörüngeleriyle çevrilidir. Bu elektron yörüngelerinde manyetik momentler veya spinler bulunmaktadır. Spinler ile örgü arasında ki etkileşme birbirlerini etkilemeyecek kadar küçük olduğundan dolayı kristal anizotropiye katkısı yoktur. Şekil 3.2’de spin, örgü ve yörünge arasındaki etkileşmenin şiddeti verilmektedir.



Şekil.3.2 Spin-yörünge-örgü etkileşmesi.

3.3 Tek Eksenli (Uniaxial) Manyetik Anizotropi

Anizotropi çeşitleri arasında en basit durum tek eksenli (uniaxial) manyetik anizotropidir. Örnek olarak hcp kobalt, kendiliğinden mıknatıslanmasının kolay eksenini kristalin c-eksenine paralel olacak şekilde ve tek eksenli anizotropi sergiler. Mıknatıslanma vektörü M c-ekseninden uzaklaştığında anizotropi enerjisi ilk olarak θ açısıyla artar. Burada θ açısı M ile c-ekseni arasındaki açıdır. M ile c-ekseni arasındaki θ açısı 90° iken maksimum değerini alır ve kolay eksenden uzaklaştığı anlamına gelir, θ açısı 0° veya 180° iken mıknatıslanma kolay eksen boyuncadır. Bu konuyla ilgili detaylı bilgi mıknatıslanma kitaplarında bulunmaktadır [15,16].

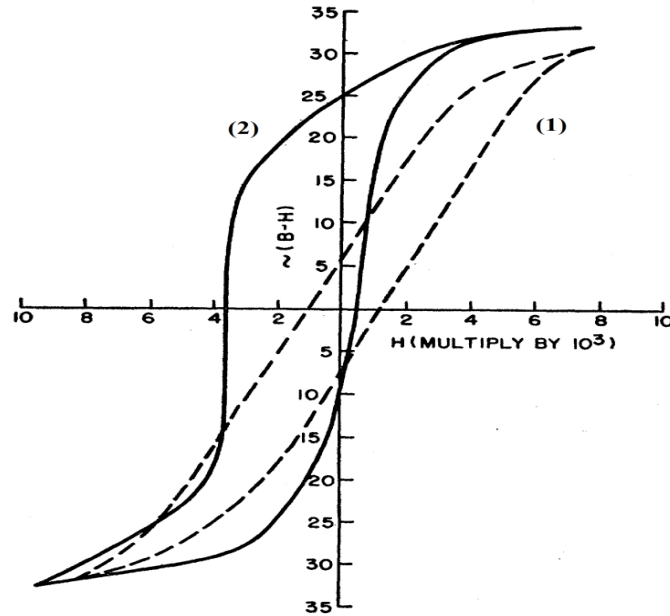
3.4 Değiş-tokuş (exchange) Anizotropisi

Ferromanyetik ve antiferromanyetik malzemelerden oluşan bir sistemde, antiferromanyetik malzemenin Néel sıcaklığından daha düşük sıcaklıklara kadar alan altında soğutulursa, antiferromanyetik malzeme alan altında düzene girer ve ferromanyetik malzemeyle etkileşmeye başlar. Bu etkileşme sonucunda sistemin mıknatıslanma eğrisi genellikle alanda soğutma yönüne zıt yönde (negatif) veya nadiren aynı yönde (pozitif) alan eksenini boyunca yer değiştirir. Bu mıknatıslanma eğrisinin yer değiştirmesi veya kayması “kaydırma etkisi” olarak bilinir. Bu kaymanın nedeni ise, alan altında soğutulduktan sonra sistemde tek yönlü bir anizotropinin meydana gelmesidir. Tek yönlü anizotropi veya kaydırma etkisi olarak isimlendirilen bu anizotropi çeşidi bir sonraki bölümde detaylıca incelenecektir.

4. KAYDIRMA (EXCHANGE BIAS) ETKİSİ

4.1 Kaydırma Etkisinin Keşfi

Tek yönlü kaydırma anizotropi olarak da bilinen kaydırma (exchange bias) etkisi ilk olarak 1956 yılında W. H. Meiklejohn ve C. P. Bean tarafından Co/CoO parçacıkları üzerinde çalışırken keşfedildi [1,2]. W. H. Meiklejohn ve C. P. Bean tarafından yapılan deneyde, alan altında soğutulan AFM ile FM manyetik momentleri ortak ara yüzeyde değiş-tokuş eşleşmesi ile etkileşmeye başlıyor. Böylece Co/CoO parçacıklarının mıknatıslanma eğrisinin negatif yöne doğru kaydığı gözlemleniyor (Şekil 4.1).



Şekil 4.1 77 K'e kadar alansız soğutulan (1) ve alan altında soğutulan (2) Co/CoO parçacıklarının histeresis eğrisi [1].

Şekil 4.1'de kesikli çizgi ile gösterilen (1) numaralı eğri sıfır alanda 77 K'e kadar soğutulan Co/CoO parçacıklarının histeresis eğrisidir. Bu eğrinin sıfırlayıcı alanın birbirine eşit olduğu ve merkeze göre simetrik bir şekilde konumlandığı açıkça görülmektedir. Yani alan olmadığı zaman AFM ve FM malzemelerin manyetik momentleri sadece soğutma işlemiyle tam olarak etkileşmeye giremiyor ve kaydırma etkisi gözlemlenmiyor. Bunun sebebi malzeme alansız soğutulduğunda CoO'in

manyetik momentlerinin antiferromanyetik düzene tam olarak girememesidir. Şekil 4.1’de kalın çizgi ile gösterilen (2) numaralı eğri, 10 kOe’lik alanda 77 K’e kadar soğutulduktan sonra elde edilen eğridir. Bu eğride (1) numaralı eğriden farklı olarak, sıfırlayıcı alanların artık birbirlerine eşit olmadığı ve histeresis eğrisinin negatif alanlara doğru kaydığı görülmektedir. Bunun sebebi ise alanda soğutma etkisiyle CoO’in antiferromanyetik düzene sahip olması ve arayüzeyde Co ile CoO’in manyetik momentlerinin çok güçlü etkileşmesiyle sisteme tek yönlü anizotropi kazandırmasıdır. 1956’dan beri farklı malzeme sistemlerinde üzerinde kaydırma etkisini gözlemlemek amacıyla pek çok deneysel [1, 2, 6-11] ve teorik çalışmalar [12-14] yapıldı. Fakat aradan yarım asırdan fazla zaman geçmesine rağmen ara yüzeydeki değiş-tokuş etkileşmesinin kaynağı tam olarak açıklanamamıştır.

4.2 Kaydırma Etkisinin Uygulama Alanları

Son yıllarda kaydırma etkisi teknolojik açıdan büyük öneme sahip olmuştur. Özellikle sabit disk okuyucu kafalarında ve manyetik RAM’ler de (MRAM) kullanılan spin vanaları bunun en yaygın örneğidir (Şekil 4.2). Bu tip cihazlar iki FM tabaka arasına manyetik olmayan bir tabaka yerleştirilerek elde edilir. Bu sistemde bulunan iki FM tabakadan birisi AFM tabaka ile temas halinde bulunan FM tabaka sabit (pinned) tabaka olarak adlandırılır. Diğer FM tabaka ise “serbest” veya “sensör” olarak adlandırılır.

GMR (dev manyeto-direnç) etkisi, Şekil 4.2’de gösterilen sistemde manyetik olmayan tabaka yerine iletken bir malzeme kullanılarak elde edilir. Her iki ferromanyetik katmanın mıknatıslanma yönlerinin paralel olduğu durumda sistem minimum elektriksel direnç gösterirken (sabit voltajda maksimum akım geçer), mıknatıslanma yönlerinin anti paralel olduğu durumda sistem diğer duruma göre maksimum elektriksel direnç sağlar. Bu etki manyetik alan sensörlerinin temelini oluşturur [22,23].

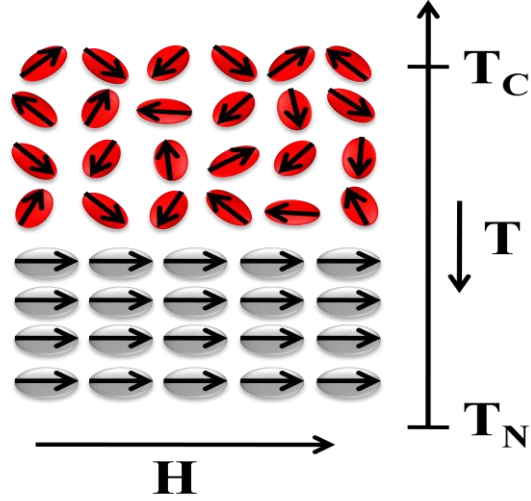


Şekil 4.2 Manyetik kayıt teknolojisinde kullanılan GMR ve TMR yapısını oluşturan “spin vanası” sistemi.

TMR (tünelleme manyeto-direnç) etkisi Şekil 4.2’deki sistemde iki ferromanyetik arasına manyetik olmayan yalıtkan bir malzeme kullanılarak elde edilir. Bu yalıtkan tabakanın kalınlığı birkaç nanometre mertebesindedir. Ferromanyetik katmanların yüzeyine dik olarak sabit bir voltaj uygulandığında elektronlar kuantum tünelleme yoluyla yalıtkan tabakadan geçerek akım oluşturabilirler. Ferromanyetik katmanlardaki mıknatıslanma vektörleri dış manyetik alanla kontrol edilerek paralel ve antiparalel yönelimler için farklı manyetodirenç değerleri elde edilir [23,24, 25].

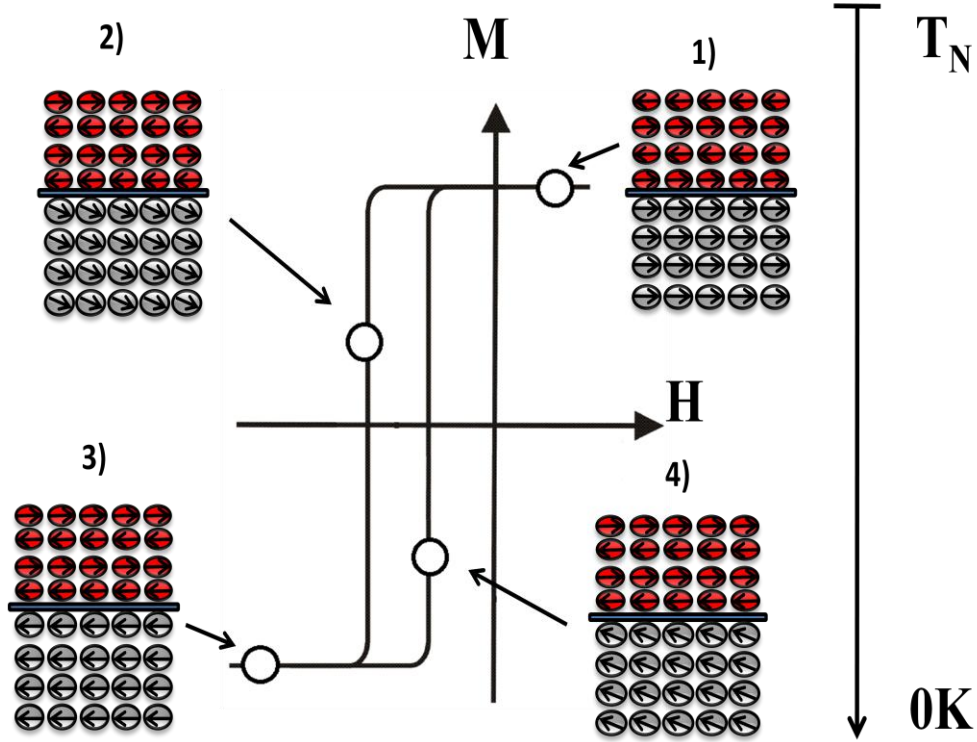
4.3 Kaydırma Etkisi Modeli

Kaydırma etkisinin gözlenebilmesi için FM bir tabaka ile AFM bir tabaka temas halinde olması ve bazı şartların gerçekleşmesi gerekmektedir. İlk olarak FM ve AFM tabakaların kendilerine has manyetik düzende olmaları gerekmektedir. Bölüm 2.4’de anlatıldığı gibi FM malzeme, manyetik düzenin sağlanabilmesi için sıcaklığın T_C değerinin altında olması gerekmektedir (Şekil 4.3).



Şekil 4.3 $T_N < T < T_C$ durumunda FM ve AFM tabakalarının manyetik düzeni.

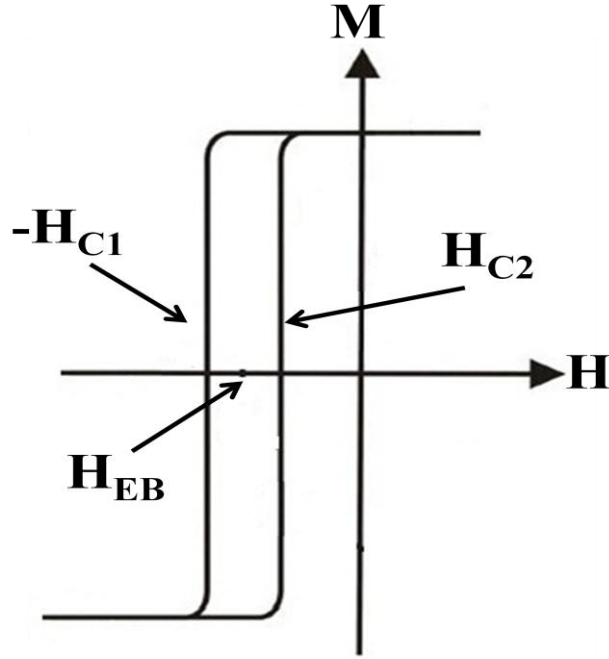
T_C değeri altında FM malzeme belirli bir düzene sahipken, AFM malzeme henüz kendi düzenine geçmemiş yani hala paramanyetik durumdadır. Bu nedenle AFM/FM sistemi alan altında, T_N sıcaklığının altına kadar soğutulmalıdır. T_N sıcaklığının altına inildiği andan itibaren AFM düzen oluşur ve $T < T_N < T_C$ durumunda ara yüzeyde başlayan değiş-tokuş eşleşmesi ile FM tabakasının histeresis eğrisi negatif veya pozitif yöne kayar (Şekil 4.4).



Şekil 4.4 $T < T_N < T_C$ durumunda histeresis eğrisi ve FM/AFM tabakaların mıknatıslanma düzeni.

Şekil 4.4’de, 1 durumunda FM ve AFM ara yüzeylerinde ki değiş-tokuş eşleşmesi FM tabakanın manyetik momentlerini soğutma alanına paralel olarak tutar. 2 durumunda soğutma alanına ters yönde uygulanan manyetik alan FM tabakanın manyetik momentlerini ters yönde yöneltmeye başlar. Ancak arayüzeyde güçlü değiş-tokuş etkileşmesi nedeniyle FM tabakanın manyetik momentleri tamamen alan yönünde dönmezler. Yeterli dış alan uygulandığında (3 durumu) FM tabakanın momentleri uygulanan alana paralel olacak şekilde yönlendirilebilir. Bu süreç tersinir olduğundan dolayı aynı işlem 3 durumundan başlayarak sırasıyla 4 ve 1 durumlarını izleyerek devam eder ve histeresis çevrimi tamamlanmış olur. Kaydırma etkisinin T_N sıcaklığının hemen altında gözlenmesi gerekir. Fakat kullanılan AFM malzemenin ve arayüzeyin kalitesine göre bu etki T_N ’den daha düşük sıcaklıklarda gözlenebilir.

