

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK DUYARLILIKLI MANYETİK SENSÖRLERDE
KULLANILAN CoO BAZLI EXCHANGE BİAS SİSTEMLERİNİN
GELİŞTİRİLMESİ

RAMAZAN TOPKAYA
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2015

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK DUYARLILIKLI MANYETİK
SENSÖRLERDE KULLANILAN CoO BAZLI
EXCHANGE BİAS SİSTEMLERİNİN
GELİŞTİRİLMESİ

RAMAZAN TOPKAYA
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
YRD. DOÇ. DR. SİNAN KAZAN

GEBZE

2015

T.R.
GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

**DEVELOPMENT OF EXCHANGE BIAS
SYSTEMS BASED ON CoO FOR HIGH
SENSITIVITY MAGNETIC FIELD SENSORS**

RAMAZAN TOPKAYA
A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF
DOCTOR OF PHILOSOPHY
DEPARTMENT OF PHYSICS

THESIS SUPERVISOR
ASSIST. PROF. DR. SİNAN KAZAN

GEBZE
2015

GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 07/12/2015 tarih ve 2015/72 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 08/12/2015 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Ramazan TOPKAYA'nın tez çalışması Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Yrd. Doç. Dr. Sinan KAZAN

ÜYE

: Prof. Dr. Bekir AKTAŞ

ÜYE

: Doç. Dr. Muhammed AÇIKGÖZ

ÜYE

: Prof. Dr. Bulat Z. RAMİ

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Aliye KAHYAOĞLU

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

...../...../..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Mevcut teknolojik cihaz üretiminde, elektriksel iletim elektron hareketi ile sağlanır ve hemen hemen bütün elektronik cihazlar, elektronun yükü temel alınarak geliştirilmiştir. Son yıllarda, elektronun yükü ile birlikte elektronun spininden de yararlanan ve buna dayalı yeni nesil elektronik cihaz üretmeyi amaçlayan Spintronik adlı yeni bir bilim dalı ortaya çıktı. Spintronik biliminin temeli, dev manyetodirenç (GMR) etkisinin keşfi ile atıldı. Günümüzde GMR etkisi, daha çok hard disklerin okuma kafalarını oluşturan manyetik hetero-yapılarda kullanılmaktadır. Manyetik kayıt ortamına yakın olan ferromanyetik (FM) katmanın manyetik açıdan yumuşak olması gerekirken, diğer FM katmanın manyetik açıdan sert olması gerekir. Bu durum, FM katman üzerinde antiferromanyetik (AFM) bir katmanın büyütülmesi ve iki katman arasında exchange etkileşmesinin kurulması ile sağlanır. Bu exchange etkileşmesi, manyetik histeresis eğrilerinin alan eksenine doğrultusunda kaymasına neden olur.

Bu tezde, MgO(111) ve MgO(100) alttaşları üzerinde büyütülen NiFe/CoO ve CoO/Fe iki katlı filmlerin manyetik ve yapısal özellikleri ferromanyetik rezonans (FMR), titreşimli örnek manyetometre (VSM) ve x-ışını kırınımı (XRD) teknikleri kullanılarak araştırıldı.

Kristal yönelimi ve kalitesinin, büyütülen ince filmlerin exchange bias özelliklerini çok fazla etkilediği gözlemlendi. MgO alttaş üzerinde, Py katmanının yerine CoO büyütülünce, CoO'nin kristal kalitesi artmakta ve stokiyometrik Co₁O₁ fazına ulaşılmaktadır. Gözlemlenen en yüksek exchange bias değeri, uncompensated spin davranışı ile açıklandı. Mıknatıslanma ölçümlerinden sistemin blocking sıcaklığı yaklaşık 160 K olarak belirlendi.

FMR ölçümlerinden, MgO(100) alttaşı üzerinden büyütülen Fe ince filminin epitaksiyel ve dört katlı manyetokristal anizotropi ile büyüdüğü gözlemlendi. Fe ince filmi için *Gilbert* sönüm sabiti hesaplandı. Hem FMR hemde VSM ölçümlerinden belirlenen sistemin blocking sıcaklığının aynı olduğu görüldü.

Anahtar Kelimeler: FMR, Exchange bias, Antiferromanyetik malzemeler, Gilbert sönüm parametresi.

SUMMARY

Electrical transport is generally done by electron charges in many technological devices. In recent years, a new field Spintronics that uses the electron spin in addition to its charge has been emerged. Spintronics was born with the discovery of giant magnetoresistance (GMR) effect used in modern magnetic recording devices. In order to use GMR effect in devices, a phenomenon called exchange bias is required. Exchange bias can be defined as a shift of the magnetic hysteresis loop along the field axis due to the exchange coupling between an antiferromagnetic and a ferromagnetic layer.

In this thesis we have investigated the magnetic and structural properties of the NiFe/CoO and CoO/Fe bilayer thin films grown on MgO(111) and MgO(100) substrates using x-ray diffraction (XRD), ferromagnetic resonance (FMR) and vibrating sample magnetometer (VSM) techniques.

It was observed that crystallographic orientation and crystal quality strongly affected the exchange bias values. When the CoO layer is firstly grown on MgO(111) and MgO(100) substrates, instead of the NiFe layer, the increase of the crystalline quality and stoichiometric Co_1O_1 phase has been achieved. The observed highest exchange bias value was unveiled with the uncompensated spins in CoO(111) surface.

For CoO/Fe thin film on MgO(100) substrate, FMR measurements reveal that the Fe layer is epitaxially grown on MgO substrate with four-fold magnetocrystalline anisotropy. Gilbert constant was calculated as 0.007. From both low temperature FMR and VSM measurements, the blocking temperature of the system was determined.

Key Words: FMR, Exchange bias, Antiferromagnetic materials, Gilbert damping parameter.

TEŞEKKÜR

Yaptığım bu tez çalışmasının tüm aşamalarında destek ve yardımını benden esirgemeyen, verileri yorumlamada büyük katkıları olan tez danışmanım Yrd. Doç. Dr. Sinan Kazan'a, hocam Prof. Dr. Bekir AKTAŞ'a, Prof. Dr. Mustafa ÖZDEMİR'e, Doç. Dr. Muhammed AÇIKGÖZ'e, Doç. Dr. Numan AKDOĞAN'e ve Dr. Resul YİLGİN'e çok teşekkür ederim.

Örneklerin Almanya'da hazırlanmasında emeklerinden dolayı Prof. Dr. Kurt WESTERHOLT'a, tez yazım esnasındaki yardımlarından dolayı Ar. Gör. Dr. Ali Cemil BAŞARAN'a, Ar. Gör. Mustafa ÖZTÜRK'e ve Erdem DEMİRCİ'ye teşekkür ederim.

Tüm hayatım boyunca desteklerini hiçbir zaman benden esirgemeyen anne babama, çalışmalarım boyunca sıkıntılarımı paylaşıp sevgi ve hoşgörüsünü hiçbir zaman eksik etmeyen çok kıymetli hayat arkadaşım, eşim Dilek TOPKAYA'ya ve küçük kızım Betül TOPKAYA'ya en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Bu tezin gerçekleşmesinde sağladıkları maddi desteklerinden ötürü Devlet Planlama Teşkilatı'na (DPT, GTÜ Nanomanyetizma ve Spintronik Araştırma Merkezi, NASAM, No:2009K120730) ve TÜBİTAK'a (Manyetik Alan Sensörü Geliştirme, No:114F359) teşekkürlerimi ifade etmeyi bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

| | <u>Sayfa</u> |
|---|---------------------|
| ÖZET | v |
| SUMMARY | vi |
| TEŞEKKÜR | vii |
| İÇİNDEKİLER | viii |
| SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ | xi |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | xiii |
| TABLolar DİZİNİ | xvii |
| | |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 2. GENEL BİLGİLER | 4 |
| 2.1. Ferromanyetizma | 4 |
| 2.2. Ferromanyetik Rezonans | 4 |
| 2.3. Antiferromanyetizma | 5 |
| 2.4. Miknatislanmanın Hareket Denklemi | 7 |
| 2.5. Manyetik Enerji | 9 |
| 2.5.1. Zeeman Enerjisi | 9 |
| 2.5.2. Demanyetizasyon Enerjisi | 10 |
| 2.5.3. Manyetokristal Anizotropi Enerjisi | 10 |
| 2.5.4. Tek Eksen (Uniaxial) Anizotropi Enerjisi | 11 |
| 2.6. FMR Analizi İçin Teorik Model | 11 |
| 2.7. FMR Çizgi Genişliklerinin Analizi (Linewidth Analysis) | 13 |
| 3. EXCHANGE BIAS | 15 |
| 3.1. Exchange Bias Etkisinin Keşfi | 15 |
| 3.2. Exchange Bias Uygulamaları | 16 |
| 3.3. Exchange Bias Etkisi | 18 |
| 3.3.1. Exchange Bias'ın Ferromanyetik Katman Kalınlığına Bağımlılığı | 21 |
| 3.3.2. Exchange Bias'ın Antiferromanyetik Katman Kalınlığına Bağımlılığı | 22 |

| | |
|--|----|
| 3.3.3. Yüzey Pürüzlülüğü (Roughness) | 23 |
| 3.3.4. Training Etkisi | 24 |
| 3.3.5. Uncompensated ve Compensated AFM Yüzeyler | 25 |
| 3.4. Exchange Bias'ın Teorik Modelleri | 26 |
| 3.4.1. Meiklejohn ve Bean Modeli | 26 |
| 3.4.2. Random Field Modeli | 28 |
| 3.4.3. Domain-State Modeli | 30 |
| 3.4.4. Mauri Modeli | 31 |
| 3.4.5. Domain Wall Pinning Modeli | 33 |
| 4. DENEYSEL TEKNİKLER | 36 |
| 4.1. İyon Demeti Sıçratma (Ion Beam Sputtering) Tekniği | 36 |
| 4.2. X-Işını Yansıması (X-Ray Reflection, XRR) | 37 |
| 4.3. X-Işını Kırınımı (X-Ray Diffraction, XRD) | 38 |
| 4.4. ESR Spektrometresi ve Genel Yapısı | 39 |
| 4.4.1. Mikrodalga Üreten Kaynak Sisteminin Yapısı | 40 |
| 4.4.2. Dalga Kılavuzu ve Kavite Kılavuz Sistemi | 40 |
| 4.4.3. Elektromıknatis | 41 |
| 4.4.4. Dedektör ve Modülasyon Sistemi | 42 |
| 4.5. VSM sistemi | 42 |
| 5. DENEYSEL SONUÇLAR | 45 |
| 5.1. NiFe/CoO ve CoO/NiFe İnce Filmleri | 45 |
| 5.1.1. İnce Filmlerin Hazırlanması | 45 |
| 5.1.2. Py/CoO ve CoO/Py İki Katlı İnce Filmlerin XRD Sonuçları | 46 |
| 5.1.3. Py/CoO ve CoO/Py İki Katlı İnce Filmlerin FMR Sonuçları | 47 |
| 5.1.4. Py/CoO ve CoO/Py İki Katlı İnce Filmlerin VSM Sonuçları | 55 |
| 5.2. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmi | 62 |
| 5.2.1. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmin Hazırlanması | 62 |
| 5.2.2. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmin XRR Sonuçları | 63 |
| 5.2.3. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmin FMR Sonuçları | 64 |
| 5.2.3.1. Düzlem İçi FMR Sonuçları ($T > T_N$) | 64 |
| 5.2.3.2. Düzlem İçi FMR Sonuçları ($T < T_N$) | 67 |
| 5.2.3.3. Düzlem Dışı FMR Sonuçları ($T > T_N$) | 70 |
| 5.2.3.4. Düzlem Dışı FMR Sonuçları ($T < T_N$) | 73 |

| | |
|---|----|
| 5.2.3.5 FMR izgi Genişliği Analizi | 76 |
| 5.2.4. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmin VSM Sonuçları | 77 |
| 6. SONUÇ | 81 |
| KAYNAKLAR | 84 |
| ÖZGEÇMİŞ | 93 |

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

| <u>Simgeler ve</u> | <u>Açıklamalar</u> |
|--------------------|--|
| <u>Kısaltmalar</u> | |
| a | : Kübik bir kristalin örgü parametresi |
| Co | : Kobalt |
| Fe | : Demir |
| K | : Kelvin |
| H | : Manyetik alan |
| H_C | : koersiv alanı |
| J | : Açısal momentum |
| J_i | : Ara yüzey exchange sabiti |
| J_{ex} | : Exchange sabiti |
| kV | : Kilovolt |
| kOe | : Kilo örsted |
| K | : Anizotropi sabiti |
| M | : Mıknatıslanma |
| α | : Gilbert sönüm sabiti |
| nm | : Nano metre |
| T_N | : Néel sıcaklığı |
| t_F | : Ferromanyetik katmanın kalınlığı |
| w_o | : Presesyon frekansı |
| χ | : Manyetik duygunluk |
| γ | : Jiromanyetik oran |
| ΔH_{PP} | : Çizgi genişliği |
| AFM | : Antiferromanyetik |
| CoO | : Kobalt oksit |
| ESR | Elektron Spin Rezonans |
| FM | : Ferromanyetik |
| FMR | : Ferromanyetik Rezonans |
| GMR | : Giant Magnetoresistance |
| NiFe | : Permaloy |
| MgO | : Magnezyum oksit |

MRAM : Magnetic Random Access Memory
MTJ : Magnetic Tunnel Junction
PPMS Physical Property Measurement System
TMR : Tunneling Magnetoresistance
XRR : X-ray reflectivity
VSM : Vibrating Sample Magnetometer

ŞEKİLLER DİZİNİ

| <u>Sekil No:</u> | <u>Sayfa</u> |
|--|---------------------|
| 2.1: Antiferromanyetik spin yapısının basit gösterimi. Daireler elektronları, oklar ise elektronların spinlerini göstermektedir. | 5 |
| 2.2: Antiferromanyetik malzemenin manyetik uygunluğunun sıcaklığa bağımlılığı. | 6 |
| 2.3: CoO'in yüzeylerini gösteren temsili şekil. | 7 |
| 2.4: Mıknatıslanma vektörü, manyetik alan vektörü ve teorik hesaplar için kullanılan koordinat sistemi. | 10 |
| 3.1: İlk defa, CoO kaplı Co parçacıklarında exchange bias etkisinin gözlemlenmesi. | 15 |
| 3.2: Serbest ve sabit katmanlar. | 17 |
| 3.3: AFM ve FM katmanlardan oluşan iki katlı filmlerde gözlemlenen exchange bias etkisinden dolayı, histeresis eğrisinde gözlemlenen kaymanın şematik gösterimi. | 19 |
| 3.4: Exchange bias etkisi gösteren ferromanyetik katmanın histeresis eğrisinin şematik gösterimi. | 20 |
| 3.5: NiFe/FeMn sisteminde exchange bias ve koersiv alanın ferromanyetik katman kalınlığına bağımlılığı. | 21 |
| 3.6: NiFe/FeMn sisteminde exchange bias ve koersiv alanın antiferromanyetik katman kalınlığına bağımlılığı. Bu sistemde NiFe kalınlığı 7 nm olarak sabitlenmiştir(80 A/m=1 Oe). | 22 |
| 3.7: FeF ₂ -Fe'den oluşan iki katlı filmin 10 K sıcaklıkta, ara yüzey enerjisinin (ΔE) ara yüzey pürüzlülüğüne (σ) bağımlılığı. | 23 |
| 3.8: Co/CoO'den oluşan iki katlı filmde training etkisi. | 24 |
| 3.9: Uncompensated ve Compensated yüzeyleri gösteren şekiller. | 26 |
| 3.10: Meiklejohn ve Bean modelinde kullanılan mıknatıslanma, manyetik alan ve anizotropi vektörleri ve bunların aralarındaki açılarının koordinat ekseninde görünümü. | 27 |
| 3.11: AFM ve FM katmanlardan oluşan sistemde FM domain duvarının uygulanan manyetik alanla hareketi. | 28 |
| 3.12: AFM ve FM katmanlardan oluşan sistemde uncompensated ve | 29 |

| | | |
|-------|---|----|
| | compensated yüzeylere göre atomların dizilişi. | |
| 3.13: | Domain-state modelde kullanılan FM-AFM katmandan oluşan sistem. Noktalar AFM katman içindeki katkılandırılmış kristal kusurlarını göstermektedir. | 31 |
| 3.14: | Antiferromanyetik alttaş üzerindeki ferromanyetik filmin ara yüzeyi için Mauri modeli. | 32 |
| 3.15: | Domain wall pinning modelinin diyagramı. | 34 |
| 4.1: | İyon demeti sıçratma sistemi. | 37 |
| 4.2: | X-ışını yansıması. | 38 |
| 4.3: | d düzlemler arası uzaklığına sahip bir kristalin düzlemlerinden Bragg yansıması. | 38 |
| 4.4: | ESR spektrometresinin temel bölümleri. | 40 |
| 4.5: | TE ₁₀₂ modunda çalışan ESR spektrometresinin kavitesi. | 41 |
| 4.6: | Süperiletken mıknatıs içinde çalışan VSM. Örneğin titreşim hareketi linear motor ile sağlanır. | 42 |
| 4.7: | GTÜ Fizik Bölümü'ndeki PPMS sistemi. | 43 |
| 5.1: | NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmlerin yapıları. | 45 |
| 5.2: | NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmlerin düzlem içi XRD grafiği. | 47 |
| 5.3: | Statik manyetik alan, mıknatıslanma vektörleri ve ölçüm için kullanılan koordinat sistemi. | 48 |
| 5.4: | Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem dışı geometride elde edilen FMR spektrumları. | 49 |
| 5.5: | Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem dışı FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanların açısal değişimi. | 50 |
| 5.6: | Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem içi FMR spektrumları. | 52 |
| 5.7: | Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem içi FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanların açısal değişimi. | 53 |
| 5.8: | Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem içi FMR spektrumlarından elde edilen çizgi genişliklerinin (ΔH_{pp}) açığa bağımlılığı. | 55 |
| 5.9: | Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem içi geometride ve farklı sıcaklıklarda elde edilen manyetik histeresis eğrilerinin grafikleri. | 57 |

| | | |
|-------|--|----|
| 5.10: | Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin manyetik histeresis eğrilerinden elde edilen koersiv alan (H_C) ve exchange bias alan (H_{EB}) değerlerinin sıcaklığa bağımlılığı. | 58 |
| 5.11: | Tüm örnekler için exchange bias alanının histeresis eğrisinin sayısına bağımlılığı. | 61 |
| 5.12: | Tüm örnekler için exchange bias alanının, histeresis eğrisi sayısının kareköküne bağımlılığı. | 62 |
| 5.13: | CoO/Fe iki katlı ince filmin yapısı. | 63 |
| 5.14: | CoO/Fe iki katlı ince filmin XRR grafiği. | 64 |
| 5.15: | CoO/Fe iki katlı ince filmin düzlem içi geometride ve oda sıcaklığında elde edilen FMR spektrumları. | 65 |
| 5.16: | Düzlem dışı geometride elde edilen iki FMR spektrumunun rezonans alanlarının açısız bağımlılığı. | 65 |
| 5.17: | Fe(100)/MgO yapısının ara yüzeyi. Fe katmanının (100) düzlemi, MgO(100) yüzeyi üzerinde 45° yaparak büyüyor. | 66 |
| 5.18: | 10 kOe'lik manyetik alan altında ve MgO (100) ve (110) kristal yönleri boyunca soğutulan CoO/Fe/MgO ince filminin düzlem içi geometride kaydedilen FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanlarının açığa bağımlılığı (İçerideki daireler teorik fit sonuçlarıdır). | 68 |
| 5.19: | 10 kOe'lik manyetik alan altında soğutulan CoO/Fe/MgO ince filminin düzlem içi geometride elde edilen FMR spektrumlarının sıcaklığa bağımlılığı. | 69 |
| 5.20: | Düzlem dışı geometride kaydedilen CoO/Fe/MgO ince filminin FMR spektrumları. İlk spektrum (0° olarak adlandırılan spektrum), statik manyetik alan örnek sisteminin zor mıknatıslanma eksenine paralel olduğu geometride kaydedildi. | 71 |
| 5.21: | Düzlem dışı geometride kaydedilen CoO/Fe/MgO ince filminin FMR spektrumlarının açısız davranışı. İçerideki daireler deneysel rezonans değerlerini, devamlı çizgi ise simülasyondan elde edilen teorik rezonans değerlerini gösteriyor. | 72 |
| 5.22: | Fe katmanının zor mıknatıslanma eksenine uygulanan manyetik alan arasındaki açığa bağlı olarak, iki FMR modunun asimetric davranışı. | 74 |
| 5.23: | Düzlem dışı geometride kaydedilen iki FMR modunun sıcaklığa | 75 |

| | | |
|-------|---|----|
| | bağımlılığı. | |
| 5.24: | Düzlem dışı geometride kaydedilen FMR spektrumlarının açısal bağımlılığı (içi dolu daireler). Yeşil ve siyah çizgiler, çizgi genişliğine homojensizlikten kaynaklanan katkıyı gösterirler. Kırmızı çizgi genişliğine Gilbert sönüm teriminden kaynaklanan katkıyı gösterir. Mavi çizgi, deneysel çizgi genişliğine yapılan fit sonucunu gösterir. Bu fit, çizgi genişliğine tüm katkıları içerir. | 76 |
| 5.25: | İki rezonans sinyalinin şiddetinin uygulanan manyetik alan ve film düzlemi arasındaki açığa bağımlılığı. | 77 |
| 5.26: | CoO/Fe iki katlı ince filmin farklı sıcaklıklarda kaydedilen manyetik histeresis eğrileri. | 78 |
| 5.27: | CoO/Fe iki katlı ince filmin kolay ve zor mıknatıslanma eksenlerine göre manyetik parametrelerin sıcaklığa bağımlılığı. | 79 |

TABLolar DİZİNİ

| <u>Tablo No:</u> | <u>Sayfa</u> |
|--|---------------------|
| 5.1: FMR spektrumlarının rezonans alanlarının açısıl bağımlılıklarının teorik fitinden ve VSM ölçümlerinden elde edilen manyetik parametreler. H_1 kübik ve H_u eksensel anizotropi sabitleri. | 54 |
| 5.2: X-ışını yansıma eğrisinin simülasyonundan elde edilen parametreler. | 63 |
| 5.3: Özel geliştirilen bilgisayar program kullanılarak, FMR spektrumlarının çizgi genişliği ve rezonans alanlarının açısıl bağımlılığının simülasyonundan elde edilen manyetik parametreler. | 67 |

1. GİRİŞ

Temel bilimler üzerine yapılan araştırmalar, teknolojinin gelişmesinde çok önemli paya sahiptirler. 1988 yılında dev manyetodirenç (Giant Magnetoresistance, GMR) [1]-[2] ve 1995 yılında ise tünelleme manyetodirenç (Tunnelling Magnetoresistance, TMR) [3] etkilerinin keşfiyle son 30 yıl içinde manyetoelektronik teknolojisinde çok hızlı ilerlemeler gerçekleşti ve spintronik adlı yeni bir bilim dalı ortaya ıktı. GMR etkisi Fe/Cr/Fe üç katlı filmlerinde [1]-[2], TMR etkisi ise CoFe/Al₂O₃/Co ve Fe/Al₂O₃/Fe üç katlı filmlerinde [3]-[4] gözlemlendi. Bu üç katlı filmler, karşılıklı iki ferromanyetik katman ve bunların arasında manyetik olmayan katmandan oluşur. Yüksek duyarlılıklı manyetik sensör geliştirmek için bu yapılarda gözlemlenen manyeto direnç etkisinin çok yüksek olması gerekir. İki ferromanyetik katman ve bu katmanlar arasındaki yalıtkan katmandan oluşan üç katlı filmlere manyetik tünel eklemi (magnetic tunnel junction, MTJ) adı verilir. MTJ yapıları, MRAM'lerin (magnetic random access memory) geliştirilmesi için kullanılırlar. Bu üç katlı filmlerde birinci ferromanyetik katman algılayıcı katman (sensing layer) olarak adlandırılır. Diğer ferromanyetik katman (fixed layer veya pinned layer olarak adlandırılır) ise zamandan ve farklı ortamlardan etkilenmemesi için sabitlenir. Bu sabitleme olayı (pinning), ferromanyetik katmanın altında antiferromanyetik katman kullanılarak sağlanır. Antiferromanyetik (AFM) katman ile ferromanyetik (FM) katman arasında exchange etkileşmesi ile ikinci ferromanyetik katmanın mıknatıslanma vektörünün yönelimi kristal eksenlerine göre sabitlenir. Bu exchange etkileşmesinin varlığı exchange bias etkisi ile anlaşılır. Yüksek duyarlılıklı manyetik alan sensörü geliştirmek için AFM/FM yapılarında gözlemlenen exchange bias etkisinin çok yüksek olması gerekir. Bu amaçla, bu tezde maksimum exchange bias etkisi gözlemleyebilmek için iki katlı yapıda ince filmler geliştirildi.

Exchange bias etkisi antiferromanyetik ile ferromanyetik katman arasında arayüzey exchange etkileşmesinden kaynaklanır. Ferromanyetik ve antiferromanyetik katmanlardan oluşan iki katlı ince film sistemi, antiferromanyetik malzemenin Nel sıcaklığının altına manyetik alan etkisi altında soğutulursa, ferromanyetik katmanın manyetik histeresis eğrisi, manyetik alan eksenini boyunca, exchange bias alanı (H_{EB}) kadar kayar. Bu etki Meiklejohn ve Bean tarafından,

kobalt oksit içine katkılandırılmış kobalt parçacıkları içinde keşfedildi [5]-[6]. Exchange bias etkisi, MRAM'lerin (magnetic random access memory) geliştirilmesi için kullanılan manyetik tünel eklemeleri (magnetic tunnel junctions, MTJ) ve spin vana (spin valve) [7]-[9] gibi spintronik teknolojisindeki geniş uygulama alanlarından dolayı, son 20 yılda bilimsel olarak çok ilgi duyulan konulardan birisi olmuştur.

Exchange bias etkisini açıklayabilmek için çok farklı teorik modeller önerilmiştir. Bu modellerin hepsi FM ve AFM katmanlar arasındaki arayüzeyde exchange etkileşmesini kabul etti. Klasik ve basit model olan Meiklejohn-Bean modelinde, AFM ve FM katmanların arayüzeyindeki spinlerin etkileşmesinden kaynaklanan tek yönlü anizotropi enerji terimi, serbest enerji ifadesine eklendi ve AFM/FM arayüzey tamamen uncompensated olarak kabul edildi. Fakat bu model, exchange bias değerini deneysel değerden daha büyük olarak tahmin etti. Rastgele alan modeli (random field model) olarak bilinen ikinci model ise AFM/FM katmanlar arasındaki compensated ve uncompensated yüzeylerdeki arayüzey spinlerinin exchange bias etkisindeki rolünü açıkladı. Deneysel ve teorik exchange bias değerleri arasındaki çelişkiyi açıklayabilmek için Mauri, Mauri modeli olarak bilinen bir teori önerdi. Bu teori ferromanyetik spinlerin alan altında çevrilmesi esnasında arayüzeyde domain duvarlarının oluşması esasına dayanıyor. Birçok araştırmacı tarafından ayrıntılı bir şekilde çalışılmasına rağmen, exchange bias etkisinin kaynağını ve özelliklerini tam olarak açıklayan genel bir teori geliştirilememiştir.

Oda sıcaklığına yakın Néel sıcaklığına, NaCl tipi kristal yapıya ve güçlü manyetokristal anizotropiye sahip olduğundan dolayı, exchange bias sistemlerinde, antiferromanyetik CoO en fazla kullanılan antiferromanyetik malzemelerdendir. Nötron kırınımı çalışmaları CoO'nin (111) yüzeyinin uncompensated, (100), (010) ve (001) yüzeylerinin ise tamamen compensated olduğunu gösterdi [10]-[11]. Ayrıca, CoO antiferromanyetik özelliğe sahip olmasına rağmen, CoO'nin (111) yüzeyi ferromanyetik yönetime sahiptir. Bu nedenle, uncompensated yüzeylerde çok güçlü exchange bias etkisi gözlemlenirken, compensated yüzeylerde ise gözlemlenen exchange bias etkisi zayıftır.

Bu tezde, ilk aşamada, iyon demeti saçtırma tekniği kullanılarak NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmleri MgO(111) ve MgO(100) alttaşları üzerinde büyütüldü. NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmlerinde gözlemlenen exchange

bias etkisinin MgO alttaşın kristal yönelimine bağımlılığı, ferromanyetik rezonans, x-ışını kırınımı ve titreşimli örnek manyetometre teknikleri kullanılarak, 10 ile 300 K sıcaklık aralığında araştırıldı. Bu örneklerde exchange bias etkisinin, alttaşın kristal yönelimine çok güçlü bir şekilde bağlı olduğu gözlemlendi. NiFe/CoO/MgO(111) rneğinde gözlemlenen çok yüksek exchange bias değeri, CoO(111) yüzeyinde bulunan uncompensated spinlerin varlığı ile açıklandı. Ayrıca, düzlem içi FMR lmleri yapılarak, bu örneklerin kübik manyetokristal anizotropi ile birlikte eksensel anizotropiye de sahip olduğu gözlemlendi.

İkinci aşamada, iyon demeti saçtırma tekniği kullanılarak CoO/Fe iki katlı ince filmi MgO alttaş üzerinde büyütüldü. AFM malzemenin, sistemin manyetik özellikleri üzerinde etkisi, FMR ve VSM teknikleri kullanılarak, 10 ile 300 K sıcaklık aralığında araştırıldı. Bu rneğin düşük sıcaklık FMR lmleri ayrıntılı bir şekilde yapıldı ve exchange bias etkisinin (unidirectional anisotropy) Nel sıcaklığın altında, malzemenin manyetik anizotropisi üzerinde baskın olduğu gözlemlendi. FMR lmlerinden, Fe katmanın epitaksiyel özellikte ve dört katlı manyetokristal anizotropi ile MgO alttaş üzerinde büyüdüğü gözlemlendi. CoO/Fe ince film sisteminin zor mıknatıslanma ekseninin, MgO alttaşın (100) kristal eksenini olduğu anlaşıldı.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Ferromanyetizma

Manyetik alan yokluğunda bile kendiliğinden mıknatıslanmaya sahip malzemelere ferromanyetik malzemeler denir [12]-[13]. Ferromanyetizma için ilk teori 1907 yılında Weiss tarafından geliştirildi [14]. Weiss ferromanyetik malzemelerde moleküler alan olarak adlandırılan etkin alanın var olduğunu ve bu moleküler alanın birbirine komşu olan spinleri birbirlerine paralel olacak şekilde yönlendirdiğini kabul etti. Moleküler alanın fiziksel kaynağı 1928 yılına kadar anlaşılmadı. 1928 yılında Heisenberg moleküler alanın, kuantum mekaniksel kaynaklı exchange kuvvetlerinden kaynaklandığını gösterdi [15]. Exchange kuvveti iki elektronun spinlerinin birbirlerine göre yönelimine bağlı, klasik olmayan elektriksel kökenli bir kuvvettir. Exchange kuvveti, Pauli dışarlama ilkesinin bir sonucudur. Spinler arasındaki birbirlerine bağlı etkileşmeye değiş-tokuş (exchange) etkileşmesi denir. Heisenberg'e göre, değiş-tokuş hamiltoniyeni [15] :

$$H_{ex} = -\sum_{i<j} 2J_{ex} S_i \cdot S_j \quad (2.1)$$

şeklindedir. Bu ifadede J_{ex} değiş-tokuş integrali, $S_{i,j}$ spin açısal momentumudur. Ferromanyetik malzemeler için $J>0$ olurken, antiferromanyetik malzemeler için ise $J<0$ 'dır. Komşu spinleri paralel olmaya zorlayan bu etkileşme sistemin tüm spinlerini paralel olarak yönlendirir ve bu durum ferromanyetizmaya sebep olur.

2.2. Ferromanyetik Rezonans

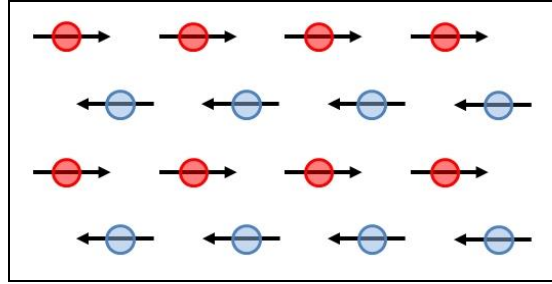
Ferromanyetik rezonans (FMR), ferromanyetik malzemelerin manyetik özelliklerini araştırmak için kullanılan spektroskopik bir tekniktir. FMR dış manyetik alanda bir ferromanyetik malzemenin mıknatıslanmasının presesyon hareketinden kaynaklanır. Bu durumda ferromanyetik malzemenin presesyon frekansı:

$$\omega_0 = \gamma H \quad (2.2)$$

şeklinde olur. Burada H etkin manyetik alan, γ ise jromanyetik orandır. Dış manyetik alanın büyüklüğüne bağlı olarak presesyon frekansı (öz titreşim frekansı) mikrodalganın frekansına eşit olduğu anda malzeme bu elektromanyetik dalganın enerjisini soğurur. Bu olaya manyetik rezonans denir.

2.3. Antiferromanyetizma

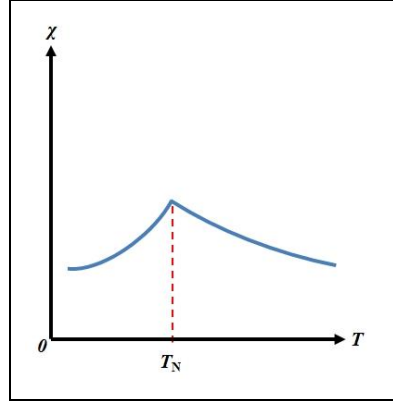
Antiferromanyetizmada, komşu spinler, manyetik momentlerin etkisini ortadan kaldıracak şekilde, birbirlerine antiparalel olarak yönelmişlerdir [16]. Bu nedenle antiferromanyetik malzemeler mıknatıslanmaya sahip değildir. Antiferromanyetik malzemelerin manyetik duyunlukları paramanyetik malzemelerin manyetik duyunlukları ile aynıdır. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi paramanyetik malzemeler ile antiferromanyetik malzemeler arasındaki tek fark düzenli spin yapılarıdır.



Şekil 2.1: Antiferromanyetik spin yapısının basit gösterimi. Daireler elektronları, oklar ise elektronların spinlerini göstermektedir.

