MARMARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SPİN TRANSFER TORK ETKİLİ ÇOK KATMANLI İNCE FİLM SİSTEMLERİNİN FABRİKASYONU VE KARAKTERİZASYONU

TANER KALAYCI

DOKTORA TEZİ
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Programı

DANIŞMAN
Prof.Dr. Şahin AKTAŞ

EŞ-DANIŞMAN
Doç. Dr. Fikret YILDIZ

İSTANBUL, 2018

MARMARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SPİN TRANSFER TORK ETKİLİ ÇOK KATMANLI İNCE FİLM SİSTEMLERİNİN FABRİKASYONU VE KARAKTERİZASYONU

TANER KALAYCI
(720312002)

DOKTORA TEZİ
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Programı

DANIŞMAN
Prof.Dr. Şahin AKTAŞ
EŞ DANIŞMAN
Doç.Dr. Fikret YILDIZ

İSTANBUL, 2018

MARMARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Marmara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Öğrencisi Taner KALAYCI'nın "**Spin Transfer Tork Etkili Çok Katmanlı İnce Film Sistemlerinin Fabrikasyonu ve Karakterizasyonu**" başlıklı tez çalışması, 19 Haziran 2018 tarihinde savunulmuş ve jüri üyeleri tarafından başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Şahin AKTAŞ (Danışman)
Marmara Üniversitesi .....(İMZA).....

Doç. Dr. İlhan YAVUZ (Üye)
Marmara Üniversitesi .....(İMZA).....

Prof. Dr. Mustafa ÖZDEMİR (Üye)
İstanbul Teknik Üniversitesi .....(İMZA).....

Dr. Öğr. Üyesi Cengiz OKAY (Üye)
Marmara Üniversitesi .....(İMZA).....

Dr. Öğr. Üyesi Sinan KAZAN (Üye)
Gebze Tenik Üniversitesi .....(İMZA).....

ONAY

Marmara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 25.06.2018 tarih ve 2018/15-58 sayılı kararı ile **Taner KALAYCI**'nın Fizik Anabilim Dalı Fizik programında Doktora derecesi alması onanmıştır.

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü
Prof. Dr. Adı SOYADI

Prof. Dr. Bülent EKİCİ
Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Bu tez çalışmasında spin transfer tork ve spin transfer nano osilatörler gibi spintronik uygulamalarda kullanılabilecek çok katmanlı manyetik ince filmlerin yapısal, manyetik ve transport özellikleri incelenmiştir. Ara katman ve ferromanyetik katman kalınlıkları aracılığıyla spin transfer tork etkisi gözlemlenebilen kolineer olmayan manyetik yönelime sahip çok katmanlı ince filmler üretilerek yapısal ve manyetik karakterizasyonları gerçekleştirilmiştir.

Öncelikle tez konusunu belirlerken ve tezin her aşamasında yardımını her daim hissettiğim değerli danışman hocam sayın Doç. Dr. Fikret YILDIZ'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez dönemi boyunca değerli fikirlerini benimle paylaşan yardımlarını esirgemeyen değerli danışman hocam sayın Prof. Dr. Şahin AKTAŞ'a teşekkürlerimi sunarım.

FEN-C-DRP-110316-0103no'lu doktora projesi ile tezimi destekleyen Marmara Üniversitesi Proje Araştırmaları Koordinasyon Birimi'ne teşekkürlerimi sunarım.

Tez dönemi boyunca yanımda olan değerli arkadaşlarım Saba KARAKAŞ, Caner DEĞER, İzzet Paruğ DURU ve öğretim üyesi arkadaşlarım Muhammet ARUCU, İlhan YAVUZ'a teşekkür ederim. Tez sürecinin deneysel kısımlarının geçtiği Gebze Teknik Üniversitesine, başta Can DAVUT, Yasin ÇETİNKAYA ve Hasan PİŞKİN olmak üzere laboratuvarlardaki çalışma arkadaşlarıma da teşekkürü borç bilirim.

Eğitim ve öğretim hayatımın en başından bu zamana kadar daima maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen annem Meryem KALAYCI,babam Osman KALAYCI, dedem Hüseyin KALAYCI, kardeşlerim Caner ve Eray KALAYCI'ya ve burada adı yazılmamış geniş aile bireylerine teşekkürlerimi sunarım.

Akademik hayata atıldığım ilk günden beri yanımda olan desteğini her zaman yanımda hissettiğim, sevgili eşim Fatma TATLI KALAYCI'ya tüm kalbimle teşekkür ederim.

Oğlum Hasan Eren'e

Haziran, 2018 **Taner KALAYCI**

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ ..... **i**

İÇİNDEKİLER ..... **iii**

ÖZET ..... **v**

ABSTRACT ..... **viii**

SEMBOLLER ..... **viii**

KISALTMALAR ..... **ix**

ŞEKİL LİSTESİ ..... **xii**

TABLO LİSTESİ ..... **xviii**

1. GİRİŞ 1

1.1. Motivasyon 1

2. MANYETiK MALZEMELER 4

2.1. Manyetizmaya Giriş 4

2.2. Mıknatıslanma 4

2.3. Manyetik Duygunluk 6

2.4. Manyetik Geçirgenlik 6

2.5. Maddenin Manyetik Özellikleri 7

2.5.1. Diyamanyetizma 7

2.5.2. Paramanyetizma 8

2.5.3. Ferromanyetizma 10

2.5.3.1. Curie-Weiss Yasası 11

2.5.3.2. Ferromanyetik Rezonans 12

2.5.3.3. Tabakalar Arası Değiş-Tokuş Etkileşmesi 14

2.5.3.4. RKKY (Ruderman Kittel Kasuya Yosida) Teorisi 14

2.5.3.5. Tabakalar Arası Değiş-tokuş Etkileşiminin Salınımı……..17

2.5.3.6. Manyetik Histeri Eğrisi…..……...……..21

2.5.3.7. Domenler……23

2.5.4. Antiferromanyetizma 25

2.5.5. Ferrimanyetizma 27

3. MANYETİK ANİZOTROPİ..... 29

3.1.Giriş…….....29

3.2.Kristal Anizotropi……...30

3.3.Tek Eksenli Manyetik Anizotropi 31

3.4.Şekil Anizotropisi……...32

3.5. Manyetoelastik Anizotropi……..32

3.6. Manyetik Yüzey ve Arayüzey Anizotropileri…….....……...32

4. SPİNTRONİK 34

4.1. Manyetik Direnç 35

4.2. Dev Manyeto-direnç Etkisi (GMR) 35

4.3. Tünelleme Manyeto-direnç Etkisi (TMR) 36

4.4. Manyetik İnce Filmler 38

4.5. İnce Filmlerde Kolineer Olmayan Konfigürasyon ve Uygulama Alanları.....42

5. DENEYSEL TEKNIKLER 45

5.1. Vakum Sistemleri 45

5.2. Örnek Hazırlama Teknikleri 46

5.2.1. Magnetron Sputtering (Saçtırma) Tekniği……..……..46

5.3. İnce Film Karakterizasyon Teknikleri 49

5.3.1. X-ışını Kırınımı (X-Ray Diffraction)……....49

5.4. Manyetik Karakterizasyon 51

5.4.1. Ferromanyetik Rezonans (FMR) Tekniği…….51

5.4.2. Manyeto Optik Kerr Etkisi Tekniği……..……53

5.5.Manyetodirenç Ölçümleri……...56

6. ARAŞTIRMA BULGULARI VE SONUÇ 58

6.1.Örneklerin Hazırlanması 58

6.2.Dik Manyetik Anizotropiye Sahip İnce Filmlerin Elektronik Özellikleri.....60

6.3.Tabakalar Arası Değiş-tokuş Enerjisinin Kontrolü.....66

6.4.Referans Co Katman Kalınlığının Manyetik Konfigürasyona Etkisi.....76

6.5. Hazırlanan Örneklerin Transport Ölçümleri……..……84

7. SONUÇ 89

KAYNAKÇA 91

ÖZGEÇMİŞ..... 99

ÖZET

SPİN TRANSFER TORK ETKİLİ ÇOK KATMANLI İNCE FİLM SİSTEMLERİNİN FABRİKASYONU VE KARAKTERİZASYONU

Bu tez çalışmasında genel yapısı Si(100)/Pt/$[Co/Pt]_6$/Pt/Co/Pt olan çok katmanlı manyetik ince filmler magnetron saçtırma tekniği kullanılarak çeşitli kalınlıklarda hazırlandı. Si(100) alttaşın üzerine Pt tampon tabaka büyütülerek (111) yapının indüklendiği X-ışını kırınım deseniyle belirlendi. Kolineer olmayan manyetik konfigürasyon elde etmek için ferromanyetik bir katman olarak kullandığımız [Co/Pt] katmanı 6 kez tekrarlandı. Dik manyetik anizotropi ile birlikte kolineer olmayan manyetik yönelimin elde edildiği hem FMR hem de MOKE sonuçlarından tespit edildi. Dik manyetik anizotropi elde edilen katmana ait durum yoğunlukları ve bant yapıları ilk prensiplere dayalı hesapsal yöntenler aracılığıyla belirlendi. Bununla birlikte ara katman olarak kullandığımız Platin ve 2. ferromanyetik katman olarak kullandığımız Kobalt katmanlarının kalınlıkları değiştirilerek manyetik ve transport özellikler elde edildi.

Manyeto optik Kerr etkisi ve Ferromanyetik rezonans teknikleri manyetik özellikleri araştırmak için kullanıldı. Manyetodirenç ölçümleri ise transport özellikleri hakkında bilgi sahibi olmamıza yardımcı oldu. 3 nm Pt ara katman kalınlığı için ferromanyetik çiftlenim söz konusuyken 4 ve 5 nm kalınlıklar için anti-ferromanyetik çiftlenim söz konusudur. $[Pt/Co]_6$ katmanının manyetik anizotropisinin belirlenmesi Kobalt referans katmanının kalınlık değişimiyle yerine getirildi. Böyle sistemlerde kolineer olmayan konfigürasyonların kontrolü, ara katman ve referans katmanların kalınlıklarının değişimiyle mümkün olduğu açığa çıkarıldı. $[Pt/Co_6]/t_{Pt}/t_{Co}$ üçlü katman yapısı, çok katmanlı manyetik sistemlerde özellikle de spin transfer tork uygulamalarında kullanılabilir olduğu belirlendi.

Anahtar kelimeler: Manyetik İnce Filmler, Ferromanyetik Rezonans, Histeresis, Kolineer Olmayan Manyetik Konfigürasyon, Spin Transfer Tork

Haziran, 2018 **Taner KALAYCI**

ABSTRACT

FABRICATION AND CHARACTERIZATION OF MULTILAYERED THIN FILM SYSTEMS WITH SPIN TRANSFER TORQUE

In this thesis, magnetic multilayered thin films which have the general structure of Si(100)/Pt/$[Co/Pt]_6$/Pt/Co/Pt were prepared in various thicknesses via magnetron sputtering technique. The Pt buffer layer was grown on the Si(100) substrate to induce the (111) texture. This was determined by X-Ray diffraction pattern. [Co/Pt] layer that we used as a ferromagnetic layer in our film stack were repeated 6 times to obtain non-collinear magnetic configuration. Both FMR and MOKE results showed that perpendicular magnetic anisotropy and non-colinear magnetic configuration were achieved. Furthermore, density of states and band structure of [Co/Pt] layer were determined using the computational methods based on the first principle calculations. Then we changed the thicknesses of spacer Platin and FM2 Cobalt layers and obtained magnetic and transport properties of these thin films.

Magneto optic Kerr effect and ferromagnetic resonance techniques were used to investigate the magnetic properties. Magnetoresistance measurements help us to have information about transport properties.3 nm spacer causes ferromagnetic coupling while the samples have 4 and 5 nm spacer are coupled anti-ferromagnetic. Also, tuning magnetic anisotropy of $[Co/Pt]_6$ layer was accomplished by Co reference layer. It is revealed that controlling of non-collinear states in such systems is possible by variation of thickness of spacer and reference layers and $[Co/Pt]_6/t_{Pt}/t_{Co}$ trilayer system can be used in multilayered magnetic systems especially spin transfer torque applications.

Keywords: Magnetic Thin Films, Ferromagnetic Resonance, Hysteresis, Non-colinear Magnetic Configuration, Spin Transfer Torque

June, 2018 **Taner KALAYCI**

YENİLİK BEYANI

Bu çalışmada, çok katmanlı manyetik sistemlerde spin transfer tork etkisi gözlemlemek adına kolineer olmayan manyetik konfigürasyon elde edilmiş olup manyetik ince filmlerin karakterizasyonu ferromanyetik rezonans ve manyetooptik Kerr etkisi tekniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Kolineer olmayan manyetik konfigürasyon için elde edilmesi gereken düzleme dik ve paralel kolay eksenler belirlenmiştir. Düzleme dik kolay eksene sahip manyetik katmanın durum yoğunlukları ve bant yapıları elde edilmiştir. Hem deneysel hem de teorik olarak elde edilen sonuçlar ve sonuçların yorumlanması bilimsel özgünlüğe sahiptir.

SEMBOLLER

χ **:** Manyetik duygunluk

μ **:**Manyetik moment

Å : Angström

μ_B : Bohr manyetonu

σ : Kütle mıknatıslanması

ρ : Yoğunluk

J_{de} : Değiş-tokuş integrali

E_{de} : Değiş-tokuş enerjisi

μ_0 : Boş uzayın geçirgenliği

ε : İndüksiyon elektro motor kuvveti

Φ_H : Manyetik akı

γ **:** Jiromanyetik oran

τ **:** Tork

ω_0 **:** Presesyon frekansı

KISALTMALAR

Si **:**Silisyum

Pt **:**Platin

Co **:**Kobalt

t_{Pt} **:**Platin katmanı kalınlığı

t_{Co} **:** Kobalt katmanı kalınlığı

FM **:** Ferromanyetik

FM1 **:**1. ferromanyetik katman

FM2 **:**2. ferromanyetik katman

H_c **:**Sıfırlayıcı alan

fcc **:**Yüzey merkezli kübik

fct **:** Yüzey merkezli tetragonal

Fe_3O_4 **:** Manyetit

B **:** Manyetik indüksiyon

H **:** Manyetik alan

M **:**Mıknatıslanma

Oe **:** Oersted

G **:** Gauss

N **:** Spin sayısı

T_C **:** Curie sıcaklığı

M_S **:** Doyum mıknatıslanması

M_r **:** Kalıcı mıknatıslanma

T_N **:** Neel sıcaklığı

hυ **:**Gönderilen fotonun enerjisi

g **:** Spektroskopik yarılma çarpanı

AFM : Antiferromanyetik

AMR : Anizotropik manyetodirenç (Anisotropic magnetoresistance)

GMR : Dev manyetodirenç (Giant magnetoresistance)

TMR : Tünelleme manyetodirenç (Tunneling magnetoresistance)

PVD : Fiziksel buhar biriktirme (Physical vapor deposition)

DC : Doğru akım (Direct Current)

RF : Radyo frekansı (Radio frequency)

UHV : Ultra yüksek vakum (Ultra high vacuum)

XRD : X-ışını kırınımı(X-ray diffraction)

GTÜ : Gebze Teknik Üniversitesi

FMR : Ferromanyetik rezonans

ESR : Elektron spin rezonans

NMR : Nükleer manyetik rezonans

MOKE : Manyeto-optik Kerr etkisi

NASAM : Nanomanyetizma ve Spintronik araştırma merkezi

RKKY : Ruderman Kittel Kasuya Yosida

DOS : Durum yoğunluğu (Density of states)

CASTEP : Cambridge Serial Total Energy Package

E_F : Fermi enerjisi

PMA : Dik manyetik anizotropi (Perpendicular magnetic anisotropy)

GGA : Genelleştirilmiş Gradyen Yaklaşımı

PBE : Perdew-Burke-Ernzerhof

ML : Tek katman (monolayer)

Oop : Düzleme dik (Out-of-plane)

TDOS : Toplam Durum yoğunluğu

PDOS **:** Kısmi durum yoğunluğu

XMCD **:** X-ışını manyetik dairesel dikroizm (X-Ray Magnetic Circular Dichroism)

nm **:** Nanometre

mT **:** miliTesla

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1. Diamanyetik Malzemelerin Manyetik Alan Altında Mıknatıslanması ve Diamanyetik Duygunluğun Sıcaklıkla Değişimi 7

Şekil 2.2. Paramanyetik Düzene Sahip Manyetik Momentler 9

Şekil 2.3. Paramanyetik Malzemelerin Mıknatıslanma Eğrisi Ve Paramanyetik Duygunluğun Sıcaklığa Bağlı Değişimi 9

Şekil 2.4. Ferromanyetik Düzene Sahip Manyetik Momentler..... 10

Şekil 2.5. Ferromanyetik Malzemelerin Duygunluğunun Sıcaklığa Bağlı Değişimi…… ……..11

Şekil 2.6. Fe/Cr Katmanlarda Ara Katman Kalınlığı 1 nm İçin Elde Edilen Antiparalel Yönelim…… ……..14

Şekil 2.7. Manyetik Olmayan Metal Bir Katmanda Aralarında R Uzaklığı Bulunan İki Manyetik Spinler…….15

Şekil 2.8. Manyetik Olmayan Metal İçine Yerleştirilmiş Manyetik Spinler Arasındaki Değiş-tokuş Etkileşmesinin, Spinler Arasındaki Uzaklığa Bağlı Olarak Değişimi……16

Şekil 2.9. Co/Ru Çok Katlı Yapısında Rutenyum Kalınlığına Bağlı Olarak Manyetodirencin ve Doyum Alanının Salınımı 18

Şekil 2.10. Fe/Cr Çok Katlı Yapısında Krom Kalınlığına Bağlı Olarak Manyetodirencin ve Doyum Alanının Salınımı …...……...19

Şekil 2.11. Bakır Kalınlığına Göre Co/Cu Süperörgülerinde Manyetodirencin Salınımı……..20

Şekil 2.12. NiCo/Ru Çok Katlı İnce Filmlerde Rutenyum Kalınlığına Bağlı Olarak Değiş-tokuş Etkileşmesinin Şiddetinin Salınımı 20

Şekil 2.13. Demir, Kobalt ve Nikele Ait İlk Mıknatıslanma Eğrileri ve Doyum Mıknatıslanma Değerleri 21

Şekil 2.14. Ferromanyetik Malzemeler İçin Histeresis Eğrisi..... 22

Şekil 2.15. Kolay Eksende ve Zor Eksende Mıknatıslanma Eğrileri 23

Şekil 2.16. Bir Ferromanyetik Malzemenin Domenlere Ayrılması 24

Şekil 2.17. Ferromanyetik Malzemelerin Mıknatıslanma Süreci..... 24

Şekil 2.18. a)Domen Duvarları b) Bloch Duvarı c) Néel Duvarı..... 25

Şekil 2.19. Antiferromanyetik Düzene Sahip Manyetik Momentler..... 26

Şekil 2.20. Antiferromanyetik Malzemelerde Duygunluk-Sıcaklık İlişkisi..... 27

Şekil 2.21. Ferrimanyetik Düzene Sahip Manyetik Momentler..... 28

Şekil 3.1. Manyetik Bir Malzemede Kolay-Zor Eksen..... 30

Şekil 4.1. GMR Etkisinin Şematik Gösterimi a) Paralel b) Antiparalel durum..... 36

Şekil 4.2. Çok Katlı Manyetik İnce Filmlerin Genel Yapısı ve Katmanlar Arasındaki Etkileşimler a) Ferromanyetik, b) Antiferromanyetik..... 39

Şekil 4.3. a) Akustik mod, b) Optik mod durumu..... 39

Şekil 4.4. a) 3 nm (Py)/0.4 nm Cr/ 2 nm Py, b) 3 nm (Py)/1 nm Cr/ 2 nm Py ' a ait FMR Spekturumu..... 40

Şekil 4.5. Rutenyum (Ru) Kalınlığına Bağlı Olarak $Ni_{80}Co_{20}$/Ru/$Ni_{80}Co_{20}$İnce Film Setinde Değiş-tokuş Sabitinin Değişimi..... 41

Şekil 4.6. a) Fe(14 ML)/Mo(6.3 ML)/Fe(14 ML) ferromanyetik, b) Fe(14ML)/Mo(7.6 ML)/Fe(14ML) Antiferromanyetik Çiftlenim..... 41

Şekil 4.7.STT RAM'in Şematik Gösterimi……44

Şekil 5.1. Magnetron Saçtırma Sisteminin Şematik Gösterimi..... 47

Şekil 5.2. Nanomanyetizma Laboratuvarındaki Deney Düzeneğinin Görüntüsü 49

Şekil 5.3. Düzlemler Arası Mesafenin d Olduğu Bir Kristal 50

Şekil 5.4. X-ışını Kırınım Düzeneğinin Temsili Gösterimi 51

Şekil 5.5. ESR Cihazının Şematik Gösterimi..... 52

Şekil 5.6. MOKE Sisteminin Şematik Gösterimi..... 54

Şekil 5.7. Manyetik-optik Kerr Etkisi Ölçüm Geometrileri. a) P-MOKE, b) L-MOKE, c) T-MOKE Ölçüm Geometrisi..... 55

Şekil 5.8. Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü Manyeto Optik Kerr Etkisi Sistemi…….....55

Şekil 5.9. 4 Nokta Kontak Direnç Ölçümü ve Devresi……...56

Şekil 6.1. Hazırlanan Örnek Setlerinin Şematik Gösterimi..... 58

Şekil 6.2. Si(100) Alttaş Üzerinde Büyütülen Pt/Co İçerikli İnce Filme Ait XRD Spektrumu..... 59

Şekil 6.3. FM1 Katmanına Ait MOKE Histeri Eğrileri……..62

Şekil 6.4. Saf Pt'e Ait Toplam Durum Yoğunluğu……..63

Şekil 6.5. Saf Pt'e Ait d Orbitalinin Durum Yoğunluğu……..63

Şekil 6.6. Saf Pt'e Ait Bant Yapısı……...64

Şekil 6.7. FM1 Katmanı İçin Elde Edilen Toplam Durum Yoğunluğu……..64

Şekil 6.8.FM1 Katmanı İçin Elde Edilen d Orbitali Durum Yoğunluğu……...65

Şekil 6.9. FM1 Katmanına Ait Bant Yapısı……65

Şekil 6.10. Dik Manyetik Anizotropiye Sahip FM1 ($[Pt/Co]_6$) Katmanının FMR Spektrumu..... 67

Şekil 6.11. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(1 nm)/Co(2 nm)/Pt (4 nm) 68

Şekil 6.12. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(2 nm)/Co(2 nm)/Pt (4 nm) 68

Şekil 6.13. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(3 nm)/Co(2 nm)/Pt (4 nm) 69

Şekil 6.14. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(4 nm)/Co(2 nm)/Pt (4 nm) 69

Şekil 6.15. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(2 nm)/Pt (4 nm) 70

Şekil 6.16. Ara Katman (Pt) Kalınlığı a) 3, b) 4, c) 5 nm İçin FMR Spektrumları..... 70

Şekil 6.17. Film Düzlemine Dik (Θ=90°) ve Film Düzlemine Paralel (Θ=0°) FMR Spektrumları 71

Şekil 6.18. 3 nm Pt Ara Katmanı İçin Elde Edilen L-MOKE Eğrisi 72

Şekil 6.19. 4 nm Pt Ara Katmanı İçin Elde Edilen L-MOKE Eğrisi 73

Şekil 6.20.5 nm Pt Ara Katmanı İçin Elde Edilen L-MOKE Eğrisi 73

Şekil 6.21. 3 nm Pt Ara Katmanı için Elde Edilen P-MOKE Eğrisi 74

Şekil 6.22. 4 nm Pt Ara Katmanı için Elde Edilen P-MOKE Eğrisi 74

Şekil 6.23. 5 nm Pt Ara Katmanı için Elde Edilen P-MOKE Eğrisi 75

Şekil 6.24. Ara Katman Kalınlığına Bağlı Olarak Elde Edilen a) 3 nm L-MOKE b) 4 nm L-MOKE c) 5 nm L-MOKE d) 3 nm P-MOKE e) 4 nm P-MOKE f) 5 nm P-MOKE Sonuçları (birleştirilmiş hali) 75

Şekil 6.25. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(2 nm)/Pt (4 nm) 77

Şekil 6.26. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(3 nm)/Pt (4 nm) 77

Şekil 6.27. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(4 nm)/Pt (4 nm) 78

Şekil 6.28. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(5 nm)/Pt (4 nm) 78

Şekil 6.29. Co (FM2) Kalınlığı a) 2, b) 3, c) 4 nm İçin FMR Spektrumları 79

Şekil 6.30. 2 nm Co Katmanı İçin Elde Edilen L-MOKE Eğrisi 80

Şekil 6.31.3 nm Co Katmanı İçin Elde Edilen L-MOKE Eğrisi 80

Şekil 6.32. 4 nm Co Katmanı İçin Elde Edilen L-MOKE Eğrisi 81

Şekil 6.33. 2 nm Co Katmanı İçin Elde Edilen P-MOKE Eğrisi 81

Şekil 6.34. 3 nm Co Katmanı İçin Elde Edilen P-MOKE Eğrisi 82

Şekil 6.35. 4 nm Co Katmanı İçin Elde Edilen P-MOKE Eğrisi 82

Şekil 6.36. FM2 Katmanı Kalınlığına Bağlı Olarak Elde Edilen a) 2 nm L-MOKE b) 3 nm L-MOKE c) 4 nm L-MOKE d) 2 nm P-MOKE e) 3 nm P-MOKE f) 4 nm P-MOKE Sonuçları (birleştirilmiş hali) 83

Şekil 6.37.$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(3 nm)/Co(2 nm) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Dik…….85

Şekil 6.38. $[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(**3 nm**)/Co(2 nm) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Dik……..85

Şekil 6.39. $[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(**3 nm**)/Co(2 nm) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Dik……..86

Şekil 6.40. [Co/Pt]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**3 nm**)/Co(2 nm) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Dik……..86

Şekil 6.41. [Co/Pt]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**3 nm**)/Co(2 nm) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Dik……..87

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1. Bazı diamanyetik malzemelerin manyetik duygunlukları 8

Tablo 2.2. Ferromanyetik malzemelerin Curie sıcaklıkları……11

Tablo 5.1. Basınç değerlerine göre vakum seviyeleri…….45

1. GİRİŞ

Çok katmanlı ince filmlerin günümüz teknolojisinde bu kadar yer almasının sebebi daha iyi fiziksel özellikler elde etmek ve daha ucuz maliyetlerle teknolojik ihtiyaçların karşılanması amacıdır. Teknolojik olarak karşımıza çıkan aşılması gereken konularda tek katman filmler ya da klasik malzemelerden ziyade birden fazla elementin bir araya geldiği çok katmanlı ince filmler kullanılmaktadır. Çok katmanlı manyetik sistemler derken iki manyetik katman arasına manyetik olmayan bir katman ilave edilerek oluşturulan filmler kastedilmektedir. Dev manyetodirenç, Değiş-tokuş çiftlenimi gibi özellikler tek katmana sahip filmlerde mümkün olmamakta iken çok katmanlı yapılarda mümkün olmaktadır. Çok katmanlı manyetik yapılar gerek alaşım gerek de ince filmler olarak hazırlanabilmektedir. Bu sistemlerin hazırlanma şartları elde edilebilecek fiziksel özellikleri oldukça etkilemektedir. Önemli fiziksel özelliklerin elde edilebileceği bu gibi sistemlerin üretilmesinde nanoteknoloji ön plana çıkmaktadır. Nanoteknoloji, malzemelerin makroskobik boyutlarda göstermiş oldukları fiziksel davranışı nano boyutlara inildiğinde kaybetmesi veya değiştirmesi ya da yeni bir davranış ortaya koyması olarak ifade edebiliriz. Örnek verecek olursak tez çalışmamızda da kullanmış olduğumuz PtCo ince filmleri verebiliriz. Normalde net bir manyetik momenti bulunmayan Platin, nano boyutlarda Kobalt ile birlikte ince film oluşturduğunda net bir manyetik momente sahip olur. Bu tarz ince film oluşturmak için yüksek vakum sistemlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Tez çalışmamız boyunca üretilen tüm ince filmler yüksek vakum ortamında hazırlanmış olup karakterizasyonları da farklı fiziksel tekniklerle yerine getirilmiştir.

1.1.Motivasyon

Bir iletim elektronu ferromanyetik katmanda ilerlediğinde (geçtiğinde) spini manyetik alan yönünde polarize olur ve akım, spin polarize akım hale gelir. İki ferromanyetik katmanın arasına manyetik olmayan bir iletkenin gelmesiyle oluşan spin vanasında veya yalıtkanın gelmesiyle oluşan manyetik tünel kavşağında ikinci bir ferromanyetik katman boyunca ilerleyen spinpolarize akım, iletim elektronu spini ile yerel manyetizasyon

arasındaki etkileşimden dolayı katmanın manyetik momenti üzerine bir spin tork oluşturur.

Spin tork fikrini ilk olarak Slonczewski 1989'da manyetik tünel kavşak yapılarda önerdi (Slonczewski, 1989). Bu çalışmada yazar spin polarize akımla mıknatıslanmayı analiz etmiş ve mıknatıslanma üzerinde spin akımıyla indüklenen tork bulmuştur. Bununla birlikte enerji kaybı ve akım indüklü ısıtma tork etkisini gizlemesi bekleniyordu fakat gelişen deneysel tekniklerle, uygulanan akım yoğunluğu böyle bir tork'u üretebilecek kadar büyük olduğunda manyetik çok katmanlar, spin vanaları vemanyetik tünel kavşakları gibi nanometrik boyutlarda cihazların üretimine olanak sağladı.

1996'da Slonczewski (Slonczewski,1996) ve Berger (Berger, 1996) teorik olarak manyetik çok katmanlar boyunca ilerleyen elektron akımının mıknatıslanma üzerine manyetik uyarılmalar üreten bir tork indükleyebildiğini gösterdi. Teorik çalışmaların sonrasında da deneysel veriler bu öngörüleri onayladı (Tsoi ve ark., 1998).

Bir spin akımı tarafından oluşturulan spin-transfer tork temel olarak, etkin manyetik alan yoluyla oluşturulan geleneksel manyetik tork'dan farklılık gösterir. Spin transfer tork'un oluşumunun başlangıç tahmini için mikroskobik kökenini anlamaya yönelik birçok teorik çalışma yapıldı (Slonczewski,2005,Waintal ve ark.,2000,Hernando ve ark.,2000,Stiles ve ark.,2002,Wegrowe,2000,Heide,2001,Zhang ve ark.,2002,Yang ve ark.,2007,Levy ve ark.,2006,Theodonis ve ark.,2006).

Bununla birlikteçok katmanlı manyetik nanoyapılar için çeşitli deneysel çalışmalar da yapıldı(Wegrowe ve ark.,1999,Katine ve ark.,2000,Grollier ve ark.,2001,Özyilmaz ve ark.,2004,Tsoi ve ark.,2004,Covington ve ark.,2004,Mangin ve ark.,2006,Krivorotov ve ark.,2005,Ji ve ark.,2003,Rippard ve ark.,2004,Sun,1999, Huai ve ark., 2004, Fuchs ve ark., 2004, Tulapurkar ve ark., 2005, Chiba ve ark., 2004).

Son yıllarda hem teorik hem de deneysel olarak artarak çalışılan çok katmanlı sistemler spintronik alanındaki gelişmelerle birlikte oldukça önem kazanmıştır. Bununla birlikte yapılan akademik çalışmalar gözle görülür ölçüde artmıştır ve artmaya devam

etmektedir. Bu bağlamda çok katmanlı manyetik ince filmlerde gözlemlenebilen spin transfer tork etkili ince filmlerin araştırılması ve uygulamaya yönelik bazı özelliklerinin belirlenmesi hedeflenmiştir.

Bu tez çalışmasının ana konusunu çok katmanlı manyetik ince filmler üretmek ve üretilen bu filmlerin karakterizasyonları ve uygulama alanlarının araştırılması oluşturmaktadır. Bu manyetik nano yapılar yüksek vakum ortamında çeşitli büyütme teknikleri yardımıyla hazırlanmıştır.Dik manyetizasyona sahip katmana ait elde edilen bant yapısı ve durum yoğunlukları Marmara Üniversitesi Fizik bölümü bünyesinde bulunan Simülasyon ve Modelleme Araştırma laboratuarındaki bilgisayarlar aracılığıyla elde edilmiştir. Deneysel çalışmaların büyük bir çoğunluğu ise Gebze Teknik Üniversitesi Nanoteknoloji enstitüsünde gerçekleştirilmiştir.

Tez çalışmasının 2. bölümünde manyetik malzemelere dair genel bilgiler yer alırken 3. bölümünde manyetik anizotropi, 4. bölümde spintronik, 5. bölümde kullanılan deneysel teknikler ve diğer bölümlerde elde edilen tüm sonuçlar ve tartışmalar yer almaktadır.

2. MANYETİK MALZEMELER

2.1. Manyetizmaya Giriş

Manyetizma kavramının, Fe_3O_4 (magnetit) olarak bilinen Manisa şehrimizde bulunan bir mineralle hayatımıza girdiği tahmin edilmektedir. İlk zamanlarda bu mineralin mıknatıslık özelliğinin sebebi pek de iyi bilinmese de zamanla çalışmalarla açığa çıkmaya başlamıştır. İlk çalışmalar önce W. Gilbert daha sonrasında ise C. Oersted'in elektrik akımının manyetik alan ürettiğini bulmasıyla devam etti. Elektromıknatısla birlikte manyetizma çalışmaları ivme kazanmıştır diyebiliriz.

Malzemelerin mıknatıslık özelliği elektronların manyetik momentlerinden kaynaklanmaktadır. Atomdaki manyetik momentler ise 3 sebepten kaynaklanır, birincisi spin manyetik momenti (**s**), ikincisi yörünge açısal momenti (***l***) ve üçüncü ise harici manyetik alan uygulandığında yörünge manyetik momentinde meydana gelen değişiklik.

Bu bölümde temel bazı manyetizma ile ilgili terimlerden bahsedilecek olup mıknatıslanma, maddenin manyetik özellikleri vb. konular ele alınacaktır.

2.2 Mıknatıslanma

Malzemelerin manyetik davranışları üzerlerine uygulanan dış bir manyetik alana karşı gösterdikleri tepkiye göre belirlenir. Manyetik özellikleri bakımından malzemeler Diamanyetik, Paramanyetik, Ferromanyetik, Ferrimanyetik ve Antiferromanyetik malzemeler olarak sınıflandırılır. Bunların arasında kalıcı mıknatıs özelliği sergileyenler ferromanyetik ve ferrimanyetik malzemelerdir. Dolayısıyla teknolojik önemi bakımından diğerlerine göre daha fazla araştırma konusu olmuşlardır. Malzemelerin mıknatıslanma değerleri birim hacim başına sahip oldukları manyetik moment olarak tanımlanır ve "***M***" ile gösterilir.

$$\overrightarrow{M} = \sum_n \frac{\mu_n}{V} \frac{emu}{cm^3} \text{ (CGS)} \qquad (2.1)$$

Burada μ ifadesi malzemelerin sahip oldukları manyetik dipol momentlerini göstermektedir.

$$\vec{\mu} = -g\mu_B \vec{J} \tag{2.2}$$

$\vec{J}$ toplam açısal momentumu ifade eder ve yörünge açısal momentum $\vec{L}$ ile spin açısal momentum $\vec{S}$ nin toplamından oluşur.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \tag{2.3}$$

En küçük manyetik moment birimi Bohr magnetonu (μ_B) olarak tanımlanır.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$
$$(\mu_B = 9.274x10^{-24}\, J/T) \tag{2.4}$$

Orbital açısal momentum ile yörünge açısal momentum arasındaki ilişkiyi veren Landé g faktörü (**g**), verilen bir atom için Hund kuralları ile belirlenen J,S ve L ile aşağıdaki gibidir;

$$g = 1 + \frac{j(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \tag{2.5}$$

Serbest elektron için değeri g_e = 2.0023 tür.

Sıcaklığa bağlı ölçümlerde malzemenin hacimsel olarak değişimi söz konusu olabileceğinden birim kütle başına mıknatıslanmayı kullanmak daha isabetli olabilir. Bu ifade kütle mıknatıslanması veya öz mıknatıslanma olarak adlandırılır.

$$\sigma = \frac{\mu}{\rho}\ \frac{emu}{g}(cgs) \tag{2.6}$$

"**B**" ise manyetik indüksiyon olarak adlandırılır.

$$B = H + 4\pi M\ Tesla(CGS),\ B = \mu_0(H+M)\ weber/m^2(SI) \tag{2.7}$$

μ_o serbest uzayın geçirgenliğidir.

2.3 Manyetik Duygunluk (Susceptibility)

Manyetik duygunluk, manyetik malzemelerin uygulanan manyetik alanla nasıl değiştiğini sergileyen özelliktir. Malzemelerin uygulanan manyetik alanla mıknatıslanma yönlerinin aynı yönde olması durumunda pozitif, zıt yönde olması durumunda negatif duygunluk olarak tanımlanır. χ ile gösterilir. Hacimsel manyetik duygunluk;

$$\chi = \frac{M}{H} \tag{2.8}$$

şeklinde tanımlanır. Mıknatıslanma birim hacimde tanımlandığı için manyetik duygunluk genellikle hacim duygunluğu olarak tanımlanır ve χ_v olarak ifade edilir. Duygunluk ilaveten;

$$\text{Kütle } \chi_m = \chi_v / \rho \text{ emu/Oe g } (\rho \text{ yoğunluk}) \tag{2.9}$$

$$\text{Atomik } \chi_A = \chi_v A \text{ emu/Oe g.atom (A atomik ağırlık)} \tag{2.10}$$

$$\text{Molar } \chi_M = \chi_v M^1 \text{ emu/Oe mol } (M^1 \text{ molekül ağırlığı}) \text{ olarak da kullanılır.} \tag{2.11}$$

2.4. Manyetik Geçirgenlik (Permeability)

Manyetik geçirgenlik, manyetik indüksiyonun manyetik alana oranıdır:

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{B}{H} \tag{2.12}$$

Manyetik duygunluk ve geçirgenliği duygunluk cinsinden yazacak olursak:

$$\boldsymbol{\mu} = 1 + 4\pi\boldsymbol{\chi} \text{ (CGS)} \tag{2.13}$$

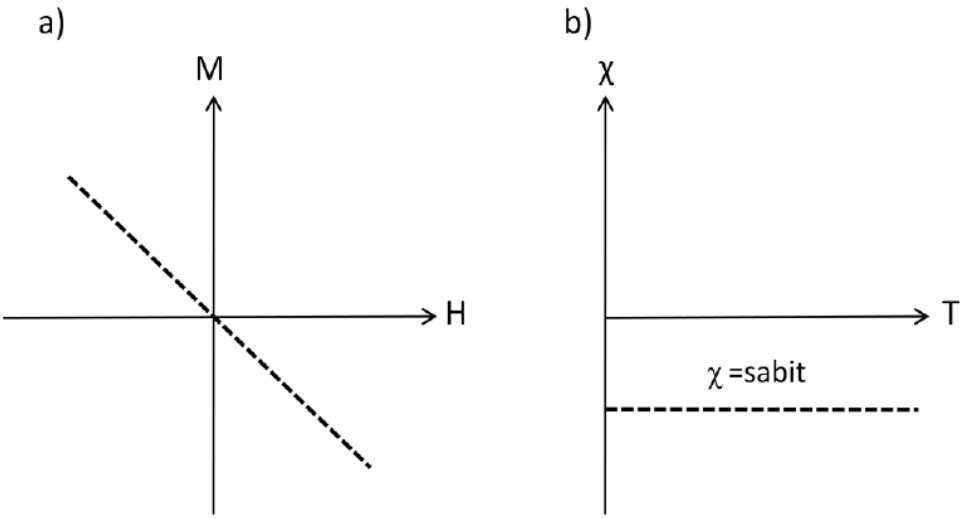
$$\boldsymbol{\mu_r} = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \boldsymbol{\chi} \text{ (SI)} \tag{2.14}$$

Burada μ_o serbest uzayın manyetik geçirgenliği, $\boldsymbol{\mu_r}$bağıl manyetik geçirgenliktir. Manyetik geçirgenlik soft manyetik malzemelerde $\boldsymbol{\mu_r} \sim 10^4$ gibi çok yüksek değerlere sahip olabilir.