Histeresis çevrimi üzerindeki H_{C1} ve H_{C2} histeresis çevriminin mıknatıslanmayı sıfır yapan kolları yani sıfırlayıcı alanlar, H_{EB} ise kaydırma etkisi alanı olarak tanımlanır (Şekil 4.5).



Şekil 4.5 Histeresis çevrimi üzerindeki H_{C1} ve H_{C2} alanları, ve kaydırma (H_{EB}) alanı.

4.4 Kaydırma Etkisinin Teorik Modeli

Kaydırma etkisinde histeresis çevriminin şeklini hesaplayabilmek için Meiklejohn ve Bean tarafından bir model önerildi [1, 11]. Bu model Bölüm 4.3'te anlatılan kaydırma etkisi modeline uygun şekilde öne sürülmüştür. Fakat aralarında bazı önemli farklılıklar vardır. İdeal Meiklejohn ve Bean modelinde, uygulanan dış manyetik alanın AFM malzemenin manyetik momentlerin yönelimini etkilemediği düşünülmektedir. Bu modelde birim alana düşen enerji ifadesi denklem 4.5'teki gibidir [26].

$$E = -\mu_0 H M_F t_F \cos(-\beta) + K_F t_F \sin(\beta)^2 - J_{EB} \cos(\beta) \quad (4.5)$$

Burada t_F ferromanyetik malzemenin kalınlığı, J_{EB} ise birim alan başına düşen ara yüzey değiş-tokuş enerjisidir. M_F ve K_F ferromanyetik malzemenin sırasıyla

mıknatıslanması ve anizotropi sabitidir. Şekil 4.6'da gösterilen β , K_F ile K_F arasındaki açıdır.

Denklem 4.5 çözüldüğünde aşağıdaki sıfırlayıcı alan denklemleri çıkartılır [26]:

$$H_{C1} = -\frac{2K_F t_F + J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (4.6)$$

$$H_{C2} = \frac{2K_F t_F - J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (4.7)$$

Denklem 4.6 ve 4.7 kullanılarak histeresis çevriminin kolları olan sıfırlayıcı alan (H_C) ve histeresis çevriminin yer değiştirme miktarı (H_{EB}) elde edilir:

$$H_C = \frac{-H_{C1} + H_{C2}}{2} \quad (4.8)$$

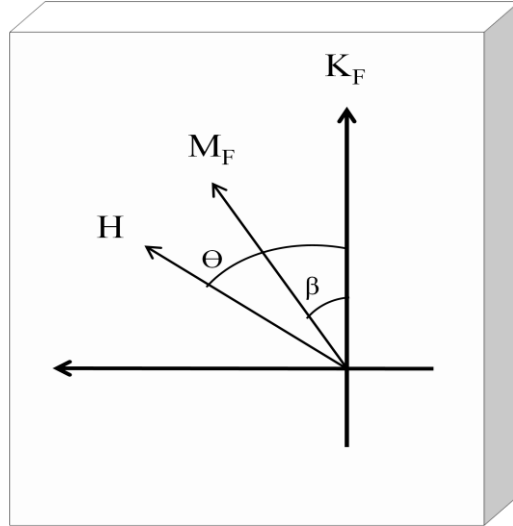
$$H_{EB} = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2} \quad (4.9)$$

Denklem 4.6 ve 4.7, denklem 4.8 ve 4.9'da yerlerine yazılırsa:

$$H_C = \frac{2K_F}{\mu_0 M_F} \quad (4.10)$$

$$H_{EB} = -\frac{J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (4.11)$$

denklemleri elde edilir. Burada denklem 4.11 kaydırma etkisinin temel formülüdür ve ideal bir sistem için histeresis çevriminin beklenen karakteristik özelliklerini verir.



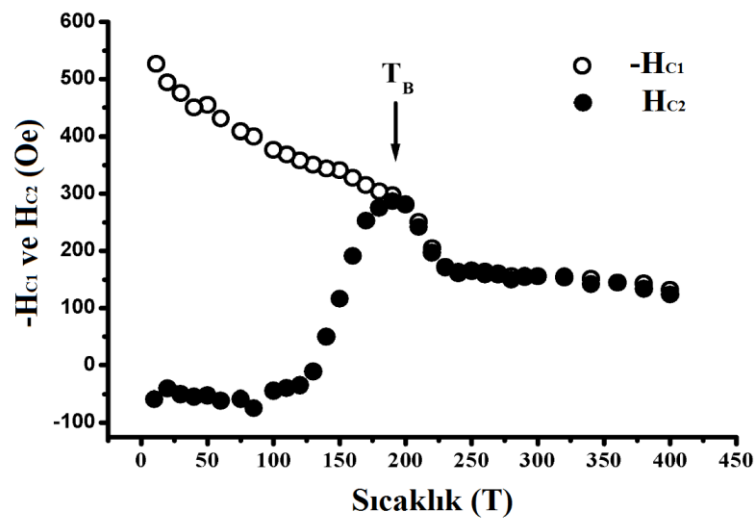
Şekil 4.6 İdeal Meiklejohn ve Bean modelindeki açı ve vektörlerin şematik gösterimi. K_{AF} ve K_F , sırasıyla AFM ve FM malzemelerine ait anizotropi sabitleridir. Bunların soğutma alanı yönüne paralel olduğu düşünülmüştür. M_F , FM malzemeye ait mıknatıslanma değeridir. β , K_F ile M_F arasındaki açıdır [1, 2, 11, 26].

İdeal Meiklejohn ve Bean modeline göre, bir FM ile bir AFM malzeme temas halindeyken soğutma alanı yönüne bağlı olarak aşağıdaki şartların sağlandığı düşünülür [26].

- FM tabakanın manyetik momentleri bir bütün olarak beraber dönerler
- FM ve AFM tabakalar tekli domen yapısındadır
- AFM ve FM tabakalar arasındaki ara yüzey pürüzsüzdür
- Alan uygulandığında FM tabakanın manyetik momentleri dönerken AFM tabakanın manyetik momentleri değişmez
- AFM tabakanın ara yüzeyde yer alan manyetik momentleri tam olarak eşleşmemiştir. Yani ara yüzeydeki AFM tabaka net bir manyetik momente sahiptir.
- FM ve AFM tabakalar ara yüzeylerinde meydana gelen değiş-tokuş etkileşimiyle etkileşirler
- AFM tabaka örnek düzleminde (in-plane) tek eksenli (uniaxial) manyetik anizotropiye sahiptir.

4.5 Kaydırma Etkisinin Sıcaklığa Bağlı Davranışı

Kaydırma etkisinin ortaya çıkabilmesi için gerekli şartlardan biri uygulanan dış manyetik alan, diğeri ise sıcaklıktır. Uygulanan dış manyetik alan malzemenin karakteristik özelliğine bağlı olarak değeri ayarlanabilen bir değişkendir. Sıcaklık değeri ise manyetik düzeni belirlemede ve temas halinde bulunan FM ve AFM tabakalar arasındaki etkileşmenin başlamasında önemli rol oynar. Kaydırma etkisinin $T < T_N < T_C$ şartına bağlı olarak ortaya çıkması beklenir. Bu şartı $T_N < T_C$ değeri arasında büyük fark olduğundan dolayı kısaca $T \leq T_N$ şeklinde yazabiliriz. Bu durumda kaydırma etkisinin ilk olarak görülmeye başladığı sıcaklık değeri T sıcaklığıdır. Bu sıcaklık değerinden itibaren FM tabakanın anizotropisi kaydırma etkisiyle tek yönlü anizotropi tarafından engellenmeye çalışıldığı için bu sıcaklık değeri engelleme (blocking) sıcaklığı (T_B) olarak adlandırılır. O halde $T \leq T_N$ eşitliğini $T_B \leq T_N$ şeklinde yazılabilir. Normalde T_B sıcaklık değeri AFM tabakanın kalınlığına bağlı olarak değişmektedir [8, 11, 26-28]. AFM tabakanın kalınlığı kritik kalınlık değerinin altındaysa AFM malzemeye ait T_N değeri önemli ölçüde azaltmaktadır. Bu sonuç, tek kristal ve kalın AFM filmleri temeline dayanan sistemler için $T_B \approx T_N$ olduğunu [34-37], çok ince filmlerde ise $T_B < T_N$ olduğunu söylemektedir [11, 38-41]. T_B değeri aynı zamanda sıfırlayıcı alanların (H_{C1} ve H_{C2}) birbirlerinden ayrılmaya başladığı sıcaklık değeri olarak da bilinir (Şekil 4.7).

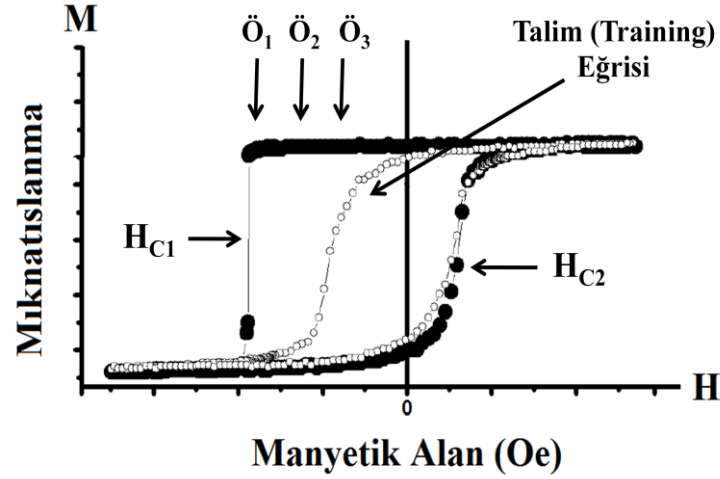


Şekil 4.7 H_{C1} ve H_{C2} alanlarının sıcaklığa bağlı değişimi ve T_B değeri [26].

Deneysel çalışmalar, sıcaklık azalırken H_{C1} değerinin önemli derecede arttığını ve H_{C2} değerinin fazla değişmediği hemen hemen sabit kaldığını göstermektedir. Bu da, sıcaklık azaldığında histeresis çevriminin genel olarak negatif yöne doğru kaymasına sebep olur. Bu sonuca bağlı olarak kaydırma etkisi de sıcaklığın azalmasıyla etkisini arttırmaktadır.

4.6 Talim (Training) Etkisi

Alan altında T_N 'den daha düşük sıcaklıklara soğutulan bir AFM/FM sisteminin mıknatıslanma eğrisinin kaydırma etkisi gösterdiğini biliyoruz. Ancak deneysel sonuçlar aynı sıcaklık değerinde defalarca histeresis eğrisi ölçümü yapıldığında, kaydırma etkisinin tamamen kaybolduğunu göstermektedir. Buna talim (training) etkisi denilmektedir [42-47]. Şekil 4.8'de \ddot{O}_1 ile gösterilen 1. ölçüm alanda soğutulduktan sonra ilk alınan histeresis çevrimidir ve kaydırma etkisi açıkça görülmektedir. Fakat T_N sıcaklığının üzerine çıkmadan aynı sıcaklık değerinde peş peşe ölçümler alındığında ($\ddot{O}_2, \ddot{O}_3 \dots$) H_{C1} ve H_{C2} değerleri azalmaktadır. Belirli bir ölçüm sayısından sonra da kaydırma etkisi tamamen kaybolur. Talim etkisi deneysel çalışmalarda zaman yönünden çok büyük kayba sebep olduğundan dolayı olumsuz bir etki olarak görülmektedir.



Şekil 4.8 Histeresis çevriminde talim etkisi \ddot{O}_1 ile gösterilen 1.ölçüm T_N sıcaklığı üzerinden düşük sıcaklıklara inilerek alınmış ilk histeresis çevrimidir ve \ddot{O}_2 ve \ddot{O}_3 ile gösterilen 2. ve 3. ölçümler T_N sıcaklığı üzerine çıkmadan peş peşe alınmış histeresis çevrimleridir. Beyaz noktalı eğri ise, talim etkisi ile histeresis çevriminin simetrik hale gelip, kaydırma etkisinin tamamen yok olduğu durumunu göstermektedir [26].

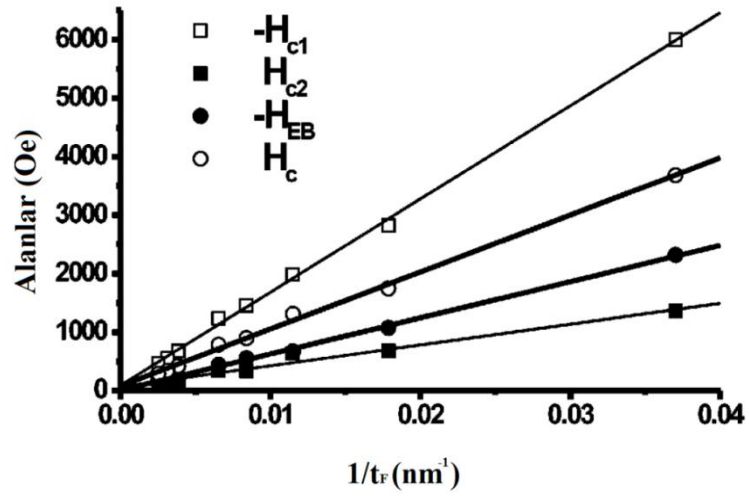
4.7 Kaydırma Etkisinin Kalınlığa Bağlı Davranışı

Kaydırma etkisinde iki temel etken olan dış manyetik alan ve sıcaklığın yanı sıra, FM ve AFM tabakalarının kalınlıkları da büyük önem taşımaktadır. Yapılan deneysel çalışmalarda, eğer AFM tabaka olarak CoO kullanıldıysa, kaydırma etkisinin 20-30 nm civarlarına kadar AFM tabakanın kalınlığıyla doğru orantılı olarak arttığı gözlenmiştir [11, 28-31]. Bu değerden sonra kaydırma etkisi AFM tabakanın kalınlığıyla değişmemiştir. Bununla birlikte, denklem 4.11'den de açıkça görüleceği gibi FM tabakanın kalınlığı da kaydırma etkisini değiştirmektedir:

$$H_{EB} \approx \frac{1}{t_F} \quad (4.12)$$

Denklem 4.12'ye göre, ferromanyetik tabakanın kalınlığı arttıkça kaydırma etkisi azalmaktadır [11, 32, 33, 48]. Bu durumun sebebi değiş-tokuş etkileşmesinin ara yüzeyde olması ve kalınlık arttıkça FM tabakanın manyetik momentlerini çevirecek gücün mesafeye bağlı olarak azalmasıdır.

Denklem 4.12 ile belirlenen teorik sonuç deneysel çalışmalarla da kanıtlanmıştır. Şekil 4.9'da FM tabakanın kalınlığına bağlı olarak H_{C1} , H_{C2} , H_{EB} , ve H_C 'nin değişimleri gösterilmiştir [26].



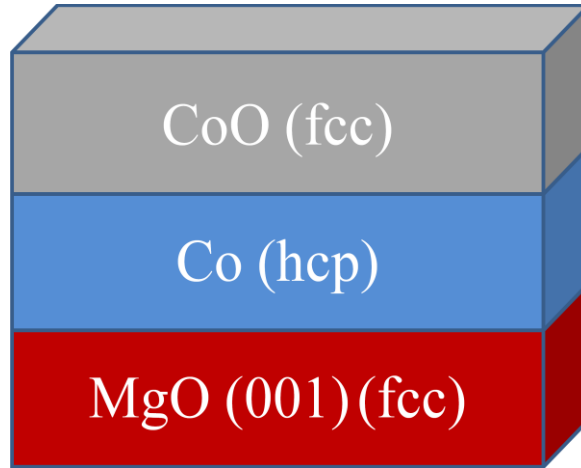
Şekil 4.9 Sıfırlayıcı alanlar $-H_{C1}$, H_{C2} ve H_C değerleri ile kaydırma etkisi H_{EB} değerinin farklı kalınlıklardaki ferromanyetik malzemenin kalınlığına bağlı olarak yapılmış olan çalışmanın teoriyle uyumu [26].