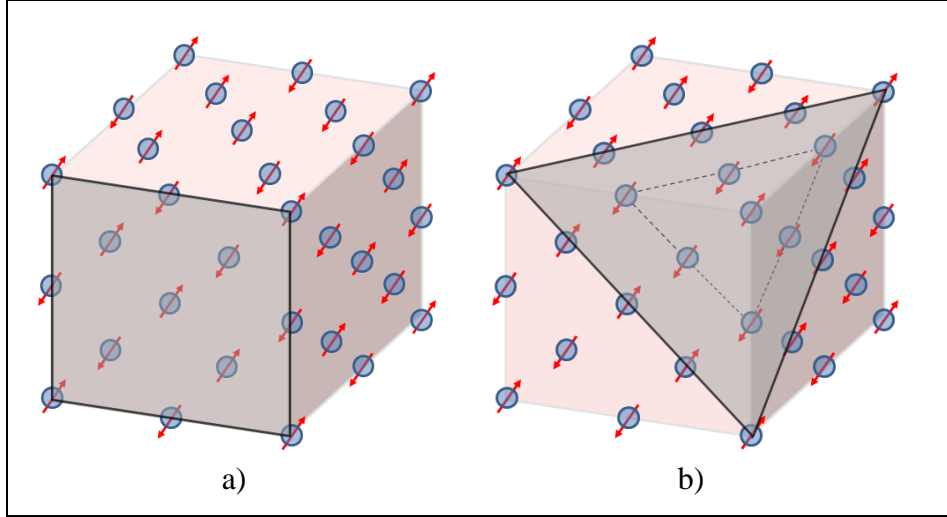
Antiferromanyetik malzemeler birbirine antiparalel olan iki altöğüden oluşurlar (şekil 2.1). Bu altöğülerin herbiri kendi içinde mıknatıslanmaya sahiptirler. Fakat, bu altöğülerin mıknatıslanmaları birbirine antiparalel olduğu için antiferromanyetik malzemelerin net mıknatıslanması sıfırdır [17].

Antiferromanyetik malzemenin manyetik duyunluğunun (χ) sıcaklıkla değişimi şekil 2.2’de görülmektedir. Sıcaklık azalırken, kritik bir sıcaklıkta manyetik duyunluk belirli bir maximuma kadar artar ve bu kritik sıcaklıktan daha düşük sıcaklıklarda ise azalmaya başlar. Bu geçiş sıcaklığı Néel sıcaklığı (T_N) olarak adlandırılır. Malzeme Néel sıcaklığının üzerinde paramanyetik, altında ise antiferromanyetiktir.



Şekil 2.2: Antiferromanyetik malzemenin manyetik duygunluğunun sıcaklığa bağımlılığı.

Antiferromanyetik kobaltoksit'in (CoO) Néel sıcaklığı 290 K civarındadır. Néel sıcaklığı oda sıcaklığına yakın olduğundan, NaCl türü kristal yapıya sahip olduğundan ve güçlü manyetokristal anizotropiye sahip olduğundan dolayı, kobaltoksit (CoO) deneysel olarak en sık kullanılan antiferromanyetik malzemelerden birisidir [18]-[21]. Şekil 2.3 antiferromanyetik CoO'in farklı yüzeylerini göstermektedir. Nötron kırınım çalışmalarına göre [10]-[11], CoO(100), CoO(010) ve CoO(001) yüzeylerinde bulunan net spin sıfır iken (şekil 2.3.a), CoO(111) yüzeyindeki net spin ise sıfırdan farklıdır (şekil 2.3.b)). CoO antiferromanyetik düzene sahip olmasına rağmen, CoO(111) yüzeyi ferromanyetik düzene sahiptir (şekil 2.3.b)).



Şekil 2.3: CoO'nun yüzeylerini gösteren temsili şekil, a) (100) yüzeyini ve b) (111) yüzeyini gösterir.

2.4. Mıknatıslanmanın Hareket Denklemi

Dış manyetik alan uygulandığında sistemin bir manyetik momentine etki eden tork (dönme momenti):

$$\vec{\tau} = -\vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.3)$$

şeklindedir. Aynı zamanda, klasik olarak, tork, elektronun sahip olduğu açısal momentumun (J) zamana göre değişimine eşittir. Elektronun manyetik momenti ile açısal momentumu arasındaki ilişki:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (2.4)$$

şeklindedir. Böylece, dış manyetik alan etkisi altındaki ferromanyetik malzemenin bir manyetik momenti için hareket denklemi:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.5)$$

şekline dönüşür. Ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanması, birim hacimdeki manyetik momentlerin toplamına eşittir:

$$\vec{M} = \sum \frac{\vec{\mu}_i}{V} \quad (2.6)$$

Denklem 2.5 ile 2.6 birleştirilirse, bu durumda ferromanyetik malzemenin mıknatıslanması için hareket denklemi:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H} \quad (2.7)$$

şeklini alır. Burada, γ jromanyetik orandır. Yani, dış manyetik alan ile bu alanın etkisi altında olan mıknatıslanmanın vektörel çarpımı, mıknatıslanmanın zamanla değişimine eşittir. Ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanma vektörü, dış manyetik alanın sebep olduğu torktan dolayı, manyetik alan etrafında sabit bir açıyla presesyon hareketi yapar. Denklem 2.7, ferromanyetik bir sistemin mıknatıslanmasının hareketini teorik olarak ifade eder. Fakat gerçekte sistemlerde, mıknatıslanmanın hareket denklemi bu şekilde değildir.

Ferromanyetik malzemelerde, spinlerin çevreleriyle etkileşmelerinden dolayı, manyetik etkileşmelerin süresi çok kısa ömürlüdür. Bu durum, mıknatıslanmanın hareket denkleminde sönüm terimleri eklenerek açıklanabilir [22]. Bu nedenle, F. Bloch'un [23] 1950 yılında, çekirdekte gerçekleşen durulmayı anlatmak için kullandığı sönüm terimini, daha sonra N. Bloembergen [24] ferromanyetik malzemelerin durulma olayı için düşündü. Ferromanyetik filmlerin mıknatıslanmasının hareket denklemi, Bloch tipi sönüm terimleri ilave edildiğinde [22]-[24]:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \times \vec{H} - \frac{\vec{M}_x}{T_2} - \frac{\vec{M}_y}{T_2} - \frac{(\vec{M}_z - \vec{M}_0)}{T_1} \quad (2.8)$$

şekline dönüşür. 1955 yılında T. L. Gilbert [25] mıknatıslanmanın hareket denkleminde farklı bir sönüm terimi ekledi. Ferromanyetik filmlerin mıknatıslanmasının hareket denklemi, sadece Gilbert tipi sönüm terimi ilave edildiğinde:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \times \vec{H} - \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.9)$$

şekline dönüşür. Burada, α Gilbert sönüm sabitidir. α 'nın sıfır olduğu durumda, mıknatıslanma, manyetik alan etrafında $\omega = \gamma H$ frekansı ile presesyon hareketi yapar. α 'nın 0'dan büyük olduğu durumda veya sönüm başladığı durumda, mıknatıslanma vektörü spiral bir hareket yaparak manyetik alana doğru yaklaşır.

2.5. Manyetik Enerji

2.5.1. Zeeman Enerjisi

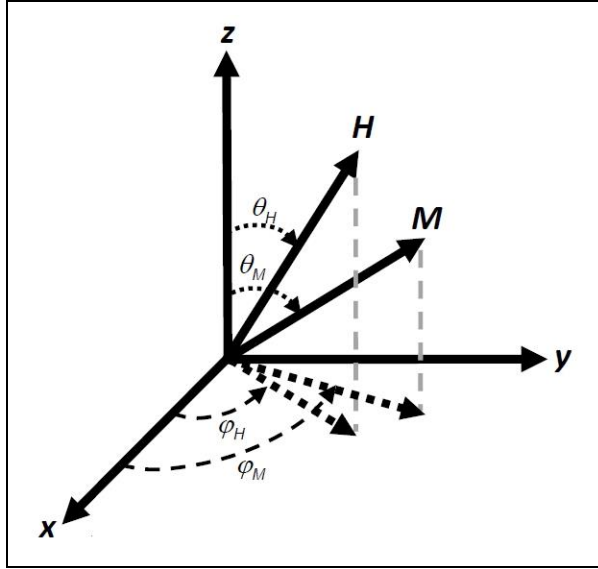
Manyetik alan etkisi altında manyetik bir malzemenin enerjisi Zeeman enerjisi olarak adlandırılır. Manyetik malzemenin mıknatıslanması M ve dış manyetik alanı H koordinat sistemine göre (şekil 2.4):

$$\vec{M} = M \left(\sin \theta_M \cos \varphi_M \hat{i} + \sin \theta_M \sin \varphi_M \hat{j} + \cos \theta_M \hat{k} \right) \quad (2.10)$$

$$\vec{H} = H \left(\sin \theta_H \cos \varphi_H \hat{i} + \sin \theta_H \sin \varphi_H \hat{j} + \cos \theta_H \hat{k} \right) \quad (2.11)$$

şeklinde yazılır. Zeeman enerjisi malzemenin mıknatıslanması ile manyetik alanın skaler çarpımıdır:

$$E_Z = -MH \left[\sin \theta_H \sin \theta_M \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \cos \theta_H \cos \theta_M \right] \quad (2.12)$$



Şekil 2.4: Miknatıslanma vektörü, manyetik alan vektörü ve teorik hesaplar için kullanılan koordinat sistemi.

2.5.2. Demanyetizasyon Enerjisi

Demanyetizasyon alanı, malzemenin miknatıslanması ile orantılı ve miknatıslanmayı azaltacak şekilde etkiye sahip bir iç alandır. İnce filmler için demanyetizasyon enerjisi:

$$E_d = 2\pi M_z^2 = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede, şekil 2.4'ten görüldüğü gibi M_z , miknatıslanmanın z eksenine üzerindeki bileşenidir.

2.5.3. Manyetokristal Anizotropi Enerjisi

Anizotropi kuvveti, bir kristal örgüde miknatıslanma vektörünü kolay miknatıslanma ekseninde tutan kuvvettir. Birim hacimde, miknatıslanmayı bir kristal ekseninden başka bir kristal eksenine doğru çevirmek için gerekli enerji manyetokristal anizotropi enerjisidir. Manyetokristal anizotropi enerjisinin kaynağı spin yörünge etkileşimidir [17]. Manyetokristal anizotropi enerjisi, anizotropi

sabitine (K) ve mıknatıslanmanın kristal eksenleri ile yaptığı açının yön kosinüsüne (direction cosines) bağlıdır:

$$E_T = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (2.14)$$

Bu ifadede, K_0 , K_1 ve K_2 manyetokristal anizotropi sabitleridir. α_i mıknatıslanma ve kristal eksenleri ((100), (010) ve (001)) arasındaki açının yön kosinüsüdür.

2.5.4. Tek Eksen (Uniaxial) Anizotropi Enerjisi

Bir manyetik malzemenin manyetik momentleri tek bir eksen boyunca yönelmeyi tercih ediyorsa (easy axis), bu malzeme tek eksen anizotropisine (uniaxial anisotropy) sahiptir. Tek eksen anizotropisi malzemenin kristal yapısına bağlıdır ve bu anizotropi enerjisi:

$$E_u = K_0 + K_{u1}\sin^2\theta + K_{u2}\sin^4\theta + \dots \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede, K_{u0} , K_{u1} ve K_{u2} eksensel anizotropi sabitleridir. K_{u1} en büyük anizotropi sabitidir. K_{u1} 'in pozitif olması, mıknatıslanmanın ince filmin düzlemi içinde yöneldiği (in-plane magnetization) anlamına gelir. K_{u1} 'in negatif olması ise mıknatıslanmanın ince filmin simetri eksenine (kristalin taban düzlemi, (basal plane)) dik olduğu anlamına gelir (perpendicular magnetization).

2.6. FMR Analizi İçin Teorik Model

DC manyetik alana dik olarak uygulanan zayıf AC manyetik alan varlığında, ferromanyetik ince filmin mıknatıslanması etkin DC manyetik alan etrafında presesyon hareketi yapar. Rezonans durumunda presesyon frekansı ω_0 [26]:

$$\frac{\omega_o}{\gamma} = \frac{1}{M \sin \theta} \left(E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi}^2 \right)^{1/2} \quad (2.16)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadede θ ve φ açıları mıknatıslanma ve manyetik alan için sırasıyla polar ve azimuth açılarıdır. γ ferromanyetik malzemenin jromanyetik oranıdır. $E_{\theta\theta}$, $E_{\varphi\varphi}$ ve $E_{\theta\varphi}$ ince filmin mıknatıslanmasının polar açılara göre enerji yoğunluğunun ikinci merteye kısmi türevlerini temsil eder. Deneysel FMR dataları:

$$E_T = -M \cdot H + (2\pi M_o^2 - K_{\perp})\alpha_3^2 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)^2 \quad (2.17)$$

şeklindeki serbest enerji ifadesi kullanılarak analiz edildi. Burada ilk terim Zeeman enerji terimi, ikinci terim etkin dik anizotropiyi de içeren demanyetizasyon enerji terimi, üçüncü ve dördüncü terimler birinci ve ikinci merteye kübik anizotropi terimleridir. α_i ince filmin mıknatıslanması ve kristal eksenleri arasındaki açının yön kosinüsleridir. Düzlem dışı FMR ölçümleri için, φ açısı sabit tutulur ve bu durumda rezonans koşulu $\varphi = \varphi_H = 0^\circ$ veya $\pi/2$ için:

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left[H_R \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta + 2H_1 \cos 4\theta + \frac{H_2}{2} (\sin 4\theta + 2 \sin^2 2\theta \cos 4\theta) \right] \times \left[\begin{array}{l} H_R \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos^2 \theta - H_1 (3 \cos 2\theta - 2 \sin 2\theta - \cos^2 \theta) \\ - H_2 (\cos 2\theta \left\{ \sin 2\theta + 4 \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \right\} - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta) \end{array} \right] \quad (2.18)$$

şeklinde ifade edilir. Düzlem içi FMR ölçümleri için, rezonans koşulu benzer bir şekilde $\theta = \theta_H = \pi/2$ için:

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left[\begin{array}{l} H_R \cos(\varphi - \varphi_H) + 4\pi M_{\text{eff}} + H_1 (2 - \sin^2 2\varphi) \\ + \frac{H_2}{2} [-\sin^2 2\varphi + 8] \sin^2 2\varphi \end{array} \right] \times \left[H_R \cos(\varphi - \varphi_H) + 2H_1 \cos 4\varphi + H_2 [2 \sin^2 2\varphi + \cos 4\varphi] \sin^2 2\varphi \right] \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilir. Burada, H_1 ve H_2 kübik anizotropi sabitleridir ($H_1=2K_1/M_0$ and $H_2=2K_2/M_0$).

2.7. FMR Çizgi Genişliklerinin Analizi (Linewidth Analysis)

Manyetik tünel eklemlerinde serbest ferromanyetik katmana ait Gilbert sönüm parametresini belirleyebilmek için en önemli parametre; ferromanyetik spektrumların çizgi genişlikleridir. Gilbert sönüm parametresi, spin hareketinin sönümünü ve kristal kusur ve safsızlık gibi homojensizlikleri içerir. Diğer bir ifadeyle, Gilbert sönüm parametresi malzemenin manyetik ve yapısal kalitesi hakkında bilgi verir [27]-[28]. FMR çizgi genişliği (ΔH_{pp}) daha çok homojensizlikten (inhomogeneity) etkilenir:

$$\Delta H_{pp} = \Delta H_{pp}^{\alpha} + \Delta H_{pp}^{inh.} \quad (2.20)$$

Bu ifadedeki ilk terim, mıknatıslanmanın sönümünden kaynaklanan çizgi genişliğine katkıyı gösterir. İkinci terim ise çizgi genişliğinin homojensizlik (inhomogeneity) kısmıdır [28]. Çizgi genişliğine mıknatıslanmanın sönümünden kaynaklanan katkı açığa bağlıdır ve:

$$\Delta H_{pp}^{\alpha}(\theta, \varphi) = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{\left| \frac{\partial \omega}{\partial H_R} \right|} \frac{\alpha}{M_s} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \right) \quad (2.21)$$

şeklinde yazılabilir. Homojen çizgi genişlemesi sönüm sabiti (α) ile yakından ilişkilidir. Çizgi genişliğinin homojensizlik kısmı da açığa bağlıdır ve [29]-[31]:

$$\Delta H_{pp}^{inh} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\left| \frac{dH_R}{d(4\pi M_{\text{etk}})} \right| \Delta(4\pi M_{\text{etk}}) + \left| \frac{dH_R}{d\theta_H} \right| \Delta\theta_H + \left| \frac{dH_R}{dH_1} \right| \Delta H_1 \right] \quad (2.22)$$

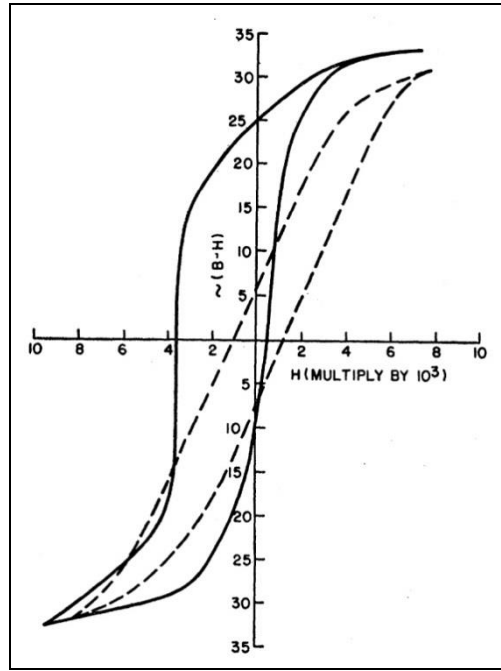
şeklinde yazılabilir. Burada ilk terim ve ikinci terim sırasıyla $4\pi M_{\text{etk}}$ 'in büyüklüğünü ve yönünü temsil eder. Üçüncü terim manyetokristal anizotropinin olası değişimlerinden kaynaklanan homojensizlik katkısıdır. Denklem 2.22'de türevler

rezonans alanında değerlendirilir. FMR çizgi genişliğinin açısal değişimi Denklem 2.21-2.22 kullanılarak analiz edildi. Düzlem dışı geometride, ferromanyetik malzemelerde çizgi genişliğinin açısal bağımlılığı spin yörünge etkileşiminden kaynaklanır [32]-[36].

3. EXCHANGE BIAS

3.1. Exchange Bias Etkisinin Keşfi

Exchange bias etkisi 1956 yılında Meiklejohn ve Bean tarafından kobalt oksit (CoO) kabuğu ve bu kabuğun içindeki kobalt (Co) parçacıklarından oluşan malzemede keşfedildi [5]-[6]. CoO'nin Néel sıcaklığının üzerinde, CoO kaplı Co parçacıklar, saf Co parçacıklarından beklendiği gibi manyetik özellik gösterdi. Néel sıcaklığının altında antiferromanyetik CoO ile ferromanyetik Co spinleri arasında etkileşme oluşur. 77 K'de elde edilen Co parçacıklarının histeresis eğrisi şekil 3.1'de



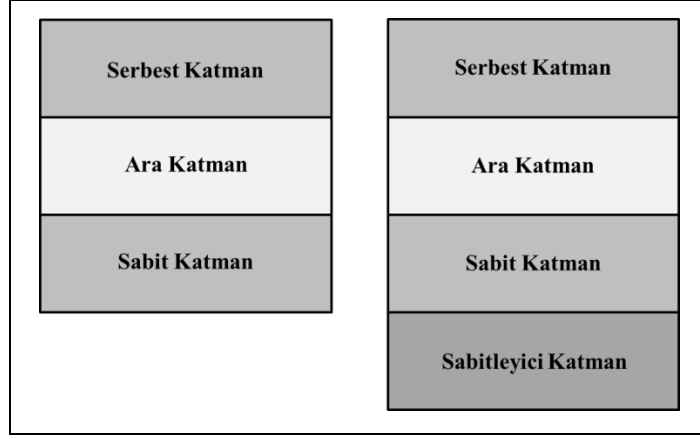
Şekil 3.1: İlk defa, CoO kaplı Co parçacıklarında exchange bias etkisinin gözlemlenmesi. Devamlı çizgi manyetik alanda soğutma yapıldıktan sonra 77 K'de kaydedilen histeresis eğrisini gösteriyor. Kesikli çizgi, manyetik alansız soğutma yapıldıktan sonra 77 K'de kaydedilen histeresis eğrisini gösteriyor.

devamlı çizgi olarak görülmektedir. Paramanyetik CoO faz sıcaklığından, antiferromanyetik CoO faz sıcaklığına doğru, yeterli manyetik alan etkisi altında sistem soğutulduğunda, histeresis eğrisinin kayması kolayca görülüyor. Bu kayma exchange bias etkisi olarak adlandırılır. Daha sonraki yıllarda exchange bias etkisi çeşitli ince film yapılarında, yapay nanoyapılarda, antiferromanyetik matris içine

katkılandırılmış ferromanyetik kümeciklerde ve core-shell nanoparçacıklarda gözlemlendi [37]-[42].

3.2. Exchange Bias Uygulamaları

Son çalışmalar gösteriyor ki, temel bilimlere üzerine yapılan araştırmalar, teknolojik uygulamalarda görülen büyük gelişmeler için en önemli itici kuvvettir. Son 30 yılda manyetik kayıt teknolojisinde, dev manyetodirenç (Giant Magnetoresistance, GMR) [1]-[2] ve tünelleme manyetodirenç (Tunnelling Magnetoresistance, TMR) [3]-[4] etkilerinin keşfiyle çok hızlı ilerlemeler gerçekleşti. 1988 yılında Fert [1] ve Grünberg [2] GMR etkisini Fe/Cr/Fe'den oluşan üç katlı filmlerde gözlemlendi. Fert GMR oranını sıvı helyum sıcaklığında % 50 olarak belirledi. Grünberg ise oda sıcaklığında aynı yapıda GMR oranını % 1.5 olarak belirledi. GMR etkisi, iki ferromanyetik katman ve bu katmanlar arasındaki manyetik olmayan iletken bir metalden oluşan üç katlı yapılarda gözlemlenir. Ferromanyetik katmanlardaki manyetik momentler birbirlerine paralel olduğu zaman, yük taşıyıcıların spine bağlı saçılmaları minimum olduğu için, katmanlı sistemin direnci nispeten küçük olur. Fakat bu manyetik momentlerin yönleri birbirlerine ters olduğu zaman, yük taşıyıcıların spine bağlı saçılmaları maksimum olur ve bu nedenle katmanlı sistemin direnci yüksek olur. GMR etkisi, bilgisayar hard-disklerinin içindeki okuma kafalarında kullanılır. Fert ve Grünberg'in birbirlerinden bağımsız olarak keşfettiği GMR etkisi, manyetik kayıt ve sensör endüstrisinin gelişmesinde çok büyük katkı sağladığından dolayı, bu iki bilim adamına 2007 yılı Nobel Fizik Ödülü verildi. Manyetik olmayan metal ara katman, ince yalıtkan bir katman ile değiştirilirse bu durumda manyetodirenç çok büyük oranda artar. Bu yalıtkan ara katman ve çevresinde iki ferromanyetik katmandan oluşan üç katlı filmlerde gözlemlenen manyetodirenç türü tünelleme manyetodirenç (Tunnelling Magnetoresistance, TMR) olarak adlandırılır. 1995 yılında Miyazaki [3] ve Moodera [4] tarafından bağımsız olarak oda sıcaklığında CoFe/Al₂O₃/Co ve Fe/Al₂O₃/Fe yapılarında TMR etkisinin gözlemlenmesiyle spintronik alanındaki gelişmeler çok büyük bir ivme kazanarak devam etti. 2004 yılında Yuasa [43] ve Parkin [44] aradaki yalıtkan katman olarak MgO kullanarak sırasıyla Fe/MgO/Fe ve CoFe/MgO/CoFe yapılarında oda sıcaklığında TMR oranını sırasıyla % 180 ve % 120



Şekil 3.2: Serbest ve sabit katmanlar.

olarak gözlemlenildi. 2005 yılında Djayaprawira [45] ve Yuasa [46] yine ara katman olarak MgO kullanarak sırasıyla CoFeB/MgO/CoFeB ve Co/MgO/Co yapılarında oda sıcaklığında TMR oranını sırasıyla % 230 ve % 410 olarak gözlemlenildi. İki ferromanyetik katman ve bu katmanlar arasındaki yalıtkan katmandan oluşan üç katlı filmlere manyetik tünel eklemi (magnetic tunnel junction, MTJ) adı verilir. MTJ yapıları, MRAM'lerin (magnetic random access memory) geliştirilmesi için kullanılırlar. Bu hafıza elemanlarının yakın bir gelecekte, geleneksel elektriksel tabanlı RAM'lerin yerini alması bekleniyor. Bu manyetik tabanlı yeni nesil MRAM'lerin en büyük avantajı, enerji olmadığı zamanda bile bilgiyi muhafaza etmeleri veya saklamalarıdır.

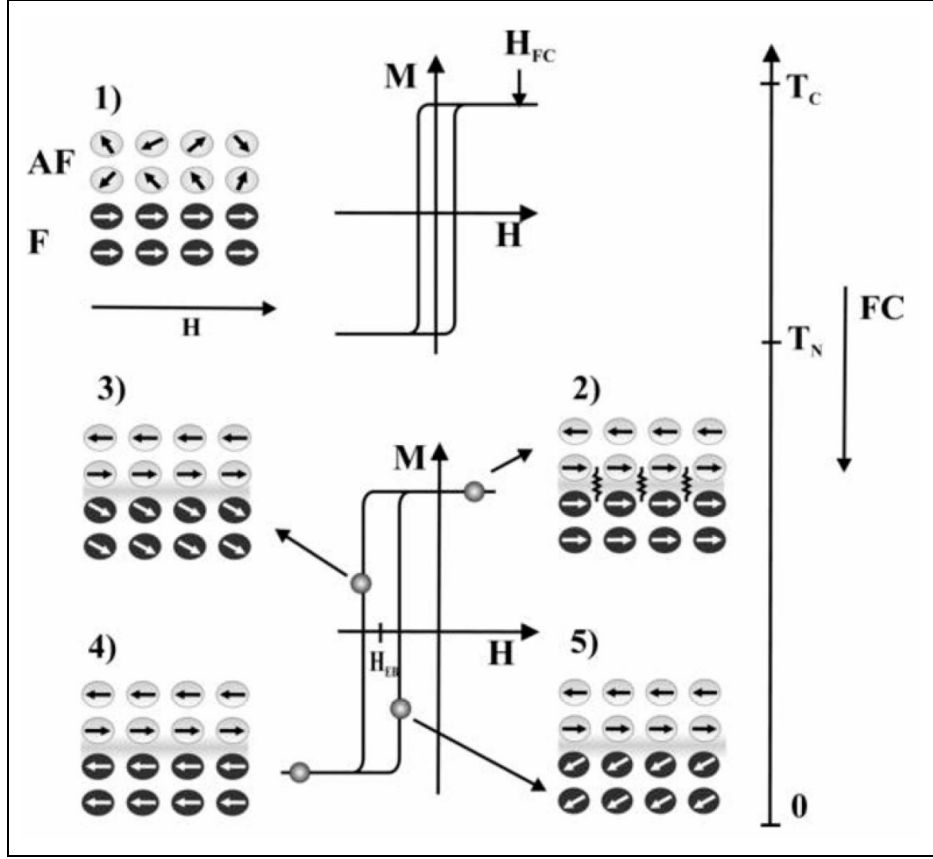
GMR ve TMR yapıları ara katman ile birbirinden ayrılmış iki ferromanyetik katmandan oluşur. Bu ferromanyetik katmanların birinin içindeki manyetik momentler bilgiyi saklar ve kolayca ters çevrilebilir. Bu katman serbest katman (free layer) olarak adlandırılır (şekil 3.2). Diğer ferromanyetik katman, sabitlenmiş katmandır (pinned veya fixed layer) ve manyetik alan altında ters çevrilebilmesi zordur. Bu sabitleme veya iğneleme olayı, antiferromanyetik malzemeler kullanılarak (pinning layer), exchange etkileşmesi ile gerçekleştirilir (şekil 3.2). Bu nedenle, günümüzde exchange bias etkisi, MRAM yapılarını oluşturan ferromanyetik katmanlardan birinin antiferromanyetik katman yardımıyla sabitlenmesi veya manyetik açıdan zor etkilenen katman (hard layer) olması için kullanılır.

Yüksek duyarlılıklı manyetik alan sensörlerinin en popüler olanı hard disk'lerin içinde bulunan okuma kafaları (read head) ve manyetik tünel eklemeleridir. Manyetik alan sensörlerinde, daha küçük alanları algılayabilmek için, kullanılan çok katlı filmlerin manyeto direnç etkilerinin çok yüksek olması gerekir. Bu nedenle,

kullanılan ferromanyetik katmanlardan birisi mıknatıslanması sabit (fixed layer veya pinned layer) olmalıdır veya kolay kolay değişmemelidir. Bu durumu gerçekleştirebilmek için antiferromanyetik katman kullanılmalıdır. Bu antiferromanyetik katman ile ferromanyetik katman arasındaki exchange etkileşmesi çok kuvvetli olmalıdır. Antiferromanyetik katman ile ferromanyetik katmanlar arasındaki exchange etkileşmesi ve buna bağlı olarak gözlemlenen exchange bias etkisi, yüksek duyarlılıklı manyetik alan sensörlerin hassasiyetlerini etkileyen en önemli olaydır. Manyetik alan sensörü tasarlanan yapılarda gözlemlenen exchange bias değeri çok yüksek olmalıdır. Son 20 yıl içinde, exchange bias değerini maksimum yapabilmek için çok çalışmalar yapıldı [11]-[18]-[20].

3.3. Exchange Bias Etkisi

Exchange bias etkisinin fiziksel kaynağı, antiferromanyetik ile ferromanyetik (FM) katman arasındaki arayüzeyde gerçekleşen antiferromanyetik (AFM) ve ferromanyetik spinler arasındaki exchange etkileşmesi olarak kabul edilir. Exchange bias olayının başlangıcı Şekil 3.3'de görünmektedir. Exchange bias etkisini daha iyi anlayabilmek için antiferromanyetik katmanla temas halinde olan bir ferromanyetik katmandan oluşan bir sistemi düşünelim. Ayrıca bu sistemi oluşturan ferromanyetik katmanın Curie sıcaklığı (T_C), antiferromanyetik katmanın Néel sıcaklığından (T_N) büyük değildir. Antiferromanyetik katmanın Néel sıcaklığından büyük ve ferromanyetik katmanın Curie sıcaklığından küçük bir sıcaklıkta, manyetik alan uygulandığında ferromanyetik katmanın spinleri uygulanan manyetik alan ile aynı yönde yönelirler. Bu sıcaklıkta AFM eğrisi, AFM katmandan etkilenmez ve orijinde



Şekil 3.3: AFM ve FM katmanlardan oluşan iki katlı filmlerde gözlemlenen exchange bias etkisinden dolayı, histeresis eğrisinde gözlemlenen kaymanın şematik gösterimi.

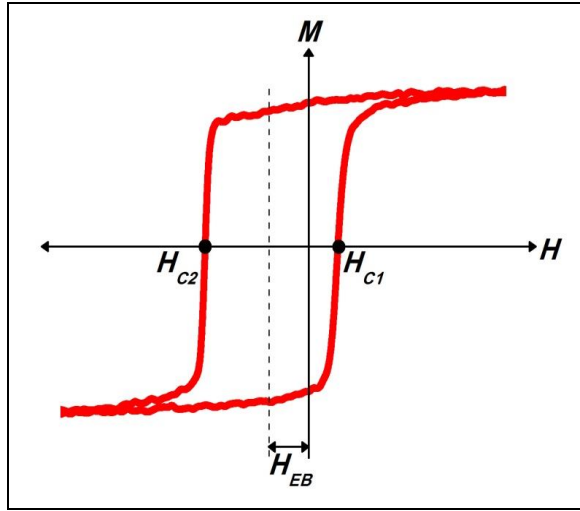
merkezlenmiş bir konumda elde edilir (şekil 3.3-1). Daha sonra, FM katmanın mıknatıslanmasını doyurabilecek büyüklükte manyetik alan uygulayalım ve bu manyetik alanı değiştirmeden sistemin sıcaklığını, antiferromanyetik katmanın Néel sıcaklığından daha aşağı bir sıcaklığa azaltalım (field cooling (FC)).

Örnek sistemi manyetik alan altında soğutulmasıyla, FM katmanın spinleri uygulanan manyetik alanla aynı yönde yönelirler. Ayrıca, AFM ve FM katmanlar arasındaki exchange etkileşiminden dolayı, AFM'nin ilk katmanındaki spinler de, FM katmanın spinleri ile aynı yönde yönelirler (şekil 3.3-2). Manyetik alan ters çevrilirse, antiferromanyetik spinler ferromanyetik spinler üzerinde bir tork etkisi yaparlar [47]. Bu tork, ferromanyetik spinleri soğutma alanı ile aynı yönde tutar. Antiferromanyetik anizotropi enerjisi yeterince büyükse, antiferromanyetik spinler değişmeden kalırlar. Sonuçta, uygulanan manyetik alanın yönü ile soğutma alanının yönlerinin ters olduğu durumda, ferromanyetik spinleri çevirmek için gerekli alan, antiferromanyetik katmanın olmadığı durumda FM spinleri çevirmek için gerekli

alana göre daha büyük olacaktır. Yani, AFM kamanla temas halinde olan FM katmanın 2. koersiv alanı, AFM katmanın olmadığı durumda elde edilen koersiv alanla karşılaştırıldığında, daha büyük olacaktır (şekil 3.3-3). Tersine, dış manyetik alan pozitif değerlerde olduğu zaman (soğutma alanı ile aynı yönde), antiferromanyetik spinlerle etkileşimden dolayı, ferromanyetik spinler daha erken manyetik alana doğru yönelmeye başlarlar (şekil 3.3-5). Bu durum, ferromanyetik katmanın spinlerini yönelten, ek iç manyetik alan varmış gibi düşünülebilir. Bu alan exchange bias alanı olarak aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$H_E = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2} \quad (3.1)$$

burada H_{C1} histeresis eğrisinde sol tarafta mıknatıslanmayı sıfırlayıcı alan, H_{C2} histeresis eğrisinde sağ taraftaki mıknatıslanmayı sıfırlayıcı alan (şekil 3.4).