2.5. Maddenin Manyetik Özellikleri

2.5.1. Diamanyetizma

Diamanyetik malzemelerde atomlar net bir manyetik momente sahip olmayıp zayıf bir mıknatıslanmadır. Bu malzemelerin yörünge kabukları tümüyle elektronlarla doludur ve çiftlenmemiş elektronu bulunmamaktadır. Diamanyetik malzemeler, dış manyetik alan altında uygulanan alana ters yönde bir mıknatıslanma oluştururlar ve bundan dolayı manyetik duygunlukları negatiftir (Şekil 2.1.a). Şekil 2.1.b'de gösterildiği gibi diamanyetik malzemelerin duygunluğu sıcaklıktan bağımsızdır.



Şekil 2.1. Diamanyetik malzemelerin (a) manyetik alan altında mıknatıslanması ve (b) diamanyetik duygunluğun sıcaklıkla değişimi.

Diamanyetizma teorisine göre (Langevin, 1905), bir tek elektronun yörüngesine etkiyen manyetik alan etkisiyle yörüngenin (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 2.15 ile bulabiliriz [15].

$$\mu = -\frac{{\mu_0}^2 e^2}{6m} a^2 H \tag{2.15}$$

Denklem 2.15'de μ manyetik moment, μ_0 boşluğun geçirgenliği, e elektronun yükü, m elektronun kütlesi, a küre kabuğunun yarıçapıdır. Manyetik duygunluğu ise aşağıdaki gibi yazabiliriz (Cullity ve Braham,2009).

$$\chi = -\frac{\frac{\mu_0^{\,2} e^2}{6m} a^2 HNZ}{H} = -\frac{NZ\mu_0^{\,2}}{6m} e^2 a^2 \qquad (2.16)$$

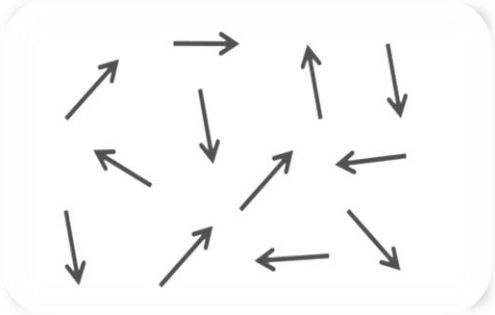
Denklem 2.16'de N birim hacimdeki atom sayısı ve Z birim hacimdeki elektron sayısıdır. Denklem 2.16'den anlaşıldığı gibi diamanyetik malzemelerin duygunlukları sıcaklıktan bağımsızdır. Bazı önemli diamanyetik malzemelerin manyetik duygunlukları cgs birim sisteminde Tablo 2.1'de verilmiştir.

Tablo 2.1. Bazı diamanyetik malzemelerin manyetik duygunlukları (Chikazumi,1994).

Malzeme	Manyetik Duygunluk
Cu	-9.7×10^{-3}
Ag	-26
Au	-35
C	-14
H_2O	-9.05
Al_2O_3	-18

2.5.2. Paramanyetizma

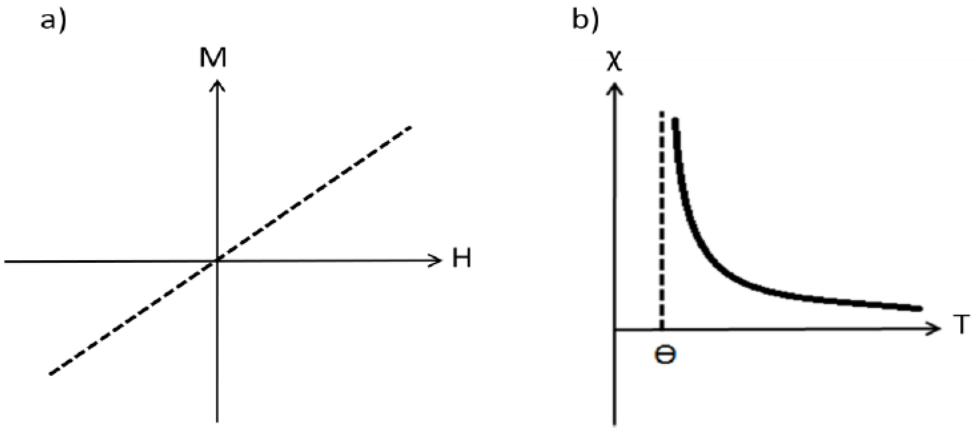
Paramanyetizma 1885 yılında Pierre Curie tarafından deneysel olarak gözlendikten sonra 1905 yılında Langevin ve 1907 yılında Pierre Weiss tarafından da teorik olarak ortaya kondu (Cullity ve Braham, 2009). Paramanyetik malzemelerin net mıknatıslanmaları mevcuttur çünkü son yörüngelerinde eşleşmemiş elektronlara sahiptirler. Fakat manyetik momentler dış alan olmadığında, birbirlerinin mıknatıslanmalarını sıfırlayacak şekilde gelişigüzel yönelirler. Toplam mıknatıslanmaları sıfır olur (Şekil 2.2).



Şekil 2.2. Paramanyetik düzene sahip manyetik momentler.

Paramanyetik malzemelerde manyetik momentler birbirinden bağımsız olarak yönelimlerini serbestçe değiştirebilirler. Manyetik momentlerin serbestçe yönelmesinin sebebi termal kışkırtmalardır. Termal kışkırtma manyetik momentleri belirli bir yönde tutmama eğiliminde olup, gelişigüzel dağılıma neden olur. Harici bir alan uygulandığı zaman, eğer alana zıt yönde başka etkiler yoksa her bir manyetik moment alana paralel ya da aynı yönde yönelme eğiliminde bulunur. Böylece malzeme uygulanan alan yönünde net bir manyetik moment değerine sahip olur.

Paramanyetik malzemelerde, mıknatıslanma uygulanan manyetik alanla doğru orantılıdır (Şekil 2.3.a), manyetik duygunluk ise pozitiftir ve sıcaklıkla ters orantılıdır (Şekil 2.3.b). Manyetik duygunluğun büyüklüğün mertebesi 10^{-3} ile 10^{-5} dir.

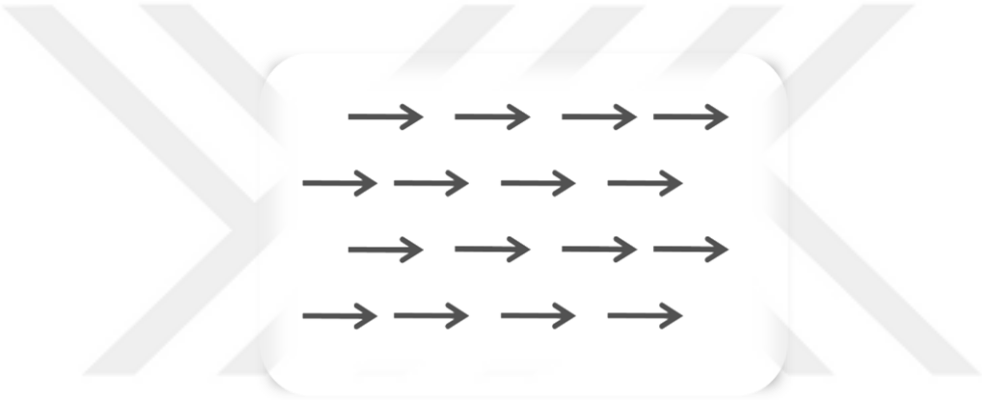


Şekil 2.3. Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi (a) ve paramanyetik duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimi (b)

2.5.3. Ferromanyetizma

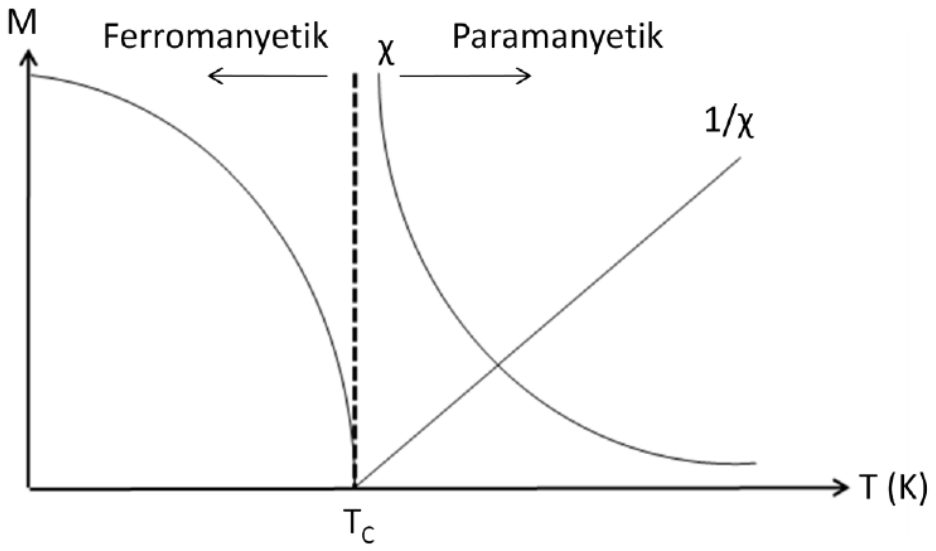
Ferromanyetizma, bundan önce bahsettiğimiz türlerden farklı olarak herhangi harici bir manyetik alan olmadığında dahi mıknatıslanmaya sahip olan manyetizma çeşididir (Cullity ve Braham, 2009, Chikazumi,1994, Langevin,1905, Kittel,2005).

Bu tür malzemelerin karakteristik özelliği, alan ve sıcaklık olarak söylenebilir. Dış manyetik alanı arttırdığımızda bir ferromanyetik malzemenin mıknatıslanması önce artmakta ve belirli bir alan değerine geldiğinde sabit bir M_s doyum mıknatıslanması değerine ulaşır. Doyum mıknatıslanması, malzemedeki tüm manyetik momentlerin alana paralel duruma gelmesine karşılık gelen mıknatıslanmadır (Şekil 2.4).



Şekil 2.4. Ferromanyetik düzene sahip manyetik momentler.

Ferromanyetik geçiş sıcaklığı ya da Curie sıcaklığı (T_c) adı verilen kritik sıcaklığın üstündeki değerlerde ferromanyetik malzemeler paramanyetik faza geçerler. Bu sıcaklığın üzerinde manyetik momentler düzensizdir ve bu düzensizlik net mıknatıslanmayı sıfır yapar (Şekil 2.5). Curie sıcaklığının altında ise malzeme ferromanyetik düzene sahiptir.



Şekil 2.5. Ferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.

2.5.3.1. Curie-Weiss Yasası

Ferromanyetik malzemelerin belirli sıcaklığın üstündeki değerler için paramanyetik faza geçtiğini belirtmiştik. Yani sadece Curie sıcaklığının altındaki değerlerde ferromanyetiktirler.

Curie-Weiss yasasına göre paramanyetik fazda manyetik duygunluk;

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_0} \tag{2.17}$$

ifadesiyle verilir. Burada C, Curie sabiti; T, sıcaklık, T_C Curie sıcaklığını göstermektedir (Cullity ve Braham, 2009). Periyodik cetvelde oda sıcaklığında ferromanyetik fazda bulunan üç element vardır. Bunlar demir (Fe), nikel (Ni) ve kobalttır (Co) ve bu elementlerin Curie sıcaklıkları Tablo 2.2'de verilmiştir.

Tablo 2.2. Ferromanyetik malzemelerin Curie sıcaklıkları (T_C).

Malzeme	Curie Sıcaklığı (K)
Co	1388
Fe	1044
Ni	648

2.5.3.2. Ferromanyetik Rezonans

Ferromanyetik rezonans tekniği ferromanyetik malzemelerin manyetik özelliklerini özellikle de manyetik anizotropilerini belirlemede sıklıkla kullanılan tekniktir (Langevin,1905, Weil ve ark.,1905, Abragam ve Bleaney,1970, Farle,1998). Spin dinamiği ve spin dalgalarını araştırmak için kullanılan yöntemlerden biridir. Ayrıca bu teknikle ince filmlerde, çok katlı manyetik sistemlerde tabakalar arası değiş-tokuş etkileşimi, spektroskopik yarılma çarpanı ve mıknatıslanmaya dair bazı bilgiler de belirlenebilmektedir (Kalaycı ve ark., 2017). FMR'ın nükleer manyetik rezonans ve elektron paramanyetik rezonanstan farkı değiş-tokuş etkileşmesi ile etkileşen eşleşmemiş elektronların manyetik momentlerinden kaynaklanmasıdır.

Durgun bir manyetik altındaki ferromanyetik malzeme, manyetik alanın manyetik momentlere uyguladığı torkun etkisiyle, karakteristik bir ω_0 frekansıyla (Larmour frekansı) topaç hareketi yaparak denge durumuna geçerler.

Ferromanyetik malzemeye ait presesyon frekansı**;**

$$\omega_0=\gamma H \tag{2.18}$$

şeklindedir. Burada H, etkin manyetik alan olup dış ve iç alanların toplamını ifade eder ve mıknatıslanmanın malzemeye göre yönelimine bağlı olarak değişebilir. Bu yüzden presesyon frekansı, malzemenin yönelimine, içyapısına ve dış manyetik alanın büyüklüğüne bağlıdır. Dışarıdan uygulanan *H* statik manyetik alana dik yönde uygulanan mikrodalganın frekansı ile manyetik momentlerin presesyon frekansı eşit olduğu anda malzeme enerji soğurur.

Klasik olarak, durgun bir *H* manyetik alanının etkisi altındaki malzemenin manyetik momentlerine etkiyen tork,

$$\vec{\tau} = -\vec{\mu} x \vec{H} \tag{2.19}$$

şeklindedir. Ayrıca, klasik olarak bu tork, **μ**manyetik momente sahip elektronun sahip olduğu **J** açısal momentumun zamana göre değişimine eşittir. Açısal momentum ile manyetik moment arasındaki ilişki:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \tag{2.20}$$

biçimindedir. Bu durumda durgun, homojen manyetik alan etkisi altındaki ferromanyetikmalzemenin hareket denklemi:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\tau} = \vec{\mu} x \vec{H}_{dış} \tag{2.21}$$

şeklindeolur. Ferromanyetik malzemelerde makroskobik mıknatıslanma $\vec{M}$, birim hacimdeki tüm manyetik momentlerin toplamı

$$\vec{M} = \sum \frac{\vec{\mu}_i}{V} \tag{2.22}$$

şeklindedir. Bu nedenle, durgun manyetik alandan dolayı ferromanyetik malzemenin makroskobik mıknatıslanması için hareket denklemi (Berger,1996):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} x \vec{H}_{dış} \tag{2.23}$$

şekline dönüşür. Burada sadece uygulanan dış manyetik alanın etkisi göz önünealınmıştır. Ancak gerçek sistemlerde birçok etkileşme (spinler arası etkileşmeler, spin-örgü etkileşmeleri) söz konusu olduğundan üstteki denkleme bu etkileşmeler de eklenmelidir. Bu sönüm ifadeleri aşağıdaki gibidir:

- Landau-Lifshthitz tipi sönüm ifadesi (Andresen,1961, Andresen,1960),

$$\frac{1}{\gamma}\frac{dM}{dt} = MxH - \frac{\lambda}{M_o^{\,2}} MxMxH \tag{2.24}$$

- Gilbert tipi sönüm ifadesi (Guler ve ark.,2006, Gerritsen ve ark.,1960),

$$\frac{1}{\gamma}\frac{dM}{dt} = MxH - \frac{\alpha}{\gamma M_0^2} MxM \tag{2.25}$$

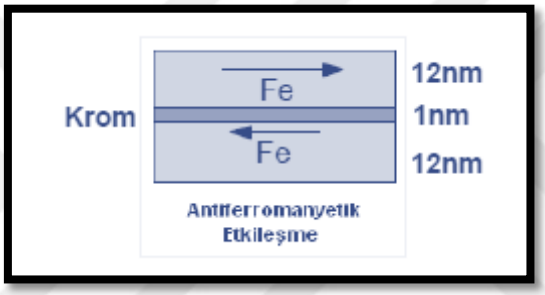
- Bloch-Bloembergen tipi sönüm ifadesi (Gerritsen ve Harrison,1960),

$$\frac{1}{\gamma}\frac{dM}{dt} = MxH - \frac{M_x}{T_2} - \frac{M_x}{T_1} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \tag{2.26}$$

Burada λ, α, T_1, T_2 parametreleri durulma zamanlarını temsil ederler ve rezonans eğrisinin çizgi genişliği üzerinde etkilidirler.

2.5.3.3. Tabakalar Arası Değiş-tokuş Etkileşmesi

Ferromanyetik katmanlar arasında manyetik olmayan ara katman aracılığıyla değiş-tokuş etkileşimi, FM katmanlar arasında gerçekleşen en önemli etkileşmelerden biridir. Manyetik olmayan ince bir metalik katman ile birbirinden ayrılan manyetik katmanlar arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi ilk olarak 1986 yılında Peter Grünberg (Grünberg ve ark.,1986) tarafından gözlendi.



Şekil2.6. Fe/Cr katmanlarda ara katman kalınlığı 1nm için elde edilen antiparalel yönelim

Grünberg, Fe/Cr ve Fe/Au çok katlı ince filmlerde spin dalgalarından ışık saçılması yöntemiyle (Grünberg ve ark.,1986) elde ettiği spektrumlardan krom kalınlığının 1 nmiçin etkileşme türünün antiferromanyetik etkileşme olduğunu gözlemledi (Şekil 2.6). Böylece manyetik alan olmaksızın manyetodirenç ölçümü için gerekli olan antiparalel yönelim ilk defa elde edilmiş oldu.

2.5.3.4. RKKY (Ruderman Kittel Kasuya Yosida) Teorisi

RKKY teorisi, Ruderman ve Kittel (Ruderman ve kittel, 1954) tarafından, iletkenlik elektronları ile çekirdek spinleri arasındaki dolaylı etkileşmeyi açıklamak için daha sonrasında ise Kasuya (Kasuya, 1956) ve Yosida (Yosida, 1957) tarafından elektronların spinleri arasında gerçekleşen etkileşmeyi açıklamak için önerildi.

Manyetik olmayan metal içinde ferromanyetik spinler varsayarsak bu spinleri FM_1 ve FM_2 tek katman olarak ele alalım. Bu iki katman arasındaki uzaklık

$$Z=(N+1)d \tag{2.27}$$

olmak üzere (d:atomik düzlemler arasındaki uzaklık, N:ara katman içindeki atomik düzlemlerin sayısı). Manyetik katmanlar $S_i$spinlerinden oluşmaktave Şekil 2.7'deki gibi bu spinler manyetik olmayan metalden $R_i$uzaklığına yerleştirilmiş olsun.



Şekil 2.7. Manyetik Olmayan Metal Bir Katmanda Aralarında R Uzaklığı Bulunan İki Manyetik Spin.

Bu modelde; FM_1 manyetik katmanının spinleri, manyetik olmayan metaliniletkenlik elektronları ile etkileşir. Bu nedenle; iletkenlik elektronlarının spini *s* ileFM_1 katmanının spini *S* arasındaki etkileşim bir potansiyel ile tanımlanabilir. Yani ikispin arasında etkileşmeden kaynaklanan potansiyel,

$$V(\vec{r},\vec{s}) = A\delta(\vec{r},\vec{R})\vec{s}.\vec{S} \tag{2.28}$$

şeklinde yazılabilir. Burada etkileşme şiddeti A'dır. Bu etkileşim manyetik olmayan metalin serbest iletkenlik elektronlarında, spin polarizasyonuna sebep olur. 2. Mertebe pertürbasyon teorisi kullanılarak yerel spinler arasındaki etkin etkileşme,

$$V_{ij} = J(R_{ij})\vec{S}_i.\vec{S}_j \tag{2.29}$$

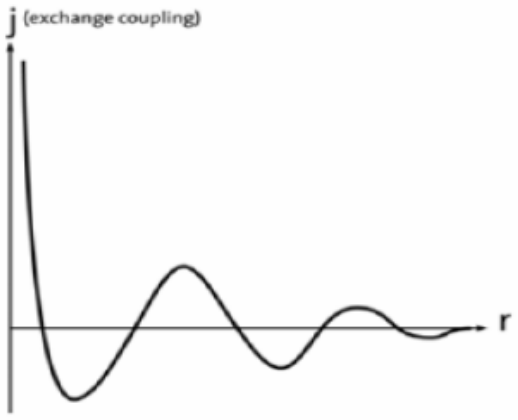
şeklinde yazılır. Burada J değiş tokuş integralini ifade eder. Bu spin polarizasyonu, metalin içinde iletkenlik elektronları aracılığıyla ilerleyerek FM_2 manyetik katmanına ulaşır ve bu katmanın spinleri ile etkileşir. Bu olay, serbest elektronlar aracılığıyla olmakta ve FM_1 ve FM_2 katmanları arasındaki dolaylı değiş-tokuş etkileşmesinin kökenidir. Serbest elektron yaklaşımına göre, değiş-tokuş integrali,

$$J(R) = \frac{4A^2 m {k_F}^4}{(2\pi)^3 \hbar^2} K(2k_F R) \tag{2.30}$$

şeklindedir. Burada

$$K(x) = \frac{x\,\mathrm{Cos}\,x - \sin x}{x^4} \approx \frac{\mathrm{Cos}\,x}{x^3} \tag{2.31}$$

şeklinde ifade edilir.



Şekil 2.8. Manyetik olmayan metal içine yerleştirilmiş manyetik spinler arasındaki değiş-tokuşetkileşmesinin, spinler arasındaki uzaklığa bağlı olarak değişimi (http://www.cmp.liv.ac.uk/frink/thesis/thesis/node71.html).

Manyetik atomlar arasında gerçekleşen RKKY etkileşmesinde gözlenen salınım davranışı şekildekiçok katlı filmlerde gözlenen davranışa benzer. Bu benzerlikten dolayı; RKKY etkileşmesi, çok katlı filmlerde görülen ara katman değiş-tokuş

etkileşmesi uygulandı (Yafet, 1987).Yafet, serbest elektron yaklaşımı ile 2. Mertebe pertürbasyon teorisini kullanarak çok katmanlı filmler için değiş tokuş integralini

$$J_1 = \frac{mA^2 S^2 N_s{}^2 k_F{}^2}{4\pi^2 \hbar^2} Y(2k_F D)$$

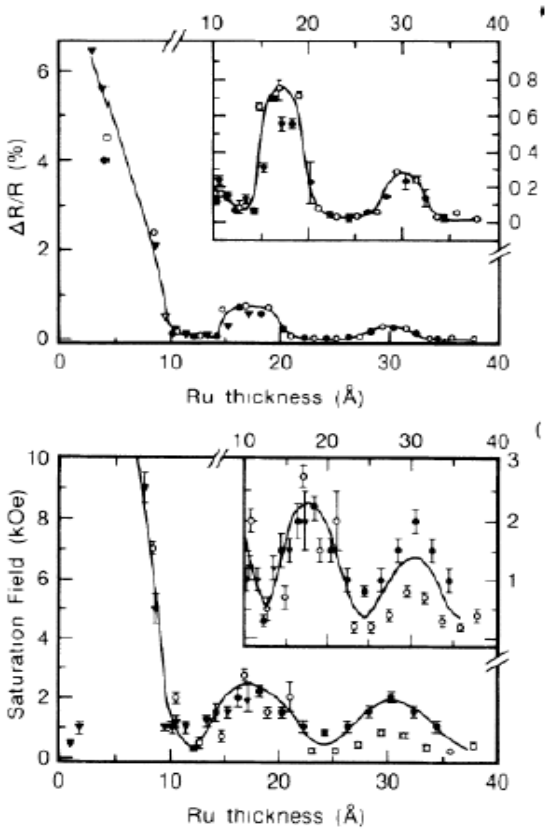
$$Y(x) = \frac{x\,\mathrm{Cos}\,x - \mathrm{Sin}\,x}{2x^2} - \frac{1}{2}\int \frac{\mathrm{Sin}\,y}{y} dy \approx -\frac{\mathrm{Sin}\,x}{x} \qquad (2.32)$$

şeklinde gösterdi. Bu ifadelere göre değiş tokuş etkileşmesi, iki manyetik atom arasındaki uzaklığa bağlı olarak, işaret ve büyüklük bakımından salınım yapar.Değiş-tokuş sabiti *A'*nın değeri negatifse ferromanyetik katmanlar arasındaki etkileşmenin türü antiferromanyetik etkileşmedir. *A'*nın değeri pozitifse ferromanyetik katmanlar arsındaki etkileşmenin türü ferromanyetik etkileşmedir.

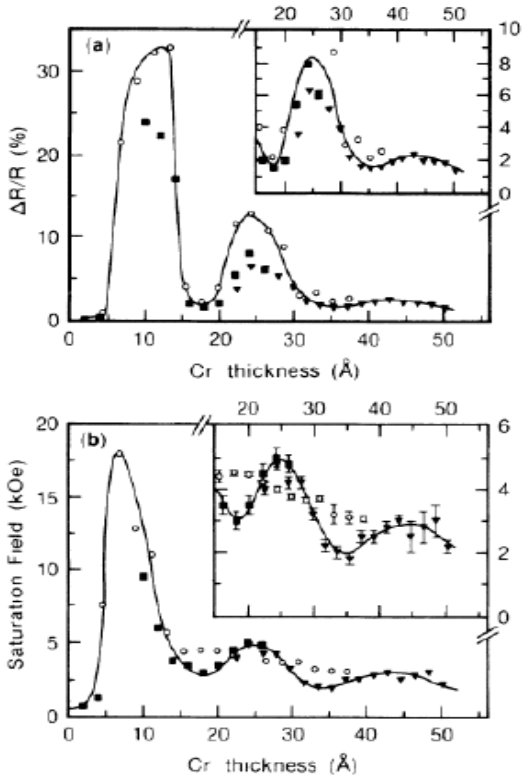
Bu model üzerine diğer çalışmalar (Chappert ve Renard, 1991) ve (Coehoorn, 1991) tarafından yapıldı. RKKY teorisinin çok katlı filmlere uygulanmasında ferromanyetik katmanların içinde spin dağılımının her yerde homojen olduğu ve ara katmanın kalınlığının sürekli bir şekilde arttığı kabul edilir. Bu nedenle RKKY teorisinden elde edilen salınım periyodu1 ML=$\frac{\lambda_F}{2}$ 'dir (monolayer:tek katman). Fakat deneysel sonuçlarda elde edilen salınım periyodu 5-10 ML kadardır. RKKY teorisinde elde edilen 1 ML salınım periyodu, deneysel sonuçlarla elde edilen salınım periyodundan çok küçüktür. Ara katmanın kalınlığının artışı kesikli olarak düşünülürse, RKKY teorisinde elde edilen salınım periyodu daha büyük olur (Bruno ve Chappert, 1992, Bruno, 1992).

2.5.3.5. Tabakalar Arası Değiş-tokuş Etkileşmesinin Salınımı

1988 yılında Albert Fert ve Peter Grünberg tarafından çok katlı ince filmlerde dev manyetodirencin (GMR) keşfinden sonra, Stuart Parkin ilk önce 1990 yılında Co/Ru ve Fe/Cr çok katlı yapılarda manyetodirenç, mıknatıslanma ve doyum değerlerinin ara katman kalınlığına bağlı olarak salınım yaptığını gözlemledi (Bruno, 1992).



Şekil 2.9. Co/Ru çok katlı yapısında Rutenyum kalınlığına bağlı olarak manyetodirencin ve doyum alanının salınımı (Bruno, 1992).



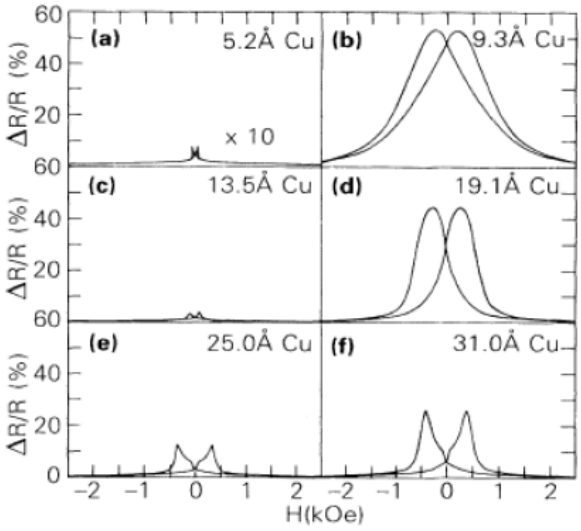
Şekil 2.10. Fe/Cr çok katlı yapısında krom kalınlığına bağlı olarak manyetodirencin ve doyum alanınınsalınımı (Bruno, 1992).

Şekil 2.9'a göre Rutenyum kalınlığı 8Å'dan büyük değerler için manyetodirenç ve doyum alanı 12Å'luk periyotla azalıp artar. Kalınlık daha da artarsa manyetodirenç ve doyum alanı maksimum değerine 18Å kalınlıkta ulaşır. Bu salınım Rutenyum kalınlığı arttıkça devam eder ve Rutenyum kalınlığı 31Å olduğunda manyeto direnç ve doyum alanı tekrar maksimum değerine ulaşır. Şekil 2.10'a göre ise Fe/Cr çok katlı ince filmlerde manyetodirenç büyüklüğü Co/Ru'a göre daha büyüktür.

Manyetodirenç grafiğindeki piklerin tepe noktaları, Krom kalınlığına bağlı olarak 9Å, 25Å, 43Å'da gözlenmiştir. Doyum alanının tepenoktaları Krom kalınlığına bağlı olarak 7Å, 24Å, 43Å'da gözlenmiştir. Bu sonuçlar salınım periyodunun yaklaşık 18Å olduğunu gösterir.

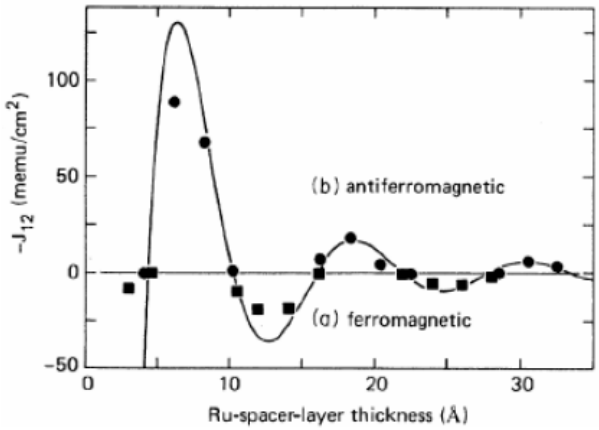
Şekillerden de görüleceği üzere doyum alanı ve manyetodirencin Krom kalınlığına bağlı olarak salınımlı hareketi benzerdir. Takip eden süreçteS. Parkin Co/Cu süper örgülerde manyetodirenç ölçümleri yaptı (Parkin ve ark., 1991). Bakır ara katman kalınlığı

5.2Å'dan 31Å'a arttıkça manyetodirencin yaklaşık 10Å'lük periyotlarla salınım yaptığı gözlemlendi.



Şekil 2.11. Bakır kalınlığına göre Co/Cu süperörgülerinde manyetodirencin salınımı (Parkin ve ark., 1991).

Bir diğer çalışmada NiCo/Ru çok katlı filmlerde (Parkin ve Mauri, 1991) ara katman kalınlığına bağlı olarak değiş-tokuş etkileşmesinin ferromanyetik ve antiferromanyetik etkileşme olacak şekilde, salınım yaptığını gözlemledi. Yani çok katlı ince filmlerde ara katman kalınlığı arttıkça değiş-tokuş etkileşmesinin de salınım yaptığı gözlemlendi.

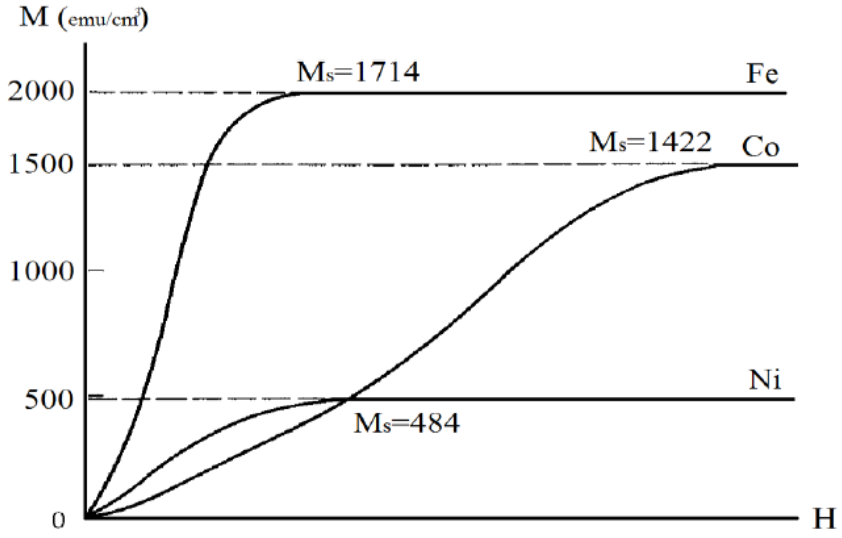


Şekil 2.12. NiCo/Ru çok katlı ince filmlerde Rutenyum kalınlığına bağlı olarak değiş-tokuş etkileşmesinin şiddetinin salınımı (Parkin ve Mauri, 1991).

2.5.3.6. Manyetik Histeri Eğrisi

Ferromanyetik malzemeler için sıfır alan ve mıknatıslanması olmayan durumda (demanyetize) yani şekil 2.13'deki0 noktasındaki gibi, ferromanyetik malzeme çoklu domenlerden oluşmakta ve domenlerin mıknatıslanmaları gelişi güzel yönelimlere sahiptir. Malzemeye dış manyetik alan uygulandığı anda ferromanyetik malzemenin manyetik momentleri alan yönünde yönelmeye başlayacak ve demanyetize durumdan manyetik düzene geçerek belirli bir M mıknatıslanma değerine sahip olur. Belirli bir alan değerinden sonra ise M değeri değişmeyecektir. Yani malzeme doyum mıknatıslanması denilen M_s değerine ulaşmış olacaktır.

Şekil 2.13'de ferromanyetik malzemeler olan demir (Fe), nikel (Ni), ve kobalt (Co) elementlerine ait M_s değerleri verilmiştir (Cullity ve Braham, 2009). Demir için M_s=1714 emu/cm^3, kobalt için M_s=1422 emu/cm^3 ve nikel için M_s=484 emu/cm^3 dür.

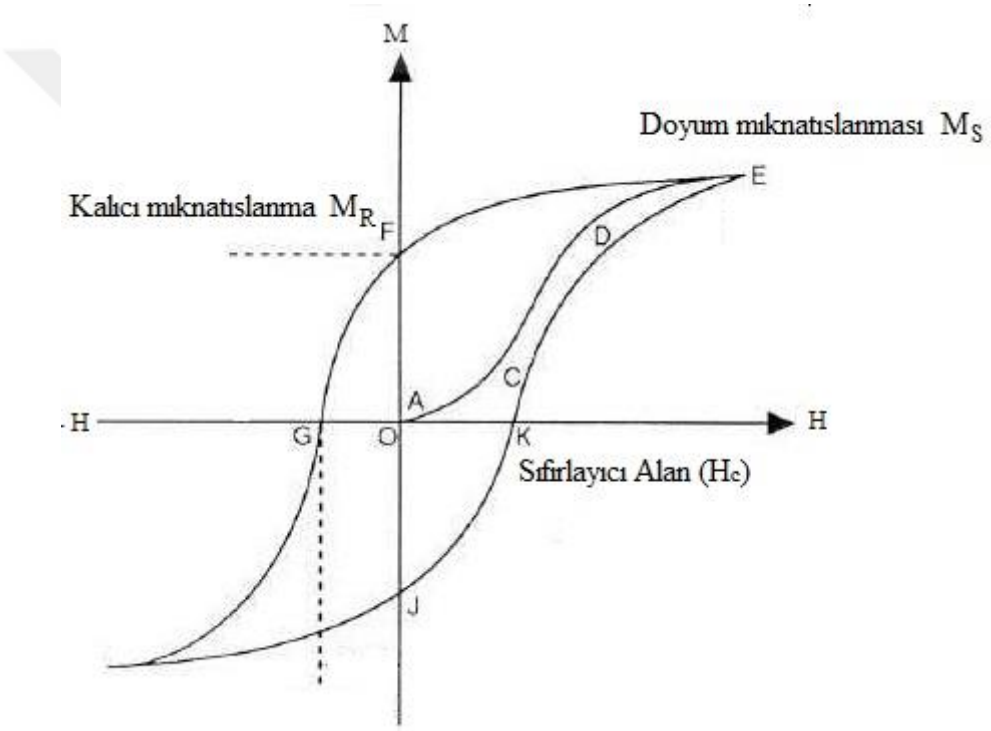


Şekil 2.13. Demir, kobalt ve nikele ait ilk mıknatıslanma eğrileri ve doyum mıknatıslanma değerleri (Cullity ve Braham, 2009).

M_s değeri için malzemeye dışarıdan manyetik alan uygulanır ve bu manyetik alanın şiddetine göre manyetik olarak malzeme hard veya soft olarak belirlenebilir. Bazı malzemeler daha düşük alanlarda doyuma ulaşırken bazıları da daha şiddetli alanlarda ulaşır. Bu tür malzemeler sırasıyla yumuşak (soft) ve hard (sert) manyetik olarak sınıflandırılır. Şekil 2.13'de Fe, Ni ve Co'ındoyum mıknatıslanmaları

görülmektedir.Buna göre Fe'in doyum mıknatıslanması diğerlerinden daha yüksektir.Şekil 2.13 ferromanyetik malzemeler için tam olarak mıknatıslanma eğrisi değildir, sadece demanyetize durumda uygulanan alanla birlikte doyuma ulaşma grafiğidir.

Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi tersinirdir. Yani uygulanan alana zıt yönde alan uygulandığında kendi üzerinden geri döner. Fakat ferromanyetik malzemeler için bu durum söz konusu değildir. Ferromanyetik malzemeler doyum noktasından sonra ters yönde dış manyetik alana maruz kaldıklarında farklı bir yol izleyerek şekil 2.14'deki gibi bir çevrim oluştururlar.

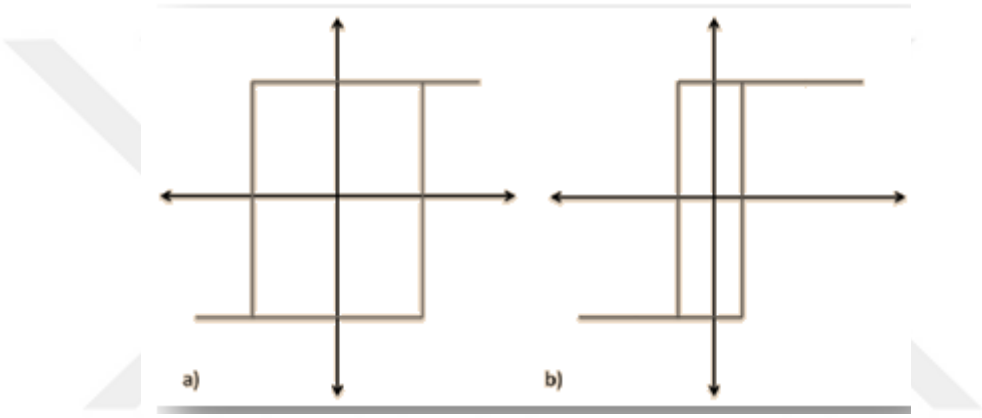


Şekil 2.14. Ferromanyetik malzemeler için histeresis eğrisi (O'Handley, 2000)

Şekil 2.14'de orijinden başlayıp "E" noktasına kadar olan kısım şekil 2.13'daki grafiğin aynısıdır. Sonrasında "E" noktasında doyuma ulaşan ferromanyetik malzemeye ters (negatif) yönde bir alan uygulandığı zaman artık doyuma ulaştığı yol üzerinden değil de farklı bir yol üzerinden "F" noktasına gider. Ters yönde uygulanan alan sıfıra ulaştığında yani "F" noktasında, malzemenin hala mıknatıslanması mevcuttur. Bu noktaya M_R kalıcı mıknatıslanma denir. Ters yönde uygulanan alan artarak "G" noktasına gelindiğinde bu değer mıknatıslanmayı sıfır yapan değerdir ve $-H_C$ sıfırlayıcı

(coercive) alan olarak bilinir. Alan artmaya devem ederse negatif yönde doyum mıknatıslanma değeri yani “B” noktasına ulaşılır. Aynı işlem negatif doyum noktasından başlanarak pozitif yönde alan uygulandığında bir çevrim elde edilerek “J” noktasında $-M_R$, “K ” noktasında ise H_C değerleri belirlenebilir.