5. DENEYSEL METOTLAR

5.1 Örneklerin Hazırlanması

İnce filmler yarı iletken cihaz yapımında, optik kaplamalarda, manyetik kayıt ve algılama sistemlerinde yaygın şekilde kullanılmaktadır. Küçük kalınlıklara sahip olması ve üç boyutlu olmasından dolayı kristal yönlenmesi ve çok katlı yapılardan kaynaklanan kuantum boyut etkilerini görmek mümkündür. Aynı zamanda küçük kalınlığın avantajlarından biri de yüzey/hacim oranının hacimli malzemelere göre çok daha fazla olmasıdır. İnce film bir alttaş üzerine kaplanır ve alttaş, filmle ortak bir sistem oluşturur. Bu ortak yapının özellikleri hem ince filmin özelliğine hem de alttaşın özelliğine bağlıdır.

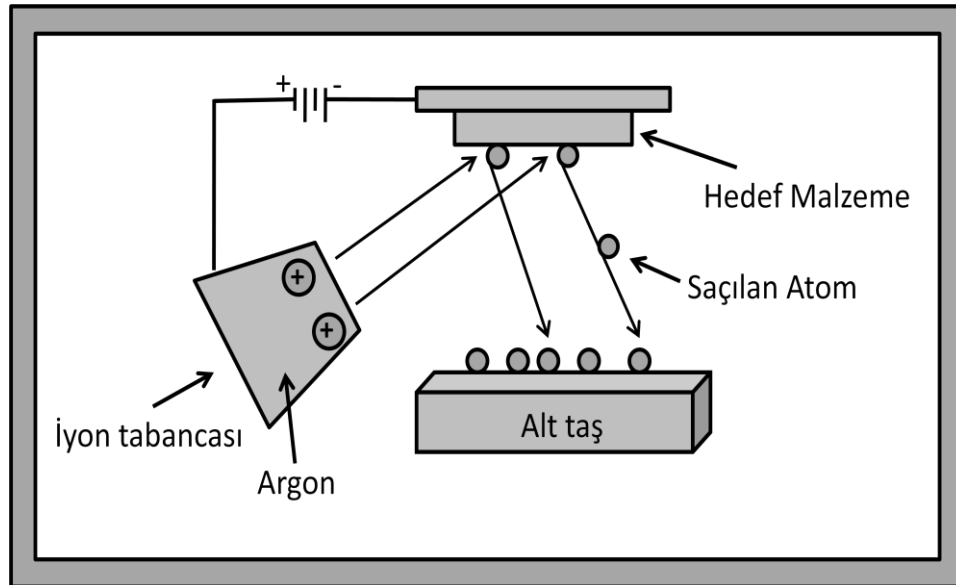
Bu çalışmada kaydırma etkisini araştırmak için ferromanyetik malzeme olarak kobalt (Co), antiferromanyetik malzeme olarak kobalt oksit (CoO) ve alttaş olarak magnezyum oksit (MgO) kullanıldı. Sırasıyla yüzey merkezli kübik (fcc) yapıya sahip olan MgO alttaş üzerinde sıkı paket altıgen (hcp) yapıya sahip olan Co ve onun üstüne de ise yüzey merkezli kübik (fcc) yapıya sahip olan CoO büyütüldü (Şekil 5.1). AFM tabaka olarak CoO'in seçilmesindeki en önemli neden T_N sıcaklığının oda sıcaklığına çok yakın (291 K) olmasıdır.



Şekil.5.1 Kaydırma etkisi deneylerinde kullanılan ince film sistemi.

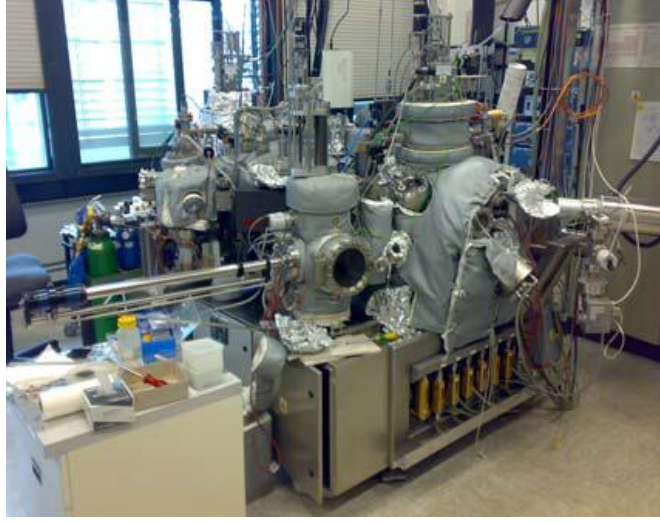
Örnekler (001) yönelime sahip, 10mm x 10mm x 0.5mm ebatlarında MgO alttaşlar üzerine, iyon demeti saçtırma tekniği (IBS, ion beam sputtering technique) kullanılarak hazırlandı.

İyon demeti saçtırma tekniğinde, seçilen hedef malzemenin üzerindeki atomlara iyon durumundaki gaz atomları iyon tabancasıyla gönderilir. Hedef malzemenin atomları gelen iyonize atomlarla etkileşerek saçılmaya başlar. Saçılma yönü iyon tabancasının hedef malzemeyle yaptığı açıya bağlı olarak ayarlanabilir. Saçılan atomlar kaplanması istenilen bir yüzeye (alttaş) saçtırılır. Alttaş üzerinde biriken atomlar birleşerek ince film yapısını oluştururlar (Şekil 5.2).



Şekil 5.2 İyon saçtırma tekniğinin temsili gösterimi.

Şekil 5.3'te gösterilen IBS sisteminde oksit ince filmleri ortak saçtırma (co-sputter) yaparak büyötmek mümkündür. Vakum odasındaki (chamber) vakum seviyesi saçtırma cihazları için kabul gören 10^{-9} - 10^{-10} mbar seviyelerindedir. Alttaşlar vakum odası içine konulduktan sonra $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye kadar ısıtılarak yüzeyindeki yabancı maddelerden arındırılma işlemi yapılabilir. Tavlama (annealing) işleminden sonra argon (Ar) iyonları ile bombardıman edilen yüzeylere istenilen kalınlıkta ince film kaplanarak örnekler dışarı alınır.



Şekil.5.3 Manyetik ince filmleri hazırlamak için kullanılan Ruhr Üniversitesi'ndeki IBS sistemi.

5.2 Küçük Açılı X-Işını Yansıması (XRR) Tekniği

X-ışını yansıması (XRR) tekniği, büyütülen ince filmlerin gerçek kalınlıkları ve ara yüzey pürüzlüklerini belirlemek için oldukça kullanışlı bir tekniktir. Bu çalışmada kullanılan örneklerin ölçümlerinin yapıldığı XRR cihazı Şekil 5.5'de gösterilmektedir. Ölçüm için $\lambda=1.54 \text{ \AA}$ dalga boyuna sahip Cu- K_{α} ışınları kullanılmıştır. X-ışını demeti örneğin yüzeyine çarptığı zaman, etkileşimi açıl原因an en önemli parametre örneğin kırılma indisi n' dir. Yaklaşık 1 \AA dalga boylu elektromanyetik radyasyon olan X-ışınları için kırılma indisi denklem 5.1'deki gibidir [49,50]

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (5.1)$$

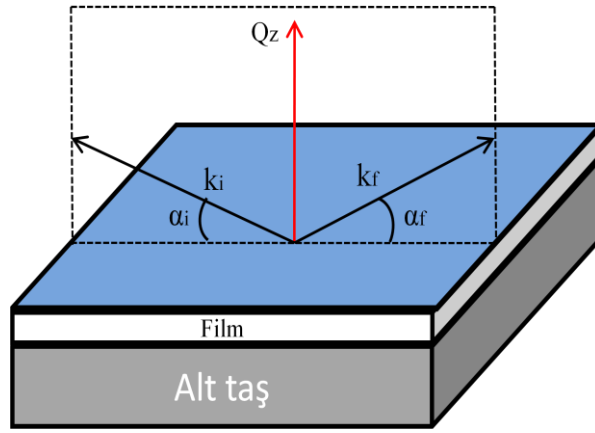
$$\delta = \frac{\lambda^2}{2\pi} r_e \rho_e \quad \text{ve} \quad \beta = \frac{\lambda}{4\pi} \mu_x \quad (5.2)$$

Burada δ dağılım (dispersion) terimi, β emilim (absorption) terimi, $r_e=2.818 \times 10^{-15}$ m elektronun klasik yarıçapı, ρ_e malzemenin yüzeyindeki elektron yoğunluğu ve μ_x soğurma mesafesidir. $\delta > 0$ için $n < 1$ olarak bulunur. Bu durum α_i geliş açısında toplam dış yansıma olarak adlandırılır. Yüzeyin atomik yapısını işin içine katmadan yalnızca yüzeydeki elektron yoğunluğunu düşünerek aynamsı yüzeyler için bir formül geliştirilebilir. Aynamsı yüzeyler için α_i geliş açısı ile α_f yüzeyden ayrılış açısı eşittir. Bu durumda momentum transferi [51]:

$$Q = k_f - k_i \quad (5.3)$$

Q vektörü yüzey normali boyunca olacak ve bu eksen z eksenini olarak belirlenecektir. ($Q = Q_z e_z$). Verilen bir dalga boyu için momentum transferi [51]:

$$Q_z = \frac{4\pi}{\lambda} \sin(\alpha_i) \quad (5.4)$$



Şekil.5.4 Aynamsı yüzey için yansıma geometrisi. Gelen ve yansıyan dalga vektörleri saçılma düzlemini oluştururlar.

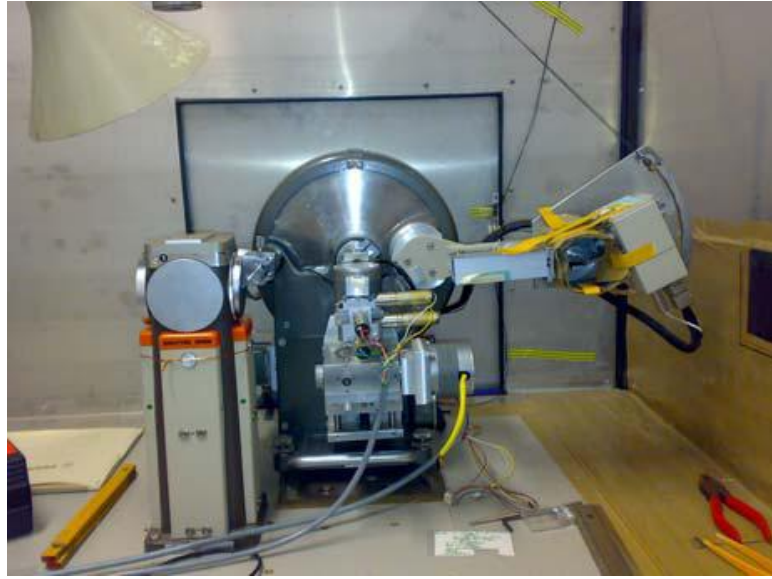
X-ışınlarının yüzeye temas etmeye başlaması ile birlikte yüzey elektronları foton enerjisini soğurmaya başlar. Yüzey elektron yoğunluğu ile malzemenin fiziksel yoğunluğu birbiri ile doğru orantılı olması nedeniyle elde edilen deneysel verilerden malzemenin yoğunluğu hakkında bilgi edinilebilir [51]. Örnek sistemi içinde farklı ara yüzeylerden saçılan dalgaların girişim yapması sonucunda saçılan dalganın

yoğunluğunda salınım gözlemlenebilir. Kiessig-fringes olarak bilinen Q_z deki bu salınım periyodu filmin kalınlığı ile orantılıdır. Ancak ideal ayna yüzeylerden X-ışının saçılması ile gerçek yüzeylerden saçılma farklı olduğu için, bu iki yüzeyden saçılma farklı modeller ile açıklanmaktadır. İnce film büyütme tekniklerine ve alttaşın yüzey şekline göre farklılıklar gösteren yüzeydeki kümeleşme farklı bir ara yüzey olarak kabul edilip özellikleri X-ışını yansımaları sonuçlarının fit edilmesi ile elde edilir. Teorik olarak kullanılan geçerli ve yaygın model olan Parratt formalizmidir [52].

İnce film için X-ışını yansımaları sonucu salınım sayısının açığa bağlı grafiği Bragg yasası kullanılarak çizilir. Bragg yasası [53] :

$$n\lambda = 2d \sin(\Theta) \quad (5.5)$$

ile verilir ve buradaki n kırılma indisi, d filmin kalınlığı λ kullanılan x-ışınının dalga boyu ve θ geliş açısıdır.



Şekil 5.5 Küçük açı X-ışını yansımaları Ruhr Üniversitesi'ndeki ölçüm deney düzeneği.

5.3 Ferromanyetik Rezonans (FMR) Tekniği

5.3.1 Giriş

Manyetik rezonans, manyetik momentleri ve açısız momentumu olan manyetik sistemlerde meydana gelen bir olaydır. Temel olarak rezonans durumu manyetik bir sistemin doğal frekansı ile herhangi bir dış etkenin uyum içinde olmasını açıklar ve durgun dış manyetik alanda manyetik momentlerin topaç hareketi (precession) hareketine karşılık gelir. Atomik spektrumun belirgin frekansları arasındaki benzerliği ve manyetik rezonans frekanslarının çekirdek spinleri için tipik olarak radyo frekans (*rf*) bölgesine veya elektron spinleri için mikrodalga (*md*) frekansı bölgesine düşmesi nedeniyle *rf* veya *md* spektroskopisi olarak adlandırılır [54]. Atom içerisindeki elektronların manyetik momentlerinin etkileşmesi *md* spektroskopisi ile Elektron Spin Rezonans (ESR) cihazı kullanılarak incelenirken, çekirdek spinleri etkileşmeleri Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) ile incelenir. Yalıtkan malzemelerde, atomlarının son yörüngelerinin tam dolu olmasından dolayı rezonans durumu gözlenmez.

5.3.2 Ferromanyetik Rezonans

Durgun bir manyetik alan içine ferromanyetik bir örnek yerleştirildiğinde, manyetik momentler malzemeye özel karakteristik bir ω_0 frekansı ile (Larmour Frekansı) topaç hareketi yaparak denge durumuna geçerler. Daha sonra durgun manyetik alana dik yönde ω frekanslı mikrodalga (*md*) alanı uygulandığında, malzemenin ω_0 doğal frekansı ile aynı değerdeki alana karşılık gelen frekans değerinde bir güç soğurması olur. Bu güç soğurulması her iki frekans değerlerinin birbirlerine yaklaşp aynı değere ulaştıkları anda maksimum değerine ulaşır ve rezonans olayı gözlemlenir. Spinlerin presesyon frekansı ω_0 ile dış manyetik alan (*H*) arasında malzemenin yapısıyla ilişkili olan bir bağıntı vardır. Bu bağıntı kullanılarak malzemenin manyetik yapısını belirleyen değiş-tokuş etkileşmesi parametresi, hacimsel anizotropi enerji yoğunluğu, spektroskopik yarıлма faktörü, durulma zamanları ve benzeri parametreler elde edilebilir [29, 55, 62].