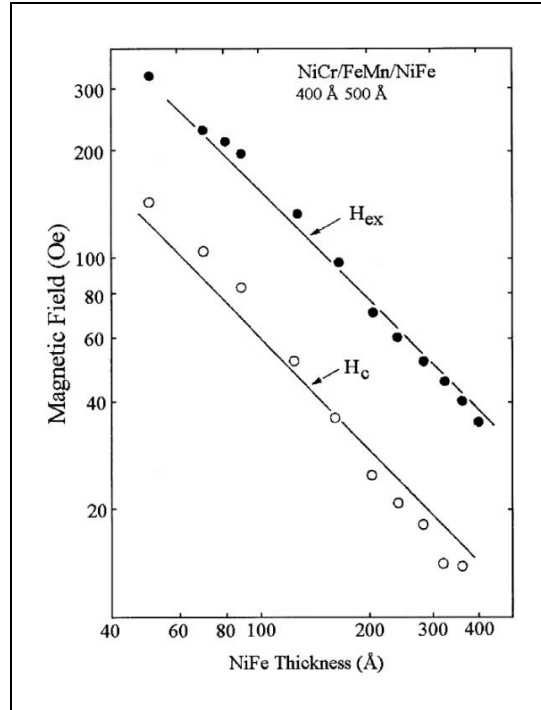
Şekil 3.4: Exchange bias etkisi gösteren ferromanyetik katmanın histeresis eğrisinin şematik gösterimi.

3.3.1. Exchange Bias'ın Ferromanyetik Katman Kalınlığına Bağımlılığı

Exchange bias etkisi, arayüzey etkileşimlerinden kaynaklandığı için, exchange bias alanı, ferromanyetik katman kalınlığının artması ile azalır. Meiklejohn ve Bean modeline [5]-[6] göre, exchange bias alanı ferromanyetik katman kalınlığı ile ters orantılı olarak (şekil 3.5):

$$H_{EB} \propto \frac{1}{t_{FM}} \quad (3.2)$$

şeklinde değişir. Bu bağıntı oldukça kalın ferromanyetik katman kalınlığı için geçerlidir (birkaç yüz nanometre). Ferromanyetik katmanın kalınlığı oldukça ince olduğu durumda, ferromanyetik katman sürekliliği bozulduğundan (discontinuous or inhomogeneity) dolayı, bu bağıntı artık geçerli olmaz [48]. Bu durumun gerçekleştiği kalınlık birkaç nanometredir, her sistem için farklıdır ve ayrıca ferromanyetik katmanın büyüme özelliklerine bağlıdır [49].



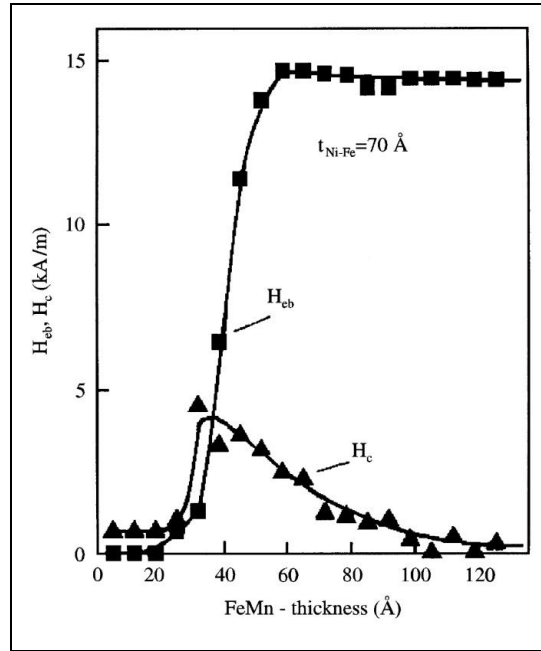
Şekil 3.5: NiFe/FeMn sisteminde exchange bias ve koersiv alanın ferromanyetik katman kalınlığına bağımlılığı.

3.3.2. Exchange Bias'ın Antiferromanyetik Katman Kalınlığına Bağımlılığı

20 nm üzerindeki antiferromanyetik (AFM) malzeme kalınlığı için, exchange bias (H_{EB}), AFM katmanın kalınlığından bağımsızdır. Şekil 3.6'da görüldüğü gibi, AFM'nin kalınlığı azaldıkça, H_{EB} çok büyük oranda azalır ve sonunda çok ince AFM kalınlıklarında (birkaç nm) H_{EB} sıfır olur. Çok ince AFM kalınlıklarında, H_{EB} 'nin azalması bir kaç faktöre bağlıdır. Exchange bias etkisinin gözlemlenebilmesi için:

$$K_{AFM}t_{AFM} \geq J \quad (3.3)$$

koşulunun sağlanması gerekir. Bu bağıntıda K_{AFM} AFM katmanın anizotropi sabiti,



Şekil 3.6: NiFe/FeMn sisteminde exchange bias ve koersiv alanın antiferromanyetik katman kalınlığına bağımlılığı. Bu sistemde NiFe kalınlığı 7 nm olarak sabitlenmiştir (80 A/m=1 Oe).

t_{AFM} AFM katmanın kalınlığı ve J arayüzey exchange etkileşme sabitidir. AFM kalınlığı azaldıkça, bu bağıntı koşulu geçersiz olur. Diğer bir faktörde, AFM katmanın Néel sıcaklığının (T_N) kalınlığa bağımlılığı ve buna bağlı olarak AFM katmanın blocking sıcaklığının (T_B) kalınlığa bağımlılığıdır. Ayrıca, AFM'nin kalınlığı çok azaldıkça ve bu kalınlık AFM domain duvarının boyutu ile

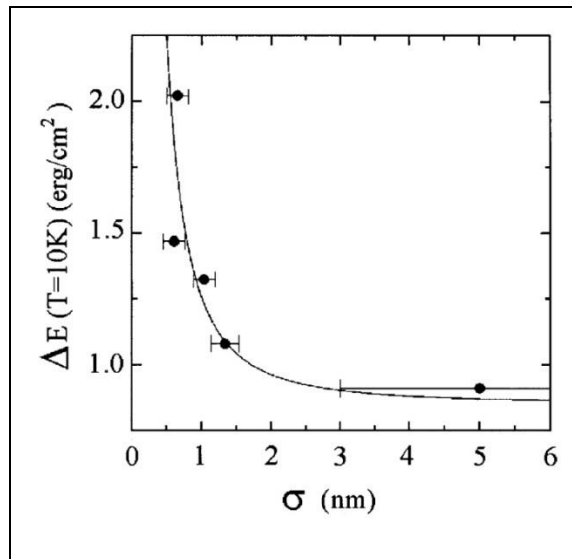
karşılaştırılabilir büyüklükte olduğu durumda, AFM malzemenin domain yapısı H_{EB} 'i etkiler. Son olarak, AFM katmanın kalınlığının azalması AFM malzemenin tanecik (grain) boyutunu değiştirir ve dolayısıyla H_{EB} 'nin sıfır olduğu kritik kalınlığı etkiler [50].

3.3.3. Yüzey Pürüzlülüğü (Roughness)

Yapılan birçok araştırmaya göre [51]-[54], exchange bias (H_{EB}), arayüzey pürüzlülüğünün (σ) artması ile azalır. Exchange bias ile birim alandaki arayüzey enerjisi arasındaki bağıntı:

$$\Delta E = M_{FM} t_{FM} H_{EB} \quad (3.4)$$

şeklindedir. Burada ΔE birim alandaki ara yüzey enerjisi (interface energy per unit area), M_{FM} ve t_{FM} sırasıyla ferromanyetik malzemenin mıknatıslanması ve kalınlığıdır. Şekil 3.7'de görüldüğü gibi, FeF_2 - Fe 'den oluşan iki katlı filmde arayüzey pürüzlülüğü σ arttıkça arayüzey enerjisi ΔE ve dolayısıyla exchange bias büyüklüğü azalmaktadır [52].

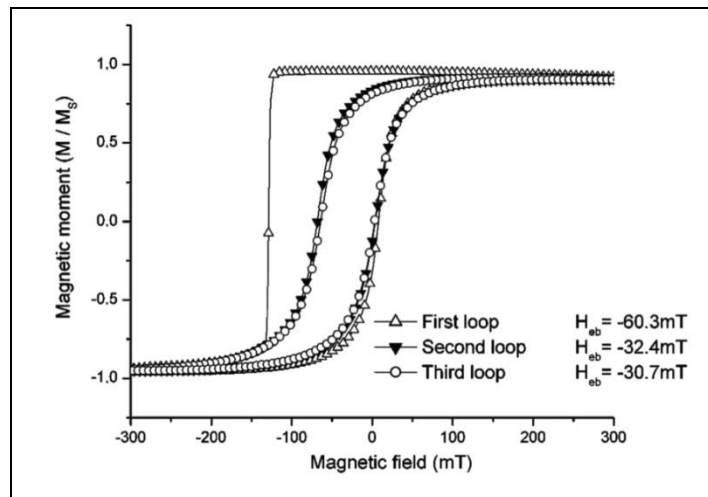


Şekil 3.7: FeF_2 - Fe 'den oluşan iki katlı filmin 10 K sıcaklıkta, arayüzey enerjisinin (ΔE) arayüzey pürüzlülüğüne (σ) bağımlılığı.

Ara yüzey pürüzlülüğü yüzeyde farklı yönelimlere sahip spin bölgeleri oluşturur. Bu durum, ferromanyetik spinleri belirli bir yöne yönlendiren spinlerin sayısının azalmasına sebep olur ve bu nedenle H_{EB} 'nin büyüklüğü azalır. Fakat ara yüzey pürüzlülüğünden bağımsız olarak, yüzey compensated olarak kaldığından dolayı, exchange bias değerinin azalması, compensated yüzeyler için geçerli değildir. Diğer bir ifadeyle, compensated yüzeyler için, exchange bias'ın büyüklüğü değişmeden kalır. Daha çok gelişmiş exchange bias modeline göre [55]; ara yüzey pürüzlülüğü, arayüzey exchange etkileşmesini (J) etkilediğinden dolayı, exchange bias'ın büyüklüğünü etkiler. Sonuçta, ara yüzey pürüzlülüğü, AFM katmanı içinde domain'lerin oluşmasını veya uncompensated yüzey spinlerinin miktarını etkilediğinden dolayı, exchange bias'ın büyüklüğünü değiştirir.

3.3.4. Training Etkisi

Ferromanyetik ve antiferromanyetik katmanlardan oluşan bir sistemin belirli bir sabit sıcaklıkta, devamlı manyetik alan uygulanarak, art arda histeresis eğrileri kaydedildiğinde, sistemin histeresis eğrisinin değişmesi training etkisi olarak adlandırılır. Art arda histeriler elde edilirken, sistemin histeresis eğrisinin sol tarafındaki koersiv alan değeri ve buna bağlı olarak exchange bias değeri azalır, diğer taraftan histeresis eğrisinin sağ tarafındaki koersiv alan değeri artar veya çok fazla değişmez. Şekil 3.8 Co/CoO iki katlı filmde training etkisini gösteriyor. Görüldüğü gibi, 1. ve 2. histeresis eğrilerinde çok büyük fark varken, 2. ve 3. histeresis



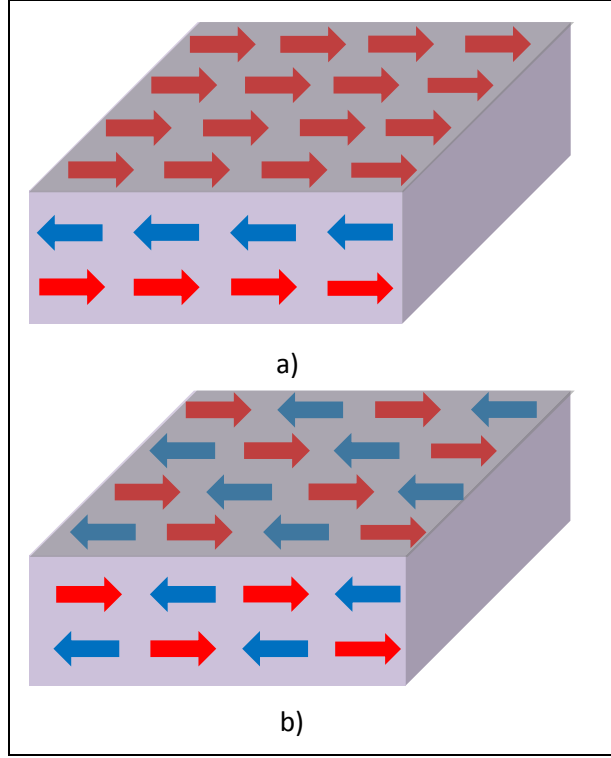
Şekil 3.8: Co/CoO'den oluşan iki katlı filmde training etkisi.

eğrilerinde çok büyük fark yok. Bu olay training etkisinden kaynaklanır.

Training etkisini açıklayabilmek için birçok model önerildi. Néel, training etkisini, AFM domainlerin yüzeysel mıknatıslanmasının eğilmesi (tilting) olarak tanımladı [56]. Domain State modeline göre, art arda histeresis eğrilerinin elde edilmesiyle değişen mıknatıslanma, AFM domain'lerin yüzeysel mıknatıslanması ile kısmen orantılıdır. Bu nedenle exchange bias'ın büyüklüğü azalır. Binek [57], training etkisinin kaynağını, AFM malzemenin arayüzey mıknatıslanmasının denge yöneliminden sapması olarak önerdi. Co/CoO'den oluşan iki katlı filmlerde [58]-[60], ard arda kaydedilen histeresis eğrilerine bağlı olarak, AFM domain yapısının kısmen tekrar yönelimi (reorientation) training etkisine sebep olur. Her histeresis döngüsünde, AFM katmanın spinleri minimum enerji ilkesi doğrultusunda en uygun yönelimi tercih ederler [61].

3.3.5. Uncompensated ve Compensated AFM Yüzeyler

Arayüzeyde gerçekleşen fiziksel bir olay olduğu için, exchange bias etkisinin büyüklüğü AFM ve FM katmanların arayüzeyindeki spin düzenine veya yönelimine çok bağlıdır. Arayüzeydeki spin yönelimine exchange bias'ın bağımlılığını araştırmak için farklı yönelimli düzlemlere sahip AFM malzemeler kullanılır. Yönetime bağlı olarak AFM malzemelerin yüzeyleri manyetik etkileşmeler açısından dengelenmiş (compensated) ve dengelenmemiş (uncompensated) olarak adlandırılır. Compensated yüzeylerde (şekil 3.9.b)) mikroskobik boyutta toplam spin sıfırdır. Bu nedenle, bu tür yüzeyin toplam mıknatıslanması sıfırdır. Tersine, yüzey mıknatıslanmasını sıfırdan farklı yapacak şekilde yüzeydeki spinler yönelmişse bu yüzey uncompensated yüzey olarak adlandırılır (şekil 3.9.a)). Compensated yüzeylerde FM katmanın spinlerini sabitleyen (pinning) arayüzey spinlerinin yönelimleri arayüzey exchange etkileşimini iptal edecek şekildedir. Bu durum exchange bias'ın büyüklüğünün sıfır olmasına sebep olur. Uncompensated yüzeylerde, FM spinleri sabitleyen AFM spinler, arayüzey exchange etkileşmesini sıfır yapmayacak şekilde veya FM spinleri sabitleyecek (pinning) şekilde



Şekil 3.9: Uncompensated ve Compensated yüzeyleri gösteren şekiller, a) Uncompensated ve b) Compensated yüzeyleri gösterir.

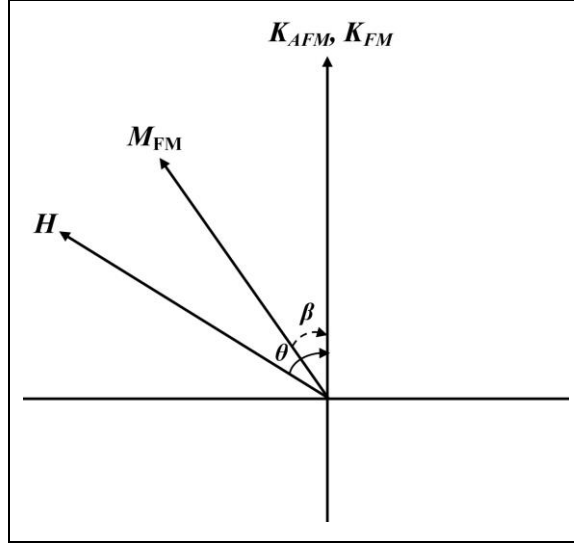
yönelirler. Bu nedenle bu tür yüzeylerde exchange bias'ın büyüklüğü maksimumdur.

3.4. Exchange Bias'ın Teorik Modelleri

Exchange bias etkisini anlayabilmek için çok sayıda teorik model geliştirildi. Fakat bu modellerin hiçbiri exchange bias etkisini tam olarak modelleyemedi.

3.4.1. Meiklejohn ve Bean Modeli

Exchange bias etkisini açıklamak için geliştirilen ilk teorik yaklaşım, Meiklejohn ve Bean tarafından önerilen Meiklejohn ve Bean modelidir [5]-[62]. Bu



Şekil 3.10: Meiklejohn ve Bean modelinde kullanılan mıknatıslanma, manyetik alan ve anizotropi vektörleri ve bunların aralarındaki açıların koordinat ekseninde görünümü.

iki bilim adamı, FM ve AFM malzemelerden oluşan sistemlerde histeresis eğrisinde görülen kaymanın büyüklüğünü açıklamak için bir model önerdiler. Bu modelde, FM ve AFM malzemenin her ikisi de tek domainli bir yapıya sahiptir. AFM malzeme düzlem içi eksensel anizotropiye (uniaxial anisotropy) sahip olduğu ve FM spinlerin dönmesi esnasında AFM malzemenin spinlerinin değişmeden kaldığı kabul edildi. FM ve AFM katmanları arasındaki arayüzey, atomik boyutta pürüzsüz ve AFM arayüzey katmanı uncompensated olarak düşünüldü. FM ve AFM katmanların arayüzeyinin her iki tarafındaki exchange etkileşmesi, birim alanda arayüzey exchange etkileşme enerjisi (J_{EB}) olarak tanımlandı.

Meiklejohn ve Bean modelinde kullanılan mıknatıslanma, manyetik alan ve anizotropi vektörleri ve bunların aralarındaki açıların koordinat ekseninde görünümü şekil 3.10'da görülmektedir. H uygulanan manyetik alan, K_{FM} ve K_{AFM} sırasıyla FM ve AFM katmanların eksensel anizotropi sabitleridir. M_{FM} ise FM katmanın mıknatıslanmasıdır. FM ve AFM malzemelerden oluşan sistemin histeresis eğrisi $\theta=0^\circ$ 'de elde edildi (soğutma alanı ile aynı yönde). Bu durumda sistemin birim alandaki enerjisi:

$$E = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} t_{FM}^2 \sin^2(\beta) - J_{EB} \cos(\beta) \quad (3.5)$$

şeklinde ifade edilir (t_{FM} ferromanyetik katmanın kalınlığı). Bu modele göre koersiv alan ve exchange bias alanı:

$$H_C = \frac{2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM}} \quad (3.6)$$

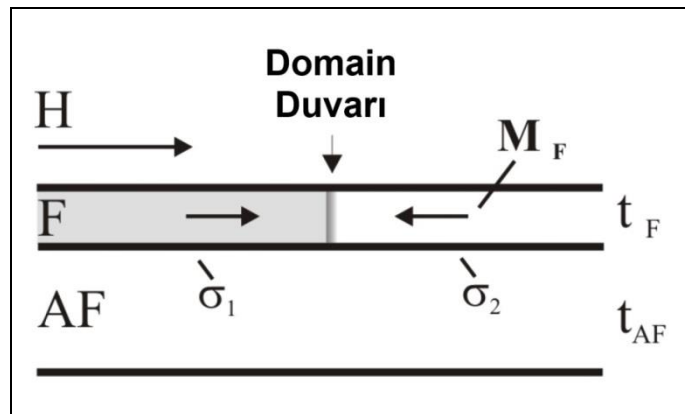
$$H_{EB} = -\frac{J_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \quad (3.7)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Meiklejohn ve Bean modeli exchange bias etkisi için temel ve basit bir görüş vermesine rağmen, bu modelin bazı noktalarda eksiklikleri vardır. Bu model exchange bias büyüklüğünü, deneysel olarak birçok ince filmde gözlemlenen exchange bias değerine göre birkaç merteye daha büyük tahmin ediyor [61]-[63]-[66]. Bu model, AFM ve FM katmanların domain yapılarını, arayüzey pürüzlülüğünü ve AFM katmanın spin yapısını ihmal ediyor.

3.4.2. Random Field Modeli

Malozemoff, FM-AFM arayüzeydeki exchange etkileşimlerini tesadüfi veya rastgele (random) kabul ederek yeni bir model önerdi [58]-[67]. Malozemoff arayüzey pürüzlülüğünün her FM-AFM sisteminde bulunduğunu ve bu pürüzlülüğün



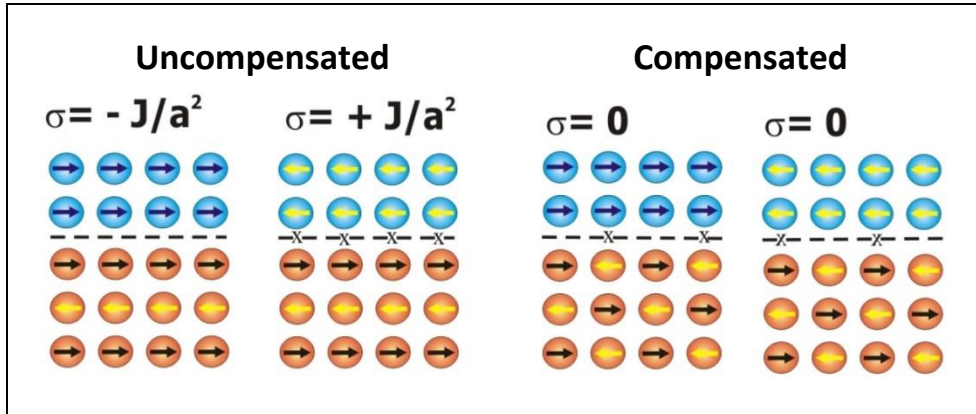
Şekil 3.11: AFM ve FM katmanlardan oluşan sistemde FM domain duvarının uygulanan manyetik alanla hareketi.

exchange alanına neden olduğunu kabul etti. Bu rastgele alan minimum enerji ilkesi gereği AFM yapısının domainlere ayrılmasına sebep olur.

Bu modelde exchange anizotropisini hesaplayabilmek için düşünülen mekanizma şekil 3.11’de gösterilmiştir. Tek eksenli anizotropiye (unidirectional anisotropy) sahip ferromanyetik katmanın domain duvarı uygulanan düzlem içi manyetik alanla hareket ettiriliyor. Bir domain’in sahip olduğu ara yüzey enerjisini σ_1 ile gösterelim. Bu domain’in yanındaki diğer domain’in ara yüzey enerjisini σ_2 ile gösterelim. Bu iki ara yüzey enerjisinin birbirinden farklı olduğunu kabul edersek, bu durumda exchange alanı:

$$H_{EB} = -\frac{\Delta\sigma}{2M_{FM}t_{FM}} \quad (3.8)$$

şeklinde yazılabilir. Burada M_F ve t_F FM katmanın sırasıyla mıknatıslanması ve kalınlığıdır.



Şekil 3.12: AFM ve FM katmanlardan oluşan sistemde uncompensated ve compensated yüzeylere göre atomların dizilişi.

Ara yüzey compensated ise, arayüzey enerji farkı sıfır olduğu için, exchange bias alanı sıfır olur. Ara yüzey uncompensated ise bu durumda ara yüzey enerji farkı:

$$\Delta\sigma = \frac{2J_i}{a^2} \quad (3.9)$$

şeklinde olur (şekil 3.12). Burada J_i ara yüzey exchange sabiti ve a kübik bir kristalin örgü parametresidir. Böylece, denklem 3.8:

$$H_{EB} = \frac{J_i}{a^2 M_F t_F} \quad (3.10)$$

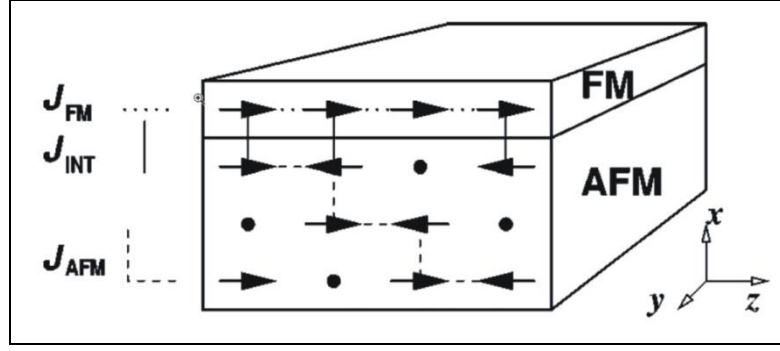
şekline dönüşür. Random field modelini kullanarak elde edilen exchange bias değeri deneysel exchange bias değerinden birkaç mertebe daha büyük oluyor. Teorik olarak elde edilen exchange bias değerini azaltmak için yüzeyde rastgele, gelişigüzel yönelmiş alan (random field) önerildi. Malozemoff compensated AFM ara yüzey katmanının pürüzlülüğünün, histeresis kayması için gerekli olan uncompensated spinlere nasıl sebep olduğunu gösterdi. Ara yüzey pürüzlülüğünün neden olduğu rastgele yönelimli alan (random field) etkisini göz önüne alarak, Malozemoff exchange bias alanını:

$$H_{EB} = \frac{2z \sqrt{A_{AFM} K_{AFM}}}{\pi^2 M_F t_F} \quad (3.11)$$

şeklinde hesapladı. Burada z düzen birim sayısı (order unity), A_{AFM} exchange sertlik sabitidir (exchange stiffness constant). Malozemoff modeli kullanılarak elde edilen exchange bias değeri deneysel değerlerle genellikle uyumludur.

3.4.3. Domain-State Modeli

Nowak [68]-[69] tarafından geliştirilen domain-state modelinde, manyetik olmayan malzemenin katkılandırılmasıyla hem AFM katmanda hem de ara yüzeyde manyetik düzen bozulur. Bu teoride antiferromanyetik katman dış manyetik alanın etkisi altında, manyetik olmayan malzeme ile katkılandırılmış AFM katman olarak düşünülür. Bu teoride kullanılan sistemin temsili resmi şekil 3.13'te görülmektedir.



Şekil 3.13: Domain-state modelinde kullanılan FM-AFM katmandan oluşan sistem. Noktalar AFM katman içindeki katkılandırılmış kristal kusurlarını göstermektedir.

Manyetik alanın uygulanmadığı durumda ve Néel sıcaklığında sistem düzensiz paramanyetik düzenden, düzenli antiferromanyetik düzene geçiş yapar. Düşük sıcaklıklarda manyetik olmayan malzeme ile katkılandırılmış AFM katman, domain düzen fazına (domain state phase) geçer. AFM domainler, iki AFM altöğünün içindeki safsızlıkların (impurities) istatistiksel olarak dengesizliğinden kaynaklanır. Bu dengesizlik dış manyetik alanla etkileşim halinde olan bir net mıknatıslanma oluşturur. FM katmanın tüm spinlerini birbirine paralel ve AFM katmanın arayüzeydeki net mıknatıslanmasını da sabit kabul edersek, tahmini exchange bias alanı:

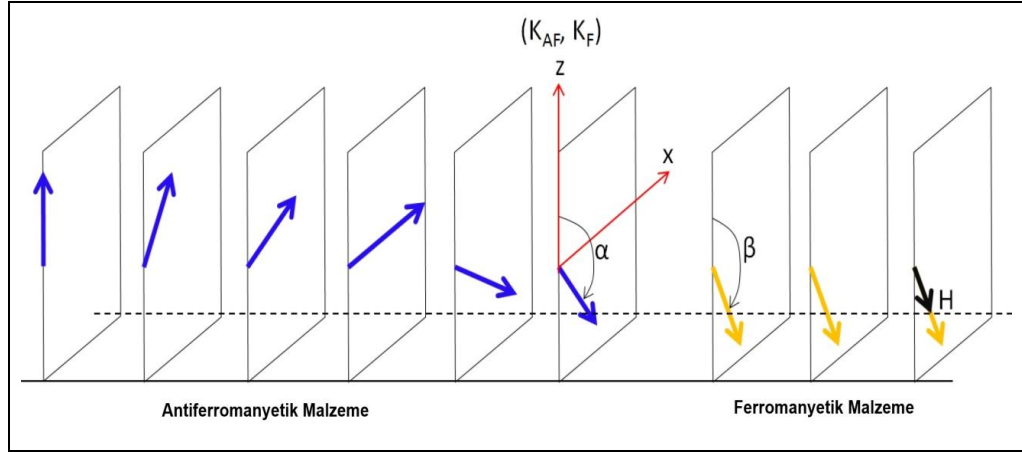
$$l\mu H_{EB} = J_{EB} m_{INT} \quad (3.12)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadede l FM katmanların sayısı, J_{EB} ara yüzey exchange sabiti, m_{INT} AFM ara yüzeyin mıknatıslanmasıdır. İdeal uncompensated yüzey ($m_{INT=1}$) için, exchange bias maximum olurken ideal compensated yüzey için exchange bias sıfırdır. Domain-state modeli, güçlü bir şekilde, AFM katmanın manyetik olmayan malzemelerle katkılandırıldığı sistemlerin deneysel sonuçlarıyla uyumludur.

3.4.4. Mauri Modeli

D. Mauri [55], antiferromanyetik katmanın arayüzeyde paralel domain duvarı oluşturduğunu kabul eden bir model önerdi. Mauri modelinin amacı: Meiklejohn ve Bean modelinde hesaplanan exchange bias değerinin azalmasını açıklamaktır. Bu

modelde, antiferromanyetik (AFM) ve ferromanyetik (FM) katmanın her ikisi de tek domain durumunda (single domain state) kabul edildi. AFM katmanın tek eksenli anizotropiye sahip olduğu ve soğutma alanının bu anizotropiye paralel olarak yönelmiş olduğu kabul edildi.



Şekil 3.14: Antiferromanyetik alttaş üzerindeki ferromanyetik filmin ara yüzeyi için Mauri modeli.

Mauri modeli için kullanılan spin yönelimleri şekil 3.14'te gösterilmektedir. Birinci arayüzey AFM tek katman (monolayer), FM katmanın spinlerinden uzakta, AFM katmanın anizotropi eksenini ve soğutma alanının yönü ile α açısı yapacak şekilde yönlendirilir. Daha sonraki AFM tek katman, arayüzey AFM spinlerinden uzakta, ara yüzeye paralel domain duvarı oluşturacak şekilde yönlendirilir. Bu durumda ara yüzey exchange enerjisi:

$$E = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} t_{FM} \sin^2(\beta) - J_{EB} \cos(\beta - \alpha) - 2\sqrt{A_{AFM} K_{AFM}} (1 - \cos \alpha) \quad (3.13)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, ilk terim Zeeman enerji terimi, ikinci terim anizotropi enerjisi, üçüncü terim ara yüzey exchange enerjisi, dördüncü terim ise domain duvarı enerjisidir [55]. A_{AFM} exchange katılık (stiffness) sabiti, J_{EB} ise arayüzey exchange sabitidir. Mauri, denklem 3.13'te verilen enerji ifadesinin enerji minimizasyonu ile mıknatıslanma eğrilerini hesapladı ve exchange bias alanını aşağıdaki gibi önerdi:

$$H_{EB} = \begin{cases} -\frac{J_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} & (\lambda \ll 1) \\ -\frac{2\sqrt{A_{AFM} K_{AFM}}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} & (\lambda \gg 1) \end{cases} \quad (3.14)$$

Burada $\lambda = \frac{J_{EB}}{2\sqrt{A_{AFM} K_{AFM}}}$. $\lambda \ll 1$ durumu güçlü exchange etkileşmesi, $\lambda \gg 1$ durumu

ise zayıf exchange etkileşmesi olarak ifade edilir.

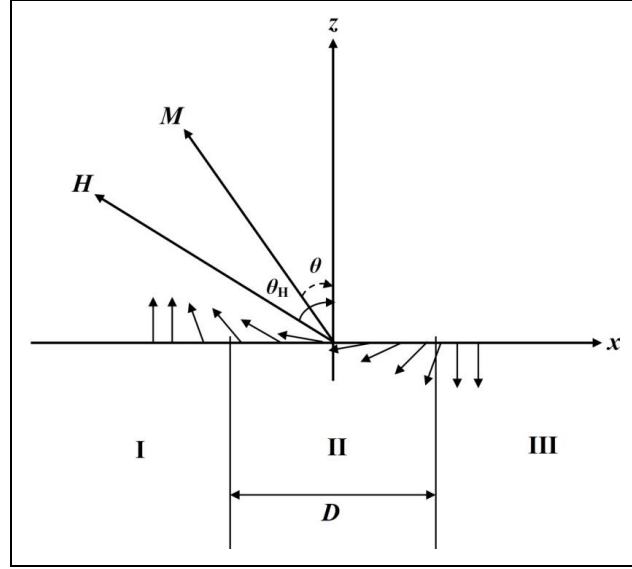
3.4.5. Domain Wall Pinning Modeli

Manyetik malzemeler ile ilgili çalışmalarda ortaya çıkan en tartışmalı konulardan biri; koersiv alanın mekaniğidir. Manyetik malzemelerin koersiv alanının mekanizmasını açıklayan en geçerli modellerden birisi de *domain wall pinning* modelidir [70]-[72].

Antiferromanyetik (AFM) malzeme içindeki kristal kusurları ve safsızlıklar, antiferromanyetik malzeme içinde domain duvarı sabitlenmesi (domain wall pinning) etkisine sebep olurlar. Ayrıca, AFM malzeme içindeki güçlü exchange etkileşimleri, çok güçlü sabitlenme bölgeleri (pinning sites) oluştururlar [73]. Bu bölgelerde domain duvarlarının sabitlenmesinden (pinning) dolayı, exchange bias değeri artar.

Gaunt ve McCurrie [74], CoPt alaşımlarında gözlemlenen yüksek koersiv alanı (~5000 Oe) açıklamak için en uygun modelin “domain wall pinning model” olduğunu gösterdiler.

Manyetik ince film düzlemini x-z düzlemi içinde ve bu ince film içinde D genişlikli bir kristal kusurunu şekil 3.15’deki gibi düşünelim.



