T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

IrMn TABANLI SPİN-VANA YAPILARINDA ŞÖNT AKIMININ AZALTILMASI

BAYRAM KOCAMAN
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2018

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

IrMn TABANLI SPİN-VANA YAPILARINDA ŞÖNT AKIMININ AZALTILMASI

BAYRAM KOCAMAN
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
PROF. DR. NUMAN AKDOĞAN

GEBZE
2018

T.R.

GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

REDUCTION OF SHUNT CURRENT IN IrMn BASED SPIN-VALVE STRUCTURES

BAYRAM KOCAMAN

A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF DOCTOR OF PHILOSOPHY

DEPARMENT OF PHYSICS

THESIS SUPERVISOR

PROF. DR. NUMAN AKDOĞAN

GEBZE

2018

GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ	**DOKTORA JÜRİ ONAY FORMU**

GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 14/11/2018 tarih ve 2018/56 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 22/11/2018 tarihinde tez savunma sınavı yapılan BAYRAM KOCAMAN'ın tez çalışması Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE
(TEZ DANIŞMANI) : Prof. Dr. Numan AKDOĞAN

ÜYE : Prof. Dr. Bulat RAMİ

ÜYE : Dr. Öğr. Üyesi Sinan KAZAN

ÜYE : Prof. Dr. Kemal ÖZDOĞAN (Yıldız Teknik Üniversitesi)

ÜYE :Prof. Dr. Mustafa ÖZDEMİR (İstanbulTeknik Üniversitesi)

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi …….. Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
……/……/…… tarih ve ……/…… sayılı kararı.

ÖZET

Son yirmi yıldır spin-vana yapıları genellikle yüksek hassasiyetli manyetik alan sensörlerinde kullanılmaktadır. Öte yandan, manyetik alan sensörlerinde, kalın metal tampon tabakalar şönt akımının artmasına ve sensör hassasiyetinin azalmasına neden olmaktadır. Bu amaçla bu tez kapsamında, tampon tabakasız IrMn-tabanlı spin-vana yapıları üretildi. Aynı zamanda, tavlama sıcaklığı ve IrMn tabaka kalınlığının, sistemin exchange bias alanı ve engelleme sıcaklığı üzerindeki etkisi çalışıldı. Mıknatıslanma ölçümleri, IrMn tavlama sıcaklığının artırılmasıyla exchange bias alanı (H_{EB}) ve engelleme sıcaklığı (T_B) değerlerinin önemli ölçüde arttığını göstermiştir. H_{EB} ve T_B'deki bu artma, tavlama sıcaklığının artmasıyla IrMn'da (111) ve (002) yapılarının oluşmasına atfedildi. Manyetik ve yapısal özellikler açısından en uygun tavlama sıcaklığı 500 °C olarak belirlendi.

Ayrıca, tavlama sıcaklığı 500 °C'de sabit tutularak IrMn kalınlığına bağlı olarak spin-vana sisteminin yapısal, manyetik ve elektriksel özellikleri çalışıldı. Sistemin IrMn kalınlığının, spin-vana yapıların manyetik ve transport özelliklerini güçlü bir şekilde etkilediği gözlendi. Ayrıca, oda sıcaklığının üzerinde yüksek exchange bias elde etmek için gerekli olan en düşük IrMn kalınlığı 6 nm olarak bulundu. Hem IrMn kalınlığının az olmasının, hem de tampon tabakanın olmamasının örneklerin direncini önemli ölçüde etkilediği elektriksel ölçümlerden anlaşılmaktadır. Bu da, IrMn tabanlı sensör uygulamalarında Şönt akımını azaltmak için çok büyük öneme sahiptir.

Anahtar Kelimeler: Spin-vana, şönt akımı, GMR sensör, sensör hassasiyeti, IrMn, exchange bias.

SUMMARY

Spin-valve structures have been generally used as high sensitive magnetic field sensors for the last twenty years. However, thick metal buffer layers tend to increase shunt current in real devices and decrease the sensor sensitivity. With this motivation, we produced IrMn-based spin-valve multilayers without using buffer layer. We also studied the effects of post-annealing and IrMn thickness on exchange bias field (H_{EB}) and blocking temperature (T_B) of the system. Magnetization measurements indicate that both H_{EB} and T_B values are significantly enhanced with post-annealing of IrMn layer. This improvement of both H_{EB} and T_B was attributed to the formation of (111) and (002) textures with increasing annealing temperature. The optimum annealing temperature in terms of magnetic and structural properties was defined to be 500 °C.

Furthermore, we have studied the structural, magnetic and electrical properties of the spin-valve system as a function of IrMn thickness for a fixed post-annealing temperature of 500 °C. We observed that IrMn thickness of the system strongly influences the magnetization and transport characteristics of the spin-valve structures. The minimum thickness of IrMn is found to be 6 nm to obtain a reasonable exchange bias above room temperature. Transport measurements reveal that both the reduced IrMn thickness and the lack of buffer layer play a critical role in the resistance of the samples, which have a great importance for the reduction of shunt current in IrMn based sensor applications.

Key Words: Spin-valve, shunt current, GMR sensor, sensor sensitivity, IrMn, exchange bias.

TEŞEKKÜR

Tez ile ilgili çalışmalarım boyunca her türlü destek ve imkânı sunan değerli danışmanım Prof. Dr. Numan Akdoğan'a çok teşekkür ederim.

Tez jürisi hocalarım Prof. Dr. Bulat Rami, Prof Dr. Kemal Özdoğan, Dr. Öğr. Üyesi Sinan Kazan ve Prof. Dr. Mustafa Özdemir'e desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca tezimde bilgilerinden ve onlarla yaptığım tartışmalardan istifade ettiğim ve deneysel yöntemlerde fikir danıştığım Dr. Ali Cemil Başaran, Dr. Mustafa Öztürk, Hasan Pişkin, Emrah Anigi ve Dr. Merve Ertaş Uslu'ya teşekkür ederim.

Doktoram boyunca benden dostluklarını esirgemeyen Erdem Balcı, İlknur Gündüz ve Mehmet Aras'a teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen ve sıkıntılarımı paylaşan sevgili eşim Nuray'a, ayrıca teşekkürü bir borç bilirim. Öğrenim hayatımın tüm aşamaları boyunca beni destekleyen ve hayatımın her anında dualarını her zaman yanımda hissettiğim değerli anne-babama ve kardeşime çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xiii
TABLOLAR DİZİNİ	xvii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KAVRAMLAR	6
2.1. Elektriksel Direnç	6
2.2. Manyeto-Direnç	7
2.2.1. Normal Manyeto-direnç (OMR)	8
2.2.2. Anizotropik Manyeto-direnç (AMR)	9
2.2.3. Dev Manyeto-direnç (GMR)	11
2.2.4. Tünelleme Manyeto-direnç (TMR)	18
2.3. Exchange Bias Etkisi	19
2.3.1. Çeşitli Exchange Bias Sistemleri	20
2.3.2. Exchange Bias Etkisinin İdeal Modeli	24
2.3.3. Meiklejohn ve Bean'in Exchange Bias Modeli	25
2.3.4. Engelleme (Blocking) Sıcaklığı	29
2.3.5. Antiferromanyetik Tabaka Kalınlığı	31
2.3.6. Tâlim Etkisi	32
3. DENEYSEL YÖNTEMLER	34
3.1. Saçtırma Tekniği	34
3.1.1. Temel Saçtırma Tekniği	34
3.1.2. Manyetik Saçtırma Tekniği	36
3.2. X-ışını Kırınım Tekniği	39
3.3. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Yöntemi	43
3.4. Manyeto Direnç Ölçüm Sistemi	46

3.4.1. Dört Nokta Direnç Ölçüm Tekniği 46
3.4.2. Cihaz Bileşenleri 48
4. DENEYSEL SONUÇLAR 50
4.1. IrMn-Tabanlı Spin-Vana Yapılarında Tavlama Sıcaklığının Etkisi 50
4.1.1. Giriş 50
4.1.2. Örneklerin Hazırlanması ve Yapısal Özelliklerinin Belirlenmesi 51
4.1.3. Veriler ve Tartışma 56
4.1.4. Sonuçlar 61
4.2. IrMn-Tabanlı Spin-Vana Yapılarıda AF Tabaka Kalınlığının Etkisi 62
4.2.1. Giriş 62
4.2.2. Örneklerin Hazırlanması ve Yapısal Özelliklerinin Belirlenmesi 62
4.2.3. Veriler ve Tartışma 64
4.2.4. Sonuçlar 73
5. SONUÇ VE YORUMLAR 74

KAYNAKLAR 76
ÖZGEÇMİŞ 86
EKLER 87

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler ve Kısaltmalar		**Açıklamalar**
Ag	:	Gümüş
Al_2O_3	:	Aliminyum oksit
Ar	:	Argon
Au	:	Altın
Co	:	Kobalt
CoO	:	Kobalt oksit
Cr	:	Krom
Cu	:	Bakır
Fe	:	Demir
IrMn	:	Iridyum mangan
MgO	:	Magnezyum oksit
Ni	:	Nikel
NiFe	:	Permaloy
Os	:	Osmiyum
Pt	:	Platin
Py	:	Permaloy
Ru	:	Ruthenyum
Si	:	Silisyum
SiO2	:	Silisyum oksit
Ta	:	Tantal
TaOx	:	Tantal oksit
A	:	Kesit alan
α	:	Saçılma kesit alanı
d	:	Kalınlık
E	:	Elektrik alan
$D(\varepsilon_F)$	:	Durum yoğunluğu
H	:	Manyetik alan
H_c	:	Sıfırlayıcı alan
H_{EB}	:	Exchange bias alanı

H_{EB}^{n}	:	n. ölçüm için exchange bias alan değeri
I	:	Akım
$\vec{J}$	:	Akım yoğunluğu
J_{EB}	:	Arayüzey değiş-tokuş çiftlenim enerjisi sabiti
K_{AF}	:	AF tabaka anizotropisi
K_{FM}	:	FM tabaka anizotropisi
l	:	Uzunluk
M	:	Mıknatıslanma
M_{FM}	:	Doyum mıknatıslanması
μ_0	:	Boşluğun geçirgenliği
n	:	Ölçüm sayısı
Oe	:	Oe (manyetik alan birimi)
R	:	Direnç
R_{AP}	:	Anti-paralel durumda toplam direnç
R_P	:	Paralel durumda toplam direnç
$R^{\uparrow}$	:	Spin-yukarı kanalın direnç değeri
$R^{\downarrow}$	:	Spin-yukarı kanalın direnç değeri
ρ	:	Özdirenç
σ	:	Malzemenin iletkenliği
T	:	Sıcaklık
T_B	:	Engelleme sıcaklığı
T_C	:	Curie sıcaklığı
T_N	:	Néel sıcaklığı
V	:	Voltaj
W	:	Watt
ε_0	:	Vakumun geçirgenliği
ξ_0	:	Korelasyon mesafesi
δ	:	Kaydırma üstü
λ	:	Dalga boyu
AC	:	Alternatif akım
AMR	:	Anizotropik manyeto-direnç
BDK	:	Baskı devre kartı
DC	:	Doğru akım

DOS	:	Durum yoğunluğu
FM	:	Ferromanyetik
GMR	:	Dev manyeto-direnç
GPS	:	Global posizyon belirleme sistemi
GTÜ	:	Gebze Teknik Üniversitesi
MR	:	Manyeto-direnç
MRAM	:	Manyetik RAM
MTJ	:	Manyetik tünelleme eklemleri
NM	:	Manyetik olmayan
OMR	:	Normal manyeto-direnç
PPMS	:	Fiziksel Özellikler Ölçüm Sistemi
RF	:	Radyo frekansı
RKKY	:	Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida
SQUİD	:	Superconducting quantum interference device
TMR	:	Tünelleme manyeto-direnç
UHV	:	Ultra yüksek vakum
VSM	:	Titreşimli örnek manyetometresi
XRD	:	X-ışını yansıması
XRR	:	X-ışını kırınımı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil No:		Sayfa
2.1:	Manyetik alanın olmadığı a) ve manyetik alanın olduğu b) durum için manyetik olmayan metallerde elektronun izlediği yol.	9
2.2:	Malzeme üzerine uygulanan dış manyetik alanın akıma a) paralel ve dik b) olduğu durumların şematik gösterimi.	10
2.3:	Ferromanyetik ince film için dış manyetik alanın dik veya paralel uygulama durumuna göre AMR etkisinin alan ile değişimi.	11
2.4:	a) Binasch vd.'nin Fe/Cr/Fe'den oluşan üç katmanlı ince filmde oda sıcaklığında manyeto direnç ölçüm sonuçları. b) Baibich vd.'nin Fe/Cr dan oluşan çok katlı filmlerde 4.2 K'de manyeto direnç ölçüm sonuçları.	12
2.5:	Birbirini tekrar eden çok katmanlı a), üç katmanlı b), spin-vana c) ve tanecikli d) GMR yapılarının ölçüm sonuçları ve şematik gösterimi.	13
2.6:	Manyetik olmayan normal metal a) ile ferromanyetik metaldeki b) spin-yukarı ve spin-aşağı elektronların durum yoğunluklarının (DOS) şematik gösterimi.	14
2.7:	Paralel a) ve anti-paralel b) durumlar için bir ferromanyetik metalden normal bir metale, oradan da ikinci bir ferromanyetik metal boyunca spin-polarize transportun şematik gösterimi.	15
2.8:	Komşu manyetik katmanları paralel a) anti-paralel b) mıknatıslanma yönelimlerinde bulunan çok katmanlı film sistemi için elektron geçişinin ve bu durumlara karşılık gelen eşdeğer direnç devrelerinin şematik gösterimi.	17
2.9:	Tek-katmanlı FM a) iki katmanlı AF/FM b) üç-katmanlı AF/NM/FM c) ve dört-katmanlı AF/FM/NM/FM'den oluşan spin-vana d) yapılarının manyetik alanın fonksiyonu olarak mıknatıslanma eğrilerinin şeklini göstermektedir.	21
2.10:	AF/FM/NM/FM katmanlarından oluşan spin vana yapısı.	23
2.11:	FM/NM/FM a) ve AF/FM/NM/FM b) katmanlarından oluşan GMR yapılarının histeresis eğrileri.	23

2.12:	Exchange bias etkisinde manyetik alan değişimine bağlı olarak FM malzemenin spin yöneliminin şematik gösterimi.	25
2.13:	Meiklejohn ve Bean modelinde yer alan vektörlerin geometrisi şematik olarak gösterilmektedir.	27
2.14:	O'Grady vd.'nin yaptığı çalışmada verilen antiferromanyetik tabaka kalınlığına bağlı olarak engelleme sıcaklığının değişimi.	30
2.15:	O'Grady vd.'nin yaptığı çalışmada antiferromanyetik tabaka kalınlığına bağlı olarak exchange bias alanının değişimi.	31
2.16:	Demirci'nin doktora tezinde PtCo/CoO örnek sistemi için exchange bias'ın talim etkisinin ölçüm sayısına (n) bağlı olarak değişimi.	33
3.1:	Temel saçtırma tekniğinin şematik gösterimi.	35
3.2:	Manyetik saçtırma tekniğinde hedef malzemenin altındaki mıknatısların oluşturduğu manyetik alan ve elektrik alan çizgilerinin şematik gösterimi.	37
3.3:	Gebze Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü bünyesinde bulunan manyetik saçtırma sistemi.	38
3.4:	Kristalden kırınıma uğrayan x-ışınlarının yapıcı ve yok edici girişime uğramasının şematik gösterimi.	40
3.5:	Bragg yasasına göre kristal üzerine gönderilen x-ışınının kırınıma uğramasının şematik gösterimi.	41
3.6:	Kalınlık, yoğunluk ve pürüzlük gibi özelliklerin XRR eğrisine etkisi.	42
3.7:	Gebze Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü bünyesinde bulunan Rigaku Smartlab X-Işını Kırınım cihazı.	43
3.8:	Gebze Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü bünyesinde bulunan PPMS sistemi.	45
3.9:	Örneğe titreşim hareketi yaptıran VSM motor a) ve algılayıcı bobinler b) gösterilmektedir.	45
3.10:	İnce filmlerde manyeto-direnç ölçümü için kullanıllan 4-nokta yönteminin şematik gösterimi.	47
3.11:	Manyeto-direnç ölçümleri için örneğin tutucu üzerinde konumlandırılması ve bağlantılar gösterilmektedir.	48

3.12: Ozturk vd.'nin tasarladığı manyeto-direnç ölçümleri için kullanıllan ölçüm sisteminin şematik gösterimi. 49
4.1: Bu çalışmada 1. set olarak yapılan GMR spin-vana filminin katmanlarının kesitten görünümü. Buradaki IrMn katmanı oda sıcaklığında büyütülmüş ve sonrasında oda sıcaklığında, 200°C, 300°C, 400°C ve 500°C sıcaklıklarında tavlanmıştır. Diğer tabakalar oda sıcaklığında büyütülmüştür. 51
4.2: IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana çok katlı filminin XRR grafiği ve fit sonucu. 53
4.3: Üzerine film büyütülmemiş tek kristal Si (100) alttaşın XRD grafiği gösterilmiştir. 54
4.4: a) 500 °C'de tavlanmış b) tavlanmamış 30 nm IrMn filmlerin XRD grafiği. 55
4.5: VSM ile a) 500 °C'de tavlanmış b) tavlanmamış IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana örnek sistemi için oda sıcaklığında kaydedilen normalize edilmiş histeresis ölçümleri. 56
4.6: VSM ile a) 500 °C'de tavlanmamış ve b) 500°C'de 45 dakika tavlanmamış IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana örnek sistemi için exchange bias oluşturulduktan sonra oda sıcaklığında kaydedilen normalize edilmiş histeresis ölçümleri. 59
4.7: IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana örnek sistemi için tavlama sıcaklığına bağlı engelleme sıcaklığı (yeşil : kareler) ve oda sıcaklığında ölçülen exchange bias alanının (pembe daireler) değişimi. 60
4.8: Bu çalışmada 2. set olarak yapılan GMR spin-vana film katmanlarının kesitten görünümü. Buradaki IrMn kalınlığı 1 nm'den 20 nm'ye kadar değiştirilmiştir. 63
4.9: IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) film sisteminin XRD ölçüm deseni. 64
4.10: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) film sisteminin IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak oda sıcaklığında alınmış mıknatıslanma ölçümleri. 66

4.11: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 1 – 20 nm) örnek sistemi için 10 K (solda) ve 305 K'de (sağda) zorlayıcı alanının IrMn kalınlığına göre değişimi. 67

4.12: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 1 – 20 nm) örnek sistemi için 10 K (yeşil kareler) ve 305 K'de (mor daireler) ölçülen exchange bias alanının IrMn kalınlığına göre değişimi. 68

4.13: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 1 – 20 nm) örnek sistemi için engelleme sıcaklığının IrMn kalınlığına göre değişimi. 69

4.14: (a) 300 K sıcaklığında IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) örnek sistemi için tâlim etkisi ölçümü (ardışık 40 defa ölçüm alınmıştır). (b) Ölçüm sayısının fonksiyonu olarak exchange bias alanındaki değişim. 70

4.15: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 6 – 20 nm) örnek sistemi için IrMn kalınlığına bağlı tâlim etkisinin değişimi. 71

4.16: IrMn(8)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) filminin oda sıcaklığında manyeto-direnç ölçümü. İç grafikteki şekiller örneğin ölçüm geometrisini, Co ve Py tabakalarının mıknatıslanma yönelimini göstermektedir. 72

4.17: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 4 – 8 nm) örnek sistemi için dev manyeto-direnç (GMR) oranı ve örnek direncinin IrMn kalınlığına göre değişimi. 73

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo No: **Sayfa**

4.1: IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana çok katlı filminin XRR ölçüm sonuçlarının Rigaku Global Fit programı kullanılarak elde edilen fit sonuçları. 53

1. GİRİŞ

Elektronikte temel yarıiletken cihazlar 60 yıldır yoğun bir şekilde geliştirilmekte ve kullanılmaktadır. Ama Moore yasasına [1] göre mikro işlemcilerin gücünün her 18 ayda bir iki katına çıkma geleneğinin doğal sınırları ufukta görünür hale geldi. Çünkü elektronik bit'ler için kullandığımız yapıların boyutlarını atomik ölçülerin altına indirme şansımız bulunmuyor. Geleneksel silikon teknolojisi kaçınılmaz doğal sınırlarına ilerlerken ve tümleşik devrelerde kullanılan yapıların boyutlarının bir süredir 100 nanometrenin altına inmesiyle elektronik aygıtlarda kuantum fiziksel etkiler baskın olmaktadır. Bu çerçevede, kısaca spintronik denilen, elektronların sadece yüklerinin değil, spin olarak adlandırılan başka bir temel özelliğinin de kullanıldığı bir çalışma alanı gerek temel bilimsel gerek de teknolojik bağlamda giderek önem kazanmaktadır.

Öte yandan, neredeyse tüm fiziksel cisimler bir kısmı güçlü bir kısmı çok zayıf olmak üzere, manyetik alan üretir. Bir insan kalbi Critical Cardiac verilerine göre yaklaşık olarak pikotesla mertebesinde manyetik puls üretir. Bir sabit sürücü içindeki dönen disk (spining disk) yaklaşık 1 GHz frekanslı manyetik sinyali gönderir. Dünyanın manyetik alanı özellikle global konum belirleme sistemlerinin (GPS) erişilemediği (yeraltında ve derin denizlerde) yerlerde kullanışlı bir navigasyon aracı olabilir. Bu temellere dayanarak manyetik alan sensörleri birçok uygulama alanında manyetik alanı ölçmek için yüzyıllardır yaygın olarak kullanılmaktadır. İlk olarak yön bulmak için pusulanın icadından sonra yirminci yüzyıldan itibaren modern manyetik alan sensörleri daha yoğun bir ilgiyle kullanılmaya başlanmıştır. Bu sebepten dolayı daha küçük manyetik alanlara bile duyarlı hassas ölçüm yapabilen manyetik sensörleri geliştirmek temel bilim çalışmalarında her zaman yoğun çalışılan konulardan biri olmaktadır. Uygulama alanlarına göre manyetik alan sensörlerinin birçok değişik türleri geliştirilmiştir. Bunlar arasında Hall etkisiyle çalışan hall probu, manyeto-konsantrasyon etkisine dayalı manyeto diyot [2], yüzey akustik dalgalarının manyeto-elastik etkileşmelerle modüle edilmesi prensibine dayalı manyeto-elastik mikro sensörler [3], kuantum girişimine (quantum interference) dayalı süperiletken kuantum girişim cihaz (superconducting quantum interference device, SQUID) sensörleri, manyetik akı değişim etkisine dayalı manyetik alan detektörü ve diğer sensör türleri sayılabilir [4-6]. Faraday indüksiyon etkisi ile oluşan elektromotor kuvveti etkisini

temel alan yüksek manyetik alan sensörleri manyetik alanı ölçmek için uzun süre yaygın olarak kullanılmıştır [4, 5]. Bunun yanında düşük alan hassasiyeti için kullanılan manyetik alan sensörlerinin bir türü de ölçülmesi istenen manyetik alandan elektriksel direncin etkilenmesi (manyeto-direnç, MR) ilkesine dayanmaktadır. William Thomson diğer adıyla Lord Kelvin'in 1851 yılında manyetik iletkenlerde yaptığı deneylerde, cisme gönderilen akım yönünün malzemenin mıknatıslanma (manyetik alan) yönü ile yaptığı açıya bağlı olarak elektriksel direncin değiştiğini gözlemledi [7]. Anizotropik manyeto-direnç (AMR) diye adlandırılan bu etkiye dayalı olarak geliştirilen sensörler 20. yüzyıldan itibaren manyetik kayıt teknolojisi ve benzeri birçok alanda uzun süre kullanılmıştır [4, 5].

Hacim (bulk) halinde ferromanyetik malzemelerde elektriksel direncin manyetik alandan etkilenme (manyeto-direnç) oranı en fazla % 0.2–0.3 kadardır [8]. Manyeto-direnç ilkesine dayalı sensörlerde, manyetik alan duyarlılığı yüksek olabilmesi yani daha zayıf manyetik alanları bile algılayabilmesi için elektriksel direncin manyetik alandan etkilenme oranının o denli büyük olması gerekir. O nedenle daha zayıf alanları ölçebilmek veya daha küçük bölgelerdeki alanların haritasını çıkarabilmek için bu etkinin daha büyük olabileceği yapılar yoğun olarak araştırılmıştır. Manyetik ince film büyütme teknolojisindeki gelişmelerin sağladığı yeni imkânları da kullanarak, 1988'de A. Fert [9] ve bağımsız olarak P. Grünberg [10] dev manyeto-direnç (Giant Magnetoresistance, GMR) diye adlandırdıkları yeni bir etki keşfettiler. Bu etkiyi P. Grünberg Fe/Cr/Fe yapısından oluşan üç katmanlı ince filmde ve A. Fert ise Fe-Cr yapısından oluşan çok katlı ince filmde ilk olarak gözlemledi. Bu etkinin keşfedilmesi spintronik diye bilinen yeni bir teknolojik alanın doğmasına sebep olmuştur [11].

Çok küçük manyetik alanların algılanabilmesi manyetik alan sensörlerinin hassasiyetini artırabilmek ile mümkün olur ve bunun içinde MR etkisinin çok yüksek olması gerekir. Bu amaçla literatürde bu etkiyi yükseltmek için GMR gösteren farklı tipte çok katmanlı örnek sistemleri çalışılmıştır. Bunların içinden, teknolojik uygulamalarda yüksek MR oranı, cihaz dayanıklılığı, sensör hassasiyeti ve daha zayıf alanları algılayabilmesi açısından en çok kullanılan GMR yapısı, spin-vana [12, 13] olarak adlandırılan özel bir manyetik çok-katmanlı film sistemidir. Spin-vana yapıları son 20 yıldır yüksek hassasiyetli sensörler için çok yoğun bir şekilde çalışılmıştır [14, 15]. Günümüzde bu yapılar aynı zamanda biyosensörlerde [13, 16-18], planar-hall etkisine dayalı cihazlarda [19-21] kullanılmaktadır. Bunun yanında bu yapılar şekillendirilebilir manyeto-elektronik uygulamaları için, esneyebilir ve giyilebilir

alttaşlar üzerine büyütülmektedir [22-24]. Spin-vana yapısı en basit şekilde, iki ferromanyetik katman ve aralarında manyetik olmayan metal katmandan oluşur [25]. Fakat bu ferromanyetik katmanlardan birisine bitişik antiferromanyetik bir katman kullanılarak bu tabakanın mıknatıslanma yönü exchange bias etkisiyle sabitlenir [26]. Bu manyetik tabaka sabit katman (fixed layer veya pinned layer) olarak isimlendirilir. Dış manyetik alan çok yüksek değerlere çıkmadıkça bu tabakanın mıknatıslanması sabit kalır. Bu tabakadan manyetik olmayan ince bir iletken tabaka ile ayrılmış olan ikinci katman ise yumuşak bir ferromanyetik malzemeden yapılarak mıknatıslanmasının çok düşük dış alanlardan bile etkilenerek dönebilmesine izin verilir. Bu ikinci ferromanyetik tabaka serbest katman (free layer) olarak isimlendirilir. Spin-vana yapısında da elektriksel direnç komşu manyetik tabakaların mıknatıslanma vektörlerinin birbirlerine göre yönelimine bağlıdır. Bu tür malzemelerde komşu manyetik tabakaların mıknatıslanma yönelimleri birbirine göre paralel ise, malzeme düşük bir direnç, anti-paralel ise yüksek bir direnç göstermektedir.

Spin-vana yapılarında yukarıda bahsi geçen uygulamalar için FM ve AF katmanları arasında oluşturulan exchange bias anizotropisi hayati önem taşımaktadır. Bu anizotropi genel olarak, AF tabanın kalınlığı, alaşımındaki malzemelerin oranı, kristal yapısı ve yüzey pürüzlülüğü gibi bir çok parametreye bağlıdır [26]. Bu nedenle teknolojik uygulamalar için cihaz üzerine yapılan çalışmaların yanında, exchange bias özelliğini artırmak için, AF kompozisyonunu ayarlama [27], AF ve FM tabaka kalınlıklarını değiştirme [28-31], yeni ara-yüzler [32] ve farklı tampon tabakalar kullanma [33, 34] üzerine çalışmalar yapılmıştır.