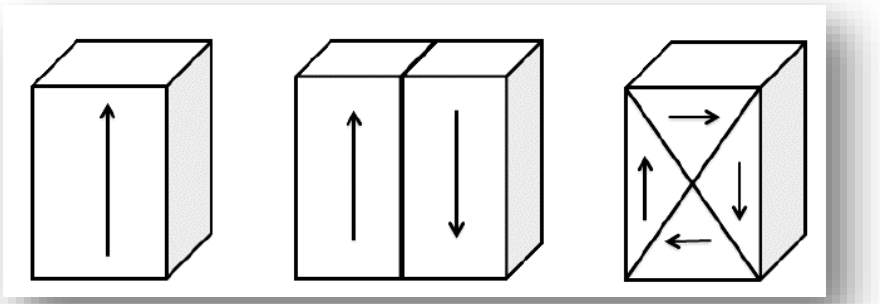
Ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanmaları bazı eksenlerde daha düşük alanlarda bazılarında ise daha yüksek alanlarda olabilir. Malzemelerin bu şekilde mıknatıslanma için yatkınlıklarının kolay oldukları eksenlere kolay-eksen (easy-axis), zor oldukları eksenlere de zor-eksen (hard-axis) denir (Şekil 2.15). Bu mıknatıslanmaya yatkınlık özellikleri malzemeden malzemeye değişebilir.



Şekil 2.15. a) Kolay Eksende b) Zor Eksende Mıknatıslanma Eğrileri

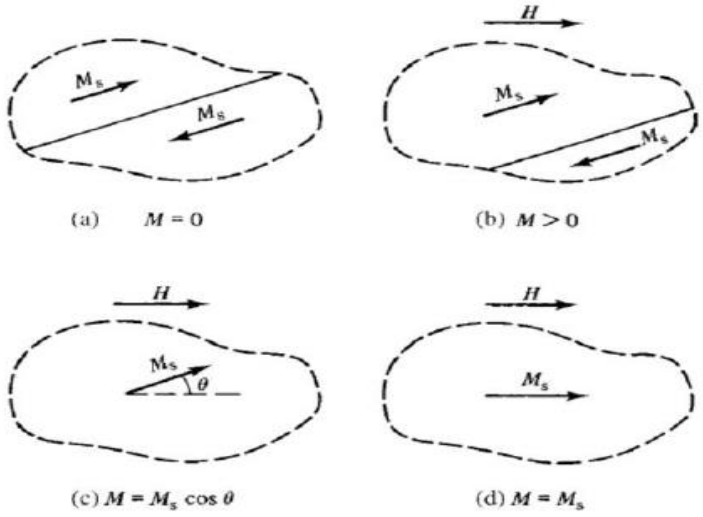
2.5.3.7. Domenler

Ferromanyetik malzemeler dış bir manyetik alan olmaksızın Curie sıcaklığının üzerine ısıtılır sonra da oda sıcaklığında soğumaya bırakılırsa manyetik yapılarında doğal hallerinden farklı bir durum gözlenir. Bu durum doğada manyetik alan uygulanmadan kendiliğinden mıknatıslanmaya sahip olan bu malzemelerin mıknatıslanmalarını kaybetmeleri durumudur. Bunun sonucu olarak ferromanyetik malzemeler bölgesel doyum mıknatıslanmasına sahip malzemeler olarak davranırlar (Şekil 2.16). Oluşan bu bölgelerin her birine domen denir.



Şekil 2.16. Bir ferromanyetik malzemenin domenlere ayrılması.

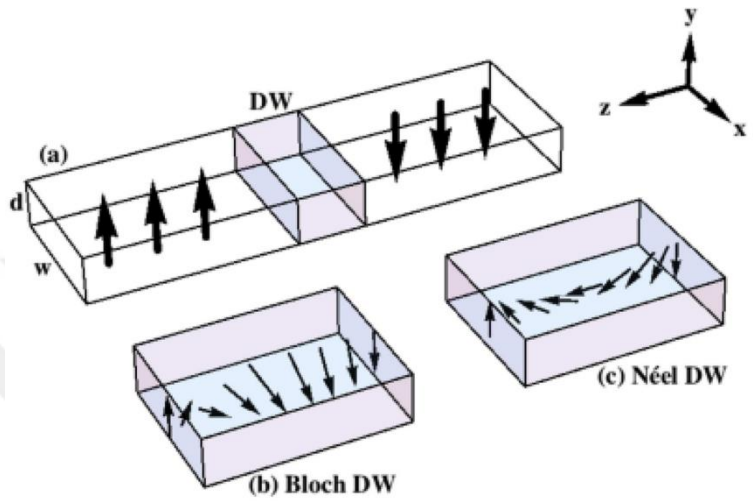
Malzemelerin domen durumlarındaki değişim sahip oldukları çoklu domen durumundan tekli domen durumuna geçmesi olarak açıklanabilir. Aşağıda şekil 2.17'de de görüldüğü gibi ilk olarak iki domene sahip olan bir ferromanyetik malzeme, manyetik alan uygulandığı zaman malzemenin uygulanan alan yönünde doyuma ulaşmaktadır (Parlak, 2004).



Şekil 2.17. Ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanma süreci.

Manyetik malzemelerin yüzeylerinde domenler arasındaki elektronların spin yönelimlerinin farklı koşullara göre yön değiştirdiği geçiş bölgelerine domen duvarları denir. Uygulanan dış manyetik alan sabitse, manyetik alanın uygulandığı açıya bağlı olarak domen duvarlarında farklı spin yönelimleri oluşur ve bu domen duvarları Bloch ve Néel gibi özel isimlerle adlandırılır.

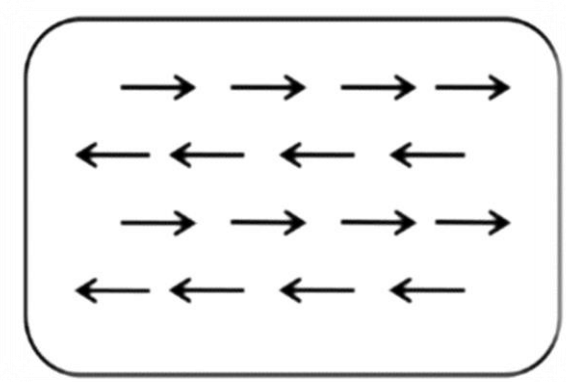
Spin yönelimlerinde 90° ve 180°'lik dönüşlere sahip domenlerin bulunduğu domen duvarlarına Bloch Duvarları denir (Şekil 2.18.b). Duvar kalınlığının, malzemenin kalınlığı ile karşılaştırılabildiği durumlardaki domen duvarlarına ise Néel Duvarları denir (Şekil 2.18.c).



Şekil 2.18. a) Domen duvarları b) Bloch duvarı; c) Néel duvarı (DeJong ve Livesev, 2015).

2.5.4. Antiferromanyetizma

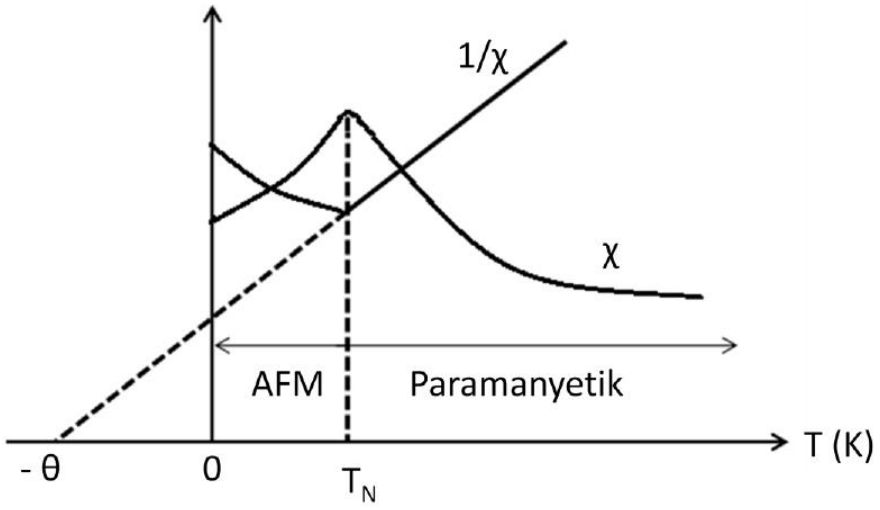
Antiferromanyetizma, ferromanyetizmada olduğu gibi spinlerin belirli bir düzende olduğu ve komşu spinlerin birbirine antiparalel olacak şekilde yönelmesi durumudur. Manyetik alan olmadığı durumda net mıknatıslanması sıfırdır. Yani antiferromanyetizmada kendiliğinden mıknatıslanma durumu söz konusu değildir. Manyetik duygunluk ise paramanyetik malzemelerde olduğu gibi 10^{-5} ile10^{-2} büyüklük mertebesindedir. Aşağıdaki şekilde antiferromanyetik düzene sahip spinlerin şematik gösterimi verilmektedir.



Şekil 2.19. Antiferromanyetik Düzene Sahip Manyetik Momentler.

Antiferromanyetik malzemelerde manyetik moment eksenine paralel dış bir manyetik alan uygulandığında, zaten paralel ve antiparalel durumda olan spinler neredeyse hiç dönmez.

Güçlü bir moleküler alanın varlığında mevcut spin düzenini dışarıdan uygulanan alanla değiştirmek çok zordur. Fakat sıcaklık artışı söz konusu olduğunda manyetik momentler arasındaki düzen bozulmaya başlar ve belirli bir kritik sıcaklık değerinde antiferromanyetik malzemenin manyetik momentleri tıpkı ferromanyetik malzemelerde olduğu gibi paramanyetik düzene yani gelişi güzel yönelime sahip olur. Antiferromanyetik malzemeler için kritik geçiş sıcaklık değerinin adı Néel sıcaklığıdır (T_N). Örneğin Krom (Cr)'un Neel sıcaklığı 308, Nikel Oksit (NiO) için ise 525 Kelvin'dir. 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 2.20).



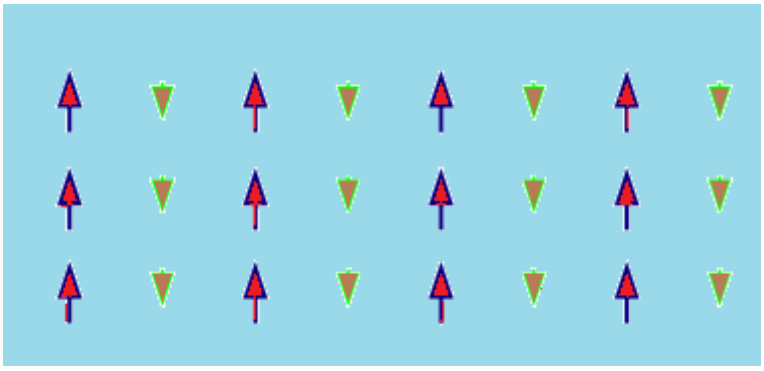
Şekil 2.20. Antiferromanyetik malzemelerde duygunluk-sıcaklık ilişkisi.

2.5.5. Ferrimanyetizma

Uzun yıllar ferromanyetizma adı altında değerlendirilen ferrimanyetik malzemeler Demir (Fe) ve metal II oksit gibi yapıların oluşturdukları ferritler olarak bilinirler. 1948 yılına gelindiğinde Louis Néel ferritleri anlamak için bir teori geliştirdi ve böylece bu yapıların farklı bir manyetizma çeşidi olduğu ortaya konmuş oldu ve bu türün adı ferrimanyetizma olarak belirtildi (Néel, 1948).

Ferrimanyetik malzemelerde de antiferromanyetik malzemeler gibi kısmen aynı davranışı gösterir. Manyetik momentler iki eşit alt domenlere ayrılmış durumda ve zıt yönlüdür. Fakat ayırt edici olan nokta spin boyutlarıdır. Anti paralel yönelimdeki spinlerin boyutları birbirinden farklıdır. Birbirine zıt yönde yönelmiş iki vektör gibi düşünülebilir. Bazı kaynaklarda kusurlu antiferromanyetizma olarak da bahsedilmektedir (Néel, 1952).

Spin boyutlarından farklılığından kaynaklı ferrimanyetik malzemeler oda sıcaklığında kendiliğinden mıknatıslanmaya sahiptirler. Bu da ferrimanyetik malzemelerin sık kullanılmalarının temel sebebidir. Aynı ferromanyetik malzemelerde olduğu gibi doyuma ulaşmış domenlere sahip olup histeresis eğrilerine sahiptirler. Aynı şekilde Curie sıcaklığına (T_C) sahiptir. Aynı şekilde bu malzemeler de T_C sıcaklığının üzerinde paramanyetik faza geçiş yaparlar. Aşağıdaki şekilde ise ferrimanyetik düzene sahip spinlerin şematik gösterimi mevcuttur.



Şekil 2.21. Ferrimanyetik düzene sahip manyetik momentler

3. MANYETİK ANİZOTROPİ

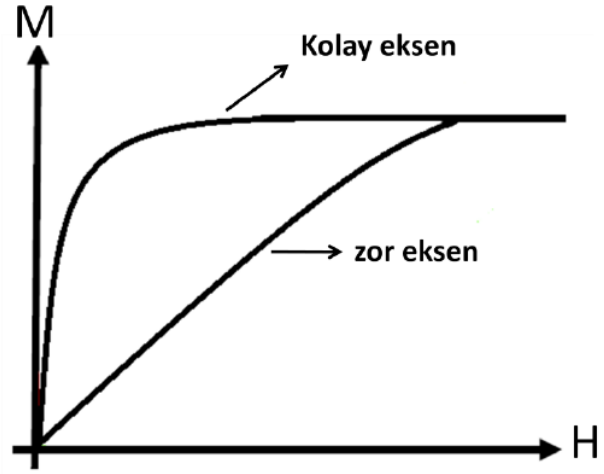
3.1. Giriş

Manyetik anizotropi kısaca malzemeden malzemeye değişebilen kristal yapısına göre mıknatıslanmanın özel kristal eksenleri boyunca yönelmesi durumudur. Bundan dolayı manyetik anizotropi ifadesi aynı zamanda manyetokristal anizotropi olarak da bilinir.

Manyetik malzemelere harici bir alan uygulandığında malzeme içerisindeki manyetik momentler uygulanan bu alan yönünde yönlenme eğilimindedir. Malzemenin kristal simetrisine uygun bir doğrultuda dış manyetik alan uygulandığında manyetik momentler daha kolayca düzene girerken, başka bir yönde uygulandığında daha zor girebilirler. Yani manyetik malzeme uygulanan harici alana kristal yapı eksenlerine bağlı olarak farklı tepki gösterirler. Eğer manyetik alan daha düşük değerlerde manyetik momentleri kendi yönünde düzene sokuyorsa, bu kristal doğrultusuna "kolay eksen" denir. Bu durumda manyetik momentler alan doğrultusunda yönelecekleri için mıknatıslanmanın daha büyük olması beklenir.

Diğer taraftan malzemenin doyuma ulaşması için daha yüksek manyetik alan gerektiren yönelime de "zor eksen" denir. Bu durumda manyetik malzemeye ait manyetik momentlerin düzene girebilmesi için yüksek bir dış manyetik alan gereklidir.

Kolay ve zor eksenler arasındaki bu alan büyüklüğü farkı elektron yörüngelerindeki eşleşmeden kaynaklanır. Kolay eksen doğrultusundaki yörüngeler daha düşük enerji seviyelerindeykenzor eksen doğrultusundaki yörüngelerin elektronları ise yüksek enerji seviyelerindedir. Aşağıdaki şekilde manyetik bir malzemeye ait kolay, zor eksenlerin M - H grafiği verilmektedir.



Şekil 3.1. Manyetik bir malzemedekolay-zor eksen.

3.2. Kristal Anizotropi

Manyetik malzemelerde kolay ve zor eksen durumundaki enerjiler farklıdır. Bu iki durum arasındaki enerji farkı anizotropi enerjisi olarak adlandırılır. Manyetik malzemelerde kristal yapı spin-yörünge-spin etkileşmeleri üzerine kuruludur. Kristal anizotropinin asıl kaynağı spin-yörünge etkileşmesi olup her bir etkileşmenin anizotropi enerjisine katkısı farklıdır.

Manyetik bir malzemedeki elektrona harici manyetik alan uygulandığında spinler alandan etkilenerek farklı doğrultuda veya yönde yönlenebilirler. Fakat malzeme içindeki spin-yörünge etkileşmesinden ötürü yörünge de yeniden yönlenebilir ama yörünge kristal yapıya çok sıkı bağlı olduğundan yörünge yeniden yönlenemez. Yörüngede herhangi bir değişim olmadığından dolayı bu sefer spinler yeniden yönlenmeye karşı direnç gösterirler. Bu durum kristal anizotropiyi oluşturur. Kristal yapıda kolay eksene uzak bir elektronun spinini yönlendirmek için gerekli olan enerji, spin-yörünge etkileşmesini yenmek için gerekli olan enerji miktarı kadardır. Birkaç yüz Oersted'lik (Oe) büyüklüğe sahip bu etkileşme zayıf bir etkileşmedir.

Spin-spin etkileşmelerinde ise iki spin arasında değiş-tokuş etkileşmesi vardır. Değiş-tokuş etkileşmesi güçlü olabilir ve de komşu spinleri birbirine paralel ya da antiparalel tutabilir. Bununla birlikte değiş-tokuş enerjisi izotropiktir. Heisenberg tarafından ileri

sürülen aşağıdaki denklemde de görüleceği üzere değiş-tokuş enerjisini spinler arasındaki ϕ açısı belirler.

$$E = -2JS_iS_J \cos\phi \tag{3.1}$$

S komşu iki spini, ϕ iki spin arasındaki açısıyı ve J ise değiş-tokuş etkileşim sabitini temsil etmektedir. Bu etkileşim sabitinin değeri pozitifse malzeme ferromanyetik, negatifse malzeme antiferromanyetiktir. Denklem 3.1'de de görüleceği üzere değiş-tokuş enerjisinin sadece ϕ açısına bağlı olduğu açıkça görülmektedir. Bu etkileşme sadece spinlerin paralel ya da antiparalel hale gelmesinde etkindir. Bu sebepten dolayı spin-spin etkileşmesi kristal anizotropiye katkı sağlamaz.

Kristalik yapılarda atomlar belirli periyotlarla bir düzen şeklinde dizilirler. Bu düzende elektronlar belirli yörüngelerde hareket etmek durumundadır. Dolayısıyla yörüngeler ile kristal örgünün güçlü bir bağı vardır. Yani ne kadar harici alan uygulanırsa uygulansın bu bağ değişmeyeceğinden manyetokristalik anizotropiye örgü-yörünge etkileşmesi katkı getirmez.

Malzemedeki spinler ile örgü arasındaki etkileşmeye geldiğimizde ise kristal yapıda çok sayıda atom ve bu atomlar etrafında çok sayıda elektron yörüngeleri mevcuttur. Dolayısıyla spinler ile örgü arasındaki etkileşme çok çok küçük olduğundan bu etkileşmenin de kristal anizotropiye katkısı olmaz.

3.3. Tek Eksenli (Uniaxial) Anizotropi

Tek eksenli (Uniaxial) anizotropi için örnek olarak hekzagonal sıkı paket (hcp) yapıdaki kobalt'ı verebiliriz. Mıknatıslanmasının kolay ekseni kristalin c-eksenine paralel olacak şekildedir ve sadece bu eksende anizotropiye sahip olup diğer eksenlerde izotropiktir. Kendiliğinden mıknatıslanması bu eksenden uzaklaştıkça önce θ açısıyla artarken $\theta=90^0$olduğunda maksimum seviyeye ulaşır bu da kolay eksenden uzaklaştığını gösterir. θaçısı M ile c-ekseni arasındaki açı değeridir. $\theta=0^0$ ve $\theta=180^0$ olduğunda mıknatıslanma kolay eksen boyunca olup anizotropi enerjisi mevcut olur (Cullity ve Braham, 2009, Chikazumi, 1994).

3.4. Şekil Anizotropisi

Polikristal yapıdaki malzemeler için bir kristal anizotropi söz konusu değildir. Bu durum şekil eğer küresel ise böyledir. Şekil küresel değilse bir veya birkaç tane kolay mıknatıslanma ekseni yönelimi olabilir. Buna şekil anizotropisi denir.

Şekil anizotropisinin nedenini anlamak için demanyetizasyon alanını dikkate almak gerekir. Malzemeler harici bir manyetik alan altında iken yüzeylerinde manyetik kutuplar var gibi davranırlar. Bundan dolayı malzemelerin içerisinde harici alanı azaltacak şekilde bir manyetik alan oluşur ve bu iç alana demanyetizasyon alanı denir. Bu olay elektrik alanın dielektrik bir malzemede oluşturduğu yer değiştirme vektörüne benzer.

Demanyetizasyon enerjisi aşağıdaki gibi ifade edilmektedir;

$$E = -\frac{1}{2}\int \mu_{ij}\vec{M}.\vec{H}_{deman.}dV \tag{3.2}$$

3.5. Manyetoelastik Anizotropi

Manyetoelastik anizotropi kristal anizotropinin gerilme yaratmasıyla oluşan anizotropidir. Aşırı ince filmlerde bu gerilmenin temel nedeni ince film ile alttaş arasındaki örgü sabiti uyumsuzluğudur. Bu gerilme durumu film kalınlığına bağlı olarak değişmektedir.

3.6. Manyetik Yüzey ve Arayüzey Anizotropileri

Hacim olarak büyük filmlerde ihmal edilen bu anizotropi çeşidi düşük boyutlu ince filmlerde ya da aşırı ince yapılarda dikkate alınır. Arayüzeyde simetri kırılmasından ötürü anizotropi ifadesi üç boyutlu sistemler hariç düşük mertebeli α parametresi içerir. Bundan dolayı her etkin anizotropi sabiti K_{etk} iki kısımdan oluşur, biri hacim diğeri yüzey.

$$K_{etk.} = K_V + \frac{2K_S}{d} \tag{3.3}$$

K_V hacme, K_S yüzeye bağlı anizotropiyi temsil eder. Yüzey aniztropide kalınlıkla ters orantılı bir davranış olduğundan bu terim ince filmlerde oldukça önemlidir.

$$d_k = -\frac{2K_S}{K_V} \tag{3.4}$$

d_K, kritik kalınlık değeri, $d<d_K$ ise dik mıknatıslanma, $d>d_K$ ise in plane mıknatıslanma. Buradan kalın filmler için her zaman hacmin etkin olduğu ve yüzey katkısının film kalınlığı azaldıkça arttığı görülmektedir.

4. SPİNTRONİK

Elektronun spininin ihmal edildiği elektronik bilimi elektronun yüküyle ilgili iken spintronik (spin elektroniği) ise elektronun hem yükünün hem de spininin birlikte kullanılmasıyla ortaya çıkmış son dönem araştırma alanlarından biridir. Kelime anlamı olarak spin temelli elektronik demektir.

Elektronun yüküyle ilgili olarak bilimin geldiği son noktada artık işin içine spin özelliğinin de dâhil edilmesi gerektiğinden yola çıkılarak boyut küçültme, bilgi işleme ve cihazların fonksiyonunu arttırmak için spinden de yararlanılmaya başlanmıştır. Bir pusula iğnesinin manyetik alan altında aşağıyı ya da yukarıyı göstermesi gibi spin yönelimi, ikili mantığa göre işler yani "0" ve "1" lerden oluşan bitleri mümkün kılar. Bu durum elektronik cihazlarda akımın var veya yokluğuna göre işlemektedir. Yüklerin hareketi gibi spinlerin hareketi de teknolojik aygıtlarda bilgi taşıyabilir. Spinin en önemli avantajlarından birisi harici bir manyetik alan yardımıyla manipule edilebilmesidir. Bir diğer avantajı ise yükün aksine kararlı olması yani malzemedeki kirlilik veya diğer yüklerle çarpışarak zarar görmemesidir. Bilinen yük temelli aygıtlara elektronun spin özelliğinin de katılmasıyla veya sadece spin özelliğinin kullanılmasıyla süreklilik, veri işleme hızı artışı, entegre olmada artış ve güç tüketiminde azalma gibi avantajlar sağlanır (Wolf ve ark., 2001). Geleneksel teknolojiye spini bir şekilde adapte etmek için spinin enjeksiyonu, hareketi, kontrolü, manipüle edilebiliyor olması ve spin polarize akımın gözlenebilmesi gerekmektedir. Son yıllarda mühendislik alanındaki bazı gelişmelerle spintronik cihazların önü açılmıştır(Cullity ve Braham, 2009). Dev manyetodirencin keşfiyle (1987) spintronik teknolojisi doğmuş olup tünelleme manyetodirençle (TMR) birlikte (1995) ivme kazanmıştır. Bahsettiğimiz bu etkilerin görüldüğü yapılar başta spin vanaları, kalıcı hafıza ekipmanları (MRAM), manyetik sensörler ve hard disklerin okuma başlıkları (HDD) gibidir. Bu gibi yapılar da çok katmanlı manyetik sistemleri içermektedir ve bu yönde arayışlar artarak devam etmektedir. Spintronik alanının özellikle son on yıldır bilgi depolamada etkisi büyüktür (Fert, 2008).

4.1. Manyetik Direnç

Üzerinden elektrik akımı geçen bir metalde çok sayıda atomik çarpışmalar olmaktadır ve elektrik direnci oluşmaktadır. Kristalde atomların denge konumu etrafındaki salınımı iletkenlik elektronlarının saçılmasına neden olur. İlaveten safsızlık bulunması yada kristal kusurları da buna yol açabilir. Metallerde sıcaklık azalmasıyla termal salınımlar azalır ve bunun sonucu olarak da saçılma azalacağından direnç azalmaktadır. Ferromanyetik metallerde Curie sıcaklığının altında düzen oluşmasıyla daha az saçılma olur (Spaldin, 2003). Numunenin geometrisine göre manyetik alan uygulandığında dirençte artma veya azalma meydana gelmekte ve buna da manyetodirenç (MR) denmektedir. Manyetodirenç oranı aşağıdaki ifadede belirtildiği üzere bulunmaktadır,

$$MR = \frac{R_B - R_0}{R_0} = \frac{\Delta R}{R_0} \tag{4.1}$$

Burada R_B manyetik alan varlığındaki direnç

R_0 ise manyetik alan yokken malzemenin direnci

Manyetik atomlarda d orbitalinin tam dolu olmadığı bilinmektedir ve 4s orbitalindeki elektronlar Fermi seviyesindeki d orbitaline saçılmaktadır. Saçılma sayısı artışı ise daha yüksek dirence neden olmaktadır (Jalili, 2008). Bu etki ferromanyetik malzemelerde görülür.

Anizotropik manyetodirenç (AMR), harici alanın değiştirilmesinin akım değişimine sebep olmasıyla elde edilen direnç değişimini tanımlar (Spaldin, 2003). Diğer manyetodirenç türlerine ait detaylı bilgiler aşağıda yer almaktadır.

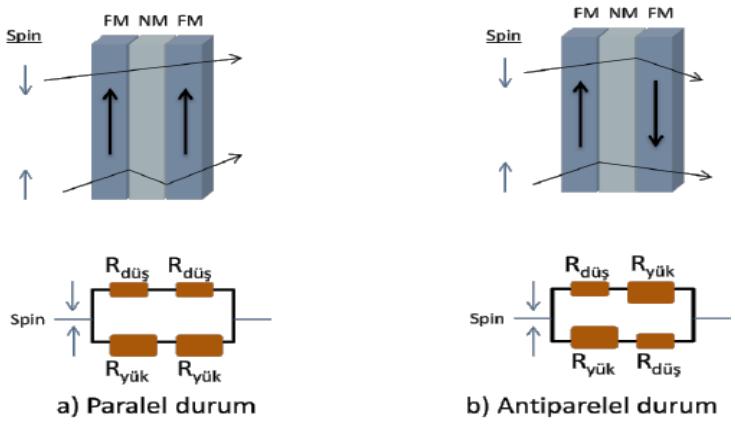
4.2. Dev Manyeto-Direnç Etkisi (GMR)

Dev manyetodirenç (Giant Magnetoresistive) etkisi, ferromanyetik malzemelere manyetik alan uygulandığında bu malzemelerin elektriksel direncinde oluşan büyük değişikliğe denir. Aralarında manyetik olmayan arakatman bulunan ferromanyetik katmanlarla oluşturulan spin vanası gibi çok katmanlı ince filmlerde gözlenir. Düşük ve yüksek direnç durumu, ferromanyetik katmanların mıknatıslanmalarının paralel ya da antiparalel olması durumudur.

Mıknatıslanma yönleri paralelse direnç düşük olur, antiparalel ise direnç yüksek olmaktadır. Şematik olarak aşağıdaki şekilde gösterilmektedir. Şekil 4.1.a) da ferromanyetik katmanların mıknatıslanmaları paralel yöndeki aşağı yönlü spinler, ferromanyetik katmanın mıknatıslanmasıyla aynı yöne sahip olduğundan yapıdan rahatlıkla geçer ve düşük dirençle karşılaşır. Diğer taraftan yukarı yönlü spinler, ferromanyetik katmanla zıt yöne sahip olduğundan saçılmaya uğrar ve yüksek direnç oluşur. Şekil 4.1.b)'de görüleceği üzere ferromanyetik katmanların mıknatıslanması antiparalel yönde ise hem aşağı hem de yukarı yönlü spinler saçılmaya uğrarlar ve görece çok yüksek bir direnç oluşur.

GMR etkisi ilk olarak Fe/Cr çok katmanlı ince filmlerde gözlenmiştir ve GMR etkisinin değerinin katman kalınlığıyla kuvvetli ilişkisi olduğu açığa çıkarıldı. Bu tür ince filmlerde ara yüzeyin kalınlığını ayarlayabilmek oldukça önemlidir çünkü spinin geçeceği ortalama serbest yoldan daha az olmalıdır ki spin polarize akım diğer ferromanyetik katmana ulaşsın.

2007 yılında Fransa'dan Albert Fert ve Almanya'dan Peter Grünberg birbirlerinden ayrı olarak çok katmanlı ince filmlerde bu etkiyi gözlemlemesiyle Nobel Fizik ödülünü paylaşmışlardır.



Şekil 4.1. GMR etkisinin şematik gösterimi a) Paralel b) Antiparalel durum

4.3. Tünelleme Manyeto-Direnç (TMR) Etkisi

Tünelleme manyetodirenç (TMR) dev manyetodirenç etkisine çok benzemektedir. GMR yapılardan farkı iki ferromanyetik katmanı manyetik olmayan metal değil de manyetik

olmayan bir yalıtkan katmanın ayırmasıdır. Elektronlar bu yapılarda ince yalıtkan katmandan kuantum mekaniğinden bildiğimiz tünelleme olayı ile hareket eder. Bu tünelleme oranı ise metal katmanların elektronik yapısı, yalıtkan katman ve arayüzeye bağlıdır. Bu etkinin görüldüğü yapılar genel olarak manyetik tünel eklemi (MTJ) olarak adlandırılır.

Burada da manyetik katmanların mıknatıslanmaları birbirlerine paralel yönde ise elektron tünelleme yapabilir ve diğer manyetik katmana bilgisini taşıyabilir. Bu durum düşük direnç durumudur. Mıknatıslanma yönleri antiparalel ise tünelleme olasılığı düşer ve elektriksel direnç böylece yüksek olur.

TMR ilk kez 1975 yılında Julliere tarafından öne sürülmüş olup manyetodirenç oranı %14 elde edilmiştir. Yalıtkan bariyerde iletim, yukarı ve aşağı yönlü spinlerin tünellemelerin toplamıdır. Buna göre paralel durum P için, ferromanyetik katmanların mıknatıslanmaları paralel olduğunda elektronlar çoğunluk spin durumundan çoğunluk spin durumuna, azınlık spin durumundan azınlık spin durumuna tünelleme yapar. Antiparalel durumda ise elektronlar çoğunluktan azınlık spin durumuna ve azınlıktan da çoğunluk spin durumuna tünelleme yaparlar.

Julliere tarafından öne sürülen başka bir ifade de spin yönelimi için iletkenlik, iki ferromanyetik katmanın iletkenlik elektronlarının spin durum yoğunluklarının çarpımıyla ilişkilidir. Buna göre paralel durumda tünelleme akımı ile antiparalel durumdaki akım farklıdır. Aşağıda belirtildiği üzere,

$$I_{\uparrow\uparrow} \alpha N_l^{\uparrow} N_r^{\uparrow} + n_1^{\downarrow} n_r^{\downarrow}$$
$$I_{\uparrow\downarrow} \alpha N_l^{\uparrow} N_l^{\uparrow} + n_r^{\downarrow} n_r^{\downarrow} \qquad (4.2)$$

Burada N, Fermi seviyesindeki yukarı yönlü spinler, n ise aşağı yönlü spinlerin sayısını temsil etmektedir. Aynı zamanda N çoğunluk,n azınlık spin durumunun durum yoğunluğunu belirtir. l soldaki manyetik katmanı, r ise sağdaki manyetik katmanı temsil eder.Buradan hareketle TMR oranı aşağıdaki gibi yazılmaktadır(Grishin, 2007).

$$TMR = \frac{I_{\uparrow\uparrow} - I_{\uparrow\downarrow}}{I_{\uparrow\downarrow}} \tag{4.3}$$

Bu oran spin polarizasyonu cinsinden de yazılabilir.

$$TMR = \frac{2P_l P_r}{1 - P_l P}$$

$$P = \frac{D_\uparrow(E_F) - D_\downarrow(E_F)}{D_\uparrow(E_F) + D_\downarrow(E_F)} \tag{4.4}$$

Burada *D*, Fermi enerji seviyesindeki spin durum yoğunluğudur.

4.4. Manyetik İnce Filmler

Çok katmanlı manyetik yapılar uzun yıllardır çalışılmakta olup vakum sistemlerinin de gelişmesiyle birlikte kaliteli malzeme üretiminin de önü açılmıştır. Çok katlı ince filmler üretilirken yüzey pürüzlülüğü ve ara yüzey gibi önemli faktörler kontrol edilebilmekte ve kaliteli örnekler üretilebilmektedir. Bunun sonucu olarak da daha iyi sonuçlar elde edilmiştir.

Çok katmanlı manyetik yapılar çeşitli büyütme teknikleriyle hazırlanabiliyor. Bunlardan bazıları magnetron saçtırma (sputtering) tekniği, moleküler ışın epitaksi (MBE) ve kimyasal buharlaştırma (CVD)'dır.

Çok katmanlı manyetik yapılar aşağıdaki şekilde de gösterildiği üzere ferromanyetik katmanların (Co, Fe, Ni, NiFe vb.) arasına manyetik olmayan bir katman (Pt, Pd, Cu, Au, Ag, Rh vb.) büyütülmesiyle elde edilen tekrarlı yapılardır. Katman kalınlıkları 1 angströmden birkaç yüz angströme kadar değişebilir. Genellikle bu tür yapıların üstündeki katman koruyucu amaçlı oksitlenmeye karşı kullanılır. Tek katlı manyetik ince filmlere oranla çok katmanlı yapılar daha derin fizik içermekle birlikte değişken manyetik özellikler de içerirler.

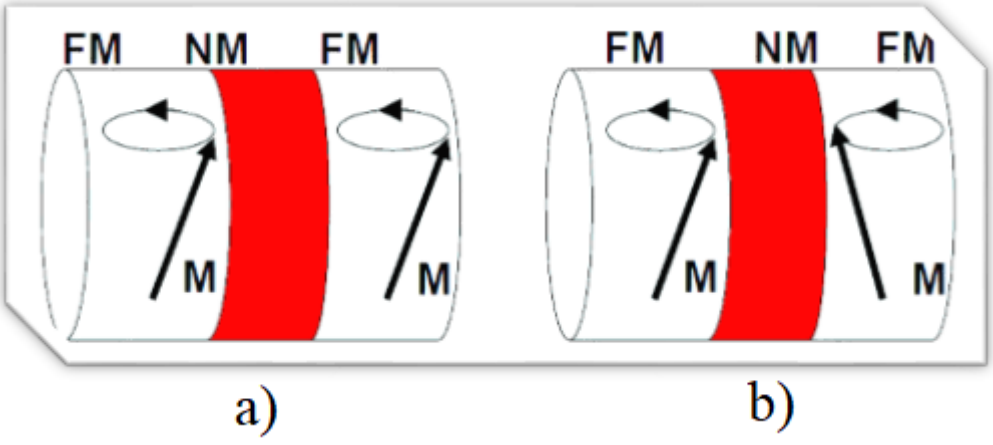
Örneğin, manyetodirenç, manyeto optik, değiş-tokuş etkileşmesi, yüzey ve ara yüzey anizotropisi ve mikrodalga özellikleri gibi. Çok katmanlı yapılara ait temel şematik gösterim aşağıda verilmektedir.



Şekil 4.2. Çok Katlı Manyetik İnce Filmlerin Genel Yapısı ve Katmanlar Arasındaki Etkileşimler a) Ferromanyetik, b) Antiferromanyetik.

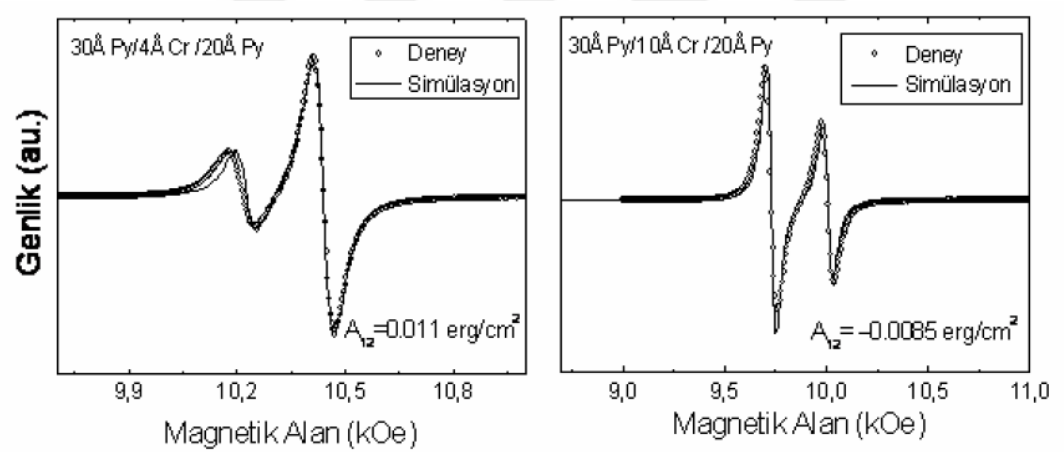
Çok katmanlı manyetik ince filmlerde katmanlar arasında gerçekleşen etkileşimleri basit sarkaç mantığıyla izah etmeye çalışırsak, basit yayda cisimlerin aynı yönde hareket etmesi akustik modları oluştururken farklı yöndeki hareketi ise optik modları oluşturur. Benzer şekilde çok katmanlı manyetik sistemlerde ise mıknatıslanma durumları için kullanılabilir.

İki manyetik katmanın mıknatıslanma vektörleri yön ve konum olarak örtüşüyorsa oluşan modlar akustik, aynı yönlerde ama aralarında faz farkı olacak şekilde hareket ediyorlarsa bu modlara optik modlar denmektedir (Şekil 4.3)



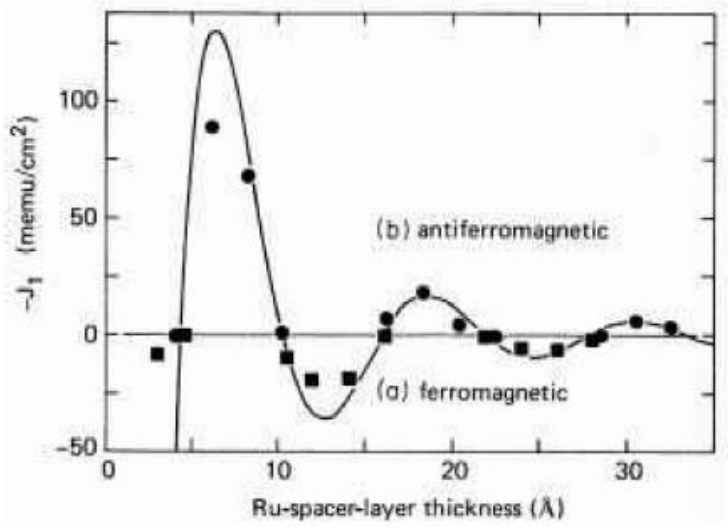
Şekil 4.3.a) akustik mod, b) optik mod durumu

Ferromanyetik rezonans tekniğini kullanacak olursak eğer manyetik katmanlar arasındaki değiş-tokuş etkileşimi ferromanyetik etkileşme ise akustik modun rezonans alanı daha büyük olur ve optik modun değeri ise daha küçük olur. Eğer bu etkileşme antiferromanyetik ise optik modun rezonans alanı akustik modan daha büyük olabilmektedir. Ferromanyetik rezonans tekniği aracılığıyla katmanlar arası etkileşimi belirlemek için bu modların davranışı oldukça önemlidir. Aşağıda şekildeki FMR spektrumu 3 nm Py/ 0.4 nm Cr/2 nm Py (Py:Permalloy)'a aittir ve burada katmanlar arası etkileşimin ferromanyetik olduğu sağdaki şiddetli akustik mod ve soldaki zayıf optik modun varlığıyla görülmektedir. Diğer taraftan manyetik olmayan katmanın kalınlığı 1 nm'ye arttırıldığında bu etkileşimin antiferromanyetik olduğu görülür. Çünkü akustik mod sağa doğru hareket etmekte aynı zamanda da optik modan daha düşük değere gelmektedir. Bu yolla FMR tekniği aracılığı ile katmanlar arası etkileşimin belirlenebilmesi mümkün olmaktadır.