Şekil 3.15: Domain wall pinning modelinin diyagramı.

D genişliğine sahip kristal kusurunun ince filmi üç bölgeye ayırdığını göz önüne alalım. Her üç bölgenin mıknatıslanma, anizotropi sabiti ve exchange sabitini ayrı ayrı düşünelim. Her bölgenin kolay mıknatıslanma eksenini z eksenini boyunca kabul edelim. Yeterli kalınlığa sahip bir ince film için, domain duvarı Néel duvarı olur ve mıknatıslanma vektörleri x - z düzlemi üzerindedir. Mıknatıslanma vektörleri ile z eksenini arasındaki açıyı θ ile gösterelim ve bu durumda $\theta = \theta(x)$ x 'in fonksiyonu olur. i . (I, II, III) bölge için toplam manyetik enerji [75]:

$$E_i = \int \left[A_i \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + K_i \sin^2(\theta) - HM_i \cos(\theta - \theta_H) \right] dx \quad (3.15)$$

şeklindedir. Burada $A_i \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2$ exchange enerji, $K_i \sin^2(\theta)$ anizotropi enerjisi ve $-HM_i \cos(\theta - \theta_H)$ ise manyetostatik enerjidir. Euler denklemini elde edebilmek için toplam enerji minimize edilir ve daha sonra integral alınırsa:

$$A_i \left(\frac{d\theta(x)}{dx} \right)^2 + K_i \sin^2 \theta(x) - HM_i \cos[\theta(x) - \theta_H] = C_i \quad (3.16)$$

denklemini elde edilir. Sınır koşulları uygulandığında, koersiv alan [75]: $h = \frac{HM_1}{2K_1}$
şeklinde elde edilir.

4. DENEYSEL TEKNİKLER

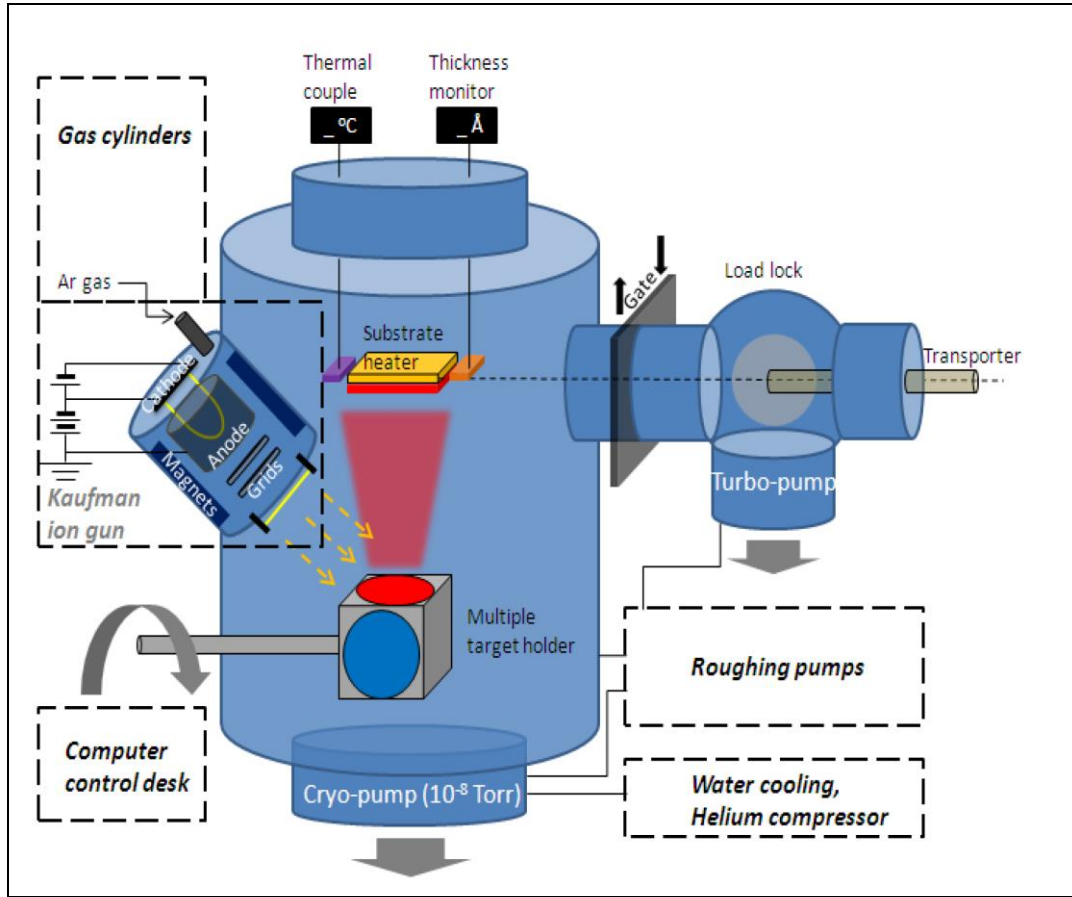
4.1. İyon Demeti Sıçratma (Ion Beam Sputtering) Tekniği

İyon demeti sıçratma tekniğinde, yoğunlaşmış ıyon demeti üretmek için ıyon kaynağı kullanılır. Yoğunlaşmış ıyon demeti hedef malzemeye yönlendirilerek sıçratma yapılır. Şekil 4.1 ıyon demeti sıçratma sistemini göstermektedir. İyon kaynağı merkezleri aynı ekseninde olan anot ve katottan oluşur. İyon demeti sıçratma sisteminin en önemli parçası, 12 K sıcaklıkta çalışan kryo pompa kullanılarak $\sim 10^{-8}$ Torr basınç altında tutulan vakum odasıdır.

Anoda 2 ile 10 kV arasında değişen yüksek voltaj uygulanarak ıyon kaynağının içinde elektrik alan oluşturulur. Argon gazı ıyon kaynağının içine gönderildiğinde yüksek elektrik alan bu gazın ıyonlaşmasına sebep olur ve kaynağın bulunduğu bölgede plazma oluşur. Daha sonra ıyonlar anot bölgesinden katot bölgesine doğru ivmelenerek ıyon demeti oluştururlar. Bu ıyon demeti hedef malzemeye (target material) gönderilerek, ıyon demeti ve hedef malzeme arasında momentum transferi gerçekteşir. Böylece ıyon demetleri, hedef malzemenin alttaş (substrate) üzerine sıçramasını sağlar.

İyon demeti sıçratma tekniği kullanılarak hazırlanan ince filmler diğer sıçratma tekniği kullanılarak hazırlanan ince filmlere göre birçok avantaja sahiptir. İyon demeti sıçratma tekniği ile çok bileşenli malzemeler kolayca büyütölür. Yine bu teknikte, ıyon kaynağının içinde ıyonların enerji ve akısı birbirinden bağımsız bir şekilde kolayca kontrol edilebilir. 0.1 \AA/s 'lik çok küçük büyütme hızı ile büyütme oranı kolayca kontrol edilebilir. İyon demeti sıçratma sistemi yüksek vakum ortamında çalışır. Vakum odasının taban basıncı 10^{-8} Torr'dur. Büyütme esnasında basınç yaklaşık 1.1×10^{-4} Torr'a yükselir. Diğer sıçratma tekniklerinde büyütme esnasında ulaşılan basınca göre birkaç mertebe daha küçüktür. Bu nedenle, ıyon demeti sıçratma sistemlerinde, argon gazından kaynaklanan kirlenme daha az olur. Ayrıca, ıyon demeti sıçratma sistemlerinde büyütme esnasında ortalama serbest yol birkaç metredir. Bu nedenle alttaş ve hedef malzeme daha kaliteli ince film büyütebilmek için yeterince uzağa yerleştirilebilir. Hedef malzemenin yerleştirildiği tutucu (holder) birden fazla hedef malzeme tutabilir. Büyütme esnasında tutucu döndürölerek daha homojen film büyütölabilir. Bu nedenlerden dolayı, ıyon demeti

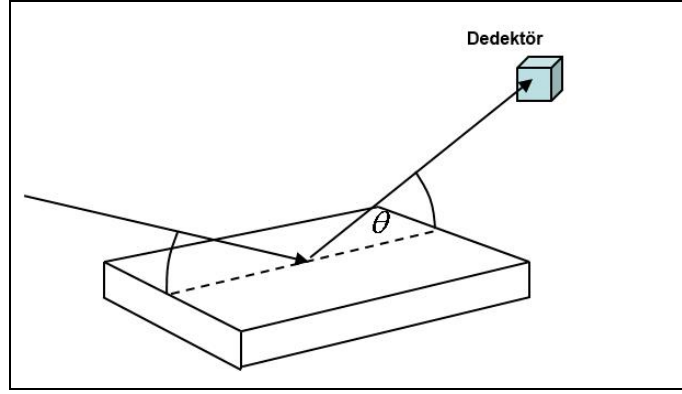
sıçratma tekniği, yüksek kalitede epitaksiyal ince filmler hazırlamak için en sık kullanılan tekniklerden biridir.



Şekil 4.1: İyon demeti sıçratma sistemi.

4.2. X-Işını Yansıması (X-Ray Reflection, XRR)

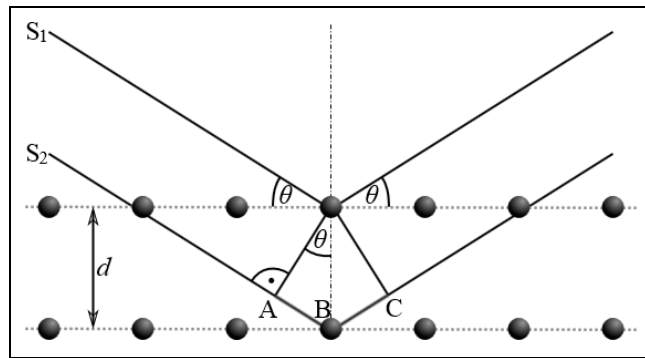
X-ışını yansıması tekniği malzemelerin kalınlık, yoğunluk ve tabakalar arası pürüzlülüğünü tanımlayabilmek için özellikle kimya, fizik ve malzeme bilimlerinde kullanılan yüzey hassasiyetine sahip bir tekniktir. Malzemenin yüzeyine gelen x-ışını, malzemenin yüzeyinden yansıtılır ve daha sonra bu yansıyan x-ışınının şiddeti ölçülür (şekil 4.2). Malzemenin yüzeyi pürüzsüz değilse, yansıyan x-ışını şiddeti, Fresnel yansıma kanunu ile tahmin edilen değerden farklı olur. Bu farklılık malzemenin yüzey özelliklerini belirlemek için analiz edilir. X-ışını yansıması tekniği, özellikle tek katlı ve çok katlı filmlerin yapısal özelliklerini belirlemek için kullanılır.



Şekil 4.2: X-ışını yansımaları.

4.3. X-ışını Kırınımı (X-Ray Diffraction, XRD)

X ışınları, bir malzemenin elektronlarına çarptıktan sonra saçılır. Bu şekilde, x-ışını kırınımı tekniği kullanılarak, bir malzemenin elektron yoğunluğu hakkında bilgi elde edilebilir. Kristaller içinde atomlar ve ayrıca elektron yoğunlukları periyodik bir şekilde dizilmişlerdir. Bu nedenle, kristal malzemelerde x-ışınları, periyodik olarak dizilmiş elektron yoğunluklarından saçılarak kırınım piki verirler. Fakat kristal yapıya sahip olmayan (amorf) malzemelerin kırınım pikleri çok keskin olmaz. XRD tekniği, malzemenin kristal yapısı hakkında, malzemenin içindeki fazlar hakkında, ince filmin kalınlığı, ara yüzeyi ve epitaksiyel özelliği hakkında bilgi verir. Büyük açı XRD ölçümü ($>15^\circ$), malzemenin yapısı hakkında bilgi elde etmek için yapılır. Düzlem içi XRD ölçümü, herhangi bir alttaş üzerinde büyütülen ince filmin epitaksiyel özelliği hakkında bilgi elde edebilmek için yapılır. Küçük açı XRD



Şekil 4.3: d düzlemler arası uzaklığına sahip bir kristalin düzlemlerinden Bragg yansımaları.

ölçümü ($<15^\circ$), tek katlı ve çok katlı ince filmlerin kalınlığı ve arayüzey kalitesi hakkında bilgi elde edebilmek için yapılır.

Kristal malzemenin yapısı hakkında bilgi elde edebilmek için Bragg kanunu kullanılır. Bragg kanununa göre:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (4.1)$$

şeklindedir (şekil 4.3). Bu ifadede, d kristal düzlemleri arasındaki uzaklık, θ malzeme üzerine gelen x-ışını ve kristal düzlemi arasındaki açı, n yansıma sayısı ve λ kullanılan X-ışınının dalga boyudur. Denklem 4.1'den anlaşıldığı gibi, XRD ölçümü ile düzlemler arası uzaklık d , belirlenebilir.

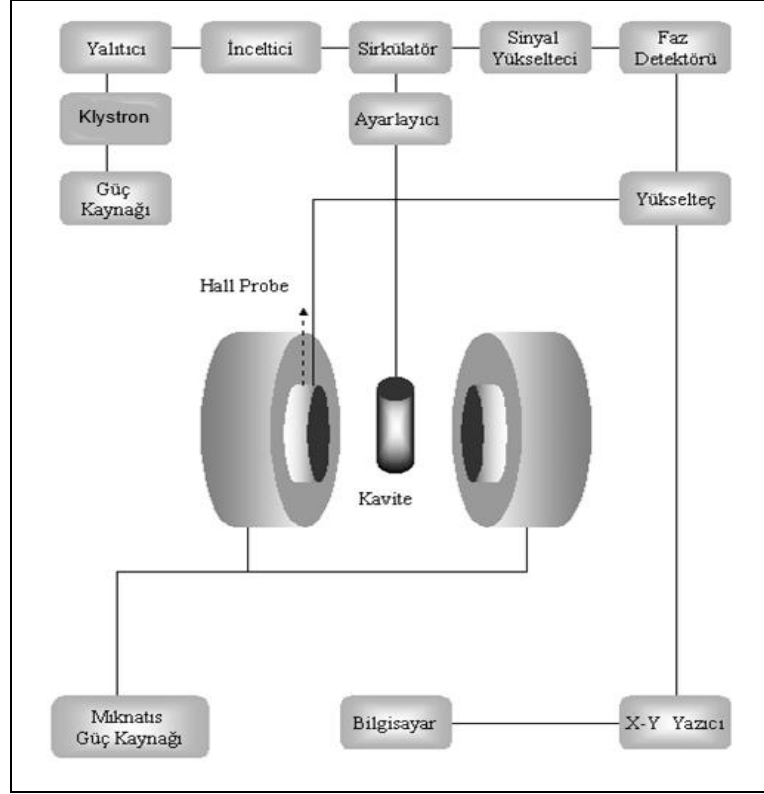
Bu tezde, hazırlanan ince filmlerin epitaksiyel özelliklerini belirleyebilmek için düzlem içi XRD ölçümleri yapıldı. Hazırlanan ince filmlerin XRD analizleri için Gebze Teknik Üniversitesi'nde (GTÜ) bulunan Rigaku Smart Lab Difraktometresi kullanıldı.

4.4. ESR Spektrometresi ve Genel Yapısı

Elektron Spin Rezonans (ESR) spektroskopisi, malzemelerin manyetik özelliklerini belirlemek için en güçlü ve yararlı tekniklerden birisidir. ESR spektroskopisi incelenen maddenin yapısında herhangi bir değişim yapmadığından dolayı diğer tekniklere göre daha üstün sayılır. ESR spektrometresi genel olarak dört temel kısımdan oluşur:

- Mikro dalga üreten kaynak sistemi.
- Kavite-dalga kılavuz sistemi.
- Miknatıs.
- Rezonans dedektörü ve modülasyon sistemi.

ESR spektrometresinin daha ayrıntılı bir şekilde bölümleri şekil 4.4'de görülmektedir.



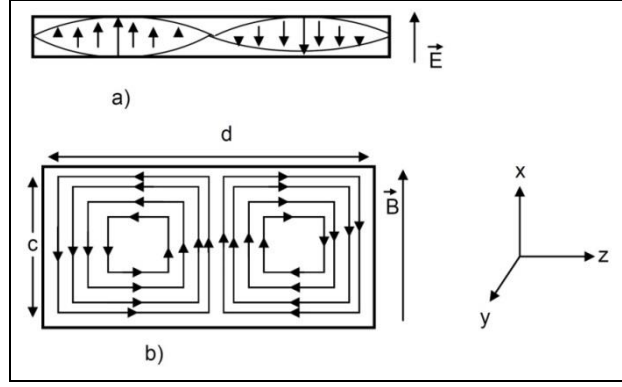
Şekil 4.4: ESR spektrometresinin temel bölümleri.

4.4.1. Mikrodalga Üreten Kaynak Sisteminin Yapısı

Mikrodalga kaynak sisteminin en temel elemanı katihal diyodu veya klystrondur. ESR spektrometresinin çalışma frekansı 9 ile 10 GHz arasındadır. Deney esnasında mikrodalga kaynağında oluşan ısınmayı önlemek için suyla soğutma yapılır. Attenuatör (güç inceltici veya zayıflatıcı) kaviteye giden mikrodalga enerjisinin gücünü ayarlar. Mikrodalga gücü 0- 200 mW arasındadır [76].

4.4.2. Dalga Kılavuzu ve Kavite Kılavuz Sistemi

ESR spektrometresinin kavitesi TE_{102} modunda (mikrodalğanın manyetik alan bileşeni uygulanan statik alana dik, mikrodalğanın elektrik bileşeni ise uygulanan alana paralel) titreşir ve dikdörtgen prizma şeklindedir.



Şekil 4.5: TE₁₀₂ modunda çalışan ESR spektrometresinin kavitesi. a) Elektrik alan y eksenine paraleldir ve z doğrultusunda tam bir dalga sığmaktadır. b) Manyetik alan x eksenine paraleldir.

Kavite içerisinde mikrodalgadan gelen elektromanyetik alan hem örnek tarafından hem de kavitenin duvarları tarafından soğurulur. Mikrodalganın manyetik alan bileşeninin maksimum ve elektrik alan bileşeninin minimum olduğu yer kavitenin merkezidir. Bu nedenle, mikrodalga ile örnek etkileşiminin maksimum olması için, incelenecek malzeme kavitenin tam merkezine yerleştirilmelidir. Şekil 4.5'te kavite içindeki elektrik alan ile manyetik alan modları görülmektedir. Klystrondan gelen mikro dalgayı kaviteye yönlendirmek, kaviteden yansıyan mikro dalgayı da dedektöre göndermek sirkülörün görevidir.

4.4.3. Elektromıknatıs

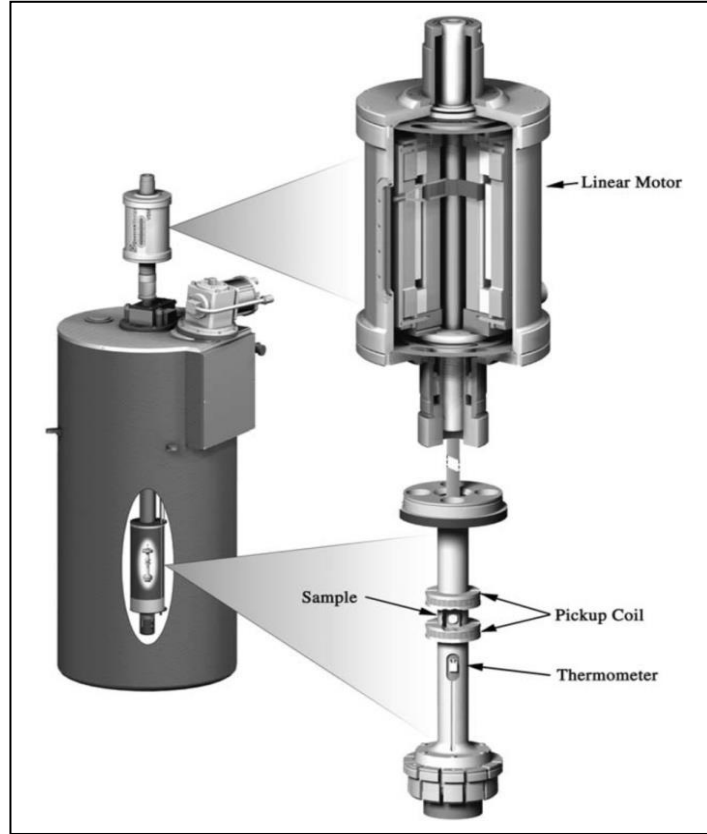
Rezonans durumu için gerekli olan statik (DC) manyetik alan elektromıknatıslar tarafından sağlanır. Elektromıknatıs sisteminin temel elemanları: bir çift elektromıknatıs ve bunlara akım sağlayan güç kaynağıdır. Elektromıknatıs 0 ile 22 kOe arasında değişen manyetik alan üretir. GTÜ'de bulunan ESR spektrometresinin sahip olduğu elektromıknatısın oluşturduğu manyetik alan, mıknatısın kutuplarından biri üzerine yerleştirilmiş *Hall probe* ile kontrol edilir ve belirlenir. Elektromıknatıs sistemi, yüksek manyetik alanlarda ortaya çıkan ısınmayı önlemek için su ile sürekli olarak soğutulur.

4.4.4. Dedektör ve Modülasyon Sistemi

ESR spektrometresinin kavitesinin içine gönderilen mikrodalga'nın bir kısmı örnek tarafından soğurulur. Kaviteden yansıyan mikrodalga ise sirkülatör vasıtasıyla dedektöre gönderilir. Dedektör de ise kaviteden gelen bu dalga ile orantılı olarak elektrik akımı oluşur. Rezonans durumunda yansıyan mikrodalga'nın şiddeti azalacağından dolayı dedektör akımında değişim gözlenir. Böylece rezonans sinyali kaydedilir. Rezonans sinyali sinyal yükselticisi tarafından yükseltilir ve daha sonra bu sinyalin manyetik alana karşı değişimi elde edilerek bilgisayar ekranında görüntülenmesi sağlanır [76].

4.5. VSM sistemi

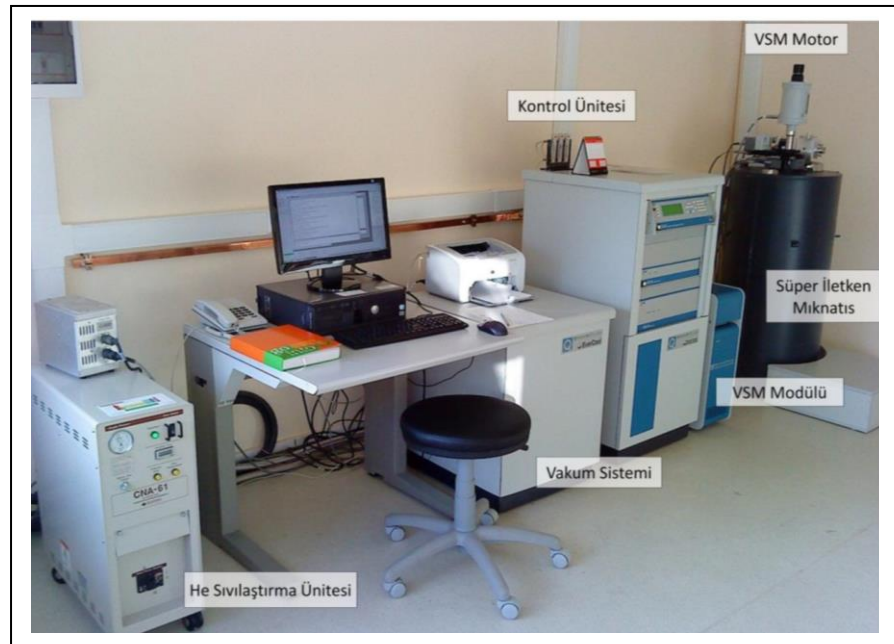
Titreşimli örnek manyetometresi (Vibrating Sample magnetometer, VSM) malzemelerin manyetik özelliklerini ölçer. VSM, Simon Foner tarafından 1955



Şekil 4.6: Süperiletken mıknatıs içinde çalışan VSM. Örneğin titreşim hareketi linear motor ile sağlanır.

yılında icat edildi. VSM, Faraday'ın indüksiyon kanununa göre çalışır. Faraday'ın indüksiyon kanununa göre, değişen manyetik alan elektrik alan üretir. Bu elektrik alan ölçülerek, değişen manyetik alan hakkında bilgi verir. VSM tekniği manyetik malzemelerin manyetik alan altında davranışını ve manyetik açıdan türünü (ferromanyetik, paramanyetik v. b. gibi) belirlememize yardım eder.

VSM içine yerleştirilen malzemenin ilk önce manyetik alan altında yeri tespit edilir. Malzeme manyetik ise, malzemenin manyetik domain'leri veya spinleri manyetik alan ile aynı yönde yönelir. Böylece malzeme manyetik alan altında mıknatıslanır. Dışarıdan uygulanan manyetik alan ne kadar yüksek ise, malzemenin mıknatıslanması o kadar yüksek olur (paramanyetik malzeme için). Malzemenin dipol momentleri malzemenin etrafında manyetik alan oluşturur. Malzeme yukarı ve aşağı hareket ettikçe, malzemenin etrafında oluşan bu alan, zamanın fonksiyonu olarak değişir ve sistemin iletken bobini (pick-up coil) tarafından algılanır (şekil 4.6). Değişen manyetik alan pick-up coil içinde Faraday kanununa göre elektrik alan üretir. Bu akım, malzemenin mıknatıslanması ile orantılıdır. Malzemenin mıknatıslanması ne kadar büyükse, indüklenen akım o kadar büyük olur. Daha sonra, indüklenen akım amplifikatör ve *lock-in* amplifikatör tarafından güçlendirilir. Şekil 4.7 Gebze Teknik Üniversitesi (GTÜ) Fizik Bölümü'nde bulunan PPMS sistemini göstermektedir. Bu tezde kullanılan VSM sistemi, Quantum Design marka PPMS



Şekil 4.7: GTÜ Fizik Bölümü'ndeki PPMS sistemi.

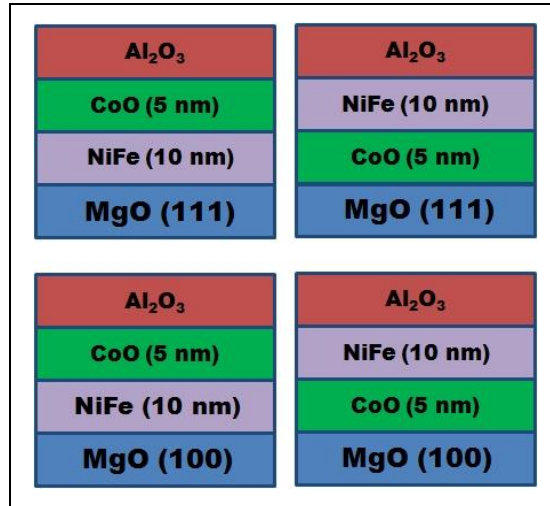
(Physical Property Measurement System) cihazıdır. Manyetizasyon ölçümleri VSM sistemi kullanılarak 10 ile 300 K sıcaklık aralığında düzlem içi geometride yapıldı. Düzlem içi geometride manyetik alan ölçüm boyunca film düzlemi içinde kalıyor.

5. DENEYSEL SONUÇLAR

5.1. NiFe/CoO ve CoO/NiFe İnce Filmleri

5.1.1. İnce Filmlerin Hazırlanması

NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmler hem MgO(111) ve hem de MgO(100) altaşlar üzerinde iyon demeti sıçratma tekniği kullanılarak yaklaşık 10^{-9} mbar'lık taban basıncı (base pressure) altında sırasıyla şekil 5.1'de gösterildiği gibi büyütüldüler. Bu basınç aralığı sıçratma sistemlerinde yüksek kaliteli ince filmler hazırlamak için yeterli büyüklüktedir. NiFe (NiFe=Py, Permaloy) alaşımı tek hedef



Şekil 5.1: NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmlerin yapıları.

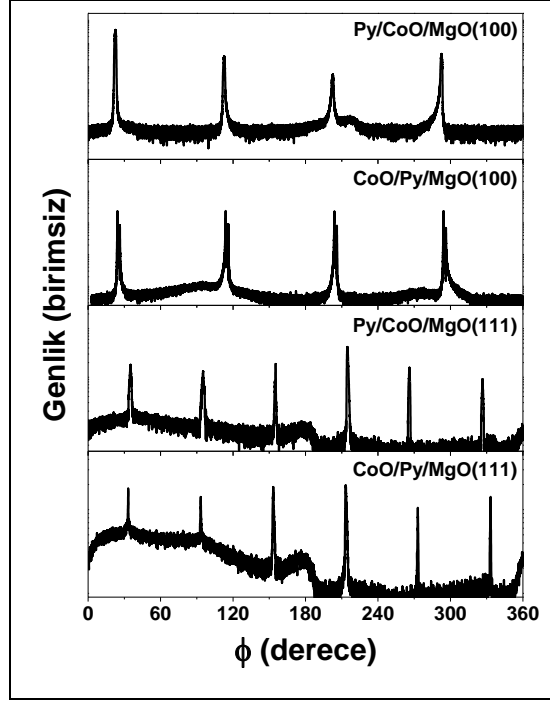
malzemeden (target), CoO ise birlikte sıçratma (co-sputtering) yapılarak ayrı ayrı hedef malzemelerden büyütüldüler.

Altaş (substrate) olarak 1 cm x 1 cm x 0.5 mm boyutlarına ve 4.212 Å örgü sabitine sahip MgO altaşlar kullanıldı. Filmler büyütülmeden önce, yüksek vakum ortamında MgO altaşlar 500 °C'ye kadar ısıtıldılar ve daha sonra soğumaya bırakılarak yavaş yavaş sıcaklıkları oda sıcaklığına gelmesi beklendi. Altaş yüzeyi Ar⁺ iyonları ile bombardıman edildi. Oksijen gazı vakum odasına basınç 10^{-3} mbar olana kadar gönderildi. Daha sonra, 5 mTorr Ar and 0.4 mTorr O₂ gazları karışımı içinde Co sıçratma yapılarak hem MgO(111) ve hemde MgO(100) altaşlar üzerinde

CoO katmanı büyütüldü. CoO katmanı büyütüldükten sonra optimum büyütme koşulları altında CoO/MgO üzerinde Py katmanı büyütüldü. Hazırlanan iki katlı ince filmlerin oksitlenmesini önlemek için iki katlı filmler Al₂O₃ koruyucu katmanı ile kaplandı. Benzer adımlar kullanılarak CoO/Py iki katlı ince filmler hem MgO(111) ve hemde MgO(100) alttaşlar üzerinde büyütüldüler.

5.1.2. Py/CoO ve CoO/Py İki Katlı İnce Filmlerin XRD Sonuçları

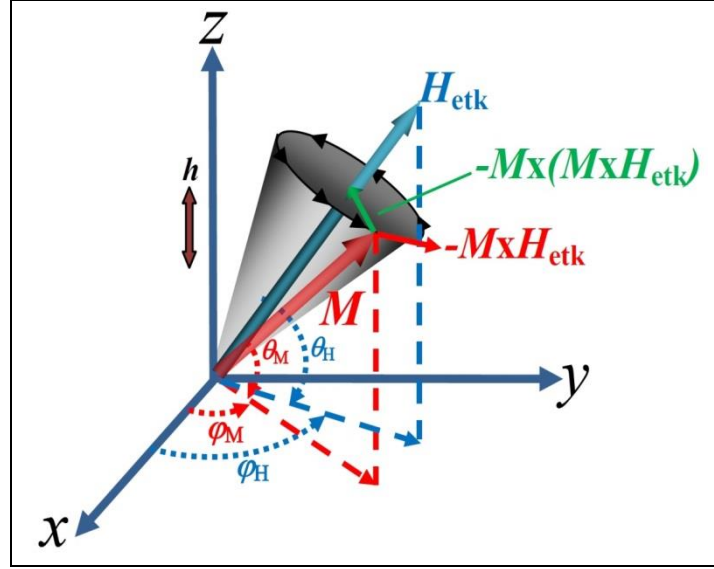
Katmanlar arasında epitaksiyel ilişkiyi kurabilmek için, düzlem içi x ışını kırınım (X-ray diffraction, XRD) ölçümleri yapıldı. Şekil 5.2 MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde büyütülen Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmlerin düzlem içi XRD grafiklerini göstermektedir. MgO(111) alttaşlar üzerinde büyütülen Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmler için, örnek yüzeyine göre 69.28°'lik sabit dedektör açısı ile örnek etrafında 360° tarama yapılarak XRD pikleri kaydedildi. MgO(100) alttaşlar üzerinde büyütülen Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmler için ise, örnek yüzeyine göre 43.64°'lik sabit dedektör açısı ile örnek etrafında 360° tarama yapılarak XRD pikleri kaydedildi. CoO/Py/MgO(100) ve Py/CoO/MgO(100) örnekleri için dört kat simetrik kırınım pikleri gözlemlenirken, CoO/Py/MgO(111) ve Py/CoO/MgO(111) örnekleri için altı kat simetrik kırınım pikleri gözlemlendi. Altı kat simetri, CoO katmanlarının, birbirlerine göre 60°'lik açıya sahip iki yapısal domain'den oluştuğunu gösterir. Altı kat simetrik benzer sonuçlar, MgO alttaş üzerinde büyütülen Py/CoO(111) [11], Al₂O₃ alttaş üzerinde büyütülen Py(111)/CoO(111) [77] ve Fe/CoO(111) [78] örnekleri için de gözlemlendi.



Şekil 5.2: NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmlerin düzlem içi XRD grafiği.