Antiferromanyetik malzemeler arasında, IrMn yüksek Néel sıcaklığı nedeniyle, spin-vana yapılarında yaygın bir şekilde kullanılmaktadır [35]. Daha yüksek exchange bias veren IrMn'ın (111) yapısını sağlamak için Ta [29, 30], Ru [36], Ta/Pt [37], NiFe [22, 38], Os/Cu [39, 40] ve onların bileşenlerinden [22, 41, 42] oluşan farklı tampon tabakalar kullanılmıştır. Aynı zamanda exchange bias sağlayan epitaksiyel (epitaxial) (002) IrMn yapısı, pahalı tek-kristal MgO alttaşı yerine, ucuz Si alttaşı üzerine 50 nm epitaksiyel Cu tampon tabakası kullanılmasıyla elde edilmiştir [40, 43, 44]. Ancak kalın metal tampon tabakalar, cihaz uygulamalarında, sensör hassasiyetini azaltan şönt akımının artmasına neden olmaktadır [45-47]. Bu sebeple Emori vd. şönt akımını azaltmak için yalıtkan tantal oksit (TaOx) tampon tabakası kullanmıştır [45]. Öte yandan kalın AF tabakası yüksek exchange bias ve engelleme sıcaklığı elde etmek için gereklidir [26, 48]. Ancak bu da cihazın direncini azaltan şönt akımının artmasına

neden olur [14, 49]. Öte yandan spin-vana sistemlerinde kalın AF tabakalar da tampon tabakalar gibi sensör hassasiyetini azaltmaktadır. Tüm bu etkiler göz önünde tutulursa, şönt akımını artırmadan exchange bias ve engelleme sıcaklığını artırmak sensör hassasiyeti açısından çok önemlidir.

Bu tez çalışmasında, şönt akımına neden olan tampon tabakalar kullanılmadan, IrMn-tabanlı spin-vana yapılarında yüksek exchange bias ve engelleme sıcaklığı elde etmek için ön araştırmalar yapıldı. IrMn film kalınlığı ve tavlama sıcaklığının değiştirilmesiyle bu yapılarda exchange bias ve engelleme sıcaklığının değişimi incelenmiştir. Tampon tabakasız spin-vana sistemler için 4 nm IrMn kalınlığında oda sıcaklığının üstünde exchange bias elde edilmiştir. Aynı zamanda IrMn kalınlığına bağlı olarak manyeto-direnç ölçümleri yapılmıştır. Bu ölçümlerden, sistemin GMR oranı IrMn kalınlığının azalması ile düşerken, 4 nm IrMn kalınlığı için oda sıcaklığının üzerinde dikkate değer exchange bias ve çok düşük direnç değeri gözlenmiştir. Bu sonuçlar, tampon tabakasız IrMn-tabanlı manyetik sensör uygulamalarında, yüksek sıcaklık şartlarında çalışma imkanı sunar iken, şönt akımının azaltılmasının da mümkün olduğunu açıkça göstermektedir. Ayrıca IrMn-tabanlı spin-vana yapılarının uzun süreli dayanıklılığını test etmek için exchange biasın talim etkisi ölçümleri yapılmıştır.

Tez çalışması beş bölümden oluşmaktadır. Bundan sonraki ikinci bölümde öncelikle manyeto-direnç ve exchange bias etkilerini anlamak için genel kavramların üzerinde duruldu ve bu konularda daha önceden yapılmış çalışmalar değerlendirildi.

Tezin üçüncü bölümünde filmlerin üretilmesi ve ölçülmesi için kullanılan deneysel yöntemlerin çalışma mekanizmasından bahsedildi. Ayrıca GTÜ Fizik Bölümü bünyesinde bulunan ve bu çalışmada kullanılan deneysel sistemlerin özellikleri anlatıldı.

Tezin dördüncü bölümünde deneysel sonuçlara yer verildi. Tez çalışmasının deneysel kısmı üç temel adımdan oluşmaktadır. İlk kısımda tavlama sıcaklığının fonsiyonu olarak IrMn-tabanlı spin-vana örneklerin üretilmesi ve yapısal/manyetik özelliklerinin incelenmesine yer verildi. İkinci olarak, belirlenen uygun tavlama sıcaklığı sabit tutularak IrMn kalınlığına bağlı spin-vana filmleri hazırlandı. Hazırlanan bu filmlerin yapısal ve manyetik özellikleri incelendi. Son aşamada bu filmlerin manyeto-direnç ölçümlerinden cihaz uygulamaları açısından sensör hassasiyeti test edildi.

Tezin son bölümünde ise tüm sonuçlar değerlendirildi ve gelecekte bu alanda yapılacak çalışmalara yönelik öneriler sunuldu.

2. GENEL KAVRAMLAR

Tez çalışmasında ele alınan konunun daha iyi anlaşılması için gerekli kavramlar, mantıksal sıra ile bu başlık altında verilmiştir.

2.1. Elektriksel Direnç

Bir elektrik devresinde ilk akla gelen bileşen dirençtir. Temel olarak; bir malzemenin, elektrik akımının akışına karşı gösterdiği zorluğa direnç denir. Ohm kanununa göre bir malzemenin direnci iletkenin iki ucu arasındaki potansiyel farkın, iletkenden geçen akıma oranıdır ve aşağıdaki denklem (2.1) ile hesaplanır [50].

$$R = \frac{V}{I} = \frac{Volt}{Amper} \tag{2.1}$$

Denklemden anlaşılacağı üzere direnç amper başına volt birimine sahiptir. A kesit alanına sahip ve I akımı taşıyan bir iletkeni ele alalım. Böyle bir iletken içindeki akım yoğunluğu birim alan başına düşen akım olarak tanımlanır ve aşağıdaki denklem (2.2) ile gösterilir [50].

$$\boldsymbol{J} = \frac{I}{A} = \frac{Akım}{Alan} \tag{2.2}$$

Bu ifade, akım yoğunluğunun tüm malzeme içinde bağdaşık (türdeş, homojen) ve yüzey alanının akım yoğunluğuna dik olması durumunda geçerlidir. Malzemenin uçları arasından kontak alıp bir potansiyel fark uygulanırsa, iletken içinde bir elektrik alan oluşur. Bu elektrik alandan ötürü de denklem (2.3)'de ifade edildiği gibi bir akım yoğunluğu meydana gelmektedir [50].

$$\boldsymbol{J} = \sigma \boldsymbol{E} \tag{2.3}$$

Burada σ malzemenin elektriksel iletkenliğini ifade eder. Ohm kanununa uyan malzemeler için iletkenlik (σ) ayırt edici bir özelliktir. Düzgün bir elektrik alan altında

A kesiti ve l uzunluğuna sahip doğrusal bir iletkenin uçları arasındaki potansiyel fark (ΔV) ve elektrik alan (E) ile arasında $\Delta V = El$ şeklinde bir bağıntı vardır. Böylece akım yoğunluğu,

$$\boldsymbol{J} = \sigma E = \sigma \frac{\Delta V}{l} \tag{2.4}$$

şeklinde ifade edilebilir. Denklem (2.2)'den yararlanırsak, potansiyel fark ifadesi

$$\Delta V = \frac{l}{\sigma} J = \left(\frac{l}{\sigma A}\right) I \tag{2.5}$$

olarak yazılabilir. Burada ($l/\sigma A$) ifadesinin aslında iletkenin R direnci olduğu açıkça görülmektedir. Diğer taraftan bir maddenin iletkenliğinin tersine özdirenç denir ve aralarındaki ilişki matematiksel olarak;

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \tag{2.6}$$

şeklinde ifade edilir [50]. Bu tanımdan düzgün bir geometriye sahip iletken bir malzemenin direnci,

$$R = \rho \frac{l}{A} \tag{2.7}$$

olarak ifade edilebilir [50]. Denklem (2.7)'den malzemenin direnci, kesit alanının artmasıyla azalıken, uzunluğunun artması ile de artmaktadır.

2.2. Manyeto-Direnç

Manyeto-direnç, bir malzemenin veya cihazın üzerine uygulanan harici bir manyetik alana bağlı olarak elektriksel direncindeki değişime denir ve tüm metallerde gözlenebilir. Çünkü hareketli yükler üzerindeki manyetik kuvvet yükler arasındaki çarpışma sayısını artırma eğiliminde olacaktır. Elektriksel dirençteki bu değişim,

malzemenin cinsine, uygulanan manyetik alanın yönü ve ölçüm geometrisine bağlı olarak farklılık göstermektedir. Manyeto-direnç (MR) oranı, malzemenin üzerine uygulanan manyetik alan etkisiyle direncinde meydana gelen değişimin büyüklüğü olarak tanımlanır ve

$$MR\ oranı = \frac{|R_H - R_0|}{R_0} \tag{2.8}$$

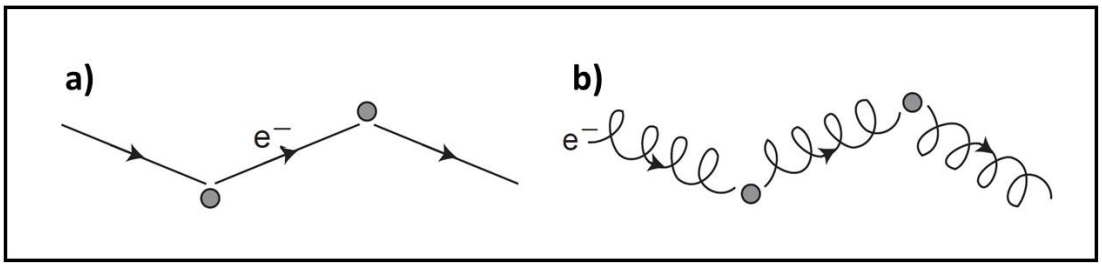
ifadesiyle hesaplanır [11, 51]. Bu eşitlikte R_0 ve R_H sırasıyla manyetik alansız ve manyetik alan altındaki malzemenin direncini ifade eder. Manyeto-direnç uzun zamandır araştırmaya yönelik ilgi konusu olmuştur ve manyetik malzemeler günümüzde manyetik sensörler, manyetik kayıt teknolojisinde bilgiyi okuma ve yazma kafalarında ve manyetik bellekler gibi piyasada bulunan bazı teknolojik cihazlarda kullanılmaktadır. Bu bölümde, normal metallerde gözlenen manyeto-direncin temeli hakkında bilgi verilecek, ardından ferromanyetik malzemelerin sergilediği anisotropik manyeto-direnç (AMR) ve metalik çok katmanlı ince filmlerde gözlemlenen dev manyeto-direnç (GMR) ve tünelleme manyeto direnç (TMR) etkileri detaylı olarak anlatılacaktır.

2.2.1. Normal Manyeto-direnç (OMR)

Tüm iletken metaller (normal metal, ferromanyetik metal ve yarıiletkenler) Lorentz kuvvetinden dolayı, manyetik alan altında bir direnç değişimi gösterir. Bu direnç değişimi Lorentz veya normal manyeto direnç (OMR) olarak bilinir ve malzeme üzerine uygulanan alanın yönünden bağımsızdır. Metallerde direnç, iletkenlik elektronlarının aldığı ortalama serbest yol ile ters orantılıdır. Bu bağlamda dış bir etkinin olmadığı durumda, metaldeki serbest elektronlar Şekil 2.1.a)'da gösterildiği gibi maruz kaldığı her saçılma arasında kat ettiği serbest yollarda doğrusal olarak ilerlerler. Ancak hârici bir manyetik alan uygulandığında, akım boyunca hareket eden yüklere aşağıda verilen Lorentz kuvveti etki eder [51, 52].

$$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H}) \tag{2.9}$$

Bu eşitlikte e elektronun yükünü, $\vec{E}$ elektrik alanı, $\vec{v}$ elektronun hızını ve $\vec{H}$ ise uygulanan manyetik alanı ifade etmektedir. Lorentz kuvveti hareket halindeki iletkenlik elektronlarının Şekil 2.1.b)'deki gibi dolambaçlı bir yol almasına neden olur [51]. Bu sebeple elektronların aldıkları yol ve buna bağlı olarak metal atomuna çarpma olasılığı artar ve sonuç olarak altın (Au), gümüş (Ag) ve bakır (Cu) gibi manyetik olmayan iletken metallerde manyetik alandan dolayı dirençte bir artış meydana gelir [53]. Bu artışa neden olan etki normal manyeto-direnç (OMR) etkisi olarak isimlendirilir.



Şekil 2.1: Manyetik alanın olmadığı a) ve manyetik alanın olduğu b) durum için manyetik olmayan metallerde elektronun izlediği yol.

2.2.2. Anizotropik Manyeto-direnç (AMR)

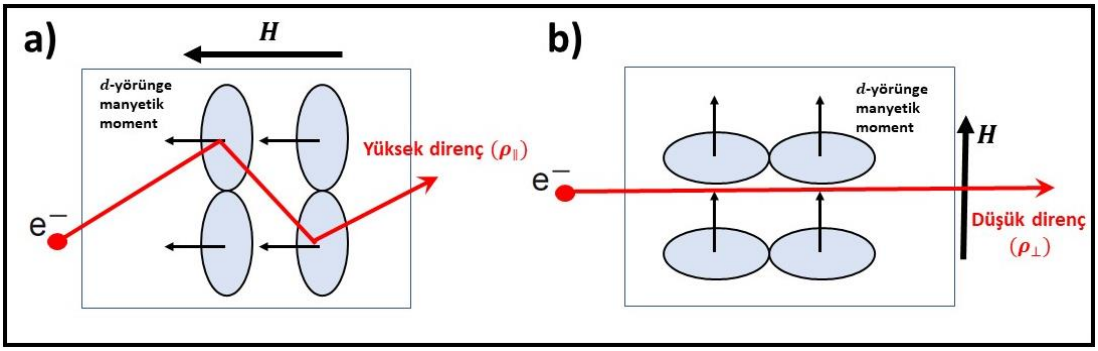
Ferromanyetik metallerde (Fe, Ni ve Co) ve alaşımlarında normal manyeto-dirence göre daha büyük (yaklaşık %1 seviyesine çıkabilen) manyeto-direnç etkisi gözlenmektedir. Bunun yanında akıma paralel uygulanan manyetik alan direnci artırır iken akıma dik uygulanan alan direnci azaltmaktadır [51, 53]. Bu değişim uygulanan alanın yönelimine bağlı olduğu için anizotropik manyeto-direnç (AMR) olarak isimlendirilir. Anizotropik manyeto direnç, malzemeye uygulanan akımının yönü ile mıknatıslanma vektörü arasındaki açıya bağlı olarak değişir. AMR'in açısal değişimi,

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos\theta^2 \qquad (2.10)$$

ifadesi ile verilmektedir [11, 52]. Burada, ρ elektriksel özdirenci, θ ise mıknatıslanma vektörü $\vec{M}$ ile akım yoğunluğu $\vec{J}$ arasındaki açıyı temsil etmektedir. Sırasıyla $\rho_{\parallel}$ ve $\rho_{\perp}$ mıknatıslanma vektörünün akım yoğunluğuna paralel (θ = 0) ve dik (θ = π / 2) olduğu durumdaki direnç değerleridir. AMR etkisi yarıiletken ve manyetik olmayan metallerdeki direnç değişimine göre çok küçük manyetik alanlarda (5-10 Oe) oluşur.

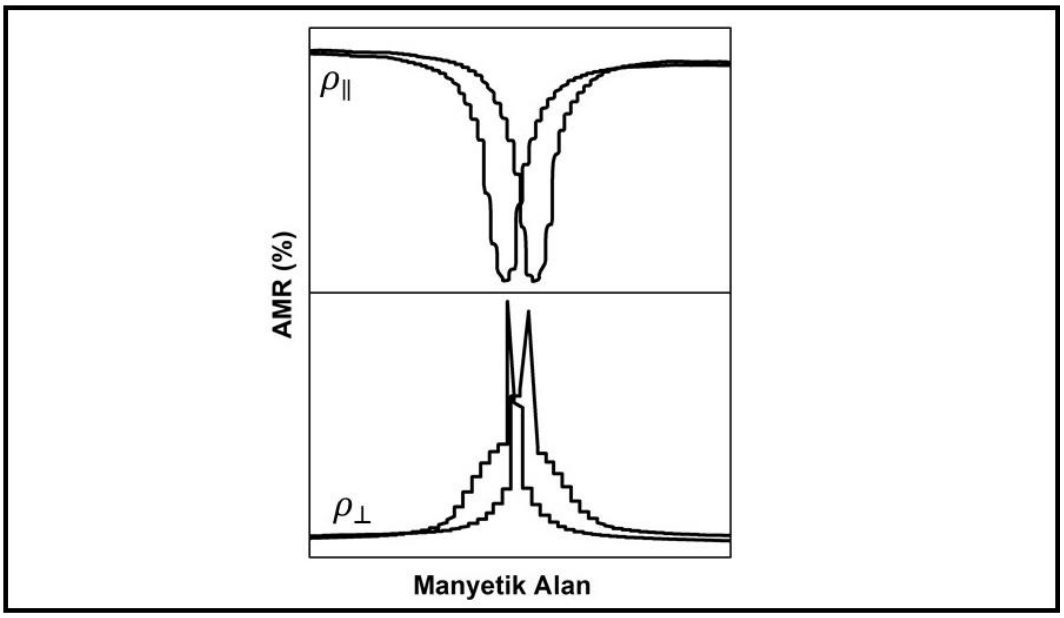
Nitekim, 1990'ların sonlarına kadar bilgi okuma teknolojisinde, okuyucu kafalarda yaygın bir şekilde bu etkiden yararlanılmıştır.

AMR etkisi ilk olarak 1850'lerde W. Thomson (Lord Kelvin olarak da bilinir) tarafından rapor edildi ve Kelvin bu etkiyi "manyetizma direnci" olarak ifade etti [7]. Ama mikroskobik temelleri 1960 ile 1970 yılları arasında yayınlanan makalelerle anlatılmıştır [54, 55]. İlk detaylı açıklama Kondo tarafından 1962 yılında yapılmıştır [55]. Bu açıklamaya göre, AMR etkisi spin-yörünge etkileşmesinden yani iletkenlik elektronlarının spine bağlı saçılmaya uğramasından kaynaklanmaktadır. Mesela nikel (Ni) ferromanyetik metalini ele alacak olursak, 3d seviyesi tamamen dolu olmadığından, iletimden sorumlu 4s elektronları, 3d seviyesine saçılması muhtemel olacak ve oradaki 3d elektronların yörünge açısal momentumları ile etkileşerek saçılacaktır. Şekil 2.2.a)'daki gibi manyetik alan, akıma göre enine yönlendirilirse, 3d yörüngesi akım düzleminde bulunur ve 4s elektronları ile saçılma için küçük bir kesit oluşur ve bu da düşük dirençli bir duruma karşılık gelir. Aksine, Şekil 2.2.b)'de gösterildiği gibi manyetik alan akıma paralel yönde uygulanır ise, 3d yörüngeleri akım düzlemine dik olarak yönelir ve böylelikle saçılma için kesit alanı artar ve yüksek bir direnç durumuna karşılık gelir.



Şekil 2.2: Malzeme üzerine uygulanan dış manyetik alanın akıma a) paralel ve dik b) olduğu durumların şematik gösterimi.

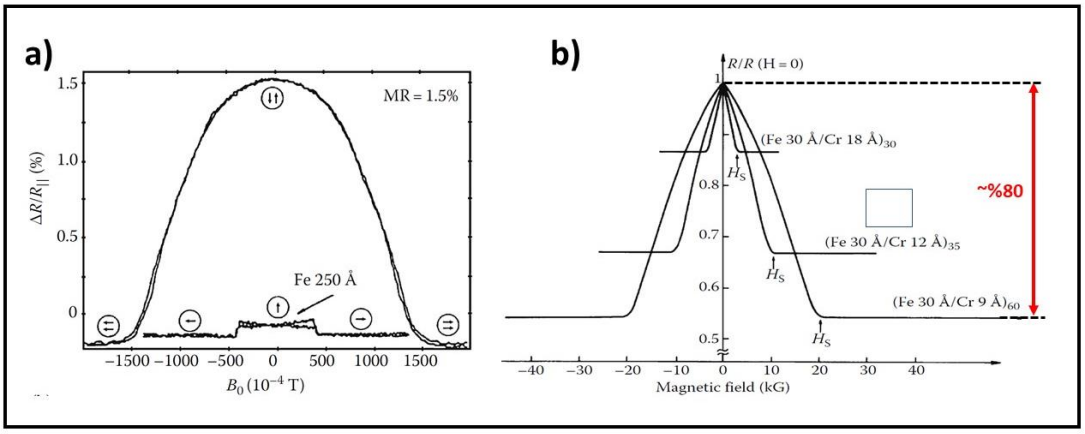
Ferromanyetik ince film için Şekil 2.2'de gösterilen yönlerde uyguladıkları manyetik alana bağlı direnç ölçümleri yapıldığında Şekil 2.3'teki histerisi eğrisi elde edilmiştir [56]. Bu eğri aynı zamanda malzemenin manyetik alana bağlı mıknatıslanma eğrisi ile uyumludur.



Şekil 2.3: Ferromanyetik ince film için dış manyetik alanın dik veya paralel uygulama durumuna göre AMR etkisinin alan ile değişimi.

2.2.3. Dev Manyeto-direnç (GMR)

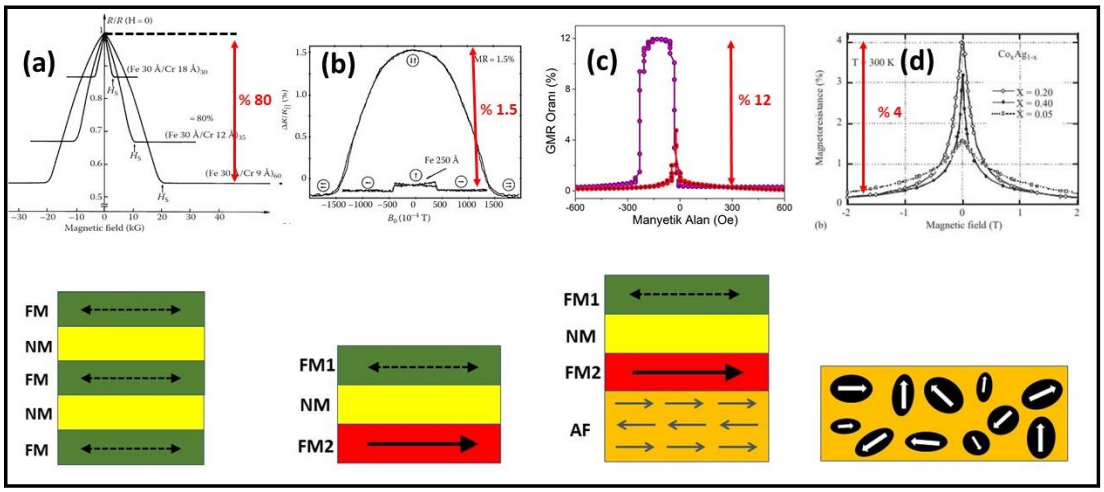
Hacim (bulk) halindeki ferromanyetik malzemelerde elektriksel direncin manyetik alandan etkilenme (AMR) oranı yaklaşık olarak %1 civarındadır. Manyeto-direnç ilkesine dayalı sensörlerin, manyetik alan duyarlılığı yüksek olabilmesi yani daha zayıf manyetik alanları dahi algılayabilmesi için elektriksel direncin manyetik alandan etkilenme oranının o denli büyük olması gerekir. Bu nedenle daha zayıf alanları ölçebilmek veya daha küçük bölgelerde bağdaşık (homojen) olmayan alanların haritasını çıkarabilmek için bu etkinin daha büyük olabileceği yapılar yoğun olarak araştırılmıştır. Manyetik ince film büyütme teknolojisindeki gelişmelerin sağladığı yeni imkânları da kullanarak, 1988 yıllında P. Grünberg [10] ve bağımsız olarak A. Fert [9] dev manyeto-direnç (Giant Magnetoresistance, GMR) diye adlandırdıkları yeni bir etki keşfettiler. Grünberg ve grubu Fe/Cr/Fe'den oluşan üç katmanlı ince filmde oda sıcaklığında Şekil 2.4.a)'da gösterildiği gibi yaklaşık %1,5 manyeto-direnç oranı elde etmişlerdir [10]. Aynı zamanda Fert grubu da Fe/Cr dan oluşan çok katlı filmlerde aynı tür etkiyi 4.2 K'de Şekil 2.4.b)'de gösterildiği yaklaşık %80'lere kadar çıkarmışlardır [9]. GMR etkisi bilgi okuma ve yazma teknolojisinde çok büyük gelişmelere neden olmasından dolayı bu iki bilim adamına 2007 yılında Nobel Fizik ödülü verildi [9-11].



Şekil 2.4: a) Binasch vd.'nin Fe/Cr/Fe'den oluşan üç katmanlı ince filmde oda sıcaklığında manyeto direnç ölçüm sonuçları. b) Baibich vd.'nin Fe/Cr dan oluşan çok katlı filmlerde 4.2 K'de manyeto direnç ölçüm sonuçları.

GMR etkisi ferromanyetik (FM) ve manyetik olmayan metal (NM) katmanlarından oluşan çok-katmanlı ince filmlerin uygulanan manyetik alana bağlı olarak elektriksel direncindeki değişimdir. Elektriksel dirençteki bu değişim komşu ferromanyetik tabakaların mıknatıslanma vektörlerinin birbirine göre yönelimine bağlıdır. Komşu ferromanyetik tabakalar birbiri ile paralel yönelimde olduğu zaman örnek sistemi düşük bir direnç gösterir iken anti-paralel yönelimde ise yüksek bir direnç (GMR) göstermektedir. Dolayısıyla katmanlar arasında anti-paralel düzeni elde etmek, GMR etkisi gözlemlemek için elzemdir. Bunun için günümüze kadar çalışılmış GMR etkisi gösteren farklı tipte film sistemleri Şekil 2.5'te gösterilmiştir. Şekil 2.5.a)'da gösterilen özdeş FM ve NM tabakaların birbirini n kez tekrarlamasından oluşan $[FM/NM]_n$ çok-katmanlı film sistemi bunlardan birisidir. Bu yapılarda FM katmanlar çok ince (yaklaşık 1 nm) NM bir ayırıcı tabaka (Cu, Cr veya Au) ile ayrılır. Bu ayırıcı tabakanın belli kalınlıklarında komşu FM katmanlar arasındaki Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida (RKKY) etkileşmesi birbirini takip eden manyetik tabakaların mıknatıslanmalarını anti-paralel olarak hizalar. Bu nedenle, bu yapılar manyetik alan sıfır iken yüksek bir direnç gösterir iken manyetik alanın artmasıyla direnç değeri azalmaktadır. Şekil 2.5.b)'de gösterilen bir diğer yapı, çok küçük alanlarda dahi dönebilen FM_1 ve dönmesi için geniş manyetik alan gereken FM_2 manyetik katmanlardan oluşmuş $FM_1/NM/FM_2$ üç katmanlı ince film yapısıdır. Bu yapılarda farklı zorlayıcı (koersif) alanlara sahip manyetik olarak Py gibi yumuşak (soft) ve Co gibi ser (hard) katmanlar kullanılarak katmanlar arasında anti-paralel düzen sağlanmaktadır. Gelecek bölümlerde daha detaylı tartışılacak olan c)'de gösterilen bir

diğer GMR yapısı spin-vana yapılarıdır. Spin-vana yapıları manyetik olarak serbest (yumuşak) FM_1 katmanı ile mıknatıslanması exchange bias etkisiyle belirli bir yöne sabitlenmiş FM_2 manyetik katmanlarından oluşmuş $AF/FM_2/NM/FM_1$ yapılardır. İkinci manyetik katmanın mıknatıslanması, bitişiğindeki AF katman sayesinde oluşturulan exchange bias etkisi ile sabitlenir ve böylece manyetik katmanlar arasında anti-paralel düzen sağlanır. Son olarak d)'de gösterilen birbiri ile etkileşmeyen manyetik taneciklerden oluşmuş tanecikli alaşım (granular alloy) GMR yapılardır [57]. Bu manyetik taneciklerin boyutu domen boyutlarından oldukça küçüktür ve tek yönlü dev manyetik moment gibi davranırlar. Bu yüzden bu taneciklerin mıknatıslanma yönelimlerini paralel yapmak için yüksek alanlara ihtiyaç duyulur. Bu sebeple bu yapılar diğerlerinden farklı olarak yüksek manyetik alan sensörlerinde kullanılmaktadır. İlk üç yapı için $H = 0$ olduğunda NM bir katman ile birbirinden ayrılan komşu FM katmanların mıknatıslanması birbiri ile anti-paralel düzendedir. Bu durum yüksek bir R_{AP} direnci verir. Film düzlemi boyunca tüm FM katmanların mıknatıslanmalarını paralel hizalayacak kadar manyetik alan uygulanır ise malzeme düşük bir R_P direnci verir. Bu iki direnç farkından örnek sisteminin GMR oranı hesaplanabilir.