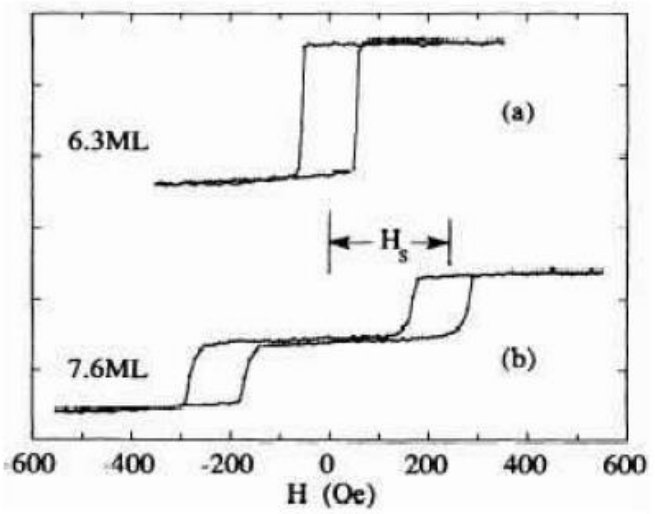
Şekil 4.4. Soldaki 3 nm (Py)/0.4 nm Cr/ 2 nm Py,sağdaki 3 nm (Py)/1 nm Cr/ 2 nm Py ' a ait FMR spekturumu (Topkaya ve ark., 2010).

Diğer taraftan katmanlar arası değiş-tokuş etkileşimi salınımından bahsetmiştik. Çok katmanlı manyetik sistemlerde bu etkileşim manyetik olmayan ara katmanın fonksiyonu olarak değişmektedir (Şekil 4.5).



Şekil 4.5. Rutenyum (Ru) kalınlığına bağlı olarak $Ni_{80}Co_{20}$/Ru/$Ni_{80}Co_{20}$ince film setindedeğiş-tokuş sabitinin değişimi(Grünberg ve ark., 1986).

Aynı zamanda bu tür çok katmanlı yapılarda Manyeto optik Kerr etkisi tekniği de kullanılarak manyetik katmanlar arası etkileşimin türü belirlenebilir. Aşağıdaki şekilde buna bir örnek verilmektedir.



Şekil 4.6. a) Fe(14ML)/Mo(6.3 ML)/Fe(14ML) ferromanyetik, b) Fe(14ML)/Mo(7.6 ML)/Fe(14ML) antiferromanyetik çiftlenim (Krebs ve ark., 1990).

4.5. Manyetik İnce Filmlerde Kolineer Olmayan Konfigürasyon ve Uygulama Alanları

Manyetik olmayan metalik ara katmanla birbirinden ayrılan ferromanyetik (FM) katmanlar, manyetik kayıt ve sensör teknolojileri gibi spintronik uygulamalarda yaygın bir şekilde kullanıldıklarından dolayı oldukça dikkat çekmektedirler (Friedrich ve Creuzet, 1992). Bu gibi yapıların elektriksel direnci, spin yönüne bağlı olduğundan manyetik alan altında manipule edilebilirler. Benzer şekilde, spin transfer tork (STT) etkisi, bir ferromanyetin manyetik davranışını akımla kontrol ve manipule edebilen mekanizmadır. Bu yüzden, STT Oersted alanı yerine akımı kullanan alternatif bir yoldur. Ayrıca, spin transfer nano osilatörler (STNO), akım ve alanla ayarlanabildiklerinden dolayı mikrodalga jeneratörleri için gelecek vadeden bir adaylardan biridir.

FM katmanların spin yönü, manyetik çok katmanlı sistemlerde manyetik olmayan ara katman kalınlığına bağlı olarak birbirlerine paralel ya da antiparalel olabilirler. FM katmanların bu oryantasyonu, kolineer manyetik yönelim olarak adlandırılır. Diğer taraftan, bazı yapılar için FM katmanların çiftlenim halde iken manyetik anizotropileri ve tabakalar arası çiftlenim enerjisi arasındaki yarıştan dolayı kolineer olmayan yönelim elde etmek de mümkündür (Yıldız ve ark., 2009, Yıldız ve ark., 2009(2), Tonnerre ve ark., 2011, Kuch ve ark., 2002, Taga ve ark., 2000). Termal kararlılık varken manyetik switching akımını azaltma ve manyetik alan sensörlerinin hassasiyetini artırma kolineer olmayan manyetik yönelimin avantajlarıdır (Thompson, 2008).

Böyle bir manyetik yönelim elde edebilmek için, FM katmanların manyetik kolay eksenlerini birinin film düzlemine paralel diğerinin dik olarak seçmek öngörüldü (Yıldız ve ark., 2009, Yıldız ve ark., 2009(2), Tonnerre ve ark., 2011, Kuch ve ark., 2002, Taga ve ark., 2000). Yüksek dik manyetik anizotropiye sahip ince filmler Co/X (X=Pt, Pd, Ni) gibi çok katmanlı sistemlerde ara yüzey anizotropiden (Sakamaki ve ark., 2012, Carcia ve ark., 1985) veya bulk anizotropiden $Co_{1-x}Fe_x$ (Yıldız ve ark., 2009(3), Yıldız ve ark, 2008) kaynaklanabilir.

Diğer taraftan nano osilatörler ve manyetik Ram'ler Spin Transfer Tork uygulamalarından başlıcalarıdır. Manyetik RAM hücrelerinde, veri okuma direnci belirlenerek aşılması için büyük bir manyetodirençle cihazda manyetik durumlarda depo

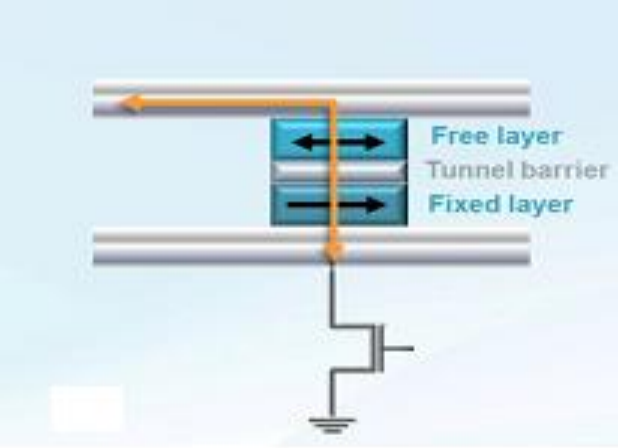
edilir. Bilginin bir elektrik yükü olarak depo edildiği konvansiyonel RAM'lere (DRAM dinamik RAM ya da SRAM statik RAM) kıyasla MRAM, manyetik katmanın iki kararlı mıknatıslanma yönünü kullanır. Bunun ilk avantajı geçici olmaması, diğer avantajı ise geçici olmayan tekniklere kıyasla flash memory gibi, MRAM sınırsız dayanıklılığa sahiptir (Chappert ve ark., 2007). MRAM birçok tekniğin avantajlarını birleştirdiği için evrensel memory olma potansiyeline sahiptir. Tipik bir MRAM hücresi ikili (binary) bilginin depo edildiği çok katmanlı manyetik yapıdan oluşmaktadır. STT RAM hücresi spin transfer tork'u ekleyerek yapıdan geçen akımı göndererek direkt olarak hücreye yazar.

Nano osilatörler ise nano ölçekte titreştiriciler olup literatürde oldukça sıklıkla çalışılmakta ve yeni fiziksel yorumlara yol açabilecek niteliktedir. Bunlardan dolayı spin transfer tork etkisi gözlemleyeceğimiz manyetik çok katmanlı yapılar spintronikte ne denli önem arz ettiğinin göstergesidir.

STT'nin fiziksel durumu için FM1 ve FM2 olarak iki adet ferromanyetik katman arasına manyetik olmayan katman planlanmaktadır. Spin polarizasyonunun korunması için ara katman kalınlığının spin difüzyon uzunluğu civarında olması gerekmektedir. İki katmanın birinin (fixed layer) koersivitesi diğer katmandan (free layer) önemli ölçüde büyüktür. Bu ise aşağıda belirtildiği gibi yapılabilir:

- İki katmanın herbiri için farklı malzemeler kullanılarak
- Aynı malzeme fakat farklı kalınlıkta katmanlar kullanılarak
- Düzenleyici katmanı başka bir ferromanyetik katmana bağlayarak (sentetik antiferromanyet)
- Değiş-tokuş çiftlenimi yoluyla (Bernert, 2013)

Malzemenin manyetik durumunu değiştirmek için yapı boyunca geçen akımı kullanarak STT RAM Şekil 4.7'deki gibidir,



Şekil 4.7. STT RAM'in Şematik Gösterimi (Bernert, 2013)

Dik manyetik anizotropiye sahip katmanın kullanımının paralel manyetik anizotropiye sahip katmana kıyasla iki avantajı vardır. Birincisi switch akımı düşerken termal kararlılıkta kalmasını mümkün kılar (Mangin ve ark., 2006). Diğeri ise boyutu azaltılabilir olmasıdır. Böylece uygun malzemelerin araştırılması ve uygulanması umut verici gelişmeler olarak önümüzde durmaktadır.

Spin transfer nano osilatörler ise STT'nin uygulama alanlarından biridir. Damping tork ve STT arasında bir denge olduğunda serbest katmanın mıknatıslanması denge durumunda devinime başlar (Kiselev ve ark., 2003). Sonuç olarak referans ve serbest katman mıknatıslanmaları arasındaki açı periyodik olarak değişir. GMR etkisi yoluyla sistemin direnci de periyodik olarak değişir ve böylece uygulanan DC akım bir radyo frekansı (RF) voltaj sinyali üretir. Bu yapılandırma Spin Transfer Nano Osilatör (STNO) olarak adlandırılır. Çıkış sinyali, uygulanan manyetik alan ve DC akımla 1-100 GHz arasında ayarlanabilir. DC akım uygulanarak AC akım elde etmek, STNO'ları mikrodalga devreler için ideal aday haline getirmiştir. Gerek teorik gerekse deneysel olmak üzere oldukça fazla çalışma literatürde yer almaktadır.

5. DENEYSEL TEKNİKLER

5.1. Vakum Sistemleri

Vakum sistemleri kapalı bir sistem içerisinde atmosfer basıncından çok daha düşük basınç değerine sahip olan sistemler olarak bilinir. Amerikan Vakum Topluluğu (American Vacuum Society) tarafından 1958 yılında yapılmış olan tanıma göre 1013-1 mbar basınç altında birim hacim başına düşen gaz molekülü sayısının oda sıcaklığında 2,5 x 10^{25} molekül/m^3 olması anlamına gelir.

Vakum sistemleri günümüzde kullanımı oldukça yaygınlaşmakta olup gerek sanayi gerekse de ileri teknoloji içeren uygulamalarda ve akademik çalışmalarda kullanılmaktadır. Akademik çalışmalarda ise manyetik, elektronik, optoelektronik ve yarıiletken malzemelerin üretiminde kullanılmaktadır. Yüksek hassasiyette üretim için olmazsa olmaz şarttır. Vakum ortamında malzemelerin saflığını etkileyecek parametre bulunmadığından dolayı yüksek hassasiyette üretim mümkün olabilmektedir.

Gelişen teknolojiyle birlikte elde edilen vakum ortamı, gaz moleküllerinin istenilen yönde akışlarını sağlayarak bu ortamdaki molekül sayısını istenilen seviyeye düşmesiyle elde edilir. Bu işlem için bir veya birden çok pompa kullanılır. Kullanılan pompaların gücüne bağlı olarak istenilen seviyelere inmek mümkün olur. Vakum ortamındaki basınç azaldıkça vakum seviyesi artar. Basınç değerine göre elde edilen vakum seviyeleri aşağıdaki Tablo 5.1'de verilmektedir.

Tablo 5.1. Basınç Değerlerine Göre Vakum Seviyeleri

Vakum seviyesi	**Basınç (mbar)**	**Molekül yoğunluğu (molekül/m^3)**
Alçak vakum	1013-1	$2,5x10^{25}$-10^{22}
Orta vakum	1-10^{-3}	10^{22}-10^{19}
Yüksek vakum	10^{-3}-10^{-6}	10^{19}-10^{16}
Çok yüksek vakum	10^{-6}-10^{-9}	10^{16}-10^{13}
Aşırı yüksek vakum	10^{-9}-10^{-12}	10^{13}-10^{10}

5.2. Örnek Hazırlama Teknikleri

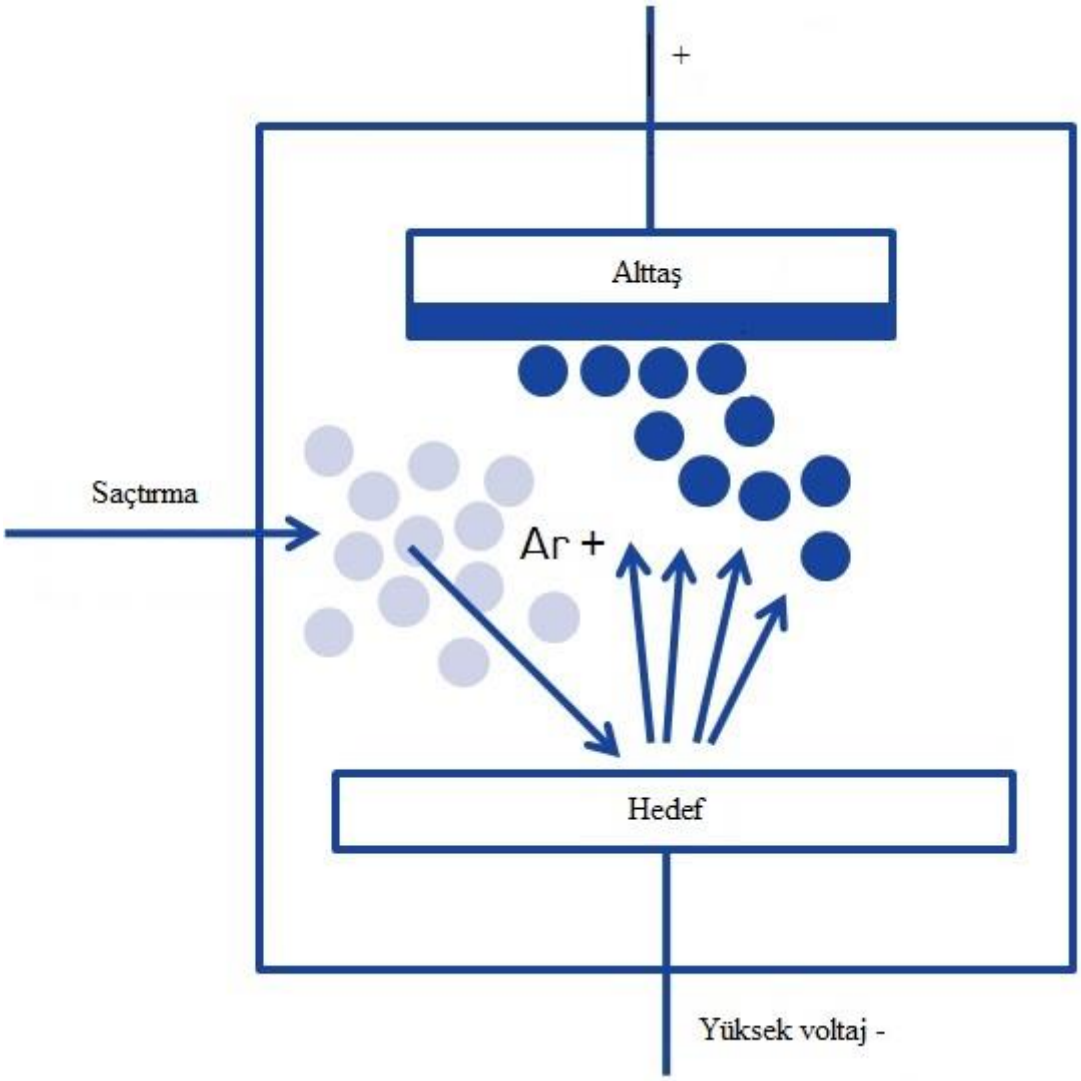
İnce film büyütme teknikleri 200 yıldır artarak kullanılmakta olup bilim, teknoloji ve endüstride önemli yere sahiptir. Bu bölümde laboratuarda kullanmakta olduğumuz ince film büyütme sistemlerinden bahsetmek istiyorum. Akabinde de üretilen ince filmlerin manyetik ve yapısal özelliklerini incelediğimiz karakterizasyon tekniklerinden bahsedeceğim. Hazırladığımız ince filmler için saçtırma tekniği kullanılmıştır.

5.2.1. Magnetron Sputtering (Saçtırma) Tekniği

Fiziksel buhar biriktirme (Physical Vapor Deposition) teknikleri saçtırma ve buharlaştırma olmak üzere iki gruptur. Saçtırma, Magnetron Sputtering (MS) tekniği, vakum ortamında katı hedef malzemenin plazma veya iyon tabancasıyla hızlandırılmış yüksek enerjili gaz iyonlarıyla bombardıman edilerek, atomların hedef malzeme yüzeyinden saçtırılması ve kopan atomların buharlaşarak alttaş (substrate) üzerine birikmesidir.

Bu teknikte ince film oluşturulacak olan alttaş malzeme ile kaplama yapılacak hedef malzeme, temel basıncı yaklaşık olarak ~10^{-6} - ~10^{-9} mbar değerine sahip yüksek veya aşırı yüksek vakum sisteminde bulunur. Sisteme yüksek saflıkta bir soygaz verilir ve bu soygaz da daha uygun ve hesaplı olduğundan genellikle Argon olur. Sisteme soygaz verildiğinde doğal olarak basınç değeri artar.İhtiyaca göre 10^{-3}-10^{-2}mbar olarak ayarlanır. Daha sonra katot görevi yapan hedef malzeme ile anot görevi yapan alttaş arasına potansiyel fark uygulanır. Böylece katottan kopan elektronlar anoda doğru hızlı ilerlerken ortamda bulunan argon atomlarıyla çarpışırlar ve argon iyonları oluşturarak plazmayı başlatırlar. İyonize olan argon atomlarından ayrılan elektronlar ikincil elektron olarak ifade edilirler.

Katoda uygulanan ve argon gazını iyonlaştıran elektrik alan, iyonize olan argon gazını hedef malzemeye doğru yönlendirirve hedef malzeme yüzeyine çarptırılarak atomların koparılması sağlanmış olur. Kopan atomlar da elektrik alanın etkisiyle alttaş malzemenin üzerine ince bir film tabakası halinde tutunarak büyütme işlemini gerçekleştirirler (Şekil 5.1).



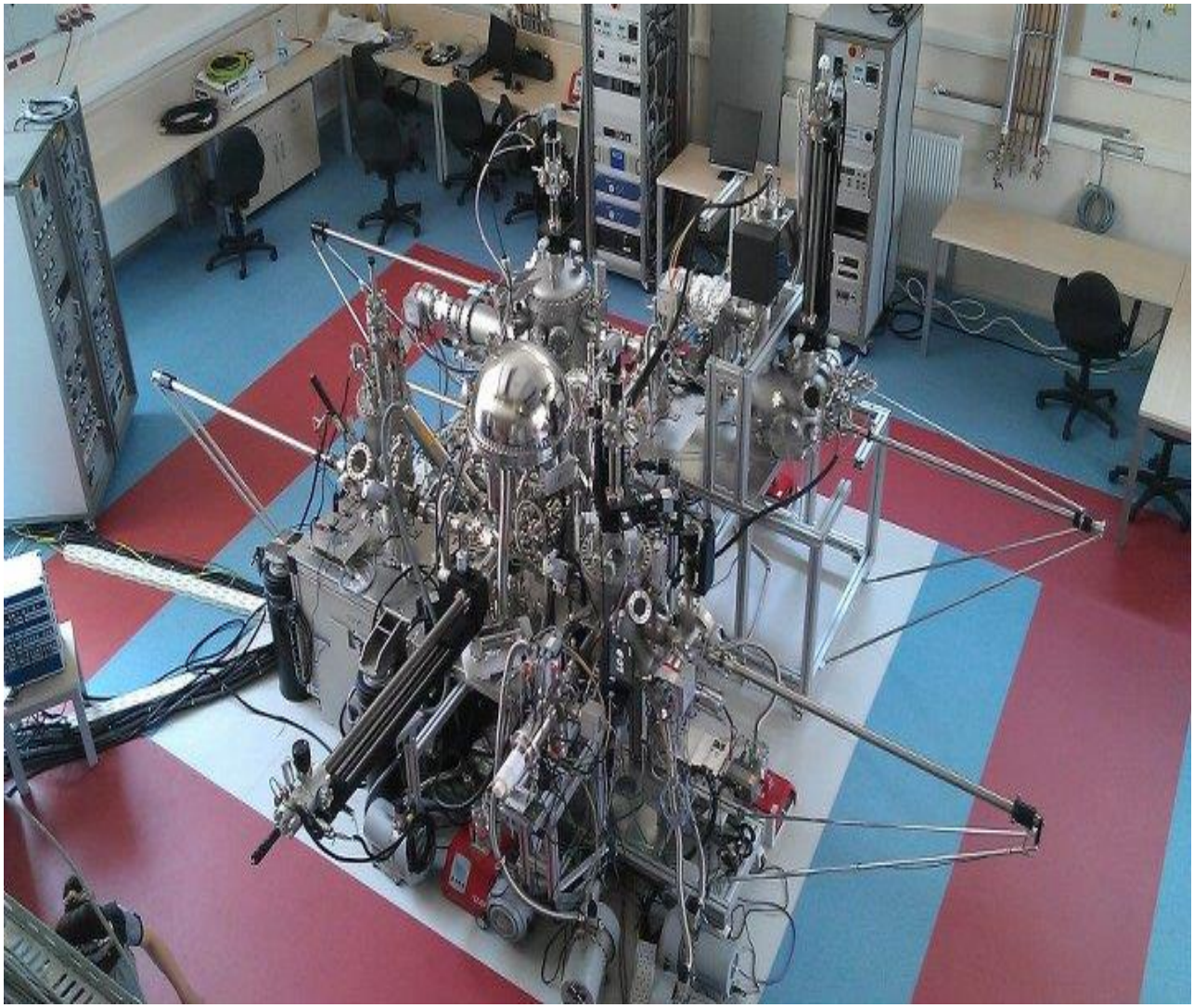
Şekil 5.1. Magnetron saçtırma sisteminin şematik gösterimi

Magnetron saçtırma tekniği ile büyütme yapılırken plazma içindeki iyonlaşma oranını ve bununla birlikte kaplama hızını da arttırmak için mıknatıslar kullanılmaktadır. Bu şekildeki büyütmeler magnetron sputtering olarak adlandırılmıştır (Window, 1995). Sistem içerisinde oluşturulan elektrik alana dik yönelmiş ve hedef malzemenin arkasına yerleştirilmiş mıknatıslar aracılığıyla oluşturulan bir manyetik alan vardır. Bu manyetik alan iyonize parçacıkları hapsederek tekrardan hedef malzeme üzerine çarpmasını ve oluşan plazma ortamının yoğunluğunu arttırarak daha fazla atomun hedef malzemeden sökülmesini sağlar. Manyetik alanın bu şekilde iyonize parçacıklara alttaş üzerine düşmesine izin vermemesi alttaş malzemenin ısınmasını engeller. Bu ise çalışılan alttaş malzemenin sıcaklıktan etkilenmesi ve bazı özellikleri değişecekse bunun önüne geçer (Yaman, 2015).

Saçtırma sisteminin kullanılan güç kaynağı tipine göre 3 çeşidi vardır. Bunlardan ilki DC saçtırmadır. Eğer hedef malzeme iletken ise plazma oluşturmak için katot ile anot arasına doğru akım (DC) uygulanır. Eğer kaplamanın yapılacağı hedef malzeme yalıtkan ise plazma oluşturmak için DC yerine radyo frekans (RF) voltajı kullanılmaktadır. Bu da RF saçtırma olarak adlandırılır. Üçüncü çeşit saçtırma ise argon gazına ilaveten büyütülmek istenen malzemenin oksit, nitrat, nitrit gibi bileşikleri elde edilmek isteniyorsa sisteme ikinci bir reaktif gaz verilir. Bu gaz oksijen veya azot olabilir. Bu saçtırma yöntemi ise reaktif saçtırma olarak adlandırılır. Bunlara ek olarak magnetron sputtering sistemi aynı anda iki güç kaynağının çalışmasıyla co-sputtering olacak şekilde çok katlı ince filmler veya alaşımlar hazırlanabilir. Büyütme işlemi sırasında örnek tutucunun altına yerleştirilmiş olan Pyrolitic Boron Nitride (PBN) ısıtıcı ile oda sıcaklığından 1200 ˚C'ye kadar sıcaklık ayarı yapılabilmektedir (Parlak, 2014).

Saçtırma tekniği günümüzde yüzey temizleme, aşındırma, yüzey analizi ve ince film biriktirmede kullanılmaktadır (Kiyotaka ve Shigeru, 1992). Bu tekniğin bilimsel araştırmaların yanında endüstride de yaygın olarak kullanılmasının nedenleri; kullanımının kolay olması, dayanıklı olması ve yüksek kalitede filmlerin üretilebilmesidir. Ayrıca büyütme işlemi yüksek vakum ortamında gerçekleştiğinden içeriye başka parçacıkların girme olasılığı oldukça düşüktür. Kaplama homojen oluşur ve yüzey pürüzlülüğü azdır. Yüzeye tutunma oldukça iyi gerçekleşir ve alt malzemelerin saçtırma tekniğiyle temizlenmesi yüzeyi daha da pürüzsüz hale getirebilir. Diğer ince film büyütme tekniklerine göre daha hızlı, pratik ve güvenilir olduğundan akademide ve endüstride çoğunlukla kullanılmaktadır (Sönmezoğlu ve ark., 2012, Ehiasarian ve Bugyi, 2004).

Tez çalışmamızda örneklerin büyütme ve karakterizasyon işlemi Gebze Teknik Üniversitesi, Nanoteknoloji Enstitüsü bünyesinde bulunan NASAM laboratuarında gerçekleştirilmiştir. Aşağıdaki şekil 5.2'de Gebze Teknik Üniversitesine ait büyütme ve karakterizasyon sistemlerinin resmi bulunmaktadır.



Şekil 5.2. Nanomanyetizma Laboratuvarındaki Deney Düzeneğinin Görüntüsü

5.3. İnce Film Karakterizasyon Teknikleri

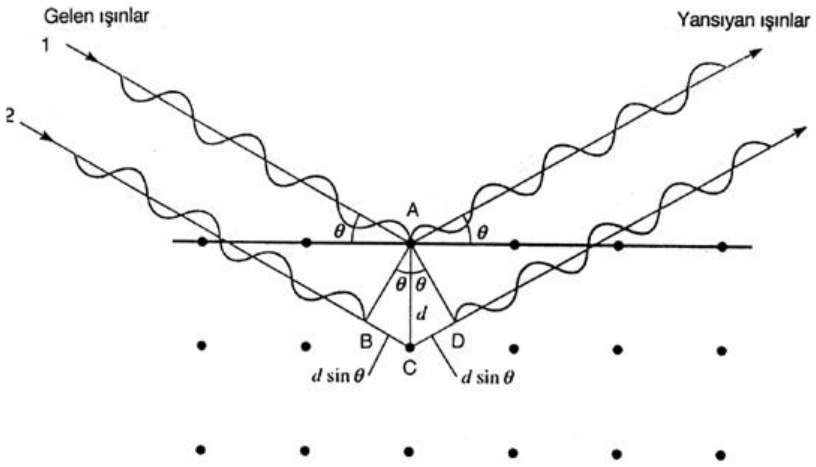
5.3.1. X-Işını Kırınımı (X-Ray Diffraction)

Malzemeler hakkında kristalografik bilgi edinmek için X-ışını kırınımı tekniği kullanılır. Malzemelerin 3 boyutta kristal yapıları (amorf, tek kristal, çok kristal), kristalin örgü parametreleri ve kristal yönelimleri hakkında kesin bilgi edinilebilir. X-ışını kırınımı tekniği malzemeye zarar vermemekle birlikte atmosfer ortamında ölçüm yapılmaktadır.

X-ışını kırınımının temel prensibi Bragg yasasına dayanır. Bu yasaya göre aşağıdaki şekilde görüldüğü üzere birbirine paralel düzlemlerde, atomların düzenli bir şekilde dizildiği ve bu düzlemler arası mesafenin d olduğu bir kristal söz konusudur. Bu kristal üzerine hepsinin birbirine paralel olduğu ve λ dalga boyuna sahip tek renkli bir x-ışını demeti θ açısıyla gönderilirse, kristalin üzerine gelen x-ışınları atomlardan saçılabilir. Bunlardan bazıları birbirini yok edecek şekilde yıkıcı girişim oluştururken bazıları da birbirini kuvvetlendirerek yapıcı girişim oluştururlar. Burada önemli olan yapıcı girişimin oluşması için iki x-ışını arasındaki yol farkının λ dalga boyunun tam katları olmasıdır. Bragg yasası aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$2d\sin\theta=n\lambda \qquad (5.1)$$

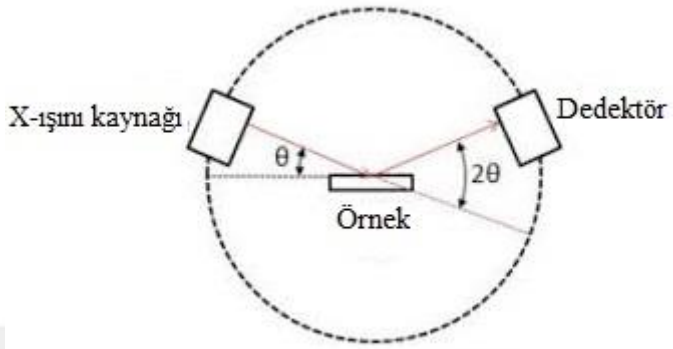
d düzlemler arası mesafe, θ gelen x-ışını ile kristal düzlemi arasındaki açı ve λ gelen ışının dalga boyudur.



Şekil 5.3. Düzlemler Arası Mesafenin d Olduğu Bir Kristal (https://bilimsitemiz.tr.gg/Maddenin-Yo%26%23287%3Bun-Hali--k1-S%26%23305%3Bv%26%23305%3Blar-ve-Kat%26%23305%3Blar-k2-.htm).

Bu teknikte numune, x-ışını kaynağıyla detektör arasına yerleştirilir. Numuneyle θ açısı yapacak şekilde hareketli konumlandırılmış olan x-ışını kaynağından numuneye

fotonlar gönderilir. Numuneden saçılan fotonlar ise numune düzlemiyle 2θ açısı yapacak şekilde konumlandırılmış detektöre gelir. X-ışını kaynağı ve detektör eşit açılarda arttırılarak θ-2θ taraması yapılır. X-ışını kırınımının deney düzeneği aşağıdaki gibidir.



Şekil 5.4. X-ışını Kırınım Düzeneğinin Temsili Gösterimi

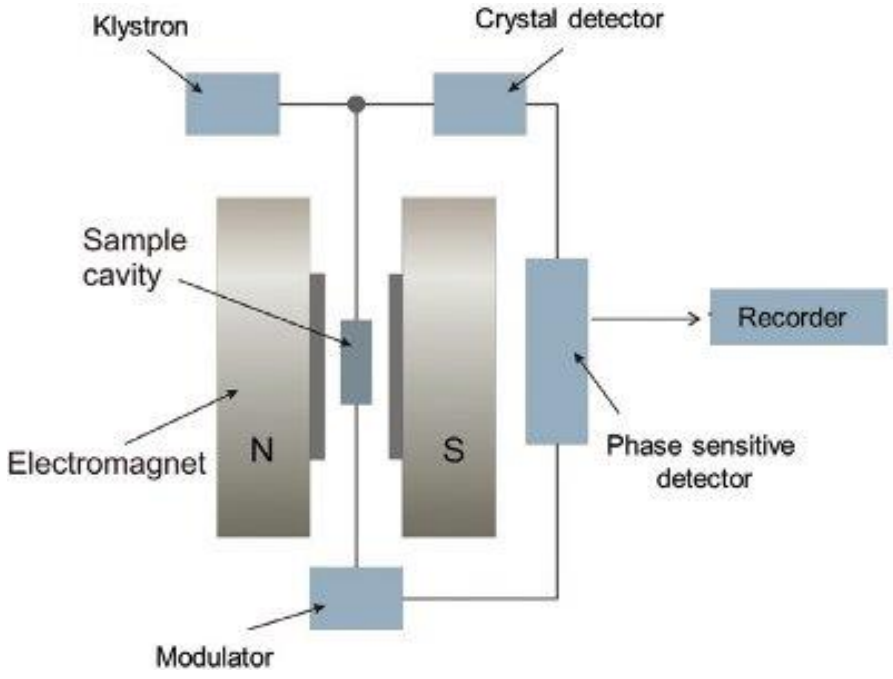
5.4. Manyetik Karakterizasyon Teknikleri

5.4.1. Ferromanyetik Rezonans (FMR) Tekniği

Ferromanyetik rezonans tekniği temel olarak manyetik rezonansa dayanır. Her manyetik sistem manyetik momentlerinin topaç hareketinden dolayı (Larmour dönüşü) doğal frekansa sahiptir. Diğer ifadeyle malzemeye manyetik alan uygulandığında manyetik momentler mıknatıs gibi davranarak eşleşmemiş elektronların sahip olduğu spin değerlerine göre izinli enerji seviyelerine yarılırlar. Bu enerji seviyeleri arasındaki farkı Larmour frekansıyla orantılıdır. Dışarıdan uygulanan durgun manyetik alana dik yönde bir frekans uygulanır. Eğer malzeme üzerine gönderilen bu alanın frekansı elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölgesindeyse kullanılan tekniğin adı Elektron Spin Rezonans (ESR) ya da Elektron Paramanyetik Rezonans (EPR)'dır. Burada atom içindeki elektronların manyetik momentlerinin etkileşmesi incelenir. Fakat malzemeye gönderilen elektromanyetik dalga radyo frekansı bölgesindeyse ve çekirdek spinlerinin etkileşimi inceleniyorsa bu teknik Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) tekniği olarak adlandırılır. Gönderilen mikrodalga frekansı, Larmour frekansına eşit olduğunda rezonans gerçekleşir ve enerji soğurularak seviyeler arası geçiş gerçekleşir. Buna rezonans frekansı denir ve karşılık gelen sabit manyetik alana rezonans alanı denir.

Farklı manyetik durumda bulunan çiftlenimsiz elektronlar farklı g değerlerine (spektroskopik yarılma çarpanı) sahiptir. Bu yüzden, bir ESR sinyalinin g değeri çok önemli bir parametredir. gdeğeri; incelenen örneğin elektriksel, manyetik ve yapısal özellikleri hakkında bilgi verir. FMR, değiş tokuş etkileşmesi ile eşleşmemiş elektronların manyetik momentlerinden kaynaklanan mıknatıslanmayı inceler. Mıknatıslanmanın hangi alanda rezonansa geldiği ve o esnada manyetik alanın numuneye hangi doğrultuda uygulandığı bilgileri ile manyetik anizotropi hakkında bilgi verir. FMR tekniğinde numuneye farklı doğrultularda manyetik alan uygulamak mümkündür. Örnek normali veya örnek düzlemi etrafında dönerek mıknatıslanmanın kolay yönü bulunabilir.

Ferromanyetik rezonans (FMR) ölçümleri için Elektron Spin Rezonans (ESR) spektrometresi kullanılmaktadır. ESR spektroskopisi elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölgesini kullanarak malzeme içindeki manyetik momentlerle ilişkisini inceler. Standart bir ESR cihazı şekil 5.5'de görüldüğü gibi 4 temel kısımdan oluşur. Bunlar mikrodalga kaynak sistemi, kavite-kılavuz sistemi, mıknatıs sistemi ve modülasyon ve detektör sistemidir.



Şekil 5.5. ESR cihazının şematik gösterimi (Kwon ve ark., 2014).

Mikrodalga kaynak sistemi: bu sistemin en önemli elemanlarından biri yüksek frekans üreteci (Klystron)'dir. Klystron düşük gürültü özelliğiyle bilinen küçük bir frekans aralığında mikrodalga kaynağı olarak çalışan bir elektron tüpüdür. Bu sistem rezonans durumunda mikrodalga üretirken, paralel levhalar arasındaki elektrik alan sinüzoidal olarak değişir. Yansıtıcı ve hızlandırıcı levha gerilimlerinin değerleri ayarlanarak yüksek frekans üreteci değişik gerilim değerlerinde salınım yapabilir. Dalgametre, mikrodalga frekansını ölçen bir alettir. Kaynak sisteminden çıkan mikrodalganın kendi üzerine geri yansımasını engellemek için yalıtıcı kullanılırken otomatik frekans kontrolü, yüksek frekans üretecinin ürettiği mikrodalga frekansının sabit ve kararlı olmasını sağlar.

Kavite-Kılavuz sistemi: Kavite sistemi mikrodalga kaynağından gelen elektromanyetik dalgaları numunenin üzerine düşmesini sağlayan ve numuneyle etkileştikten sonra geri yansıyan dalgaların detektöre ulaşmasını sağlayan örneğin koyulduğu ve dalga kılavuzunun bulunduğu yerdir. Dalga kılavuzu ile kavite arasındaki empedans uyumu iris yardımıyla sağlanırken, kaviteye giden dalgaların yansımasını dengelemek için de dalga döndürücü sistem kullanılmaktadır.

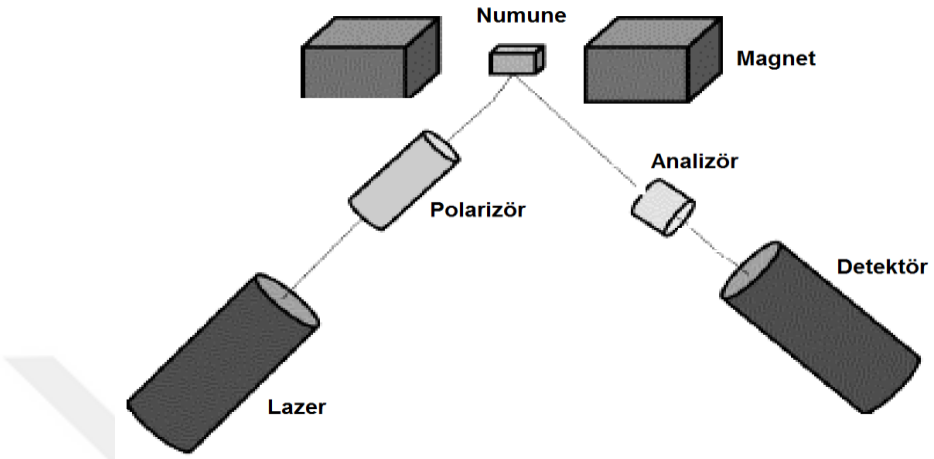
Mıknatıs sistemi: Sabit ve homojen bir manyetik alan üretmek için karşılıklı yerleştirilmiş elektromıknatıs çiftinden oluşur. Doğru akım güç kaynağı tarafından beslenen bu mıknatıslar yaklaşık 2 Tesla değerine kadar manyetik alan üretebilirler. Üretilen manyetik alanı kontrol etmek için mıknatısın kutuplarından birinin üzerinde Hall probe sistemi kullanılır.