5.1.3. Py/CoO ve CoO/Py İki Katlı İnce Filmlerin FMR Sonuçları

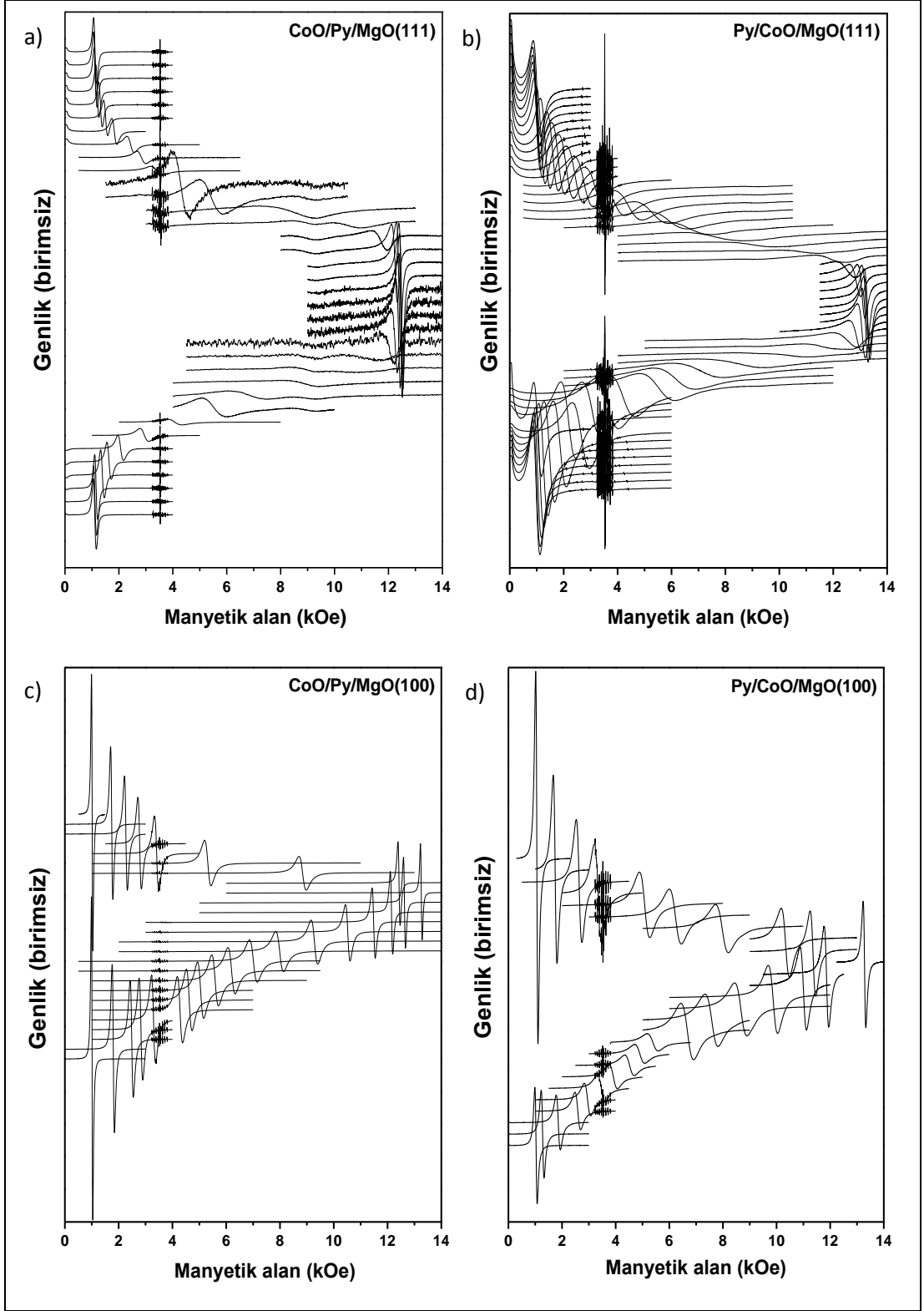
MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde büyütülen Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmlerin FMR ölçümleri düzlem içi (in-plane) ve düzlem dışı (out-of plane) olmak üzere iki geometride yapıldı. Düzlem içi FMR ölçümlerinde, örnekler daima yere paralel olacak şekilde örnek tutucunun yere yatay yüzeyine yapıştırıldı. Bu konum ve geometride statik manyetik alan ölçüm boyunca örnek düzleminin içinde kalacak şekilde döndürülür. Düzlem dışı FMR ölçümlerinde, örnekler düşey olarak örnek tutucunun önündeki düz kısma yapıştırıldı. Bu konum ve geometride mikrodalganın manyetik alan bileşeni ölçüm boyunca film düzlemi içinde kalır ve statik manyetik alan örnek düzleminde, film dikine doğru döndürülür.



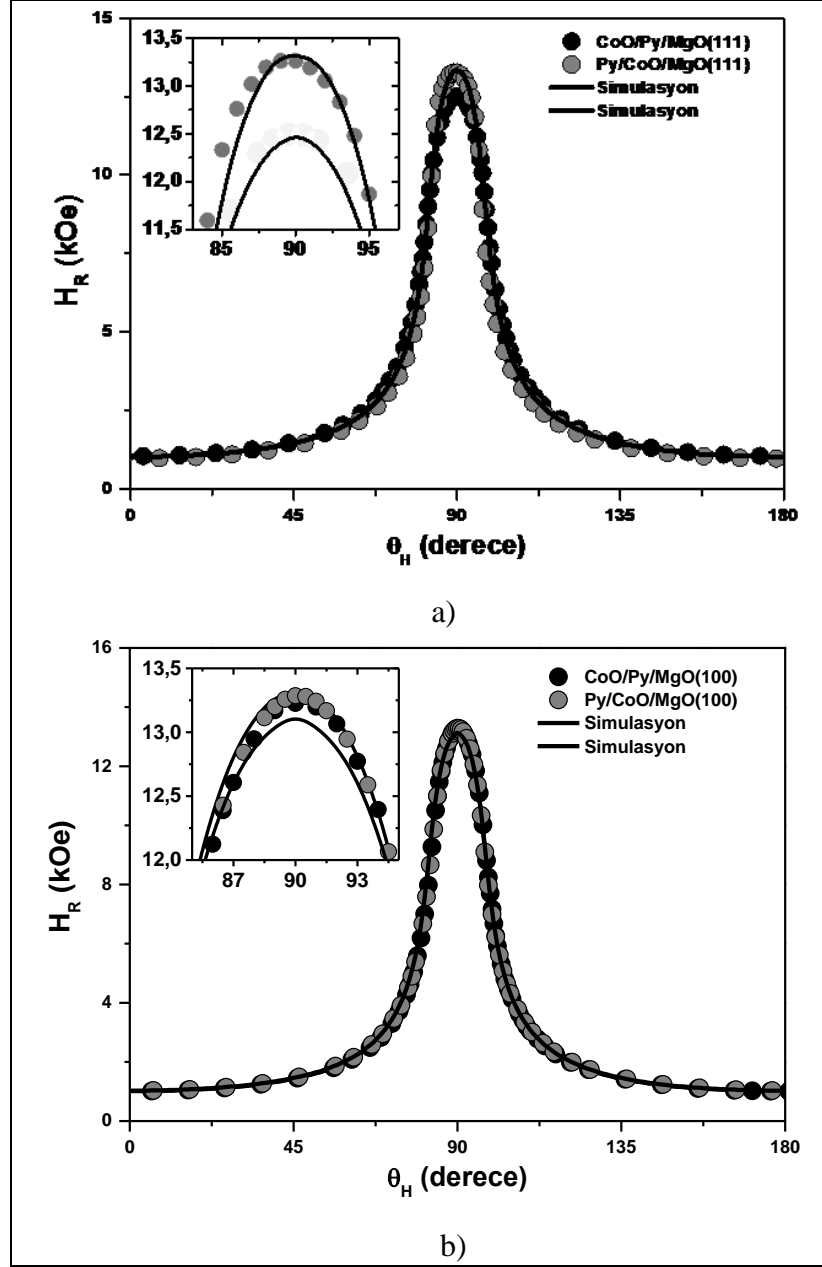
Şekil 5.3: Statik manyetik alan, mıknatıslanma vektörleri ve ölçüm için kullanılan koordinat sistemi.

Deneyel koordinat sistemi, mıknatıslanma ve manyetik alan vektörlerinin yönelimleri şekil 5.3'te görülmektedir. Bu geometri ve koordinat sistemi göz önüne alınarak deneysel FMR sonuçlarının teorik simülasyonu yapıldı.

MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde büyütülen Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmlerin düzlem dışı geometride kaydedilen FMR spektrumları şekil 5.4'te görülmektedir. Bu geometride görüldüğü gibi, FMR spektrumları çok güçlü anizotropik davranışa sahipler. Düzlem dışı geometride FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanlarının açısal değişimleri şekil 5.5'te görülmektedir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi teorik ve deneysel rezonans alanları arasında çok iyi uyum vardır. Tüm örnekler için düzlem dışı rezonans alanları birçok açı için hemen hemen aynıdır. Fakat, manyetik alan film dikine (dik geometri) yakın yönlerde uygulandığı zaman rezonans alanlarında önemli bir farklılık görülmektedir. Dış manyetik alanın film dikine yakın olduğu açılar etrafında, Py/CoO/MgO(111) ve Py/CoO/MgO(100) örneklerinin rezonans alanları, CoO/Py/MgO(111) ve CoO/Py/MgO(100) örneklerinin rezonans alanlarından daha büyüktür. MgO



Şekil 5.4: Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem dışı geometride elde edilen FMR spektrumları, a) CoO/Py/MgO(111), b) Py/CoO/MgO(111), c) CoO/Py/MgO(100) ve d) Py/CoO/MgO(100) için düzlem dışı FMR spektrumlarını göstermektedir.

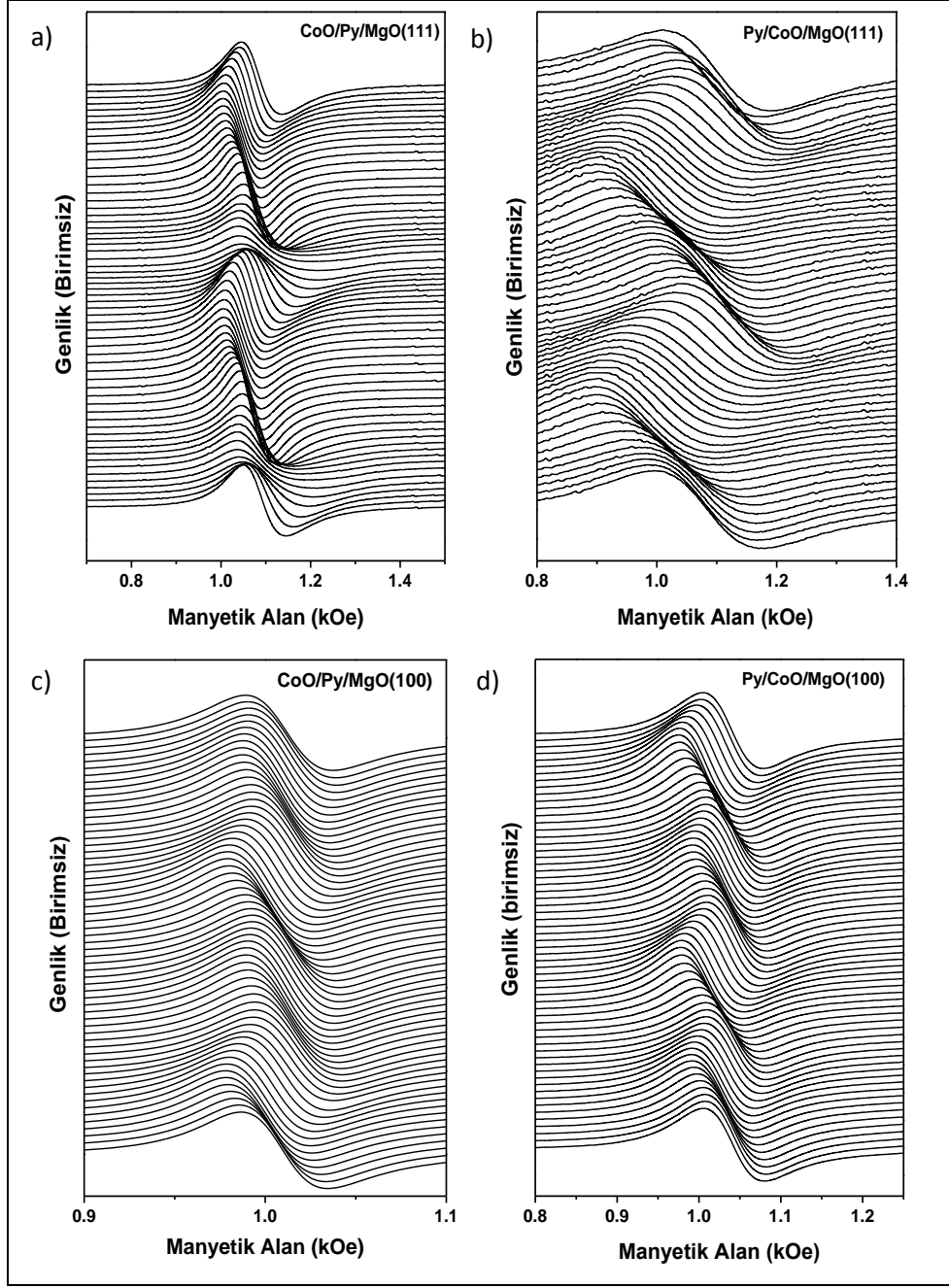


Şekil 5.5: Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem dışı FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanların açısal değişimi, a) (111) yönelimi için, b) (100) yönelimi için.

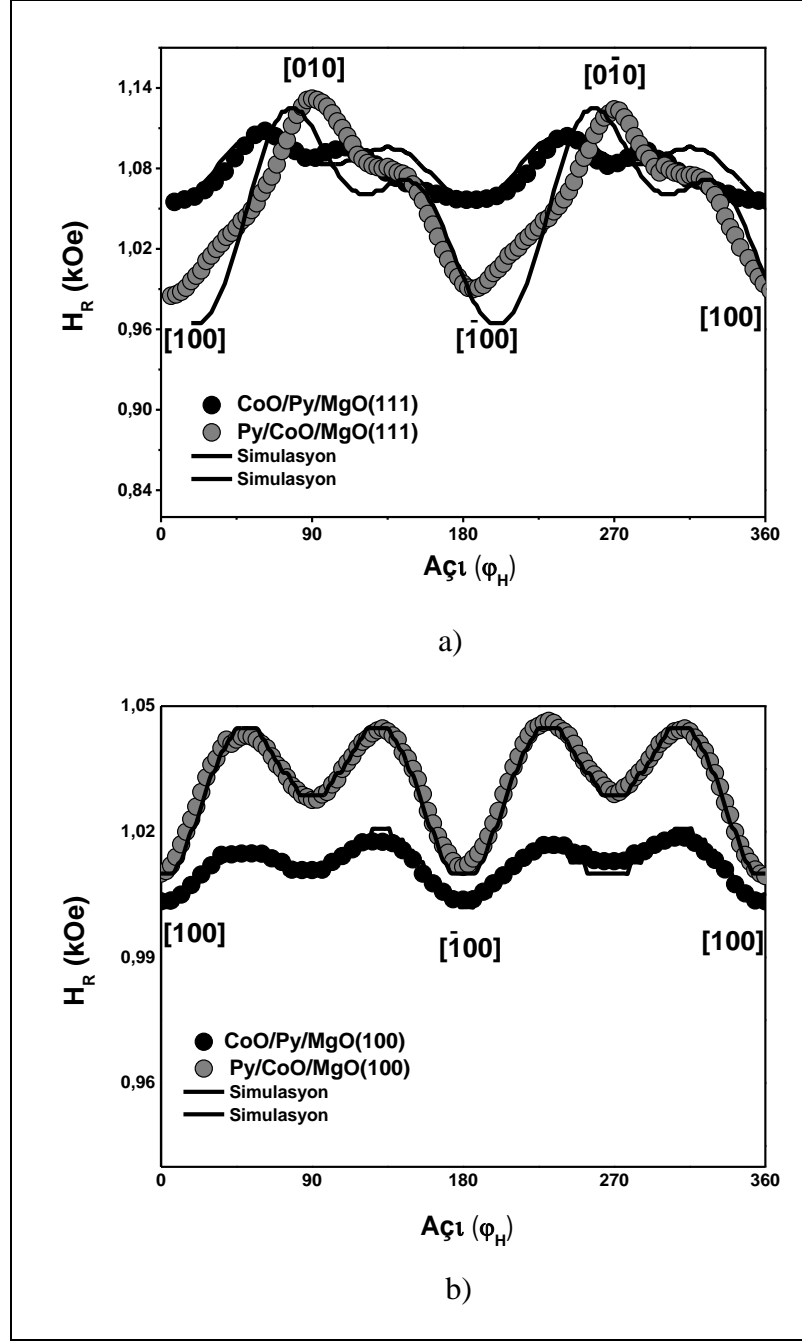
alttaş üzerinde Py yerine CoO katmanı büyütüldüğü zaman, MgO ve CoO arasındaki kısmen çok iyi örgü uyumu (lattice match) olduğundan dolayı, iki katlı filmlerin (bilayers) kristal kalitesi veya epitaksiyal özelliği artar. Diğer bir ifadeyle, MgO alttaş üzerinde kübik simetrik CoO katmanının büyüdüğü beklenir. Bu nedenle, ferromanyetik Py katmanının etkin manyetik anizotropisi artar. Aslında, düzlem dışı rezonans alanlarının güçlü açısal bağımlılığı şekil anizotropisinden (demanyetizasyon alanı) kaynaklanır [79].

MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde büyütölen Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmlerin düzlem içi (in plane) geometride kaydedilen FMR spektrumları Şekil 5.6'da görölmektedir. Bu spektrumlardan elde edilen rezonans alanlarının düzlem içi açısına (in-plane angle, φ) bağımlılığı Şekil 5.7'de görölmektedir. Ayrıca MgO alttaşın kristal eksenleri grafik üzerinde gösterildi. Göröldüğu gibi düzlem içi FMR ölçümlerinde görölen küçük manyetik anizotropi, Py'un manyetik açıdan yumuşak (magnetically soft) özelliğinden kaynaklanır. Düzlem içi ve düzlem dışı geometrilere deneysel FMR spektrumlarını fit yapmak için aynı manyetik parametreler kullanıldı. FMR datalarının simölasyonundan elde edilen manyetik değerler tablo 5.1'de görölmektedir. Burada w/γ rezonans alanı, M_{etk} etkin mıknatıslanma, H_1 kübik (cubic) anizotropi sabiti ve H_u eksensel (uniaxial) anizotropi sabitidir.

MgO(111) alttaşlar üzerinde büyütölen Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmlerindeki ferromanyetik Py katman eksensel anizotropi gösteriyorken (Şekil 5.7.a)), MgO(100) alttaşlar üzerinde büyütölen Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmlerindeki ferromanyetik Py katman kübik anizotropi (Şekil 5.7.b)) gösteriyor. Düzlem içi eksensel anizotropi (easy plane uniaxial anisotropy): arayüzey anizotropisinden [80] (interface anisotropy) Şekil anizotropisinden (demanyetizasyon alanı) [81], büyütme sebepli anizotropiden (growth-induced (oblique) anisotropy) [82]-[83] ve yapısal bozulmadan (structural distortion) [84] kaynaklanır. İki katlı ince filmler arasındaki örgü uyumsuzluğu (lattice mismatch) yapısal bozukluğu (structural distortion) sebep olabilir. Bu yapısal bozukluk ince filmlerde eksensel anizotropiye sebep olur [84]. Bu çalışmadaki düzlem içi FMR ölçümlerinde görölen eksensel anizotropi, iki katlı ince film sisteminin yapısal bozukluğundan kaynaklanabilir. Benzer sonuçlar MgO alttaş üzerinde büyütölen Fe/CoO(111) iki katlı filmlerinde [11] ve Al₂O₃ alttaş üzerinde büyütölen Fe/CoO(111) iki katlı filmlerinde [84] gözlemlendi.



Şekil 5.6: Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem içi FMR spektrumları, a) CoO/Py/MgO(111), b) Py/CoO/MgO(111), c) CoO/Py/MgO(100) ve d) Py/CoO/MgO(100) için düzlem içi FMR spektrumlarını göstermektedir.



Şekil 5.7: Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem içi FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanların açısal değişimi, a) (111) yönelimi için, b) (100) yönelimi için.

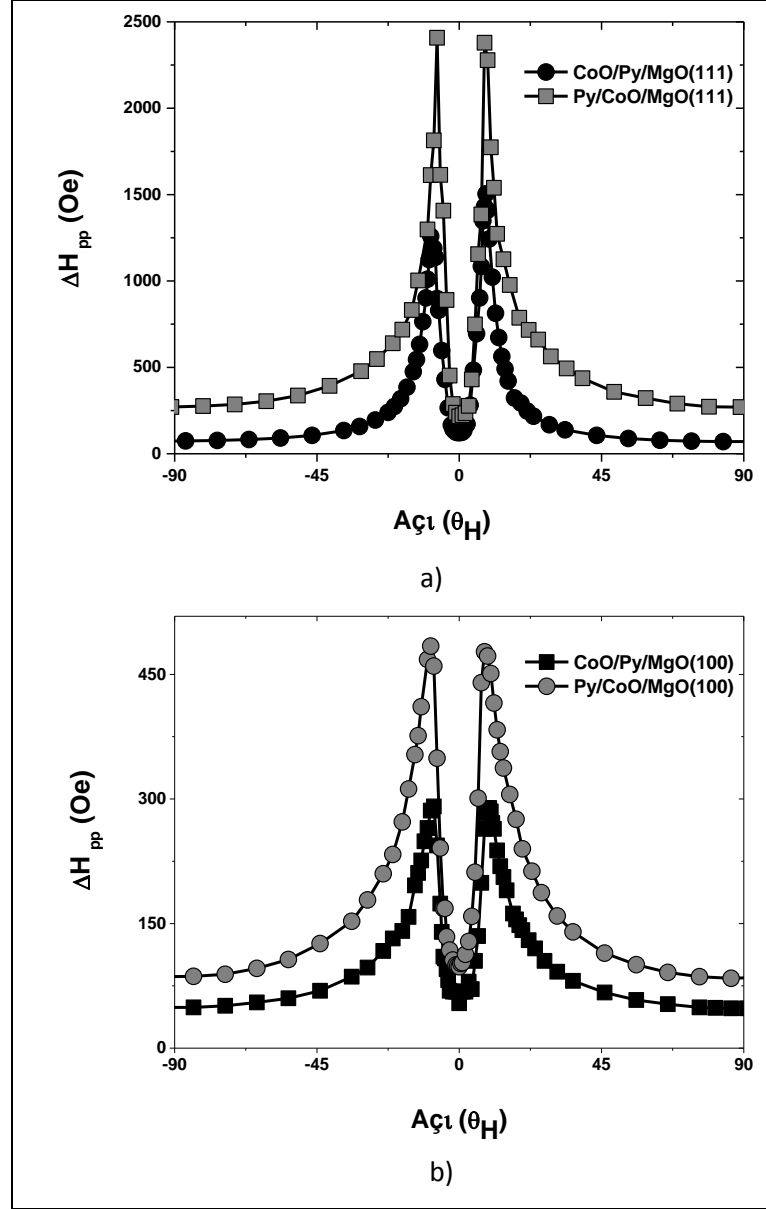
Tablo 5.1. FMR spektrumlarının rezonans alanlarının açısall bağımlılıklarının teorik fitinden ve VSM ölçümlerinden elde edilen manyetik parametreler. H_1 kübik ve H_u eksensel anizotropi sabitleri.

| | CoO/Py/ MgO(111) | Py/CoO/ MgO(111) | CoO/Py/ MgO(100) | Py/CoO/ MgO(100) |
|------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| w/γ (Oe) | 3340 | 3340 | 3340 | 3340 |
| M_{etk} (Oe) | 730 | 760 | 796 | 778 |
| H_1 (Oe) | 8 | 20 | 3 | 7 |
| H_u (Oe) | 9 | 30 | 2 | 5 |
| φ ($^\circ$) | 10 | 20 | 15 | 0 |
| H_{EB} (Oe) | 152 | 800 | 137 | 378 |
| T_B (K) | 60 | 160 | 70 | 160 |

Şekil 5.8 düzlem dışı geometride kaydedilen FMR spektrumlarına ait çizgi genişliklerinin düzlem dışı açısına bağımlılığını gösteriyor. Tüm katkıları içeren FMR çizgi genişliği [85]:

$$\Delta H_{\text{PP}} = \Delta H_{\text{PP}}^{\text{intrinsic}} + \Delta H_{\text{PP}}^{\text{inhom}} \Delta(4\pi M_{\text{eff}}) + \Delta H_{\text{PP}}^{\text{inhom}} \Delta\theta_{\text{H}} + \Delta H_{\text{PP}}^{\text{inhom}} \Delta H_{\text{K}_1} + \Delta H_{\text{PP}}^{\text{inhom}} \Delta H_u \quad (5.1)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu ifadedeki ilk üç terim ayrıntılı bir şekilde R. Yilgin'in [86] çalışmasında açıklandı. Bu ifadedeki dördüncü ve beşinci terimler, kübik ve eksensel anizotropilerin büyüklüklerindeki olası değişimlerden kaynaklanır. Dış manyetik alanın film dikine yakın olduğu açılarda çizgi genişlikleri çok keskin bir şekilde azalıyor. Şekil 5.8'den kolayca görüldüğü gibi, Py yerine, MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde CoO katmanı büyütülünce, çizgi genişliği çok büyük oranda artıyor.



Şekil 5.8: Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem içi FMR spektrumlarından elde edilen çizgi genişliklerinin (ΔH_{pp}) açığa bağımlılığı, a) (111) yönelimi için, b) (100) yönelimi için.

5.1.4. Py/CoO ve CoO/Py İki Katlı İnce Filmlerin VSM Sonuçları

Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin 300 ile 10 K aralığındaki belirli sıcaklıklarda elde edilen manyetik histeresis eğrileri şekil 5.9'da görülmektedir. Örnekler ilk önce 2 kOe'lik manyetik alan altında 350 K sıcaklıktan (Néel sıcaklığının üzerinden) farklı hedef sıcaklıklara soğutuldu. Daha sonra, dış manyetik alan film düzlemine paralel (in-plane geometry) uygulandı ve manyetik histeresis eğrileri belirli bir sıcaklıklarda (hedef sıcaklık) kaydedildi. Her histeresis eğrisi

ölçümünden sonra, örnekler 350 K sıcaklığa ısıtıldı ve yukarıdaki işlem her sıcaklıktaki ölçüm için aynı şekilde uygulandı. Şekil 5.9'da görüldüğü gibi, manyetik histeresis eğrileri, Py katmanının ferromanyetik davranışını açıkça gösteriyor. Yüksek sıcaklıklarda (blocking sıcaklığının üzerinde) histeresis eğrileri orijine göre simetriktir. Fakat düşük sıcaklıklarda (blocking sıcaklığının altında) her örnek için exchange bias etkisi kolayca görülmektedir.

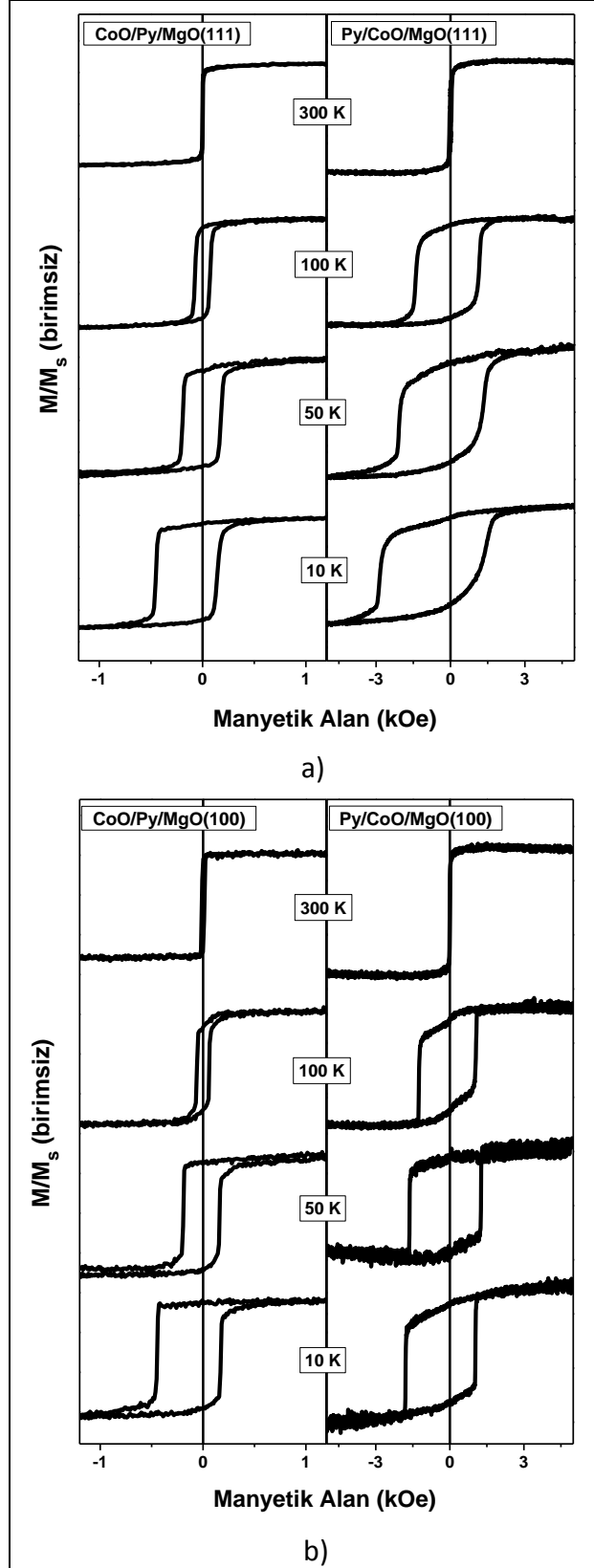
10 ile 300 K arasındaki farklı sıcaklıklarda kaydedilen histeresis eğrilerinden elde edilen exchange bias alanı (H_{EB}) ve koersiv alanın (H_C) sıcaklığa bağımlılığı şekil 5.10'da görülmektedir. Exchange bias alanı (H_{EB}) ve koersiv alanın (H_C) değeri:

$$H_C = \frac{(|H_{C1}| + |H_{C2}|)}{2} \quad (5.1)$$

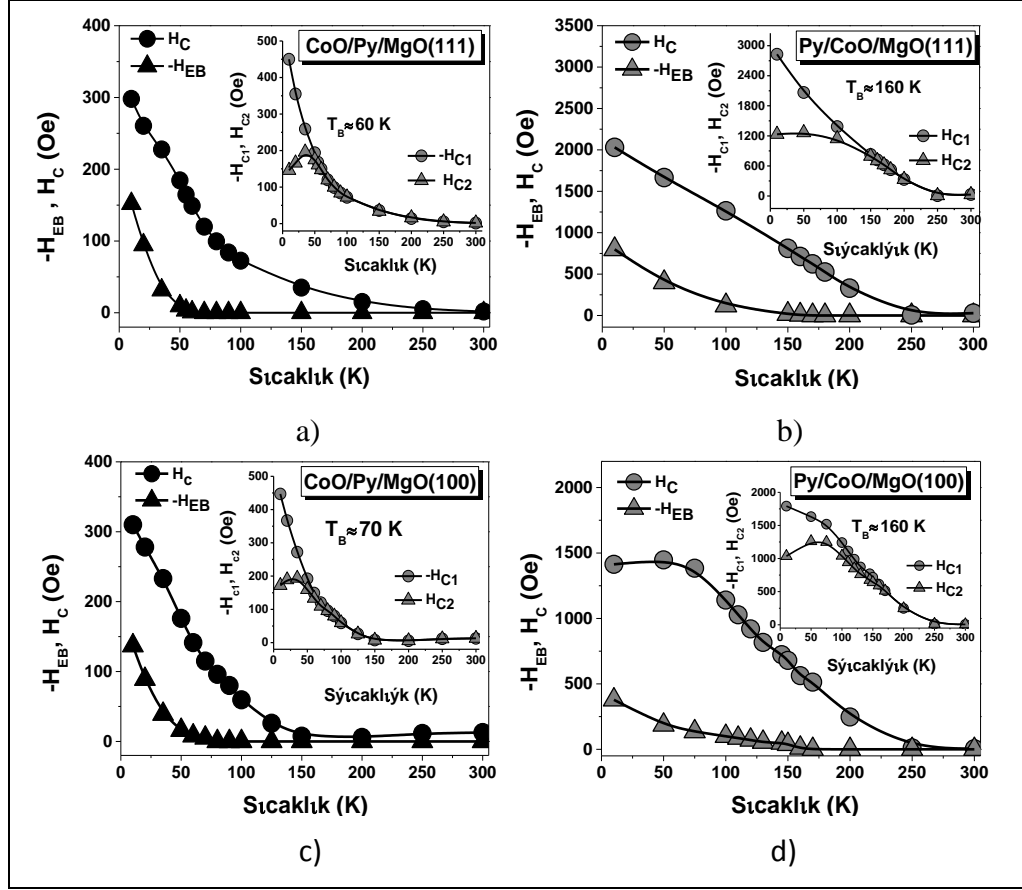
$$H_{EB} = \frac{(H_{C1} + H_{C2})}{2} \quad (5.1)$$

ifadeleri kullanılarak belirlendi. Burada H_{C1} histeresis eğrisinin sol tarafındaki mıknatıslanmayı sıfırlayan alan ve H_{C2} ise histeresis eğrisinin sağ tarafındaki mıknatıslanmayı sıfırlayan alandır. Şekil 5.10'dan görüldüğü gibi, sıcaklık azalırken, koersiv alan artıyor. Bu artma, Py katmanının etkin manyetik anizotropisinin arttığını ve blocking sıcaklığının altında Py ile CoO arasındaki arayüzeydeki exchange etkileşmesinin varlığını gösteriyor [77]-[87]. Py/CoO/MgO(111) örneğinin 10 K sıcaklıktaki koersiv alan değeri, tüm örneklerin koersiv alan değerleri ile karşılaştırıldığında, en yüksektir. Bu yüksek koersiv alan uncompensated CoO spinleri ile Py spinleri arasındaki güçlü exchange etkileşmesinden kaynaklanır.

Exchange bias etkisinin görüldüğü sistemlerde, sıcaklığın artması ile exchange bias etkisi azalır ve blocking sıcaklığı (T_N) olarak adlandırılan özel bir sıcaklıkta ortadan kaybolur. Antiferromanyetik malzemelerde genellikle blocking sıcaklığı Néel sıcaklığından daha az olur. Şekil 5.10'dan görüldüğü gibi, exchange bias alanı



Şekil 5.9: Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin düzlem içi geometride ve farklı sıcaklıklarda elde edilen manyetik histeresis eğrilerinin grafikleri, a) (111) yönelimi için, b) (100) yönelimi için.