H manyetik alanı içinde bulunan bir μ manyetik momenti üzerine etki eden manyetik tork

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM}{dt} = M \times H \quad (5.6)$$

şeklinde verilir. Manyetik momentlerin özdeş oldukları durumda spektroskopik yarıлма faktörü veya gyro-magnetik oran γ tüm spinler için aynı olur. Sadece dış alanla olan etkileşme dikkate alındığında H etkin manyetik alanı içindeki M mıknatıslanma vektörüne etki eden tork ifadesi ise

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H \quad (5.7)$$

denklemleri ile verilir. Ancak gerçek sistemlerde birçok yerel etkileşmeler (spinler arası manyetik etkileşmeler ile spin-örgü etkileşmeleri vs.) söz konusu olduğundan denklem 5.7' ye bu etkileşme ifadeleri eklenmelidir. Sönüm değerlerini temsil eden terimlerinin ferromanyetik malzemeler için yaygın kullanılanları aşağıdaki gibidir.

- Landau-Lifshitz tipi sönüm terimi [56, 57]

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM}{dt} = M \times H - \frac{\lambda}{M_0^2} M \times (M \times H) \quad (5.8)$$

- Gilbert tipi sönüm terimi [58, 59]

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM}{dt} = M \times H - \frac{\alpha}{\gamma M_0^2} M \times \frac{dM}{dt} \quad (5.9)$$

- Bloch-Bloembergen tipi sönüm terimi [60]

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM}{dt} = M \times H - \frac{M_x}{T_2} - \frac{M_y}{T_2} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (5.10)$$

biçimindedir. Burada λ , α , T_1 ve T_2 parametreleri durulma zamanını karakterize ederler ve dolayısıyla rezonans eğrisinin çizgi genişliği üzerinde etkilidirler. Her üç sönüm terimi de soğurma enerjisinde yaklaşık olarak aynı etkiyi gösterirler. Dolayısıyla amaca göre herhangi birisi kullanılabilir.

5.3.3 Elektron Spin Rezonans (ESR) Sistemi

Ferromanyetik malzemelerde Ferromanyetik Rezonans (FMR) ölçümlerini gerçekleştirebilmek için Elektron Spin Rezonans (ESR) spektroskopisi yöntemi kullanılır. Bu yöntem için ESR cihazları kullanılmaktadır. Temel olarak bir ESR cihazı Şekil 5.6'daki gibi a) Mikro dalga kaynak sistemi b) Kavite-Kılavuz sistemi c) Miknatıs sistemi d) Modülasyon ve detektör (algılama) sistemi gibi dört ana düzenden oluşmaktadır.

Mikrodalga kaynak sistemi ESR cihazını oluşturan parçaların rezonans oluşumunda büyük katkı sağlayan kısımlarından biridir. Mikrodalga kaynak sisteminin en önemli elemanı yansımalı bir yüksek frekans üretici (klystron). Bu sistemin temel elemanı olan yüksek frekans üretici, küçük bir frekans aralığında mikrodalga kaynağı olarak işlem yapan bir elektron tüpüdür. Dışarıdan beslenen devre bu sayede sürekli LC salınım yapar. Bu düzenek rezonans durumunda mikrodalga üretirken paralel levhalar arasındaki elektrik alan sinüzoidal olarak değişir. Hızlandırıcı ve yansıtıcı levha gerilimlerinin değerleri ayarlanarak yüksek frekans üretici değişik gerilim bölgelerinde salınması sağlanabilir. Bu salınım bölgelerinin her birine yüksek frekans üretici modu denir. Gerilim bölgelerinin ikisini birlikte veya ayrı ayrı gerilimlerini değiştirecek salınım frekansları değiştirilebilir. Böylece yansıtıcı gerilim ile frekans kontrolü yapılabilir. Aynı zamanda kaynak sisteminden çıkan mikrodalganın kendi üzerine geri yansımalarını engellemek için yalıtıcı kullanılır. Otomatik frekans kontrolü, yüksek frekans üreticinin ürettiği mikrodalga frekansının sabit ve kararlı olmasını sağlar. Yalıtıcı, tek yönlü iletme sahip bir devre elemanıdır, yüksek frekans üretici ve dalga döndürücü arasındaki yansımalarından dolayı meydana gelebilecek yüksek frekans üretici frekansındaki değişimleri en aza indirir. Dalgametre, mikrodalga frekansını veya dalga boyunu

ölçen bir alettir. Zayıflatıcı (atenuator), örnek üzerine düşürülen mikrodalganın şiddetini değiştirmeyi sağlayan yutucu bir elemandır.

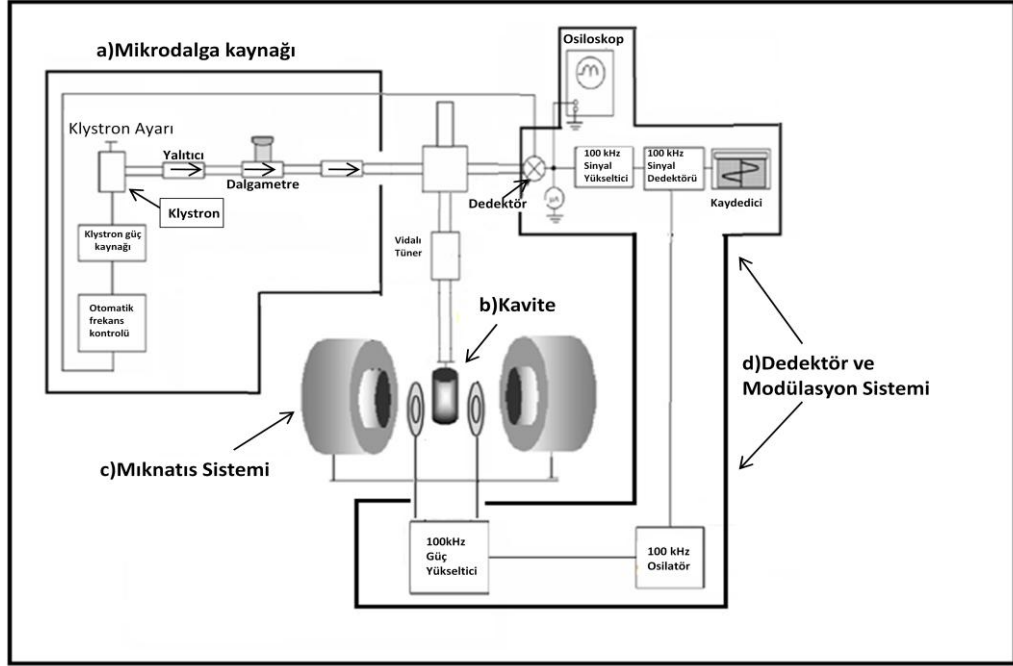
Kavite sistemi, mikrodalgayı örnek malzeme üstüne taşıyan ve örnek malzeme ile etkileştikten sonra geri yansıyan dalganın da algılayıcıya iletilmesini sağlayan dalga kılavuzu ve incelenecek örneğin malzemenin yerleştirildiği bir sistemdir. Dalga kılavuzu, iyi iletken veya alaşımlardan yapılan dikdörtgen şeklinde bir borudur (farklı geometrik yapıda da olabilir). Dalga kılavuzu üstündeki vidalı ayarlayıcı veya iris, dalga kılavuzu ile kavite arasındaki empedans uyumunu sağlar. Kavite içerisinde aynı zamanda dalga döndürücü olarak bilinen bir sistem vardır. Bu sistem yüksek frekans üreticiden gelen mikrodalgaları kaviteye ve kavitede örnek malzeme ile etkileştikten sonra geri yansıyan dalgalarında detektöre yönelmesini sağlar.

Mıknatis sistemi, düzgün ve kararlı durgun bir manyetik alan üretmek üzere ferromanyetik maddeler üzerine sarılmış bir çift bobinden oluşur. Doğru akım kaynağının beslediği bu elektromıknatis 2.2 Tesla değerine kadar manyetik alan üretebilir. Alandaki kararlılık çok iyi düzenlenmiş güç kaynağı ile sağlanır. Güç kaynağına bağlı tarama sistemi doğrusal olarak değişen bir alan üretir.

Modülasyon ve detektör sistemi örnek malzeme tarafından soğurulan mikrodalga enerjisini algılayarak bazı elektronik işlemlerden sonra spektrumu meydana getirir. Bu sistem temel olarak iki kısımdan oluşur. İlk olarak detektör kısmında, örnek malzeme tarafından soğurulan mikrodalga enerjisi detektörler ile belirlenir. Durgun manyetik alan ve mikrodalga frekans değerleri rezonans bölgesi dışındayken mikrodalga enerjisi kaviteden yansıyarak mikrodalga enerjisinin kareköküyle orantılı olarak detektöre gider. Fakat rezonans bölgesi içindeyken yansıyarak detektöre gelen enerji azaldığından dolayı rezonans olayı gözlemlenmiş olur. Yüksek frekans üreticinin ışın frekansını taramak durgun manyetik alanı taramaya göre çok daha zor olduğundan dolayı uygulamada genellikle durgun manyetik alan taranarak rezonans değerlerine ulaşılır.

İkinci kısım modülasyon sisteminde, mikrodalgaları doğru akıma dönüştüren kristal detektörün gürültüsü üzerine düşen soğurma sinyalinin frekansıyla ters orantılı olduğundan dolayı rezonans, sinyali modüle edilerek bu gürültü azaltılmaya çalışılır. Gürültüyü azaltma imkanı veren faz duyarlı algılayıcı devresi, modülasyon frekansına çok yakın frekanslarda gürültü katkısını sınırlandırmak için küçük genlikli manyetik alan modülasyonu sağlar. 100 kHz' lik bir osilatörle sağlanan modülasyon, durgun alan eksenini boyunca kavitenin her iki yanına yerleştirilen küçük bobinlerle

yapılır. Böylece modülasyon frekansındaki küçük genlikli manyetik alan üzerine sinüzoidal bir modülasyon alanı bindirilir. Örnek malzeme rezonans durumunda veya rezonansa yaklaştığı anda algılanan sinyal modülasyon frekansında gürültüden arındırılmış olur.



Şekil.5.6 ESR cihazının şematik gösterimi.

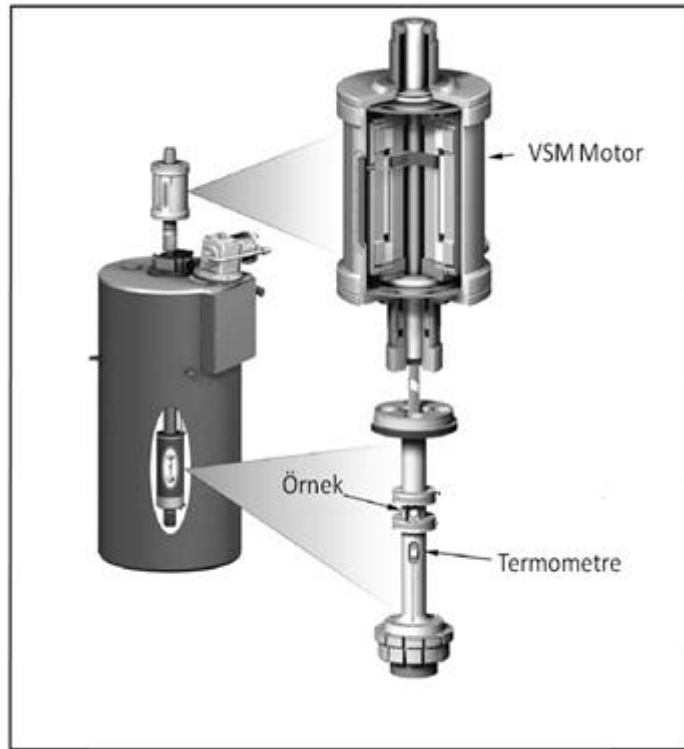
5.4 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Tekniği

Titreşimli örnek manyetometresi (VSM) örnek malzemenin manyetik özelliklerini belirlemek için kullanılan ve temel olarak elektromanyetik indüksiyon prensibine göre çalışan bir cihazdır. Faraday indüksiyon kanununa göre kapalı bir devredeki manyetik akı değişimi, devrede bir indüksiyon elektro motor kuvveti (emk) oluşturur. Elektromanyetik indüksiyon ifadesi, manyetik akı değişiminin indüklenen emk' ya eşit olmasıyla açıklanabilir [15].

$$\varepsilon = -\mu_0 n A \frac{dH}{dt} \quad (5.11)$$

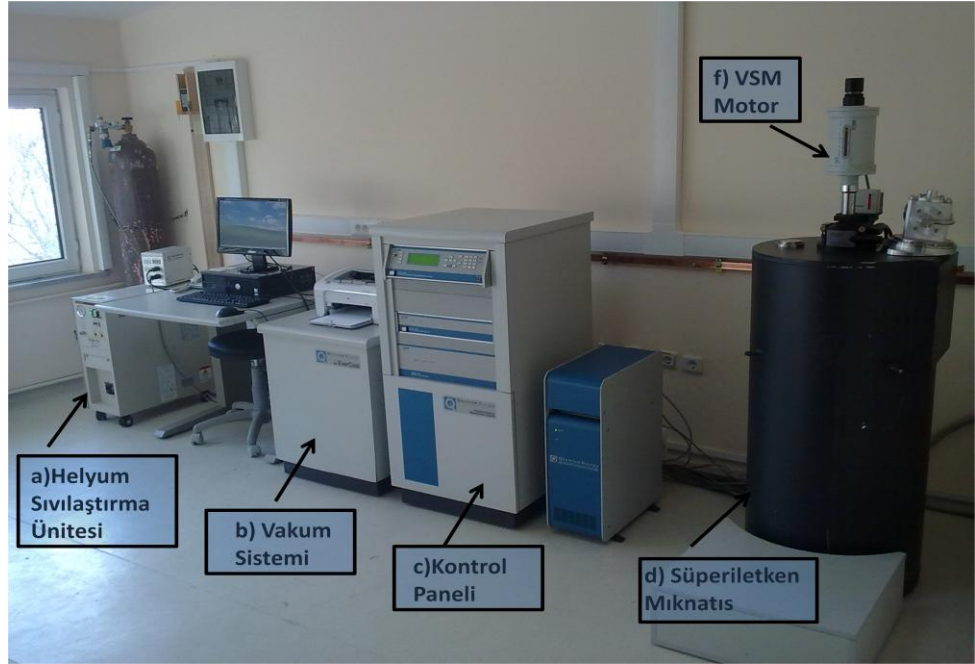
Burada ε indüksiyon elektro motor kuvveti, μ_0 boşluğun geçirgenliği, n bobinin sarım sayısı, A manyetik indüksiyonun incelendiği alandır. İndüksiyon emk oluşabilmesi için manyetik akı değeri zamana bağlı olarak değişmeli. Manyetik akı yoğunluğunu zamana bağlı olarak iki yolla değiştirebiliriz, Birinci yol zamanla değişen manyetik alan uygulanabilir veya ikinci yol olarak manyetik alandaki örnek malzeme titreştirilir. İndüklenen emk titreşen örneğin mıknatıslanması ile orantılı olduğundan dolayı titreşimli ölçüm tekniği kullanılır.

VSM ölçümlerinde ilk olarak incelenecek örnek sabit bir manyetik alana yerleştirilir. Eğer örnek malzeme manyetik ise uygulanan manyetik alan manyetik domenleri ve manyetik momentleri belirli bir düzene sokmak isteyecektir. Sabit manyetik alan ne kadar şiddetliyse manyetizasyon değeri de o kadar büyük olacaktır. Örnek malzemenin manyetik dipol momentleri kendisi etrafında manyetik (kaçak) alan oluşturacaktır. Örnek malzeme VSM motor ile (Şekil5.7) aşağı-yukarı hareket ettirilirse bu manyetik alan zamanın fonksiyonu olarak değişecek ve istediğimiz indüklenmiş akım durumu oluşacaktır.