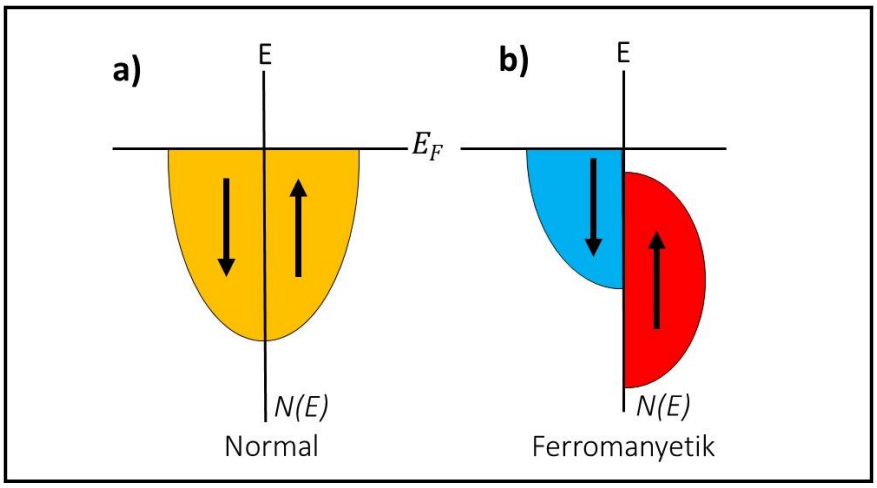


Şekil 2.5: Birbirini tekrar eden çok katmanlı a), üç katmanlı b), spin-vana c) ve tanecikli d) GMR yapılarının ölçüm sonuçları ve şematik gösterimi.

2.2.3.1. Spine Bağlı Saçılmanın Kaynağı

Çok katlı filmlerin elektronik bant yapısı, spin-bağlı iletkenliği belirleyen ve dolayısıyla GMR etkisinin temelini açıklayan en önemli özelliktir. GMR etkisi

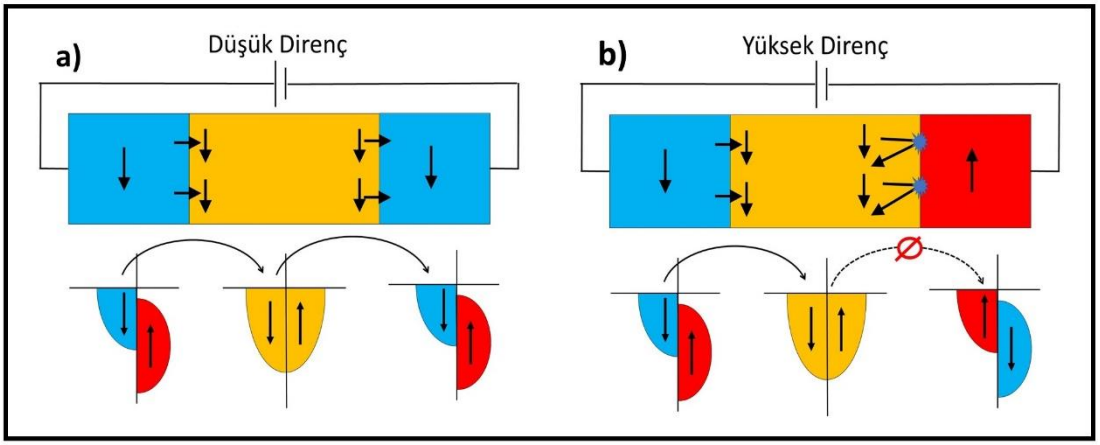
gösteren yapılarda, Co, Fe ve Ni gibi ferromanyetik 3d geçiş metalleri veya permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) gibi onların alaşımları, Cu, Ag, Cr ve Au gibi manyetik olmayan ayırıcı tabakalarla birlikte kullanılır. Bu metallerin elektronik bant yapısı, aşağıda tartışılacak bir dizi benzer özellik ile tanımlanabilir. Mesela manyetik olmayan bakır metalini ele alırsak, Şekil 2.6.a)'da görüldüğü üzere, Fermi düzeyindeki spin-yukarı (spin-up) ve spin-aşağı (spin-down) durumları için durum yoğunlukları (Density of States, DOS) birbirine eşittir [58]. Dolayısıyla böyle bir metal için spin polarizasyonu sıfırdır. Yani bu tür malzemeden geçen iletkenlik elektronları belli bir spin yönelimine sahip olmazlar. Öte yandan şekil 2.6.b)'deki ferromanyetik bir metali ele alırsak, Fermi düzeyindeki spin popülasyonundaki dengesizlikten ötürü bu tür malzemelerde spin-polarize iletim doğal olarak kendiliğinden oluşmaktadır. Bu dengesizlik ferromanyetik metallerin yanında Heusler alaşımlarında da meydana gelmektedir. Çünkü Şekil 2.6 b)'de görülüğü üzere, spin-yukarı ve spin-aşağı elektronlarına karşılık gelen durum yoğunlukları (DOS) birbirlerine göre enerji ekseninde kaymışlardır. Bu kayma, ferromanyetik malzemelerde net manyetik momentin kaynağı olan enerji seviyelerinin farklı oranda doluluğa sahip olmasından, yani 3d seviyesindeki spin dengesizliğinden kaynaklanır. Böylece ferromanyetik metaller, herhangi bir yarıiletken, süperiletken veya normal bir metale ya da yalıtkana spin-polarize akım enjekte etmek için kullanılabilir.



Şekil 2.6: Manyetik olmayan normal metal a) ile ferromanyetik metaldeki b) spin-yukarı ve spin-aşağı elektronların durum yoğunluklarının (DOS) şematik gösterimi.

Teknolojide cihaz uygulamaları açısından malzemenin spin-polarize oranı yüksek olması gereklidir [58]. Bu nedenle, %100 spin-polarize iletken malzemeleri bulmak

için bilimsel araştırmalar yapılmaktadır [59]. Bununla birlikte Fe, Co, Ni ve bunların alaşımları gibi kısmen polarize olan malzemeler (%40 – %50 oranında spin polarizasyonuna sahip malzemeler [60]) teknolojik olarak yararlı cihazlar geliştirmek için yeterlidir [20, 61].



Şekil 2.7: Paralel a) ve anti-paralel b) durumlar için bir ferromanyetik metalden normal bir metale, oradan da ikinci bir ferromanyetik metal boyunca spin-polarize transportun şematik gösterimi.

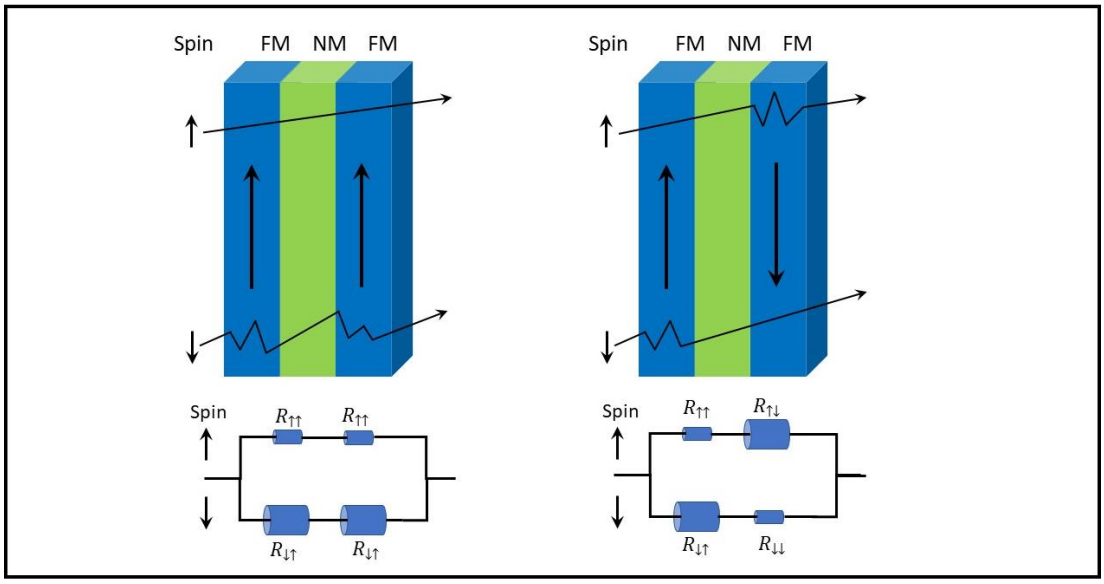
Spin-polarize cihazların temel çalışma prensibi Şekil 2.7'de verilen şematik resimde gösterilmiştir [58]. Bu şekilde elektronların bir ferromanyetik metalden normal bir metal içerisine daha sonra ikinci bir ferromanyetik metalin içerisine geçtiği gösterilmektedir. Bir manyetik malzemede yük taşıyıcıları çoğunluk ve azınlık taşıyıcılar olarak iki kategoriye ayrılır [58]. Çoğunluk taşıyıcıları malzemenin manyetik momenti ile aynı yönde spinlere sahip iken azınlık taşıyıcılar ise ona anti-paralel yönde spinlere sahiptir. Yani malzemenin mıknatıslanma yönelimine göre çoğunluk ve azınlık taşıyıcıları belirlenir. Şekil 2.7.a)'da mıknatıslanma yönelimleri birbirine paralel olan ve FM/NM/FM'den oluşan üç katmanlı film sistemi gösterilmektedir. Böyle bir durum için, sol taraftaki FM katmanda, çoğunluk taşıyıcıları mıknatıslanma ekseninden dolayı spin-aşağı yöneliminde iken azınlık taşıyıcıları ise spin-yukarı yöneliminde bulunmaktadır. Eğer bu malzemeden akım geçirilir ise, sol taraftaki FM katmandan gönderilen hiçbir engele uğramadan manyetik olmayan iletken metalden (NM) geçecektir. Daha sonra diğer NM/FM ara yüzüne ulaştıklarında hemen hemen hiç saçılmaya uğramadan ikinci FM tabakaya geçeceklerdir. Böylece sistem düşük bir direnç göstermektedir. Çünkü bu iki katmanın mıknatıslanma yönelimleri paralel olduğu için çoğunluk taşıyıcıları her iki katmanda

da spin-aşağı yönelimindedir. Eğer Şekil 2.6.b)'de gösterildiği gibi manyetik tabakaların mıknatıslanmaları anti-paralel yönelimde ise, sol taraftaki FM katmanda, çoğunluk taşıyıcılar spin-aşağı iken azınlık taşıyıcılar ise spin-yukarı yönelimine sahiptir. Böyle bir durumda sistemden akım geçer ise, sol taraftaki FM katmandan çoğunluk taşıyıcıları manyetik olmayan iletken metal boyunca hiçbir engele uğramadan ikinci NM/FM ara-yüzeye ulaşırlar. NM/FM ara-yüzeye ulaştıklarında spin yönelimini bozan çok güçlü spin saçılmasına uğrayacaklardır[11]. Çünkü bu iki katmanın mıknatıslanmaları anti-paralel yönelimde olduğundan dolayı ikinci ferromanyetik katmanda çoğunluk taşıyıcıları spin-yukarı yönelimindedir. Burada dikkat edilmesi gereken husus, elektronun ortalama serbest yolu, ortadaki NM metalin kalınlığından daha büyük olduğu varsayılmaktadır. Böylelikle birinci FM katmandan çıkan elektronun spin bilgisi, karşıt NM/FM ara-yüzeye ulaşana kadar korunmaktadır. Bu yüzden ortadaki NM iletken, iletim boyunca elektronun spinini koruyan yani spin-bağımsız saçılma yapmasına izin veren bir malzeme olması gerekir. Sonuç olarak iki ferromanyetik metalin mıknatıslanmaları (veya eşdeğer olarak, manyetik momentleri veya spinleri) paralel bir durumda olduğunda malzeme düşük bir direnç gösterir iken anti-paralel durumda yüksek bir direnç sergilemektedir. Aşağıda iki-akım modeli kullanılarak paralel ve anti-paralel durumlar için direncin değişimi detaylı anlatılmıştır.

2.2.3.2. İki Akım Modeli

Levy ve Zhang manyetik çok katmanlı film sistemlerinde elektriksel iletkenliği açıklamak için Mott'un iki akım modelinin (two current model [62]) yanında yukarıdaki anlatılanları da temel alan bir model önerdi [63]. Bu model, malzemenin toplam direncini spin-yukarı ve spin-aşağı elektronlarından gelen katkıların toplamı olarak ifade etmektedir. Yani her bir metalik katmandan spin-yukarı S↑ ve spin-aşağı S↓ elektronların saçılması, bir diziye eklenmiş bağımsız bir direnç gibi ele alınır. İki akım modelinin şematik gösterimi hem paralel hem de anti-paralel durum için Şekil 2.8'de sunulmuştur. Her iki kanalda da, iki farklı ara yüzde gerçekleşen saçılma olaylarını temsil eden yüksek ve düşük olmak üzere iki direnç değeri vardır. Büyük olarak gösterilen direnç güçlü bir saçılmayı temsil ederken küçük olarak gösterilen direnç ise hiçbir saçılmaya uğramadan geçmeyi temsil etmektedir. Manyetik tabakaların mıknatıslanmaları şekil 2.8:a)'daki gibi paralel durumda iken, spin-aşağı

elektronlar her iki arayüzeyde de çok güçlü saçılmaya maruz kalmaktadır. Ama diğer tarafdan spin-yukarı elektronlar hiçbir saçılmaya maruz kalmadan direk geçerler. Bu durum, geleneksel direnç toplama yönteminde de gösterildiği gibi toplam direncin düşük olmasına neden olur. Öte yandan Şekil 2.8.b)'de gösterildiği gibi manyetik katmanlar anti-paralel duruma geçtiğinde, spin-yukarı ve spin-aşağı elektronlar, her iki spin kanalında da hem büyük hem de küçük bir direnç bileşenine sahip olurlar. Dolayısıyla bu yönelime karşılık gelen eşdeğer direnç paralel duruma göre yüksek bir değer gösterir.



Şekil 2.8: Komşu manyetik katmanları paralel a) anti-paralel b) mıknatıslanma yönelimlerinde bulunan çok katmanlı film sistemi için elektron geçişinin ve bu durumlara karşılık gelen eşdeğer direnç devrelerinin şematik gösterimi.

Toplam direncin her iki durum için yüksek ve düşük çıkması, klasik direnç toplama yöntemi kullanılarak aşağıda gösterilmiştir. Eğer $R^{\uparrow}$ve $R^{\downarrow}$ sırasıyla spin-yukarı ve spin-aşağı kanallar için birbirinden bağımsız direnç değerlerini temsil ettiği varsayılır ise, paralel durumda toplam direnç R_P aşağıdaki gibi ifade edilir [64] :

$$R_P = \frac{R^{\uparrow}.R^{\downarrow}}{R^{\uparrow} + R^{\downarrow}} \tag{2.11}$$

anti-paralel durum da ise toplam direnç R_{AP};

$$R_{AP} = \frac{R^{\uparrow} + R^{\downarrow}}{4} \tag{2.12}$$

şeklide ifade edilir. Saçılma asimetrisi $\alpha = R^{\uparrow}/R^{\downarrow}$ olarak tanımlanır ise, MR oranı;

$$MR\ oranı = \frac{R_P - R_{AP}}{R_P} = \frac{(1 - \alpha)^2}{4\,\alpha} \tag{2.13}$$

şekilde tanımlanabilir. Buradan spin-yukarı ve spin-aşağı kanallar arasındaki farkın (ΔR) artması GMR oranını da yükselteceği sonucuna varılır. FM/NM arayüzeydeki Fermi seviyesi genişliğinin (band aralığının, bandgap) yapısı üzerinde yapılan bir çalışma, Co/Cu ve Fe/Cr sistemlerinde en yüksek GMR oranı gözleneceği öngörmüştür [65]. Bu öngörü, deneysel olarak Co/Cu sisteminde [66] ve Fe/Cr sisteminde [67] en yüksek GMR etkileri gözlenmesi ile teyit edilmiştir. Fermi band yapısı GMR oranının büyüklüğünde belirleyici bir rol oynamaktadır, ancak manyetik çok katmanlı ince filmlerde GMR etkisini optimize etmeye çalışırken parçacık boyutu (grain size) ve kristal yönelimi (texture) gibi mikro yapısal özellikler dikkate alınmalıdır [65].

2.2.4. Tünelleme Manyeto-direnç (TMR)

MR etkisini artırmak için araştırmalar artarak devam etti ve 1995 yılında birbirlerinden bağımsız olarak T. Miyazaki ve J. S. Moodera sırasıyla $CoFe/Al_2O_3/Co$ [15, 68] ve $Fe/AlO_3/Fe$ [69] yapılarında tünelleme manyetodirenç (TMR) denen yeni bir etkiyi keşfettiler. Bu yapının, geleneksel GMR yapısından farklı olarak iki ferromanyetik katmanı ayıran manyetik olmayan iletken yerine yalıtkan bir katman eklemeleridir. Bu yapılarda, ferromanyetik katmanların birincisinde spinleri kutuplanmış elektronlar ince yalıtkan tabakadan kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla ikinci ferromanyetik tabakaya geçerler. O nedenle bu yapılar manyetik tünel eklemleri (magnetic tunnel junction, MTJ) olarak isimlerdiirilir. Bu etki komşu manyetik tabakalarda kullanılan malzemenin türüne de bağlıdır. Tünelleme olayı, örneğin, amorf yalıtkan AlOx bariyer üzerinden olursa inkoherent, yalıtkan MgO kristali üzerinden olursa koherent olur. İnkoherent tünelleme olayında, manyetik tabaka spinlerinin kutuplanma oranları (P_i) cinsinden, TMR değeri Julliere modeli ile,

$$TMR\ oranı = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \tag{2.14}$$

şeklinde verilir [70]. Sırasıyla $D_{i\uparrow}(\varepsilon_F)$ ve $D_{i\downarrow}(\varepsilon_F)$ Fermi enerjisine sahip yukarı ve aşağı yönelmiş spinlerin ara yüzeydeki yoğunluklarını göstermek üzere, manyetik tabakalardaki kutuplanma,

$$P_i = \frac{D_{i\uparrow}(\varepsilon_F) - D_{i\downarrow}(\varepsilon_F)}{D_{i\uparrow}(\varepsilon_F) + D_{i\downarrow}(\varepsilon_F)}; i = 1,2. \tag{2.15}$$

şeklinde verilir [11]. Tünelleme etkisi de, GMR etkisinde olduğu gibi, komşu manyetik tabakaların mıknatıslanmalarının birbirlerine göre yönelimine bağlıdır.

2.3. Exchange Bias Etkisi

Ferromanyetik (FM)-antiferromanyetik (AF) ara yüzeye sahip bir malzemeden oluşan örnek sistemi, antiferromanyetik malzemenin Néel sıcaklığının üzerinden manyetik alan altında soğutulur ise ferromanyetik malzemenin histeresis eğrisinde manyetik alan ekseninde bir kayma meydana gelir [26]. Mıknatıslanma eğrisindeki bu kayma, ferromanyetik ve antiferromanyetik malzemelerin ara yüzeyindeki spinlerin birbirleriyle manyetik çiftlenim (coupling) yapmasından kaynaklanmaktadır. Bu yüzden bu etkileşme, exchange bias veya kaydırma etkisi olarak isimlendirilir. Aynı zamanda bu etkileşmeden dolayı ferromanyetik katmanın mıknatıslanması belirli bir yönde (soğutma alanı yönü) sabitlendiği için tek-yönlü anisotropi (unidirectional anisotropy) olarak da isimlendirilmektedir [71].

Exchange bias etkisi ilk kez 1956 yılında Meiklejohn ve Bean tarafından, içerisinde kobalt (Co) parçacıkları bulunan doğal antiferromanyetik kobalt oksitlerde (CoO) [72, 73]. Bu iki bilim adamı bu çalışmayı "*Exchange anisotropi olarak tanımlanan yeni bir manyetik anizotropi türü keşfedildi. Bu anizotropi, bir antiferromanyetik malzeme ile bir ferromanyetik malzeme arasındaki karşılıklı etkileşimin sonucudur.*" şeklinde bir rapor olarak yayınladı [72, 73]. Keşfedilmesinden bu yana, exchange bias etkisi, küçük parçacıklar [74, 75], homojen (türdeş) olmayan malzemeler [76], tek-kristal AF üzerindeki FM filmler [77] ve FM/AF ara yüzeyini

içeren ince filmler gibi pek çok farklı sistemlerde gözlenmiştir [26, 78]. Buna rağmen bu etkinin mikroskobik kökeni hala tam olarak bilinmemektedir ve bu yönde çalışmalar günümüzde dahi en saygın bilimsel dergilerde yayınlanmaktadır [32, 79-81].

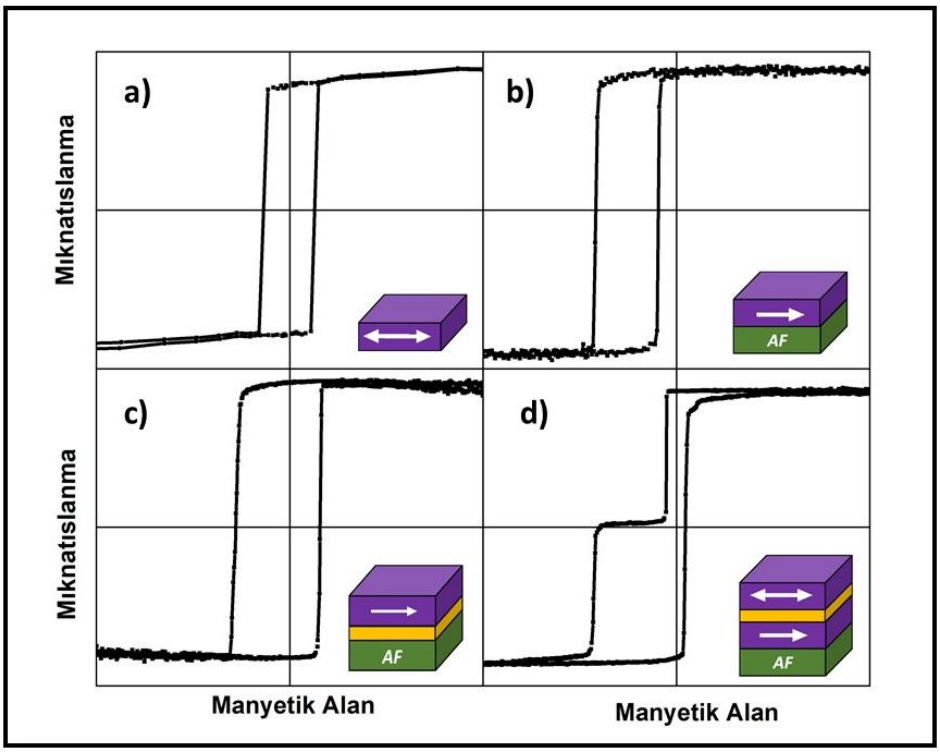
Exchange bias etkisinin kökeni tam olarak aydınlatılmasa bile teknolojide, kalıcı mıknatıslar [82, 83], yüksek yoğunluklu depolama aygıtları ve bilgi okuma teknolojisi [84], spin-vanaları [13, 15], MRAM [85] ve sensör [86] gibi birçok uygulama alanlarında yoğun bir şekilde kullanılmaktadır. Son yıllarda exchange bias etkisi, şekillendirilebilir ve giyilebilir sensör uygulamalarında da kullanılmaktadır [22-24]. Bu tür teknolojik cihazlarda, düşük enerji tüketimi, güçlü, kontrol edilebilir ve sonuçları tahmin edilebilir uygulamalar için bu etkinin bilimsel temellerinin çok daha iyi anlaşılmış olması büyük önem arz etmektedir [87].

Bu çalışmada exchange bias etkisi, spin-vana yapılarında bulunan ferromanyetik katmanın mıknatıslanmasını belirli yöne sabitlemek için kullanılmıştır. Çünkü sensör yapılarında exchange bias, ölçülmek istenen etkinin derecesini belirlemek için referans sağlamaktadır. Bu nedenle spin-vana tabanlı sensör yapılarında hayati önem taşımaktadır. Literatürde exchange bias etkisi üzerine daha detaylı bilgi veren çeşitli kaynaklara ulaşılabilir [26, 71, 88-92].

2.3.1. Çeşitli Exchange Bias Sistemleri

Exchange bias etkisi genelde herhangi bir antiferromanyetik arayüzey ile ona komşu olan ferromanyetik arayüzeydeki manyetik momentlerin birbiriyler çiftlenim yapmasından dolayı oluşan bir etkidir. Günümüze kadar çalışılmış exchange etkisi gösteren farklı tipte film sistemleri için mıknatıslanma eğrileri Şekil 2.9'da gösterilmiştir. Exchange bias'ın etkisini anlamak için ilk olarak Şekil 2.9.a)'da tek FM tabakadan oluşan bir ince filmin manyetik alanın fonksiyonu olarak mıknatıslanma eğrisinin değişim grafiği verilmiştir. Grafikten görüldüğü üzere exchange bias etkisi olmadığı zaman simetrik bir histeresis eğirisi vardır. Eğer bu tek katman FM malzemeye bitişik bir AF katman eklenir ise, mıknatıslanma eğrisi Şekil 2.9.b)'deki gibi olur. Yukarıda detaylı olarak anlatıldığı üzere AF katman FM katmanın mıknatıslanma eğrisini alan ekseninde kaydırmıştır. Şekil 2.9.c)'de verilen üç katmanlı exchange bias yapısı, genelde exchange bias'ın büyüklüğünü kontrol etmek için kullanılır. Bu yapıda FM ve AF tabakaların arasına çok ince manyetik olmayan ayırıcı

bir katman eklenir ve bu ayırıcı katmanın kalınlığının fonksiyonu olarak exchange bias etkisinin büyüklüğü ayarlanabilir. Son olarak 2.9.d)'de verilen ve bir sonraki bölümde daha detaylı tartışılacak olan spin-vana yapılarıdır. Spin-vana yapısı, iki ferromanyetik katman ve aralarında manyetik olmayan metal katmandan oluşur. Fakat bu ferromanyetik katmanlardan birisine bitişik antiferromanyetik bir katman kullanılarak bu tabakanın mıknatıslanma yönü exchange bias etkisiyle sabitlenir. Diğer ferromanyetik katmanın mıknatıslanması serbesttir. Böyle bir yapının manyetik alana karşı mıknatıslanma eğrisi genelde Şekil 2.9.d) verildiği gibi olur.

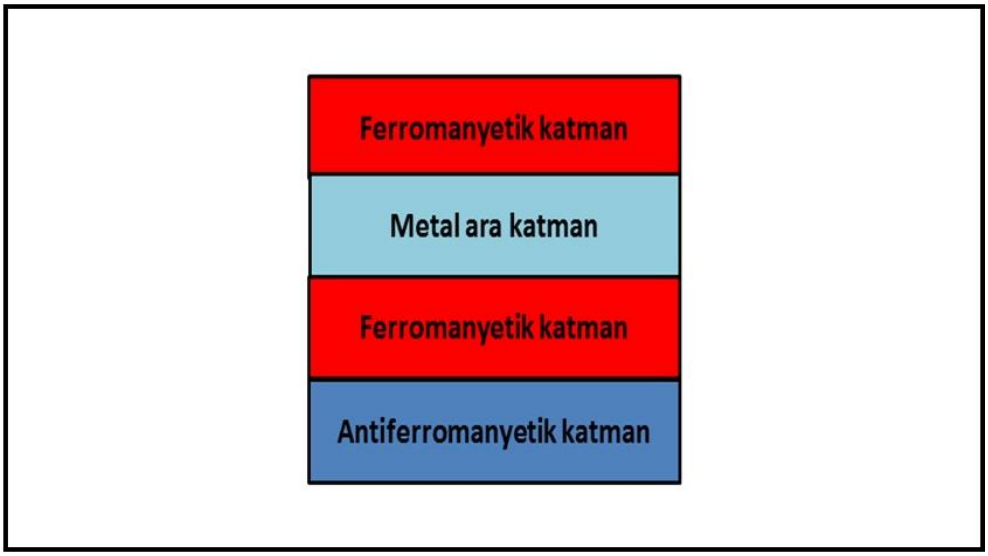


Şekil 2.9: Tek-katmanlı FM a) iki katmanlı AF/FM b) üç-katmanlı AF/NM/FM c) ve dört-katmanlı AF/FM/NM/FM'den oluşan spin-vana d) yapılarının manyetik alanın fonksiyonu olarak mıknatıslanma eğrilerinin şeklini göstermektedir.