Şekil 5.10: Py/CoO ve CoO/Py iki katlı filmlerin manyetik histeresis eğrilerinden elde edilen koersiv alan (H_C) ve exchange bias alan (H_{EB}) değerlerinin sıcaklığa bağımlılığı, a) CoO/Py/MgO(111), b) Py/CoO/MgO(111), c) CoO/Py/MgO(100) ve d) Py/CoO/MgO(100) için.

hemen hemen doğrusal bir şekilde, artan sıcaklıkla blocking sıcaklığına kadar azalır ve blocking sıcaklığının üzerinde sıfır olur. Antiferromanyetik etkileşmeler artan sıcaklıkla zayıfladığından dolayı [88], bu davranış antiferromanyetik anizotropinin azalması ile açıklanabilir. Meiklejohn ve Bean modeli bu davranışı en iyi açıklayan modeldir.

MgO alttaş üzerinde Py yerine (şekil 5.10.a) ve şekil 5.10.b)), CoO büyütülürse, 10 K sıcaklıktaki exchange bias değeri büyük oranda artıyor (şekil 5.10.b) ve şekil 5.10.d)). MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde CoO katmanı büyütülmesiyle, MgO ve CoO arasındaki çok küçük örgü uyumsuzluğundan dolayı, iki katlı filmde oluşan bu sistemin kristal kalitesi artar. Bu nedenle de, exchange bias değeri artar. MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerindeki Py/CoO iki katlı filmleri için exchange bias değerleri sırasıyla 800 Oe ve 378 Oe'dir. Py/CoO/MgO(111) örneğinin exchange bias değeri, Py/CoO/MgO(100) örneğinin

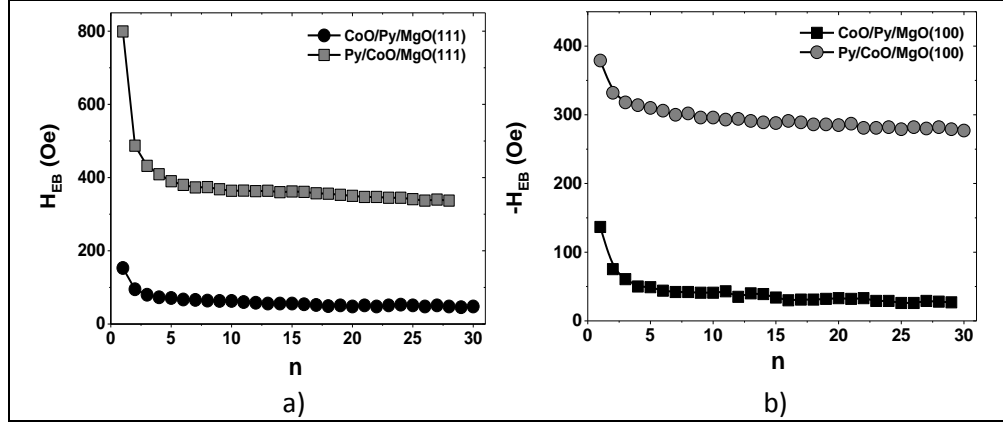
exchange bias değerinin iki katında daha fazladır ve ayrıca diğer tüm örneklerle karşılaştırıldığında maksimumdur. Compensated AFM yüzeylerde, net manyetik moment sıfır iken, uncompensated AFM yüzeylerde net manyetik moment sıfırdan farklıdır. Bu nedenle, compensated AFM yüzeylerde, exchange etkileşmesi sıfırlanır veya karşılıklı etkileşmeler birbirlerinin etkilerini yokederler (iptal ederler). Bu durum, exchange bias değerinin sıfır veya minimum olmasına neden olur. Diğer taraftan, uncompensated AFM yüzeylerde exchange etkileşmesi çok güçlüdür ve dolayısıyla exchange bias değeri çok yüksektir. CoO'in AFM düzeni, birbirlerine anti paralel olarak yönelmiş ve kendi içinde ferromanyetik düzenli spinlere sahip (111) yüzeyleri ile tanımlanır [89]. Ayrıca AFM CoO'in içinde, CoO(111) yüzey spinleri genellikle uncompensated iken, CoO(100), CoO(010) ve CoO(001) yüzeyleri içindeki spinler genellikle compensated'dir [10]-[11]. Bu nedenle, bu çalışmada, Py/CoO/MgO(111) örneğinin exchange bias değeri Py/CoO/MgO(100) örneğinin exchange bias değerinden daha büyüktür ve ayrıca diğer tüm örneklerle karşılaştırıldığında maksimumdur. Literatürde, CoO katmanı, manyetik olmayan Mg atomları ile katkılandırıldığında [90], epitaksiyal Co/CoO iki katlı filminin exchange bias değerinin üç katı kadar arttığı gözlemlenmiştir. Bizim çalışmamızda ise, MgO(111) alttaş üzerinde Py yerine, CoO büyütülünce, exchange bias'ın değeri yaklaşık dört kat artıyor. Py/CoO/MgO(111) örneğinin 10 K sıcaklıkta ölçülen 800 Oe'lik exchange bias değeri, Py/CoO(111) [11] ve Py(111)/CoO(111) [77] iki katlı filmleri için rapor edilen değerlerden çok büyüktür. Gökemeijer ve arkadaşları [11], Py/CoO/MgO(111) ve Py/CoO/MgO(100) örneklerinde sadece Py/CoO/MgO(111) örneği için exchange bias değeri gözlemledi. Fakat bu çalışmada, Py/CoO/MgO(100) örneği için de exchange bias değeri gözlemlenmedi. Bu nedenle, sadece kristalografik yönelim değil, aynı zamanda kristal kalitesi, AFM malzemenin kimyasal konsantrasyon oranları ve en önemlisi AFM ve FM katmanlar arasındaki arayüzey de exchange bias olayında çok önemli etkiye sahiptirler.

Şekil 5.10 içindeki ek grafiklerden (inset) görüldüğü gibi, exchange bias etkisi gösteren bu örneklerin blocking sıcaklıkları 60 ile 160 K arasındadır. Bilindiği gibi, exchange bias etkisi gösteren sistemlerde, blocking sıcaklıkları AFM malzemenin kimyasal konsantrasyon oranına (stoichiometry) bağlıdır [78]. Aşırı ince AFM katmanlarının kullanıldığı birçok çalışmada, AFM malzemenin blocking sıcaklığının, Néel sıcaklığından daha düşük olduğu gözlemlenmiştir [87]-[91]-[92]. Hacimsel (bulk) CoO'in Néel sıcaklığı 291 K'dir [93]. CoO'in tüm bileşikleri: CoO,

Co_2O_3 ve Co_3O_4 33 ile 291 K arasında değişen Néel sıcaklığına sahiptir [90]. CoO 'in konsantrasyonunun CoO 'den Co_3O_4 'e değişmesi ile Néel sıcaklığı azalır ve dolayısıyla da blocking sıcaklığı azalır. Bu nedenle, bu çalışmada, Néel sıcaklığından daha düşük blocking sıcaklığının gözlemlenmesi, CoO 'in farklı konsantrasyonlarına (superstoichiometric) atfedilebilir.

Bu çalışmada, $\text{MgO}(111)$ ve $\text{MgO}(100)$ alttaşlar üzerinde Py yerine, CoO büyütölünce, MgO ve CoO arasındaki çok iyi örgü uyumundan dolayı, iki katlı ince film sisteminin kristal kalitesi artar. Bu nedenle, $\text{MgO}(111)$ alttaş kullanılan örnekler için blocking sıcaklığı 60 K'den 160 K'e, $\text{MgO}(100)$ alttaş kullanılan örnekler için ise 70 K'den 160 K'e artar. Sistemin blocking sıcaklığı, Néel sıcaklığına yaklaşıkça, kararlı konsantrasyonlu CoO , NaCl türü basit kübik kristal yapısında kristalleşir [78]. Diğer bir ifadeyle, Py yerine CoO büyütölünce, sistemin blocking sıcaklığı artar ve bu artışta, sistemde istenen kararlı CoO fazının arttığını gösterir.

Antiferromanyetik katman yardımıyla ferromanyetik katmanı sabitlemek (pinned veya fixed layer) için, AFM ve FM katmanlar arasındaki exchange etkileşmesinin şiddeti yüksek olmalıdır. Buna bağlı olarak, manyetik tünel eklemlerinin manyetik domainlerinin içindeki bilgiyi saklayabilmek için exchange bias alanının sürekliliği (durability) uzun olmalıdır. Bu nedenle, exchange bias alanının sürekliliğini gözlemleyebilmek için Py/CoO ve CoO/Py iki katlı ince filmlerinde training etkisi ölçümleri yapıldı. Training etkisi, belirli bir sıcaklıkta manyetik alanın art arda uygulanmasıyla histeresis eğrisinden okunan koersiv alan ve dolayısıyla exchange bias değerlerinde görölen azalma olarak tanımlanır. Exchange bias alanının histeresis eğrisi sayısına (n) bağımlılığı şekil 5.11'de görölmektedir. Kaydedilen histeresis eğrilerinin sayılarının artması ile, histeresis eğrisinin sol tarafından okunan koersiv alan devamlı azalırken, histeresis eğrisinin sağ tarafından okunan koersiv alan değeri çok fazla değişmemektedir. şekil 5.11'den kolayca göröldüğü gibi, 1. histeresis eğrisinden sonra, exchange bias alanı çok keskin bir şekilde azalıyor ve daha sonra çok az değişiyor. Ayrıca, training etkisi ölçümlerinden de göröldüğü gibi, $\text{MgO}(111)$ ve $\text{MgO}(100)$ alttaşlar üzerinde CoO katmanının büyütölmesiyle, $\text{MgO}(111)$ ve $\text{MgO}(100)$ alttaşlar üzerindeki Py/CoO iki katlı filminin exchange bias özellikleri,

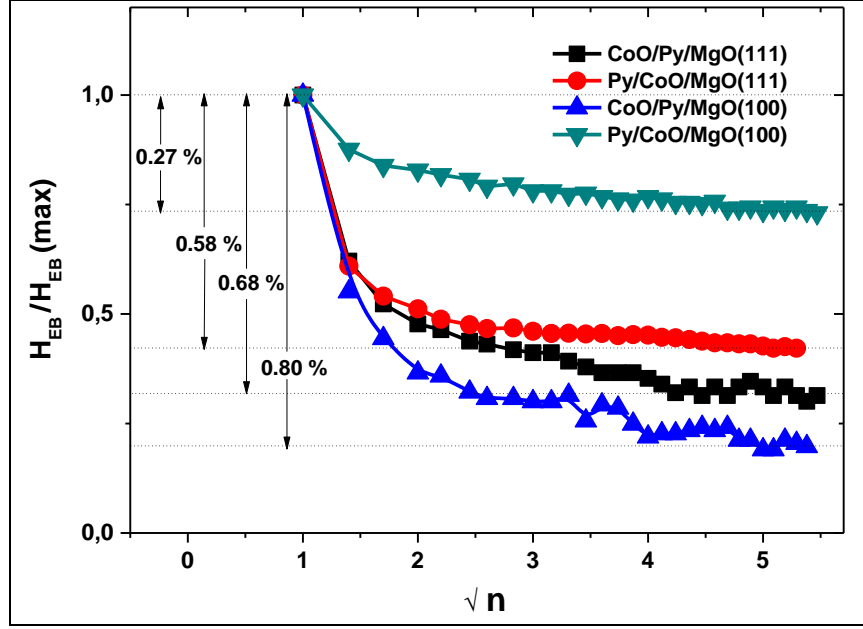


Şekil 5.11: Tüm örnekler için exchange bias alanının histeresis eğrisinin sayısına bağımlılığı, a) (111) yönelimi için, b) (100) yönelimi için.

MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerindeki CoO/Py iki katlı filminin exchange bias özellikleri ile karşılaştırıldığında, artıyor.

Normalize edilmiş exchange bias alanının, histeresis eğrisi sayısının kareköküne bağımlılığı şekil 5.12’de görülmektedir. Bu grafikten de kolayca görüldüğü gibi, 1. histeresis eğrisinden sonra, exchange bias alanı çok keskin bir şekilde azalıyor ve daha sonra çok az değişiyor. Py/CoO/MgO(100) ince filmi için exchange bias değerinde azalma % 27’dir. Diğer örneklerle karşılaştırıldığında CoO/Py/MgO(100) ince filminin exchange bias değeri için çok güçlü training etkisi (% 80) gözlemlendi. Güçlü training etkisi, AFM-FM arayüzeyindeki AFM spinlerin dengesiz dağılımından kaynaklanır [94]-[97]. Fakat AFM spinlerin dengesiz düzenleri ile ilgili yeterli doğrulukta bilimsel bir teori hala açıklanmadı. Hoffmann [97] ilk önce AFM içinde birçok kolay anizotropi ekseninin, AFM spinlerin doğrusal olmayan dizilimlerini dengede tutabildiğini ve bu nedenle ilk histeresis eğrisinden sonra AFM spinlerin doğrusal dizilime doğru yöneldiklerini gösterdi.

Exchange biasın training etkisi, Hoffmann [97] ve Harres’in [98] çalışmalarında açıklandığı gibi, termal (thermal) ve termal olmayan (athermal) training etkisi olarak sınıflandırılabilir. Termal olmayan training etkisinde, training etkisi sadece 1. histeresis eğrisinde gözlemlenirken, termal training etkisinde ise



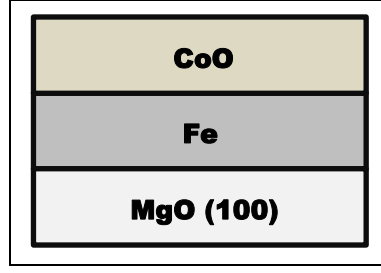
Şekil 5.12: Tüm örnekler için exchange bias alanının histeresis eğrisi sayısının kareköküne bağımlılığı.

training etkisi bütün histeresis eğrilerinde gözlemlenir [99]. Şekil 5.12’de görüldüğü gibi, bütün örneklerin 1. histeresis eğrisinin exchange bias değeri, sonraki histeresis eğrilerinin değerlerinden çok büyüktür. Fakat bütün örnekler için, 2. histeresis eğrisinden sonra, exchange bias değerleri yavaş yavaş azalıyor. Bu nedenle, bu çalışmada bütün örneklerde görülen training etkisi türü termal training etkisi özelliğine sahiptir.

5.2. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmi

5.2.1. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmin Hazırlanması

CoO/Fe iki katlı film, MgO alttaş üzerinde iyon demeti saçırma tekniği kullanılarak 10^{-9} mbar taban basıncı altında büyütüldü. MgO alttaşı 20 sn. kadar Ar^+ iyonları ile aşındırma (etching) işleminden sonra, 20 nm kalınlıklı Fe (demir) katmanı epitaksiyel olarak MgO alttaş üzerinde ve 4.4×10^{-4} mbar’lık basınç altında büyütüldü. Son olarak, exchange bias etkisini araştırabilmek için Fe/MgO yapısının üzerinde 10 nm kalınlıklı CoO katmanı 10^{-3} mbar’lık basınç altında büyütüldü. Şekil 5.13 MgO alttaş üzerinde büyütülen CoO/Fe iki katlı filmi göstermektedir.



Şekil 5.13: CoO/Fe iki katlı ince filmin yapısı.

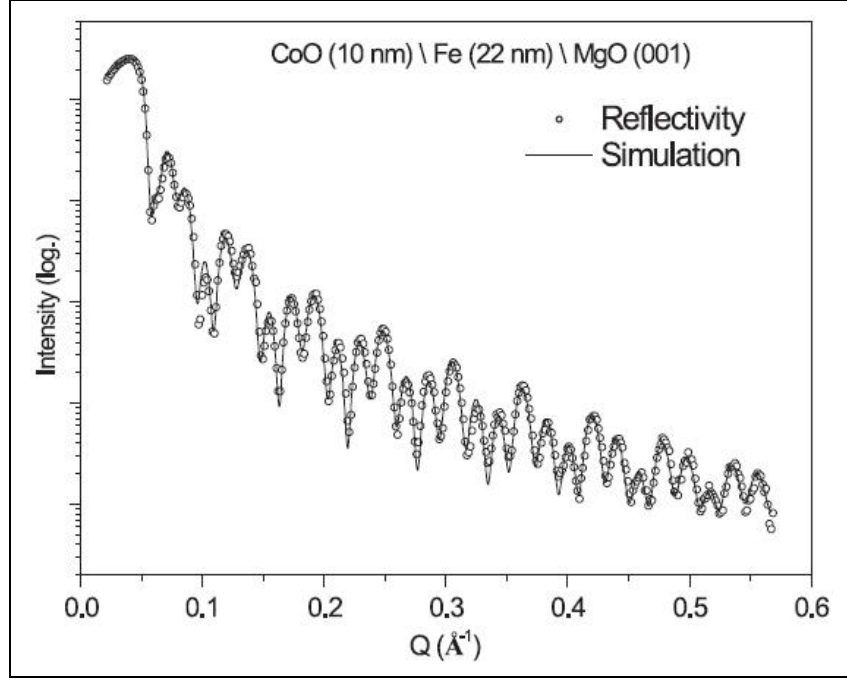
İyon demeti saçtırma tekniği kullanılarak büyütülen CoO/Fe iki katlı filmin oda sıcaklığı x-ışını yansımaya (X-ray reflectivity, XRR) ve düşük sıcaklık ferromanyetik rezonans (FMR) ölçümleri N. Akdoğan [21] ile birlikte yapıldı. FMR ölçümleri 10 ile 300 K sıcaklık aralığında düzlem içi ve düzlem dışı geometride yapıldı. Exchange bias ölçümleri 10 ile 300 K sıcaklık aralığında titreşimli örnek manyetometresi (vibrating sample magnetometer, VSM) kullanılarak yapıldı.

5.2.2. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmin XRR Sonuçları

İyon demeti saçtırma tekniği kullanılarak büyütülen CoO/Fe iki katlı filmini oluşturan CoO ve Fe katmanlarının kalınlıkları x-ışını yansımaya (XRR) tekniği kullanılarak kontrol edildi. Şekil 5.14 CoO/Fe iki katlı filmin x-ışını yansımaya grafiğini göstermektedir. Deneysel XRR eğrisine yapılan simülasyon sonucunda elde edilen elektron yoğunluğu (ρ), pürüzlülük ve kalınlık gibi teorik değerlerin sonucu tablo 5.2’de gösterilmektedir.

Tablo 5.2: X-ışını yansımaya eğrisinin simülasyonundan elde edilen parametreler

| Katman | Kalınlık (nm) | Pürüzlülük (nm) | Elektron yoğunluğu ($\rho, \text{g.cm}^{-3}$) |
|----------|------------------|--------------------|--|
| CoO | 10.4 | 0.23 | 5.4 |
| Fe | 21.9 | 0.11 | 7.8 |
| MgO(100) | - | 0.13 | 3.6 |

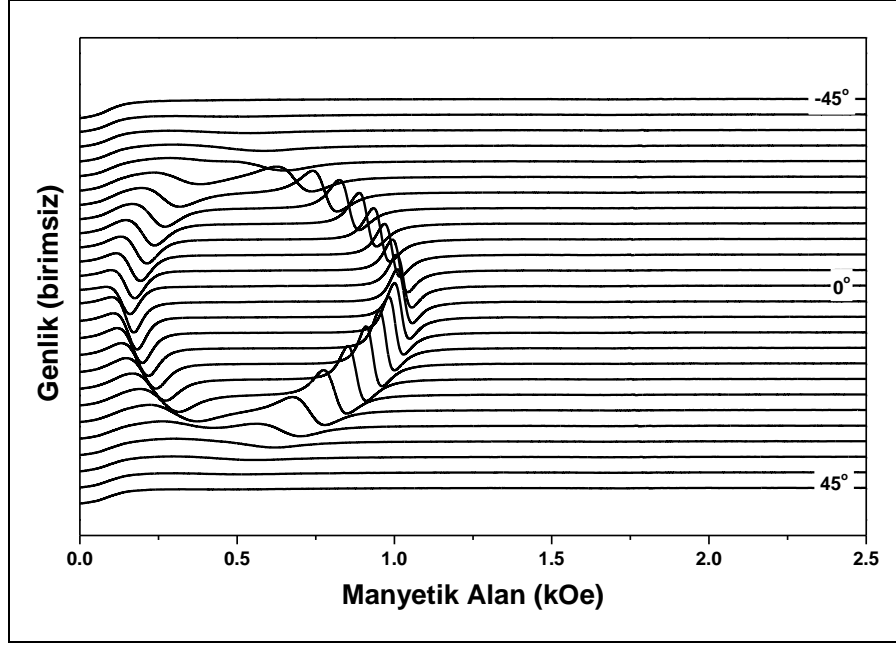


Şekil 5.14: CoO/Fe iki katlı ince filmin XRR grafiği.

5.2.3. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmin FMR Sonuçları

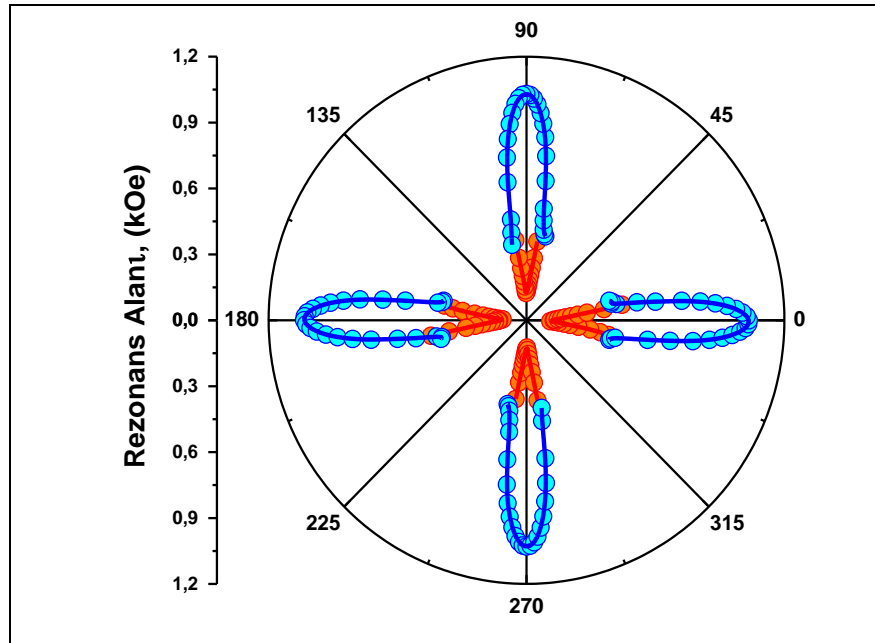
5.2.3.1. Düzlem İçi FMR Sonuçları ($T > T_N$)

CoO/Fe/MgO iki katlı ince filmin, oda sıcaklığında kaydedilen düzlem içi (in-plane) FMR spektrumları şekil 5.15'de görülmektedir. İki FMR modunun açılma bağımlılığı üzerinde manyetokristal anizotropinin etkisini göstermek için, bu grafikte sadece düzlem içi geometride yapılan tüm FMR ölçümlerinin ilk çeyreği gösterildi. Manyetik alan ile film düzlemi arasındaki açının sadece belli değerlerinde iki FMR modu gözlemlendi. FMR spektrumları düzlem içi geometride güçlü anizotropik özellik göstermektedir. Statik manyetik alan, düzlem içi geometride, kolay mıknatıslanma ekseninden (FMR spektrumlarının rezonans alanlarının minimum değerine karşılık



Şekil 5.15: CoO/Fe iki katlı ince filmin düzlem içi geometride ve oda sıcaklığında elde edilen FMR spektrumları.

gelmektedir) zor mıknatıslanma eksenine doğru döndürüldüğü zaman, FMR soğurma eğrilerinin alana bağlı türevleri iki pike bölünmektedir. Bu pikler, aralarındaki mesafe maksimum olana kadar, birbirlerine göre ters yönde hareket ediyorlar. Kolay mıknatıslanma ekseninde ölçümler yapıldığı zaman, FMR spektrumları tamamen

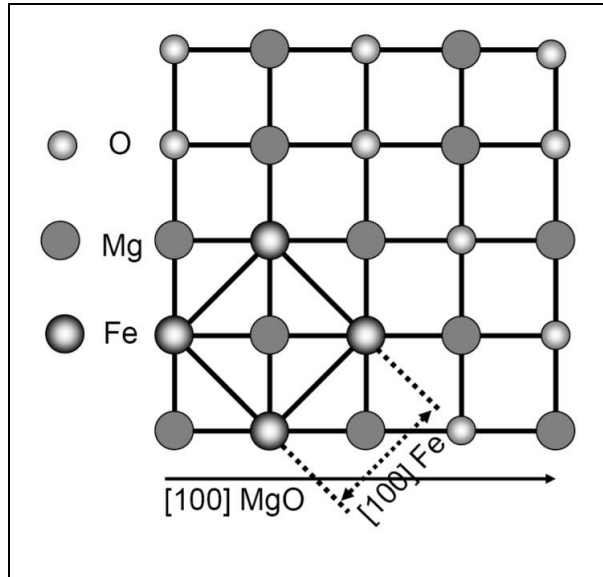


Şekil 5.16: Düzlem dışı geometride elde edilen iki FMR spektrumunun rezonans alanlarının açısall bağımlılığı.

kayboluyor. Yani, X-band frekans bölgesinde rezonans koşulu sağlanamıyor. Diğer bir ifadeyle, mikrodalga foton enerjisi mıknatıslanmayı uyaramayacak kadar küçüktür. Diğer ara açılarda, bu iki FMR modu, açı değişimine bağlı olarak birbirlerine yaklaşıyor ve daha sonra genişleyerek tamamen ortadan kalkıyor (şekil 5.15).

Oda sıcaklığında kaydedilen FMR spektrumlarının açısal bağımlılığı şekil 5.16'da görülmektedir. Düşük alan bölgesinde görülen birinci FMR modu, dairesel rezonans halkasının tamamlayıcı kısmı olarak davranıyor (turuncu renkli daire). Şekil 5.16'da görüldüğü gibi, Fe ince filmi, MgO alttaş üzerinde dört katlı kübik simetri ile büyüyor. İki rezonans sinyali arasındaki maksimum aralık, MgO alttaşın (100) kristalografik yönünde oluyor. Bu nedenle, ferromanyetik Fe katmanının zor mıknatıslanma eksenini, MgO alttaşın (100) kristalografik yönüdür.

Şekil 5.17, Fe ve MgO arasındaki ara yüzeyi göstermektedir. Fe katmanının (100) düzlemi, MgO(100) yüzeyi üzerinde 45° yaparak büyüdüğü daha önce Goryunov ve arkadaşları tarafından kanıtlandı [100]. Bu nedenle, MgO alttaşın



Şekil 5.17: Fe(100)/MgO yapısının arayüzeyi. Fe katmanının (100) düzlemi, MgO(100) yüzeyi üzerinde 45° yaparak büyüyor.

(100) kristalografik yönü, Fe katmanının (110) kristalografik yönü ile aynıdır. Diğer bir ifadeyle, CoO/Fe iki katlı ince film sisteminin zor mıknatıslanma eksenini, MgO alttaşın (100) kristalografik yönü veya Fe katmanının (110) kristalografik yönüdür.

FMR datalarının teorik fiti, düzlem içi manyetik anizotropileri belirleyebilmemize izin verir. Teorik fit sonuçları, şekil 5.16’da devamlı çizgi olarak gösterildi. Düzlem içi ve düzlem dışı ölçümlerinden elde edilen FMR sonuçları aynı değerler kullanılarak fit edildi ve bu fit sonuçları tablo 5.3’te verildi.

Epitaksiyel ince filmler alttaş üzerinde, örgü uyumsuzluğundan dolayı, dörtgensel bozukluk (tetragonal distortion) ile büyüyebilir. CoO/Fe/MgO ince film sisteminde, Fe katmanı ve MgO alttaş arasındaki örgü uyumsuzluğu (lattice mismatch) yaklaşık % 3.5 kadardır ve Fe katmanının kalınlığı 100 Å’dan büyüktür. Bu nedenle, MgO alttaş üzerindeki iki katlı film sistemi yapısal olarak rahatlamıştır (relaxed). Ayrıca, düzlem içi FMR ölçümleri oda sıcaklığında yapıldığından dolayı, exchange bias etkisi bu ölçümlerde gözlemlenmedi.

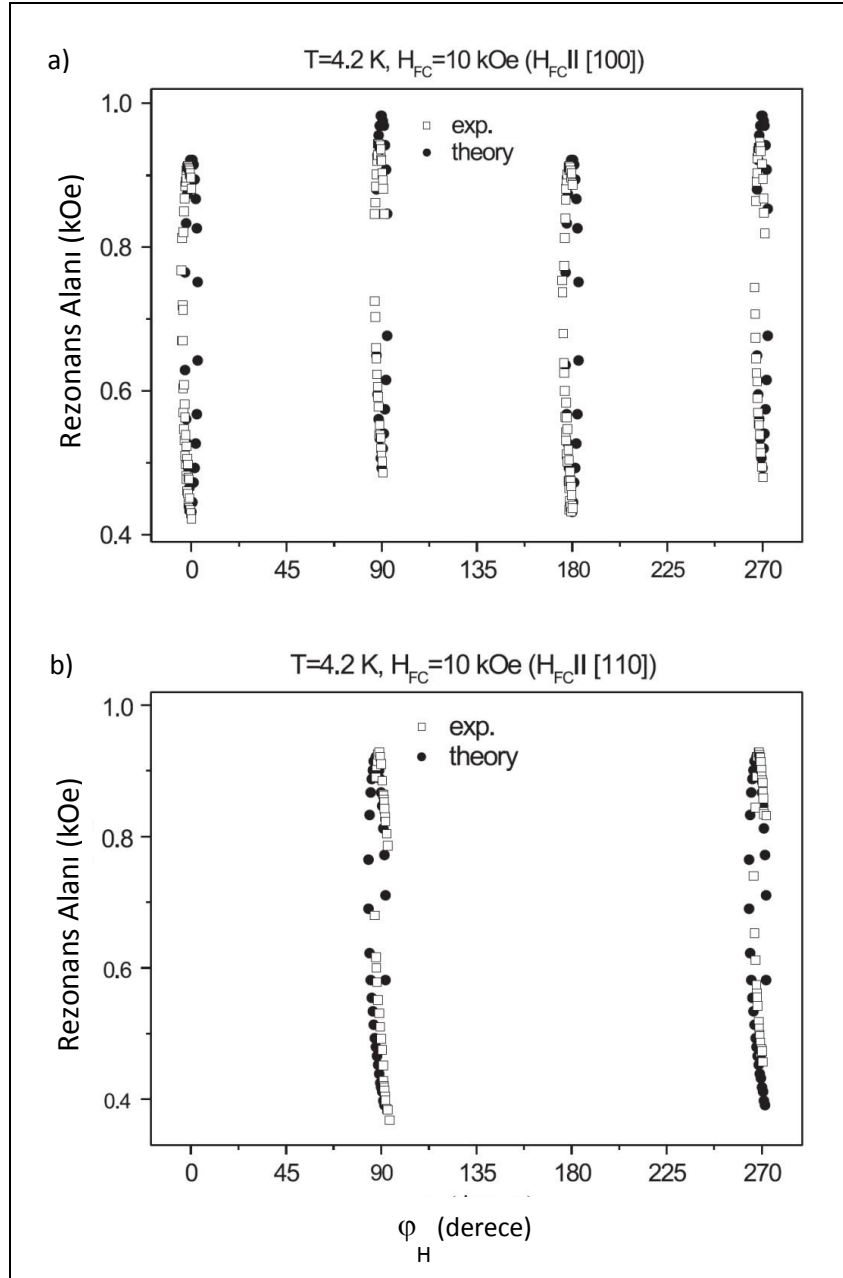
Tablo 5.3: Özel geliştirilen bilgisayar program kullanılarak, FMR spektrumlarının çizgi genişliği ve rezonans alanlarının açılma bağımlılığının simülasyonundan elde edilen manyetik parametreler.

| w/γ (Oe) | M_{etk} (emu/cm ³) | H_1 (Oe) | H_2 (Oe) | $H_{\perp}(K_{\perp}/M_0)$ (Oe) | Çizgi genişliği parametreleri | | |
|--------------------|--|---------------|---------------|------------------------------------|-------------------------------|----------------|----------|
| | | | | | ΔH (Oe) | $\Delta\theta$ | α |
| 3350 | 1700 | 300 | -150 | 0 | 60 | 0.0012 | 0.007 |

5.2.3.2. Düzlem İçi FMR Sonuçları ($T < T_N$)

Exchange bias olayının manyetik anizotropiler üzerindeki etkisini araştırmak için düşük sıcaklık FMR ölçümleri N. Akdoğan ile birlikte yapıldı [21]. İlk olarak, oda sıcaklığında MgO alttaşın (100) yönüne paralel 10 kOe manyetik alan uygulandı ve daha sonra CoO/Fe ince filmi 4.2 K’e kadar soğutuldu. Bu sıcaklıkta düzlem içi geometride açığa bağlı olarak FMR spektrumları kaydedildi. Daha sonra, örnek oda sıcaklığına kadar ısıtıldı ve tekrar MgO alttaşın (110) yönü boyunca manyetik alan uygulanarak 4.2 K’e kadar soğutuldu. Şekil 5.18 MgO alttaşın (100) ve (110) yönü boyunca ayrı ayrı manyetik alan uygulanarak 4.2 K’e kadar soğutulan örneğin düzlem içi geometride açığa bağlı olarak kaydedilen FMR sonuçlarını göstermektedir. Malzeme, MgO alttaşın (100) yönü boyunca soğutulunca kübik simetrisini koruyor. Fakat, şekil 5.18’de görüldüğü gibi, oda sıcaklığında elde edilen

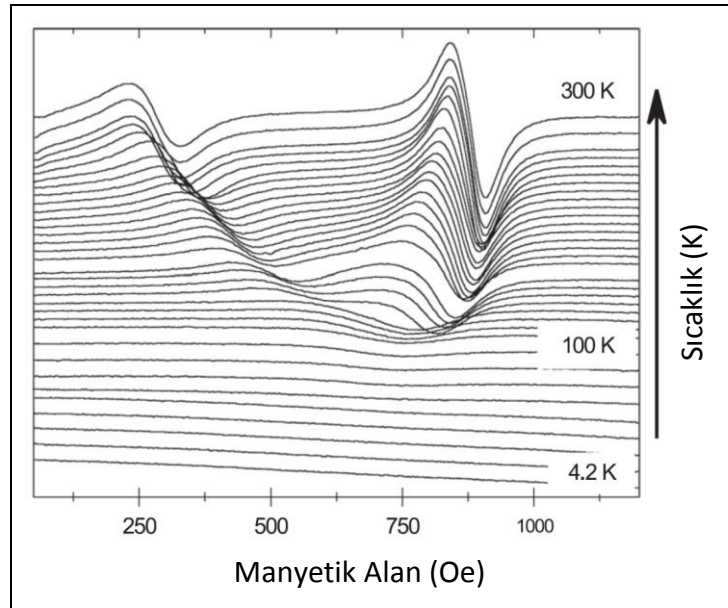
düzlem içi FMR sonuçları ile 4.2 K'de elde edilen FMR sonuçları karşılaştırıldığında, açığa bağlı rezonans alanları grafiğinde gözlemlenen halkaların genişliği daha dar olmakta ve 0° ile 180° civarındaki FMR spektrumlarının rezonans alanlarının büyüklükleri azalmaktadır. Malzeme MgO alttaşın (110) yönü boyunca soğutulunca, 0° ile 180° civarındaki rezonans alanları tamamen kaybolmaktadır.