Şekil.5.7 Bu çalışmada kullanılan Quantum Design PPMS sistemi ve örneğin titreştirildiği VSM motoru [61].

Titreşimli örnek manyetometresi Şekil5.8’de görüldüğü gibi a) helyum sıvılaştırma ünitesi, b) vakum sistemi, c) kontrol paneli, d) vsm modülü, e) süper iletken mıknatıs ve son olarak f) vsm motor olmak üzere altı önemli kısımdan oluşmaktadır. Fiziksel özellikleri ölçülecek örnek malzeme süperiletken mıknatısın bulunduğu helyum tankı içerisine yerleştirilir. VSM motor aracılığıyla titreşim yaptırılarak sabit manyetik alan değerlerinde örneğin ölçüm yapılabilen en uygun yeri tam olarak tespit edilir. Titreşimli örnek manyetometresi sistemi düşük sıcaklık ölçümleri için uygun bir cihaz olduğundan dolayı 2K - 400K arasındaki sıcaklık değerinde ölçüm almak mümkündür. Helyum tankının dışarıdan ısı alarak, sıvı helyumun hızlı buharlaşmasını önlemek amacıyla helyum tankı bir vakum ceketiyle çevrilmiştir. Ayrıca örneğin bulunduğu yer de sıvı helyumdan bir vakum sistemiyle yalıtılmıştır. Bütün bu sistemi kontrol etme ve alınan ölçümleri görüntüleme işlemini kontrol paneli yapmaktadır.



Şekil.5.8 GYTE Fizik Bölümü NASAM laboratuvarındaki titreşimli örnek manyetometresi

Bu tez çalışması için kullanılan titreşimli örnek manyetometresi sistemi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümü Nanomanyetizma ve Spintronik Araştırma Merkezi (NASAM) laboratuvarında bulunan Quantum Design firması tarafından üretilen PPMS9T cihazıdır. Bu sistem 9 Tesla'ya kadar manyetik alan uygulama imkânı sağlar. Cihaz 1-3mm aralığında bir titreşim genliğine ve 40Hz'lik frekans değerine sahiptir. Sistem 10^{-6} emu (erg/Oe) hassasiyetine kadar manyetik moment değerlerini ölçebilmektedir. Düşük sıcaklıkların yanı sıra, bir fırın kullanılarak bu sistemle 2K-1000K aralığında sıcaklığa bağlı ölçümler yapılabilmektedir [61].

6. DENEYSEL SONUÇLAR

6.1 Giriş

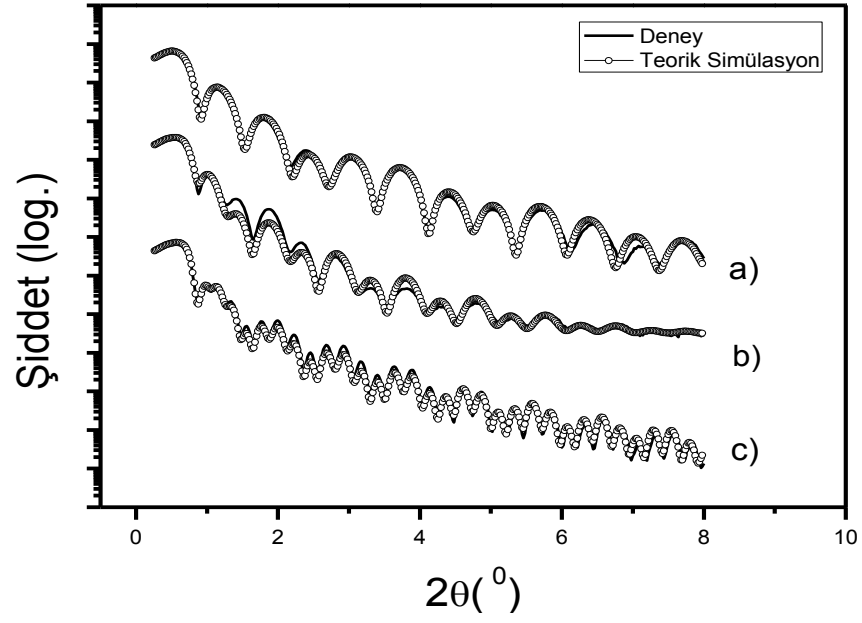
Kaydırma etkisini incelemek için farklı FM/AFM malzemelerinden oluşan sistemler üzerinde pek çok deney yapılmıştır [1, 2, 7-11, 26-28, 45]. Yapılan deneylerde kaydırma etkisinin sıcaklığa [34-41] ve kalınlığa [9, 11, 28-31, 32-34] bağlı davranışları incelenmiştir. Yaptığımız bu tez çalışmasında kaydırma etkisini incelemek için CoO/Co sistemi seçildi. Bu sistemle ilgili pek çok araştırma yapılmıştır [1, 2, 8, 11, 63-72]. Fakat bu çalışmada diğer çalışmalardan farklı olarak, MgO alttaşlar üzerine büyütülmüş CoO/Co sisteminin manyetik özellikleri detaylı olarak incelendi.

İyon saçırma tekniği ile MgO üzerine büyütülen CoO/Co tabakasının gerçek kalınlıklarını hesaplamak için X-ışını yansımaları tekniği kullanıldı. Gerçek kalınlıkları belirlenen örneklerin manyetik özellikleri hakkında (manyetik anizotropi yönelimleri, kolay ve zor eksenleri gibi) bilgi edinebilmek için ESR cihazında ferromanyetik rezonans ölçümleri yapıldı.

Ferromanyetik rezonans tekniğiyle belirlenen kolay eksenlerde VSM ölçümleri yapılarak, kaydırma etkisinin sıcaklığa ve kalınlığa bağlı davranışı incelendi. Elde edilen sonuçların literatürle uyumu tartışıldı.

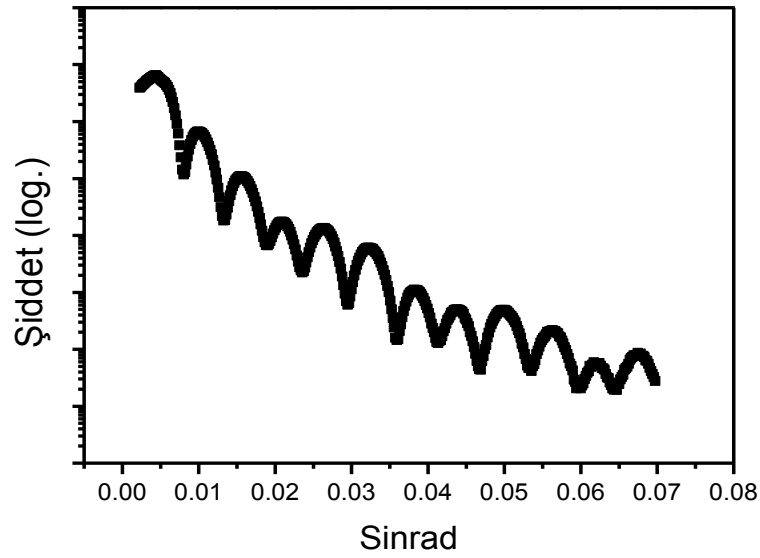
6.2 Küçük Açılı X-ışını Yansımaları Ölçümleri

CoO/Co/MgO ince filmlerin tabaka kalınlıkları ve ara yüzey pürüzlüklerini belirlemek için X-ışını yansımaları ölçümleri yapıldı. Şekil 6.1'de farklı Co kalınlığına sahip ince filmlerin deneysel XRR sonuçları verilmiştir. XRR sonuçlarını fit edebilmek amacıyla X'Pert Reflectivity isimli simülasyon programı kullanıldı. Bu programla simülasyona başlamadan önce aşağıda anlatılan yöntemle her bir film sisteminin toplam tabaka kalınlıkları belirlendi. Bu yöntemde önce 2θ değerlerinin yarısı alınarak θ değeri ve daha sonra θ 'nın radyalinin sinüs değeri (sinrad) hesaplandı (Şekil 6.2). XRR datasında kritik açıdan sonraki 1. Tepe noktasından başlayarak, sırasıyla her bir tepe noktasına karşılık gelen sinrad değerleri belirlenerek (n)-sinrad grafiği çizdirildi.

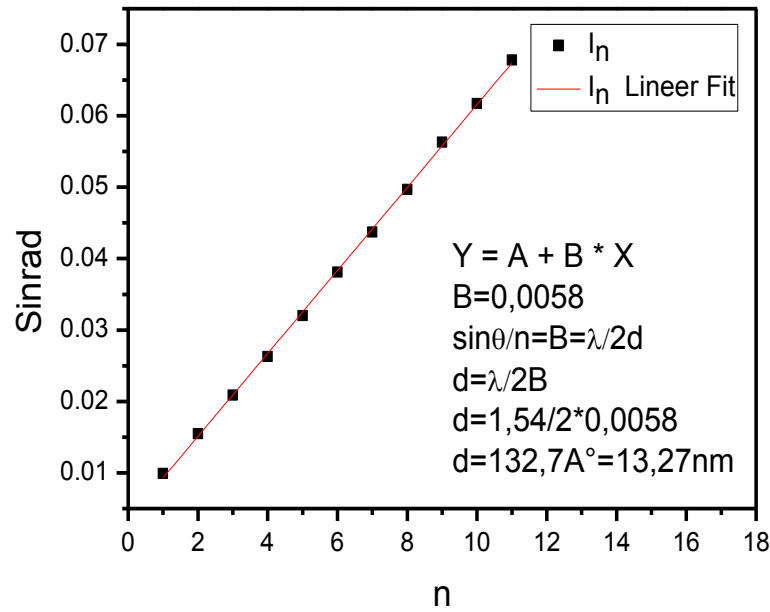


Şekil 6.1 Farklı Co kalınlıkları için X'Pert Reflectivity simülasyon programı kullanılarak yapılan teorik simülasyonlar. İstenilen (nominal) Co kalınlıkları (a) 5 nm, (b) 10 nm ve (c) 30 nm Co kalınlıklarını gösteriyor iken, simülasyonlardan elde edilen kalınlıklar 3.75 nm (a), 8.4 nm (b) ve 26.4 nm (c) olarak bulundu.

Şekil 6.3'te Co (5 nm) /CoO (10 nm) örneği için n-sinrad grafiği gösterilmektedir. Şekil 6.3'te noktalara lineer fit yapıp, eğrinin eğimi ve Bragg yasası kullanılarak bu filmin toplam kalınlığı 13.27 nm olarak hesaplandı.



Şekil 6.2 Co(5 nm)/ CoO (10 nm) örneği için sinrad'a göre çizdirilmiş XRR datası.



Şekil 6.3 CoO (10 nm)/Co (5 nm) örneği için toplam kalınlığı veren n-sinrad grafiği.

Aynı yöntemle diğer filmler için de toplam kalınlık değerleri hesaplanarak, X'Pert Reflectivity programında toplam kalınlık olarak kullanıldı. Şekil 6.1'de her bir film için X'Pert Reflectivity programıyla yapılmış teorik simülasyonlar gösterilmektedir. Hem n-sinrad grafiğinden, hem de simülasyondan elde edilen

sonuçlar istenilen Co kalınlıklarıyla lülen Co kalınlıklarının birbirinden farklı olduklarını göstermektedir. Aynı Şekilde 10 nm olarak hedeflenen CoO tabakasının kalınlığı 9 nm civarında bulundu. Tablo 6.1’de her bir örnek için hesaplanan tabaka kalınlıkları, yoğunlukları ve arayüzey przlkleri verilmiştir.

Tablo 6.1 CoO/Co/MgO filmlerin simülasyonla elde edilen yoğunluk, kalınlık ve pürüzlük değerleri.

Tabaka	Yoğunluk (g/cm ³)	Kalınlık (nm)			Przlk (nm)		
		a	b	c	a	b	c
MgO(001)	3.6	-	-	-	0.198	0.345	0.200
Co	8.9	3.75	8.48	26.4	0.340	0.426	0.265
CoO	5.4	9.48	9.23	9.51	0.260	0.260	0.285

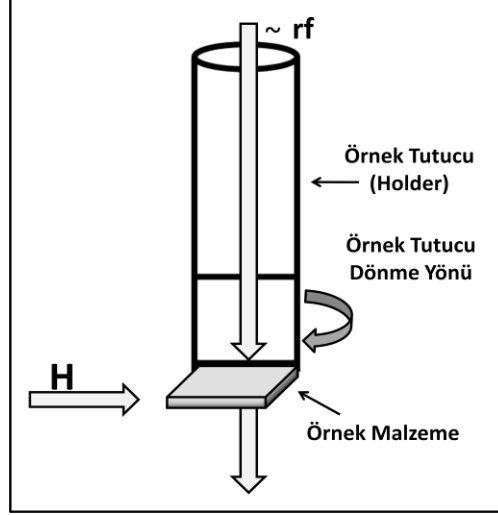
Tablo 6.1de dikkat çeken diğer bir sonuç da CoO tabakasının yoğunluğunun 6.4 g/cm³ yerine 5,4 g/cm³ çıkmasıdır. Bu durum CoO tabakasının istenilen oranlarda bytlememesinden kaynaklanmaktadır [26, 27, 42]. Yani CoO tabakası içerisinde farklı kobalt oksit fazları (Co₁O₁, Co₂O₃, Co₃O₄ gibi) bulunmaktadır. Gerçekten de oda sıcaklığında CoO tabakası farklı oksit fazları içermektedir [10]. Kolaylık olması için buradan sonraki kısımlarda istenilen (nominal) Co kalınlıklarını kullanacağız.

6.3 Ferromanyetik Rezonans (FMR) lmleri

ESR cihazında gerçekleŐtirilen ferromanyetik rezonans deneyleri, örnek malzemenin manyetik anizotropilerini belirlemek amacıyla yapıldı. Literatürde daha önce benzer çalışmalar ince filmler için yapılmıştır [43, 44]. CoO/Co/MgO sisteminin ferromanyetik rezonans tekniğiyle manyetik anizotropisini belirlemek için oda sıcaklığında manyetik alan, örnek düzleminde (*in-plane*), örnek yüzeyine dik (*out of plane*) ve örnek düzleminde geleneksel (*conventional*) olmak üzere üç farklı ölçüm yöntemi kullanıldı.

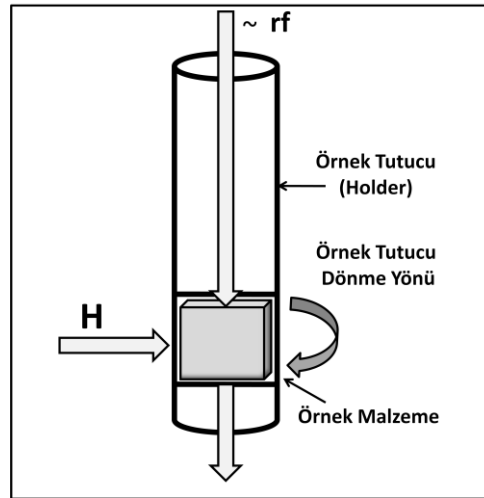
Manyetik alanın örnek düzleminde (*in-plane*) olduğu ölçüm yönteminde, mikrodalga kaynağının radyo frekans ($\sim rf$) alanı örnek yüzeyine dik gelecek Şekilde

örnek malzeme tutucunun (holder) altına yerleştirilir (Şekil 6.4). Daha sonra örnek tutucu (holder) 360 derecelik açıyla örnek malzeme ile birlikte çevrilerek, açığa bağlı in-plane ölçümleri yapıldı.