Dev manyeto-direnç (GMR) sensörleri genellikle düşük manyetik alanlara maksimum hassasiyet için tasarlanmıştır. Öte yandan, elektrik motorlarının optimizasyonu, manyetik levitasyonlu trenler, konum sensörleri veya senkrotron yerleştirme cihazları gibi bazı uygulamalar, daha büyük manyetik alanların algılanmasını gerektirir [93]. Bu nedenle MR sinyalinin büyüklüğünden çok manyetik alana göre doğrusallığının önemli olduğu durumda, Şekil 2.5:a), b) ve d)' de verilen GMR tabanlı sensör yapıları kullanılabilir. Çünkü bu yapılarda MR değişimi çok geniş manyetik alan mesafesinde lineer bir eğri şeklindedir. Ama çok küçük manyetik

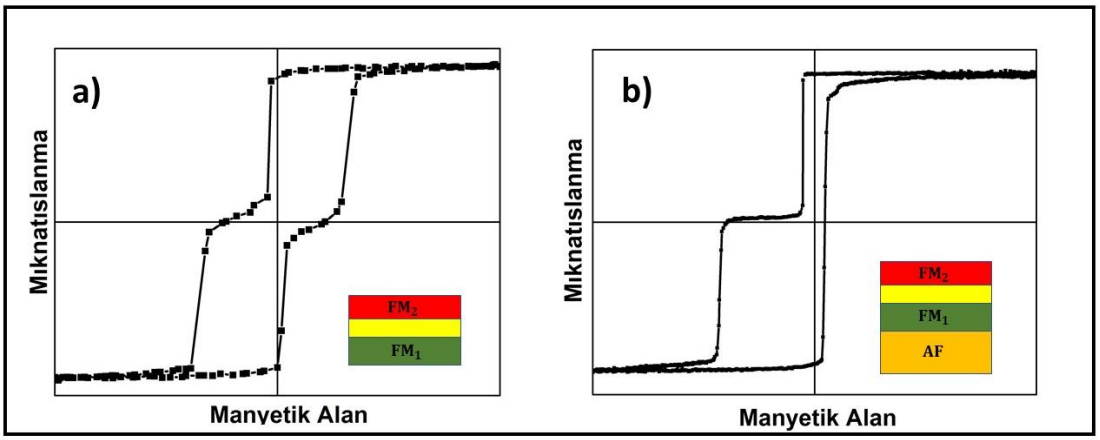
alanların algılanabilmesi yani sensörün duyarlılığının önemli olduğu uygulamalarda, düşük koersif alanlı ve çok keskin manyetik histeri eğrisine sahip malzemeler seçilmektedir. Böylece zayıf alanları ölçmek için gerekli MR'in doyum değerinden çok, alanla hızlı değişimi sağlanacaktır. Bunun içinde manyeto-direnç (MR) etkisinin çok küçük alan skalasında yüksek hassasiyette olması gerekir. Bununla birlikte, sensör uygulamalarında cihazın uzun süre kullanımı ürün dayanıklılığının bir ölçüsü olduğu için ticarileştirilmesi açısından çok önemlidir. Bu motivasyon ile yukarıda bahsedilen üç katmanlı ve çok katmanlı GMR yapılarının yanında spin vanası (spin-valve) olarak adlandırılan yeni bir GMR yapısı ilk olarak Dieny ve grubu tarafından 1991 yılında önerildi [94].

Genel bir spin-vana yapısı Şekil 2.10'da görüldüğü gibi, iki ferromanyetik katman ve aralarında manyetik olmayan metal katmandan oluşur. Fakat bu ferromanyetik katmanlardan birisine bitişik antiferromanyetik bir katman kullanılarak bu tabakanın mıknatıslanma vektörünün yönü exchange bias etkisiyle sabitlenir. Bu manyetik tabaka sabit katman (fixed layer veya pinned layer) olarak isimlendirilir. Dış manyetik alan çok yüksek değerlere çıkmadığı sürece bu tabakanın mıknatıslanma vektörü sabit kalır. Bu tabakadan manyetik olmayan ince bir iletken tabaka ile ayrılmış olan ikinci katman için ise manyetik olarak yumuşak (soft) bir malzeme kullanılmış ve böylece mıknatıslanma vektörünün çok düşük dış alanlardan bile etkilenerek dönebilmesine izin verilmiştir. Bu ikinci ferromanyetik tabaka serbest katman (free layer) olarak isimlendirilir. Spin-vana yapısında da elektriksel direnç komşu manyetik tabakaların mıknatıslanmalarının birbirlerine göre yönelimine bağlıdır. Spin vana yapıları, sensör hassasiyeti ve cihaz dayanıklılığı açısından ilerleme sağladığı için sensör teknolojisinde yoğun bir şekilde kullanılmaktadır [18, 24, 25].



Şekil 2.10: AF/FM/NM/FM katmanlarından oluşan spin vana yapısı.

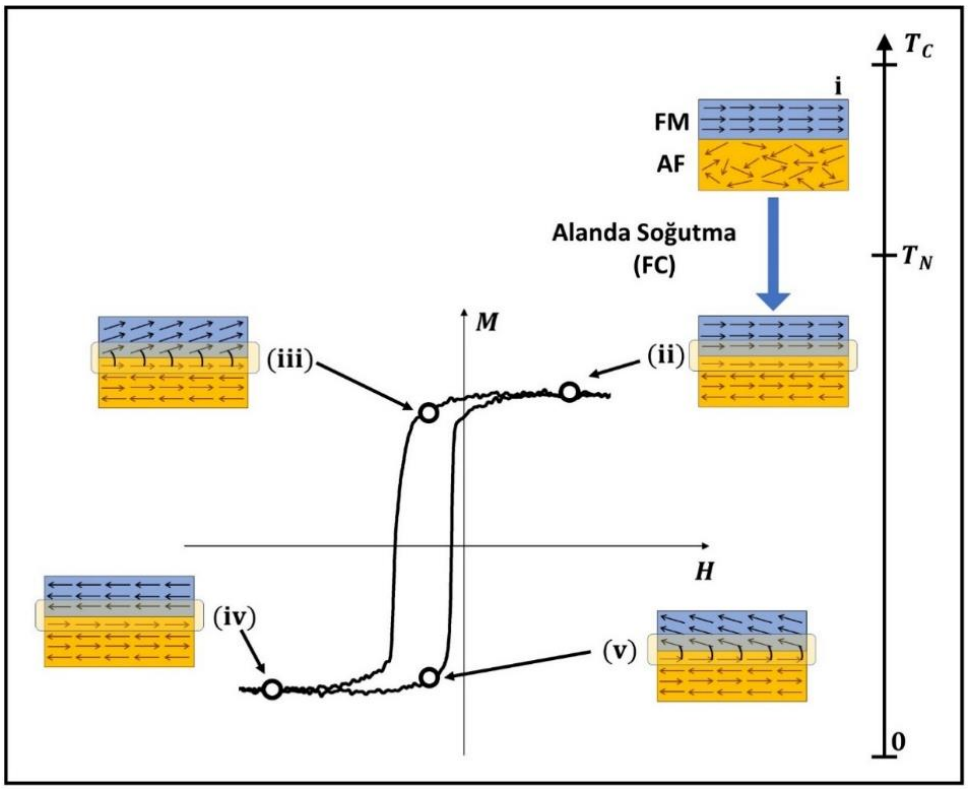
Spin-vana yapısının manyetik alana bağlı direnç değişimi yukarıda bahsedilen manyetik çok-katmanlı GMR yapılarından farklıdır. Manyetik alana bağlı olarak mıknatıslanma eğrisinin değişim grafikleri üç katmanlı GMR filmlerinde simetrik iken spin-vana yapısında asimetriktir. Şekil 2.11'de verilen grafikte her iki yapı için manyetik alana bağlı mıknatıslanma eğrileri gösterilmiştir. Spin-vana yapılarındaki bu asimetrinin nedeni exchange bias oluşturularak mıknatıslanması tek yönde sabitlenen FM tabakanın tek-yönlü (unidirectional) anisotropisinden kaynaklanmaktadır.



Şekil 2.11: FM/NM/FM a) ve AF/FM/NM/FM b) katmanlarından oluşan GMR yapılarının histeresis eğrileri.

2.3.2. Exchange Bias Etkisinin İdeal Modeli

AF/FM örnek sisteminin ara yüzeyinde oluşturulan exchange bias nedeniyle, mıknatıslanma eğrisinin kayması, ancak bu ara yüzeyin manyetik durumunun analiz edilmesiyle açıklanabilir. Exchange bias'ın sistematik mekanizması Şekil 2.9'da tarif edilmiştir [26]. Burada kritik sıcaklığı T_C olan bir FM ile Néel sıcaklığı T_N olan bir AF tabakalarından oluşan ve $T_C > T_N$ şartını sağlayan iki katmanlı ince film sistemi ele alınmıştır. Böyle bir sistem için herhangi bir T $(T_N < T < T_C)$ sıcaklığında film düzlemi boyunca harici bir manyetik alan uygulanır ise Şekil 2.9.i)'de gösterildiği gibi FM tabakanın spinleri alan yönünde hizalanır iken, AF tabakanın spinleri rastgele yönelimde kalır. Örnek sistemi herhangi bir hedef T $(T < T_N)$ sıcaklığına manyetik alan altında soğutulur ise ara yüzeydeki etkileşmeden dolayı, AF tabakanın spinleri komşu FM tabakanın spinlerini manyetik olarak soğutma alanı yönünde, Şekil 2.9.ii)'de gösterildiği gibi sabitler. Ama AF tabadaki diğer spinler net mıknatıslanma sıfır olacak şekilde standart AF spin düzenini alır. Öte yandan Şekil 2.9.iii)'de gösterildiği gibi manyetik alan soğutma alanının tersi (negatif) yöne doğru tarandığında, FM tabakanın spinleri manyetik alan yönüne dönmeye başlar ancak ara yüzeydeki AF spinlerinin etkisinden dolayı dönmekte zorlanır. Başka bir ifadeyle ara yüzeydeki AF spinleri, FM katmanın spinlerini soğutma alanı yönünde tek yönlü anizotropi ile sabitlemiştir. Bu anizotropinin üstesinden gelmek için negatif yönde daha fazla manyetik alan gerekeceğinden, FM spinler Şekil 2.9.iv)'de görüldüğü gibi daha yüksek negatif manyetik alanda dönecektir. Eğer manyetik alan tek yönlü anizotropi ile aynı yönelimde olacak şekilde pozitif yöne döndürülür ise, Şekil 2.9.iv)'de görüldüğü gibi FM spinler daha düşük bir alanda dönerler. Çünkü Bu anizotropiden dolayı, malzeme üzerinde fazladan (dahili) bir ön gerilme (biasing) alanı varmış gibi davranır. Böylelikle FM katmanın mıknatıslanma eğrisi alan ekseninde Şekil 2.9'de görüldüğü gibi kayar.



Şekil 2.12: Exchange bias etkisinde manyetik alan değişimine bağlı olarak FM malzemenin spin yöneliminin şematik gösterimi.

Yukarıdaki bu anlatım exchange bias etkisinin tam olarak anlaşılması için küçük ama yeterli olmayan bilgi verir. Ancak, anisotropi, ara yüzey pürüzlülüğü, ara yüzey spin konfigürasyonu ya da manyetik domainler gibi exchange bias'ın bağlı olduğu parametreler, bu etkiyi daha karmaşık hale getirmektedir [26]. Tüm bu parametreleri ele alarak exchange bias'ın mikroskobik seviyede modellenmesi günümüzde dahi hala yapılamamıştır[71, 91].

2.3.3. Meiklejohn ve Bean'in Exchange Bias Modeli

Exchange bias etkisi, keşfedilmesinden bu yana birçok bilim adamı tarafından model öne sürülüp açıklanmaya çalışılmıştır [26, 72, 73, 95-97]. Bu modeller, mevcut deneysel sonuçlar ile farklı derecede uyum sağlamaktadır. Genellikle öne sürülen modeller, belirli bir sistem için geçerli iken diğer sistemler için geçerli olmamaktadır. Bu yüzden exchange bias'ın bağlı olduğu tüm parametreleri içine alıp bu etkinin kökenini tam olarak açıklayan tek bir model hâlâ günümüzde dâhi yoktur.

Exchange bias etkisini açıklamak için geliştirilen ilk teorik yaklaşım, Meiklejohn ve Bean tarafından yapıldı [72, 73]. Bu iki bilim adamı exchange bias etkisini açıklamak için ilk olarak aşağıda maddeler halinde verilen varsayımları öne sürmüşlerdir [92].

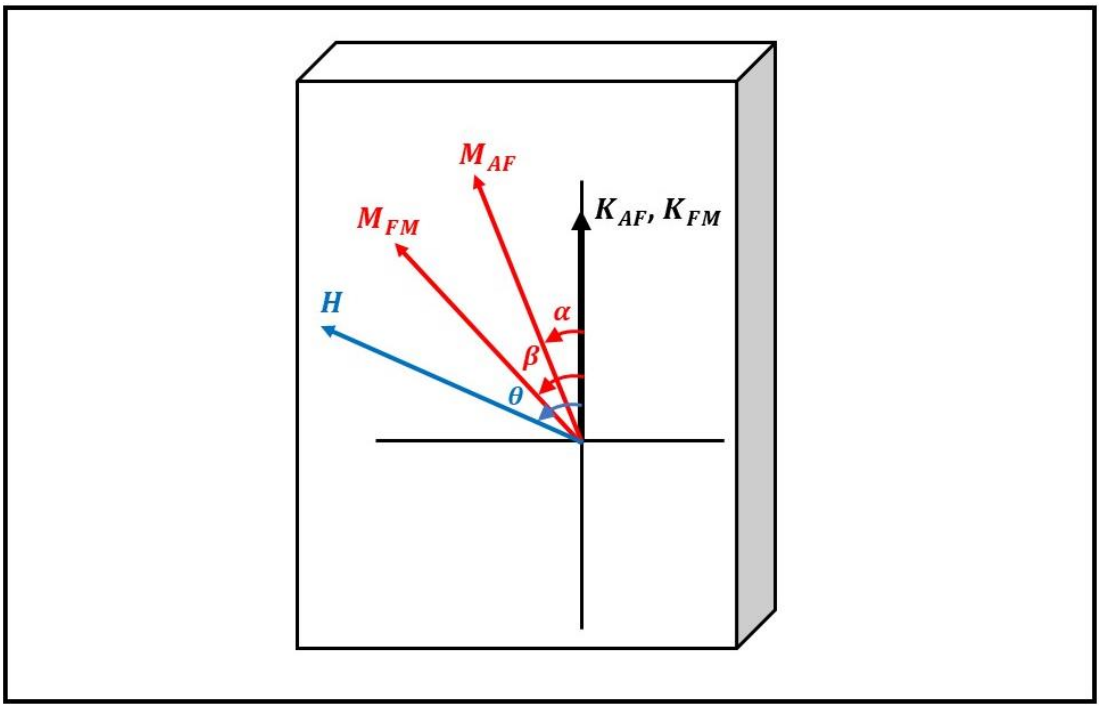
- Ferromanyetik tabakanın mıknatıslanması, bir bütün olarak döner.
- Hem ferromanyetik hem de antiferromanyetik tabakalar manyetik olarak tek (single) domen durumunda bulunurlar.
- FM/AF arayüzeyi atomik olarak pürüzsüzdür.
- Arayüzeydeki AF spinleri yönelim olarak birbirlerini yok etmemektedir (uncompanseteddir). Yani, arayüzey de AF net bir manyetik momente sahiptir.
- Değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı FM ve AF spinleri arayüzey boyunca birbiriyle etkileşirler. Bu etkileşmeyi temsil eden parametre, birim alan başına arayüzey değiş-tokuş çiftlenim (exchange coupling) enerji sabitidir ve J_{EB} olarak ifade edilir.
- AF tabakası düzlem içi tek eksenli (uniaxial) anizotropiye sahiptir.

Stoner-Wohlfarth modeli [98, 99], manyetik tek domenli parçacıkların ve manyetik ince filmlerin mıknatıslanma (histeresis) eğrisinin şeklini tanımlamak için kullanılan ve çok iyi kurulmuş bir yaklaşımdır. Meiklejohn ve Bean exchange bias etkisini açıklamak için bu yaklaşımı kullanmıştır. Bu yaklaşım ile, AF/FM ince film sistemi için Şekil 2.13'te gösterilen vektör diyagramına göre toplam enerji ifadesi kullanarak exchange bias'ın değeri kolayca belirlenebilir [26, 92]. Dolayısıyla böyle bir sistemin toplam enerjisi;

$$E = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} t_{FM} \sin^2(\beta) + K_{AF} t_{AF} \sin^2(\alpha) - J_{EB} \cos(\beta - \alpha) \tag{2.16}$$

şeklinde yazılabilir [73, 92]. Bu eşitlikte ilk terim manyetik alan altındaki ferromanyetik tabakanın Zeeman enerjisini, ikinci ve üçüncü terim sırasıyla FM ve AF tabakalarının anisotropi enerjilerini, son terim ise arayüzey değiş-tokuş enerjisini temsil etmektedir. Burada H uygulanan hârici manyetik alanı, M_{FM} FM tabakanın doyum mıknatıslanmasını, t_{FM} ve t_{AF} sırasıyla FM ve AF tabakaların kalınlığını, K_{FM}

ve K_{AF} sırasıyla FM ve AF tabakaların anizotropilerini (tek eksenli) ve J_{EB} exchange biastan kaynaklanan arayüzey değiş-tokuş çiftlenim sabitini ifade eder. Denklemdeki açı değerleri, Şekil 2.13'te gösterildiği gibi β, FM tabakanın mıknatıslanması ile K_{FM} arasındaki açıyı, α ise AF tabakanın mıknatıslanması ile K_{AF} arasındaki açıyı temsil eder.



Şekil 2.13. Meiklejohn ve Bean modelinde yer alan vektörlerin geometrisi şematik olarak gösterilmektedir.

Stoner-Wohlfarth yaklaşımına göre sistemin denge durumunu bulmak (minimum enerji durumu) için denklem (2.16)'da gösterilen toplam enerji ifadesinin α ve β'ya göre birinci türevleri alınıp, sıfıra eşitlenmelidir. Böylece her alan değeri için mıknatıslanmanın denge durumu (α ve β değerleri) elde edilmektedir. İlk olarak α açısına göre türevi alınır ise;

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha} = 2K_{AF}t_{AF}\sin(\alpha)\cos(\alpha) - J_{EB}\sin(\beta - \alpha) = 0$$
$$\frac{\partial E}{\partial \alpha} = \frac{K_{AF}t_{AF}}{J_{EB}}\sin(2\alpha) - \sin(\beta - \alpha) = 0 \qquad (2.17)$$

ifadesi elde edilir. Aynı türev işlemi β açısına göre yapılır ise;

$$\frac{\partial E}{\partial \beta} = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \sin(\theta - \beta) + 2K_{FM} t_{FM} \sin(\beta)\cos(\beta)$$
$$+ J_{EB} \sin(\beta - \alpha) = 0$$
$$\frac{\partial E}{\partial \beta} = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \sin(\theta - \beta) + K_{FM} t_{FM} \sin(2\beta)$$
$$+ J_{EB} \sin(\beta - \alpha) = 0 \tag{2.18}$$

ifadesi elde edilir. Problemi basitleştirmek için, yukarıdaki denklemde yer alan parametreler $\beta = 0$ ve π durumları için çözülür ise sıfırlayıcı alan değerleri aşağıdaki gibi elde edilir [92].

$$\begin{cases} H_{c1} = -\dfrac{2K_{FM} t_{FM} + J_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \\ H_{c1} = -\dfrac{2K_{FM} t_{FM} + J_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \end{cases} \tag{2.19}$$

Denklem (2.19)'da bulunan sıfırlayıcı alanlara göre zorlayıcı alan değeri $H_C = (-H_{c1} + H_{c2})/2$ ifadesinden aşağıdaki gibi elde edilir.

$$H_C = \frac{2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM}} \tag{2.20}$$

Benzer şekilde exchange bias alanı değeri $H_{EB} = (H_{c1} + H_{c2})/2$ ifadesinden aşağıdaki gibi elde edilir [92].

$$H_{EB} \equiv \frac{J_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \tag{2.21}$$

Denklem (2.21)'de H_{EB}, FM ve AF arasındaki exchange bias alanının değerini temsil eder. Ölçüm esnasında exchange bias oluşturmak için H alanı K_{FM} ve K_{AF} yönünde uygulanarak sistem soğutulduğundan dolayı $\theta = 0$ olarak alınabilir. Ayrıca exchange bias oluşturduktan sonra çok güçlü K_{AF} tarafından kontrol edildiği için görece olarak zayıf olan K_{FM} ihmal edilebilir. Bu basitleştirmelerden sonra Denklem (2.17) ve (2.18) aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{cases} \frac{K_{AF}t_{AF}}{J_{EB}}\sin(2\alpha) - \sin(\beta - \alpha) = 0 \\ \frac{H}{\frac{J_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}}\sin(\beta) + \sin(\beta - \alpha) = 0 \end{cases} \tag{2.22}$$

Denklem (2.22)'de üstte verilen eşitlikden exchange bias gözlenebilmesi için kritik durum ifadesi çıkarılabilir.

$$R \equiv \frac{K_{AF}t_{AF}}{J_{EB}} \tag{2.23}$$

Burada R-oranı ise J_{EB} değiş-tokuş çiftlenim enerjisine göre AF katmanının mukavemetini belirleyen bir parametredir. EB sisteminin özellikleri R-oranı parametresine bağlı olan AF katmanın özellikleri tarafından berlilenir. Böylece ;

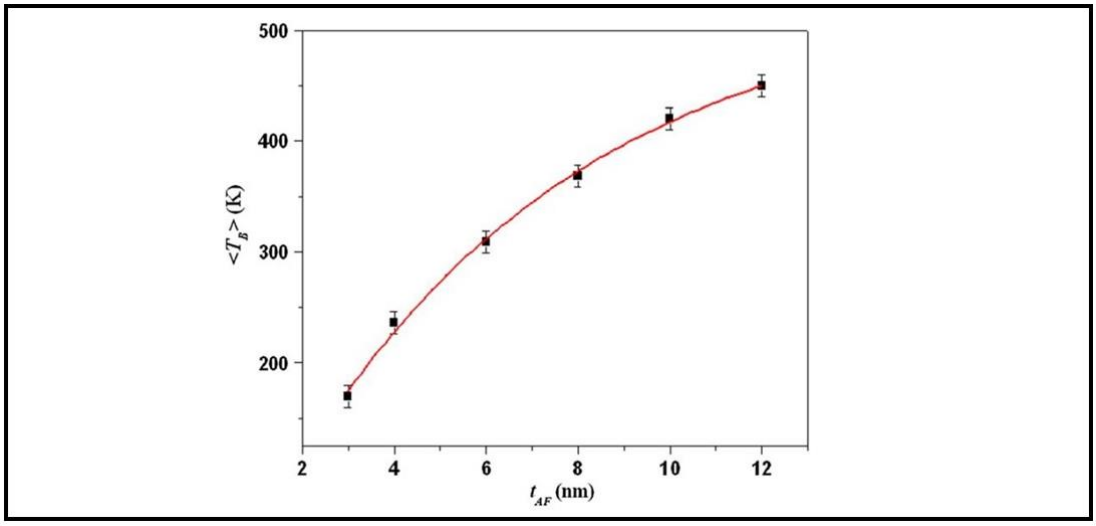
$$\begin{aligned} K_{AF}t_{AF} &\geq J_{EB}, \\ K_{AF}t_{AF} &< J_{EB}, \end{aligned} \tag{2.24}$$

durumlarına göre exchange bias etkisinin olup olmayacağı belirlenebilir. Mesela $K_{AF}t_{AF} \geq J_{EB}$ durumu sağlandığında exchange bias etkisi görülür. Çünkü AF tabakanın anisotropi enerjisi mıknatıslanmanın dönüşü sırasında antiferromanyetik düzeni tutacak kadar güçlüdür. Bununla birlikte, $K_{AF}t_{AF} < J_{EB}$ durumunda, exchange bias etkisi görülmez. Çünkü FM spinlerin dönüşü sırasında, güçlü arayüzey çiftleniminden dolayı AF spinleri, FM katmanın spinleri takip edecektir. Bu durumda sistemin H_{EB} değeri sıfır olsa da artmış bir zorlayıcı alana sahip tek bir FM tabakası gibi davranacaktır.

2.3.4. Engelleme (Blocking) Sıcaklığı

Exchange bias etkisinin teknolojik uygulamalar açısından en önemli özelliklerinden biri de engelleme sıcaklığıdır (blocking temperature, T_B) [92]. Deneysel olarak, exchange bias anisotropisi oluşturmak için AF tabakanın Neel sıcaklığı T_N'nin üstündeki bir sıcaklıktan alan altında soğutulması gerekir. Dolayısıyla exchange bias etkisinin ilk oluştuğu sıcaklığın, T_N'den daha düşük olması gerektiğini

düşünebiliriz. İşte exchange bias etkisinin ilk oluşma sıcaklığına engelleme sıcaklığı (T_B) denir. Eğer düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara gidersek, engelleme sıcaklığı exchange bias etkisinin kaybolduğu sıcaklık olarak da tanımlanabilir. Engelleme sıcaklığı ile Neel sıcaklığı arasındaki fark birçok nedene dayanırken, en genel anlamda kalın AF katmanları için $T_B \leq T_N$ iken ince AF katmanlar için $T_B \ll T_N$ şeklindedir. Bunun nedeni, sonlu boyut etkisi (finite size effect), AF tabakasındaki tanecik boyutu (grain size) ve tabaka kalınlığı (t_{AF}) gibi birçok parametreye bağlıdır [26, 100, 101]. T_B bilimsel ve ticari uygulamaları nedeniyle antiferromanyetik tabakanın kalınlığının (t_{AF}) bir fonksiyonu olarak yoğun bir şekilde araştırılmıştır [29, 30]. İnce filmlerde, t_{AF} düştükçe, T_B'nin azaldığı tespit edilmiştir. Bu durum Şekil 2.11'deki grafikte açık bir şekilde verilmiştir [88]. Sonuç olarak, her exchange bias örnek sistemi için ortam sıcaklığı engelleme sıcaklığının üstüne çıkar ise exchange bias etkisi kaybolmaktadır.



Şekil 2.14: O'Grady vd.'nin yaptığı çalışmada verilen antiferromanyetik tabaka kalınlığına bağlı olarak engelleme sıcaklığının değişimi.

Bilimsel araştırmalarda yapılan deneysel sonuçların ışığında T_B'nin t_{AF}'ye bağlı davranışı polikristal AF filmler için aşağıdaki denklem (2.23) ile verilmiştir.

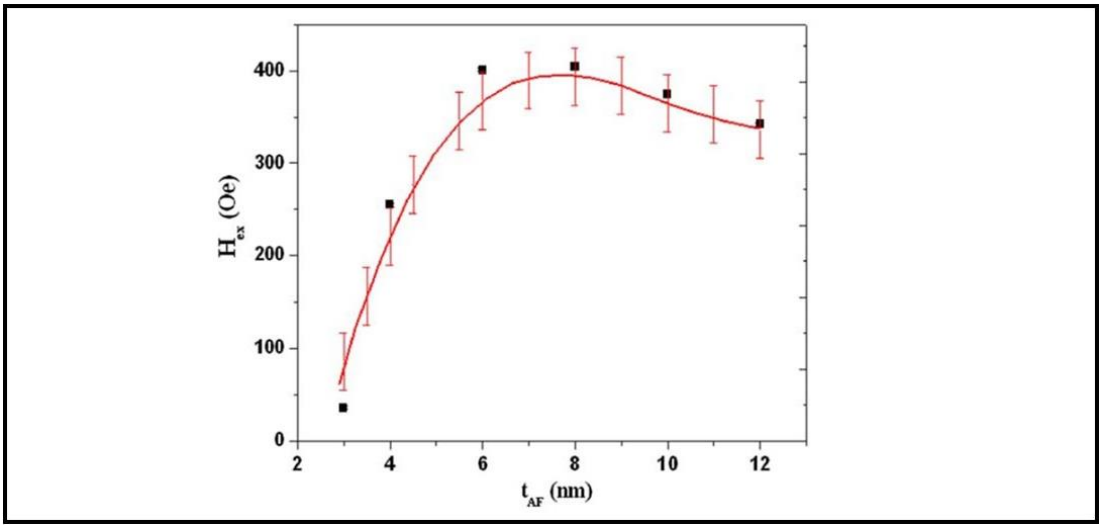
$$\frac{T_B(\infty) - T_B(t_{AF})}{T_B(\infty)} = \left(\frac{\xi_0}{t_{AF}}\right)^{\delta} \tag{2.25}$$

Burada, $T_B(\infty)$ bulk antiferromanyetik katman için engelleme sıcaklığını ifade eder. ξ_0, δ ve and t_{AF}, sırasıyla, korelasyon mesafesi, kaydırma üstü (shift exponent)

ve antiferromanyetik tabakanın kalınlığını ifade etmektedir. Korelasyon mesafesinin değeri $\xi_0 = J_{EB}/(2K_{AF}ra)$ eşitliğinden belirlenir. Bu eşitlikte J_{EB} ve K_{AF} sabitleri yukarıda da tanımlandığı gibi sırasıyla FM ve AF spinleri arasındaki ara-yüzey değiş-tokuş çiftlenim ve antiferromanyetik tabakanın manyeto-kristal anizotropi sabitini temsil eder. r ve a sabitleri de AF tabakanın tanecik boyutu (grain size) ve örgü sabitini ifade etmektedir [48, 102, 103].