Şekil 5.18: 10 kOe'lik manyetik alan altında ve MgO (100) ve (110) kristal yönleri boyunca soğutulmuş CoO/Fe/MgO ince filminin düzlem içi geometride kaydedilen FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanlarının açığa bağlılığı (İçerideki dolu daireler teorik fit sonuçlarıdır), a) (100) kristal yönü, b) (110) kristal yönü için.

Ayrıca, 90° ile 270° civarındaki FMR spektrumların rezonans alanlarının büyüklüklerinde azalma gözlenmektedir.

0° ile 180° civarındaki FMR spektrumlarının kaybolmasının sebebini anlayabilmek için, bu derecelerde sıcaklığa bağlı olarak FMR spektrumları kaydedildi. İlk önce, malzeme MgO alttaşın (110) yönüne paralel 10 kOe'lik manyetik alan altında 4.2 K'e kadar soğutuldu. Daha sonra, 4.2 K sıcaklıkta malzeme 45° kadar döndürülerek, manyetik alan MgO alttaşın (100) yönüne paralel duruma getirildi. Şekil 5.19, MgO alttaşın (100) yönüne paralel olduğu geometride sıcaklığa bağlı olarak kaydedilen FMR spektrumlarını göstermektedir. Şekil 5.19'dan görüldüğü gibi, düşük sıcaklıklarda FMR spektrumu görülüyor. 100 K sıcaklığında sadece bir FMR spektrumu görülüyor. Sıcaklığın artmasıyla FMR spektrumu ikiye

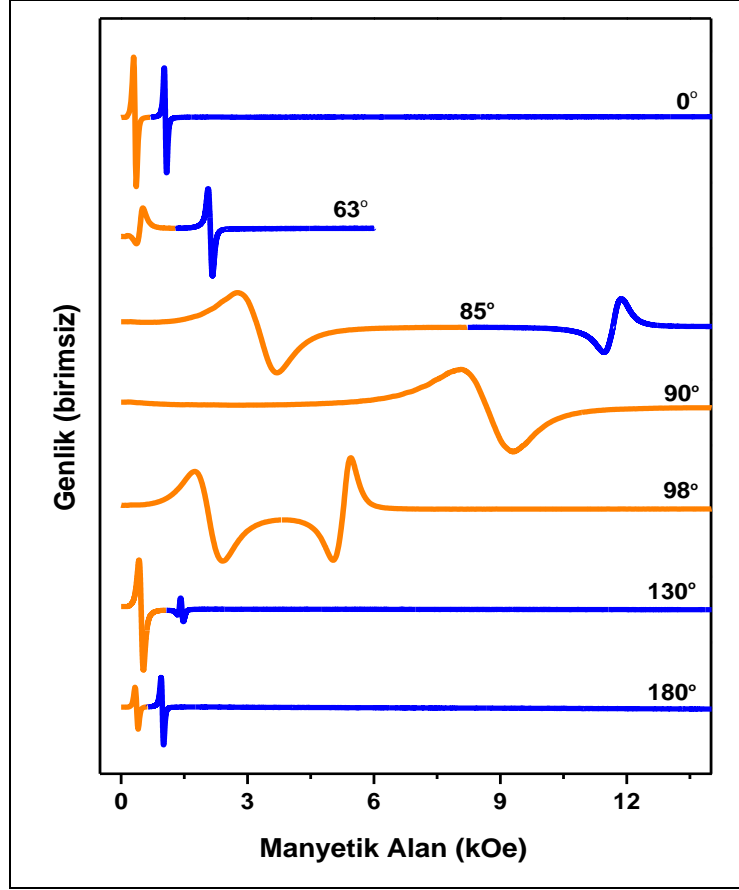


Şekil 5.19: 10 kOe'lik manyetik alan altında soğutulan CoO/Fe/MgO ince filminin düzlem içi geometride elde edilen FMR spektrumlarının sıcaklığa bağımlılığı.

ayrılmakta ve sıcaklık arttıkça bu iki FMR spektrumu arasındaki mesafe artmaktadır. Bu davranış, exchange biasın Fe filminin düzlem içi manyetik anizotropisi üzerinde çok etkili olduğunu göstermektedir [21].

5.2.3.3. Düzlem Dışı FMR Sonuçları ($T > T_N$)

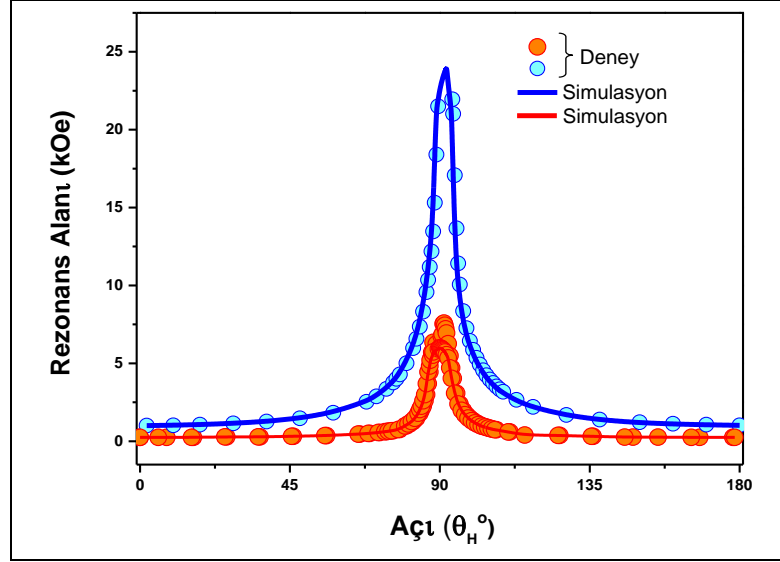
Şekil 5.20 CoO/Fe/MgO ince filminin düzlem dışı geometride (out of plane geometry) ve farklı açılarda kaydedilen FMR spektrumlarını gösteriyor. İnce film, örnek tutucuya filmin zor mıknatıslanma eksenini dönme eksenine paralel olduğu geometride yerleştirildi. Şekil 5.20’de birinci FMR modu turuncu renkle, ikinci FMR modu mavi renkle gösterildi. FMR ölçümlerine örneğin kolay mıknatıslanma ekseninden başlandığında, FMR sinyali negatif manyetik alan bölgesinde kaldığı için, FMR sinyali görülmedi. Örneğin, 0.125° adımlarla 0° ile 180° arasında döndürülerek düzlem dışı FMR ölçümleri yapıldı. Düzlem içi geometride olduğu gibi düzlem dışı geometride de iki FMR sinyali gözlemlendi. Bu FMR sinyallerin rezonans alanlarının çok güçlü anizotropik davranışa sahip olduğu görüldü. Polar açığa bağlı olarak FMR modlarının rezonans alanı değerleri şekil 5.21’de gösterildi. Manyetik alan film dikine yaklaşırken bu iki FMR modu arasındaki uzaklık sürekli artmaktadır. Düzlem içi ve düzlem dışı geometride elde edilen FMR spektrumlarının açısal bağımlılığı fitinden g -faktörü ve kristal anizotropilerinin büyüklükleri hesaplandı (tablo 5.3). Düzlem dışı FMR ölçümlerinin fit sonuçları şekil 5.21’de devamlı çizgi olarak gösterildi. Dik anizotropileri hesaba katmadan, düzlem içi ve düzlem dışı geometride elde edilen FMR spektrumlarının açısal bağımlılığı fitinden elde edilen etkin mıknatıslanma değeri, titreşimli örnek manyetometresinden (VSM) elde edilen doyum mıknatıslanma değeri ile hemen hemen aynıdır. FMR fitinden, anizotropi alanları $H_1=2K_1/M$ ve $H_2=2K_2/M$ sırasıyla 300 ve -150 Oe olarak hesaplandı. Ferromanyetik ve antiferromanyetik katmanlar arasındaki etkileşmeden kaynaklanan exchange bias etkisinin, FMR ölçümlerinde indüklenmiş tekyönlü manyetik anizotropi (induced unidirectional magnetic anisotropy) olarak gözlenmesi beklenir. Antiferromanyetik CoO’in Néel sıcaklığı 291 K’dir ve antiferromanyetik (AFM) film kalınlığının azalması ile bu sıcaklık azalır [61]. Kusursuz kristal yapısına sahip bir AFM malzemenin blocking sıcaklığı, bu malzemenin Néel sıcaklığı ile aynıdır. Polikristal AFM malzemelerin blocking sıcaklığı, Néel sıcaklığından farklıdır [61]. Bu nedenle, bu çalışmada CoO’in Néel sıcaklığının üzerinde yapılan FMR ölçümlerini fit edebilmek için, tekyönlü anizotropi (unidirectional anisotropy)



Şekil 5.20: Düzlem dışı geometride kaydedilen CoO/Fe/MgO ince filminin FMR spektrumları. İlk spektrum (0° olarak adlandırılan spektrum), statik manyetik alanın örnek sisteminin zor mıknatıslanma eksenine paralel olduğu geometride kaydedildi.

terimini içermeyen serbest enerji ifadesi kullanıldı.

D. Lederman ve arkadaşlarının [101] çalışmasında, düşük manyetik alan bölgesinde (yaklaşık 0 Oe'lik manyetik alan bölgesinde) gözlemlenen FMR piki düşük alan rezonans piki (Low Field Resonance (LFR) peak) olarak tanımlandı. Bu LFR piki, ferromanyetik katmanın mıknatıslanmasının dönme mekanizması (magnetization reversal mechanism) ve özellikle manyetik domain oluşumu (magnetic domain formation) ile açıklandı [102]-[104]. Şekil 5.20'den görüldüğü gibi, birinci rezonans piki (turuncu renkli çizgi) yaklaşık 200 Oe'lik manyetik alanda gözlemlendi. Ayrıca, bu pikin açısal davranışı ve çizgi genişliği, Lederman'ın çalışmasında gözlemlenen LFR pikinin özelliklerinden farklıdır [101]. Bu çalışmada, düşük alanda görülen FMR piki için teorik fit yapıldıktan sonra, ana FMR modu



Şekil 5.21: Düzlem dışı geometride kaydedilen CoO/Fe/MgO ince filminin FMR spektrumlarının açısal davranışı. İçi dolu daireler deneysel rezonans değerlerini, devamlı çizgi ise simülasyondan elde edilen teorik rezonans değerlerini gösteriyor.

(main mode) olduğu belirlendi. Bu nedenle, düşük alanda görülen bu FMR piki, LFR piki olarak düşünülmedi.

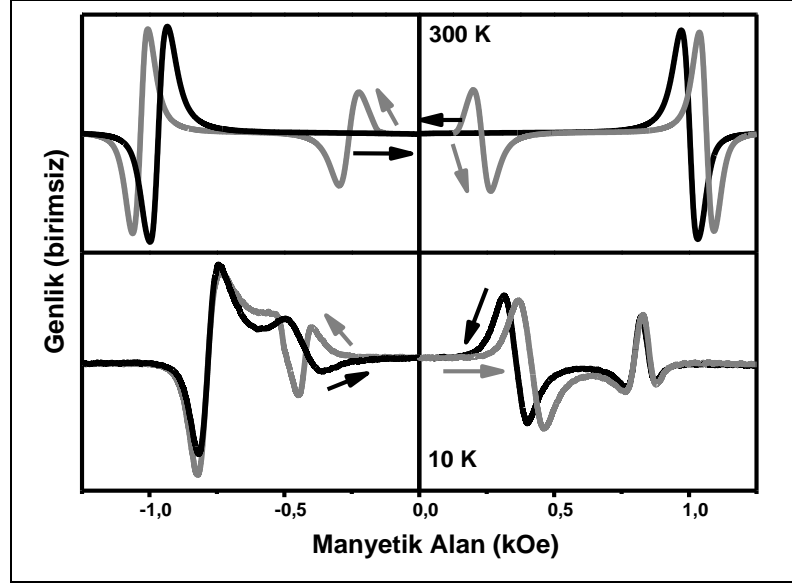
Bu çalışmada, şaşırtıcı bir şekilde, rezonans kavitesi içindeki örneğin yönelimine bağlı olarak, bu iki FMR modu birbirlerine göre zıt fazlı olarak gözlemlendi. Zor mıknatıslanma ekseninden (şekil 5.20’de 0° olarak adlandırılan FMR spektrum) başlayarak, film dikine (film normal) doğru (şekil 5.20’de 90° olarak adlandırılan FMR spektrum) dış manyetik alan döndürüldüğünde ve daha sonra film dikinden tekrar zor mıknatıslanma eksenine doğru (şekil 5.20’de 180° olarak adlandırılan FMR spektrum) dış manyetik alan döndürüldüğünde, bu iki FMR modlarının fazları dört kez dönmektedir (şekil 5.20). Şekil 5.20 özellikle bu ardışık faz değişimini gösteriyor. Şekil 5.20’de birinci FMR modu turuncu renkle, ikinci FMR modu mavi renkle gösterildi. Mikrodalga rezonans kavitesinin ayarlanma koşullarından (tuning condition) dolayı, bazı durumlarda, kalite faktörü, dalga kılavuzu ve kavite arasındaki etkileşmeye bağlı olarak daha küçük olabilir (over coupling condition). Bu durumda, mikrodalga kaviteden 180° faz farkı ile yansiyabilir [105]. Bu nedenle, FMR spektrumunun fazı değişebilir. B. Aktaş [82] kalın ferromanyetik filmlerde mikrodalga ile etkileşen yüzey empedansından dolayı, FMR spektrumunun çizgi şekline en önemli katkının, etkin manyetik geçirgenlikten (effective permeability):

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_2 \pm \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2} \quad (5.1)$$

geldiğini gösterdi. FMR ölçümlerinde, FMR çizgi genişliğine katlı μ_1^2 'den gelirse, dispersiv (dispersive) FMR çizgisi gözlemlenir. Kavite, dalga kılavuzu, iris, koaksiyel kablo ve elektronik birimlerden oluşan gerçek ölçüm koşullarında, ince filmler için mikrodalga soğurma probleminin gerçek çözümü çok zordur. Bu bakımdan, bu çalışmada gözlemlenen tuhaf asimetric FMR çizgi şekilleri (dispersive ve Lorentz çizgi olarak adlandırıldı) spektrometrenin hassas elektroniği ve mikrodalga ile örnek sistemi arasındaki etkileşmeye bağlıdır.

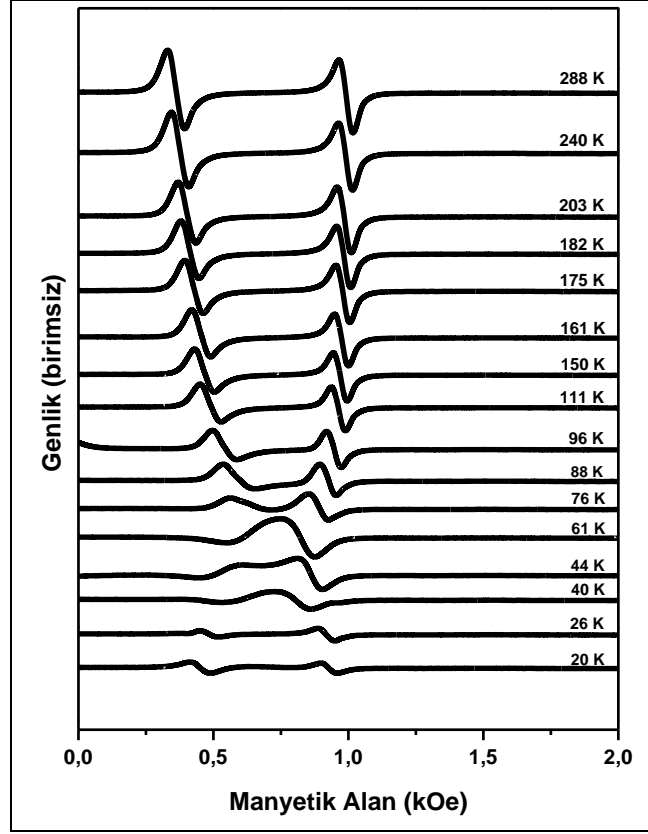
5.2.3.4. Düzlem Dışı FMR Sonuçları ($T < T_N$)

Düşük sıcaklık FMR ölçümleri Oxford marka kroyostat kullanılarak Bruker X Band ESR spektrometresinde yapıldı. CoO/Fe/MgO ince filmi, dış manyetik alanın manyetokristal anizotropinin zor eksenine paralel olduğu geometride örnek tutucuya yerleştirildi. Bu geometride mikrodalğanın manyetik alan bileşeni film düzlemi içinde salınım yapar (paralel geometri). Miknatıslanmanın zor eksenini boyunca 2 kOe'lik manyetik alan uygulandı ve örnek sistemi 10 K sıcaklığa soğutuldu. Daha sonra, düşük sıcaklık FMR ölçümleri aşağıdaki gibi yapıldı: İlk önce, manyetik alanı 0 Oe'den 16 kOe'e doğru tarayarak FMR spektrumu kaydedildi ve bu spektrum gri renkle gösterildi (şekil 5.22). Daha sonra, manyetik alanı 16 kOe'den 0 Oe'e doğru tarayarak FMR spektrumu kaydedildi ve bu spektrum siyah renkle gösterildi (şekil 5.22). Manyetik alanın yönünü değiştirmek yerine, örnek sistemi 180° döndürüldü ve yukarıdaki ölçümler tekrarlandı. Şekil 5.22 oda sıcaklığı ve 10 K sıcaklıkta yapılan FMR histeresis ölçümlerini göstermektedir. Oda sıcaklığında yapılan FMR



Şekil 5.22: Fe katmanının zor mıknatıslanma eksenine uygulanan manyetik alan arasındaki açıya bağlı olarak, iki FMR modunun asimetrik davranışı.

ölçümleri, normal mıknatıslanma ölçümlerinde ferromanyetik ince filmde beklendiği gibi, manyetik alanın yönüne göre simetrik davranış göstermektedir. Manyetik alan ± 16 kOe'den 0 Oe'e azaldığı zaman, düşük alan bölgesinde görülen FMR sinyali ortadan kaybolmaktadır. Fakat bu histeresis ölçümü düşük sıcaklıkta (10 K) yapıldığında, manyetik alanın yönüne bağlı olarak FMR spektrumları asimetrik davranış göstermektedir. Bu asimetrik davranış uygulanan manyetik alan boyunca koersiv alanın kaymasından veya exchange bias etkisinden kaynaklanır.

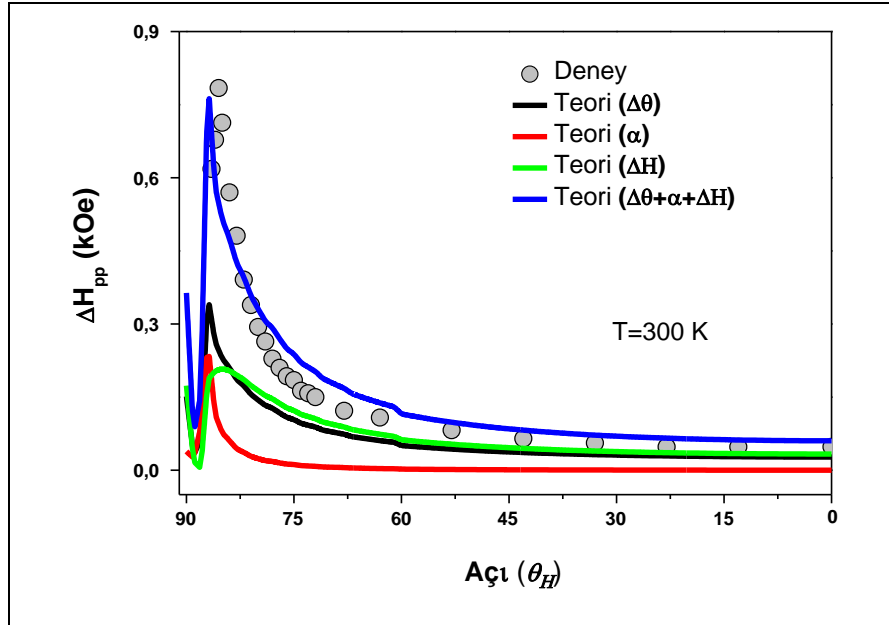


Şekil 5.23: Düzlem dışı geometride kaydedilen iki FMR modunun sıcaklığa bağımlılığı.

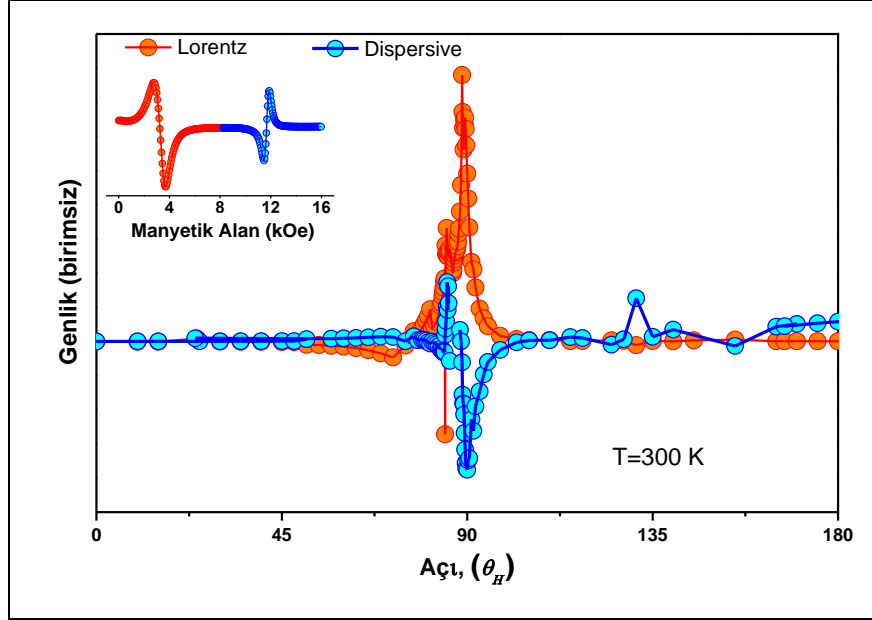
Düşük sıcaklıkta FMR histeresis ölçümlerini bitirdikten sonra sıcaklık derece derecede artırıldı ve farklı sıcaklıklarda FMR spektrumları kaydedildi (şekil 5.23). Artan sıcaklıkla birlikte, iki FMR modu birbirlerine yaklaşmaya başladı ve 60 K sıcaklıkta birleştiler. 10 ile 60 K sıcaklık aralıklarında, ferromanyetik (FM) ve antiferromanyetik (AFM) katmanlar arasındaki etkileşmeden kaynaklanan exchange bias etkisi gözlemlendi. Bu sıcaklık aralığında, tek yönlü anizotropi (unidirectional anisotropy) iç manyetik anizotropi üzerinde baskın oluyor ve artan sıcaklıkla zayıflamaktadır. Artan sıcaklıkla, iki FMR modu birbirlerinden uzaklaşmaktadır. Daha sonra manyetokristal anizotropi baskın olmaya başlar ve bu Anizotropi artan sıcaklıkla güçlenir. Diğer bir ifadeyle, tek yönlü anizotropi 10 ile 60 K sıcaklık aralıklarında baskınken, manyetokristal anizotropi ise 60 ile 300 K sıcaklık aralıklarında baskındır. Ayrıca, mıknatıslanma ölçümlerinden de exchange bias etkisinin yaklaşık 60 K sıcaklıkta başladığı gözlemlendi. Bu sonuçla, geleneksel FMR ve VSM ölçümlerinden elde edilen sonuçların birbirleriyle tutarlı olduğu kanıtlandı.

5.2.3.5 FMR Çizgi Genişliği Analizi

CoO/Fe/MgO ince filminin iki FMR modunun çizgi genişlikleri, rezonans alanlarında olduğu gibi, anizotropik davranış göstermektedir (şekil 5.24). FMR ölçümlerinden, iki FMR modunun 40 ile 100 Oe arasında çizgi genişliklerine sahip olduğu gözlemlendi. Bu değerler Fe filminin kristal kalitesinin yüksek olduğunu gösteriyor. Çizgi genişliklerinin açığa bağlı fit sonuçları tablo 5.3'te gösterildi. Şekil 5.24'den görüldüğü gibi, deneysel ve teorik değerler arasında mükemmel bir uyum vardır. Ferromanyetik katmanın kalınlığı yaklaşık 20 nm ve spektrometrenin frekansı 9.8 GHz olduğu için, çizgi genişliğini analiz etmek için iki magnon saçılma modelini kullanmadık. Çizgi genişliğine homojensizlik ve iç sönüm katkısını hesapladık. Manyetik tünel eklemlerinde ferromanyetik katmanların yönelimlerini değiştirmek için kullanılan kritik akım değerini azaltmak için Gilbert sabiti oldukça küçük olmalıdır [106]. CoO/Fe/MgO ince filmi için hesaplanan Gilbert sönüm sabiti (α) değeri 0.007'dir. Bu değer, diğer ince film sistemleri için rapor edilen [85]-[107]



Şekil 5.24: Düzlem dışı geometride kaydedilen FMR spektrumlarının açısall bağımlılığı (içi dolu daireler). Yeşil ve siyah çizgiler, çizgi genişliğine homojensizlikten kaynaklanan katkıyı gösterirler. Kırmızı çizgi genişliğine Gilbert sönüm teriminden kaynaklanan katkıyı gösterir. Mavi çizgi, deneysel çizgi genişliğine yapılan fit sonucunu gösterir. Bu fit, çizgi genişliğine tüm katkıları içerir.



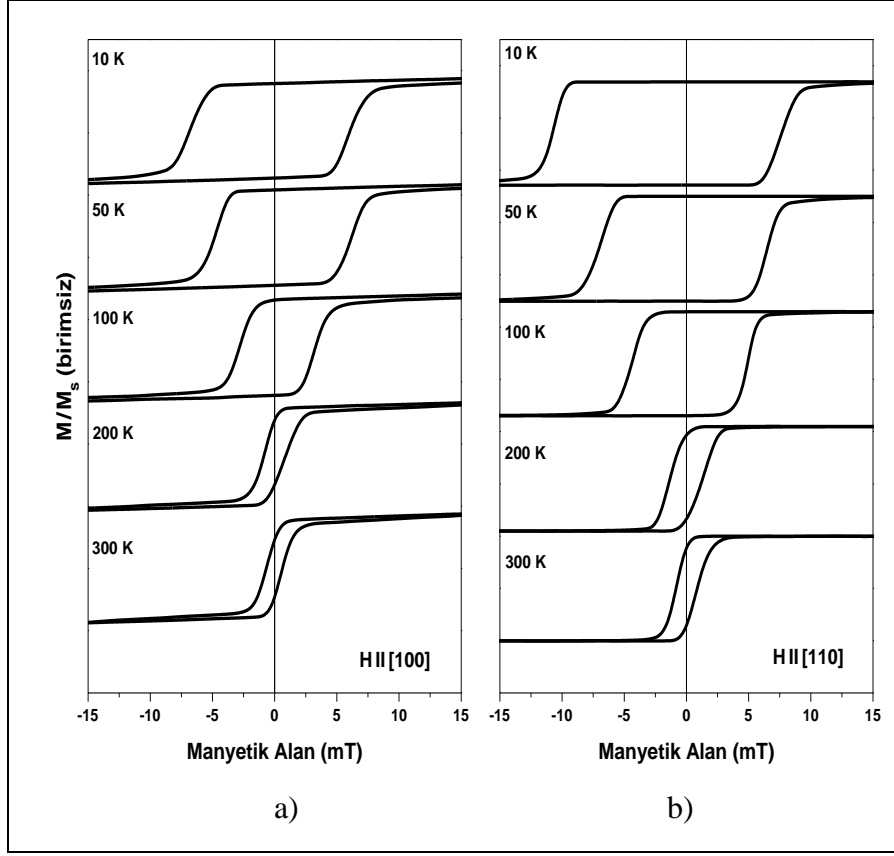
Şekil 5.25: İki rezonans sinyalinin şiddetinin uygulanan manyetik alan ve film düzlemi arasındaki açıya bağımlılığı.

değerlerle karşılaştırıldığında oldukça küçüktür. Bu küçük α değeri Spintronik bilim dalındaki uygulamalar için çok uygundur.

Şekil 5.25 uygulanan manyetik alan ve film düzlemi arasındaki açının fonksiyonu olarak, FMR modlarının şiddetlerini göstermektedir. İkinci FMR modunun (yüksek manyetik alan bölgesindeki) şiddeti açıya bağlı olarak yavaşça azalmaktadır ve bu modun şekli Lorentzian'dan dispersive türü rezonans çizgisine doğru değişmektedir. Lorentzian ve dispersive türü FMR modlarının şiddetleri dik konumda (90 derece) maksimum olmaktadır. Daha sonra, bu FMR modlarının şiddeti azalmaya başlamakta ve Lorentzian'dan dispersive türü çizgi şekline doğru iki kere bu değişim gözlemlenmektedir.

5.2.4. CoO/Fe İki Katlı İnce Filmin VSM Sonuçları

CoO/Fe/MgO ince filmin VSM tekniği kullanılarak manyetik histeresis eğrilerinin 10 ile 300 K arasında sıcaklığa bağımlılıkları araştırıldı. Şekil 5.26 örnek sisteminin farklı sıcaklık ve geometrilerde elde edilen manyetik histeresis eğrilerini göstermektedir. Şekil 5.26.a) dış manyetik alanın MgO alttaşın (100) kristalografik yönüne paralel olduğu (örneğin zor mıknatıslanma eksenine) geometride

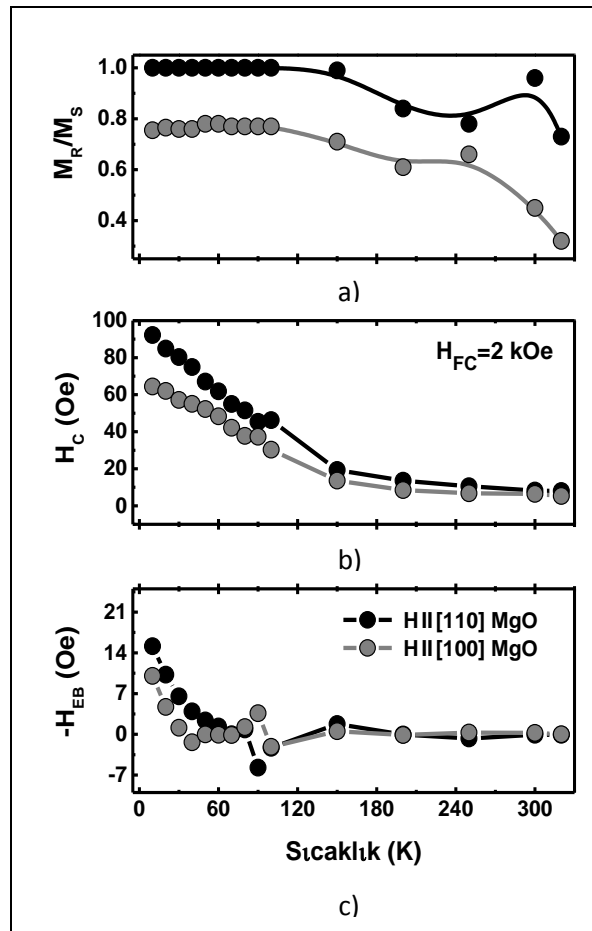


Şekil 5.26: CoO/Fe iki katlı ince filmin farklı sıcaklıklarda kaydedilen manyetik histeresis eğrileri, a) dış manyetik alan ince filmin zor mıknatıslanma eğrisine paralel (MgO alttaşın (100) kristal eksenine veya Fe katmanının (110) kristal eksenine paralel), b) dış manyetik alan ince filmin kolay mıknatıslanma eğrisine paralel (MgO alttaşın (110) kristal eksenine veya Fe katmanının (100) kristal eksenine paralel).

elde edilen histeresis eğrilerini, şekil 5.26.b) ise dış manyetik alanın MgO alttaşın (110) kristalografik yönüne paralel olduğu (örneğin kolay mıknatıslanma eksen) geometride elde edilen histeresis eğrilerini göstermektedir. Ferromanyetik (FM) katman üzerindeki antiferromanyetik (AFM) katman varlığını belli eden etki, exchange bias alanının gözlemlenmesidir. Ayrıca, sıcaklıkla koersiv alanın değişmesi AFM/FM'den oluşan iki katlı filmlerin en önemli özelliklerindedir. Genellikle, ferromanyetik malzemelerde koersiv alan, artan sıcaklıkla beraber manyetik düzen sıcaklığına kadar monoton bir şekilde azalır [108].