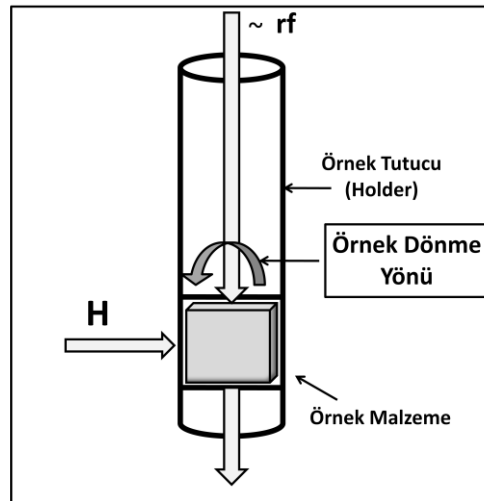
Şekil 6.4 Örnek düzleminde (*in-plane*) FMR ölçümleri için kullanılan geometri.

Manyetik alanın örnek malzemenin yüzeyine dik olarak uygulandığı ikinci ölçüm yönteminde, mikrodalga kaynağının radyo frekans ($\sim rf$) alanı örnek düzlemi boyunca olacak şekilde örnek malzeme tutucunun (holder) ön yüzüne yerleştirildi (Şekil 6.5). Daha sonra örnek tutucu 360 derece açıyla örnek malzeme ile birlikte çevrilerek, açığa bağlı out of plane FMR ölçümleri yapıldı.



Şekil 6.5 Örnek yüzeyine dik (*out of plane*) FMR ölçümleri için kullanılan geometri.

Manyetik alanın ve mikrodalga kaynağının radyo frekans ($\sim rf$) alanının her ikisinde örnek düzleminde olduğu geleneksel yöntem ilk iki yöntemden biraz daha farklıdır. İnce filmlerde anizotropi yönelimi örnek düzleminde bulunduğundan dolayı ilk yöntem uygulanır. Fakat ilk yöntemde $\sim rf$ alanı örnek yüzeyinin tamamıyla etkileştiğinden dolayı kalınlığa bağlı olarak etkisi azalmaktadır. Yani ölçüm yapılacak tabaka yerine alttaş ile birlikte tüm tabakalara etki ettiği için istenilen sonuçlara tam olarak ulaşamaz. Bu sorunu gidermek için kullanılan yaygın bir yöntem olan örnek düzleminde geleneksel ölçüm metodunda malzeme ikinci yöntemdeki gibi örnek tutucunun ön yüzüne yerleştirilir. Ölçümün en önemli kısmı ve diğer yöntemlerden farkı; örnek tutucu çevrilmez, aksine örnek tutucu sabit tutulur ve malzeme Şekil 6.6'daki gibi açığa bağlı olarak her bir ölçüm için çevrilir. Bu yöntemde $\sim rf$ ve manyetik alan örnek düzlemi boyuncaadır.

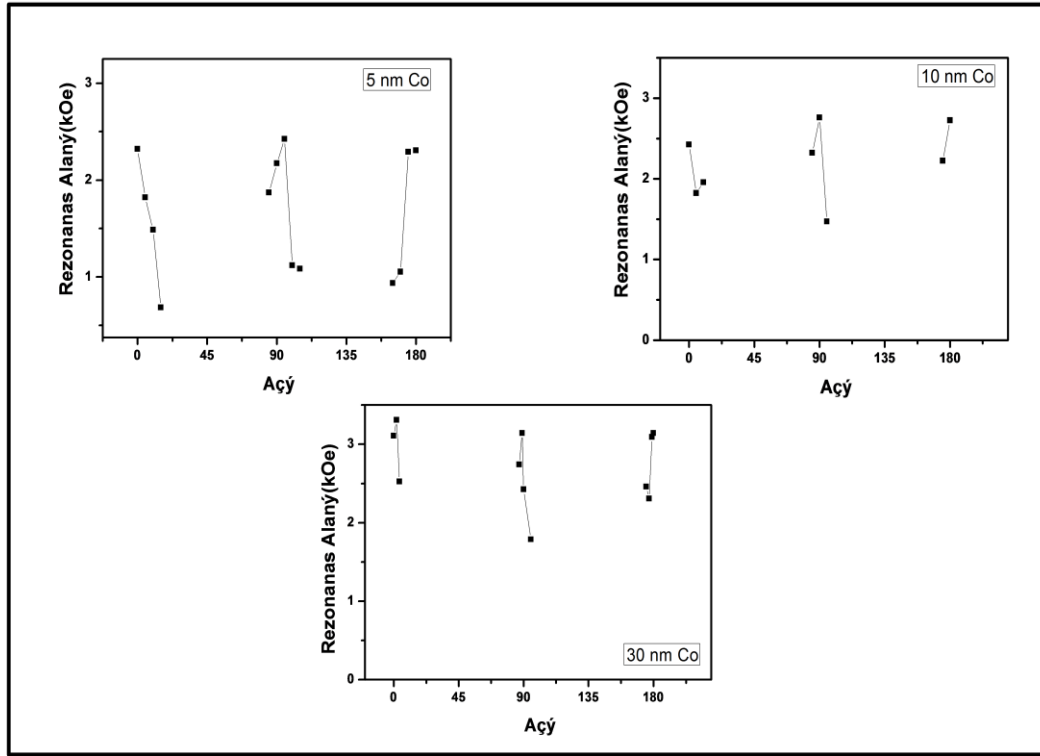


Şekil 6.6 Örnek düzleminde geleneksel (*conventional*) FMR ölçümlerinin geometrisi.

Bu çalışmada farklı Co kalınlığına sahip her bir CoO/Co/MgO sistemini yukarıda bahsedilen ölçüm teknikleri kullanılarak analiz edildi.

İlk olarak örnek düzleminde (*in-plane*) yapılan ölçümlerde malzeme üzerine mikrodalga kaynağının radyo frekans ($\sim rf$) alanı örnek yüzeyine dik gelirken CoO/Co/MgO sisteminde Co tabakasını uyarabilecek yeterli güce sahip olmadığından dolayı FMR ölçümlerinden yeterli sonuç elde edilemedi.

Daha sonra örnek düzleminde geleneksel (*conventional*) yöntemle ölçüm alındı. Farklı Co kalınlıkları için (5 nm, 10 nm, 30 nm) alınan geleneksel (*conventional*) FMR sonuçları Şekil 6.7’da gösterilmiştir.

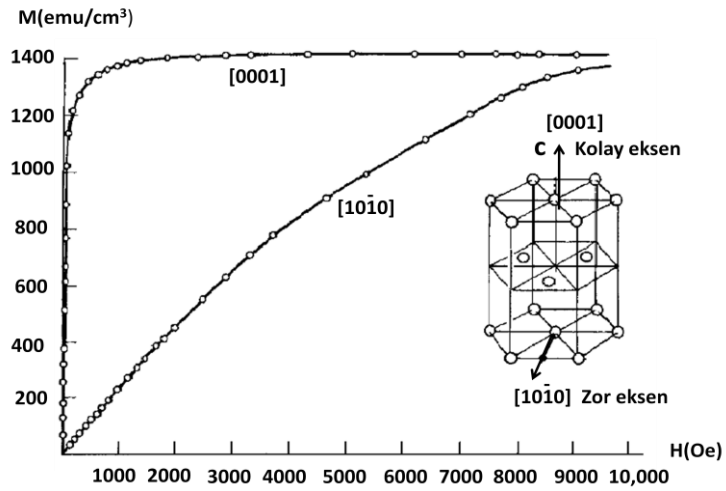


Şekil 6.7 Geleneksel (*conventional*) FMR yöntemiyle ölçülen CoO (10 nm)/Co(5nm, 10 nm, 30 nm)/MgO ince filmlere ait açığa bağlı rezonans alanı grafikleri.

Şekil 6.7’deki rezonans alanı-açı grafiklerinde manyetokristal anizotropi etkisini örnek düzleminde görmek mümkündür. Bu grafiklere göre rezonans alanının maksimum olduğu açı değerleri mıknatıslanmanın zor eksenini, rezonans alanının minimum olduğu açı değerleri ise kolay eksenini göstermektedir. Örneğin mıknatıslanmasının kolay eksenini belirlememiz titreşimli örnek manyetometresinde ölçüm yaparken avantaj sağlayacaktır. Çünkü kolay eksende doyum mıknatıslanması için gerekli olan dış alan zor eksene göre çok daha küçüktür. Buna göre, 0-90-180-270-360 derece açı değerlerindeki (0-360 derece ortak pik değerine sahip) dört pik maksimum rezonans alanına denk geldiği için zor eksen, 45-135-226-315

derece açı değerlerinde ise pik gözlemlenmediği için kolay eksen olarak isimlendiriyoruz. CoO/Co/MgO ince film sisteminde 5 nm, 10nm ve 30 nm kalınlıklı Co tabakası için kolay eksenin MgO [110] ve zor eksenin MgO [100] yönünde olduğu belirlendi.

Kobaltın mıknatıslanma eğrisi oda sıcaklığında sıkı paket altıgen (hcp) yapıya sahiptir. Aynı zamanda Şekil 6.8’de gösterildiği gibi Co için kolay eksen [0001] ve zor eksen $[10\bar{1}0]$ yönelimlerindedir [15].

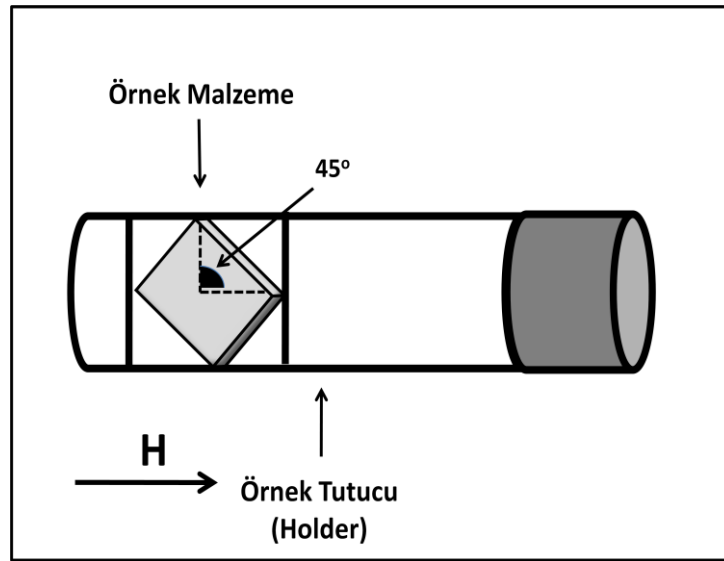


Şekil 6.8 Tek kristal kobalt için mıknatıslanma eğrisinin anizotropik davranışı [15].

Normal olarak Co, örnek düzleminde c-ekseni yönünde tek eksenli anizotropiye sahiptir. Bunun anlamı FMR ölçümlerinde 360° taramada toplamda iki tane pik gözlemlenmesidir. Fakat CoO/Co/MgO ince film sistemi için yaptığımız deneylerde (Şekil 6.7) 360° ’de toplamda dört tane pik gözlemlendi. Pik sayısının dört tane olması Co tabakasının c-ekseninin örnek düzleminde birbirleriyle 90° yapacak şekilde büyümesi olarak yorumlanabilir. Yani Co tabakası örnek düzleminde birbirlerine dik iki tane c-ekseni varmış gibi davranıyor Buna benzer bir sonuç L. Tagirov ve ark. [72] tarafından da gözlemlenmiş ve ikiz yapı (twinned structure) olarak isimlendirilmiştir.

6.4 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Ölçümleri

Manyetik özellikleri daha detaylı incelemek amacıyla, CoO/Co/MgO ince filmler VSM tekniği ile de ölçüldü. VSM ile ölçülen mıknatıslanma eğrisinin özelliklerine göre ince filmlerin fiziksel özellikleri ve tezin temel konusu olan kaydırma etkisi hakkında önemli bilgilere ulaşıldı VSM ölçümlerinin hepsi, FMR ile belirlenen, kolay ekseninde yapıldı. Şekil 6.9’da VSM ölçümlerinde kullanılan örnek geometrisi gösterilmiştir.

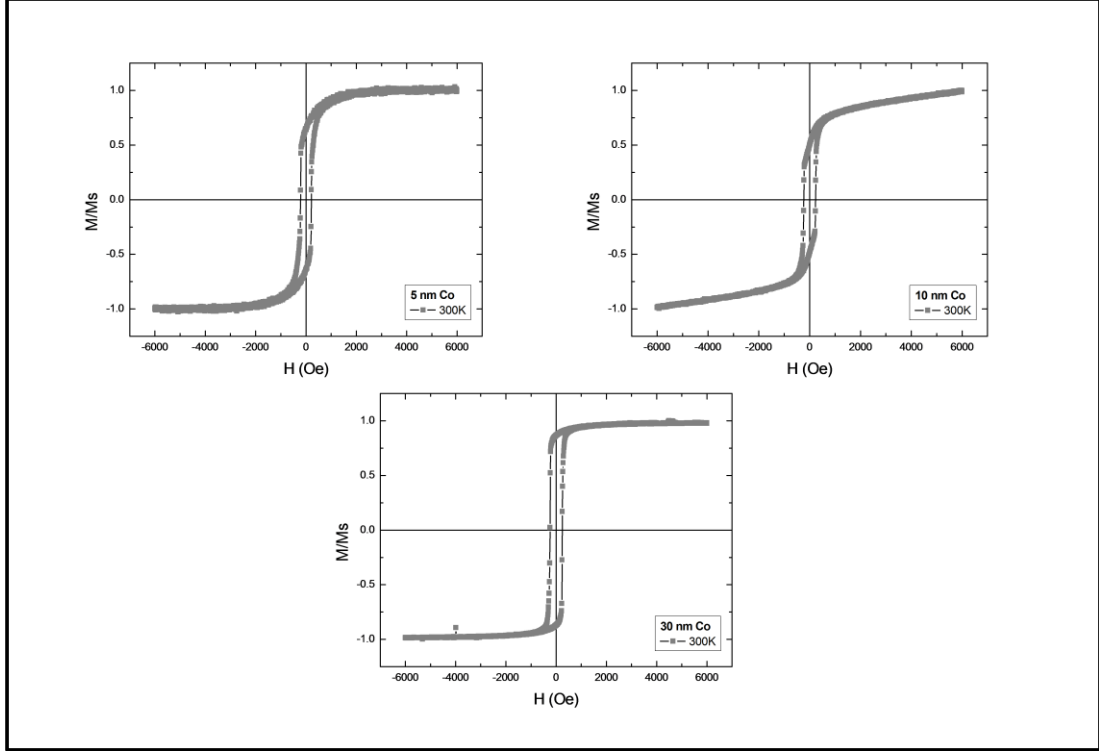


Şekil 6.9 VSM örnek tutucusuna kolay ekseninde yerleştirilmiş CoO/Co/MgO ince filmi.

CoO/Co/MgO ince filmler örnek tutucu üzerine uygun şekilde yerleştirildikten sonra 320 K’den itibaren 2 kOe alan altında soğutularak mıknatıslanma eğrileri alındı. Talim etkisinin ölçümlere zarar vermemesi için, düşük sıcaklıktaki her bir histeresis ölçümü için, örnekler tekrar 320 K’e kadar ısıtılıp alan altında istenilen sıcaklığa kadar soğutuldu. Daha sonra elde edilen bu mıknatıslanma eğrilerinden kaydırma alanı, sıfırlayıcı alanlar, kaydırma etkisinin sıcaklığa ve kalınlığa bağlı davranışı incelendi.