2.3.5. Antiferromanyetik Tabaka Kalınlığı

Exchange bias etkisinin antiferromanyetik (AF) malzemenin kalınlığına bağlılığı çok karmaşıktır. Ama deneysel sonuçlardan elde edilen bilgiler ışığında, FM/AF örnek sistemleri için antiferromanyetik tabaka kalınlığının artmasıyla exchange bias değeri 3 farkı eğilimde bulunur. AF kalınlığı ultra ince seviyede iken exchange bias değeri (H_{EB}) sıfırdır. Kalınlığın artması ile exchange bias etkisi ortaya çıkar ve kalınlık ile artar. Daha sonra ise genel olarak yaklaşık 20 nm civarında bir kalınlıkta exchange bias etkisi AF tabaka kalınlığından bağımsızdır yani doyuma gider [26, 29, 92]. Exchange bias etkisinin AF tabaka kalınlığının fonksiyonu olarak değişimi Şekil 2.12'deki grafikte açık bir şekilde verilmiştir [88].



Şekil 2.15: O'Grady vd.'nin yaptığı çalışmada antiferromanyetik tabaka kalınlığına bağlı olarak exchange bias alanının değişimi.

AF tabaka kalınlığının azalmasıyla exchange bias etkisinin yok olması birçok nedene bağlıdır. Maiklejohn and Bean modelinde de (Bölüm 2.5.1) açıklandığı gibi,

exchange bias etkisi $K_{AF}t_{AF} \geq J_{EB}$ koşulu sağlandığında ortaya çıkan bir özeliktir [26, 92]. Dolayısıyla antiferromanyetik tabaka kalınlığının (t_{AF}) azalması bu koşulu ihlal etmektedir. Bunun yanında t_{AF}'nin azalmasıyla manyeto kristal anisotropi (K_{AF}) değeri de azalmaktadır. Böylelikle AF kalınlığının exchange bias üzerinde çok güçlü bir etkisi olduğu görülmektedir. AF tabaka kalınlığına bağlı olan bir diğer önemli parametre antiferromanyetik tabakanın Néel sıcaklığı ve bir üst bölümde tartışılan engelleme sıcaklığıdır. Bu önemli parametreler de AF tabaka kalınlığına çok güçlü bir şekilde bağlıdır. Bu etkilerin dışında, eğer AF tabakasının kalınlığı, AF domain duvarı boyutlularına yaklaşırsa AF domain yapısı exchange bias'ı etkileyebilir. Son olarak, azalan AF tabaka kalınlığı AF tanecik boyutunu değiştirir ve bu değişim $H_{EB} = 0$ olan kritik kalınlık değerini etkiler [26].

Yukarıda açıklanan genel davranışa karşı iki temel tutarsızlık vardır. Bunlardan birincisi, AF tabaka kalınlığının artmasıyla H_{EB} değeri doyuma gider ve sonra bazı durumlarda, AF kalınlığı artmaya devam ederse H_{EB}'de bir azalma meydana gelir [26, 30]. Bu etki muhtemelen artan kalınlık ile AF katmanın mikro yapısal değişikliğe uğramasından kaynaklanmaktadır. Mesela AF tabakasındaki herhangi bir faz veya manyetik yönelim artık belirli kalınlıkların üzerinde sabit değildir. İkinci tutarsızlık ise, bazı sistemlerde AF tabaka kalınlığı azalır iken, H_{EB} değeri azalmaya geçmeden önce bir pik yapar [26, 30]. Bu davranış, kalınlığın azalması ile AF domain yapısında bir değişim oluşmasından kaynaklanmaktadır. Bununla birlikte, bazı yazarlar bu etkilerin tamamen yapısal olduğu iddiasındadır [104].

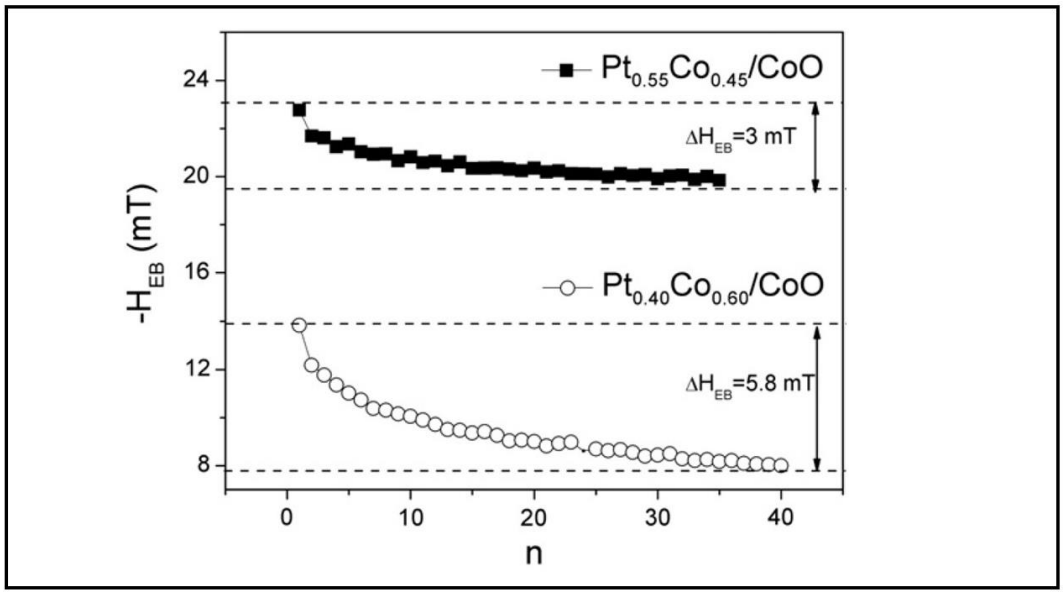
2.3.6. Tâlim Etkisi

Yapılan deneyler exchange bias alanının, gerçekleştirilen ardışık mıknatıslanma (histeri eğrisi) ölçümlerinin sayısına bağlı olduğunu göstermiştir. Tâlim (training) etkisi adı verilen bu özellik ilk kez, exchange bias'ın keşfinden kısa bir süre sonra 1966 yılında Paccard ve arkadaşları tarafından keşfedilmiştir [105]. Mesela birkaç ardışık manyetik alana bağlı mıknatıslanma ölçümü yapılır ise, ardışık döngülerin sayısına (n) bağlı olarak exchange bias alanı monoton bir şekilde azalmaktadır. Bu özellik, antiferromanyetik katmanın spin yapısının dengesizliğinden (nonequilibrium nature) kaynaklanmaktadır [26]. Tâlim etkisinden kaynaklanan H_{EB} değerindeki azalma, küçük n değerlerinde daha şiddetli iken büyük n değerlerinde ise daha yavaş hatta n =

∞ gittiğinde stabilize olduğu gözlenmiştir. Deneysel ölçüm sonuçlarından bu etki aşağıdaki Eşitlik (2.24) ile ifade edilir.

$$H_{EB} - H_{EB}^{n} = \frac{k}{\sqrt{n}} \tag{2.26}$$

Bu eşitlikte k deneysel bir sabiti, H_{EB}^{n} ise n. ölçüm için exchange bias alanı değerini temsil etmektedir. Tâlim etkisi exchange bias'ın kalıcılığının bir ölçüsü olduğu için, sensör uygulamaları açısından çok önemlidir. Bu etki, FM tabakanın her mıknatıslanma eğrisi ölçümünden dolayı AF domenlerin kısmen yeniden yönlendirilmesiyle ilişkilidir. Exchange bias alanının ardışık ölçüm sayısı n ile değişimi Şekil 2.13'teki grafikte açık bir şekilde verilmiştir [106].



Şekil 2.16: Demirci'nin doktora tezinde PtCo/CoO örnek sistemi için exchange bias'ın tâlim etkisinin ölçüm sayısına (n) bağlı olarak değişimi.

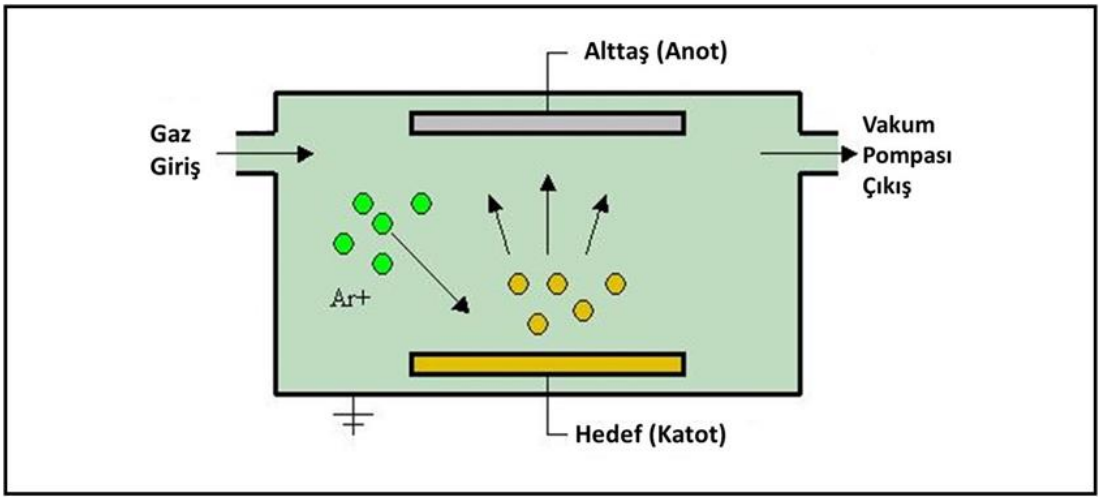
3. DENEYSEL YÖNTEMLER

Bu bölümde tez çalışmasında kullanılan örneklerin üretilmesinde, yapısal, manyetik ve elektriksel özelliklerinin belirlenmesinde kullanılan deneysel tekniklerin usulleri anlatılmıştır. IrMn-tabanlı spin-vana ince filmler ultra-yüksek (10^{-9} mbar) vakum odacıklarında manyetik saçtırma tekniği kullanılarak üretilmiştir. Hazırlanan filmlerin yapısal özellikleri x-ışını kırınımı (XRD) ve yansıması (XRR) teknikleri kullanılarak incelenmiştir. Filmlerin manyetik özellikleri titreşimli örnek manyetometresi (VSM) tekniği ile farklı sıcaklıklarda araştırılmıştır. Elektriksel direnç ölçümleri (GMR ve AMR) dış manyetik alanın fonksiyonu olarak ve değişik sıcaklıklarda dört nokta ölçüm tekniği ile yapılmıştır. Aşağıda herbir tekniğin çalışma yöntemi detaylı bir şekilde anlatılmıştır.

3.1. Saçtırma Tekniği

3.1.1. Temel Saçtırma Tekniği

Bir yüzeye (alttaş) metal, seramik ve plastik gibi malzemeleri büyüterek ince bir film oluşturmanın birçok farklı yöntemi vardır. Bunların arasında en yaygın kullanılan yöntemlerden birisi saçtırma (sputtering) tekniğidir [107]. Saçtırma tekniği, yüksek vakum ortamında hedef malzemenin yüzeyi yüksek enerjili iyonlarla bombardıman edilerek, hedeften koparılan atomların bir alttaş üzerinde film oluşturmasını sağlayan bir tekniktir.



Şekil 3.1: Temel saçtırma tekniğinin şematik gösterimi.

Basit bir saçtırma sistemi Şekil 3.1'de gösterildiği gibi bir örnek tutucu ve hedef malzemeyi içeren vakum haznesinden oluşur [108]. Bu sistemlerde yüzeyi film kaplanacak alttaş, genellikle hedefin yukarısında dönen bir örnek tutucu üzerindedir. Ama genel olarak saçtırma sistemleri, bir veya daha fazla vakum odası ve çoklu hedef malzeme içerebilir. Bu sistemlerde büyütme işlemine geçmeden önce, vakum odacığı en düşük taban basıncına ($<10^{-5}$ mbar) sahip oluncaya kadar beklenir. Yeterli vakum basıncına ulaşıldıktan sonra, vakum odasında plazma akışının oluşturulması için Ar^+ gibi asal bir gaz gönderilir. Daha sonra hedef malzeme ve alttaş arasında 0,3-3 kV değer aralığında gerilim uygulanarak Ar^+ gazı ile plazma oluşturulur [64]. Büyütülmesi istenen hedef malzeme, yüksek enerjili Ar^+ iyonları ile büyütme süreci boyunca bombardıman edilir. Yüksek enerjili Ar^+ iyonlarının hedef malzeme üzerine kuvvetli bir şekilde çarpması sonucu hedef atomları yerinden sökülür. Hedef atomlarının bu şekilde yerinden sökülmesi saçtırma olarak isimlendirilir ve tekniğin ismi de bu mekanizmadan gelmektedir. Hedef malzemeden kopan atomların bir kısmı alttaşın yüzeyine ulaşarak orada birikir ve ince film oluşturur. Hedef malzemeden daha fazla atom söküldükçe, alttaş üzerinde moleküler seviyede birbirine sıkıca bağlanmış bir atom katmanı oluşur. Alttaş üzerinde biriken atomların bir veya daha fazla katman oluşturması, büyütme zamanına da bağlı olarak çok katmanlı film büyütmeye imkân sağlar.

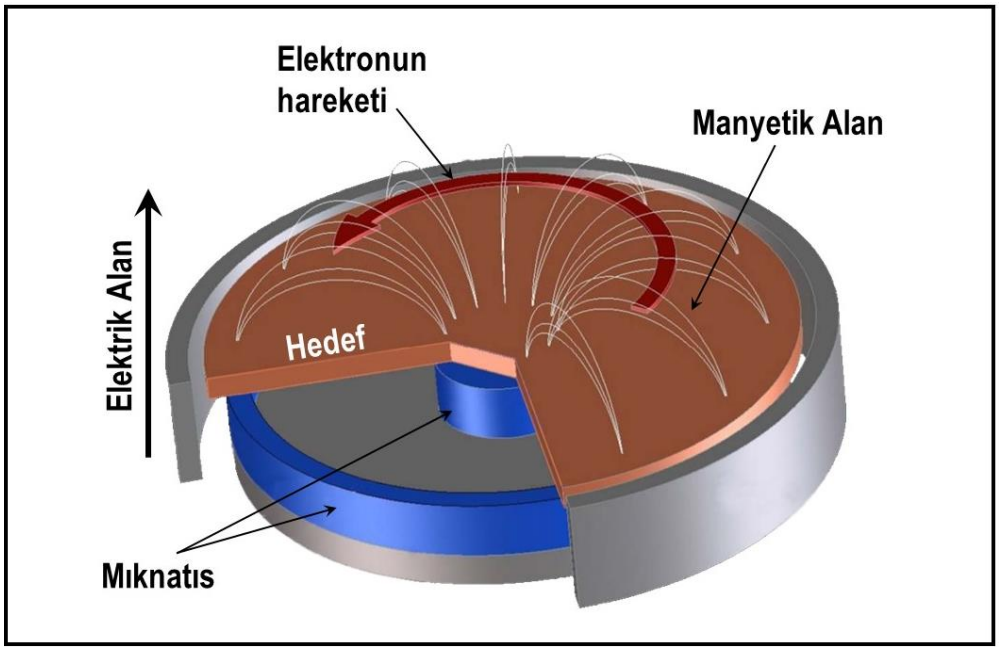
Saçtırma tekniğinin temel çalışma fikri yukarıda anlatıldığı gibi basit olsa da gerçek mekanizmalar oldukça karmaşıktır. Elektriksel olarak yüksüz Argon atomları iyonize edilecek Ar^+ haline getirilir. Sonra hedef (katot) ile alttaş (anot) arasında bir

voltaj uygulanır ve odacıkta elektron ve iyonlardan oluşan sıcak bir plazma fazı meydana gelir. Hedef üzerindeki plazmada bulunan Ar^+ iyonları hedef atomlarını koparır. Kopan hedef atomları belirli bir mesafe kat ederek alttaşın üzerine yerleşir. Ayrıca argon iyonizasyonu sırasında salınan elektronlar, anoda (alttaşa) doğru hızlanarak daha fazla serbest elektron ve Ar^+ iyonu oluşturmak için nötr Ar atomlarıyla çarpışırlar. Böylece yeni oluşturulan serbest elektronlar daha fazla Ar atomunu iyonize eder ve Ar^+ iyonu sayısı artar. Böylece hedef malzemenin yüzeyinden daha fazla atom koparılacaktır. Kopan yüksüz hedef atomları örnek tutucuya sabitlenmiş alttaşın görünür yüzeyine büyüyecektir. Öte yandan Ar^+ iyonlarının, nötr argon gazı ve hedef malzeme ile çarpışması da, plazmada ilave Ar^+ iyonları oluşturur. Oluşan bu Ar^+ iyonları sayesinde sadece sabit voltaj uygulayarak plazmanın kendi kendini devam ettirebilmesi sağlanacaktır. Böylelikle daha fazla iyon ve serbest elektron oluşturularak bu döngü sürdürülecektir [109].

Saçtırma işleminde doğru akım (DC) ve radyo frekans (RF) olarak iki tip voltaj kaynağı kullanılır. RF akımı, saçtırma işlemi sırasında elektrotlara bir alternatif akım (AC) sinyalinin uygulanmasını temsil eder. Yalıtkanlarda hedef üzerine biriken yükler dağıtılamadığı için hedef malzeme üzerine gelen Ar^+ iyonlarını itmeye başlar [64]. Bu sebeple, NiO, CoO, MgO ve Al_2O_3 gibi yalıtkan olan hedef malzemeleri büyütmek için RF kullanılması gereklidir.

3.1.2. Manyetik Saçtırma Tekniği

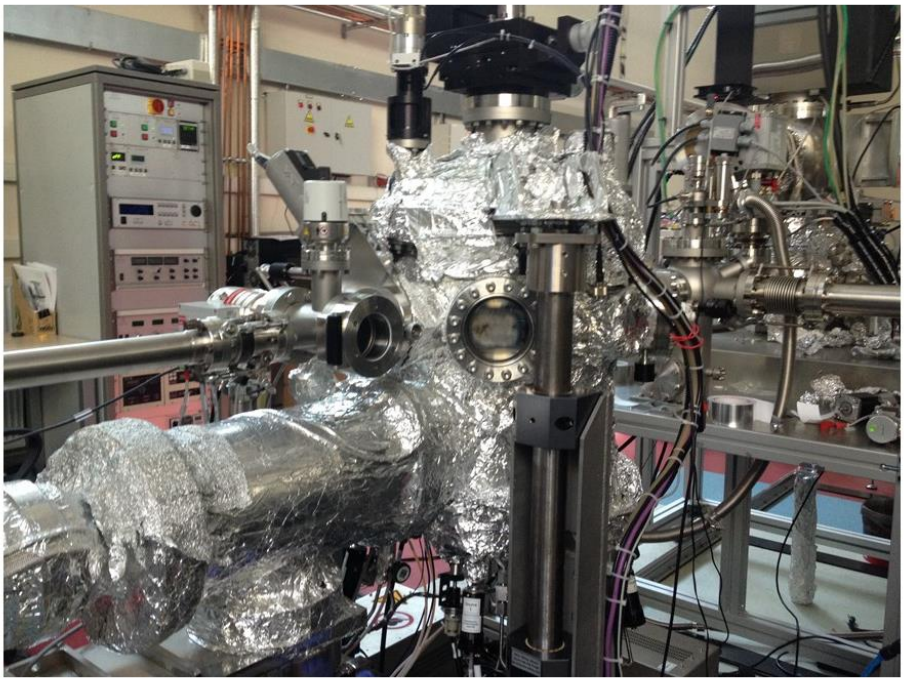
Manyetik alanda saçtırma tekniği, temel saçtırma tekniğinden farklı olarak büyütme hızını artırmak için 1930'larda Penning tarafından geliştirilmiş bir yöntemdir [110]. Normalde büyütme hızını artırmanın en kolay yolu odacığa gönderilen Ar gazının akışını artırmaktır. Ama bu yöntem fazla Ar^+ iyonundan dolayı kaplanan ince filmde kirliliğe neden olmaktadır [107]. Büyütme hızını artırmak için bir başka yöntem ise plazma içindeki serbest elektronların ortalama serbest yolunu arttırmaktır. Serbest elektronlar plazma içerisinde ne kadar uzun süre kalırsa nötr Ar gazı ile çarpışma ihtimali o kadar yüksek olur. Dolayısıyla bu durum Ar^+ iyon sayısının artmasına neden olmaktadır [111]. Bu yöntem sayesinde içeriye giren Ar gazının akışını arttırmaya gerek kalmadan büyütme hızı artırılabilir.



Şekil 3.2: Manyetik saçtırma tekniğinde hedef malzemenin altındaki mıknatısların oluşturduğu manyetik alan ve elektrik alan çizgilerinin şematik gösterimi.

Plazmada içindeki elektronların ortalama serbest yolu hedefin arka tarafına sabit bir mıknatısın yerleştirilmesi ile uzatılabilir [64]. Mıknatısın bir kutbu Şekil 2.18'de görüldüğü gibi hedefin merkez ekseni altına, ikinci kutbu ise halka olarak hedefin kenarlarına gelecek şekilde yerleştirilir [109]. Böylece hedef malzemenin yüzeyinde elektrik ve manyetik alan vektörlerinin birbirine dik olması sağlanır.

Hareket halindeki elektronlar alttaşa doğru hareket etmek yerine mıknatısların oluşturduğu hedefe yakın manyetik alan çizgileri boyunca spiral şekilde hareket ederler. Bunun avantajı, plazmanın hedefe yakın bir alana hapsedilmesidir. Ayrıca, elektronların ortalama serbest yolunu artırdığı için daha fazla iyonize Argon atomlarının oluşmasına sebep olmaktadır. Bu da yüksek yoğunlukta iyona sahip daha dengeli bir plazma oluşturmaya imkân sağlar. Yüksek yoğunlukta daha çok iyon hedeften daha fazla atom koparılmasına, dolayısıyla saçtırma işleminin verimliliğinin artmasına neden olur. Ayrıca, ince filmde oluşacak kirlilikler en aza indirilir. Böylece plazma ile alttaş arasındaki mesafe arttığı için, başıboş elektronların ve Argon iyonlarının neden olduğu zarar ortadan kaldırılır.



Şekil 3.3: Gebze Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü bünyesinde bulunan manyetik saçtırma sistemi.

Bu tez çalışmasında, IrMn-tabanlı spin-vana örnek sistemleri Si(100)/SiO_2(~200 nm) alttaş üzerine Şekil 3.3'te gösterilen manyetik saçtırma (magnetic sputtering) tekniği kullanılarak üretilmiştir. Gebze Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü bünyesinde bulunan bu sistem şekilde görüldüğü silindirik şekilde ve paslanmaz çelikten yapılmıştır. Manyetik saçtırma sisteminin temel bileşenleri arasında;

- örnek yükleme ve film büyütme olarak iki adet yüksek (< 10^{-8} mbar) ve ultra-yüksek vakum odacıkları (<10^{-11} mbar),
- mekanik pompa, turbo moleküler pompa ve iyon pompasından oluşan pompa sistemleri,
- büyütme esnasında uygulanan RF ve DC güç kaynakları
- ve alttaş ısıtma sistemleri bulunmaktadır.

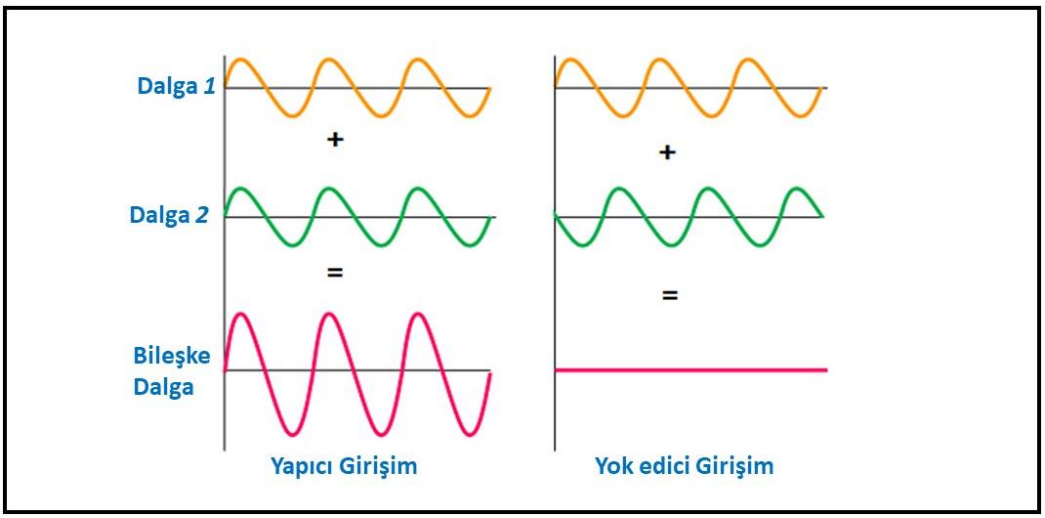
Sistemi ultra-yüksek vakum (UHV) şartlarına getirmek için 3 kademeli pompalama sistemi kullanılır. Sistemin birinci kademesinde mekanik pompa yer alır ve sistemi atmosfer basıncından, 10^{-3} mbar basınca kadar düşürebilir. İkinci kademede yer alan turbo moleküler pompalar ise mekanik pompalarla bağıntılı olarak

kullanılarak, 10^{-3} mbar seviyesine getirilen basıncı 10^{-8} mbar seviyesine kadar düşürebilir. Son olarak, iyon pompasının yardımıyla basınç 10^{-11} mbar seviyesine getirilebilir.

3.2. X-ışını Kırınım Tekniği

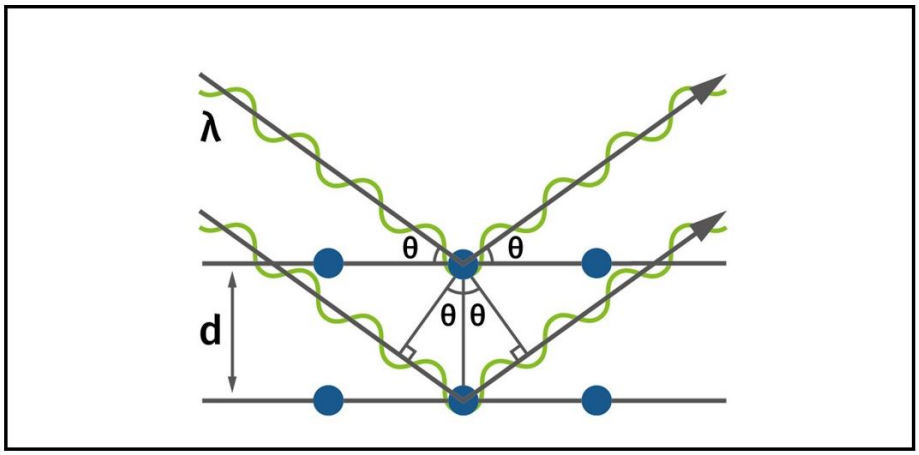
X-ışını elektromanyetik spektrumda 0,1 Å ile 10 Å arasındaki dalga boyu bölgesine karşılık gelmektedir. Bu büyüklükte dalga boyunun kristaldeki atomlar arası mesafe boyutlarında olması, x-ışınının bir kristale gönderildiğinde kırınıma uğramasına neden olur. Bundan dolayı x-ışınları bilimsel çalışmalarda kristallerin ve katı maddelerin yapısal analizinde kullanımı için elverişlidir. Bunun yanı sıra x-ışınları, tıp, sanayi, astronomi, elektronik ve güvenlik gibi birçok alanda yoğun bir şekilde kullanılmaktadır.