Şekil 5.27 CoO/Fe/MgO ince filmin histeresis eğrilerinden elde edilen manyetik özelliklerinin sıcaklığa bağlılığını göstermektedir. Şekil 5.27.a) düzlem içi geometride, indirgenmiş remanans mıknatıslanmanın (M_r/M_s) sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Görüldüğü gibi, sıcaklık azalırken, örnek sisteminin hem kolay hemde zor mıknatıslanma eksenini için M_r/M_s değeri artıyor ve yaklaşık 1'e

ulaşıyor. Özellikle düşük sıcaklıklarda, mıknatıslanmanın kolay ekseninde kare şekilli histeresis eğriler elde edildi. Bu kare şekilli histeresis eğrileri manyetik kayıt teknolojisinde ki uygulamalar için çok uygundur. Şekil 5.27.b) ve şekil 5.27.c) sırasıyla koersiv alanın (H_C) ve exchange bias alanının (H_{EB}) sıcaklığa bağlılığını göstermektedir. Koersiv alan azalan sıcaklıkla artmaktadır (şekil 5.27(b)). AFM/FM'den oluşan CoO/Fe iki katlı filminde koersiv alanın sıcaklığa bağlılığı H_C-T eğrisinde görüldüğü gibi, her iki yönelim için aynı değildir. Bu davranış AFM malzemenin manyetik düzenini ile ilgilidir. Oda sıcaklığına yakın sıcaklıklarda iki katlı ince filmin koersiv alanı, FM katmanının koersiv alanına yakındır. Yani, iki katlı



Şekil 5.27: CoO/Fe iki katlı ince filmin kolay ve zor mıknatıslanma eksenlerine göre manyetik parametrelerin sıcaklığa bağlılığı, a) M_r/M_s oranının, b) koersiv alanının (H_C) ve c) exchange bias alanının (H_{EB}) sıcaklığa bağlılığını göstermektedir.

ince filmin sıcaklığa bağlılığı çok zayıftır. 200 K sıcaklığın altında, AFM CoO, ferromanyetik Fe katmanı ile etkileşmeye başlar ve koersiv alan şiddetli bir şekilde artmaya başlar (şekil 5.27.b). Şekil 5.27.c)'den görüldüğü gibi, exchange bias

alanının sıcaklığa bağımlılığı çok farklı davranış gösteriyor. Yaklaşık 100 K sıcaklık yakınlarında, $H_{EB}-T$ grafiğinde bir pik gözlemlendi. Genellikle, CoO'in Néel sıcaklığı 291 K'dir ve bu sıcaklığın AFM malzemenin kalınlığına bağımlılığı, AFM CoO'in en bilinen özelliklerindedir. Bu çalışmada, AFM CoO'in etkisi, Néel sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda gözlemlenmeye başlandı. Néel sıcaklığının altındaki bu kritik sıcaklık AFM CoO'in blocking sıcaklığı olarak adlandırılır. [78]-[109]. Bu çalışmada, CoO/Fe/MgO ince filmin blocking sıcaklığı yaklaşık 60 K olarak belirlendi. CoO'in blocking sıcaklığı, konsantrasyona çok bağlıdır. Arayüzeyde Co_2O_3 and Co_3O_4 konsantrasyonlu bileşikler, AFM CoO'in Néel sıcaklığını ve dolayısıyla blocking sıcaklığını azaltır. Ayrıca, exchange bias'ın büyüklüğü, uygulanan manyetik alana bağlı olarak, AFM katmanın anizotropi ekseninin yönelimine bağlıdır. Blocking sıcaklığının altında AFM malzemenin anizotropisi baskın olmaya başlar ve arayüzeyde daha fazla AFM'nin spinleri, FM'nin spinlerini sabitler ve dolayısıyla koersiv alan artar. Bu nedenle, koersiv alanın ve exchange bias alanının sıcaklığa bağımlılığında gözlemlenen 100 K sıcaklık civarındaki pik, AFM malzemenin arayüzeydeki kararsızlığı olarak düşünülebilir [109]-[110]. Ayrıca, CoO/Fe/MgO ince filmi için gözlemlenen küçük exchange bias alanı CoO'in konsantrasyonuna bağlıdır (stoichiometry).

6. SONUÇ

Faklı kristal yönelimlere ((100) ve (111)) sahip MgO alttaş üzerinde NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı (bilayer) ince filmleri, iyon demeti saçtırma tekniği kullanılarak, yüksek vakum ortamlarında büyütüldü. Büyütülen iki katlı filmlerin yapısal özellikleri x-ışını kırınımı (x-ray diffraction) yöntemi kullanılarak belirlendi. Manyetik özellikleri ise (exchange bias, etkin mıknatıslanma, kolay mıknatıslanma eksenleri) ferromanyetik rezonans (FMR) ve titreşimli örnek manyetometresi (vibrating sample magnetometer, VSM) kullanılarak 10 ile 300 K sıcaklık aralığında araştırıldı. FMR spektrumları geliştirilen teorik model kullanılarak modellendi ve malzemelerin manyetik parametreleri hesaplandı.

NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmlerin katmanları arasında epitaksiyel özelliği araştırmak için düzlem içi XRD ölçümleri yapıldı. Bu ölçümler sonucunda, CoO/Py/MgO(100) ve Py/CoO/MgO(100) ince filmleri için dört katlı kırınım pikleri, CoO/Py/MgO(111) ve Py/CoO/MgO(111) ince filmleri için ise altı katlı kırınım pikleri gözlemlendi. Altı katlı simetri, birbirleriyle 60°'lik açı yapan iki CoO domain'in oluştuğunu gösterir.

Oda sıcaklığında yapılan düzlem içi FMR ölçümleri sonucunda, CoO/Py/MgO(111) ve Py/CoO/MgO(111) örnek sistemlerinin düzlem içi eksensel anizotropiye (in-plane uniaxial anisotropy) sahip olduğu, CoO/Py/MgO(100) ve Py/CoO/MgO(100) örnek sistemlerinin ise kübik manyetokristal anizotropiye sahip olduğu görüldü. MgO(111) alttaş üzerinde büyütülen CoO/Py ve Py/CoO iki katlı filmlerde görülen tek eksen anizotropinin sebebi yapısal bozuklukla (structural distortion) açıklandı. Oda sıcaklığında yapılan düzlem dışı FMR ölçümleri sonucunda, Py/CoO/MgO(111) ve Py/CoO/MgO(100) örnek sistemlerinin, diğer örneklerle karşılaştırıldığında daha büyük manyetik anizotropiye sahip olduğu görüldü. MgO alttaş üzerinde Py yerine, CoO katmanı büyütülünce, CoO ve MgO arasındaki mükemmel örgü uyumundan dolayı, iki katlı filmlerin kristal kalitesi artar. Bu nedenle, MgO alttaş üzerinde büyütülen Py/CoO iki katlı ince film sistemlerinin etkin manyetik anizotropisi daha büyük olur.

NiFe/CoO ve CoO/NiFe iki katlı ince filmlerin exchange bias özellikleri 10 ile 300 K arasında yapılan mıknatıslanma ölçümlerinden belirlendi. Bütün örnekler içinde, Py/CoO/MgO(111) örneğinin 10 K sıcaklıkta en yüksek koersiv alana sahip

olduğu görüldü. Bu yüksek değer, uncompensated CoO spinleri ile ferromanyetik Py spinleri arasındaki güçlü exchange etkileşmesinden kaynaklanır ve ayrıca ferromanyetik (FM) ve antiferromanyetik (AFM) katmanlar arasındaki exchange etkileşmesinin varlığını gösterir. MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde Py yerine, CoO katmanı büyütülünce, 10 K sıcaklıktaki exchange bias değeri çok büyük oranda artmaktadır. MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde CoO katmanının büyütülmesiyle iki katlı ince film sisteminin kristal kalitesi veya epitaksiyel özelliği artmakta ve dolayısıyla exchange bias değerinin büyümesine sebep olmaktadır. MgO(111) ve MgO(100) alttaşlar üzerinde büyütülen Py/CoO örnek sistemlerinin exchange bias değerleri, sırasıyla 800 Oe ve 378 Oe'dir. Ayrıca, Py/CoO/MgO(111) örneğinin exchange bias değeri, Py/CoO/MgO(100) örneğinin exchange bias değeri ile karşılaştırıldığında, iki kattan daha fazladır. Uncompensated AFM yüzeylere sahip ince film sistemleri daha yüksek exchange bias değerine sahiptirler. Py/CoO/MgO(111) örneğinde görülen maksimum exchange bias değeri, CoO(111) yüzeyinin uncompensated spinlerinden kaynaklanır.

Tezin ikinci aşamasında (100) yönelimine sahip MgO alttaş üzerinde CoO/Fe iki katlı ince filmi, iyon demeti sıçratma tekniği ile yüksek vakum ortamında büyütüldü. Büyütülen iki katlı filmlerin manyetik özellikleri FMR ve VSM teknikleri kullanılarak 10 ile 300 K sıcaklık aralığında araştırıldı.

Oda sıcaklığında yapılan FMR ölçümleri sonucunda, CoO/Fe iki katlı ince filminin epitaksiyel olduğu ve dört katlı manyeto kristal anizotropiye sahip olduğu gözlemlendi. FMR ve VSM ölçümleri ile sistemin zor mıknatıslanma ekseninin, MgO(100) alttaşın (100) kristal eksenine veya Fe katmanının (110) kristal eksenine paralel olduğu kanıtlandı. Landau-Lifshitz-Gilbert denklemi kullanılarak geliştirilen teori ile manyetik parametreler belirlendi. Düzlem içi ve düzlem dışı geometrilerde yapılan FMR ölçümlerinde ters fazlı iki FMR modu görüldü. Ters fazlı bu iki FMR modu, rezonans kavitesinin empedans değişimi ve örnek sisteminin iletkenliğinin kompleks bileşeni ile açıklandı. Düşük sıcaklık FMR ölçümleri, rezonans alanlarının asimetric histeresis davranışa sahip olduğunu gösterdi. Hem FMR hem de VSM ölçümlerinden, blocking sıcaklığının üzerinde manyetokristal anizotropinin baskın olduğu, blocking sıcaklığının altında ise tek eksen anizotropisinin (unidirectional anisotropy) manyetik anizotropi üzerinde baskın olduğu kanıtlandı. FMR spektrumların nispeten 40 ile 100 Oe arasında değişen çizgi genişlikleri, örneklerin kristal özelliklerinin yüksek olduğunu gösteriyor. Çizgi genişliği fitinden, CoO/Fe iki

katlı ince film sistemi için Gilbert sabiti 0.007 olarak hesaplandı. Bu küçük değer, MTJ yapılarında ferromanyetik katmaların yönelimini daha düşük akım ile yapmak için ideal büyüklüktür. Ayrıca, hem düşük sıcaklık FMR hem de VSM ölçümlerinden sistemin blocking sıcaklığı yaklaşık 60 K olarak belirlendi.

KAYNAKLAR

- [1] Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., (1988), "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices", *Physical Review Letters* 61 (21), 2472.
- [2] Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W., (1989), "Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange", *Physical Review B*, 39 (7), 4828-4830.
- [3] Miyazaki T., Tezuka N., (1995), "Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 139 (3), L231-L234.
- [4] Moodera J. S., Kinder L. R., Wong T. M., Meservey R., (1995), "Large Magnetoresistance at Room-Temperature in Ferromagnetic Thin-Film Tunnel-Junctions", *Physical Review Letters*, 74 (16), 3273-3276.
- [5] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1957), "New Magnetic Anisotropy", *Physical Review*, 105 (3), 904-913.
- [6] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1956), "New Magnetic Anisotropy", *Physical Review*, 102 (5), 1413-1414.
- [7] Chappert C., Fert A., Nguyen Van Dau F., (2007), "The emergence of spin electronics in data storage", *Nature materials*, 6 (11), 813-823.
- [8] Nogués J., Sort J., Langlais V., Skumryev V., Suriñach S., Muñoz J. S., Baro M. D., (2005), "Exchange bias in nanostructures", *Physics Reports*, 422 (3), 65-117.
- [9] Prinz G. A., (1998), "Magnetoelectronics", *Science*, 282 (5394), 1660-1663.
- [10] Roth W. L., (1958), "Magnetic structures of MnO, FeO, CoO, and NiO", *Physical Review*, 110 (6), 1333.
- [11] Gökemeijer N. J., Penn R. L., Veblen D. R., Chien C. L., (2001), "Exchange coupling in epitaxial CoO/NiFe bilayers with compensated and uncompensated interfacial spin structures", *Physical Review B*, 63 (17), 174422.
- [12] Kittel C., (1996), "Introduction to solid state physics", 7th Edition, New York John Wiley & Sons inc.
- [13] Blundell S., (2001), "Magnetism in condensed matter", 1th Edition, Oxford University Press.
- [14] Weiss P., (1907), "Hypothesis of the molecular field and ferromagnetic properties", *Journal of Physics*, 6 (4), 661-690.

- [15] Heisenberg W., (1928), "Zur Theorie des Ferromagnetismus", *Zeitschrift für Physik*, 49 (9), 619-636.
- [16] Chikazumi S., (1997), "Physics of ferromagnetism", 2nd Edition, New York, Oxford University Press.
- [17] Cullity B. D., Graham C. D., (2009), "Introduction to Magnetic Materials", 2nd edition, New Jersey, John Wiley & Sons Inc.
- [18] Demirci E., Öztürk M., Topkaya R., Kazan S., Akdoğan N., Obaida M., Westerholt K., (2012), "Thickness and Temperature Dependence of Exchange Bias in Co/CoO Bilayers", *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 25 (8), 2591-2595.
- [19] Öztürk M., Demirci E., Topkaya R., Kazan S., Akdoğan N., Obaida M., Westerholt K., (2012), "Effect of Exchange Bias on Magnetic Anisotropies in Fe/CoO Bilayers", *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 25 (8), 2597-2603.
- [20] Öztürk M., Sinir E., Demirci E., Erkovan M., Öztürk O., Akdoğan N., (2012), "Exchange bias properties of Co/CoO(n) multilayers", *Journal of Applied Physics*, 112 (9), 093911.
- [21] Akdoğan N., Kazan S., Aktas B., Ozdemir M., Inam H., Obaida M., Dudek J., Westerholt K., (2011), "Field cooling-induced magnetic anisotropy in exchange biased CoO/Fe bilayer studied by ferromagnetic resonance", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323 (3-4), 346-350.
- [22] Baartman R. A., (1975), "Microwave Studies of an Amorphous Ferromagnet", Master's Thesis, Simon Fraser University.
- [23] Block F., (1930), "Zur Theorie des Ferromagnetismus", *Zeitschrift für Physik*, 61 (3), 206-219.
- [24] Bloembergen N., (1950), "On the ferromagnetic resonance in nickel and supermalloy", *Physical Review*, 78 (5), 572.
- [25] Gilbert T. L., (1955), "A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field", *Physical Review*, 100, 1243.
- [26] Suhl H., (1955), "Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles", *Physical Review* 97 (2), 555.
- [27] Farle M., (1998), "Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers", *Reports on Progress in Physics*, 61 (7), 755.
- [28] Berger L., (1996), "Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current", *Physical Review B*, 54 (13), 9353.

- [29] Ressler L., Schuhl A., Nguyen V. D. F., Postava K., Goiran M., Peyrade J. P., Fert A. R., (1997), "Strong uniaxial magnetic anisotropy of nanostripes obtained by cutting thin epitaxial Fe layer using the atomic saw method", *Journal of Applied Physics*, 81 (8), 5464-5466.
- [30] Butera A., Weston J. L., Barnard J. A., (2004), "Ferromagnetic resonance of epitaxial thin films", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 284, 17-25.
- [31] Fermin J. R., Azevedo A., M. de Aguiar F., Li B., Rezende S. M., (1999), "Ferromagnetic resonance linewidth and anisotropy dispersions in thin Fe films", *Journal of Applied Physics*, 85 (10), 7316-7320.
- [32] Gurgul J., Freindl K., Koziol-Rachwał A., Matlak K., Spiridis N., Ślęzak T., Wilgocka-Ślęzak D., Korecki J., (2010), "Exchange-bias in epitaxial CoO/Fe bilayer grown on MgO(001)", *Surface and Interface Analysis* 42 (6-7), 696-698.
- [33] Fleischmann C., Almeida F., Demeter J., Paredis K., Teichert A., Steitz R., Brems S., Opperdoes B., Haesendonck C. V., Vantomme A., Temst K., (2010), "The influence of interface roughness on the magnetic properties of exchange biased CoO/Fe thin films", *Journal of Applied Physics*, 107 (11), 113907.
- [34] Oogane M., Wakitani T., Yakata S., Yilgin R., Ando Y., Miyazaki T., (2006), "Magnetic Damping in Ferromagnetic Thin Films", *Japanese Journal of Applied Physics*, 45 (5R), 3889.
- [35] Rivadulla F., Hueso L. E., Jardon C., Vazquez-Vazquez C., Lopez-Quintela M. A., Rivas J., Causa M. T., Ramos C. D., Sanchez R. D., (1999), "Effect of porosity on FMR linewidth of $\text{Ln}_{0.67}\text{A}_{0.33}\text{MnO}_3$ (Ln=La, Pr; A=Ca, Sr)", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 196, 470-472.
- [36] Anisimov A. N., Platow W., Pouloupoulos P., Wisny W., Farle M., Baberschke K., Isberg P., Hjörvarsson B., Wäppling R., (1997), "The temperature-dependent in-and out-of-plane magnetic anisotropies in superlattice", *Journal of Physics: Condensed Matter*, 9 (48), 10581-10593.
- [37] Nogués J., Sort J., Langlais V., Skumryev V., Surinach S., Munoz J. S., Baro M. D., (2005), "Exchange bias in nanostructures", *Physics Reports*, 422 (3), 65-117.
- [38] Topkaya R., Akman O., Kazan S., Aktas B., Durmus Z., Baykal A., (2012), "Surface spin disorder and spin-glass-like behaviour in manganese-substituted cobalt ferrite nanoparticles", *Journal of Nanoparticle Research*, 14 (10), 1-16.
- [39] Topkaya R., Kurtan U., Junejo Y., Baykal A., (2013), "Sol-gel auto combustion synthesis of CoFe_2O_4 /1-methyl-2-pyrrolidone nanocomposite with ethylene glycol: Its magnetic characterization", *Materials Research Bulletin*, 48 (9), 3247-3253.

- [40] Topkaya R., Baykal A., Demir A., (2013), “Yafet-Kittel-type magnetic order in Zn-substituted cobalt ferrite nanoparticles with uniaxial anisotropy”, *Journal of Nanoparticle Research*, 15 (1), 1-18.
- [41] Kurtan U., Topkaya R., Baykal A., Toprak M. S., (2013), “Temperature dependent magnetic properties of CoFe₂O₄/CTAB nanocomposite synthesized by sol gel auto-combustion technique”, *Ceramics International*, 39 (6), 6551-6558.
- [42] Sozeri H., Kurtan U., Topkaya R., Baykal A., Toprak M. S., (2013), “Polyaniline (PANI)-Co_{0.5}Mn_{0.5}Fe₂O₄ nanocomposite: Synthesis, characterization and magnetic properties evaluation”, *Ceramics International*, 39 (5), 5137-5143.
- [43] Yuasa S., Nagahama T., Fukushima A., Suzuki Y., Ando K., (2004), “Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe tunnel junctions”, *Nature Materials*, 3 (12), 868-871.
- [44] Parkin S. S. P., Kaiser C., Panchula A., Rice P. M., Hughes B., Samant M., Yang S. H., (2004), “Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers”, *Nature Materials*, 3 (12), 862-867.
- [45] Djayaprawira D. D., Tsunekawa K., Nagai M., Maehara H., Yamagata S., Watanabe N., Yuasa S., Suzuki Y., Ando K., (2005), “230 % room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions”, *Applied Physics Letters*, 86 (9), 092502.
- [46] Yuasa S., Fukushima A., Kutoba H., Suzuki Y., Ando K., (2006), “Giant tunneling magnetoresistance up to 410 % at room temperature in fully epitaxial Co/MgO/Co magnetic tunnel junctions with bcc Co (001) electrodes”, *Applied Physics Letters*, 89 (4), 042505.
- [47] Brems S., (2007), “Magnetization reversal and domain structure in the polycrystalline Co/CoO exchange bias system”, *Doctoral Thesis, University of Leuven*.
- [48] Parkin S. S. P., Speriosu V. S., Falicov i. L. M., Mejía-Lira F., Morán-López J. L., (1990), “XIII. Exchange Anisotropy in Ni₈₁Fe₁₉/Fe₅₀Mn₅₀ Multilayered Structures: Evidence for Finite-Size Scaling in Ultra-Thin Antiferromagnetic Layers”, in *Magnetic Properties of Low-Dimensional Systems II*, Berlin , Springer, (50), 110-120.
- [49] Morales R., Basaran A. C., Villegas J. E., Navas D., Soriano N., Mora B., Redondo C., Batlle X., Schuller I. K., (2015), “Exchange-Bias Phenomenon: The Role of the Ferromagnetic Spin Structure”, *Physical Review Letters*, 114 (9), 097202.
- [50] Basaran A. C., Saerbeck T., de la Venta J., Huckfeldt H., Ehresmann A., Schuller I. K., (2014), “Exchange bias: The antiferromagnetic bulk matters”, *Applied Physics Letters*, 105 (7), 5.

- [51] Nogués J., Lederman D., Moran T. J., Schuller I. K., Rao K. V., (1996), “Large exchange bias and its connection to interface structure in FeF₂-Fe bilayers”, *Applied Physics Letters*, 68 (22), 3186-3188.
- [52] Lederman D., Nogués J., Schuller I. K., (1997), “Exchange anisotropy and the antiferromagnetic surface order parameter”, *Physical Review B*, 56 (5), 2332.
- [53] Shen J. X., Kief M. T., (1996), “Exchange coupling between NiO and NiFe thin films”, *Journal of Applied Physics*, 79 (8), 5008.
- [54] Park C. M., Min K. I., Shin K. H., (1996), “Effects of surface topology and texture on exchange anisotropy in NiFe/Cu/NiFe/FeMn spin valves”, *Journal of Applied Physics*, 79 (8), 6228-6230.
- [55] Mauri D., Siegmann H. C., Bagus P. S., Kay E., (1987), “Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate”, *Journal of Applied Physics*, 62 (7), 3047.
- [56] Neel L., (1967), “Etude theorique du couplage ferro-antiferromagnetique dans les couches minces”, *Annales de Physique*, 2, 61-80.
- [57] Binek C., (2004), “Training of the exchange-bias effect: A simple analytic approach”, *Physical Review B*, 70 (1), 014421.
- [58] Malozemoff A. P., (1988), “Mechanisms of Exchange-Anisotropy”, *Journal of Applied Physics*, 63 (8), 3874-3879.
- [59] Brems S., Temst K., Van Haesendonck C., (2007), “Origin of the training effect and asymmetry of the magnetization in polycrystalline exchange bias systems”, *Physical Review Letters*, 99 (6), 067201.
- [60] Brems S., Buntinx D., Temst K., Van Haesendonck C., Radu F., Zabel H., (2005), “Reversing the training effect in exchange biased CoO/Co bilayers”, *Physical Review Letters*, 95 (15), 157202.
- [61] Nogués J., Schuller I. K., (1999), “Exchange bias”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192, 203-232.
- [62] Meiklejohn W. H., (1962), “Exchange Anisotropy-A Review”, *Journal of Applied Physics*, 33 (3), 1328-1335.
- [63] Stamps R. L., (2000), “Mechanisms for exchange bias”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 33 (23), R247.
- [64] Kiwi M., (2001), “Exchange bias theory”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 234 (3), 584-595.
- [65] Schuller I. K., (2004), “Unusual Phenomena in Exchange-Biased Nanostructures”, *Materials Research Society Bulletin*, 29 (09), 642-646.

- [66] Nogués J., Sort J., Langlais V., Doppiu S., Dieny B., Munoz J. S., Surinach S., Baro M. D., Stoyanov S., Zhang Y., (2005), “Exchange bias in ferromagnetic nanoparticles embedded in an antiferromagnetic matrix”, *International Journal of Nanotechnology*, 2 (1/2), 23.
- [67] Malozemoff A. P., (1987), “Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces”, *Physical Review B*, 35 (7), 3679-3682.
- [68] Nowak U., Usadel K. D., Keller J., Miltényi P., Beschoten B., Güntherodt G., (2002), “Domain state model for exchange bias. I. Theory”, *Physical Review B*, 66 (1), 014430.
- [69] Keller J., Miltényi P., Beschoten B., Güntherodt G., Nowak U., Usadel K. D., (2002), “Domain state model for exchange bias. II. Experiments”, *Physical Review B*, 66 (1), 014431.
- [70] Friedberg R., Paul D. I., (1975), “New Theory of Coercive Force of Ferromagnetic Materials”, *Physical Review Letters*, 34 (19), 1234.
- [71] Edwards B., Paul D. I., (1994), “Magnetic-field orientation and coercivity”, *Journal of Applied Physics*, 76 (10), 6271-6273.
- [72] Paul D. I., (1982), “General theory of the coercive force due to domain wall pinning”, *Journal of Applied Physics*, 53 (3), 1649-1654.
- [73] Vallejo-Fernandez G., Kaeswurm B., O’Grady K., (2011), “Defect and impurity effects in exchange bias systems”, *Journal of Applied Physics*, 109 (7), 07D738.
- [74] McCurrie R. A., Gaunt P., (1966), “The magnetic properties of platinum cobalt near the equiatomic composition part I. the experimental data”, *Philosophical Magazine*, 13 (23), 567-577.
- [75] Yan S. S., Garmestani H., Tian Y., Hu S., Gao R., Chen Y., Liu G. L., Mei L., (2006), “Free Boundary Domain Wall Pinning Model for the Magnetization Reversal in Magnetic Thin Films”, *Japanese Journal of Applied Physics*, 45 (1A), 93-98.
- [76] Yilgin R., (1999), “Manyetik parametrelerin elektron spin rezonans (ESR) tekniği ile araştırılması”, Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü.
- [77] Radu F., Mishra S. K., Zizak I., Erko A. I., Durr H. A., Eberhardt W., Nowak G., Buschhorn S., Zabel H., Zhernenkov K., Wolff M., Schmitz D., Schierle E., Dudzik E., Feyerherm R., (2009), “Origin of the reduced exchange bias in an epitaxial FeNi(111)/CoO(111) bilayer”, *Physical Review B*, 79 (18), 184425.
- [78] Nowak G., Remhof A., Radu F., Nefedov A., Becker H.-W., Zabel H., (2007), “Structural and magnetic properties of stoichiometric epitaxial CoO/Fe exchange-bias bilayers”, *Physical Review B*, 75 (17), 174405.

- [79] Topkaya R., Erkovan M., Ozturk A., Ozturk O., Aktas B., Ozdemir M., (2010), “Ferromagnetic resonance studies of exchange coupled ultrathin Py/Cr/Py trilayers”, *Journal of Applied Physics*, 108 (2), 023910.
- [80] Thomas O., Shen Q., Schieffer P., Tournerie N., Lepine B., (2003), “Interplay between anisotropic strain relaxation and uniaxial interface magnetic anisotropy in epitaxial Fe films on (001) GaAs”, *Physical Review Letters*, 90 (1), 017205.
- [81] Zhan Q. F., Vandezande S., Van Haesendonck C., Temst K., (2007), “Manipulation of in-plane uniaxial anisotropy in Fe/MgO(001) films by ion sputtering”, *Applied Physics Letters*, 91 (12), 122510.
- [82] Aktas B., Oner Y., (1993), “Field-induced directional surface anisotropy in an NiMn alloy”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 5(31), 5443-5458.
- [83] Zhan Q. F., Van Haesendonck C., Vandezande S., Temst K., (2009), “Surface morphology and magnetic anisotropy of Fe/MgO(001) films deposited at oblique incidence”, *Applied Physics Letters*, 94 (4), 042504.
- [84] Pouloupoulos P., Baberschke K., (1999), “Magnetism in thin films”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 11 (48), 9495-9515.
- [85] Yilgin R., Oogane M., Ando Y., Miyazaki T., (2007), “Gilbert damping constant in polycrystalline Co₂MnSi Heusler alloy films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 310 (2), 2322–2323.
- [86] Yilgin R., Sakuraba Y., Oogane M., Mizukami S., Ando Y., Miyazaki T., (2007), “Anisotropic Intrinsic Damping Constant of Epitaxial Co₂MnSi Heusler Alloy Films”, *Japanese Journal of Applied Physics*, 46 (9), L205-L208.
- [87] Młyńczak E., Matlak B., Koziół-Rachwał A., Gurgul J., Spiridis N., Korecki J., (2013), “Fe/CoO(001) and Fe/CoO(111) bilayers: Effect of crystal orientation on the exchange bias”, *Physical Review B*, 88 (8), 085442.
- [88] Lee M. K., Xu L. S., Marchenkov V. V., Wang R. L., Chen R. J., Guo S., Yang C. P., Huang J. C. A., (2013), “Effect of Ge and Al substitutions on exchange bias in Ni-Mn-Sb alloy”, *Journal of Applied Physics*, 113 (17), 17D712.
- [89] Takano K., Kodama R. H., Berkowitz A. E., Cao W., Thomas G., (1998), “Role of interfacial uncompensated antiferromagnetic spins in unidirectional anisotropy in Ni₈₁Fe₁₉/CoO bilayers”, *Journal of Applied Physics*, 83 (11), 6888-6892.
- [90] Miltényi P., Gierlings M., Keller J., Beschoten B., Güntherodt G., Nowak U., Usadel K. D., (2000), “Diluted antiferromagnets in exchange bias: Proof of the domain state model”, *Physical Review Letters*, 84 (18), 4224.

- [91] Ambrose T., Chien C. L., (1998), “Dependence of exchange coupling on antiferromagnetic layer thickness in NiFe/CoO bilayers”, *Journal of Applied Physics*, 83 (11), 6822-6824.
- [92] Van Der Zaag P. J., Ijiri Y., Borchers J. A., Feiner L. F., Wolf R. M., Gaines J. M., Erwin R. W., Verheijen M. A., (2000), “Difference between blocking and Neel temperatures in the exchange biased Fe₃O₄/CoO system”, *Physical Review Letters*, 84 (26), 6102-6105.
- [93] Ambrose T., Chien C. L., (1996), “Finite-size effects and uncompensated magnetization in thin antiferromagnetic CoO layers”, *Physical Review Letters*, 76 (10), 1743-1746.
- [94] Ali S. R., Ghadimi M. R., Fecioru-Morariu M., Beschoten B., Güntherodt G., (2012), “Training effect of the exchange bias in Co/CoO bilayers originates from the irreversible thermoremanent magnetization of the magnetically diluted antiferromagnet”, *Physical Review B*, 85 (1), 012404.
- [95] Biternas A. G., Chantrell R. W., Nowak U., (2010), “Behavior of the antiferromagnetic layer during training in exchange-biased bilayers within the domain state model”, *Physical Review B*, 82 (13), 134426.
- [96] Suess D., Kirschner M., Schrefl T., Fidler J., Stamps R. L., Kim J. V., (2003), “Exchange bias of polycrystalline antiferromagnets with perfectly compensated interfaces”, *Physical Review B*, 67 (5), 054419.
- [97] Hoffmann A., (2004), “Symmetry driven irreversibilities at ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces”, *Physical review letters*, 93 (9), 097203.
- [98] Harres A., Geshev J., (2011), “Athermal training due to exchange and dipolar coupling within a granular model for exchange bias”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 23 (21), 216003.
- [99] Biternas A. G., Nowak U., Chantrell R. W., (2009), “Training effect of exchange-bias bilayers within the domain state model”, *Physical Review B*, 80 (13), 134419.
- [100] Goryunov Y. V., Khaliullin G. G., Garifullin I. A., Tagirov L. R., Schreiber F., Bödeker P., Bröhl K., Morawe C., Mühge T., Zabel H., (1994), “FMR studies of magnetic properties of Co and Fe thin films on Al₂O₃ and MgO substrates”, *Journal of Applied Physics*, 76 (10), 6096-6098.
- [101] Lederman D., Dutta P., Seehra M. S., Shi H., (2012), “Interface biquadratic coupling and magnon scattering in exchange-biased ferromagnetic thin films grown on epitaxial FeF₂”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 24 (18), 186001.
- [102] Rivoire M., Suran G., (1995), “Magnetization of thin films with in-plane uniaxial anisotropy studied by microwave absorption”, *Journal of Applied Physics*, 78 (3), 1899-1905.

- [103] Medina A. N., Knobel M., Salem-Sugui S., Gandra F. G., (1996), “Resonant microwave cavity response of amorphous ribbons”, *Journal of applied physics*, 79 (8), 5462-5464.
- [104] Lee S. J., Tsai C. C., Cho H., Seo M., Eom T., Nam W., Lee Y. P., Ketterson J. B., (2009), “Hysteretic characteristics of low-field microwave absorption of a Co thin film”, *Journal of Applied Physics*, 106 (6), (063922).
- [105] Weber R. T., Jiang J., Barr D. P., (1998), “EMX User’s Manual”, 1st Edition, Bruker Instruments Inc.
- [106] Kim D. H., Kim D. K., Cho J. U., Park S. Y., Isogami S., Tsunoda M., Takahashi M., Fullerton E. E., Kim Y. K., (2012), “Transport and switching behaviors in magnetic tunnel junctions consisting of CoFeB/FeNiSiB hybrid free layers”, *Journal of Applied Physics*, 111 (9), 093913.
- [107] Yilgin R., Sakuraba Y., Oogane M., Ando Y., Miyazaki T., (2012), “Magnetic Properties of Single Crystalline Co₂MnAl Heusler Alloy Thin Films”, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 25 (8), 2659-2663.
- [108] Lenz K., Zander S., Kuch W., (2007), “Magnetic proximity effects in antiferromagnet/ferromagnet bilayers: the impact on the Néel temperature”, *Physical review letters*, 98 (23), 237201.
- [109] Stiles M. D., McMichael R. D., (1999), “Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers”, *Physical Review B*, 59 (5), 3722–3733.
- [110] Stiles M. D., McMichael R. D., (2001), “Coercivity in exchange-bias bilayers”, *Physical Review B*, 63 (064405).

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Zonguldak'ta doğdu. İlkokulu Gebze Atatürk İlkokulu'nda, ortaokulu Sarkuysan Lisesi'nde, liseyi Neşet Yalçın Süper Lisesi'nde tamamladı. 2000 yılında Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nü kazandı. 2006 yılında mezun oldu. 2006–2007 yılında özel eğitim kurumlarında Fizik öğretmeni olarak çalıştı. 2007 yılında askerliğini tamamladı. Aynı yıl Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisansa, 2010 yılında doktora başladı. 2007 yılında “Mayın ve patlayıcı madde bulma amaçlı çok hassas çekirdek kuadrupol rezonans (NQR) tekniğinin geliştirilmesi” adlı projede araştırmacı olarak yer aldı. 2009 yılında “Nano boyutta Spin-RAM'lerin spin dinamiğinin araştırılması” adlı projede araştırmacı olarak çalıştı. 2010 yılından itibaren “Nanomanyetizma ve Spintronik Araştırma Merkezi (NASAM)” adlı DPT projesinde araştırmacı ve 2015 yılından itibaren ise “Manyetik Alan Sensörü Geliştirme” adlı TÜBİTAK projesinde araştırmacı olarak çalışmaktadır. Şubat 2010'dan beri Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.