Modülasyon ve Detektör sistemi: örnek tarafından soğrulan mikrodalga detektöre ulaşır. Detektörde, gelen mikrodalganın frekansıyla orantılı elektrik akımı oluşur. Oluşan alan modülasyon sistemi ve sinyal yükselticiler sayesinde rezonans durumu oluştuğunda alan değişimine karşılık gelen elektrik akımı değişimi bilgisayar aracılığıyla spektrum olarak elde edilir.

5.4.2. Manyeto Optik Kerr Etkisi (MOKE) Tekniği

Manyeto optik Kerr etkisi, dış manyetik alan altındaki bir manyetik malzemenin üzerine gönderilen polarize ışığın numuneden yansıdıktan sonra polarizasyonunda meydana gelen değişim olarak tanımlanır. Polarize ışık etkidiği yüzeyden yansırken eliptik polarize olur ve gelen ışık ilk durumuna göre polarizasyon açısına göre değişime uğrar.

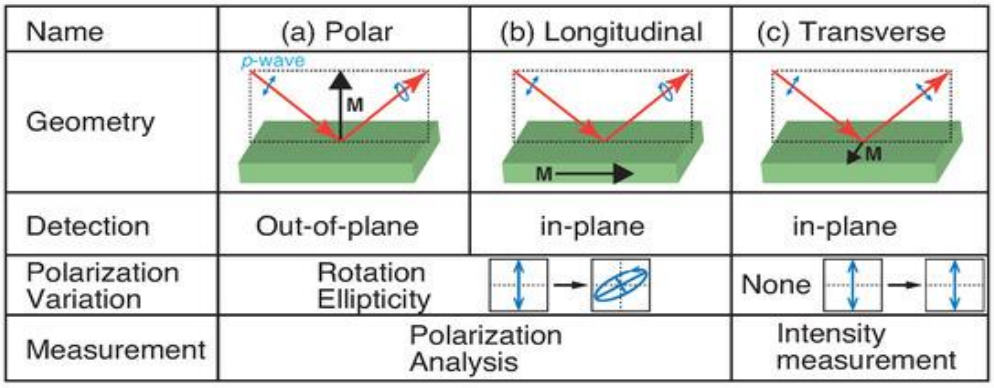
Numunenin polarizasyonundaki değişim malzemenin mıknatıslanması ile doğru orantılı olduğundan bu teknik manyetik sistemlerin histerilerini elde etmede yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Bir MOKE sisteminin şematik gösterimi aşağıdaki gibidir:



Şekil 5.6. MOKE sisteminin şematik gösterimi

Manyeto optik Kerr etkisi tekniğinde ışık demeti kaynağı olarak lazer kullanılmaktadır. Genellikle bu lazer HeNe diyot lazeri olmakta ve dalga boyu (λ=632 nm) dir.

Histeri eğrisi elde edilecek malzemenin geometrisi manyeto optik Kerr etkisi ölçümü için önem arz etmektedir. Eğer numunenin mıknatıslanması örnek düzlemine dik şekilde ise polar (kutupsal) manyeto optik Kerr ölçümü (P-MOKE), mıknatıslanma örnek düzleminde x ekseninde ise boyuna (longitudinal) manyeto optik Kerr ölçümü (L-MOKE) ve mıknatıslanma örnek düzleminde y ekseninde ise enine (transverse) manyeto optik Kerr etkisi olarak tanımlanır. Aşağıdaki şekilde MOKE ölçüm geometrileri gösterilmektedir.



Şekil 5.7. Manyetik-optik Kerr etkisi ölçüm geometrileri. a) P-MOKE, b) L-MOKE, c) T-MOKE ölçüm geometrisi. (Yamamoto ve Matsuda, 2017)

Tez çalışmamızda, Gebze Teknik Üniversitesi Fizik bölümü bünyesinde bulunan Manyeto optik Kerr etkisi sistemi (Nanosan Instruments-Smart MOKE Magnetometry System) kullanılmıştır. Ölçümler oda sıcaklığında gerçekleştirilmiş olup hem numune düzleminde (L-MOKE) hem de numune normalinde (P-MOKE) ölçümleri yapılmıştır. Aşağıdaki şekilde Gebze Teknik Üniversitesi Fizik bölümü bünyesinde yer almakta olan MOKE sistemi yer almaktadır.

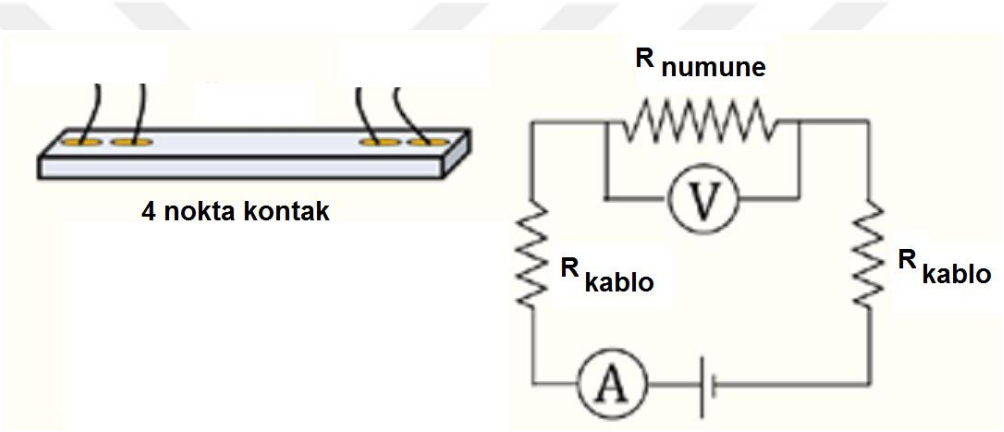


Şekil 5.8. Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü Manyeto Optik Kerr Etkisi Sistemi

5.5. Manyetodirenç Ölçümleri

Çok katmanlı manyetik ince filmlerin manyetodirenç ölçümleri, 4 nokta kontak yoluyla yapılmıştır. Kontakların bazıları için wire bonder bazıları için ise gümüş pasta kullanılmıştır. Manyetodirenç ölçümlerinde film bir örnek kabına yerleştirilir ve örnek üzerinden geçen akıma karşılık film üzerindeki voltaj değerleri kaydedilmektedir.

Hazırlanan örneklerin dirençlerinin ölçümünde kullanılan dört nokta ölçüm tekniğine ait şematik gösterim ve karşılık gelen eşdeğer direnç devreleri aşağıda şekil 5,9'da verilmektedir. Örnek üzerinden 4 nokta tekniği ile kontak alındığında dıştaki kontaklardan akım verilip içteki kontaklardan voltaj değerleri okunmaktadır. Bu şekilde sadece örneğin kendisinden gelen direnç değeri okunmuş olur.



Şekil 5.9. 4 nokta direnç ölçümü ve devresinin şematik gösterimi

Anizotropik manyeto direnç (AMR) ve Dev manyeto direnç (GMR) gibi ölçümlerde kontak noktalarının manyetik filmler üzerinde doğrusal olması gerekirken Anormal Hall etkisi (AHE) ve Düzlemsel Hall etkisi (PHE) gibi ölçümler için ise kontak noktalarının örneğin köşelerinde birbirine dik olması gerekmektedir. Hazırladığımız örneklerin AMR ve GMR davranışlarını belirlemek için 4 nokta ölçüm tekniği uygulanarak akımla manyetik alan düzlemde paralel ve dik geometrilerde ölçümler gerçekleştirildi.

MR ölçümlerinin gerçekleştirildiği deneysel sistem, elektromıknatıs, bilgisayar, nano ölçekte voltaj okuyabilen voltmetre, numune kabı ve doğru akım güç kaynağından oluşmaktadır. Numune kabı olarak PCB (Printed Circuit Board) kullanılmıştır. Bu baskı devre üzerinde dıştaki iki kontak akım uygulamak için, içteki iki kontak ise voltaj okumak için hazırlandı. Manyetik alan üreteci olan elektromıknatıs, bilgisayarla kontrol edilirken nanovoltmetreden voltaj değerleri kaydedilir.

Tez çalışması esnasında hazırladığımız tüm örneklerin MR ölçümleri, Gebze Teknik Üniversitesi Fizik bölümü bünyesinde bulunan MOKE laboratuarında gerçekleştirilmiştir.

Örneklerdeki direnç değişimi oranı (MR %) aşağıdaki gibi hesaplanır,

$$MR(\%) = \frac{R(H) - R(\min)}{R(\min)} x100 \tag{5.2}$$

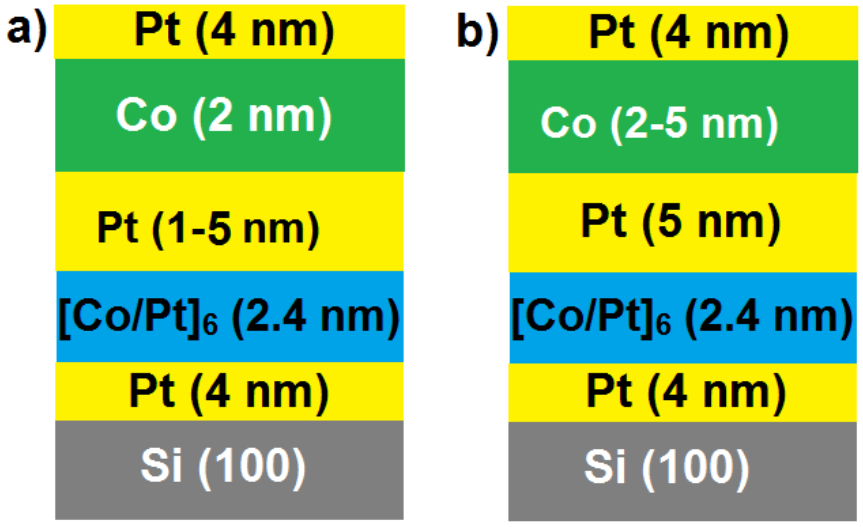
R(H), manyetik alan altındaki direnci, R(min) ise alan yokken ki direnci temsil etmektedir.

6. ARAŞTIRMA BULGULARI VE SONUÇLARI

6.1. Örneklerin Hazırlanması

Bu tez çalışmasında 2 farklı örnek seti hazırlanmış olup genel formülü ise Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt($t_{ara\ katman}$)/Co(t_{FM})/Pt (4 nm) şeklindedir. Şekil 6.1'de bu örnek setlerinin şematik gösterimi verilmektedir. Set 1 olarak adlandırdığımız örnek seti Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(t_{Pt})/Co(2 nm)/Pt (4 nm)'dir (bütün kalınlık değerleri nanometre cinsinden belirtilmiştir). 1. örnek setimizde Pt ara katmanının kalınlığı 1 nm'den 5 nm'ye kadar değiştirilerek daha sonra 2 nm Co katmanı ve en sonunda da oksitlenmeyi önlemek amacıyla 4 nm kalınlığında Pt katmanla örnek seti oluşturulmuştur.

2. örnek setimiz ise Si/Pt(4 nm)/$[Pt/Co]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(t_{Co})/Pt (4 nm) şeklinde gösterilebilir. Ferromanyetik Co katmanı kalınlığı sırasıyla 2, 3, 4, 5 nm olarak değiştirilirken Pt tampon katmanı 4 nm, Pt ara katmanı 5 nm ve en üstteki Pt katmanı ise 4 nm'dir.



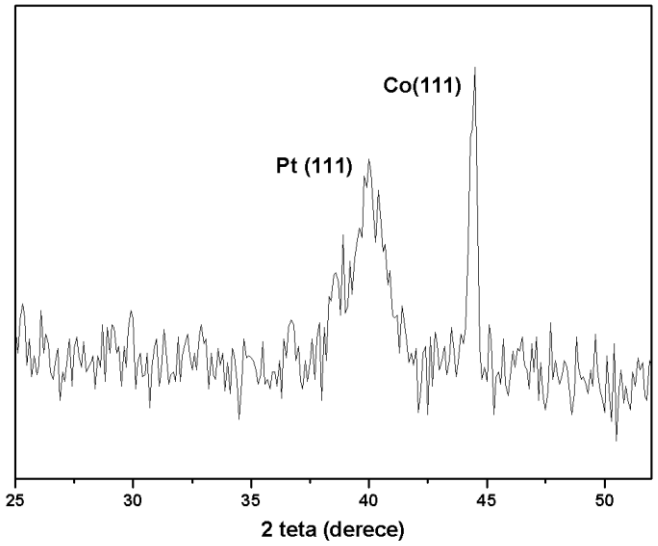
Şekil 6.1. Hazırlanan örnek setlerinin şematik gösterimi

Tez çalışmamızda hazırlanan tüm örnekler Si (100) alttaş üzerine büyütülmüşlerdir. İnce filmler büyütülmeden önce Si alttaş 90 dakika boyunca 750 K sıcaklığında ısıtılmıştır. Pt ve Co katmanları Silisyum alttaş üzerine magnetron sputtering tekniği ile sırasıyla DC ve RF jeneratörler kullanılarak büyütülmüşlerdir.

Çok katmanlı bu yapının en altında 4 nm Pt tampon katmanı (111) texture elde etmek için kullanıldı. Son olarak, çok katmanlı ince filmimizi oksidasyona karşı 4 nm Pt üst katman ile kapattık. Aynı zamanda Pt katmanı Co/Pt katmanlarında dik manyetik anizotropiyi indüklemek için kullanıldı.

Sputter vakum odasının basıncı $2x10^{-9}$ mbar ve büyütme esnasında Ar basıncı $5x10^{-3}$ mbar'dır.Pt'nin büyüme oranı 8,75, Co'ın ise 0,44 Å/dk'dır. Örneklerin histeresis eğrileri manyeto optik Kerr etkisi tekniğiyle belirlendi. Bu ölçümler oda sıcaklığında hem boyuna hem de enine geometride gerçekleştirildi. Aynı zamanda manyetik anizotropiler ferromanyetik rezonans tekniğiyle belirlendi. Bu ölçümler de oda sıcaklığında 9,8 GHz mikrodalga frekanslı JEOL ESR spektrometresiyle ölçüldü. FMR ölçümleri, manyetik alan 0-2 Tesla arasında film düzlemine dik geometride ölçüldü.

Örneklerden temsilen birine ait yapısal karakterizasyonu ise X-ışını kırınımı (XRD) tekniği ile yapılmıştır. Elde edilen kristal yapısına ait X-ışını kırınımı spektrumu Şekil 6.2'de verilmektedir.



Şekil 6.2. Si(100) alttaş üzerinde büyütülen Co/Pt içerikli ince filme ait XRD spektrumu

Şekil 6.2. Si(100) alttaş üzerinde büyütülen Pt/Co içerikli ince filmlerden birine ait XRD spektrumunu göstermektedir. Örnek setlerindeki tüm filmler için tampon tabaka olarak 4 nm Pt kullanılmıştır. İnce filmde Pt(111) piki 40°'de görülmektedir. Aynı zamanda Co (111) piki 44° civarındadır. Bu değer daha önce yapılan deneysel

çalışmalarda elde edilen $L1_0$ yapıdaki Co (111) pikinin 2θ değeri ile aynıdır (Karipoth ve Raphael, 2014). Literatürdeki bazı çalışmalarda da belirtildiği üzere, bu tez çalışmasında herhangi bir ısıtma işlemine gerek duyulmaksızın Co'ı Pt tampon tabakanın üzerine büyüterek Pt(111) yapısı elde edilmiştir (Akbulut ve ark., 2015). Sonuç olarak Si(100) üzerinde büyütülen Pt katmanı (111) kristal yapısını güçlendirdiği XRD sonuçlarından açıkça görülmektedir.

Ayrıca manyetik alan altında örneklerin dirençlerindeki değişim ölçülerek transport deneyleri gerçekleştirilmiştir (Baibich ve ark., 1988, Binach ve ark., 1989, Moodera ve ark., 1995, Thompson, 1856, Hall, 1879, Nagaosa ve ark., 2010). Günümüzde hala veri işleme ve depolama teknolojileri bu temel özellik üzerinden devam etmektedir (Lee ve ark., 2014). Transport ölçümü yapılırken, malzemenin cinsi ve ölçüm koşulları hayati önem arz etmektedir. Bir ölçüm sisteminde sıcaklık, manyetik alan, elektrik alan, örnek açısı, akım ve voltajın geniş bir yelpazede değiştirilebilmesi önemli avantajlardır.

6.2. Dik Manyetik Anizotropiye Sahip İnce Filmlerin Elektronik Özellikleri

Şekil 6.1'demavi renkle gösterilen dik manyetik anizotropiye sahip katman için dik manyetik anizotropinin kaynağını belirlemeye yönelik hesaplamalar ilk prensiplere dayalı olarak hesapsal yöntemler kullanılarak belirlendi. Filmleri oluşturmak için Material Studio Modelling Programı kullanıldı. CASTEP algoritması kullanılarak geometri optimizasyonu ve enerji minimizasyonuyla durum yoğunlukları ve bant yapıları elde edildi. Perdew, Burke ve Ernzerhof (PBE) fonksiyoneli ile genelleştirilmiş gradyent yaklaşımı kullanıldı. Platin uzay grubu: Fm-3m, uzay numarası ise 225, yapısı ccp (cubic close packing) ve örgü parametreleri a=b=c=3.924 Å, α=β=γ=90°. Kobalt'a ait bilgiler ise uzay grubu P63/mmc, uzay numarası:194, yapısı hcp (hekzagonal close-packed) ve örgü parametreleri a=b= 2.507 Å, c= 4,069 Å, α=β=90°, γ=120°. Kristal yapıdaki tüm atomlar aynı küresel geometriye sahipmiş gibi tüm filmler oluşturuldu (Tanaka ve ark., 2014). Periyodik sınır koşullarıyla indüklenen alt ve üst katmanların etkileşiminden kaçınmak için vakum bölgesi oluşturuldu. Öncelikle saf Pt için hesaplamalar yapılırken sonrasında ise FM1 katmanıiçin yapıldı. Ferromanyetik davranışa sahip FM1 katmanın elektronik özellikleri belirlendi. Toplam ve kısmi durum

yoğunlukları ile bant yapıları teker teker elde edildi. Fermi enerjisi civarındaki spin asimetrisi yani spin yukarı ve spin aşağı durumu arasındaki asimetrik davranış manyetik özellik sergilediğinin göstergesi olarak belirtilmiştir (Martinek ve ark., 2003).

Teknolojik uygulamalarda özellikle de spintronik alanının ihtiyaç duyduğu daha etkin malzemeleri üretmek zorluklar içermektedir. Konvansiyonel malzemelerin yerine yüksek spin polarizasyonuna sahip ferromanyetik malzemelerin daha uygun olacağı öngörülmektedir.

Dik manyetik anizotropiye sahip [3d (Co, Fe) – 5d (Pt, Pd, Ag, Au)] çok katmanlı ve desenli yapılar, manyetik kayıt hafıza ve RAM'ler için gelecek vaaden adaylardan bazılarıdır. İnce filmlerdeki dik manyetik anizotropi, Co/x (x=Pt, Pd, Ni) gibi çok katmanlı sistemlerde ara yüzey anizotropisinden kaynaklanmaktadır. Burada, Co ve x katman kalınlıkları birkaç atomik tabaka kalınlığıdır.

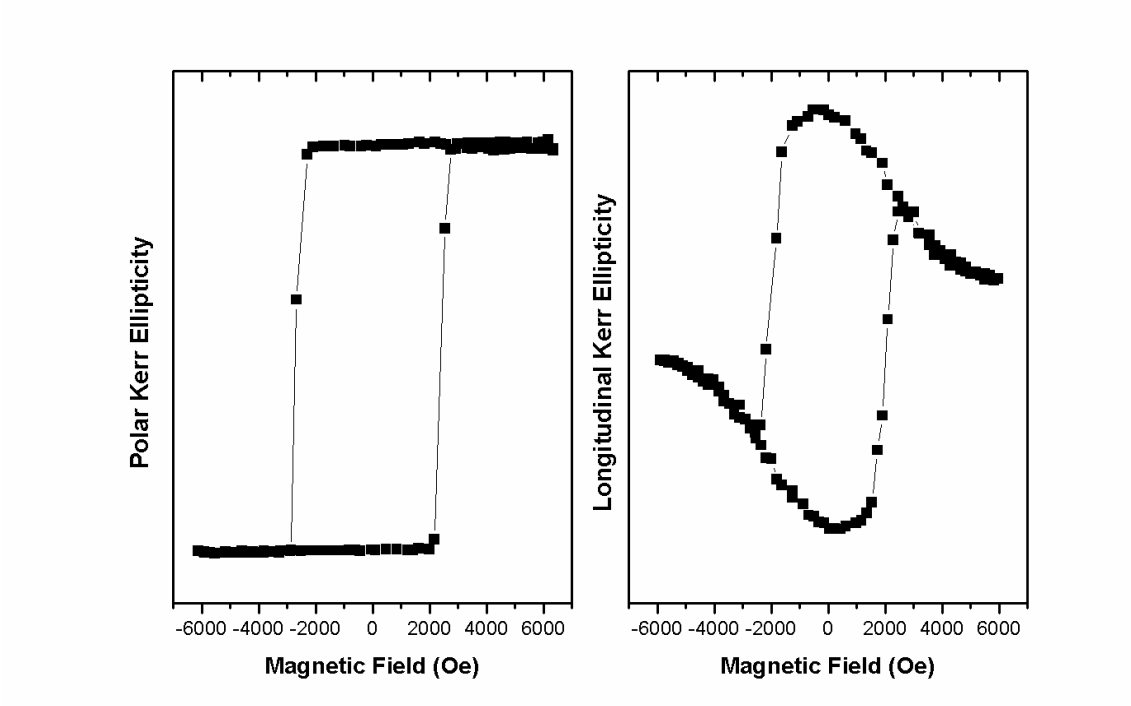
PMA elde etmek için iki koşul öne sürülmektedir; (i) aşırı ince filmler arasında bir arayüzey ve (ii) valans elektronlarının toplam sayısı,Fermi enerji seviyesinin $m_l = \pm 2$ bantları arasında olduğu gibi olması (Daalderop ve ark., 1992). Literatürdeki bir çalışmaya göre Co-Pd ince filmlerde güçlü, dik manyetik anizotropi düzlem dışı Co ve ara yüzeydeki Pd atomları arasındaki hibritleşmeden kaynaklanmaktadır (Wang ve ark., 1993).

Co ince film ile birlikte kullanılan Pt katmanı yüksek spin-yörünge çiftlenimine sahip olduğu için, Co 3d ile Pt 5d seviyeleri arasındaki güçlü hibritleşme nedeniyle dik manyetik anizotropi oluşturmaktadır (Nakajima ve ark., 1998, Liu ve ark., 2009, Garcia ve ark., 2003). Araya Pt ilavesi ile Co/Pt ara yüzeyinin dik manyetik anizotropiye sebep olmasının fiziksel nedeni ara yüzeydeki simetrinin bozulması ve Co 3d-Pt 5d orbitallerindeki elektronların orbital manyetik momentlerinin artmasıdır (Nakajima ve ark., 1998). Bununla birlikte, dik manyetik anizotropiye sahip olması için Co kalınlığının da kritik kalınlık değerinden küçük olması gerekmektedir (Sort ve ark., 2005).

Aynı şekilde $[Co/Pt]_n$, $[Ni/Co]_n$, Co_xFe_{1-x} (n tekrar sayısı) gibi çok katmanlı yapılar ve alaşımlarda da arayüzey etkilerinden kaynaklanmaktadır (Den Broader ve ark., 1991, Kalaycı ve ark., 2017, Akbulut ve ark., 2015, Yıldız ve ark., 2009).

Kimyasal düzenleri ve karmaşıklığından ötürü, Co/Pt tabanlı ince filmlerin özelliklerini anlamak ve kontrol etmek hala araştırma konusu olmaktadır. Bununla birlikte Co/Pt filmleri alttaş tarafından özdeş bir şekilde yönlendirilirse bu o yapının özelliklerinin anlaşılmasına ve kontrol edilebilmesine olanak sağlamaktadır.

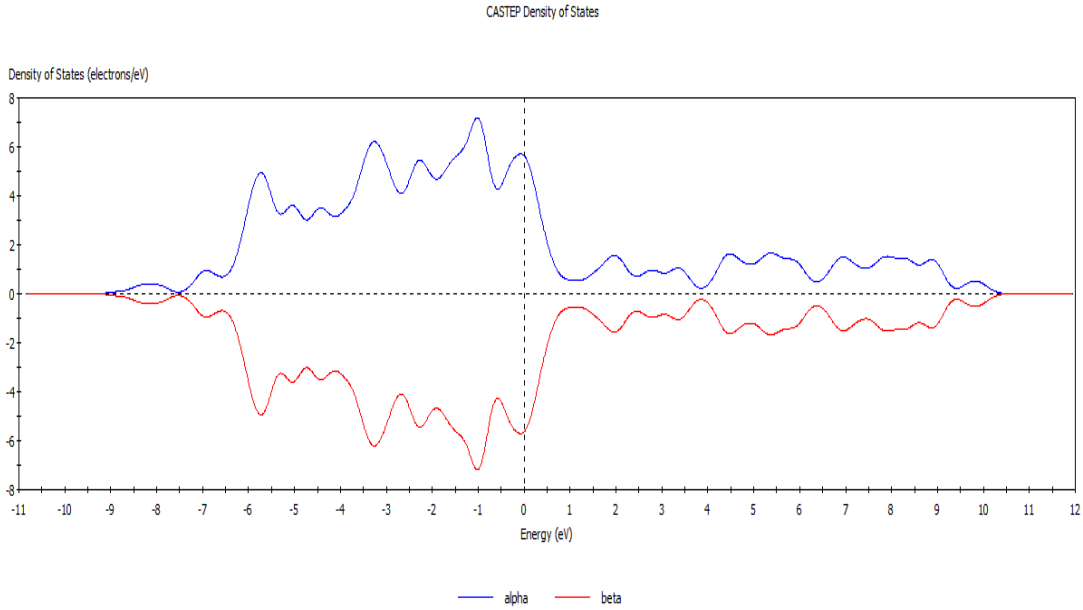
Aşağıdaki şekilde 6 tekrar sayısına sahipFM1 katmanına ait MOKE histeri eğrileri verilmektedir.



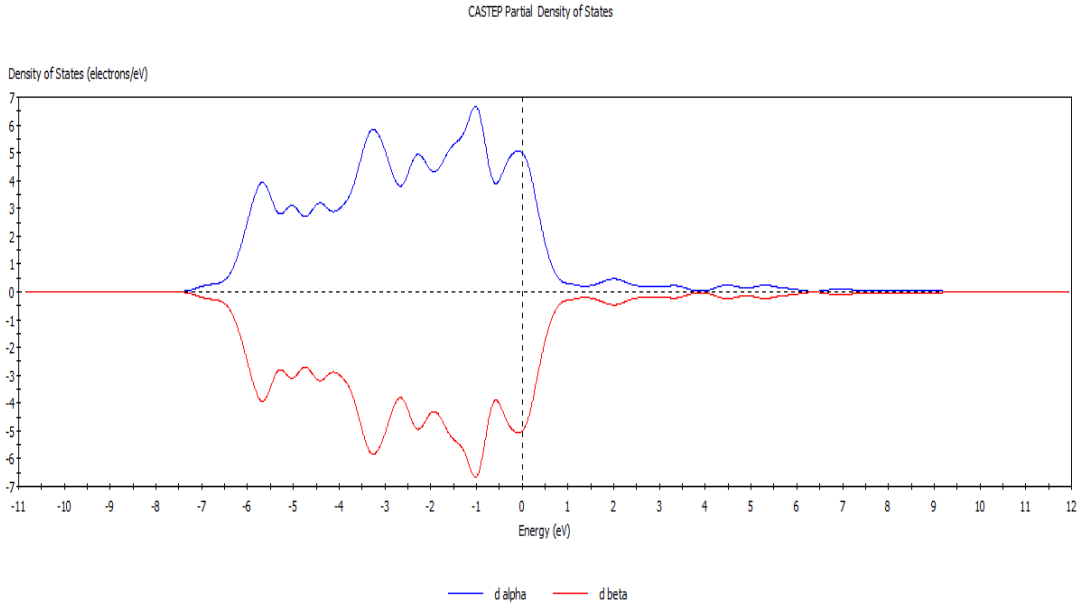
Şekil 6.3. FM1 Katmanına Ait MOKE Histeresis Eğrileri

Yukarıdaki şekil tipik bir kolay-zor eksene işaret etmektedir. Soldaki p-MOKE eğrisi kolay ekseni sağdaki l-MOKE eğrisi ise zor eksene karşılık gelmektedir. Bu da 6 tekrar sayısına sahip FM1 katmanının dik manyetik anizotropiye sahip olduğunu göstermektedir. Bu sonuç bir sonraki başlıkta irdelediğimiz FMR sonucuyla da uyum içerisindedir.

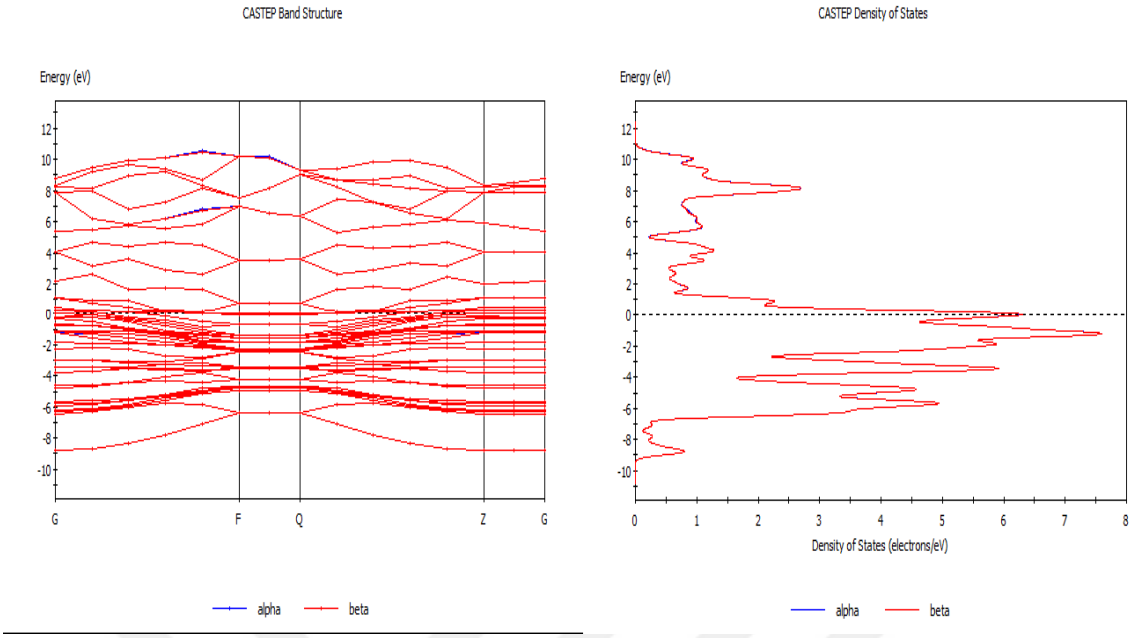
6 tekrar sayısına sahip FM1 katmanı için elde edilen elektronik özellikler aşağıda verilmektedir. Öncelikle Pt'e ait kısmi ve toplam durum yoğunlukları ve bant yapıları hesaplanırken sonrasında ise FM1'in durum yoğunlukları ve bant yapıları hesaplanmıştır. Aşağıdaki şekillerde sırasıyla saf Pt ve FM1 katmanı için elde edilen elektronik özellikler sırasıyla verilmektedir.



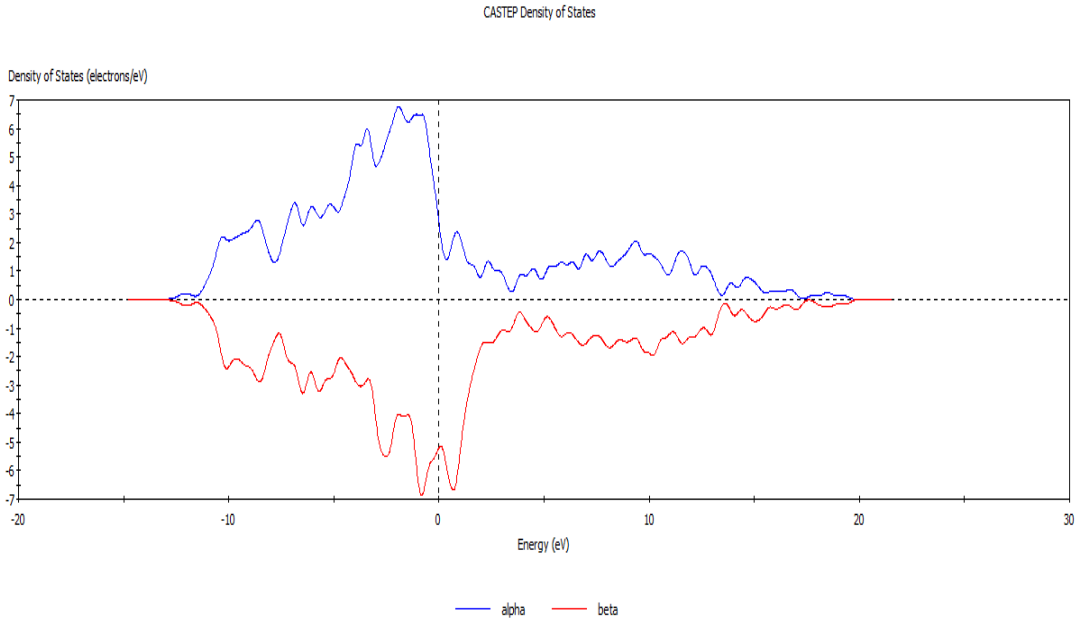
Şekil 6.4. Saf Pt'e Ait Toplam Durum Yoğunluğu



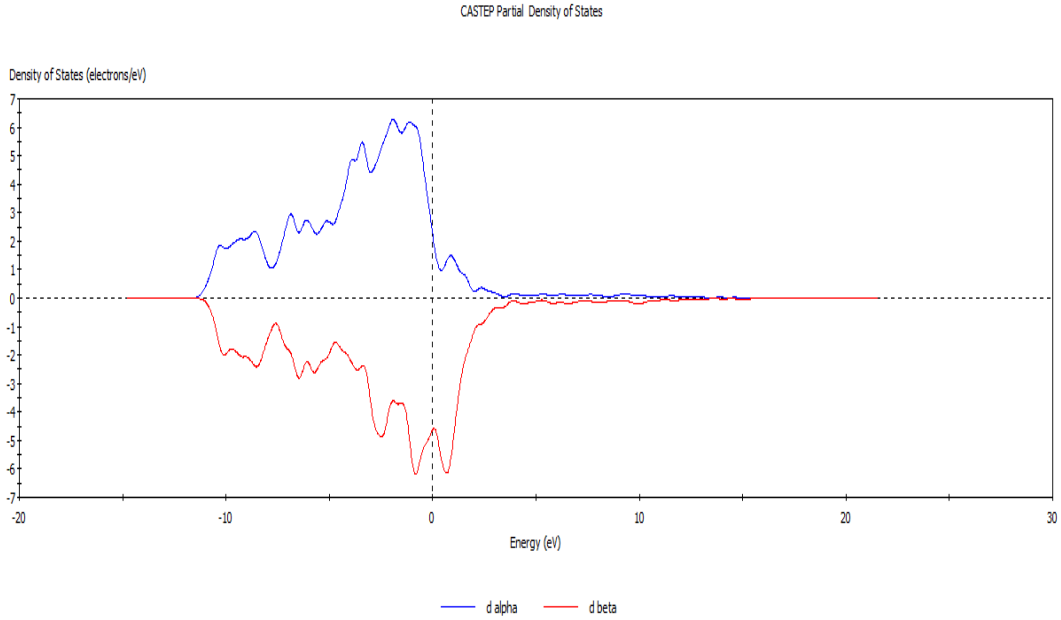
Şekil 6.5. Saf Pt'e Ait d Orbitalinin Durum Yoğunluğu



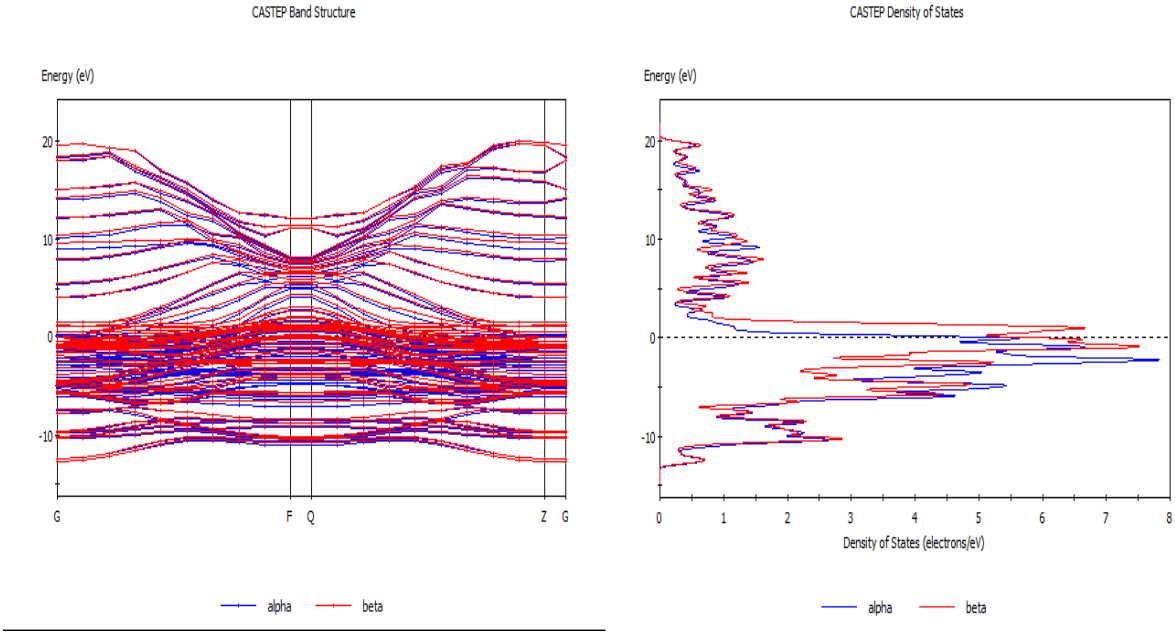
Şekil 6.6. Saf Pt'e AitBant Yapısı



Şekil 6.7. FM1Katmanı İçin Elde Edilen Toplam Durum Yoğunluğu



Şekil 6.8. FM1Katmanı İçin Elde Edilen d Orbitali Durum Yoğunluğu



Şekil 6.9. FM1 Katmanına Ait Bant Yapısı

Tüm şekillerde Fermi seviyesi (E_F) sıfıra set edilmiştir. Fermi seviyesinin hemen üstündeki bandlar işgal edilmemiş bandları, altındaki band ise işgal edilmiş durumları

temsil etmektedir. Fermi seviyesi civarındaki enerji durumları sistemin elektronik yapısını ve geçiş özelliklerini karakterize eder.

Durum yoğunluğu (DOS), enerji aralığı başına durum sayısını temsil eder. Eğer her hangi bir enerji seviyesinde işgal edilmemiş durum yoksa DOS sıfır olur. Diğer taraftan elektronlar tarafından işgal edilen birçok enerji seviyesi varsa o enerji seviyesinde yüksek durum yoğunluğu elde edilir.

Yukarıdaki şekillerden de görüleceği üzere saf Pt'e ait gerek d orbitaline ait durum yoğunluğu gerekse toplam durum yoğunluğu grafiği tamamen simetriktir.Bu bilindiği üzere Pt'in ferromanyetik davranışa sahip olmadığına işaret etmektedir. Aşırı ince Pt ve Co katmanların yan yana gelerek tekrarlı yapıda oluşturdukları FM1 katmanına ait grafiklerde ise d orbitali durum yoğunluğu ve toplam durum yoğunluğu Fermi enerjisi civarında asimetrik davranışa sahip olmaktadır. Bu da yapının manyetik davranış kazandığına işaret etmektedir. Ayrıca bant yapılarından görüleceği üzere Co ve Pt katmanların bir araya gelmesiyle oluşan FM1 katmanı iletken özelliğini kaybetmemektedir.Herhangi yasak enerji aralığının bulunmaması bunun açık göstergesidir.