X-ışını kırımını (XRD) tekniği, bir numunenin yapısı, fazı, tercih edilen kristal yönelimi yanı sıra ortalama tanecik boyutu (grain size), kristal kalitesi (crystallinity), strain ve kristal kusurları (crystal defect) gibi birçok yapısal parametresi hakkında bilgi veren ve bilimsel araştırmalarda en çok kullanılan tekniktir [112, 113]. Bu teknik ayrıca ince filmlerin her katmanının kalınlığı, yoğunluğu ve yüzey/arayüzey pürüzlülüğü gibi değerleri hakkında da detaylı bilgi vermektedir [113]. Bu tekniğin en önemli avantajı tahribatsız yani örneğe zarar vermeyen bir ölçüm yöntemi olmasıdır.



Şekil 3.4: Kristalden kırınıma uğrayan x-ışınlarının yapıcı ve yok edici girişime uğramasının şematik gösterimi.

İlk x-ışını kırınımı fikri 1912 yılında Max von Laue tarafından ortaya şu sözlerle atılmıştır. "*Eğer kristaller, x-ışınları için saçılma merkezi gibi davranan düzenli dizilmiş atomlardan oluşuyor ise, ve eğer x-ışınları, dalga boyları yaklaşık olarak kristaldeki atomlar arası mesafeye (1-2 A) eşit olan elektromanyetik dalgalar ise, o halde X-ışınının kristalden kırınımı mümkün olmalıdır"* [113]. Von Laue'un bu varsayımından sonra Friedrich ve Knipping x-ışınını bakır sülfat kristali üzerine göndererek ölçüm yapmışlardır. Herhangi bir şüpheye mahal bırakmayacak şekilde x-ışınının kristalden kırınıma uğradığını görmüşlerdir [114]. Daha sonra baba-oğul Bragg kırınım için gerekli koşulları basit bir matematiksel formülle belirtmiştir [113]. Bragg yasasına göre kristal üzerine gelen x-ışınları atomlardan her yöne doğru saçılmaktadır. Bazı açılarda gönderilen x-ışınları Şekil 3.4'teki gibi tamamen aynı fazda olurlar ve birbirini kuvvetlendirir. Buna yapıcı girişim denir. Eğer kırınıma uğrayan x-ışınlarının dalgaları arasında faz farkı var ise, Şekil 3.4'teki gibi tepe ve çukurlar birbirini yok eder ve böylece yok edici girişim oluşur.

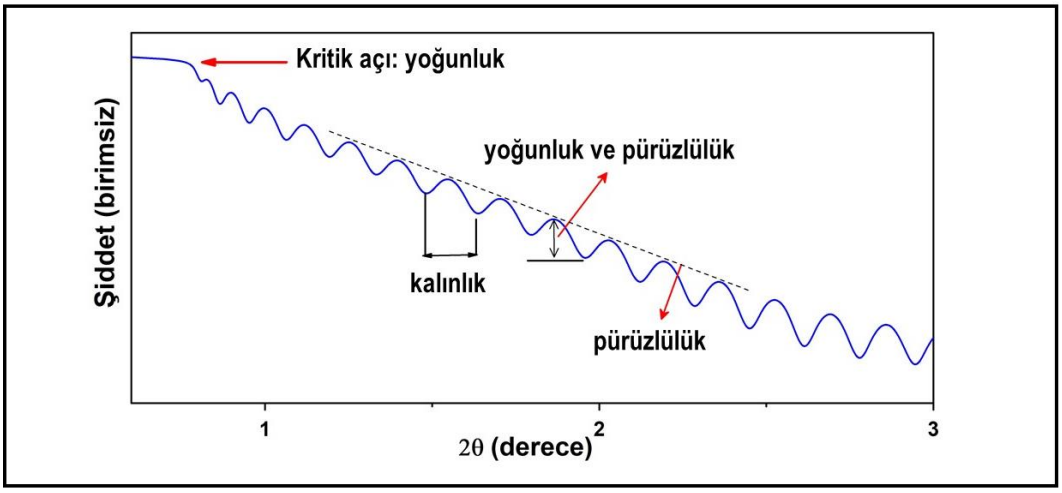


Şekil 3.5: Bragg yasasına göre kristal üzerine gönderilen x-ışınının kırınıma uğramasının şematik gösterimi.

Yukarıda bahsi geçen varsayımlardan sonra, birbirine paralel düzlemlerde atomların düzenli bir şekilde dizildiği ve düzlemler arası mesafenin d olduğu bir kristal düşünelim. Bu kristal üzerine Şekil 3.5'te gösterildiği gibi mükemmel monokromatik λ dalga boyuna sahip hepsi birbirine paralel bir x-ışını demetinin, θ açısı ile gönderildiğini varsayalım. Eğer paralel düzlemlerde kırınım yapan iki x-ışını arasındaki yol farkı, denklem (3.1)'deki gibi dalga boyunun tam katlarına eşit ise yapıcı girişim oluşur. Böylece gönderilen herhangi bir θ açısında yansıyan x-ışınının şiddeti yapıcı girişimden dolayı artar ve gönderilen açıda pik verir.

$$n\lambda = 2\mathrm{d}\,(\sin\theta) \tag{3.1}$$

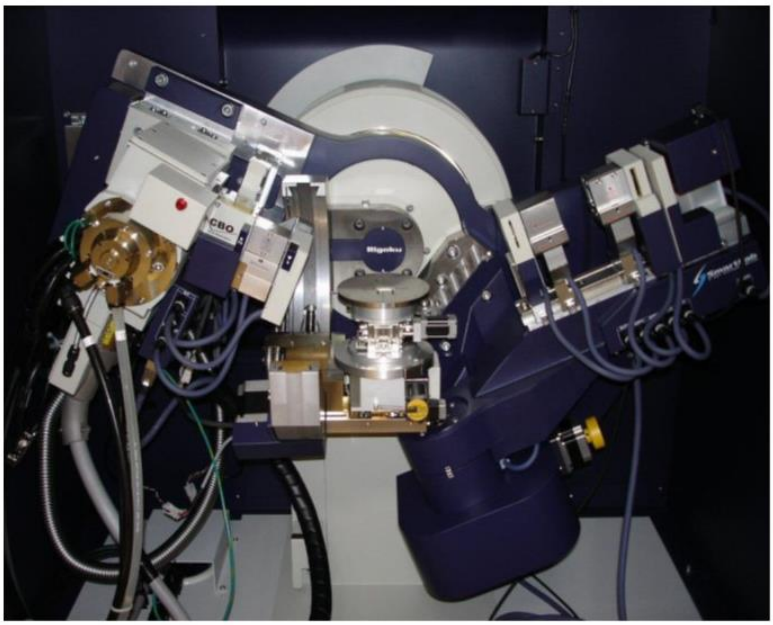
Burada d düzlemler arası mesafe, θ gelen x-ışını ile kristal düzlemi arasındaki açı, n ve λ dalga boyu sayısı ve dalga boyunu ifade etmektedir. Denklem 3.1'de verilen ve Bragg kanunu olarak bilinen ifade ilk olarak Bragg tarafından formülize edilmiştir [113]. Bu ifade kırınımın meydana gelebilmesi için yerine getirilmesi gereken temel şartları belirtmektedir.



Şekil 3.6: Kalınlık, yoğunluk ve pürüzlük gibi özelliklerin XRR eğrisine etkisi.

X-ışını yansıması (XRR) tekniği olarak bilinen metod, tabakalardan oluşmuş ince film sisteminde her bir tabakanın kalınlık, yoğunluk ve arayüzey pürüzlülüğünü yüksek doğrulukla belirlemek için kullanılan tahribatsız bir yöntemdir [64, 115, 116]. XRR ölçümünün normal XRD ölçümünden farkı, numune üzerine x-ışını küçük geliş açılarında gönderilir. Bu geometride geliş açısının (küçük açı bölgesinde) sürekli artması ile x-ışını şiddeti azalırken bu ortalama değişim eğrisinin etrafında küçük genlikli ve periyodik olarak tekrar eden Şekil 3.6'daki gibi girişim saçakları oluşturur. Bu periyodik değişim filmin üst ve alt katmanlarından yansıyan x-ışını dalgalarının girişimlerinden kaynaklanmaktadır. XRR ölçümünden elde edilen bu grafik, matematiksel formülasyon ile fit edilir ise, fit sonuçlarından ölçülen numunenin kalınlık, yoğunluk, yüzey ve arayüzey pürüzlülüğü gibi yapısal bilgileri elde edilir. Şekil 3.6'da gösterildiği gibi, x-ışını şiddetinin ilk düştüğü açı olan kritik açı filmin elektron yoğunluğu hakkında bilgi verir. Salınımlar arasındaki mesafe kalınlık hakkında, salınımların genliği de yoğunluk ve pürüzlülük hakkında bilgi vermektedir. Son olarak, açıya bağlı olarak şiddetin azalma eğilimi ise yüzey ve arayüzey pürüzlülüğü hakkında bilgi vermektedir. Görüldüğü üzere numuneye hiçbir zarar vermeden yapısal özellikler hakkında bu kadar bilgi vermesinden dolayı x-ışını yansıması tekniği, yapısal analizde kullanılan en güçlü yöntemlerden biridir.

Bu çalışmada, XRR ve XRD ölçümleri Gebze Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü bünyesinde bulunan ve Şekil 3.7'de gösterilen Rigaku Smartlab X-Işını Kırınımı cihazı (XRD) kullanılarak gerçekleştirildi. Ölçüm cihazında x-ışını kaynağı olarak Cu (bakır) K_α ışıması kullanılmıştır.



Şekil 3.7: Gebze Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü bünyesinde bulunan Rigaku Smartlab X-Işını Kırınım cihazı.

3.3. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Yöntemi

Titreşimli örnek manyetometresi (VSM), Faraday'ın indüksiyon yasasından yararlanarak ince film, kitle, toz ve sıvı halde bulunan bir numunenin manyetik alana ve sıcaklığa bağlı mıknatıslanma değişimini ölçen bir tekniktir [117, 118]. Bu tekniğin çalışma mekanizması titreşim hareketi yapan manyetik bir numunenin, algılayıcı bobinlerde manyetik akı değişimi oluşturması ve bu manyetik akı değişimi ile elde edilen indüksiyon emk'sının ölçülmesi prensibine dayanır. Faraday indüksiyon voltajından oluşan bu akım ile ölçülen malzemenin mıknatıslanması orantılı olduğundan, sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak mıknatıslanma ölçümü yapılabilir.

Üzerinden akım geçen bir bobinin içerisine manyetik bir malzeme yerleştirilip bu malzeme belirli bir frekans ve mesafede titreşim hareketi yapar ise Faraday indüksiyon yasasına göre bobinin üzerinde bir indüksiyon akımı oluşur. Aynı zamanda oluşan bu akım malzemenin mıknatıslanması ile orantılıdır. İçerisinde manyetik malzeme bulunan A kesit alanına sahip bir bobine hârici bir sabit H manyetik alanı uygulanır ise bobinden geçen toplam manyetik akı,

$$\emptyset = BA = \mu_0(H + M)A \tag{3.2}$$

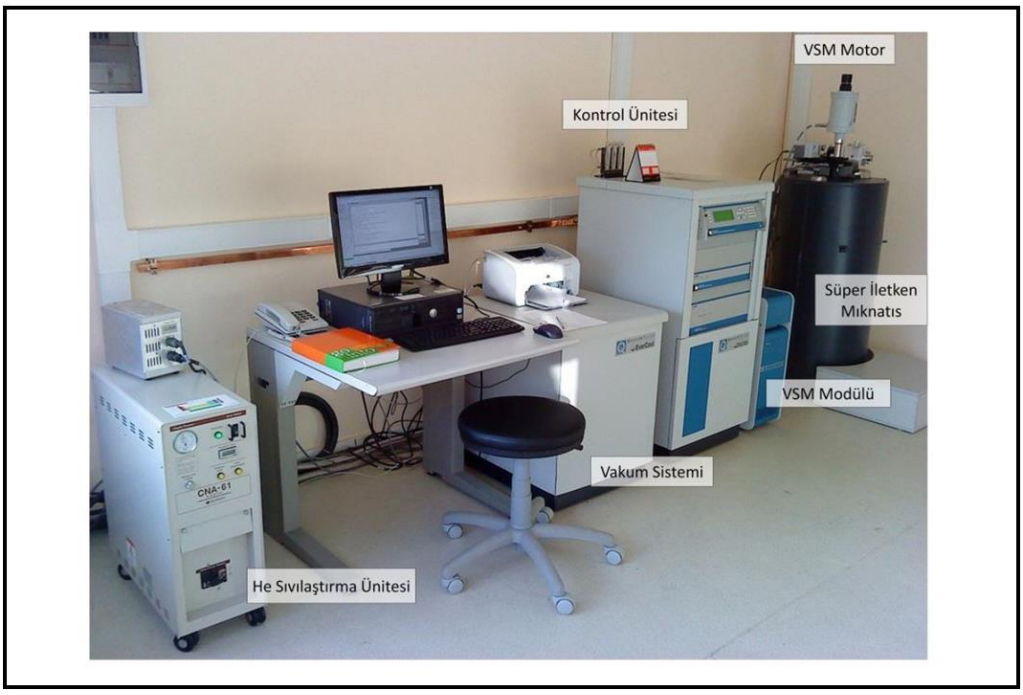
bağıntısı ile hesaplanır [50, 119]. Burada B akı yoğunluğu, H bobine dışarıdan uygulanan manyetik alan, M titreşen (ölçülen) numunenin mıknatıslanmasını ve μ_0 serbest uzayın manyetik geçirgenliğidir. Manyetik akının ($\emptyset$) zamana bağlı değişimi ise Faraday indüksiyon yasasına göre denklem (3.3)'teki elektromotor kuvvetini (ε) verir.

$$\varepsilon = n\frac{d\emptyset}{dt} = n\mu_0 A\frac{d(H + M)}{dt} \tag{3.3}$$

Burada, n algılayıcı bobindeki sarım sayısını ve $d\emptyset/dt$ değeri ise $\emptyset$'nin zamana bağlı değişimini ifade eder. Denklem (3.3)'teki dc manyetik alan (H), algılayıcı bobinlere göre değişkenlik göstermediğinden dolayı zamana bağlı değişimi sıfır olacak, dolayısıyla yalnızca M'nin katkısı olacaktır. Böylece elde edilen indüksiyon elektromotor kuvveti,

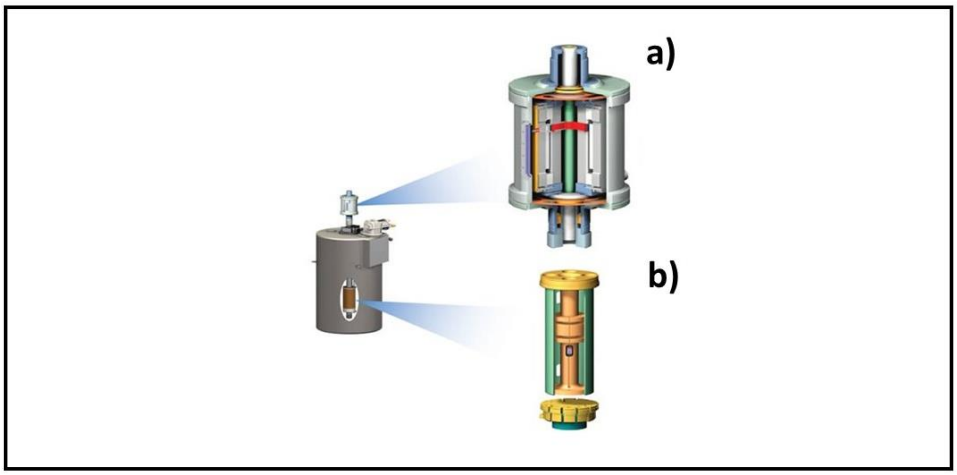
$$\varepsilon = n.\mu_0.A.M \tag{3.4}$$

olarak bulunur. Denklem (3.4)'te örneğin mıknatıslanmasının büyüklüğüne ve yönüne göre elektromotor kuvveti değişeceği için gerekli kalibrasyon ayarları da yapılarak, mıknatıslanma değeri ölçülebilir.



Şekil 3.8: Gebze Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü bünyesinde bulunan PPMS sistemi.

Bu tez çalışmasında, Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü bünyesinde bulunan *Quantum Design* firması tarafından üretilmiş PPMS9T cihazı kullanılmıştır. Şekil 3.8'de görüldüğü gibi sistem 6 ana parçadan oluşmaktadır [118]. Sistemde örneğe manyetik alan uygulamak için bir süperiletken bir mıknatıs bulunmaktadır. Bu mıknatıs örneğe 9 Tesla'ya kadar manyetik alan uygulayabilmektedir. Bu sistem ile 2 K-1000 K sıcaklık aralığında ölçüm yapılabilmektedir.



Şekil 3.9: Örneğe titreşim hareketi yaptıran VSM motor a) ve algılayıcı bobinler b) gösterilmektedir.

Şekil 3.9:a)'daki VSM motor, örneğe titreşim hareketini yaptıran parçadır [120]. Örnek uzun bir çubuk vasıtasıyla helyum tankının içindeki süperiletken mıknatısın tam ortasına gelecek şekilde yerleştirilir. Daha sonra örnek Şekil 3.9:b)'de gösterilen algılayıcı bobinler arasında saniyede 40 Hz'lik bir frekans ile titreşim hareketi yapar. Bu titreşim hareketinden örneğin mıknatıslanmasının büyüklüğüne göre algılayıcı bobinlerde bir indüksiyon akımı oluşur. Uygulanan her manyetik alan değerinde bu döngü yapılarak örneğin manyetik alana bağlı mıknatıslanması ölçülür. Öte yandan sistem 10^{-6} erg/Oe (emu) mertebesine kadar manyetik alan değişimini ölçebilmektedir.

3.4. Manyeto Direnç Ölçüm Sistemi

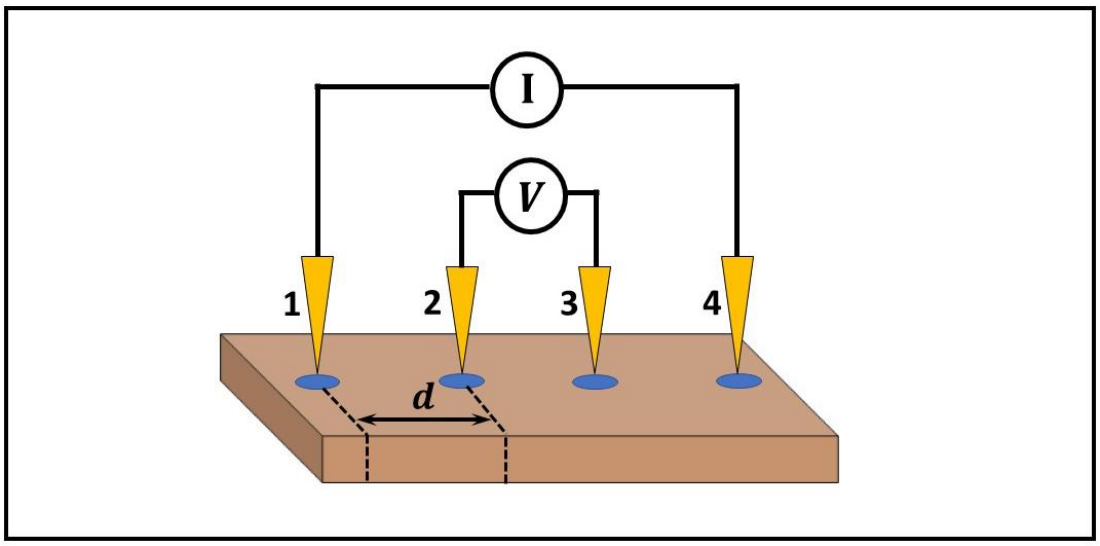
Manyeto-direnç ölçümü örneğin üzerine uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak elektriksel direncinde meydana gelen değişimin ölçülmesidir [121, 122]. Günümüzün bilgi okuma ve yazma teknolojisinde kullanılan okuyucu kafaların çalışma mekanizması manyeto-direnç etkisini temel alır. Bunun yanında son zamanlarda yoğun olarak çalışılan skyrmionlar [123, 124], spin Hall etkisi [125, 126] ve biyolojik uygulamalar için planar Hall etkisi [20] gibi birçok konu, manyeto-direnç ölçümü ile test edilmektedir. İnce filmlerde manyeto-direnç ölçümü, genellikle aşağıda anlatılan dört-nokta direnç ölçüm yöntemi ile yapılmaktadır.

3.4.1. Dört Nokta Direnç Ölçüm Tekniği

Spin-vana ince film sistemlerinde dev-manyeto direnç (GMR) ölçümü, dört-nokta direnç ölçüm tekniği kullanılarak yapılır. Bu ölçüm tekniğinde şekil 3.10'da gösterildiği gibi örnek üstündeki bir doğru üzerinden eşit mesafelerde dört bağlantı alınır. En dıştaki 1 ve 4 ile gösterilen bağlantı noktasından sabit bir I_0 akımı uygulanır. Daha sonra hârici manyetik alanın fonksiyonu olarak içerdeki 2 ve 3 ile gösterilen bağlantı noktaları arasında oluşan elektriksel potansiyel fark (V_0) ölçülerek direnç değerleri hesaplanır. Bu ölçüm yöntemi sayesinde kontak dirençleri ihmâl edilir ve yalnızca örneğin kendisiden gelen direnç değeri okunur. Bu durum Ohm kanunu ile aşağıdaki gibi ifade edilir.

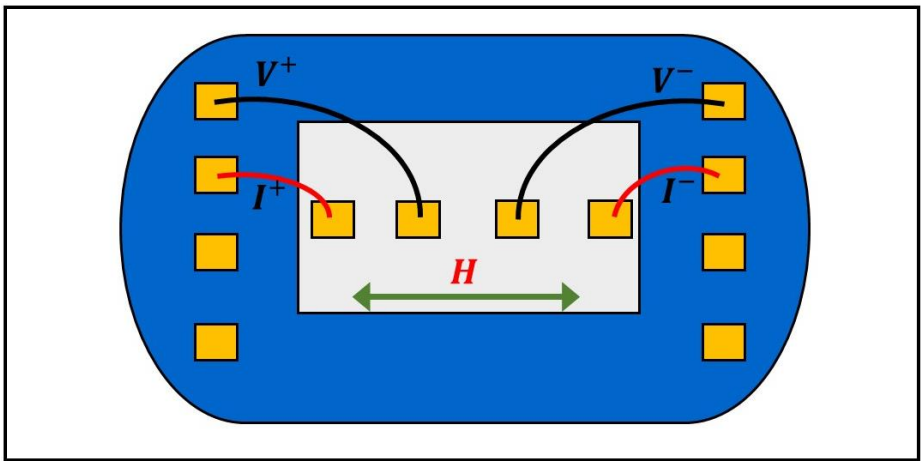
$$V_0 = I_0 R_{\text{örnek}} \tag{3.4}$$

Sabit I_0 değerinde, uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak örnekte bir direnç değişimi varsa, ölçülen V_0 değeri mıknatıslanmasıyla orantılı bir değişime uğrayacaktır. İnce filmlerin manyeto-direnci bu yöntemle kolayca ölçülebilir.



Şekil 3.10: İnce filmlerde manyeto-direnç ölçümü için kullanıllan 4-nokta yönteminin şematik gösterimi.

Bu çalışmada kullanılan IrMn-tabanlı spin-vana yapıları ilk olarak Şekil 3.11'deki gibi sıcaklık değişimlerine dayanıklı ve yalıtkan baskı devre kartlarının (BDK) üzerine çift taraflı bant ile yapıştırılmıştır. Dört nokta ölçüm yöntemi için bağlantılar 0.1 mm çapında bakır tel ile yapıldı. Bakır tellerin bir ucu örnek üzerinden kontak alınan noktaya, diğer ucu ise Şekil 3.11'de gösterildiği gibi örnek tutucuya gümüş boya ile tutturudu. Daha sonra gümüş boya kuruduktan sonra multimetre ile kontakların çalışıp çalışmadığı kontrol edildi. Örnek tutucuda numaralandırılmış noktaların iki tanesinden sabit akım uygulanarak, diğer iki noktadan manyetik alana bağlı potansiyel fark ölçüldü. Ölçülen potansiyelden direnç değeri hesaplandı. Transport ölçümlerinde örnekler üzerine maske yapılarak her örnek için kontaklar arası mesafe sabit tutulmuştur.

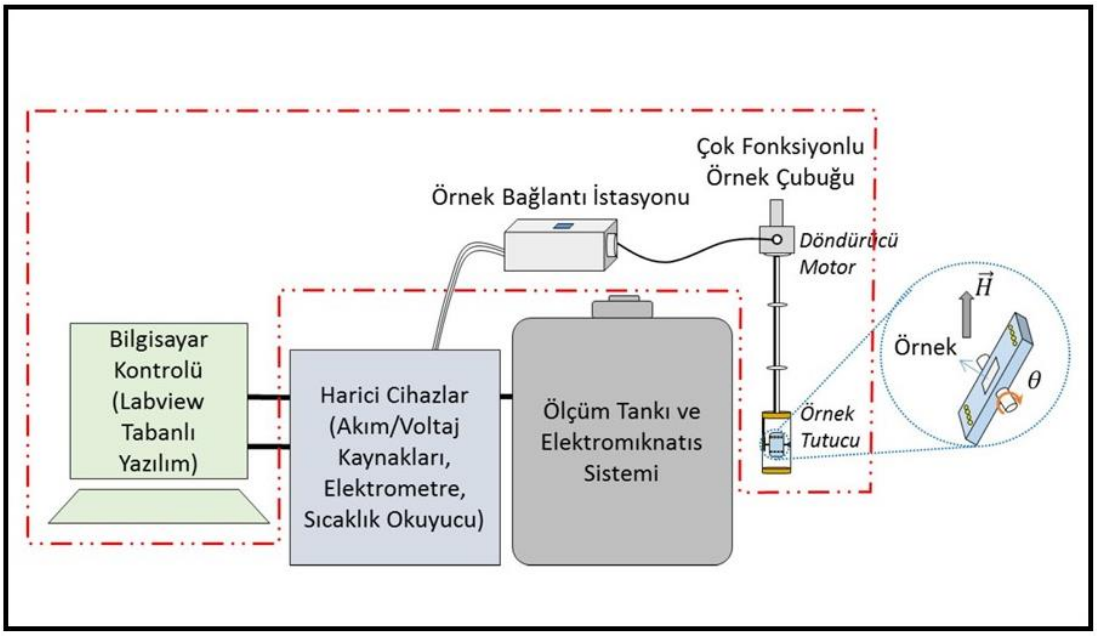


Şekil 3.11: Manyeto-direnç ölçümleri için örneğin tutucu üzerinde konumlandırılması ve bağlantılar gösterilmektedir.

3.4.2. Cihaz Bileşenleri

Manyeto-direnç ölçümlerinin yapılabilmesi için aşağıdaki asgari donanımların sağlanması gerekir [87, 121]. Genellikle en az 5 kOe'e kadar manyetik alan üreten bir manyetik alan kaynağına, mikroamper seviyesinden amper seviyesine kadar akım uygulayabilen bir akım kaynağına, nanovolt değerlerinden volt değerlerine kadar okuma yapabilen voltmetreye, örnek sıcaklığını ölçen termometreye ve örnek ile manyetik alan arasında istenilen geometriyi sağlamak için çok fonksiyonlu bir örnek tutucuya ihtiyaç vardır [87, 121]

Tasarım ve kurulumunu Mustafa Öztürk'ün doktora çalışmaları sırasında yaptığı manyeto-direnç ölçüm sisteminin genel görünümü Şekil 3.12'de verilmiştir [87, 121]. Bu ölçüm sisteminde ilk olarak, ölçüm yapılacak numune üzerinden istenilen geometride kontakları alınır. Kontakları alınan numune ölçüm çubuğunun ucundaki örnek tutucuda bulunan baskılı devre kartına (PCB) takılır. Daha sonra çok fonksiyonlu örnek çubuğu helyum tankına yerleştirilir. Örneğin üstünden alınan kontakların bağlantı kablolarınnın devamı olan ölçüm çubuğunun üst ucu, ölçüm bağlantı istasyonu aracılığıyla ölçüm yapan akım kaynağı ve voltmetreye bağlıdır. Öte yandan ölçüm tankı bünyesinde manyetik alan uygulamaya yarayan elektromıknatıs bulunmaktadır. Elektromıknatıs ve diğer hârici cihazlar bilgisayar ile kontrol edilmektedir. Sistem ile ilgili detaylı bilgiler [87, 121] referanslarında anlatılmıştır.