CoO/Co/MgO ince filmleri ilk olarak oda sıcaklığında (RT) ölçüldü. Oda sıcaklığında ölçülen 5 nm, 10 nm ve 30 nm kalınlıklarındaki Co tabakasına sahip ince filmlerin histeresis çevrimleri Şekil 6.10’da gösterildiği gibi simetrik çıkmıştır.

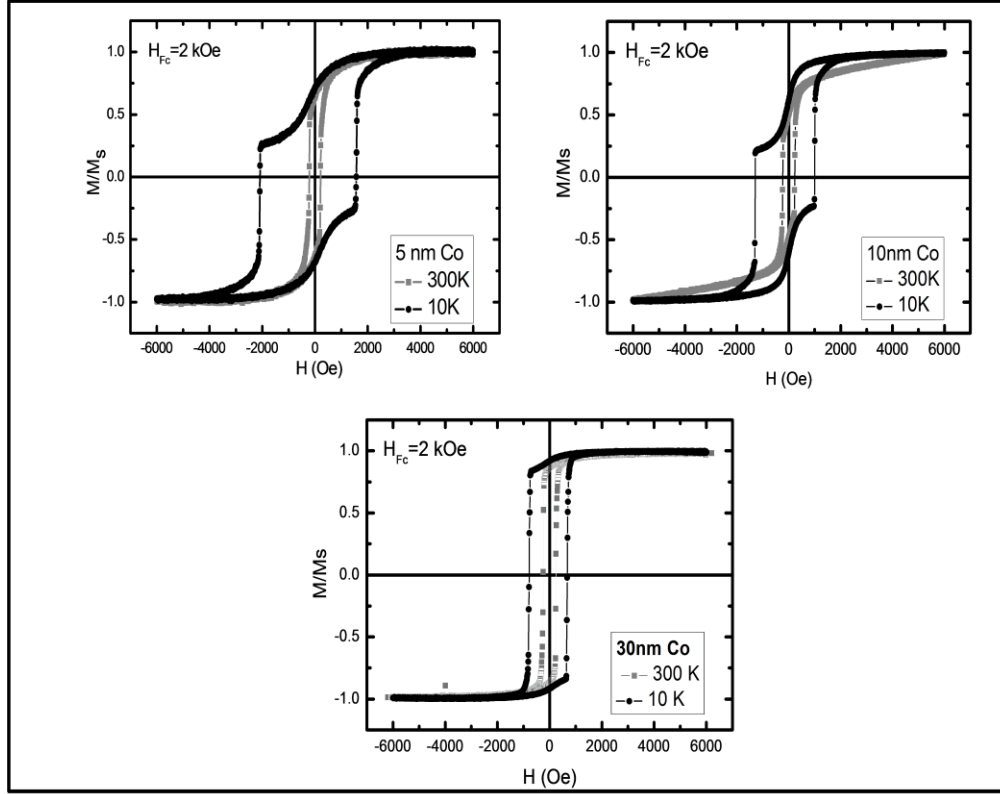
Yani sıfırlayıcı alanlar negatif ($-H_C$) ve pozitif ($+H_C$) yönlerde birbirlerine eşit çıkmıştır. Bu beklenen bir sonuçtur. Çünkü CoO'in Neel sıcaklığı oda sıcaklığının altında olduğundan, CoO henüz AFM düzene geçmemiştir.



Şekil 6.10 5 nm, 10 nm ve 30 nm Co kalınlığına sahip filmler için oda sıcaklığında alınan histeresis çevrimleri.

Oda sıcaklığındaki ölçümlerden sonra, 300 K ile 10 K arasındaki değişik sıcaklıklarda histeresis ölçümleri yapıldı. Bu sıcaklık aralıklarında ölçüm yapılmasındaki temel amaç AFM CoO tabakasının T_N sıcaklığını belirlemek ve kaydırma etkisinin sıcaklığa bağlı davranışını incelemektir.

Şekil 6.11'de farklı Co kalınlıklarına sahip örnekleri 300 K ve 10 K arasında alınan histeresis ölçümleri gösterilmektedir. Düşük sıcaklık ölçümlerinden de görüleceği gibi alanda soğutmayla sıfırlayıcı alanlar genişliyor. Histeresis çevrimi artık oda sıcaklığındaki simetrik durumunu kaybediyor ve negatif yönde kaymaya uğruyor.



Şekil 6.11 RT ve LT değerlerinde CoO/Co/MgO ince filmde 5 nm, 10 nm ve 30 nm kalınlıklarındaki Co tabakasına ait histeresis çevrimleri.

Şekil 6.11’de gösterilen histeresis eğrilerinden elde edilen 300 K (RT) ve 10 K (LT) deki sıfırlayıcı alan değerleri tablo 6.2’de verilmiştir.

Tablo 6.2 5 nm, 10 nm, 30 nm kalınlıklarına sahip Co tabakasının 300 K ve 10K sıcaklıklarındaki sıfırlayıcı alan değerleri.

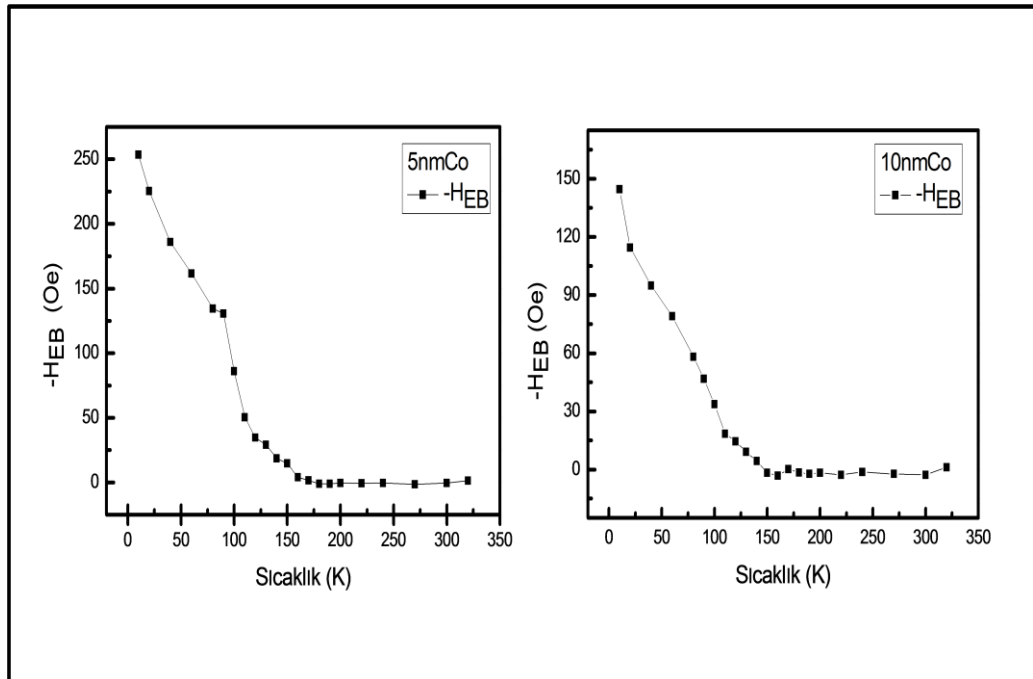
Co Tabakasının Kalınlığı	300 K (RT)		10 K (LT)	
	-H _C (Oe)	H _C (Oe)	-H _C (Oe)	H _C (Oe)
5 nm	-221	221	-2093,5	1571
10 nm	-230	230	-1292,4	995,3
30 nm	-240	240	-782,06	673

Bu tablodan faydalanarak 4.8 ve 4.9 denklemleriyle 10 K'deki sıfırlayıcı alan ve kaydırma alanı değerlerini tablo 6.3'teki gibi elde ederiz.

Tablo 6.3 5 nm, 10 nm, 30 nm kalınlıklarına sahip Co tabakasının 10K sıcaklığındaki sıfırlayıcı alan ve kaydırma alanı değerleri.

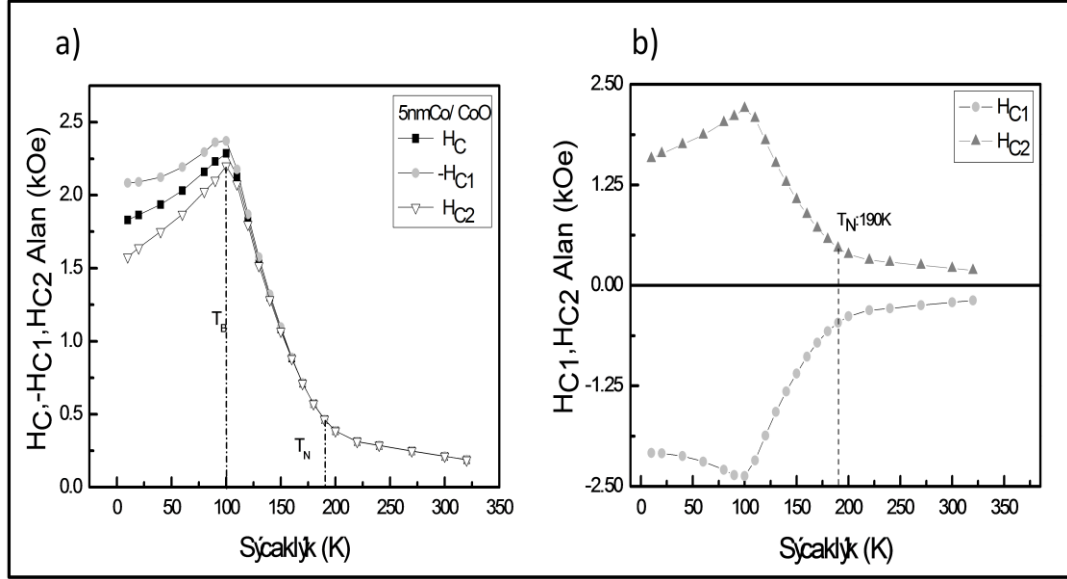
Co Tabakasının Kalınlığı	H_C (Oe)	H_{EB} (Oe)
5 nm	1832	-261
10 nm	1143	-148,55
30 nm	727	-54,53

Titreşimli örnek manyetometresinde 300 K ve 10 K sıcaklık değerlerinin yanısıra ara sıcaklıklarda da ölçümler alındı ve H_C ve H_{EB} değerleri her bir sıcaklık değeri için ayrı ayrı belirlendi. Daha sonra belirlenen H_C ve H_{EB} değerlerinin sıcaklığa bağlı grafikler çizildi (Şekil 6.12).



Şekil 6.12 5 nm ve 10 nm Co kalınlıklarına sahip filmlerin kaydırma alanlarının sıcaklığa bağlı davranışları.

H_{EB} – sıcaklık grafikleri incelendiğinde, sıcaklığın azalmasıyla kaydırma etkisinin arttığı görülüyor. Şekil 6.12’de göze çarpan önemli bir nokta da 300 K ile 100 K arasında kaydırma etkisi net olarak gözlenmemektedir. Fakat 100 K değerinden sonra kaydırma etkisinde belirgin bir artış olmaktadır. Bu özel sıcaklıkta sıfırlayıcı alanlar maksimuma ulaşıyor. Sıfırlayıcı alanların sıcaklığa bağlı davranışı Şekil 6.13’teki grafiklerde gösterilmektedir.



Şekil 6.13 5 nm Co tabakası için sıfırlayıcı alanların sıcaklığa bağımlılığı, a) H_C , $-H_{C1}$ ve H_{C2} ile T_B ve T_N sıcaklık değerlerini, b) H_{C1} ve H_{C2} değerlerini ile T_N sıcaklık değerlerini göstermektedir.

Sıfırlayıcı alanlar genel yapısal olarak sıcaklıkla ters orantılıdır. Sıcaklık azaldıkça H_C alanı artar. CoO/Co/MgO ince filmler için de aynı sonuç geçerlidir. Fakat sıcaklığın 100 K olduğu değere kadar. Sıfırlayıcı alan değerleri Şekil 6.13.a grafiğinde de görüldüğü gibi sıcaklığın düşmesiyle 100 K değerine kadar artmaktadır. Daha sonra sıcaklığın düşmeye devam etmesiyle azalmaktadır. Bu değişimin temel sebebi kübik MgO alttaşı üzerine büyütülen hcp Co tabakasının iki farklı yönelimde domen yapısına sahip olmasıdır. Böylece sıcaklığa bağlı olarak Co tabakasının anizotropisinde CoO tabakasının etkisiyle değişim gözlenmektedir. Yani sıcaklık değeri 320 K ile 100 K arasında FM olan Co’ın anizotropisi AFM olan CoO’ın anizotropisine baskın geldiği için H_C değeri artmaktadır. 100 K ile 10 K

arasında CoO'in anizotropisi kaydırma etkisinden dolayı Co'nun anizotropisine baskın hale gelmekte ve H_C değerini düşürmektedir.

Buradaki düşüşün temel sebeplerinden biri de özel bir sıcaklık değeri olmasıdır. Düşüş kaydırma etkisinin artık net bir şekilde gözlemlendiği yerde (100K) ortaya çıkmaktadır. Kaydırma etkisi değerinin tam olarak gözlemlenmeye başladığı sıcaklık değeri engelleme sıcaklığı (blocking) olarak bilinir (Bkz. 4.6). T_B değeri Co kalınlığı 5 nm olan ince film için 100 K olarak belirlenmiştir.

Genel olarak T_B değerinin T_N değerine yakın olması beklenir. CoO'in T_N değeri genel olarak 291 K olarak bilinir. Bu çalışmadaki CoO tabakasının T_N değeri Şekil 6.13b'de görüldüğü gibi, sıfırlayıcı alanların birbirlerinden ayrılmaya başladığı yani kaydırma etkisinin ortaya çıktığı sıcaklık olan 190 K'dir.

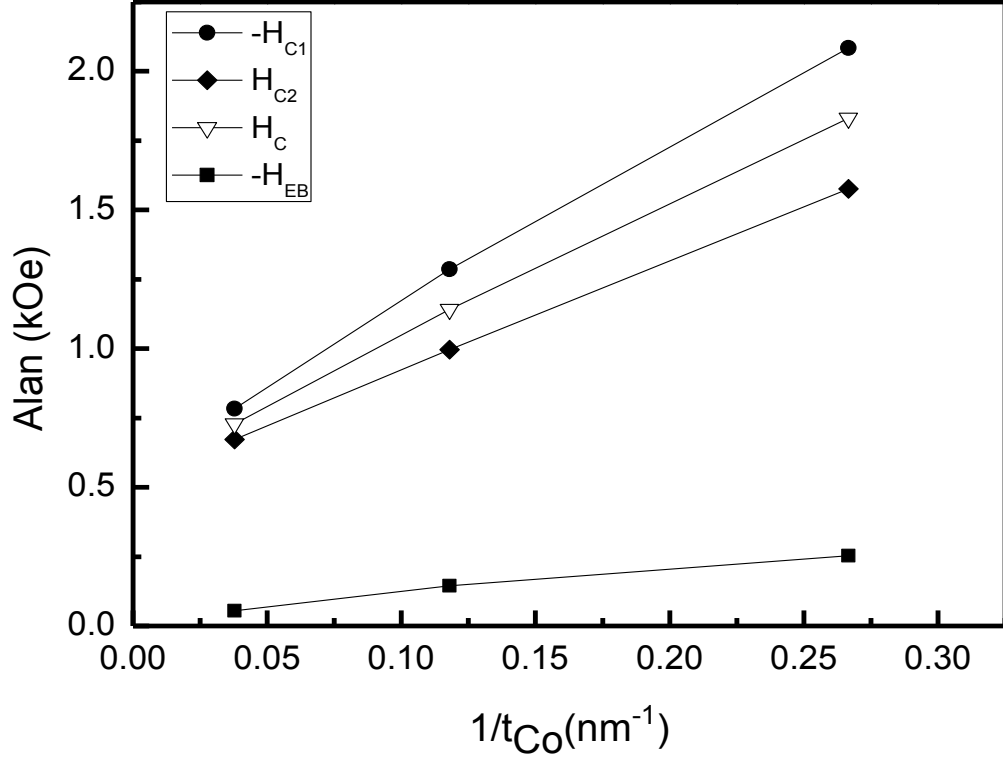
Şekil 6.13a'da 100 K değerinde oluşan pikin genişliği CoO/Co/MgO ince filmin safsızlığı ile orantılıdır [27]. X-ışını yansıması deneylerinde CoO'e ait yoğunluk değerinin 5.4 gr/cm^3 çıkması, CoO'in saf olmadığı sonucu zaten verilmişti. Bu durum pikin geniş olmasının ve aynı zamanda T_B ve T_N değerlerinin birbirlerine yakın olmamasının sebebini de açıklamaktadır.