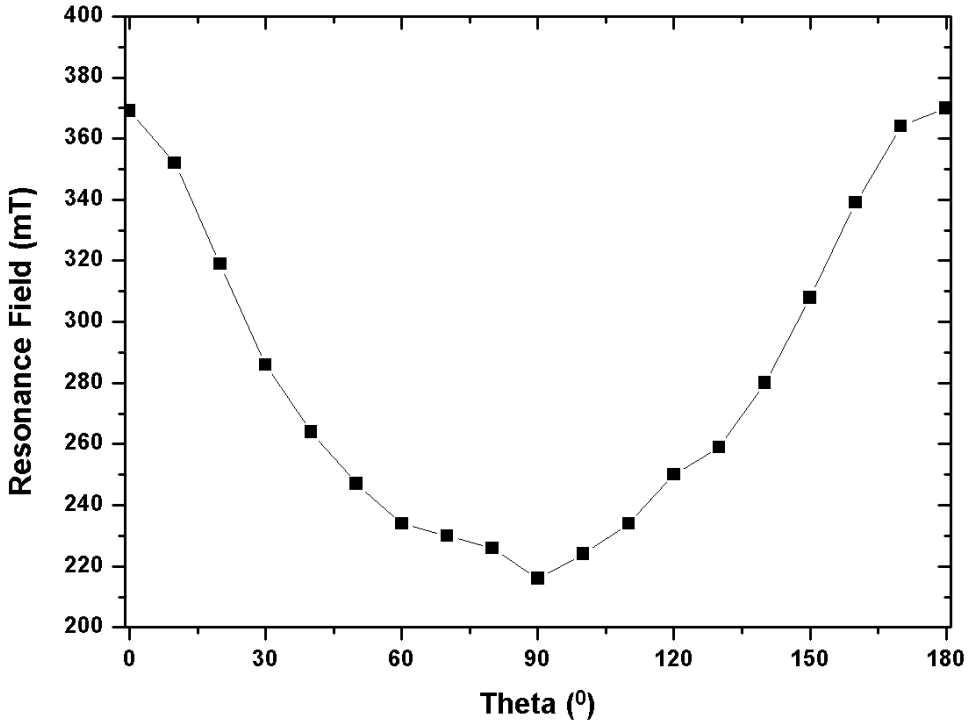
Sonuç olarak bir malzemenin ferromanyetik davranışının elektronik yapıya çok güçlü bir şekilde bağlı olduğu görülmektedir (Nogues ve Schuller, 1999, Duru ve ark., 2015). Bu katmanın 6 tekrar sayısına sahip olmasındaki diğer amaç ise FMR ve MOKE sonuçlarının analiz edildiği kısımda belirtilmektedir.

6.3. Tabakalar Arası Değiş-tokuş Enerjisinin Kontrolü

Tez çalışmamızın bu kısmında çok katmanlı manyetik ince filmlerde ara katman kalınlığı değiştirilerek tabakalar arası değiş-tokuş enerjisinin kontrolü gerçekleştirildi. Ara katman olarak kullandığımız Pt katmanın kalınlığı 1 nm'den 5 nm'ye kadar 1'er nm arttırılarak tabakalar arası etkileşim incelendi. Bu kısım için Şekil 6.1.a'daki örnek seti hazırlandı. Hazırlanan örneklerin FMR spektrumları ve P ve L-MOKE ölçüm sonuçları aşağıdaki şekillerde verilmektedir.Çok katmanlı manyetik ince filmlerde spin transfer tork etkisi gibi etkiler incelenmek istendiğinde tabakalar arası etkileşimin zayıf olması (weakly coupled) gerekmektedir (Stiles ve Zangwill, 2002).

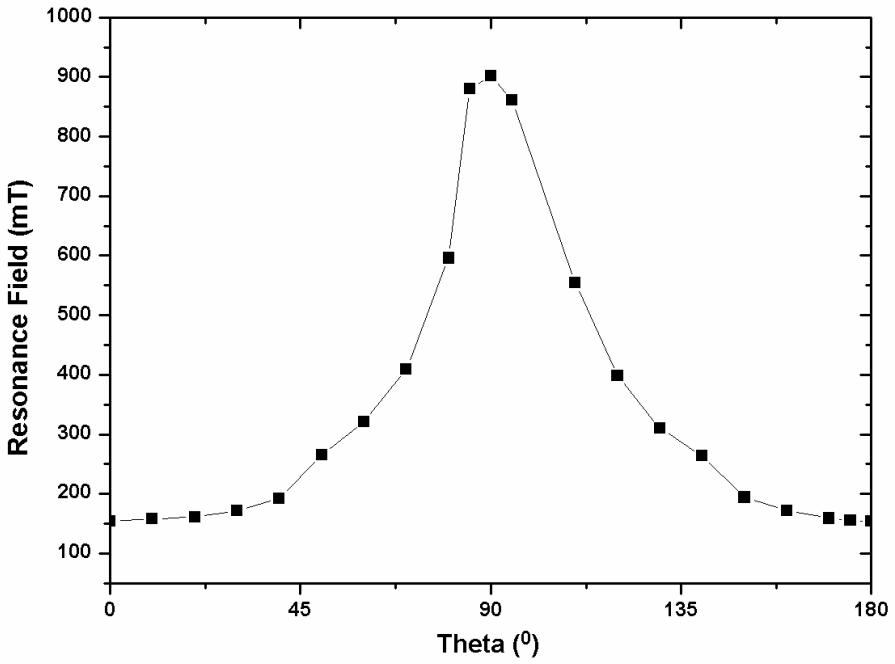
İlk olarak, $[Co/Pt]_6$ çok katmanlı yapıda dik manyetik anizotropi MOKE ve FMR teknikleriyle onaylandı. Co/Pt bilayer katmanını 6 kez tekrarlayarak

hazırlamamızınnedeni FM2 (Co) ile kıyaslanabilir kalınlıkta olması ve FMR spektrumunda iyi bir sinyal şiddeti elde etmektir. $[Co/Pt]_6$ ferromanyetik katmanına ait FMR spektrumu aşağıdaki şekil 6.10'da verilmektedir.

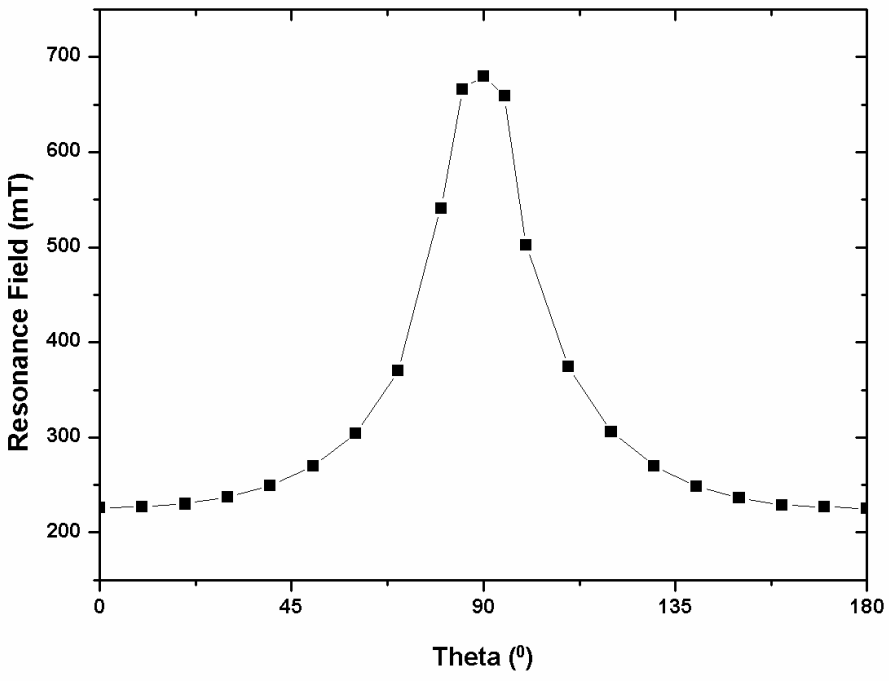


Şekil 6.10. Dik manyetik anizotropiye sahip FM1 ($[Co/Pt]_6$) katmanının FMR spektrumu

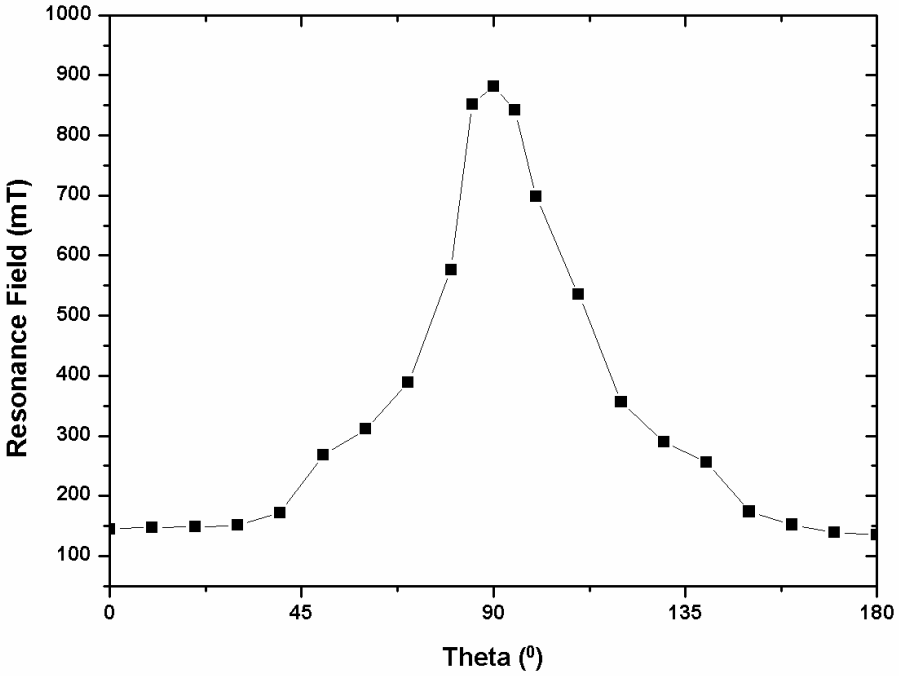
1. örnek seti için hazırladığımız numunelerin FMR spektrumları 1 nm'den 5 nm'ye sırasıyla aşağıdaki şekillerde verilmektedir. Sonrasında ise 3, 4, 5 nm için birleştirilmiş olarak şekil 6.16'de verilmektedir.



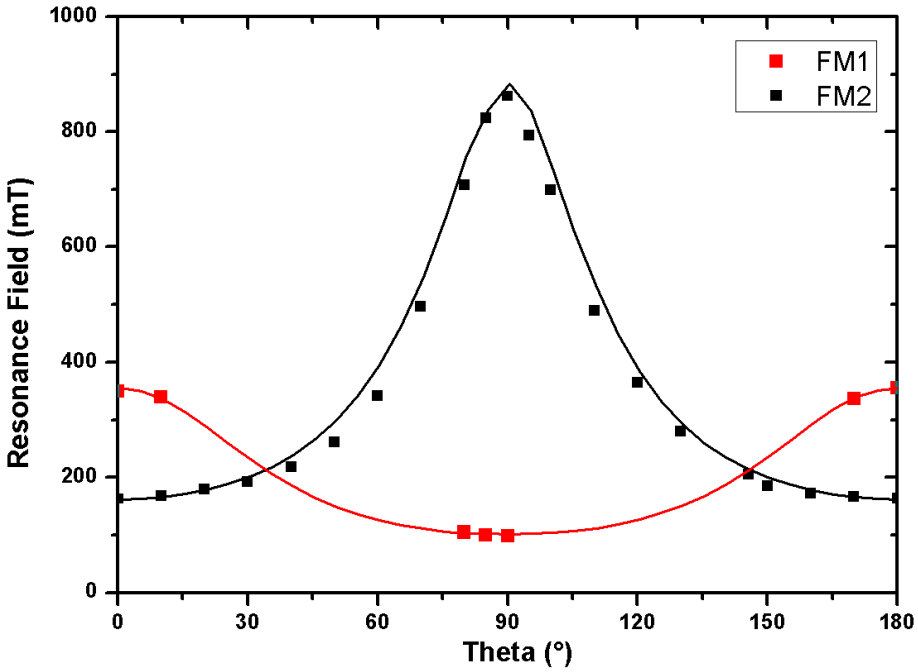
Şekil. 6.11. Si/Pt(4 nm)/[Co/Pt]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**1 nm**)/Co(2 nm)/Pt (4 nm)



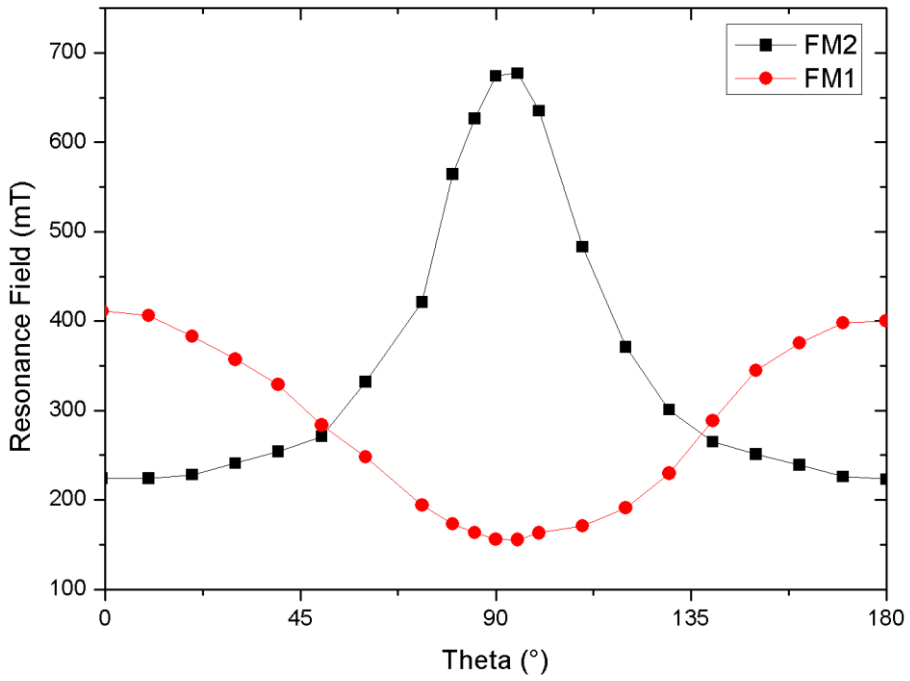
Şekil 6.12. Si/Pt(4 nm)/[Co/Pt]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**2 nm**)/Co(2 nm)/Pt (4 nm)



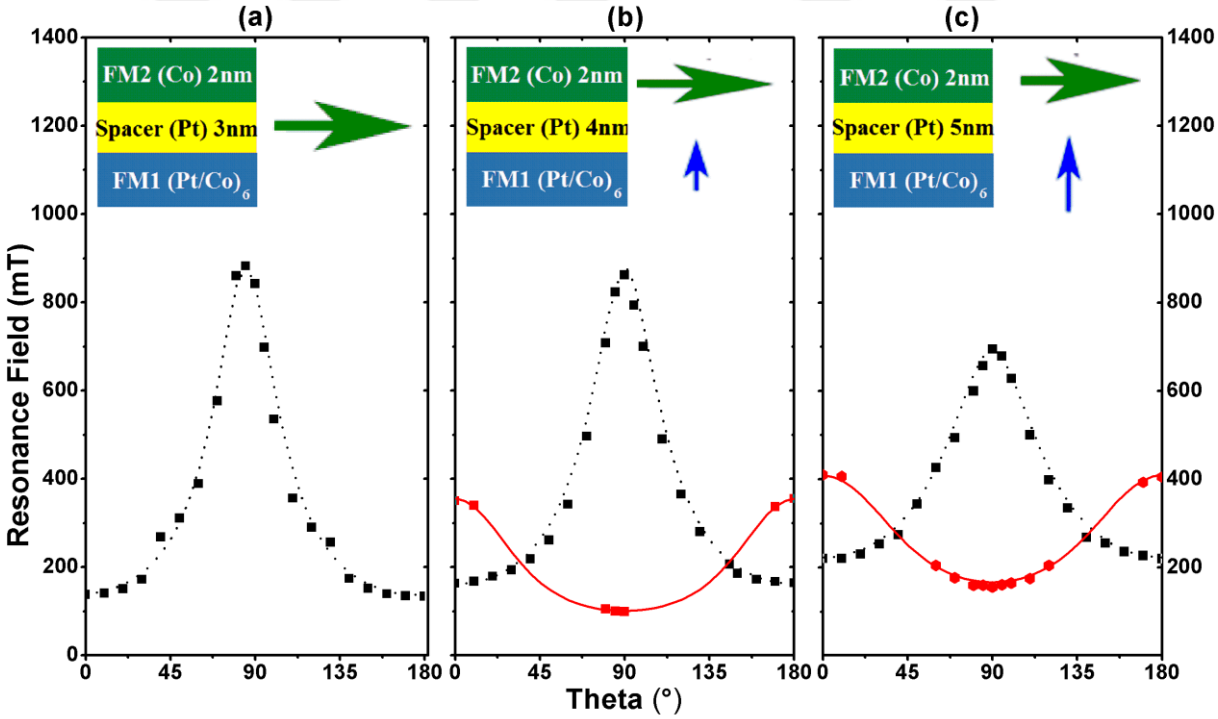
Şekil 6.13. Si/Pt(4 nm)/[Co/Pt]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**3 nm**)/Co(2 nm)/Pt (4 nm)



Şekil 6.14. Si/Pt(4 nm)/[Co/Pt]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**4 nm**)/Co(2 nm)/Pt (4 nm)



Şekil 6.15. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(**5 nm**)/Co(2 nm)/Pt (4 nm)



Şekil 6.16. Ara katman (Pt) kalınlığı a)3, b) 4, c) 5 nm için FMR spektrumları

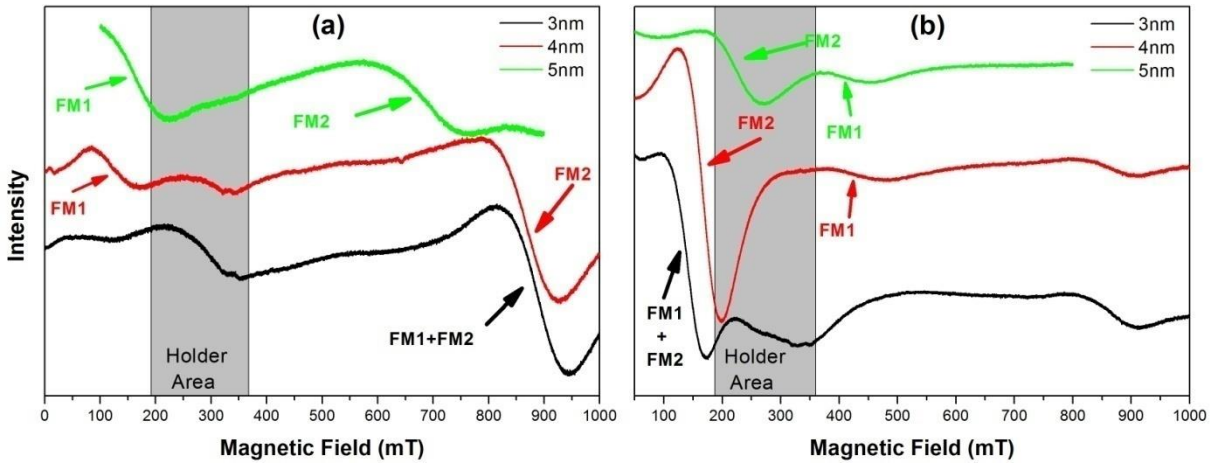
Şekillerde rezonans alanlarının açısal bağımlılığı verilmektedir. Koyu ve kesikli çizgiler FM1 ve FM2 katmanlarının rezonans alanlarını gösterir.

1 nm ara katman kalınlığı için 800 mT civarında rezonans alanı mevcuttur. Kalınlık artıp 2 nm olduğunda 670 mT, 3 nm olduğunda 750 mT olmaktadır. 4 nm olduğunda ise bu pik 670 mT, FM1 katmanına ait pik 250 mT olarak belirmektedir. 5 nm'de ise FM2 katmanına ait rezonans piki 450 mT iken diğeri 320 mT olmaktadır.

Pt ara katmanı kalınlık değeri 1, 2 ve 3 nm olduğunda FMR spektrumunda tek bir pik vardır. Farklı manyetik anizotropili iki manyetik katman olmasına rağmen bu kalınlık değerleri için tek pik görülmektedir. Manyetik katmanlar, güçlü çiftlenimden dolayı hemen uygulanan alan yönünde davranırlar ve tek pik sergilenir ve kolay eksenleri film düzlemine paraleldir. Burada Co katmanının sistemin manyetik davranışını domine ettiği görülmektedir.

Diğer taraftan, 4 ve 5 nm için iki rezonans piki gözlenmekte (Şekil 6.16). Bu durumlarda, tabakalar arası çiftlenim daha zayıf ve iki manyetik katman kendi manyetik davranışlarını yansıtabilmektedirler. Literatürde önceki çalışmalara karşın, tabakalar arası etkileşim ara katman 4 ve 5 nm kalınlıkta olsa bile zayıf olarak vardır. Bu sonuçlar potansiyel olarak yeni spintronik uygulamalar için ilgi çekicidir.

1. örnek seti için film düzlemine dik (Θ=90°) ve film düzlemine paralel (Θ=0°) FMR spektrumları aşağıda şekil 6.17'de verilmektedir.

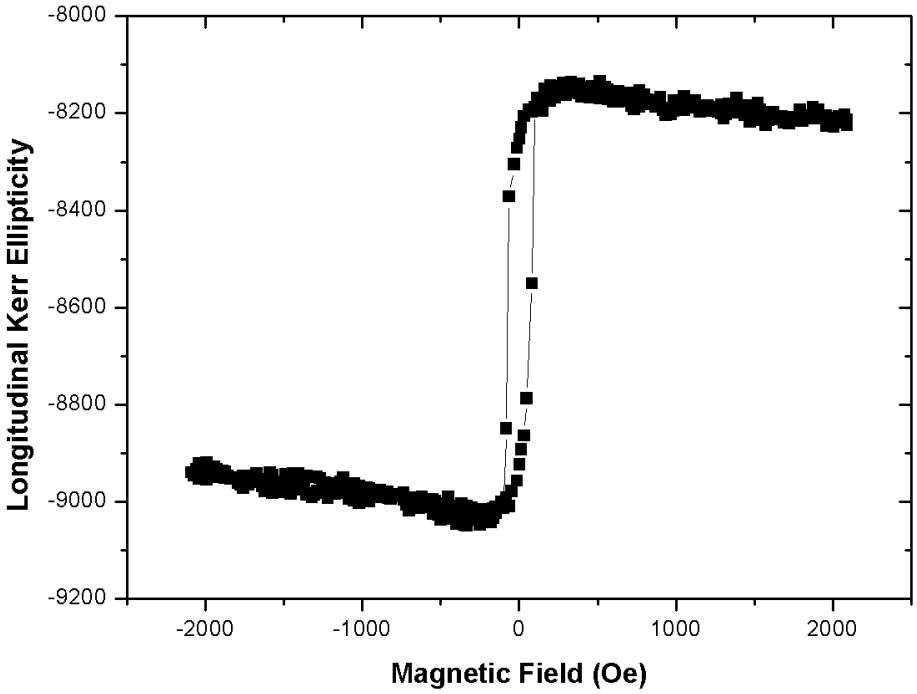


Şekil 6.17.a)Film düzlemine dik (θ=90°) ve b) film düzlemine paralel (θ=0°) FMR spektrumları

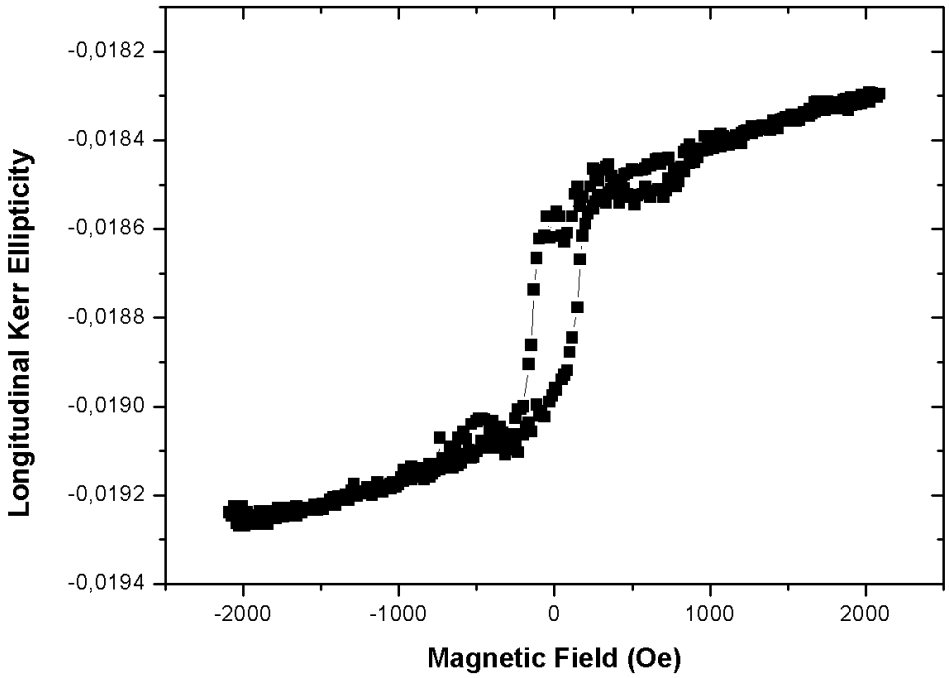
200-350 mT arası kavite ve örnek tutucunun sinyali gri renkle taranmıştır. 4 ve 5 nm için FMR spektrumunda 2 pik mevcuttur ve bu iki katmanın zayıf çiftlenim ya da etkileşimde olmadığını (uncoupled) durumda olduğunu temsil eder. Uygulanan alan film normaline paralel iken FM1 150 mT civarında pik verir ve Co katmanın piki 750-900 mT civarında zayıf çiftlenim halde olduğu görülmektedir (Şekil 6.17.a).Alan film düzlemi yönünde uygulandığında, piklerin sırası ters dönmektedir.

Spin transfer tork etkisi gözlemlenebilen çok katmanlı ice filmlerde ferromanyetik katmanlar arasında zayıf bir etkileşme olması gerekmektedir. 3-5 nm kalınlık değerleri için zayıf etkileşim söz konusu olduğundan dolayı tabakalar arası etkileşim bu kalınlık değerleri için daha detaylı incelenmesi gerekir. 1 ve 2 nm kalınlık değeri için güçlü bir çiftlenim olduğu FMR sonuçlarından görüldüğünden bu kalınlık değerleri için MOKE ölçümlerine ihtiyaç duyulmamıştır.

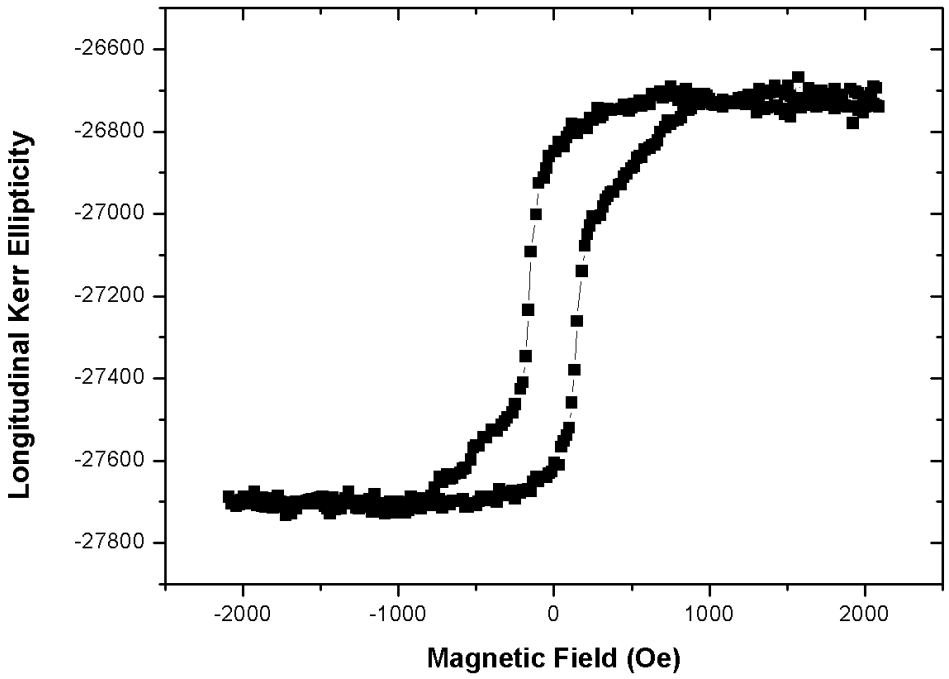
Diğer taraftan örnek seti 1yani 3, 4 ve 5 nm kalınlık değeri için elde edilen MOKE sonuçları aşağıdaki şekillerde verilmektedir.



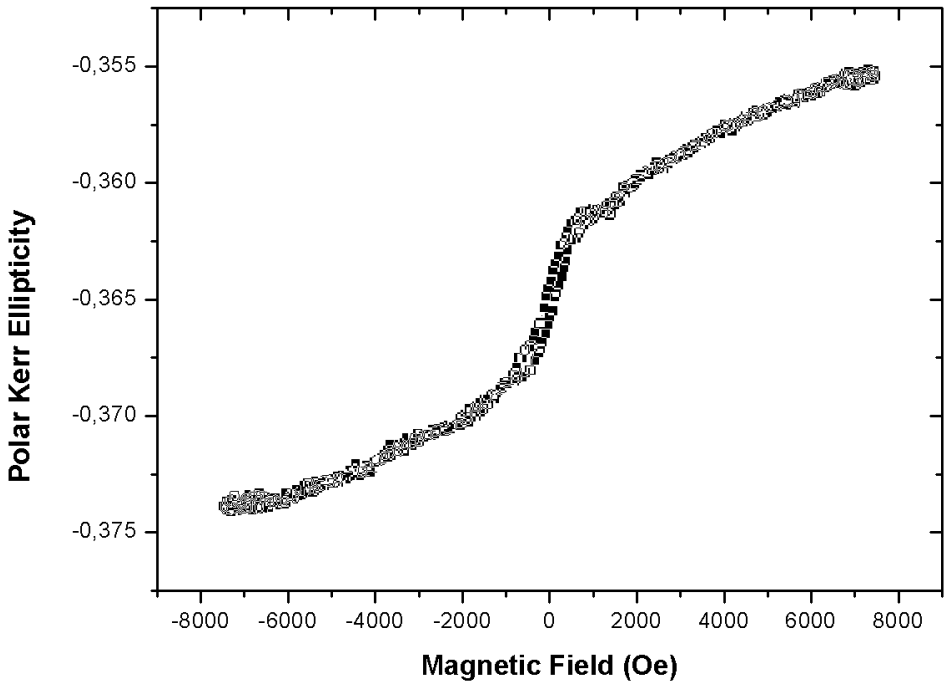
Şekil 6.18. 3 nm Pt ara katmanı için elde edilen L-MOKE eğrisi



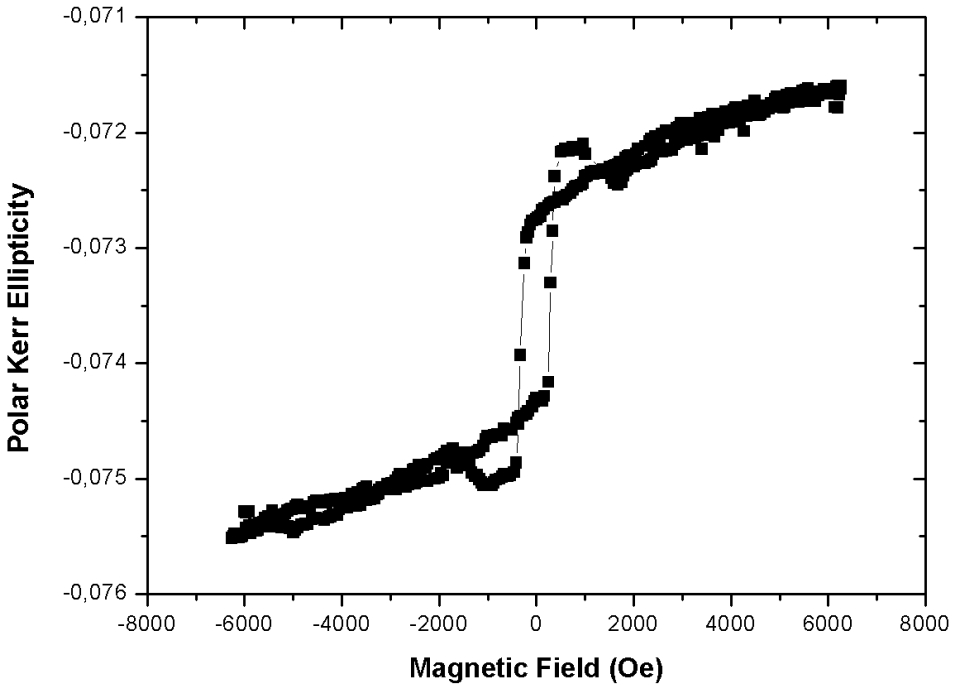
Şekil 6.19. 4 nm Pt ara katmanı için elde edilen L-MOKE eğrisi



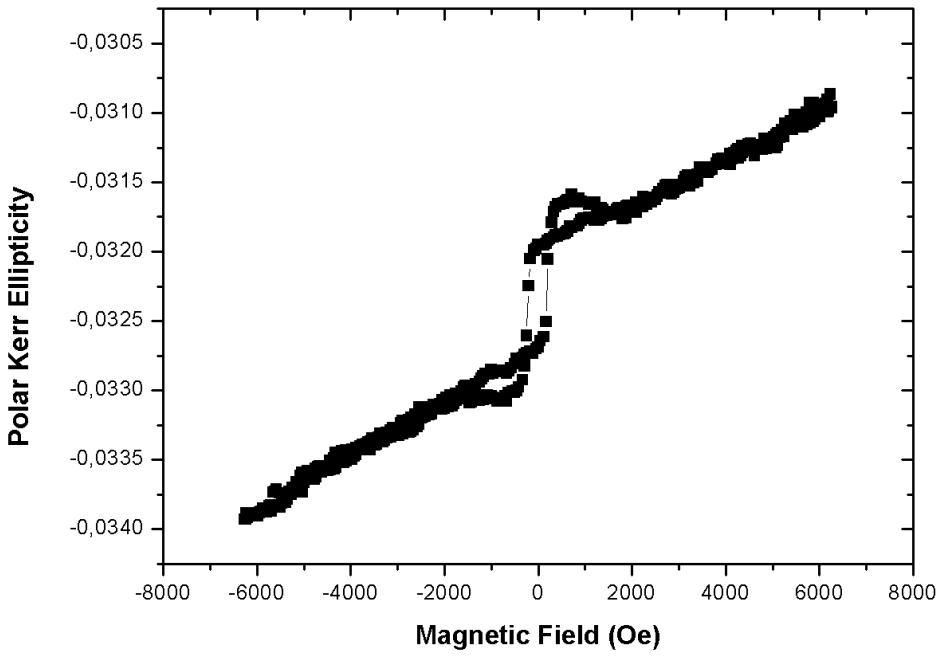
Şekil 6.20. 5 nm Pt ara katmanı için elde edilen L-MOKE eğrisi



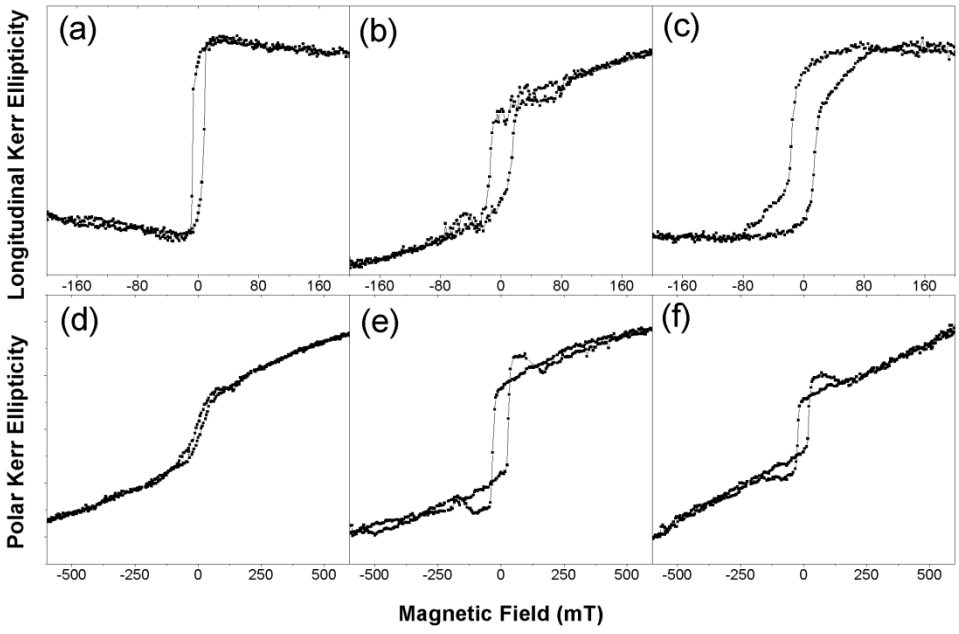
Şekil 6.21. 3 nm Pt ara katmanı için elde edilen P-MOKE eğrisi



Şekil 6.22. 4 nm Pt ara katmanı için elde edilen P-MOKE eğrisi



Şekil 6.23. 5 nm Pt ara katmanı için elde edilen P-MOKE eğrisi



Şekil 6.24. Ara katman kalınlığına bağlı olarak elde edilen a) 3 nm L-MOKE b) 4 nm L-MOKE c) 5 nm L-MOKE d) 3 nm P-MOKE e) 4 nm P-MOKE f) 5 nm P-MOKE sonuçları (birleştirilmiş hali)

MOKE ölçümleri, etkileşimin tipinin ferromanyetik mi antiferromanyetik mi olduğunu belirlemek için ve çiftlenimin şiddetini belirlemek için gerçekleştirildi. Histeresis, ara katman kalınlığı değiştikçe önemli değişiklikler içermektedir.

Enine geometrideki histerilerde 3 nm Pt kalınlığı için tek bir loop varken 4 ve 5 nm için çift loop vardır. Şekil 6.24. a ve d tipik kolay ve zor eksenlerdir. Bu da iki katmanın çiftlenim halde olduğunu ve kolay ekseninin film düzleminde olduğunu işaret eder. 3 nm Pt kalınlığı için, FM1 ve FM2 katmanları switch ederler. Şekil 6.24 d'de ise tipik zor eksen histerisi mevcuttur. Histeresis eğrilerinden görüleceği üzere, Pt 3 nm kalınlığı için Co'ın demanyetizasyon alanından dolayı mıknatıslanma film düzlemine paraleldir ve çiftlenim daha güçlüdür. Pt 4 ve 5 nm'ye arttıkça çiftlenim azalır, FM1 ve FM2 katmanları artık birlikte switch etmezler (Şekil 6.24. b,c,e,f).

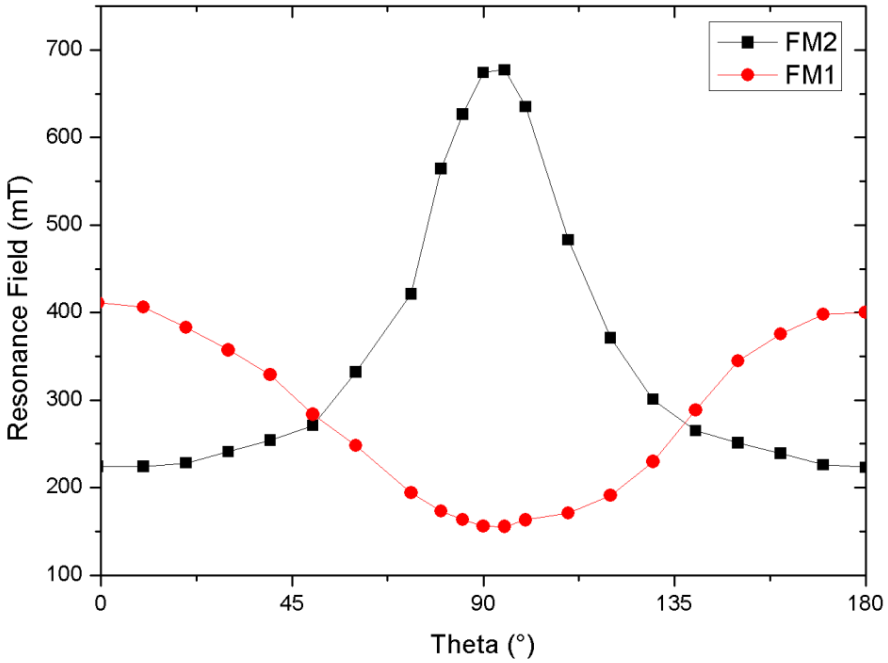
Kolay ekseni alan yönünde olan katman hemen switch eder, diğeri ise zor eksen davranışı gösterir. Bu davranış iki katmanın güçlü şekilde çiftlenim halde olmadığını gösterir. Polar MOKE eğrilerinde, iki adet switch durumu söz konusu; biri normal diğeri "reversed".