Şekil 3.12: Öztürk vd.'nin tasarladığı manyeto-direnç ölçümleri için kullanıllan ölçüm sisteminin şematik gösterimi.

4. DENEYSEL SONUÇLAR

Bu bölümde IrMn-tabanlı spin-vana yapılarında şönt akımının azaltılmasına yönelik yapılan çalışmalar iki kısımda anlatılmıştır. İlk kısımda IrMn'ın tavlama sıcaklığına bağlı olarak farklı spin-vana filmler büyütülmüştür. En iyi büyütme şartlarının belirlenmesinden sonra bu örneklerin yapısal ve manyetik özellikleri incelenmiştir. Böylece, manyetik ve yapısal özellikler açısından en uygun tavlama sıcaklığı 500 C° olarak belirlenmiştir. İkinci kısımda, tavlama sıcaklığı 500 C°'de sabit tutulup, AF tabaka kalınlığına bağlı yeni filmler üretilmiştir. Daha sonra şönt akımının azaltılması açısından IrMn kalınlığına bağlı yapısal ve manyetik özellikler detaylı bir şekilde araştırılmıştır. Bununla birlikte, üretilen filmlerin sensör uygulamalarında kullanılabilirliğini araştırmak için yapılan manyeto-direnç ve talim etkisi ölçüm sonuçları da ikinci kısımda verilmiştir.

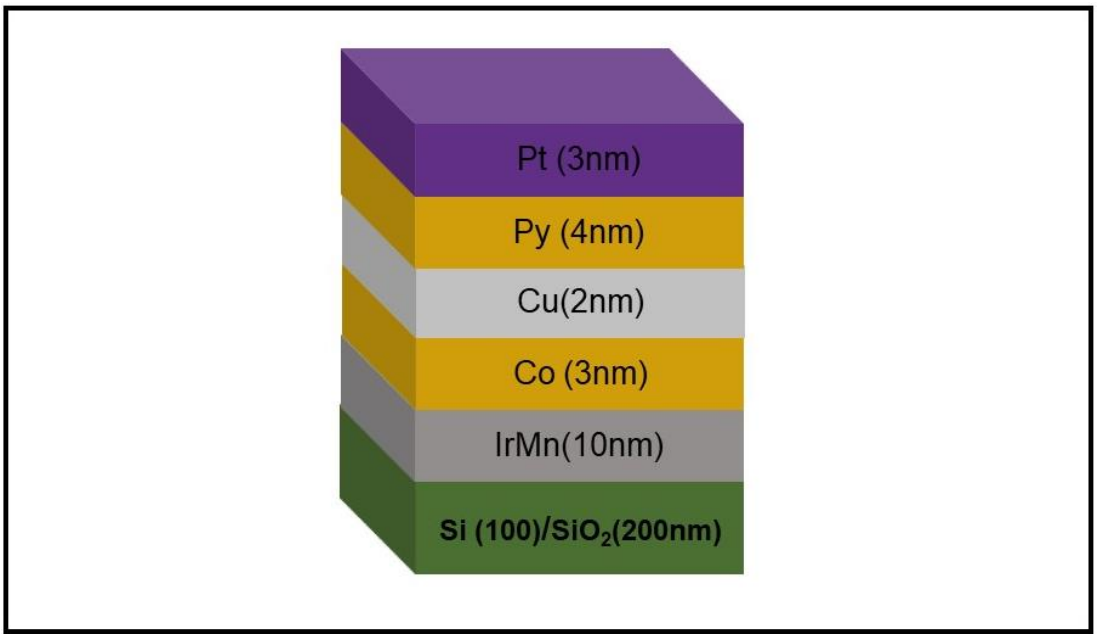
4.1. IrMn-Tabanlı Spin-Vana Yapılarında Tavlama Sıcaklığının Etkisi

4.1.1. Giriş

Bu kısımda, sensör hassasiyetini olumsuz yönde etkileyen şönt akımının azaltılması için tampon tabakası olmadan büyütülen IrMn-tabanlı spin-vana filmlerin (IrMn/Co/Cu/Py/Pt) yapısal ve manyetik özellikleri araştırıldı. Büyütme esnasında IrMn katmanı, farklı sıcaklıklarda tavlama işlemine tabi tutularak, yapısal ve manyetik ölçümlerden en uygun tavlama sıcaklığı belirlendi. Büyütülen çok katmanlı filmlerin her tabakası için yüzey/arayüzey pürüzlülüğü, kalınlık ve yoğunluk gibi değerleri XRR ölçüm sonuçlarının fit edilmesiyle belirlendi. IrMn antiferromanyetik tabakasının tavlama sıcaklığına bağlı olarak yapısal özellikleri XRD tekniği kullanılarak araştırıldı. Daha sonra örneklerin manyetik özellikleri DC mıknatıslanma ölçüm (titreşimli örnek manyetometresi, VSM) tekniği ile incelendi. Yapısal ve manyetik özellikler açısından en uygun sonuçları veren IrMn tavlama sıcaklığı belirlendi.

4.1.2. Örneklerin Hazırlanması ve Yapısal Özelliklerinin Belirlenmesi

Örnek hazırlama işlemi iki aşamada gerçekleştirildi. İlk olarak üzerine film büyütülecek örnekler için tek kristal Si(100)/SiO2(~200 nm) alttaşları temizlendi. Bu işlem, elmas kesici kalem ile 1 cm^2 boyutlarında kesilmiş alttaşlar temizoda içinde aseton ve isopropil bulunan farklı iki beherde sırasıyla 10'ar dakika ultrasonik banyoda bekletilerek gerçekleştirildi. Yüzeyindeki bütün kirlilikleri temizlenen alttaşlar azot ile kurutuldu.



Şekil 4.1: Bu çalışmada 1. set olarak yapılan GMR spin-vana filminin katmanlarının kesitten görünümü. Buradaki IrMn katmanı oda sıcaklığında büyütülmüş ve sonrasında oda sıcaklığında, 200°C, 300°C, 400°C ve 500°C sıcaklıklarında tavlanmıştır. Diğer tabakalar oda sıcaklığında büyütülmüştür.

Filmler manyetik saçtırma tekniği ile ultra-yüksek vakum odacıklarında büyütüldü. Büyütme işleminden önce taban basınç (base-pressure) yaklaşık $1x10^{-9}$ mbar iken, büyütme esnasında basınç $5x10^{-3}$ mbar seviyesine ayarlandı. Manyetik saçtırma odacığında spin-vana yapısında bulunan her malzeme (IrMn, Co, Cu, Py ve Pt) için ilk olarak tek katman kalibrasyon örnekleri büyütüldü. $Ir_{20}Mn_{80}$, Co, Cu, Py ($Ni_{80}Fe_{20}$) ve Pt tabakaları için sırasıyla 40 W DC, 20 W RF, 20 W DC, 40 W RF ve 10 W DC güç değerleri kullanılmıştır. Kalibrasyon için büyütülen örneklerin

kalınlığını belirlemek için x-ışınımı yansıması (XRR) ölçümü yapıldı. XRR ölçüm sonuçları *Rigaku Global Fit* programı kullanılarak fit edildi. Bu fit değerlerinden her film için kalınlık, pürüzlülük ve yoğunluk değerleri belirlendi.

IrMn tabanlı spin-vana örnekleri için iki farklı parametreye bağlı örnek setleri hazırlandı. Şekil 4.1'de gösterilen ilk sette, IrMn katmanı farklı sıcaklıklarda tavlanarak (oda sıcaklığı, 200°C, 300°C, 400°C, 500°C) beş farklı örnek büyütüldü. İlk olarak alttaş üzerine oda sıcaklığında 10 nm kalınlığında IrMn büyütüldü. Daha sonra her örnek vakum altında farklı sıcaklıklarda (oda sıcaklığı, 200°C, 300°C, 400°C, 500°C) 45 dakika boyunca tavlandı. Tavlama işleminden sonra yaklaşık 90 dakikada örneğin sıcaklığı oda sıcaklığına getirildi. Diğer üst katmanlar oda sıcaklığında büyütüldü.

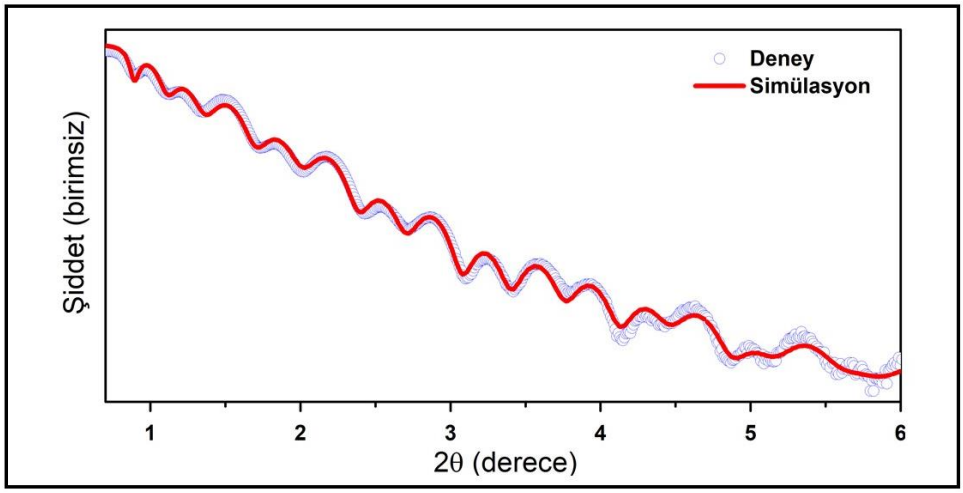
4.1.2.1. Kalınlık Analizi (XRR)

Büyütülen filmlerin kalınlıkları Rigaku Smartlab X-Işını Kırınımı cihazı (XRD) kullanılarak belirlenmiştir. Bu cihazda yapılan x-ışını kırınımı (XRR) ölçümünden elde edilen deneysel sonuçlar Rigaku Global Fit programı kullanılarak teorik modele fit edildi. Fit sonuçlarından filmlerin kalınlıkları, yoğunlukları ve yüzey arayüzey pürüzlülükleri belirlendi.

Tablo 4. 1: IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana çok katlı filminin XRR ölçüm sonuçlarının Rigaku Global Fit programı kullanılarak elde edilen fit sonuçları.

Sıra	**Tabaka adı**	**Kalınlık (nm)**	**Yoğunluk (g/cm^3)**	**Pürüzlük (nm)**
6	Pt	3.2	22.12	0.514
5	Py	4.5	9.1	0.899
4	Cu	2.34	9.08	0.968
3	Co	2.8	8.95	0.991
2	IrMn	10.7	12.08	0.644
1	SiO_2	200	2.2	0.636
Alttaş	Si	0	2.33	0.50

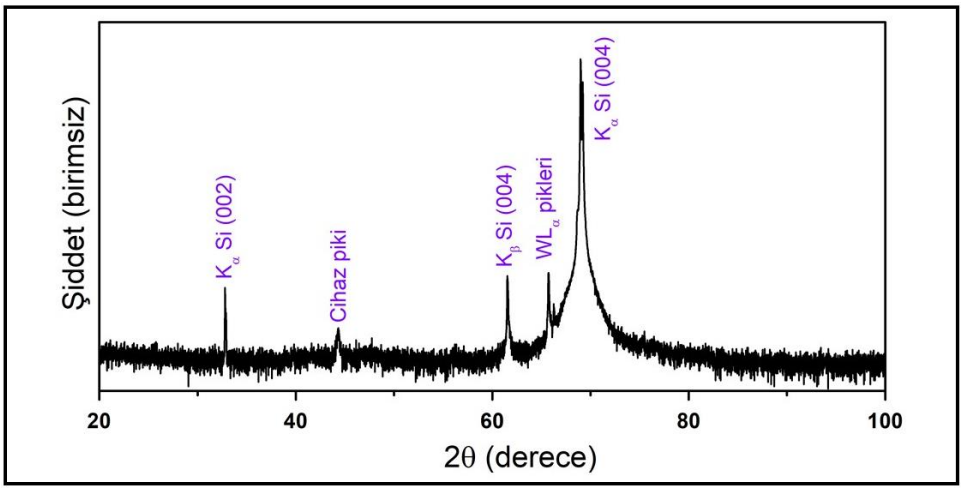
Şekil 4.2'de IrMn tabakası 500°C'de tavlanmış IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) örnek sistemine ait XRR ölçüm sonuçları ve "GlobalFit" programı ile yapılan simülasyonlar verilmiştir. Simülasyon sonucu elde edilen veriler Tablo 4.1'de gösterilmiştir. Tablodaki kalınlık değerleri Şekil 4.1'de gösterilen kalınlık değerleri ile hemen hemen uyumlu çıkmıştır. Ayrıca filmlerin yüzey ve arayüzey pürüzlülüğü 1nm'nin altında bir düzeydedir.



Şekil 4.2 IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana çok katlı filminin XRR grafiği ve fit sonucu.

4.1.2.2. Yapısal Analiz (XRD)

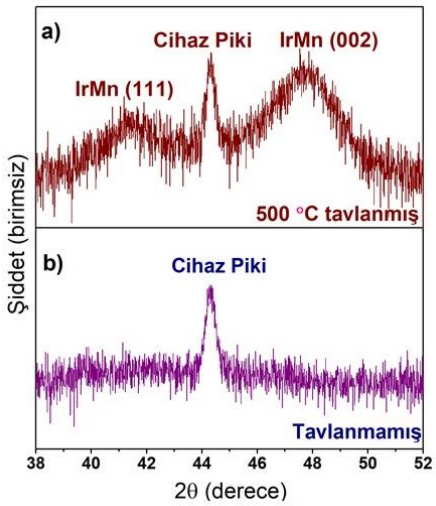
IrMn tavlama sıcaklığına bağlı olarak büyütülen spin-vana filmlerin kristal yapısı x-ışını kırınımı (XRD) tekniği ile belirlendi. Spin-vana filmlerin kırınım piklerini doğru analiz etmek için ilk olarak üzerine film kaplanmamış tek kristal Si (100) alttaşının XRD ölçümü yapıldı. Ölçüm sonucu Şekil 4.3'teki grafikte verilmiştir. Grafikte görülen piklerin hangi yansımalardan kaynaklandığı şekil üzerinde belirtilmiştir. Cu K_α ışınının (1.54 Å) kullanıldığı bu ölçümde 32.8°'de Si (002) pikinin yanında, 69°'de Si (004) yönelimine karşılık gelen pik gözlenmiştir. Ayrıca Cu K_β ışınından kaynaklanan Si (004) piki de 61.5°'de ölçülmüştür. 65° civarında ölçülen Si alttaşın (004) yüzeyinden gelen iki adet düşük şiddetteki pik ise katottan kopup anoda yapışan Tungsten (W) elementinin $L_{\alpha 1}$ ve $L_{\alpha 2}$ ışımasından kaynaklanmaktadır. Son olarak. 44°'de ölçülen pik ise XRD cihazının örnek tutucusundan gelmektedir.



Şekil 4.3: Üzerine film büyütülmemiş tek kristal Si (100) alttaşın XRD grafiği gösterilmiştir.

Si alttaşa ait pikler belirlendikten sonra, tavlama işleminin IrMn tabakası üzerindeki etkisini araştırmak için Si (100) / SiO_2 (~200 nm) alttaş üzerine tek katman 30 nm kalınlığında iki adet IrMn film büyütüldü. Bunlardan bir tanesi büyütme işleminden sonra vakumdan çıkarılmadan (in-situ) 500 °C sıcaklıkta 45 dakika boyunca tavlandı. Diğer IrMn film hiçbir tavlama yapılmadan vakumdan çıkarıldı. Daha sonra her iki filmin XRD ölçümü yapıldı. Şekil 4.4:a)'da 500 °C'de tavlanmış, b)'de tavlanmamış 30 nm kalınlıklı IrMn filmlerin XRD ölçüm sonuçları verilmiştir [101]. Şekil 4.4'teki grafikte diğer kısımlar Şekil 4.3'te verilen ile aynı olduğu için

grafik 38° ile 52° açı değerleri arasında kırpılmıştır. Şekil 4.4:b)'de görüldüğü gibi tavlama işlemine tâbi tutulmayan örnekte IrMn ile ilgili XRD piki gözlenmemiştir. Diğer taraftan vakum altında 500 °C sıcaklıkta tavlanan örnekte IrMn'a ait (111) ve (200) yönelimine karşılık gelen iki adet XRD piki gözlenmiştir. Bu sonuçlara göre, tavlamanın etkisiyle IrMn tabakasının amorf yapıdan, (111) ve (002) yönelimlerinde iki farklı kristal yapıya geçtiği görülmektedir. Bu yapısal gelişim exchange bias etkisi göstermesi açısından çok olumludur. Çünkü çalışmalar, yüksek exchange bias alanı (H_{EB}) ve engelleme sıcaklığı (T_B) sağlaması için IrMn tabakasının (111) yapısında olması gerektiğini göstermiştir [22, 38]. Aynı zamanda IrMn'ın (002) yapısında exchange bias etkisini kayda değer ölçüde arttırdığı gözlemlenmiştir [80]. Genellikle bilimsel çalışmalarda bu yönelimde IrMn elde etmek için kalın ve iletken tampon tabakalar kullanılmıştır [22, 29, 44]. Ama manyeto-direnç tabanlı sensörlerde kalın ve iletken tampon tabakalar sensör hassasiyeti açısından olumsuz etkisi olan şönt akımının artmasına neden olmaktadır. Bu çalışmada hiçbir tampon tabaka kullanmadan sadece vakum altında IrMn tabakası ön tavlama yapılarak, (111) ve (002) yöneliminde olması sağlanmıştır.

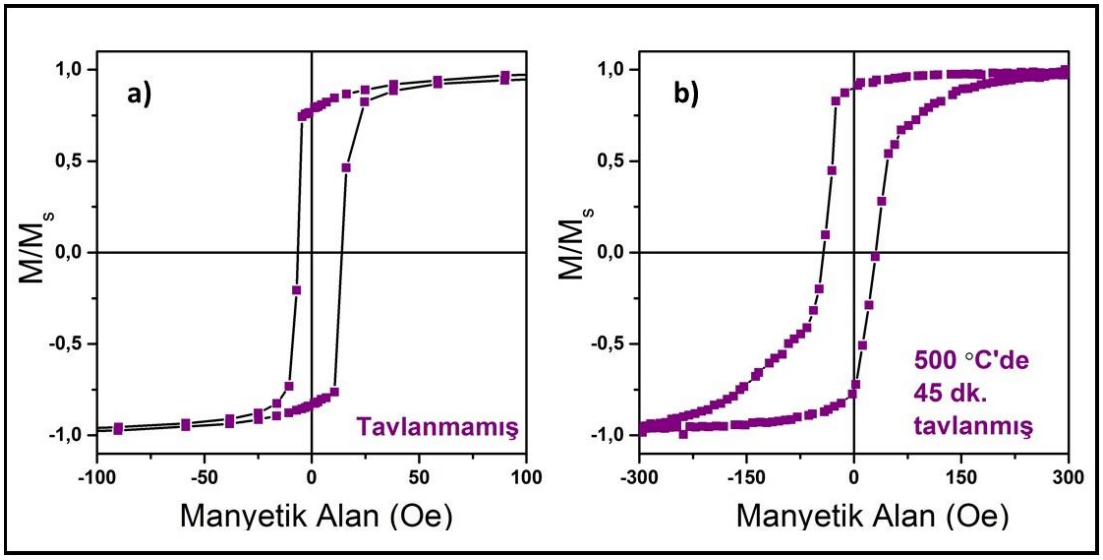


Şekil 4.4: a) 500 °C'de tavlanmış b) tavlanmamış 30 nm IrMn filmlerin XRD grafiği.

4.1.3. Veriler ve Tartışma

4.1.3.1. Oda sıcaklığında ve Yüksek Sıcaklıklarda Exchange Bias Ölçümleri

Bu bölümde IrMn tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak büyütülen IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) filmlerin DC mıknatıslanma ölçümleri analiz edildi. Ölçümler Quantum Design PPMS 9T sisteminde VSM tekniği kullanılarak yapıldı. Ölçüm sırasında hârici manyetik alan film düzleminde FM tabakanın (Py) kolay ekseni boyunca uygulanmış ve farklı sıcaklıklarda her örnek için manyetik alana bağlı mıknatıslanma eğrileri elde edilmiştir.



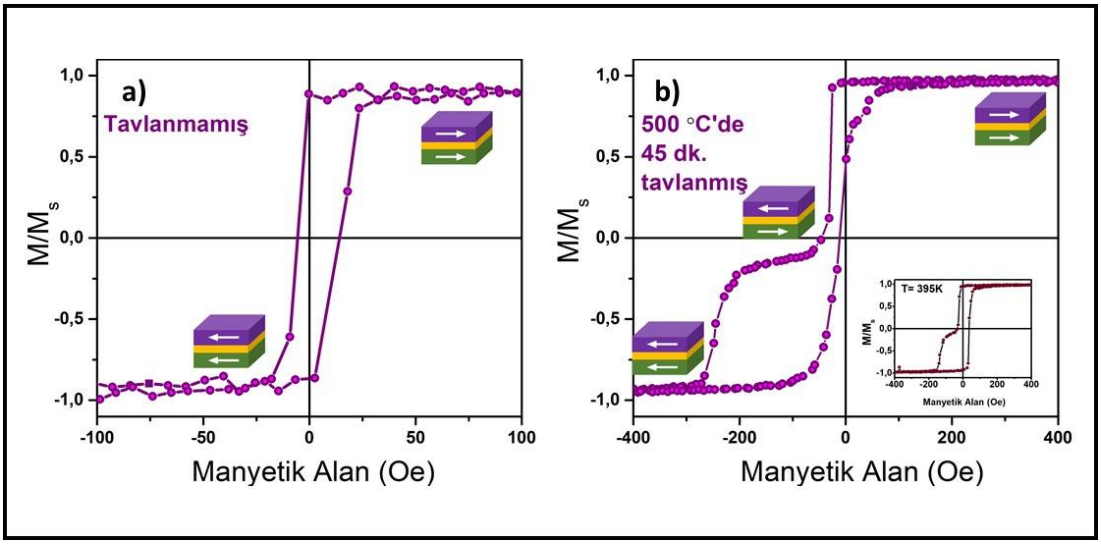
Şekil 4.5: VSM ile a) 500 °C'de tavlanmış b) tavlanmamış IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana örnek sistemi için oda sıcaklığında kaydedilen normalize edilmiş histeresis ölçümleri.

Büyütme işleminden sonra, vakumdan çıkarılan filmlerin herhangi bir manyetik ve ısıl işleme uğramadan (as-grown) oda sıcaklığında mıknatıslanma ölçümleri yapılmıştır. Şekil 4.5'te tavlanmamış ve IrMn tabakası 500 °C'de tavlanmış IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) filmlerin mıknatıslanma ölçümleri verilmiştir. Bu grafikte a)'da gösterilen mıknatıslanma eğrisinde, Co ile Py tabakalarının mıknatıslanmalarının manyetik alan boyunca birlikte hareket ettikleri görülmektedir. Çünkü Co ile IrMn arasında güçlü bir exchange bias etkisi kurulamadığı için Co ve

Py'un manyetik domenleri birlikte dönmektedirler. Diğer taraftan 500 °C'de tavlanan örneğin mıknatıslanma eğrisinde Şekil 4.5:b)'de gösterildiği gibi Co ve Py tabakalarının kısmen birbirlerinden bağımsız olarak hareket ettiği görülmektedir. Bu grafik dikkatli incelendiğinde, manyetik alan pozitiften negatife tarandığında Py'un mıknatıslanması çok keskin bir şekilde dönerken, Co'ın mıknatıslanmasının daha yüksek alanlarda döndüğü görülmektedir. Bu davranış, büyütme esnasında yapılan tavlama işleminin IrMn tabakasına (111) yönelimi kazandırmasından dolayı, IrMn ile Co'ın ara yüzeyindeki manyetik momentlerin birbiriyle etkileşmesinden ileri gelmektedir. Öte yandan dev manyeto-direnç (GMR) etkisini en şiddetli bir şekilde görmek için gerekli olan Co ile Py arasında tam bir anti-paralel düzenin olmadığı, şekil 4.5:b)'de verilen mıknatıslanma eğrisinden açık bir şekilde anlaşılmaktadır.

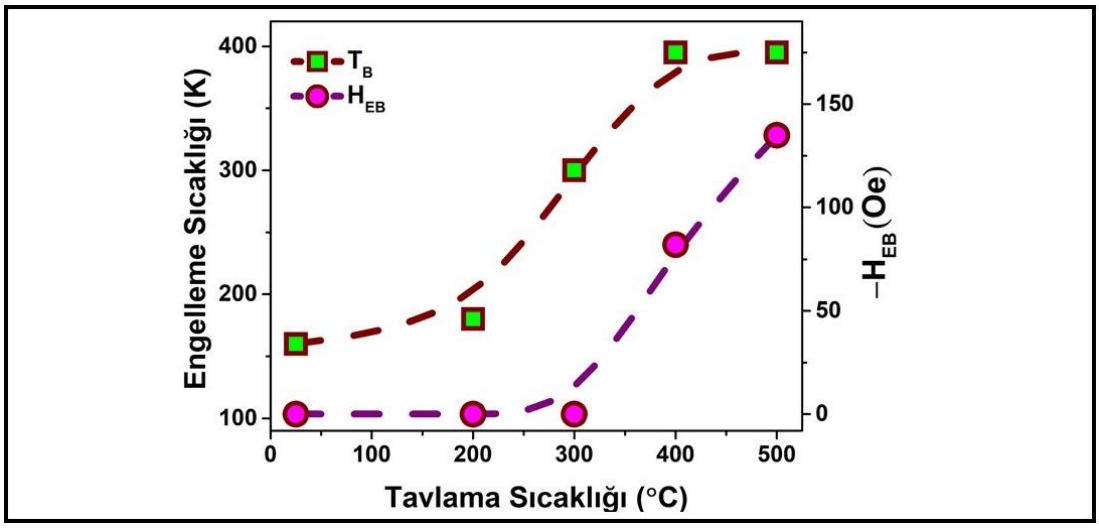
Spin-vana yapılarında maksimum manyeto-direnç oranı elde etmek için manyetik tabakaların mıknatıslanmaları arasında tam anti-paralel düzen sağlamak gerekmektedir. Şekil 4.5'te verilen grafikte Co ve Py tabakalarının mıknatıslanmaları arasında anti-paralel düzen elde edilememiştir. Bunun nedeni Co ve IrMn tabakaları arasında çok güçlü exchange bias anisotropisi olmamasıdır. Bu anizotropiyi oluşturmak için, büyütme sonrasında, tüm filmler 390 K'de ve Py'un kolay ekseni boyunca uygulanan 1 Tesla alan altında 1 saat bekletildi. Daha sonra 1 Tesla alan altında 10 K'ne kadar soğutma işlemine tâbi tutuldu. Bu işlem literatürde alan altında soğutma (field cooling) olarak isimlendirilmektedir. Böylece Co ve IrMn arasında exchange bias anisotropisi oluşturulmuştur. Daha sonra tüm örneklerin, 10 K'den 395 K'ne kadar belirli sıcaklıklarda mıknatıslanma ölçümleri yapıldı. Şekil 4.6'da tavlanmamış ve IrMn tabakası 500 °C'de tavlanmış IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) film sistemlerinin exchange bias oluşturulduktan sonra oda sıcaklığında yapılan mıknatıslanma ölçümleri verilmiştir [101]. Ayrıca 500 °C'de tavlanan örneğin 395 K'deki mıknatıslanma ölçümü Şekil 4.6: b)'de iç grafik olarak verilmiştir. Şekil 4.6: a)'da verilen tavlanmamış örneğin mıknatıslanma eğrisinde, Co tabakasının mıknatıslanmasını sabitleyen exchange bias etkisi olmadığı için Co ile Py tabakalarının mıknatıslanmaları manyetik alan boyunca birlikte hareket etmektedirler. Düşük sıcaklıklarda bu örnekte çok güçlü exchange bias alanı gözlenmiştir. Ama engelleme sıcaklığının (blocking temperature) oda sıcaklığının altında olmasından dolayı 305 K'de yapılan mıknatıslanma ölçümlerinde herhangi bir exchange bias etkisi gözlenmemiştir. Öte yandan 500 °C'de tavlanmış örneğin mıknatıslanma eğrisi Şekil

4.6 b)'de görüldüğü gibi net bir spin-vana davranışı sergilemektedir. Bu grafikte Py tabakasının mıknatıslanması çok düşük alanda dönerken, Co tabakasının mıknatıslanması exchange bias anizotropisinden ötürü daha büyük alan değerinde dönmüştür. Bu davranıştan ötürü Py ve Co tabakalarının mıknatıslanmaları arasında negatif manyetik alan yöneliminde anti-paralel bir düzen olduğu görülmektedir. Pozitif manyetik alan bölgesinde her iki ferromanyetik tabakanın mıknatıslanması aynı yönde bulunmaktadır. Manyetik alan değeri pozitiften negatife doğru tarandığı zaman Py'un mıknatıslanması düşük negatif alan bölgesinde hemen dönmüştür. Bunun sebebi, Py tabakasının manyetik olarak küçük koersif alan ve tek domain yapısına sahip olmasıdır. Ancak Co tabakasının mıknatıslanması çok büyük negatif alan bölgesinde dönmüştür. Bu davranış IrMn ile Co arasındaki pozitif yönde oluşturulan exchange anizortopisinden kaynaklanmaktadır. Böylece merdiven şeklinde oluşan histeresis eğrisinin basamak kısmı olarak tarif edilen bölgesinde Py ve Co'ın mıknatıslanma yönelimleri anti-paralel düzende bulunur. Öte yandan Şekil 4. 6: b)'de gösterilen grafikte Py'nin histeresis eğrisinin çok küçük miktarda negatif alan yönüne kaydığı gözlenmektedir. Bu kaymanın sebebi, aralarında ince 2 nm Cu bulunan Co ile Py'un tabakalar arası manyetik etkileşmesinden kaynaklanmaktadır. Bunun dışında Py için zorlayıcı alan yaklaşık 10 Oe civarındadır ve bu değer düşük alan hassasiyetli sensör uygulamaları için yeterince uygundur. Co ile IrMn arasındaki exchange bias alanı 300 K ve 395 K sıcaklık değerlerinde sırasıyla 125 Oe ve 55 Oe olarak ölçülmüştür. İç grafik aynı zamanda bu sistemin engelleme sıcaklığının 395 K'den daha büyük olduğunu göstermektedir. Bu sonuç yüksek sıcaklıklarda çalışan sensör uygulamaları açısından büyük önem arz etmektedir.