Bu çalışmanın ana hedeflerinden biri de, Co tabakasının kalınlığı ile kaydırma etkisinin ve sıfırlayıcı alanların nasıl değiştiğini incelemektir. 10 K'de ölçülen histeresis çevrimlerinden elde edilen sıfırlayıcı alan ve kaydırma etkisinin Co kalınlığıyla (t_{FM}) ile ilişkisi tablo 6.4'te gösterilmektedir.

Tablo 6.4 Farklı Co kalınlıkları için 10 K'deki sıfırlayıcı alan ve kaydırma alanı değerleri.

Co Tabakasının Kalınlığı	$\frac{1}{t_{Co}}$	$-H_{C1}$	H_{C2}	H_C	$-H_{EB}$
5 nm	0.26667	-2093,5	221	1832	261
10 nm	0.11792	-1292,4	230	1143	148,55
30 nm	0.03788	-782,06	240	727	54,53

Tablo 6.4'deki değerleri grafikte izdirdiğimizde kaydırma etkisinin Co kalınlığıyla ters orantılı olduğu görülmektedir (Şekil 6.14). Bu sonuçlar daha önce yapılan teorik ve deneysel çalışmalarla da uyumludur [9].



Şekil 6.14 10 K'deki sıfırlayıcı ve kaydırma alanlarının, Co kalınlığına bağlı davranışı.

7. SONUÇ

Bu tezde, teknolojik uygulamalar ve bilimsel çalışmalar açısından büyük öneme sahip kaydırma etkisinin, ferromanyetik tabakanın kalınlığına bağlı olarak nasıl değiştiği incelenmiştir. Bu amaçla CoO/Co/MgO ince film sisteminde Co kalınlığı değiştirilerek, yapısal ve manyetik özellikler XRR, FMR ve VSM teknikleriyle araştırıldı. İyon saçırma tekniği ile MgO (001) alttaş üzerine ferromanyetik Co tabakası ve onunda üzerine oksitleme ile antiferromanyetik CoO tabakası büyütüldü. Sistemde AFM tabaka olarak CoO seçilmesindeki en önemli faktör T_N sıcaklığının oda sıcaklığına yakın olmasıdır.

CoO/Co/MgO manyetik ince filminde ferromanyetik Co tabaksının kalınlığı 5 nm, 10 nm, 30 nm olarak değiştirilmiştir. İnce filmlerin gerçek kalınlıklarını ve arayüzey pürüzlüklerini belirlemek için XRR ölçümleri yapıldı ve deneysel sonuçlar teorik olarak fit edildi.

Daha sonra, ferromanyetik rezonans tekniği ile filmlerin manyetik anizotropileri, mıknatıslanma eksenleri gibi özellikleri detaylıca incelendi. MgO (001) üzerine Co'ın hcp yapıda büyüdüğü ve film düzleminde iki tane kolay eksene sahip olduğu bulundu. Bunun yanı sıra Co'ın kolay ekseninin MgO [100] yönü ile 45° açı yapacak şekilde, zor ekseninin ise MgO [100] yönünde olduğu gözlemlendi.

Son olarak, CoO/Co/MgO manyetik ince filmlerin titreşimli örnek manyetometresi ile mıknatıslanma eğrileri ölçüldü. Farklı sıcaklıklarda ölçülen histeresis eğrilerinden sıfırlayıcı alanlar ve kaydırma alanları belirlendi. Kaydırma alanlarının sıcaklıkla ters orantılı olarak değiştiği gözlemlendi. Sıfırlayıcı alanların ise, T_B sıcaklığına kadar sıcaklık azaldıkça arttığı, T_B sıcaklığından daha düşük sıcaklıklarda azaldığı belirlendi.

Kaydırma ve sıfırlayıcı alanların sıcaklığa bağlı grafiklerinden, CoO/Co/MgO sisteminin T_B ile T_N gibi özel sıcaklık değerleri belirlendi. CoO'in istenilen saflıkta büyütülememesi nedeniyle T_N ve T_B sıcaklıklarının bulk değerden oldukça küçük oldukları bulundu.

Bununla birlikte, farklı Co kalınlıkları için mıknatıslanma ölçümleri tekrarlanarak, kaydırma ve sıfırlayıcı alanların sıcaklığa bağlı davranışları incelendi. Daha önce yapılan teorik ve deneysel çalışmalarla uyumlu olarak, bu alanların Co tabakasının kalınlığıyla ters orantılı olarak değiştiği gözlemlendi.

Sonuç olarak, FM tabakanın kalınlığının ve AFM tabakanın safsızlığının kaydırma etkisini önemli lde değiştirdiği bulundu.

KAYNAKLAR

- [1] W. Meiklejohn, C.P. Bean, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
- [2] W. Meiklejohn, C.P. Bean, Phys. Rev. **105**, 904 (1957).
- [3] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molna, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger, Science **294**, 1488 (2001).
- [4] S. Datt, B. Das, Appl. Phys Let. **56**, 665 (1990).
- [5] W. C. Jeong, H. J. Kim, J. H. Park, C. W. Jeong, E. Y. Lee, J. H. Oh, G. T. Jeong, G. H. Koh, H. C. Koo, S. H. Lee, S. Y. Lee, J. M. Shin, H. S. Jeong, and Kinam Kim, IEEE Transactions On Magnetics, **40**, 4 (2004).
- [6] E. Jimenez, J. Camarero, J. Sort, J. Nogues, N. Mikuszeit, J. M. Garcia – Martin, A. Hoffmann, B. Dieny, R. Miranda, Physical Review B **80**, 014415 (2009).
- [7] M. Kiwi, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **234**, 584-595 (1999).
- [8] J. Gurgul, K. Freindl, A. Koziol-Rachwał, K. Matlak, N. Spiridis, T. Slezak, D. Wilgocka- Slezak and J. Korecki Surf. Interface Anal., **42**, 696–698 (2010).
- [9] F. Radu, M. Etzkorn, R. Siebrecht, T. Schmitte, K. Westerholt, and H. Zabel Physical Review B **67**, 134409 (2003).
- [10] G. Nowak, A. Remhof, F. Radu, A. Nefedov, Hans-Werner Becker, and H. Zabel, Physical Review B **75**, 174405 (2007).
- [11] J. Nogues, I. K. Schuller, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **192**, 203-232 (1999).
- [12] M. Kivi, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **234** (2001) 584–595
- [13] T.C. Schulthess and W.H. Butler, Phys. Rev. Lett. **81**, 4516 (1998).
- [14] D. Mauri, H.C Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
- [15] B. D. Cullity, C. D. Braham, Introduction to Magnetic Materials, 2 nd edition, John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, New Jersey, (2009).
- [16] S. Chikazumi, Physics of Ferromagnetism, Oxford University Press (1994).
- [17] P. Langevin, Ann. Chemie et Physique, **5**, 70–127, (1905).
- [18] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 8th ed., John Wiley & Sons Inc., New York (2005).
- [19] P. Weiss, J. de Physique, **6**, 66-690 (1907).
- [20] W. Heisenberg, Z. Physik, **49**, 619 (1928).
- [21] N. Akdoğan, Yüksek lisans tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi, İstanbul (2004).

- [22] A.Barthelemy and A.Fert, Physical Review B, **43** , 16 (1991).
- [23] M. Julliere, Physics Letters A Volume **54**, 225 (1975).
- [24] T. Miyazaki and N. Tezuka, J. Magn. Magn. Mater., **139**, 231–234, (1995).
- [25] S. Moodera, L. R. Kinder, T. M.Wong, and R. Meservey, Phys. Rev. Lett., **74**, 3273 (1995).
- [26] F.Radu, Ph.D. Thesis, Ruhr Universitaet, Bochum (2005).
- [27] Gregor Nowak, Arndt Remhof, Florin Radu, Alexei Nefedov, Hans-Werner Becker, and Hartmut Zabel, Physical Review B **75**, 174405, (2007)
- [28] A.E. Berkowitz, Kentaro Takano, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **200**, 552-570, (1999).
- [29] X. Y. Lang, W. T. Zheng, and Q. Jiang, 18, Nanotechnology, 155701, (2007).
- [30] P.J. van der Zaag, L. F. Feiner, R. M. Wolf, J. A. Borchers, Y. Ijiri, R. W. Erwin, Physica B **276**, 638, 2000
- [31] A. J. Devasahayam, and M. H Ktyder., 85, J. Appl. Phys., 5519, (1999).
- [32] F. Radu, M. Etzkorn, R. Siebrecht, T. Schmitte, K. Westerholt, and H. Zabel, Physical Review B **67**, 134409 (2003).
- [33] J.B. Yi, J. Ding, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 303, 160-164, (2006).
- [34] T.J. Moran, J.M. Gallego, I.K. Schuller, J. Appl. Phys. **78**, 1887, (1995).
- [35] J. Nogues, D. Lederman, T.J. Moran, I.K. Schuller, K.V. Rao, Appl. Phys. Lett. **68** (1996) 3186.
- [36] P.J. van der Zaag, A.R. Ball, L.F. Feiner, R.M. Wolf, P.A.A. van der Heijden, J. Appl. Phys. **79**, 5103, (1996).
- [37] G. Choe, S. Gupta, Appl. Phys. Lett. **70**, 1766, (1997).
- [38] P.J. van der Zaag, A.R. Ball, L.F. Feiner, R.M. Wolf, P.A.A. van der Heijden, J. Appl. Phys. **79**, 5103, (1996).
- [39] S. Soeya, S. Nakamura, T. Iamgawa, S. Narishige, J. Appl. Phys. **77**, 5838, (1995).
- [40] K. Hoshino, S. Noguchi, R. Nakatani, H. Hoshiya, Y. Sugita, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 1327, (1994).
- [41] G. Choe, S. Gupta, Appl. Phys. Lett. **70**, 1766, (1997).
- [42] C. Tsang, K. Lee, J. Appl. Phys. **53**, 2605, (1982).
- [43] B. Kuhlow, M. Lambeck, H. Schroeder-Fürst, J. Wortmann, Z. Angew. Phys. **32**, 54, (1971).

- [44] Y.J. Chen, D.K. Lottis, E.D. Dahlberg, J.N. Kuznia, A.M. Wowchak, P.I. Cohen, *J. Appl. Phys.* **69**, 4523, (1991).
- [45] C. Schlenker, S.S.P. Parkin, J.C. Scott, K. Howard, *J. Magn. Magn. Mater.* **801**, 54-57, (1986).
- [46] Y. Tsuchiya, K. Kosuge, S. Yamaguchi, N. Nakayama, *Mater. Trans. JIM* **38**, 91, (1997).
- [47] C.L. Lin, J.M. Sivertsen, J.H. Judy, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 4091, (1995).
- [48] L. Thomas, A. J. Kellock, and S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **87**, 5061, (2000).
- [49] J.Daillant, , A. Gibaud, (Eds.), *X-ray and Neutron Reflectivity: Principles and Applications*, *Lect. Notes Phys.* **770**, DOI 10.1007/ 978-3-540-88588-7, (2009),
- [50] R.W.James, *The optical of the diffraction of X-rays*. London: Bell, (1965).
- [51] P. Müller-Buschbaum Technical University München, Physik Department LS E13, James-Franck-Str.1, 85747 Garching, Germany.
- [52] L.G. Parratt *Phsy Rev.* **95**, 359-80, (1954).
- [53] W.L. Bragg, "The Diffraction of Short Electromagnetic Waves by a Crystal", *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, **17**, 43–57, (1913).
- [54] C.P.Slichter, "Principles of Magnetic Resonance", Harper & Row, (1963).
- [55] M. Farley, *Rep. Prog. Phys.* **61**, 755–826, (1998).
- [56] L. D. Landau, and E. Lifshitz, *Phys. Z. Sov.* **8**, 153, (1935).
- [57] Heinrich B. and Cochran J. F., *J.Appl. Phys.*, **57**, 3690, (1985).
- [58] T. L. Gilbert., *Phs. Rev.*, **100**, 1243, (1955).
- [59] Frait Z., Fraitova D. and Pust L., *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **54**, (1985).
- [60] N. Bloembergen, *Phys. Rev.*, **78**, 572, (1950).
- [61] Quantum desing, VSM option user manual, san Diego, p. 152, (2009)
- [62]Resul Yılmaz, Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (1999).
- [63]D.S. Geoghegan, P.G. McCormick, R. Street, *Mater. Sci. Forum* **629**, 179-181, (1995).
- [64] H.M. Lin, C.M. Hsu, Y.D. Yao, Y.Y. Chen, T.T. Kuan, F.A. Kuan, F.A. Yang, C.Y. Tung, *NanoStruct. Mater.* **6**, 977, (1995).
- [65]Gangopadhyay, G.C. Hadjipanayis, C.M. Sorensen,K.J. Klabunde, *NanoStruct. Mater.* **1**, 449, (1992).
- [66]S. Gangopadhyay, G.C. Hadjipanayis, C.M. Sorensen, K.J. Klabunde, *J. Appl. Phys.* **73**, 6964, (1993).

- [67]S. Gangopadhyay, G.C. Hadjipanayis, C.M. Sorensen, K.J. Klabunde, IEEE Trans. Magn. **28**, 3174, (1992).
- [68] A.E. Berkowitz, K. Takano, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **200**, 552-570, (1999).
- [69] J.B. Yi, J. Ding, B.H. Liu, Z.L. Dong, T. White, Y. Liu Journal of Magnetism and Magnetic Materials **285**, 224–232, (2005).
- [70]J.B. Yi, J. Ding Journal of Magnetism and Magnetic Materials **303**, 160-164, (2006)
- [71]T. Gredig, I. N. Krivorotov, P. Eames, and E. D. Dahlberg, Applied Physics Letters, **81**, 7, (2002)
- [72] Yu. V. Goryunov, G. G. Khaliullin, I. A. Garifullin, L. R. Tagirov, F. Schreiber, P. Bödeker, K. Bröhl, Ch. Morawe, Th. Mühge, and H. Zabel, J. Appl. Phys. **76**, 10, (1994)

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında İstanbul/ Kadıköy’de doğdu. İlk ve orta öğrenimini Pendik Kavakpınar İÖO’da tamamladı. Lise öğrenimini Pendik Gülizar ve Zeki OBDAN lisesinde tamamladı. Lisans eğitimini 2008 yılında Kayseri Erciyes Üniversitesi’nde tamamladıktan sonra aynı yıl içerisinde Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (GYTE) Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde yüksek lisansa başladı ve “Spintronik uygulamalar için katmanlı ve kompozit manyetik nano malzemelerin geliştirilmesi” adlı projede araştırmacı olarak yer aldı.