Reversed eğri, katmanların antiferromanyetik çiftlenim halinde olduğuna karşılık gelir (Yıldız ve ark., 2009, Devolder, 2016). Uygulanan alan FM2 katmanını alan yönünde dönmeye zorlar. Bununla birlikte, AFM çiftlenim olduğu için iki katman aynı yönde olamazlar. Sonuç olarak, FM2 katmanı, alan azalırken belli bir manyetik alanda ters yönde yönelir.

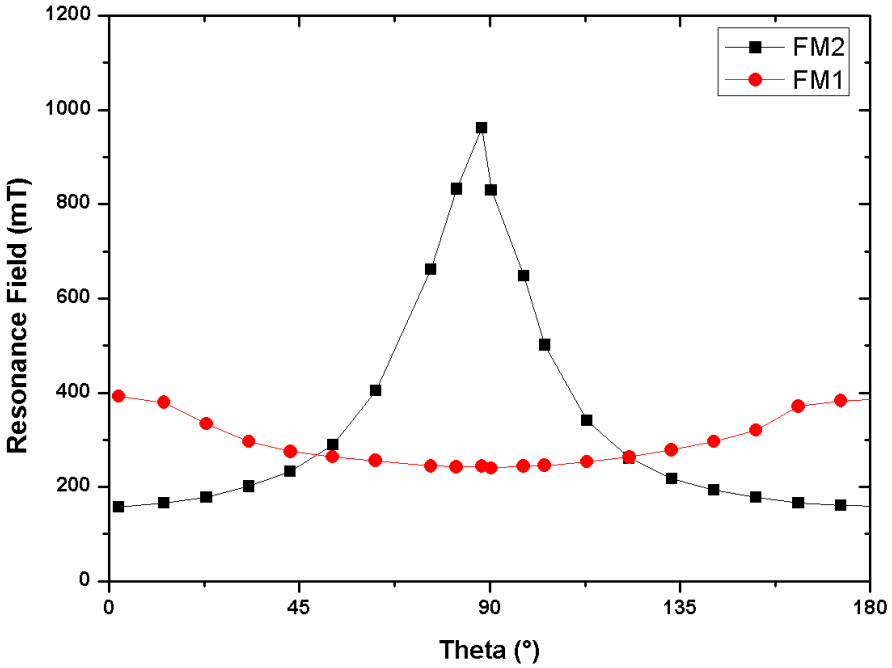
6.4. Referans Co Katman Kalınlığının Manyetik Konfigürasyona Etkisi

Zayıf etkileşimden dolayı ara katman kalınlığı olarak 5 nm belirlendi ve sabit tutuldu. Bu konfigürasyonda FM2 katmanının kalınlığının etkisini araştırmak için kalınlığını 2-5 nm arasında değiştirildi. FM1 katmanı ise yine 2,4 nm kalınlığındadır. FM1 ve FM2 katmanlarına ait FMR alanları düzleme dik geometride açının fonksiyonu olarak aşağıdaki şekillerde verilmektedir.

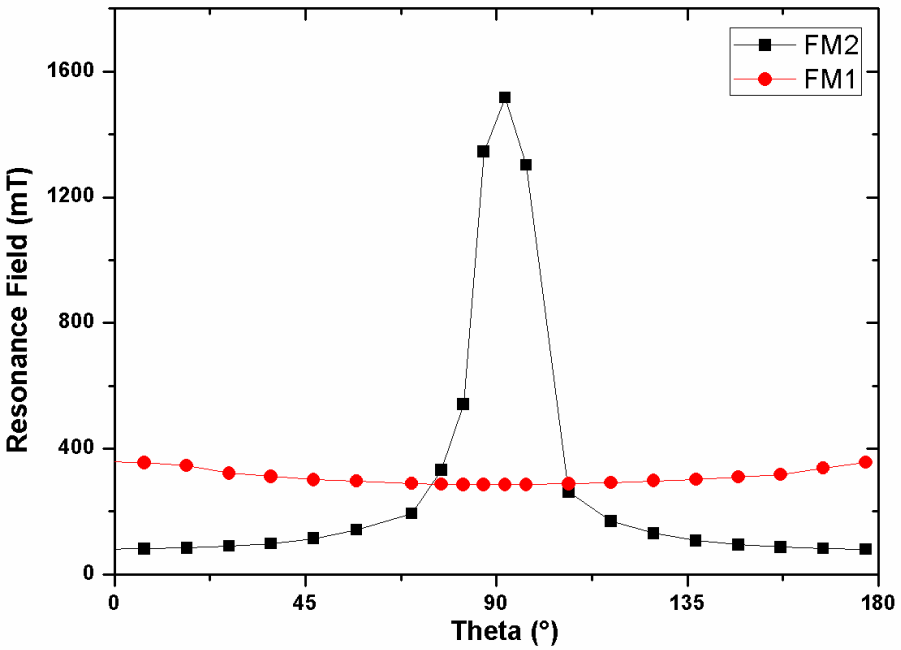
2. örnek seti için hazırladığımız numunelerin FMR spektrumları 2 nm'den 5 nm'ye sırasıyla aşağıdaki şekillerde verilmektedir. Sonrasında ise 2, 3, 4 nm için birleştirilmiş olarak şekil 6.29'de verilmektedir. 5 nm kalınlık değeri için katmanlar güçlü ferromanyetik çiftlenim halinde bulunduğundan 2, 3 ve 4 nm kalınlık değerleri üzerinde yoğunlaşılmıştır.



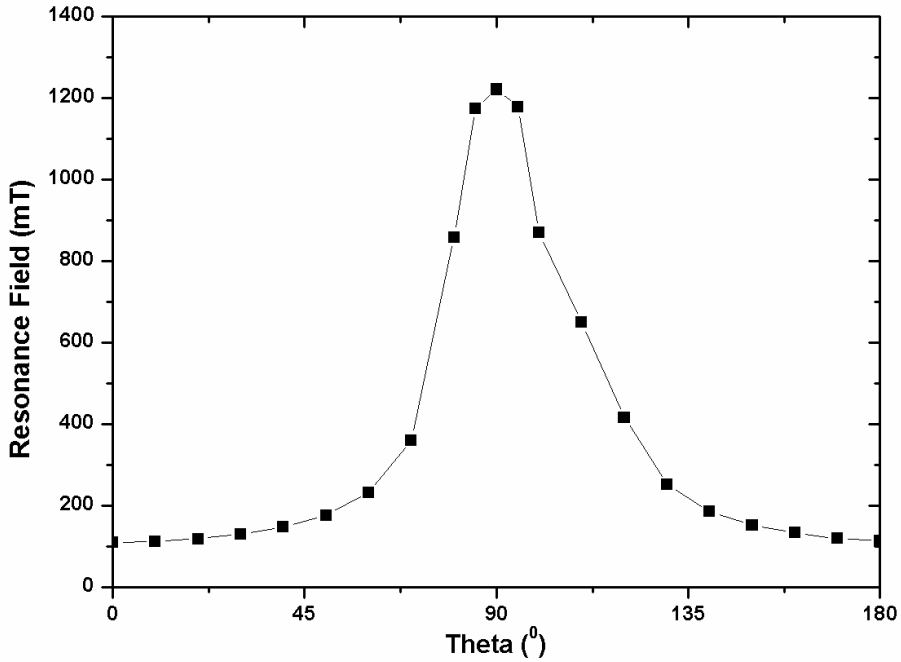
Şekil 6.25. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(**2 nm**)/Pt (4 nm)



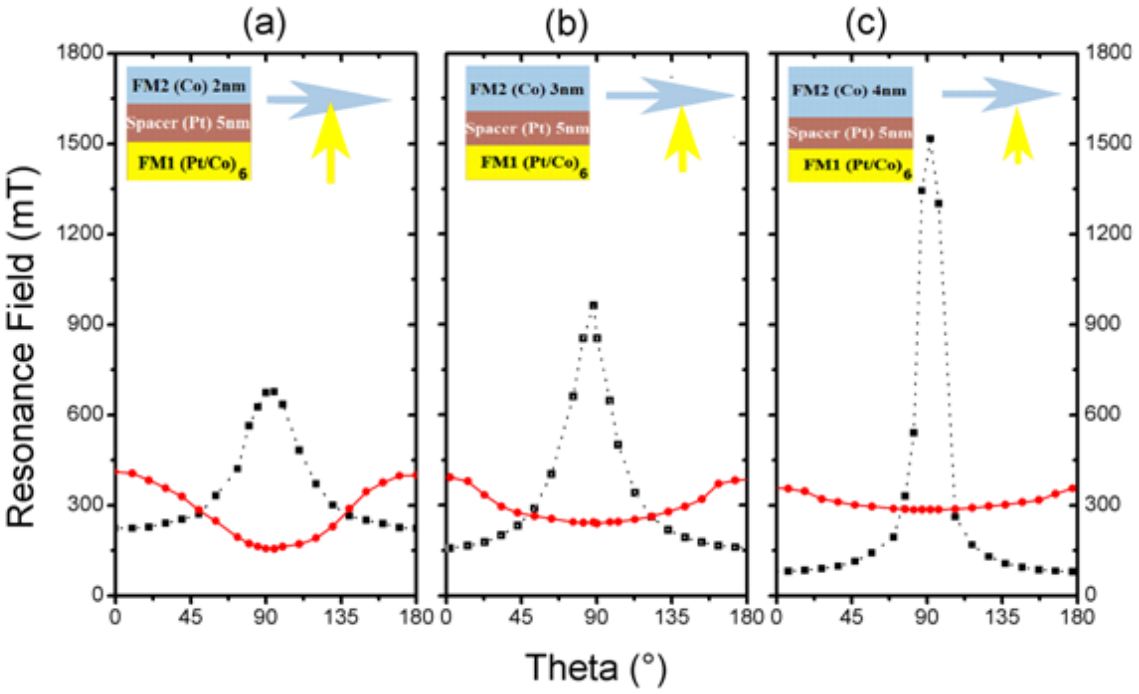
Şekil 6.26. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(**3 nm**)/Pt (4 nm)



Şekil 6.27. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(**4 nm**)/Pt (4 nm)



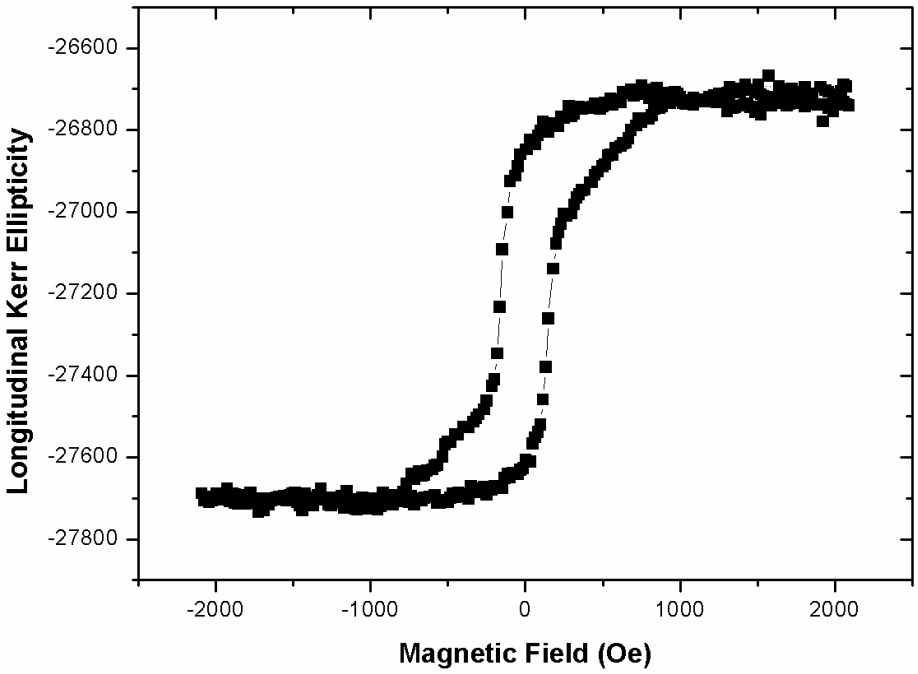
Şekil 6.28. Si/Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(**5 nm**)/Pt (4 nm)



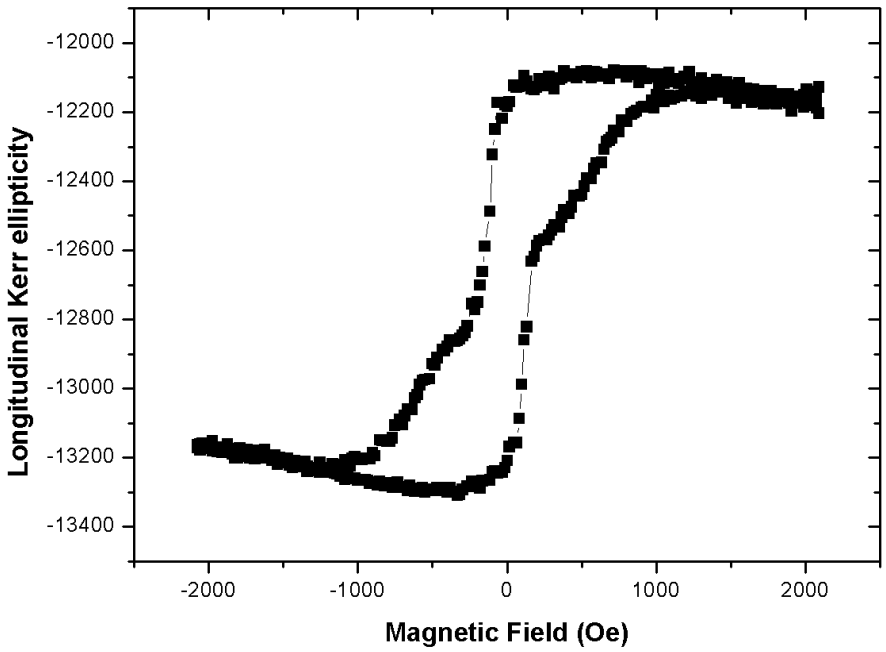
Şekil 6.29. Co (FM2) kalınlığı a) 2, b)3, c)4 nm için FMR spektrumları

FM1 katmanına ait rezonans alanları, iki ferromanyetik katmanın kolay eksenlerinin birbiriyle kolineer olmayan anlamına gelen davranışa sahiptir. 0° ve 90° derecedeki rezonans alanları arasındaki fark etkin manyetik anizotropi değerine karşılık gelir. Sonuç olarak, FM1 katmanının anizotropisinin FM2'nin kalınlığı arttıkça azaldığı ve FM2'nin anizotropisinin arttığı görülmektedir. FM2'nin anizotropisi, demanyetizasyon alanından dolayı kalınlık arttıkça artmaktadır. FM1'in etkin anizotropisi, ara katman aracılığıyla çiftlenimden dolayı azalmaktadır. FMR rezonans alanlarının analizi iki katmanın FM2 katmanı kalınlığı vesilesiyle zayıf AFM çiftlenim durumunda olduğunu gösterdi. Bu aynı zamanda P-MOKE sonuçlarıyla uyumludur.

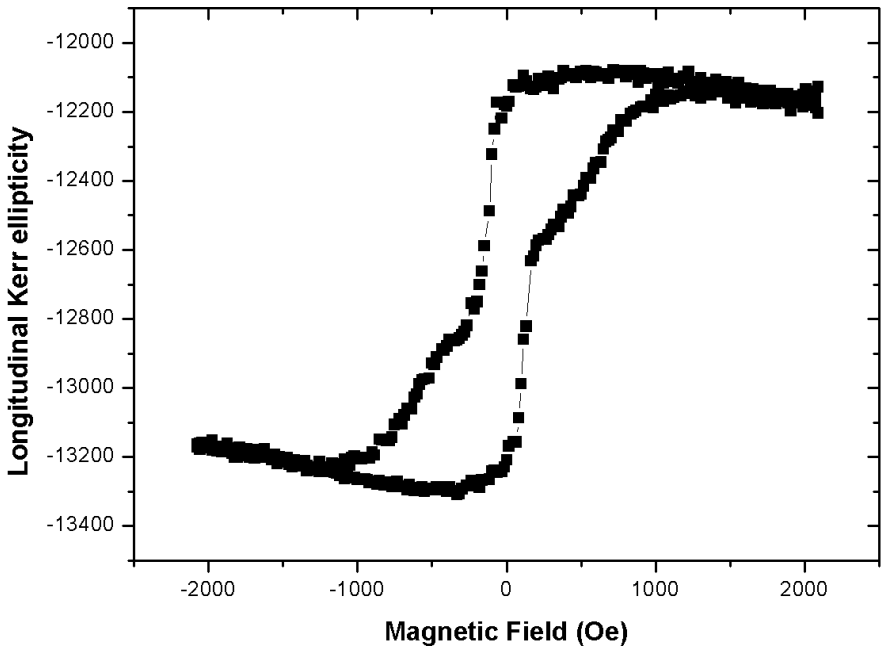
Aşağıdaki şekillerde örnek seti 2 için elde edilen L- ve P-MOKE sonuçları verilmektedir.



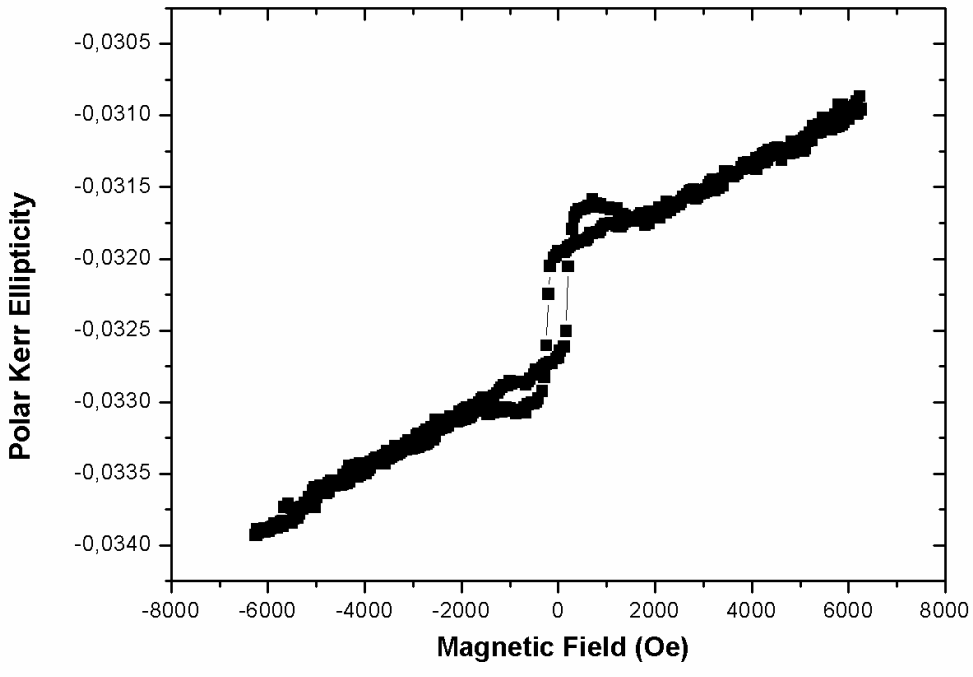
Şekil 6.30. 2 nm Co katmanı için elde edilen L-MOKE eğrisi



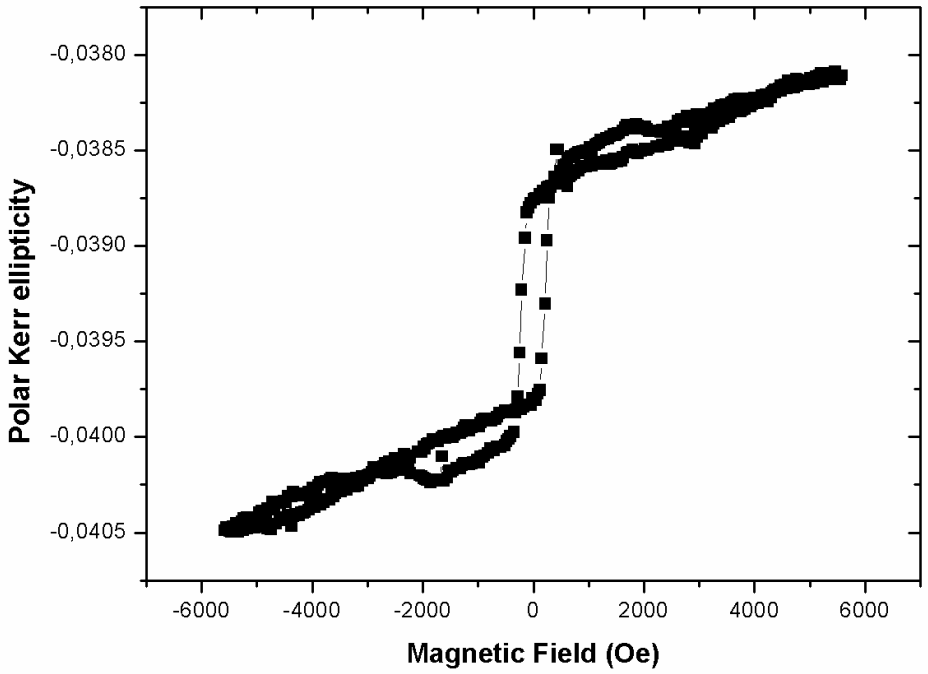
Şekil 6.31. 3 nm Co katmanı için elde edilen L-MOKE eğrisi



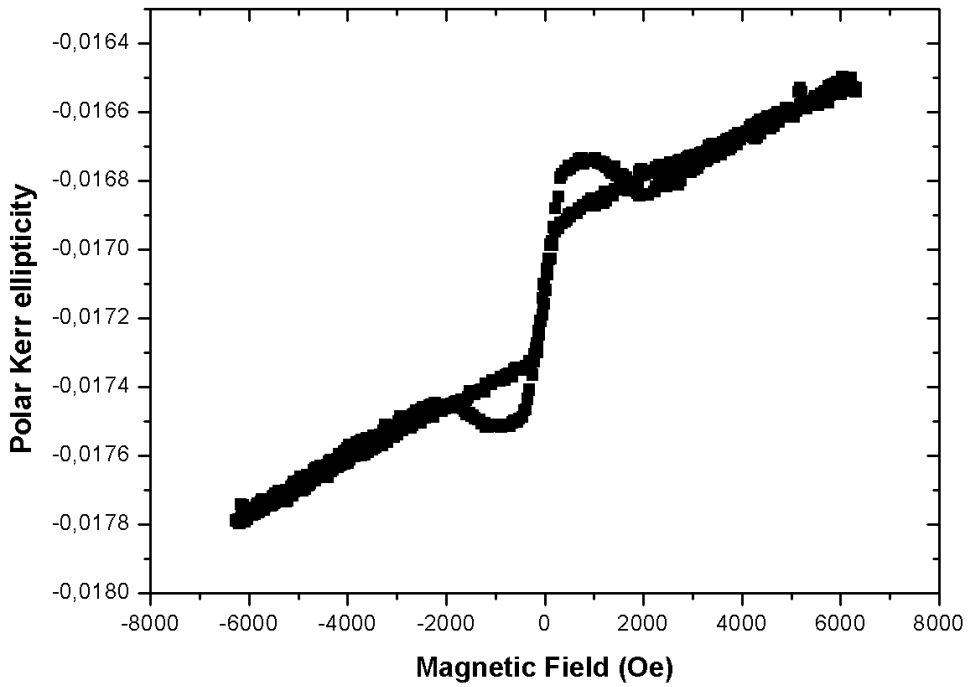
Şekil 6.32. 4 nm Co katmanı için elde edilen L-MOKE eğrisi



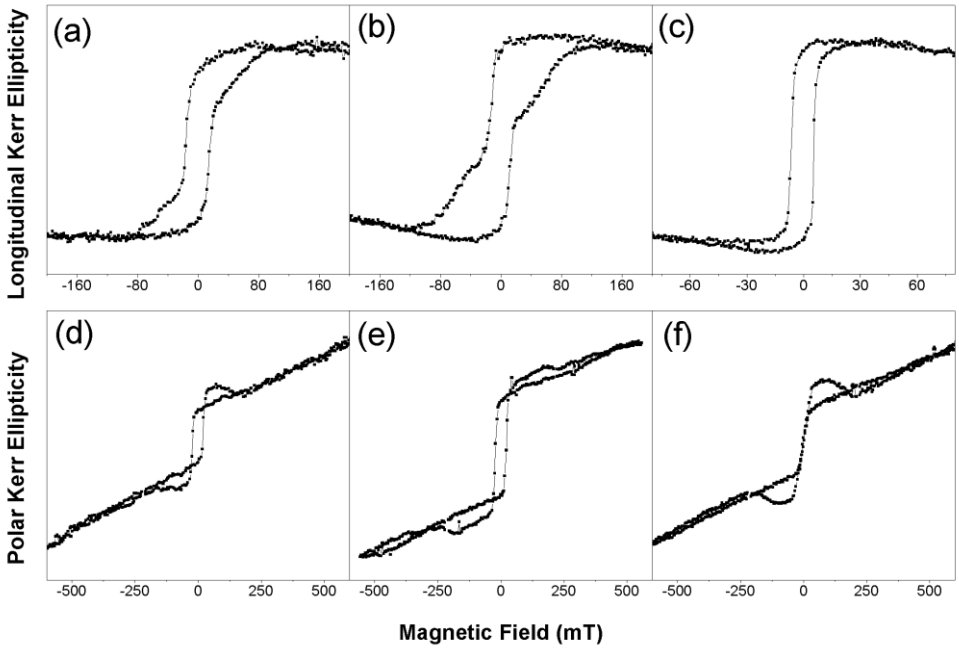
Şekil 6.33. 2 nm Co katmanı için elde edilen P-MOKE eğrisi



Şekil 6.34. 3 nm Co katmanı için elde edilen P-MOKE eğrisi



Şekil 6.35. 4 nm Co katmanı için elde edilen P-MOKE eğrisi



Şekil 6.36. FM2 katmanı kalınlığına bağlı olarak elde edilen a) 2 nm L-MOKE b) 3 nm L-MOKE c) 4 nm L-MOKE d) 2 nm P-MOKE e) 3 nm P-MOKE f) 4 nm P-MOKE sonuçları (birleştirilmiş hali)

2 nm Kobalt katmanı kalınlığı için 450 mT FM2 rezonans piki, 320 mT FM1 rezonans piki olduğu görülmektedir (Şekil 6.25). 3 nm Kobalt kalınlığı için ise bu pikler sırasıyla 800 mT ve 180 mT olmaktadır. 4 nm için 1550 mT ve 70 mT iken 5 nm için sadece FM2 katmanına ait 1300 mT olduğu görülmektedir (Şekil 6.26, 27 ve 28).

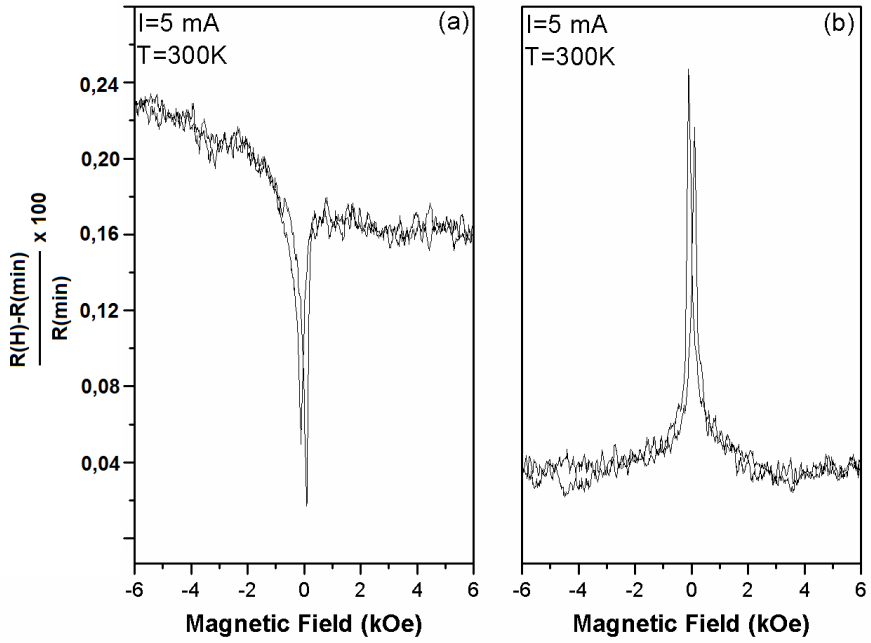
Kobalt katmanı kalınlığı 5 nm dışında diğer kalınlık değerlerinde ferromanyetik katmanlar zayıf çiftlenime sahiptirler. MOKE histeresis eğrileri yukarıdaki şekillerde verilmiştir. Enine geometride 2 ve 3 nm Kobalt katmanı kalınlığı için çift eğri mevcut iken 4 nm için tek eğri vardır. Polar MOKE sonuçları ise 1. örnek seti için yapılan yorumlarla aynıdır. Bununla birlikte dik FM1 katmanının zorlayıcı alanı, referans katmanının kalınlığının artmasıyla azalmaktadır. Son olarak 4 nm kalınlık için neredeyse sıfır olur.

Sonuç olarak $[Pt/Co]_6/t_{Pt}/t_{Co}$ ultra ince ferromanyetik filmlerde manyetizasyon süreçleri ve manyetik anizotropinin bağımlılığı, MOKE ve FMR teknikleriyle referans Kobalt katmanı ve Pt ara katman kalınlıklarının fonksiyonu olarak çalışıldı. Etkileşim, 4 ve 5 nm ara katman kalınlığı için bile zayıf bir şekilde olduğu görüldü. Ara katman

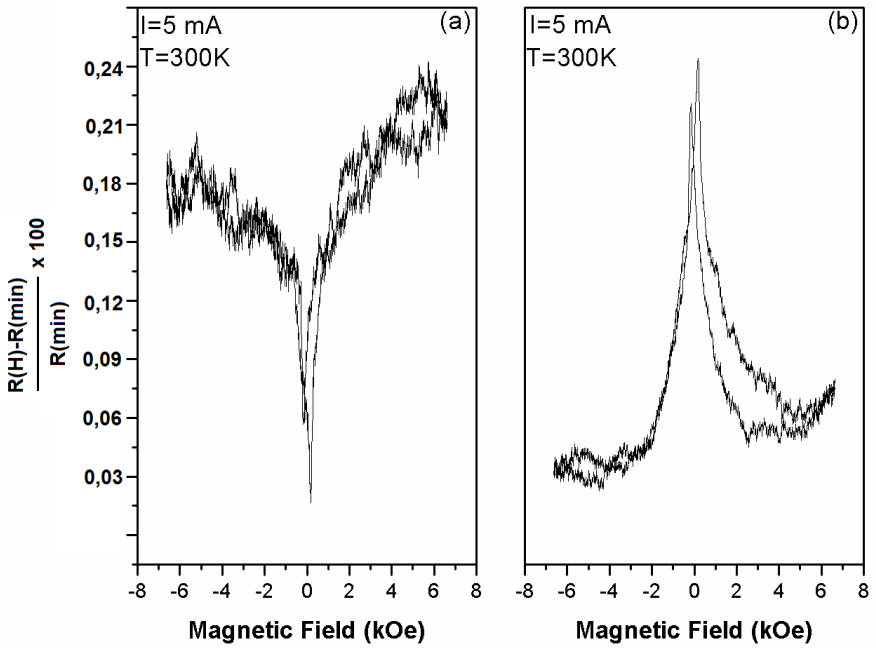
kalınlığının azalması etkileşim büyüklüğünün artmasına sebep olmaktadır. Referans katman kalınlığının artışı da tabakalar arası etkileşimin kaynağı olan sistemdeki polarize elektronların sayısında artışa sebep olmaktadır. FM2 katmanından dolayı oluşan polarize elektronlar sistemi domine eder ve FM1 katmanının etkin manyetik anizotropisinin azalmasına neden olur. Sonuç olarak bu tip sistemlerde kolineer olmayan (non-collinear) durumların kontrolü ara katman ve referans katmanı kalınlıklarının değişimiyle mümkündür. Bu çok katmanlı yapının özellikle spin tork uygulamalar olmak üzere manyetik sistemlerde kullanılabilir olduğu açıkça görülmektedir.

6.5. Hazırlanan Örneklerin Transport Ölçümleri

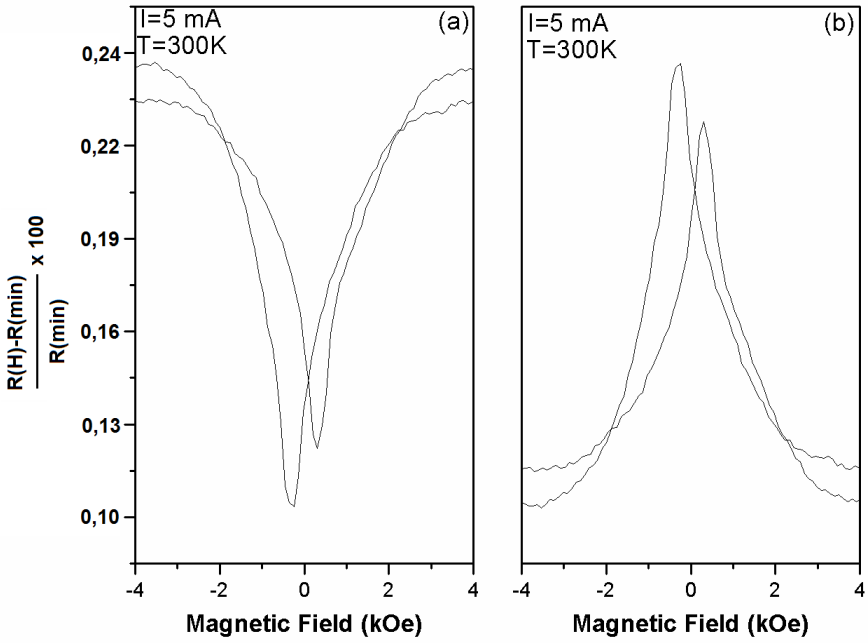
Ölçümler esnasında örneklere 5 mA büyüklüğünde akım uygulandı. Ve manyetik alana bağlı olarak ölçülen voltaj değerleri kaydedildi. Okunan voltaj değerleri uygulanan akım değerine bölünerek direnç değerleri elde edildi. Direnç değerlerinin düşey eksende orjine göre simetrik olmaması hazırlanan kontakların geometrisinden kaynaklandığı öngörülmektedir. Çünkü kontakların tamamı film düzlemine sırayla yerleştirilemediğinde, MR etkisi yanında anormal Hall etkisi ve düzlemsel Hall etkisi katkıları da ölçüm sonuçlarına ilave olabilmektedir. Bu katkıların zorlayıcı alan değerlerini değiştirmediği bilindiğinden kaymaların düzeltilmesine ihtiyaç duyulmamıştır. 3 nm Pt kalınlığı için 130 Oe, 4 nm Pt kalınlığı için 312 Oe, 5 nm Pt ve 2 nm Co kalınlığı için 184 Oe, 3 nm Co kalınlığı için 135 Oe, 4 nm Co kalınlığı için 110 Oe zorlayıcı alan değerleri ölçülmüştür. Bu da MOKE sonuçlarından elde edilen zorlayıcı alan değerleriyle oldukça yakın değerdedir.
Elde edilen MR ölçümleri sırasıyla aşağıda verilmektedir:



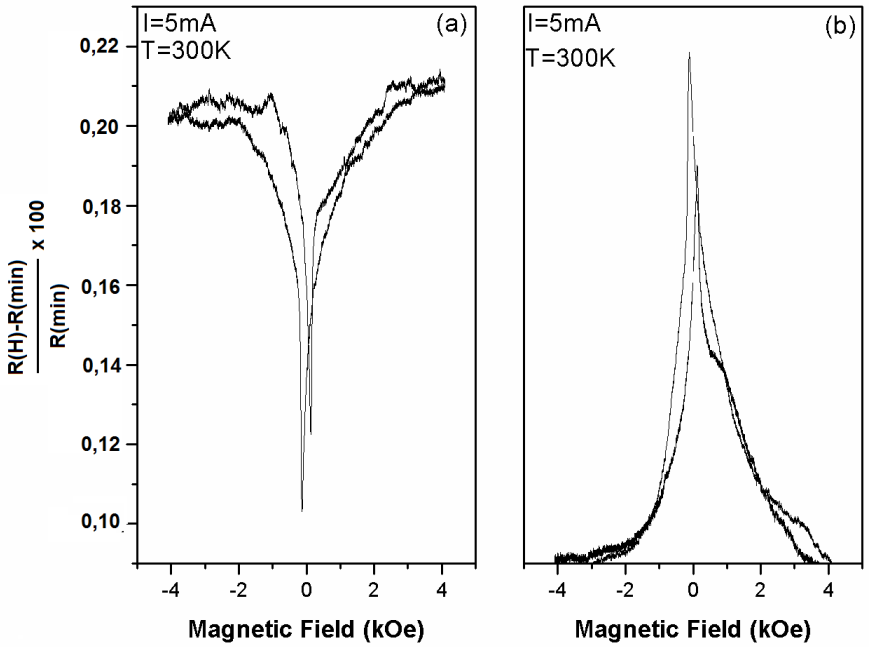
Şekil 6.37. [Pt/Co]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**3 nm**)/Co(2 nm) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Dik



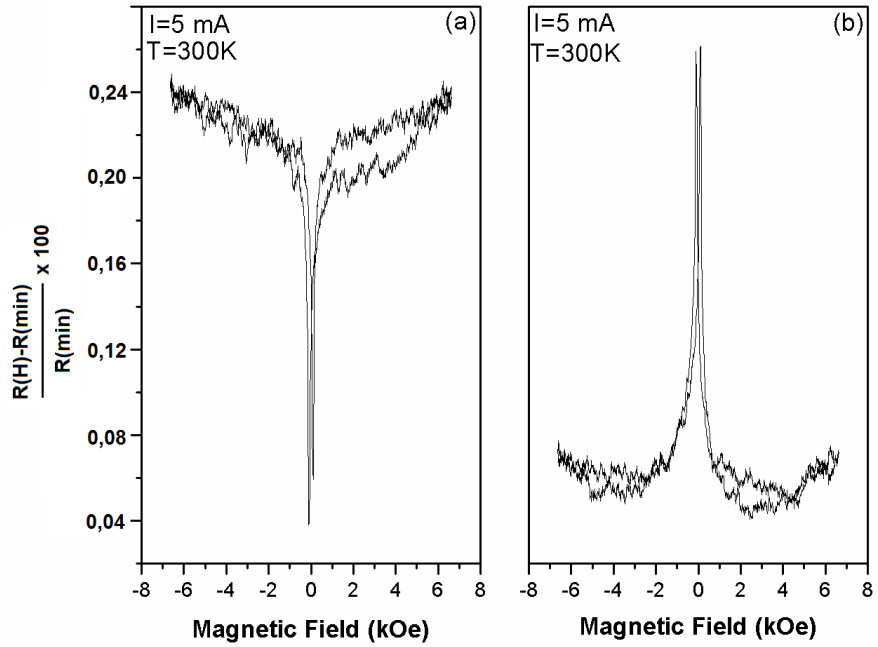
Şekil 6.38. [Pt/Co]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**4 nm**)/Co(2 nm) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Dik



Şekil 6.39. [Pt/Co]$_6$ (2,4 nm)/Pt(**5 nm**)/Co(**2 nm**) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Dik



Şekil 6.40. [Pt/Co]$_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(**3 nm**) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Dik



Şekil 6.41. $[Pt/Co]_6$ (2,4 nm)/Pt(5 nm)/Co(**4 nm**) İnce Filminde Manyetodirenç Ölçümü a) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Paralel b) Akım ile Manyetik Alan Birbirine Dik

Genel olarak, spin transfer tork ve GMR etkisi yakından ilişkilidir. Yani birini elde etmek için diğerini de elde etmek gerekir. Bir GMR manyetik sensörü ve okuma başlığı için, manyetik katmanların biri dış manyetik alana daha az hassas iken (referans katmanı), diğeri ise dış alana hassastır (serbest katman). Böyle bir dizayn için akım, GMR etkisi yoluyla yani dirençteki değişimle sadece iki katmanın manyetizasyonlarının bağıl açılarına bağlıdır. Ve Oersted alanlarının oluşumu ve ısınma yoluyla manyetizasyonu etkiler. Bununla birlikte, spin transfer tork etkileri referans ve serbest katmanın manyetizasyonlarını çiftlenim hale getirir.

GMR yapının sağladığı manyetik alan hassasiyeti, dış alana hassas olmayan (hard) referans katman ve hassas olan (soft) katman olmak üzere iki katmandan oluşur. İki katmanın manyetizasyon vektörlerinin bağıl açısı cihazın direncini kontrol eder.

Mevcut okuma başlıklarında referans katmanı, antiparalel çiftlenmiş Co/Ru/Co yapısıdır. Böyle bir referans katman yapısı aynı zamanda MRAM teknolojilerinde de

kullanılır (Engel ve ark., 2005). Çitlenim, 0,7 nm Ru (Rutenyum) ara katman aracılığıyla sağlanır ve RKKY etkileşimi kalınlık yoluyla ayarlanır (Stiles, 1999).

Bu tür çok katmanlı sistemlerde ferromanyetik katmanların kalınlıklarının birbirine yakın değerde olmasının 2 avantajı vardır (net momentin düşük olması). Düşük net moment, referans ve serbest katmanın etkileşmesinden doğan dipol alanlarını limitler. İkincisi ise, düşük moment referans katmanın dış alanla zayıf etkileşimini sağlar.

Ara katman kalınlığı arttırıldıkça MR yüzdesinin azaldığı yukarıdaki şekillerde görülmektedir. 3 nm ara katman kalınlığı için % 0,16 MR oranı elde edilirken, 4 ve 5 nm için bu değerler sırasıyla % 0,15 ve % 0,10 olmaktadır. Bunların yanı sıra referans katmanı kalınlığı arttıkça MR değerleri sırasıyla % 0,10, % 0,11 ve % 0,15 olmaktadır.

Ara katman kalınlığı (Pt) kalınlığı 3 nm'den 5 nm'ye arttıkça manyetodirenç üstel olarak azalmaktadır. Bu da manyetdirencin, bir feromanyetik katmandan diğerine aktarılan polarize elektronların değişiminden dolayı olduğunu gösterir (Dieny ve ark., 1991). MR genliğinin üstel değişimi, bir ferromanyetik katmandan diğerine ara katman boyunca polarize iletim elektronlarının akmasıyla ilgilidir. Ara yüzeydeki saçılma yüzeye dik akımı azaltır ve dolayısıyla MR genliğini de düşürür. Referans katman olarak kullandığımız Co katmanı kalınlığı arttığında ise MR genliği bariz şekilde artmaktadır.

7. SONUÇ

Bu tez çalışmasında Si(100) alttaş üzerine büyütülen çok katmanlı manyetik ince film setinin (Pt(4 nm)/$[Co/Pt]_6$ (2,4 nm)/Pt(t_{Pt})/Co(t_{Co})/Pt (4 nm)) yapısal, manyetik ve transport özellikleri incelenmiştir.

Öncelikle dik manyetik anizotropi elde edebilmek için Si(100) alttaş üzerinde büyütülen $[Co/Pt]_6$ katmanı için yapısal ve manyetik karakterizasyonlar gerçekleştirildi. X-ışını kırınım deseniyle Pt(111)'e ait 2θ değeri 40° olarak belirlenmiştir. Bu katmanın 6 kez tekrar edilerek büyütülmesi gerektiği ferromanyetik rezonans ve manyeto optik Kerr etkisi teknikleriyle belirlendi.

Dik manyetik anizotropiye sahip katman içinhesapsal yöntemler aracılığıyla elektronik özellikler belirlendi. Durum yoğunluklarından da görüldüğü üzere Fermi seviyesi civarındaki asimetrik davranış,yapının manyetik anizotropiye sahip olduğunu göstermektedir. Bununla birlikte bant yapılarından iletkenlik özelliğinin de korunduğu da görülmektedir.

3 nm Pt ara katman kalınlığı için ferromanyetik çiftlenim söz konusuyken 4 ve 5 nm kalınlıklar için antiferromanyetik çiftlenim söz konusudur.Ferromanyetik katmanlar arasında etkileşim, 4 ve 5 nm ara katman kalınlığı için bile zayıf bir şekilde vardır. Ara katman kalınlığının azalması etkileşim büyüklüğünün artmasına sebep olduğu gözlendi. Referans katman kalınlığının artışı da tabakalar arası etkileşimin kaynağı olan sistemdeki polarize elektronların sayısında artışa sebep olmaktadır. FM2 katmanından dolayı oluşan polarize elektronlar sistemin manyetik davranışını belirler ve FM1 katmanının etkin manyetik anizotropisinin azalmasına neden olur.

Literatürdeki birçok çalışmada tabakalar arası etkileşim, ara katman kalınlığı için daha küçük değerlerde söz konusu olurken, ara katman 4 ve 5 nm kalınlıkta olsa bile zayıf olarak var olduğu görüldü. Bu durum portakal kabuğu tipi etkileşmelerden kaynaklanmaktadır. Bu sonuçlar potansiyel olarak yeni spintronik uygulamalar için ilgi çekicidir.

Hazırladığımız örneklerde oda sıcaklığında MR etkisi de gözlenmektedir. Fakat bu sistem elektron beam litografi yoluyla hazırlanıp daha küçük alana daha yüksek akım uygulanarak çok daha yüksek MR oranı elde edilmesi mümkündür. Gelecek çalışmalarımız arasında da bu tip çok katmanlı sistemlere litografiyi katarak daha büyük değerler elde etmek olacaktır.

Sonuç olarak bu tip sistemlerde kolineer olmayan durumların kontrolü ara katman ve referans katmanı kalınlıklarının değişimiyle mümkündür. Bu çok katmanlı yapının özellikle spin transfer tork uygulamalar olmak üzere manyetik sistemlerde kullanılabilir olduğu açıkça görülmektedir.

KAYNAKÇA

A. Friedrich, G. Creuzet, Magnetoresistive sensor, in, Google Patents, (1992).

A. Taga, L. Nordstrom, P. James, B. Johansson, and O. Eriksson, Non-collinear states in magnetic sensors, Nature 406 280-2 (2000).

Abragam, A. and Bleaney, B., Electron Paramagnetic Resonance of TransitionMetal Ions, Oxford University Press, London, U.K. (1970).

Akbulut, S., Akbulut, A., Özdemir, M., Yıldız, F., Effect of deposition technique of Ni on the perpendicular magnetic anisotropy in Co/Ni multilayers Journal of Magnetism and Magnetic Materials 390 137–141 (2015)

Alex Grishin, IM2654 – Smart Electronic Materials (2007)

B. D. Cullity, C. D. Braham, Introduction to Magnetic Materials, 2 nd edition, John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, New Jersey, (2009).

B. Dieny, V. S. Speriosu, S. Metin, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, Magnetotransport properties of magnetically soft spinvalve structures, J. Appl. Phys. 69, 4774 (1991)

B.N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R.W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S.V. Pietambaram, N.D. Rizzo, J.M. Slaughter, K. Smith, J.J. Sun, S. Tehrani, IEEE Trans. Magn. 41 132 (2005).

Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J., Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices, Physical Review Letters, 61 (21), 2472-2475 (1988).

Berger L., *Phys. Rev.* B **54** 9353 (1996).

Binasch G., Grunberg P., Saurenbach F., Zinn W., Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange", Phys Rev B Condens Matter, 39 (7), 4828-4830 (1989).

C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, Nature Materials, vol. 6, p. 813, Nov. (2007).

C. Chappert, J. P. Renard, Europhys. Lett. 15, 553 (1991).

C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 8th ed., John Wiley & Sons Inc.,New York (2005).

Chiba D, Sato Y, Kita T, Matsukura F and Ohno H *Phys. Rev. Lett.* **93** 216602 (2004).

Covington M, Al Haj Darwish M, Ding Y, Gokemeijer N J and Seigler M A *Phys. Rev.* B **69** 184406 (2004).

Dejong, M.D., Livesev, K.S., Analytic theory for the switch from Bloch to Néel domain wall in nanowires with perpendicular anisotropy, Phys. Rev. B 92, 214420 (2015).

Duru, İ.P., Değer, C., Kalaycı, T., Arucu, M., A computational study on magnetic effects of $Zn_{1-x}Cr_xO$ type diluted magnetic semiconductor, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 396 268–274 (2015).

Ehiasarian A., Bugyi R., Industrial Size High Power Impulse Magnetron Sputtering", Society of Vacuum Coaters 47th Annual Technical Conference Proceedings, 486-490, Texas, USA, 24-26 April (2004).

Evolution of High Coercivity in CoPt Nanoparticles Through Nitrogen Assisted Annealing Prakash Karipoth · Raphael Justin Joseyphus, J Supercond Nov Magn (2014).

F. Yildiz, F. Luo, C. Tieg, R. M. Abrudan, X. L. Fu, A. Winkelmann, M. Przybylski, and J. Kirschner, Strongly Enhanced Orbital Moment by Reduced Lattice Symmetry and Varying Composition of **Fe**1−**xCox** Alloy Films, Phys. Rev. Lett. 100 037205 (2008).

F. Yildiz, M. Przybylski, J. Kirschner, Direct Evidence of a Nonorthogonal Magnetization Configuration in Single Crystalline Fe1−xCox/Rh/Fe/Rh(001) Syste m**,** Phys**.** Rev**.** Lett**.**, 103 147203 (2009).

F. Yildiz, M. Przybylski, J. Kirschner, Perpendicular anisotropy and oscillatory interlayer coupling in $Fe_{0.5}Co_{0.5}$/Rh/$Fe_{0.5}Co_{0.5}$ bilayers on Rh(001), J. Appl. Phys., 105 07C312-07C312-3 (2009).

F. Yildiz, M. Przybylski, X.-D. Ma, and J. Kirschner, Strong perpendicular anisotropy in $Fe_{1-x}Co_x$ alloy films epitaxially grown on mismatching Pd(001), Ir(001), and Rh(001) substrates, Phys. Rev. B 80 064415 (2009).

Farle M., *Rep. Prog. Phys.* 61 755 (1998).

Fert, A., The Present and Future of Spintronics, Thin Solid Films 517 (2-5) (2008).

Fuchs G D, Emley N C, Krivorotov I N, Braganca P M, Ryan E M, Kiselev S I, Sankey J C, Ralph D C, Buhrman R A and Katine J A *Appl. Phys. Lett.* **85** 1205 (2004).

Garcia F., Sort J., Rodmacq B., Auffret S., Dieny B., "Large anomalous enhancement of perpendicular exchange bias by introduction of a nonmagnetic spacer between the ferromagnetic and antiferromagnetic layers", Applied Physics Letters, 83 (17), 3537-3539 (2003).

Gary A. Prinz, Magnetoelectronics applications,Journal of Magnetism and MagneticMaterials 200 57-68 (1999).

Grollier J, Cros V, Hamzic A, George J M, Jaffres, Fert A, Faini G, Ben Y J and Legall H., *Appl. Phys. Lett.***78** 3663 (2001).

H. J. Gerritsen, S. E. Harrison, H. R. Lewis, and J. P. Wittke, Phys. Rev. Letters , 2, 153 (1960).

H. J. Gerritsen, S. E. Harrison, J. Appl. Phys. 31, 1556, (1960).

H. Tanaka, W.M. Jadwisienczak, H. Saito, V. Zayets, S. Yuasa, K. Ando, J. Phys. D: Appl. Phys. 47 (35) 355001 (2014).

H.G. Andresen, Phys. Rev. 120, 1606 (1960).

H.G. Andresen, The Journal of Chemical Physics, 35, 1090 (1961).

Hall E.H., On a New Action of the Magnet on Electric Currents", American Journal of Mathematics, 2 (3), 287-292 (1879).

Heide C., *Phys. Rev. Lett.* **87** 197201 (2001).

Hernando D H, Nazarov YuV, Brataas A and Bauer G E W. *Phys. Rev.* B **62** 5700 (2000).

http://www.cmp.liv.ac.uk/frink/thesis/thesis/node71.html (Erişim tarihi:17.05.2018)

Huai Y, Albert F, Nguyen P, Pakala M and Valet T., *Appl. Phys. Lett.* **84** 3118 (2004).

J. M. D. Coey, Magnetism and Magnetic Materials, Cambridge University Pres, (2009).

J. Martinek, Y. Utsumi, H. Imamura, J. Barnaś, S. Maekawa, J. König, and G. Schön, Kondo Effect in Quantum Dots Coupled to Ferromagnetic Leads, Phys. Rev. Lett. 91, 127203 (2003).

J. Nogués, I.K. Schuller, Exchange bias, J. Magn. Magn. Mater. 192 (2) 203–232 (1999).

J.J. Krebs, P.Lubitz, A. Chaiken and G.A.Prinz, Phys. Rev. Lett.,63,1645 (1989), J. Appl. Phys.,67,5920 (1990).

J.M. Tonnerre, M. Przybylski, M. Ragheb, F. Yildiz, H. C. N. Tolentino, L. Ortega, J. Kirschner, Direct in-depth determination of a complex magnetic configuration in an exchange-coupled bilayer with perpendicular and in-plane anisotropy, Phys. Rev. B, 84 100407 (2011).

Jalili, H., Materials Physics of Half-Metallics Magnetic Oxide Films by Pulsed Laser Deposition: Controlling the Crystal Structure and Near-surface Properties of Sr_2FeMoO_6 and CrO_2 Films, PhD Thesis, (2008).

Ji Y, Chien C L and Stiles M D. *Phys. Rev. Lett.* **90** 106601 (2003).

K. Yosida, Phys. Rev. 106, 893 (1957).

Kalaycı T., Deger C., Akbulut S., Yildiz F., Tuning magnetic properties of non-collinear magnetization configuration in Pt/[Pt/Co] 6/Pt/Co/Pt multilayer structure, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 436, 11-16 (2017).

Katine J A, Albert F J, Buhrman R A, Myers E B and Ralph D C *Phys. Rev. Lett.* 843149 (2000).

Kiselev S. I., Sankey J. C., Krivorotov I. N., Nemley N. Schoelkopf C., R. J.,Buhrman R. A., Ralph D. C., Nature, 425, 380-383 (2003).

Kiyotaka W., Shigeru H., "Handbook of Sputter Deposition Technology", Hardcover (1992).

Krivorotov I N, Emley N C, Sankey J C, Kiselev S I, Ralph D C and Buhrman R A *Science* **307** 228 (2005).

Kwon, J., Shahbaz, H., Ahn, J., Advanced Electron Paramagnetic Resonance Spectroscopy for the Identification of Irradiated Food, American laboratory 46(1):1-4 (2014).

Lee J.-S., Yoon J., Kang M.-B., You C.-Y., "Low coercivity giant magnetoresistance with perpendicular magnetic anisotropy", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 358-359, 159-162 (2014).

Levy P M and Fert A *Phys. Rev. Lett.* **97** 097205 (2006).

Liu Y. F., Cai J. W., He S. L., "Large perpendicular exchange bias in IrMn/CoFe/[Pt/Co] multilayers grown on a Ta/Pt buffer layer", Journal of Physics D: Applied Physics, 42 (11), 115002 (2009).

M. A. Ruderman, C. Kittel, Phys. Rev. 96, 99 (1954).

M. Sakamaki, K. Amemiya, M. O. Liedke, J. Fassbender, P. Mazalski, I. Sveklo, and A. Maziewski, Perpendicular magneticanisotropy in a Pt/Co/Pt ultra thin film arising from a lattice distortion induced by ion irradiation, Phys. Rev. B 86 024418 (2012).

M.D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. 200, 322 (1999).

Mangin S, Ravelosona D, Katine J A, Carey M J, Terris B D and Fullerton E E., *Nat. Mater.* **5** 210 (2006).

Moodera J. S., Kinder L. R., Wong T. M., Meservey R., "Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions", Physical Review Letters, 74 (16), 3273-3276 (1995).

Nagaosa N., Sinova J., Onoda S., MacDonald A. H., Ong N. P., "Anomalous Hall effect", Reviews of Modern Physics, 82 (2), 1539-1592 (2010).

Nakajima N., Koide T., Shidara T., Miyauchi H., Fukutani I., Fujimori A., Iio K., Katayama T., Nyvlt M., Suzuki Y., Perpendicular magnetic anisotropy caused by interfacial hybridization via enhanced orbital moment in Co/Pt multilayers: Magnetic circular x-ray dichroism study, Physical Review Letters, 81 (23), 5229-5232 (1998).

Néel L., "Antiferromagnetism and Ferrimagnetism", Proceedings of the Physical Society Section A, 65, 869-885 (1952).

Néel L., “Propriétés Magnétiques des Ferrites: Ferrimagnétisme et antiferromagnétisme”, Annales de Chemie et de Physique, 3, 137-198 (1948).

O'Handley, R., Modern Magnetic Materials Principles and Applications, John Wiley&Sons, Inc. New York s20. (2000).

Özyilmaz B, Kent A D, Sun J Z, RooksM J and Koch R H *Phys. Rev. Lett.* **93** 176604 (2004).

P. Bruno, C. Chappert, Phys. Rev. B 46, 261 (1992).

P. Bruno, J. Magn. Magn. Mater., 116, L13-L17 (1992).

P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt, and A. Suna, Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures, Appl. Phys. Lett.47 178–180 (1985).

P. Grunberg, R. Schreiber, Y.Pang, M.B. Brodsky and H.Sowers, Phys. Rev.Lett. 57,2442 (1986).

P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Let57, 19 (1986).

P. Langevin, Ann. Chemie et Physique, **5**, 70–127, (1905).

Parlak U., “Ni/CoO İnce Filmlerde Exchange Bias Etkisinin İncelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (2014).

R. Coehoorn, Phys. Rev. B 44 9331 (1991).

R. Topkaya, M. Erkovan, A. Ozturk, O. Ozturk, M. Ozdemir, B Aktas, Journal of Applied Physics, (2010).

Rippard W H, Pufall M R, Kaka S, Russek S E and Silva T J *Phys. Rev. Lett.* 92 027201 (2004).

S. Güler, H. Bayrakdar, B. Rameev, R.I. Khaibullin, and B. Aktas, phys. stat. sol.(a),203, No. 7, 1533–1538 (2006).

S. M. Thompson, The discovery, development and future of GMR: The Nobel Prize2007, J. Phys. D 41 093001 (2008).

S. S. P. Parkin, D. Mauri, Phys. Rev. B 44 13 (1991).

S. S. P. Parkin, R. Bhadra, K. P. Roche, Phys. Rev. 66, 16 (1991).

S.Chikazumi, Physics of Ferromagnetism, Oxford University Press (1994).

Slonczewski J C., *Phys. Rev.* B **39** 6995 (1989).

Slonczewski J C., *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996).

Slonczewski J C., *Phys. Rev.* B **71** 024411 (2005).

Sort J., Baltz V., Garcia F., Rodmacq B., Dieny B., "Tailoring perpendicular exchange bias in [Pt/Co]-IrMn multilayers", Physical Review B, 71 (5), 054411 (2005).

Sönmezoğlu ve ark., Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi, 28(5), 389-401, (2012).

Spaldin, Nicola, Magnetic Materials, Fundemental and Device Applications, United Kingdom University Pres, Cambrige, (2003).

Spin-transfer torques in MgO-based magnetic tunnel junctions, Doctorate Thesis, Kerstin Bernert, Dresden, Germany (2003).

Stiles M D and Zangwill A *Phys. Rev.* B **66** 014407 (2002).

Sun J Z., *J. Magn. Magn. Mater.* **202** 157 (1999).

T. Kasuya, Progr. Theor. Phys. 16, 45 (1956).

T.Devolder,Ferromagnetic resonance study of composite Co/Ni-FeCoB free layers with perpendicular anisotropy, J.Appl. Phys. 119, 153905 (2016).

Theodonis I, Kioussis N, Kalitsov A, Chshiev M and Butler W *Preprint* cond-mat/0606080 (2006).

Thomson W., "On the Electro-Dynamic Qualities of Metals:--Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron", Proceedings of the Royal Society of London, 8, 546-550 (1856).

Tsoi M, Jansen A G M, Bass J, Chiang W C, Seck M, Tsoi V and Wyder P *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281 (1998).

Tsoi M, Sun J Z and Parkin S S P., *Phys. Rev. Lett.* **93** 036602 (2004).

Tulapurkar A.A, Suzuki Y, Fukushima, Kubota H, Maehara H, Tsunekawa K, Djayaprawira D D,Watanabe N and Yuasa S *Nature* **438** 339 (2005).

W. Kuch, XingyuGao, and J. Kirschner, Competition between in-plane and out-of-planemagnetization in exchange-coupled magnetic films, Phys. Rev. B, 65 064406 (2002).

Waintal X, Myers E B, Brouwer P W and Ralph D C., *Phys. Rev.* B **62** 12317 (2000).

Web,https://bilimsitemiz.tr.gg/Maddenin-Yo%26%23287%3Bun-Hali--k1-S%26%23305%3Bv%26%23305%3Blar-ve-Kat%26%23305%3Blar-k2-.htm

Wegrowe J-E, *Phys. Rev.* B **62** 1067 (2000).

Wegrowe J-E, Kelly D, Jaccard Y, Guittienne Ph and Ansermet J-Ph *Europhys. Lett.* **45** 626 (1999).

Weil, J.A., Bolton, J.R., Wertz, J.E., Electron Paramagnetic Resonance, Wiley (1994).

Window B., "Recent Advances in Sputter Deposition, Surface and Coatings Technology", 71, 93-97 (1995).

Wolf, S. A., Awschalam, D. D., Buhrman, R. A., Daughton J. M., Molnar, S. Von,. Roukes, M. L., Chtchelkanova, A. Y., Treger, D. M., Science 294, (1488) (2001).

Y. Yafet, Phys. Rev. B 36, 3948 (1987).

Yamamoto ve Matsuda, Measurement of the Resonant Magneto-Optical Kerr Effect Using a Free Electron Laser, Applied Sciences 2017, 7(7), 662 (2017).

Yaman B., "Magnetron Saçtırma Kaplama ile Sentezlenen Py/Co/Cr/Co/Py Çok Katlı Manyetik Filmin Particle Swarm Optimizasyonu ile Modellenmesi", Yüksek Lisans Tezi, Gebze Teknik Üniversitesi (2015).

Yang Z and Zhang S *10th Joint MMM/Intermag Conf. FD-07 (Baltimore, Maryland, USA*, (2007).

Zhang S, Levy P M and Fert A., *Phys. Rev. Lett.* **88** 236601 (2002).

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı **:Taner KALAYCI**

Doğum Yeri ve Tarihi **:Üsküdar – 16.01.1984**

Yabancı Dili **:İngilizce (Yökdil: 71.25, ÜDS:65)**

E-Posta **:tanerklyc@gmail.com**

Askerlik Durumu **:Yapıldı**

Öğrenim Durumu

Derece	Bölüm/Program	Üniversite/Lise	Mezuniyet Yılı
Lise	Fen	Mehmet Beyazıd Lisesi	2001
Lisans	Fizik	Dumlupınar Üniversitesi	2007
Yüksek Lisans	Fizik	Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi	2011
Doktora	Fizik	Marmara Üniversitesi	2018

İş Deneyimi

Görev	Bölüm	Üniversite/Lise/Kurum	Yıl
Araştırma Görevlisi	Fizik	Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi	2008-2013
Araştırma Görevlisi	Fizik	Marmara Üniversitesi	2013-Devam

Yüksek Lisans Tez Başlığı ve Tez Danışmanı:

Tez Başlığı: BAZI SENTETİK ZEOLİTLERDE ADSORBE EDİLEN NİTROFENOL İZOMERLERİNİN TİTREŞİM SPEKTROSKOPİSİ VE TARAMALI ELEKTRON MİKROSKOPİSİ İLE İNCELENMESİ

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Belgin BARDAKÇI

Doktora Tez Başlığı ve Tez Danışmanı:

Tez Başlığı: SPİN TRANSFER TORK ETKİLİ ÇOK KATMANLI İNCE FİLM SİSTEMLERİNİN FABRİKASYONU VE KARAKTERİZASYONU

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Şahin AKTAŞ

Eş-Danışman: Doç. Dr. Fikret YILDIZ

Bilimsel Eserler:

Uluslararası hakemli dergilerde yayınlanan makeleler:

Tuning magnetic properties of non-collinear magnetization configuration in Pt/[Pt/Co] 6 /Pt/Co/Pt multilayer structure**,** TANER KALAYCI,CANER DEĞER,SALİH AKBULUT,FİKRET YILDIZ , Yayın Yeri:Journal of Magnetism and Magnetic Materials , 2017

İ. P. DURU, C. DEGER, V. ELDEM, T. KALAYCI& S. AKTAS, Theory of room temperature ferromagnetism in Cr modified DNA nanowire, JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS, 2016, 0022-3727, 49, 13.

İ. P. DURU, C. DEGER, T. KALAYCI & M. ARUCU, A computational study on magnetic effects of Zn1-xCrxO type diluted magnetic semiconductor, JOURNAL OF MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS, 2015, 0304-8853, 396, 268-274.

A spectroscopic investigation for the adsorption of 4 nitrophenol onto synthetic zeolites TANER KALAYCI , Yayın Yeri:Protection of Metals and Physical Chemistry of Surfaces , 2014

Spectroscopic investigation of nitrophenols Isomer Adsorption on ammonium Y ZeoliteBelgin Bardakçı, Taner KALAYCI, Neslihan Kaya, Yayın Yeri: Spectroscopy Letters, 2013

Anisidine adsorption on Co supported pumiceBELGİN BARDAKÇI,Neslihan Kaya,TANER KALAYCI , Yayın Yeri: Environmental Earth Sciences, 2013

Removal of 2 Nitrophenol by Linde Type A LTA zeolitesTaner Kalaycı, Belgin Bardakçı, Neslihan Kaya, Yayın Yeri:International Journal of Physical Sciences , 2013

DFT FT Raman and FT IR investigations of 5 o tolyl 2 penteneCEMAL PARLAK,METİN BİLGE,TANER KALAYCI,BELGİN BARDAKÇI , Yayın Yeri:Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy , 2011

Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitabında (Proceeedins) basılan bildiriler:

Belgin Bardakçı, Taner Kalaycı, Neslihan Kaya The effect of Nickel Cations on Pumice to Improve the Ability of Adsorption. International Porous and Powder Materials PPM (/)(Yayın No:417178)

Taner Kalaycı, Cemal Parlak, Belgin Bardakçı An experimental and theoretical vibrationalspectroscopic study of 5 o tolyl 2 pentene. Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, 79(5), 1077-1083. (/)(Yayın No:415762)

Belgin Bardakçı, Taner Kalaycı, Neslihan Kaya Removal of Some Phenol Derivatives on Modified Pumice Monitored by IR Spectroscopy. International Porous and Powder Materials PPM (/)(Yayın No:417290)

KALAYCI TANER,DEGER CANER,YILDIZ FIKRET (2017). Magnetic Properties of Trilayer (FM/NM/FM) System for Spin Transfer Torque Applications. Türk Fizik Dernegi 33. Uluslararası Fizik Kongresi (Özet Bildiri/Sözlü Sunum)(Yayın No:3577757)

ARUCU MUHAMMET,KALAYCI TANER,ÇELIK UFUK,Evans RFL,Ostler TA,Chantrell Roy (2017).MONTE CARLO STUDY: STRUCTURE ANDMAGNETIC BEHAVIOUR OF THE BIMETALLICALLOYS
PTPD. Türk Fizik Dernegi 33. Uluslararası Fizik Kongresi (Özet Bildiri/Sözlü Sunum)(Yayın
No:3577760)

DEGER CANER,DURU IZZET PARUG,KALAYCI TANER,YAVUZ ILHAN (2017). ORIGIN OFMAGNETISM IN CR3 DOPEDGRAPHENE. Türk Fizik Dernegi 33. Uluslararası Fizik Kongresi (Özet Bildiri/Poster)(Yayın No:3577759)

KALAYCI TANER,DURU IZZET PARUG,DEGER CANER,YAVUZ ILHAN (2017). Magnetic Properties of Co Doped Graphene: a Monte-Carlo Study. Türk Fizik Dernegi 33. Uluslararası Fizik Kongresi (Özet Bildiri/Poster)(Yayın No:3577758)

DEGER CANER,KALAYCI TANER,DURU IZZET PARUG,ELDEM VAHAP,YAVUZ ILHAN (2017). FIRST PRINCIPLES STUDY OF REGIOSELECTIVITY OF METALION DOPING TO DNA BASE PAIRS.International Congress on Fundamental and Applied Sciences 2017 (Özet Bildiri/Poster)(YayınNo:3577756)

KALAYCI TANER,DEGER CANER,YILDIZ FIKRET (2017). THEORETICAL STUDY OF MAGNETICCOUPLING INFERROMAGNETIC LAYERS SEPERATED BY A METALLIC LAYER. InternationalCongress on Fundamental and Applied Sciences 2017 (Özet Bildiri/Sözlü Sunum)(Yayın
No:3577754)

DEGER CANER,KALAYCI TANER,DURU IZZET PARUG,ELDEM VAHAP,YAVUZ ILHAN (2017).FERROMAGNETISM IN METAL ION DOPED DNA: A MONTECARLO STUDY. International Congresson Fundamental and Applied Sciences 2017 (Özet Bildiri/Sözlü Sunum)(Yayın No:3577755)

KALAYCI TANER,DEGER CANER,AKTAS SAHIN,YILDIZ FIKRET (2017). Non-collinear MagneticConfiguration on Multilayered Thin Films. The European Conference Physics of Magnetism (ÖzetBildiri/Poster)(Yayın No:3548341)

DEGER CANER,AKBULUT SALIH,KALAYCI TANER,AKTAS SAHIN,YILDIZ FIKRET (2016).Determining Bilinear Coupling Constants of Pt Co n Pt Co Thin Films. 2ND INTERNATIONALCONGRESS ON THE WORLD OF TECHNOLOGY AND ADVANCED MATERIALS (/)(Yayın No:2885058)

KALAYCI TANER,AKBULUT SALIH,DEGER CANER,YILDIZ FIKRET (2016). Investigation of MagneticAnisotropy in Multilayered System for STT Applications aMonte Carlo Study. 2NDINTERNATIONAL CONGRESS ON THE WORLD OF TECHNOLOGY AND ADVANCED MATERIALS
(/)(Yayın No:2885061)

KALAYCI TANER,AKBULUT SALIH,DEGER CANER,YILDIZ FIKRET (2016). Tailoring the MagneticBehaviour of Magnetically Coupled Trilayer System by Changing Layer Thickness. 2NDINTERNATIONAL CONGRESS ON THE WORLD OF TECHNOLOGY AND ADVANCED MATERIALS
(/)(Yayın No:2885055)

DEGER CANER,AKBULUT SALIH,KALAYCI TANER,YILDIZ FIKRET (2016). Effect of in plane Co layerthickness on magnetic anisotropy in Co Pt n Pt Co multilayer. NANOTR12 (Tam MetinBildiri/Poster)(Yayın No:2837691)

KALAYCI TANER,AKBULUT SALIH,DEGER CANER,YILDIZ FIKRET (2016). Spacer layer thicknessdependence of magnetic anisotropy in Co Pt x Pt Co multilayers. NANOTR12 (/)(YayınNo:2837685)

DURU IZZET PARUG,DEGER CANER,KALAYCI TANER,ARUCU MUHAMMET (2016). Phase Transitionin Zn1 xMnxO Type Thin Films Effects of Distance and Dependent Exchange Coupling Parameter.5th International Conference on Superconductivity and Magnetism- ICSM2016 (/)(Yayın
No:2837678)

KALAYCI TANER,DEGER CANER,DURU IZZET PARUG,ARUCU MUHAMMET (2016). TailoringElectronic Structure and Magnetic Phases by Changing Doping Ratio in Diluted MagneticSemiconductors. ICANAS 2016 (/)(Yayın No:2837660)

DURU IZZET PARUG,DEGER CANER,KALAYCI TANER (2014). A STUDY OF DETERMININGMAGNETIC EFFECTS ON Zn1 xMnxO AND Zn1 xCrxO TYPE DILUTED MAGNETICSEMICONDUCTORS. Turkish Physical Society 31th International Physics Congress (/)(YayınNo:1530551)

KALAYCI TANER,DURU IZZET PARUG,DEGER CANER,ELDEM VAHAP (2015). Theoretical Study ofthe Magnetic Differencies of Cr and Co Ion Modified DNA Thin Films. ISSTC (/)(YayınNo:1530554)

Taner Kalaycı, Belgin Bardakçı (2011). FAU tipi NaX NaY NH4Y Zeolitlerde Adsorbe Edilen 3Nitrofenolün Kırmızıaltı Spektroskopisiyle Incelenmesi. Turkish Physical Society 28th InternationalPhysics Congress (/)(Yayın No:414827)

Özgür Alver, Cemal Parlak, Metin Bilge, Taner Kalaycı (2011). Experimental and Theoretical NMRStudy of 4 1 Pyrrolidinyl Piperidine. Ninth Triennial Congress of the World Association OfTheoretical And Computational Chemists (/)(Yayın No:416374)

Taner Kalaycı, Neslihan Kaya, Belgin Bardakçı (2009). FTIR study of chloroaniline isomersadsorbed on cobalt supported nevsehir pumice. 13th Europan conference on applications ofsurface and interface analysis (/)(Yayın No:413608)

Taner Kalaycı, Belgin Bardakçı (2010). FAU tipi NaX NaY NH4Y Zeolitlerde Adsorbe Edilen 2Nitrofenol ün Kırmızıaltı Spektroskopisiyle Incelenmesi. Turkish Physical Society 27th InternationalPhysics Congress (/)(Yayın No:419725)

Ulusal bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitabında basılan bildiriler:

KALAYCI TANER,DEGER CANER,DURU IZZET PARUG,AKTAS SAHIN,YILDIZ FIKRET (2017). FARKLI DÜZENE SAHIP [PT/CO] INCE FILMLERIN ELEKTRONIK ÖZELLIKLERININ BELIRLENMESI. ADIM FIZIK GÜNLERI VI (Özet Bildiri/Poster)(Yayın No:3577752)

KALAYCI TANER,DEGER CANER,YILDIZ FIKRET (2017). ÇOK KATMANLI INCE FILMLERDE DOGRUDASOLMAYAN MIKNATISLANMA KONFIGÜRASYONUNUN MANYETIK ÖZELLIKLERI. ADIM FIZIK GÜNLERI VI(Özet Bildiri/Sözlü Sunum)(Yayın No:3577751)

KALAYCI TANER,DEGER CANER,DURU IZZET PARUG,ARUCU MUHAMMET (2016). Çinko Oksit eKatkılanan Krom Iyonunun Durum Yogunlugu ve Bant Yapısına Olan Etkisinin Incelenmesi. ADIM FizikGünleri V (/)(Yayın No:2837666)

KALAYCI TANER,DURU IZZET PARUG,DEGER CANER (2015). Zn1 xMnxO Ince Filmlerin Monte CarloMetoduyla Manyetik Karakterizasyonu. ADIM FIZIK GÜNLERI IV (/)(Yayın No:1530549)

Taner Kalaycı, Belgin Bardakçı, Neslihan Kaya, Nimet okumus (2013). 2 4 Dimetilfenol ün Bazı KatkılıPomzalar Üzerinde Adsorpsiyonu. XIII. Ulusal Spektroskopi Kongresi (/)(Yayın No:416654)

Neslihan Kaya, Taner Kalaycı, Belgin Bardakçı (2012). 2 4 Dinitrofenol ün Modifiye Edilmis PomzaÜzerinde Adsorpsiyonunun Incelenmesi. Adım Fizik Günleri-II (/)(Yayın No:386655)

Taner Kalaycı, Neslihan Kaya, Belgin Bardakçı (2012). 4 Aminofenolün Sentetik ZeolitlerdeAdsorpsiyonunun Kırmızı altı Spektroskopisiyle Incelenmesi. Adım Fizik Günleri-II (/)(YayınNo:412601)

Metin Bilge, Hasan Bircan, Özgür Alver, Taner KalaycıCemal Parlak (2011). 2 1E 2 Aza 2 5 Metil 2Piridil Etenil 4 Bromobenzen 1 ol Schiff Bazının Moleküler Yapısının Titresim Frekanslarının Ve NmrÖzelliklerinin Teorik Olarak Incelenmesi. Uluslar arası katılımlı 12. Ulusal Spektroskopi Kongresi(/)(Yayın No:414335)

Taner Kalaycı, Belgin Bardakçı (2011). A tipi 3A 4A 5A Zeolitlerde Adsorbe Edilen 2 Nitrofenol ünKırmızı altı Spektroskopisiyle Incelenmesi. Uluslar arası katılımlı 12. Ulusal Spektroskopi Kongresi(/)(Yayın No:414486)

Belgin Bardakçı, Neslihan Erdogan, Taner Kalaycı (2010). Endemik euphorbia anacampseros boiss varanacampserosın FTIR spektroskopisi ile fonksiyonel alt grupların belirlenmesi. Batı Akdeniz DogaBilimleri Sempozyumu (/)(Yayın No:413901)

Taner Kalaycı, Belgin Bardakçı (2009). NH4Y zeolitine adsorbe edilen aminofenol izomerlerinin FT IRspektroskopisiyle incelenmesi. XI. Ulusal Spektroskopi Kongresi (/)(Yayın No:413389)

Neslihan Kaya, Taner Kalaycı, Belgin Bardakçı (2010). Metal katkılı pomza üzerine anisidinlerinadsorpsiyonu ve IR incelemes. 3. Ulusal Kataliz Kongresi, 70(2), 849-856. (/)(Yayın No:412902)

Taner Kalaycı, Neslihan Kaya, Belgin Bardakçı (2010). 13X zeolitinde adsorbe edilmis klorofenollerinFT IR spektroskopisiyle davranısının incelenmesi. 3. Ulusal Kataliz Kongresi (/)(Yayın No:413036)

Taner Kalaycı, Belgin Bardakçı (2010). NaY zeolitinde Adsorbe Edilen 4 klorofenolün Kırmızı altıSpektroskopisiyle Incelenmesi. Adım Fizik Günleri I (/)(Yayın No:413191)

Kongre/Sempozyum/Çalıştay Düzenleme:

XIII. Ulusal Spektroskopi Kongresi, 15-18 Mayıs 2013, Burdur, Düzenleme Kurulu Üyesi

Uluslararası Manyetik Nanoparcacıkların Biyo-medikal Uygulamaları (Bio-Medical Applicatıons of Magnetic Nano-Particles), 11-12 Eylül 2017, Kocaeli, Düzenleme Kurulu Üyesi

Projelerde Yaptığı Görevler:

Fenol ve türevlerinin metal katkılanmıs Pomza üzerine adsorpsiyonunun IR spektroskopisi ileincelenmesi, BAP, Arastırmacı, 2010-2013 (ULUSAL)

Fenol ve türevlerinin FAU tip sentetik zeolitlerde adsorpsiyonunun IR spektroskopisi ile incelenmesi, BAP, Arastırmacı, 2009-2013 (ULUSAL)

DPT MAKÜ Alt yapı projesi Merkezi Arastırma Laboratuvar kurulması, Kalkınma Bakanlıgı,Arastırmacı, 25/01/2012-2013 (ULUSAL)

Çok Katmanlı Manyetik Sistemlerde Spin Transfer Tork Etkisi, Yükseköğretim Kurumları tarafından destekli bilimsel arastırma projesi, Arastırmacı, 15/03/2016 (Devam Ediyor) (ULUSAL)

Ileri Modern Fizik Laboratuvarı, Yükseköğretim Kurumları tarafından destekli bilimsel arastırma projesi, Yürütücü: YAHSI UGUR, Arastırmacı: KALAYCI TANER

Antiferromanyetik iyon katkılı DNA nanotellerin elektronik ve manyetik özelliklerinin belirlenmesi, Yükseköğretim Kurumları tarafından destekli bilimsel arastırma projesi, Arastırmacı, 10/06/2016(Devam Ediyor) (ULUSAL)

Bilgisayar Bilgileri:MS OFFICE, OPEN OFFICE,LATEX

İşletim Sistemleri: Windows, LINUX