Şekil 4.6: VSM ile a) 500 °C'de tavlanmamış ve b) 500°C'de 45 dakika tavlanmamış IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana örnek sistemi için exchange bias oluşturulduktan sonra oda sıcaklığında kaydedilen normalize edilmiş histeresis ölçümleri.

Yukarıda da bahsedildiği gibi değişik tavlama sıcaklıklarında büyütülen örneklerin herbiri için VSM ölçümleri yapıldı. Bu mıknatıslanma ölçüm sonuçlarından her örnek için exchange bias alanı ve engelleme sıcaklığı değerleri belirlendi. Şekil 4.7'de IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana sistemi için exchange bias alanı (H_{EB}) ve engelleme sıcaklığı (T_B) değerleri IrMn tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak verilmiştir [101]. Tavlama sıcaklığının, oda sıcaklığından 500 °C'ye kadar artmasıyla, exchange bias anizotropisinin kaybolduğu sıcaklık olan engelleme sıcaklığı 395 K'nin üstüne kadar çıkmıştır. VSM ölçüm sisteminde örnekler en fazla 400 K'e kadar ısıtılabildiği için, daha üst sıcaklıklarda ölçüm yapılamamıştır. Dolayısıyla 400 K ve 500 K'de tavlanan örneklerin engelleme sıcaklığı değerleri net olarak belirlenememiştir.



Şekil 4.7: IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana örnek sistemi için tavlama sıcaklığına bağlı engelleme sıcaklığı (yeşil kareler) ve oda sıcaklığında ölçülen exchange bias alanının (pembe daireler) değişimi.

Örneklerin oda sıcaklığında ölçülen H_{EB} değerinin IrMn tavlama sıcaklığına bağlı davranışı Şekil 4.7'deki grafikte halka simgesiyle (içi dolu pembe daireler) gösterilmiştir. 300 °C ve altındaki tavlama sıcaklığında büyütülen spin-vana örneklerinde oda sıcaklığında hiçbir exchange bias etkisi gözlenmemiştir. 300°C derecenin üstünde tavlanan örnekler için exchange bias alanı tavlama sıcaklığı ile doğrusal olarak artmaktadır. Büyütme sırasında yapılan tavlama işleminin örneklerin hazırlanması bölümünde anlatılan sıralama ile olması çok önemlidir. Diğer türlü spin-vana yapısı bozulmaktadır. Yukarıdaki sonuçlardan istenilen manyetik ve yapısal özellikler açısından en uygun IrMn tavlama sıcaklığı 500 °C olarak belirlenmiştir.

Engelleme sıcaklığı ve exchange bias alanı gibi manyetik özellikler güçlü bir şekilde antiferromanyetik tabakanın kristal kalitesi ve yönelimine bağlıdır [26]. Bundan dolayı tavlama işleminin H_{EB} ve T_B değerleri üzerindeki pozitif etkisinin sebebini anlamak için, IrMn'ın yapısal özelliklerini detaylı bir şekilde bilmek gerekir. Tavlama işleminin IrMn'ın yapısal özelikleri üzerindeki etkisi bir önceki bölümde XRD yöntemiyle analiz edildi. Şekil 4.4'te verilen grafik incelendiğinde, amorf olan IrMn tabakasının, 500 °C 'de tavlandığı zaman (111) ve (002) yöneliminde polikristal yapıya dönüştüğü görülmektedir. Dolayısıyla H_{EB} ve T_B gibi manyetik özelliklerin gelişmesi, IrMn tabakasında (111) ve (002) yapılarının oluşmasına atfedilmektedir. Çünkü exchange bias sistemlerinden oluşan çok katmanlı film yapılarında

antiferromanyetik tabakanın yapısal özellikleri çok önemli role sahiptir [26]. Birçok deneysel ve teorik çalışmada, özellikle antiferromanyetik IrMn'ın (111) yöneliminin H_{EB} ve T_B değerlerini geliştirdiği gösterilmiştir [38, 127, 128]. Aynı zamanda başka çalışmalarda da IrMn'ın (002) yapısının exchange bias etkisini artırdığı gözlenmiştir [80]. Şekil 4.4'te verilen XRD grafiğinde, tavlanan örneklerde her iki IrMn yapısının da mevcut olduğu görülmektedir. Bu sonuç tavlama işleminin manyetik özellikler üzerindeki etkisini desteklemekte ve spin-vana yapılarında exchange bias'ın gelişmesini açıklamaktadır.

Literatürde polikristal antiferromanyetik IrMn ince filmler genellikle (111) veya (002) yönelimlerinde gözlenmiştir. Yüksek exchange bias sergileyen bu yapıları elde etmek için, IrMn tabakasının altına başka bir malzemeden yapılmış iletken ve kalın tampon ara tabakalar kullanılmaktadır. Mesela IrMn (111) yapısını elde etmek için Ta [29, 30], Ru [36], Ta/Pt [37], NiFe [22, 38], Os/Cu [39, 40] ve onların kombinasyonlarından [22, 41, 42] oluşan farklı tampon tabakalar kullanılmıştır. Diğer yandan IrMn tabakasına (002) yönelimi kazandırmak için 50 nm epitaksiyel Cu tampon tabakası kullanılmıştır [40, 43, 44]. Ancak aktif katmanı yaklaşık 6-10 nm arasında olan spin-vana sensör yapıları için bu denli kalın tampon tabaka kullanımı cihazlar açısından sensör hassasiyetini azaltan şönt akımının artmasına neden olmaktadır [45-47]. Bu çalışmada hiçbir tampon tabaka kullanılmadan, yalıtkan SiO_2 üzerine IrMn büyütülerek, sadece uygun tavlama prosedürü sayesinde IrMn tabakası için istenilen kristal yönelimi elde edildi. Böylece sensör hassasiyeti azaltılmadan, yüksek engelleme sıcaklığı ve exchange bias alanı değerleri oluşturulmuştur.

4.1.4. Sonuçlar

Yapılan tez çalışmasının bu kısmında, Si(100)/SiO_2(~200 nm) alttaş üzerine büyütülen IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) spin-vana örneklerinin IrMn tavlama sıcaklığına bağlı yapısal ve manyetik özellikleri incelendi. Bu örneklerde IrMn tavlama sıcaklığının artmasıyla engelleme sıcaklığı ve exchange bias alanı değerlerinin çok güçlü bir şekilde yükseldiği gözlemlendi. Yüksek exchange bias alanı ve engelleme sıcaklığı açısından en uygun tavlama sıcaklığı 500 °C olarak belirlendi. Ayrıca XRD ölçümleri, 500 °C'de yapılan tavlanma işlemiyle IrMn'ın amorf yapıdan (111) ve (002) yönelime geçtiğini gösterdi. Böylece, tavlama sıcaklığının artması ile

H_{EB} ve T_B değerinin yükselmesi, IrMn tabakasındaki yapısal değişimden kaynaklandığı kanıtlandı.

4.2. IrMn-Tabanlı Spin-Vana Yapılarıda AF Tabaka Kalınlığının Etkisi

4.2.1. Giriş

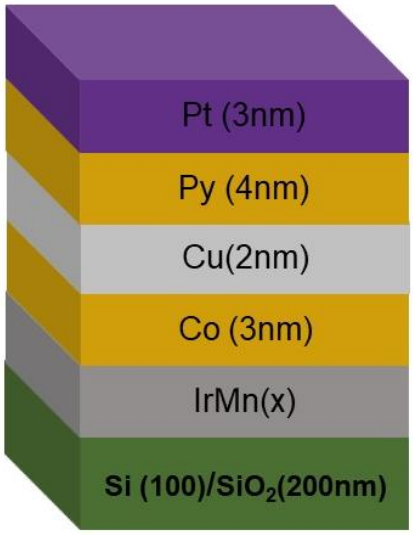
Manyetik sensörlerde kalın tampon tabakaların kullanılması şönt akımına neden olduğu için sensör hassasiyetini ciddi ölçüde azaltmaktadır. Bu amaçla yukarıdaki bölümde hiçbir tampon tabaka kullanılmadan, sadece IrMn tabakası 500 °C'de tavlanarak, yüksek sıcaklıklarda exchange bias gösteren IrMn-tabanlı spin-vana sistemleri elde edildi. Bu bulgular exchange bias tabanlı sensör uygulamalarında yüksek hassasiyet açısından çok büyük önem arz etmektedir. Öte yandan sadece tampon tabakalar değil aynı zamanda antiferromanyetik tabaka kalınlığı da şönt akımının artmasına neden olmaktadır. Ama yüksek exchange bias alanı ve engelleme sıcaklığı elde edebilmek için antiferromanyetik tabakanın yeterince kalın olması gerekmektedir. [26, 48]. Bu nedenle şönt akımını artırmadan, H_{EB} ve T_B değerlerinin artması manyeto-direnç tabanlı sensör uygulamaları açısından çok önemlidir.

Bu bölümde, IrMn-tabanlı spin-vana yapılarında yüksek exchange bias alanı ve engelleme sıcaklığı veren en ince AF kalınlığını belirlemek için IrMn tabaka kalınlığının fonksiyonu olarak filmler üretildi. Tüm örneklerde IrMn tabakası 500 °C sıcaklıkta tavlandı. IrMn tabaka kalınlığının fonksiyonu olarak üretilen filmlerin yapısal, manyetik ve elektriksel özellikleri incelendi ve sensör hassasiyeti açısından ön araştırmaları yapıldı.

4.2.2. Örneklerin Hazırlanması ve Yapısal Özelliklerinin Belirlenmesi

Si(100)/SiO_2(200) alttaş üzerine büyütülen IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) sistemi için IrMn tabakası 1, 2, 3, 4, 6, 8, 10, 15, 20 nm kalınlığında olacak şekilde 9 adet örnek hazırlandı. Önceki bölümde edinilen bulgular sayesinde tüm filmlerin IrMn tabakası 500 °C'de tavlama işlemine tâbi tutuldu. Hazırlanan örnek sisteminin şematik

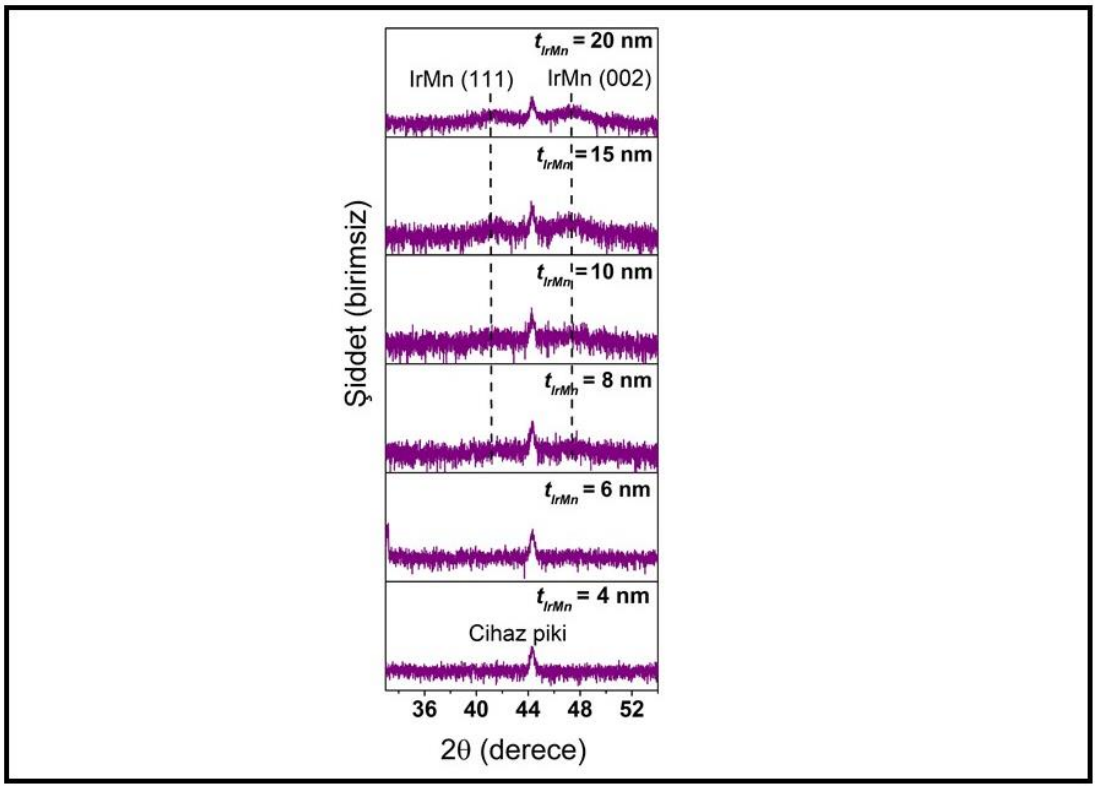
gösterimi Şekil 4.8'de verilmiştir. X-ışını kırınımı (XRR) ölçüm sonuçlarının simülasyonundan kalınlık, yüzey ve arayüzey pürüzlülükleri belirlendi. Her bir tabakanın kalınlığı yaklaşık olarak Şekil 4.8'de verilen değerlerle aynı çıkmıştır.



Şekil 4.8: Bu çalışmada 2. set olarak yapılan GMR spin-vana film katmanlarının kesitten görünümü. Buradaki IrMn kalınlığı 1 nm'den 20 nm'ye kadar değiştirilmiştir.

4.2.2.1. Yapısal Analiz (XRD)

Amorf yapıda bulunan IrMn tabakası 500 °C sıcaklıkta tavlandığında, aynı anda (111) ve (002) yönelimde iki farklı polikristal yapıda düzen aldığı bir önceki bölümden bilinmektedir. Bu kristal düzenlere geçtiğinden dolayı H_{EB} ve T_B değerleri önemli ölçüde yükselmiştir. Burada IrMn tabanlı spin-vana sistemi için IrMn'ın (111) ve (002) yönelimlerinin tabaka kalınlığına bağlı olarak analizi yapılmıştır. Şekil 4.9'da farklı IrMn kalınlığı için IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) film sisteminin XRD ölçüm sonuçları verilmiştir. Ortada büyük bir şekilde 44° civarında görülen pik XRD cihazının örnek tutucusundan kaynaklanmaktadır. IrMn kalınlığı ultra ince seviyede (≤ 6 nm) iken herhangi bir yönelime karşılık gelen IrMn piki gözlenmemiştir. Ama kalınlık t_{IrMn} = 8 nm olduğu zaman IrMn (111) ve (002) yönelimine karşılık gelen XRD pikleri ortaya çıkmış ve kalınlığın artmasıyla bu piklerin şiddeti artmıştır.



Şekil 4.9: IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) film sisteminin XRD ölçüm deseni.

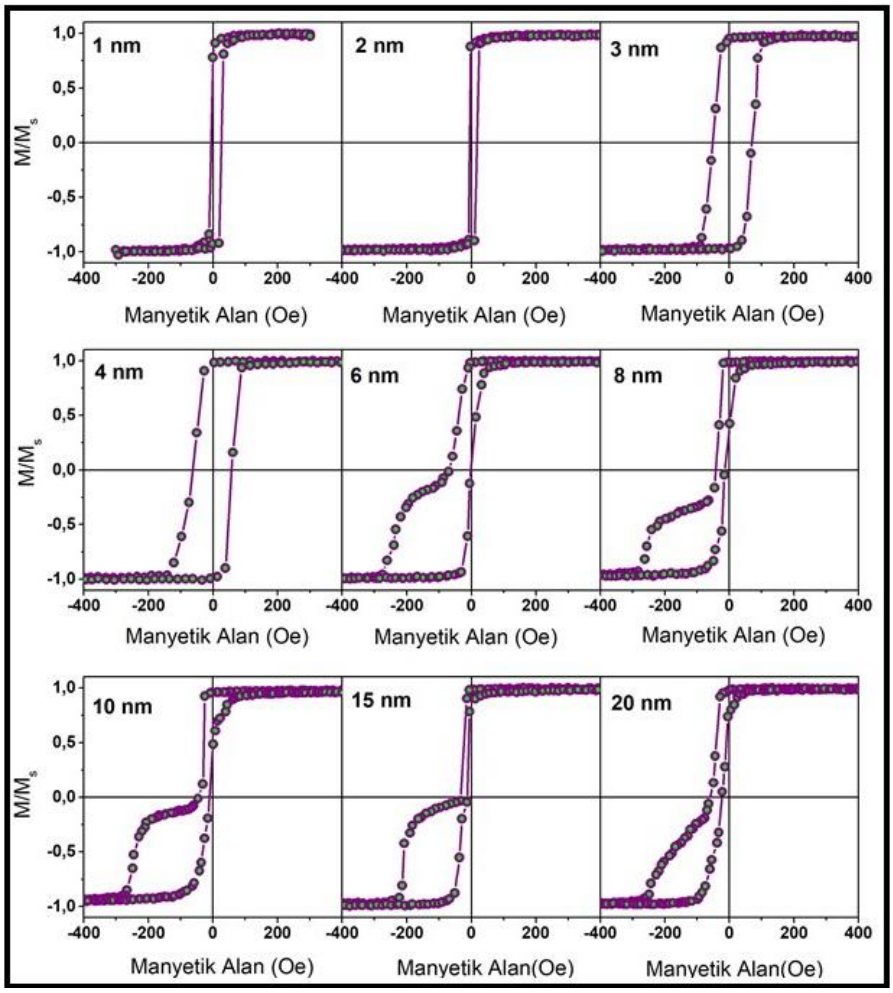
4.2.3. Veriler ve Tartışma

4.2.3.1. IrMn Kalınlığına Bağlı Manyetik Özellikler

Bu kısımda IrMn kalınlığına bağlı olarak büyütülen spin-vana sistemleri için yukarıdaki DC mıknatıslanma ölçümleri tekrarlanarak amaçlara en uygun filmlerin ön araştırmaları yapılmıştır. Örneklerin manyetik alana bağlı mıknatıslanma davranışları VSM tekniği kullanılarak belirlenmiştir. İlk olarak spin-vana sistemlerinde IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak exchange bias alanı ve engelleme sıcaklığı değerlerinin değişimi incelendi. Daha sonra spin-vana tabanlı sensör cihazlarında dayanıklılığın bir ölçüsü olan exchange bias'ın tâlim etkisi test edildi. Son olarak tâlim etkisinin IrMn kalınlığına bağlı değişimi incelendi.

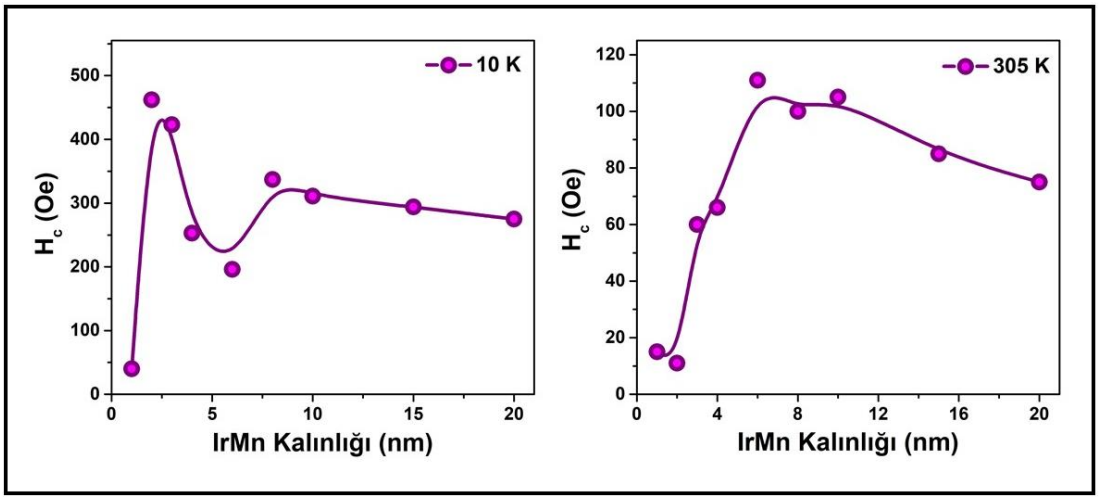
DC mıknatıslanma ölçümlerinden önce Co ve IrMn tabakaları arasında exchange bias anisotropisi oluşturmak için tüm filmler 390 K'de ve Py'un kolay ekseni boyunca uygulanan 1 Tesla alan altında 1 saat bekletildi. Daha sonra 1 Tesla alan altında 10 K'ne kadar soğutma işlemine tabi tutuldu. Böylece Co ve IrMn arasında

exchange bias anisotropisi oluşturulmuş oldu. Daha sonra 10 K'den 395 K'ne kadar belirli sıcaklıklarda tüm örneklerin manyetik alana bağlı mıknatıslanma ölçümleri yapıldı. Şekil 4.10'da IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak büyütülmüş IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) film sistemleri için oda sıcaklığında ölçülmüş mıknatıslanma eğrileri gösterilmektedir. Bu mıknatıslanma eğrilerinde, yumuşak manyetik özellikler sergileyen serbest Py ile IrMn tarafından sabitlenmiş Co katmanlarının histeresis döngüleri açıkça birbirinden ayırt edilebilmektedir. Bu sayede yumuşak ve sabit katmanların birbirinden bağımsız şekilde exchange bias (H_{EB}) ve zorlayıcı (H_C) alan değerleri belirlenebilir. IrMn kalınlığı ultra ince seviyede iken (1-2 nm), oda sıcaklığında herhangi bir antiferromanyetik düzen oluşmamıştır. Bu yüzden IrMn katmanı Co'ın mıknatıslanması üzerinde manyetik olarak hiçbir etkisi olmayan bir tabaka gibi davranır. Öte yandan Co ile Py arasındaki tabakalar arası (interlayer) etkileşmeden dolayı her iki tabaka yekpâre şekilde birlikte dönerler. IrMn kalınlığı 3 nm olduğunda, Co tabakasının zorlayıcı alanı güçlü bir şekilde artmıştır. Bunun nedeni Co ile IrMn spinleri arasındaki çiftlenim kuvveti, IrMn'ın kristal anisotropi enerjisinden daha güçlü olduğu için, dış alanın (*H*) sadece Co spinlerini değil, aynı zamanda IrMn'ın arayüzeyindeki spinlerini de döndürmesinden kaynaklanır. Co spinleri ile birlikte dönen IrMn spinleri ekstra manyetik alan gerektirir. Dolayısıyla zorlayıcı alan artar. Bunun yanısıra Py ve Co arasındaki etkileşmeden dolayı iki ferromanyetik tabaka manyetik alan boyunca birlikte dönerek Şekil 4.10'da gösterildiği gibi yüksek zorlayıcı alanlı tek bir ferromanyetik malzeme gibi davranmıştır. IrMn kalınlığı 4 nm'nin üstüne çıktığı zaman AF katmanın kristal anisotropisi enerjisi, Co ile IrMn spinleri arasındaki çiftlenim kuvvetinden güçlüdür. Bu nedenle Co'ın mıknatıslanması manyetik alan ekseninde sola doğru kaymış ve negatif manyetik alan ekseninde merdiven şeklinde çift histeresis eğrisi oluşmuştur. Bu durum Şekil 4.10'daki IrMn kalınlığının 4 nm'nin üstünde olduğu grafiklerde açık bir şekilde gözlenmektedir.



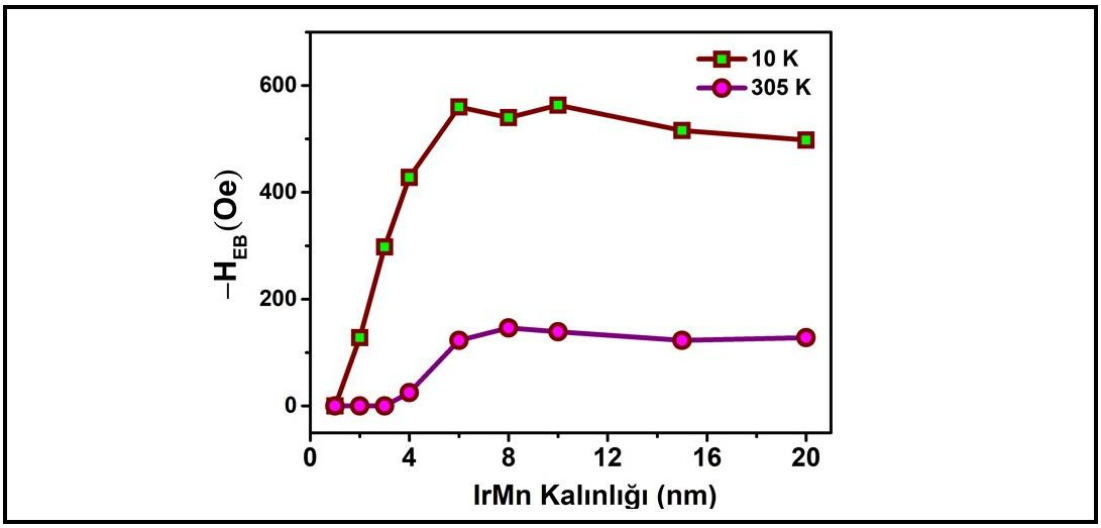
Şekil 4.10: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) film sisteminin IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak oda sıcaklığında alınmış mıknatıslanma ölçümleri.

Şekil 4.10'da verilen mıknatıslanma grafiklerinden Co tabakası için exchange bias ve zorlayıcı alan değerleri hesaplanmıştır. Şekil 4.11'de verilen grafik 10 K (a) ve 305 K (b) sıcaklıklarda IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak Co tabakası için zorlayıcı alan değerinin değişimini göstermektedir. 10 K'de IrMn kalınlığı 2 nm olduğu zaman zorlayıcı alan en yüksek değerine ulaşmıştır. Bu durum IrMn'ın antiferromanyetik domain yapısının oluşmasına, ancak Co ile IrMn spinleri arasındaki etkileşmenin hâlâ zayıf olmasına atfedilir. Dolayısıyla zorlayıcı alanda meydana gelen bu artış aynı zamanda exchnage bias etkisinin başlangıcının bir göstergesidir. Daha sonra IrMn kalınlığının artması ile zorlayıcı alan değeri azalmaktadır. Oda sıcaklığında ise 6 nm IrMn kalınlığında Co tabakasının zorlayıcı alan değeri en yüksek değerine ulaşmış ve kalınlığın artması ile azalma eğilimine geçmiştir.



Şekil 4.11: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 1 – 20 nm) örnek sistemi için 10 K (solda) ve 305 K'de (sağda) zorlayıcı alanının IrMn kalınlığına göre değişimi.

Spin-vana yapılarının 305 K ve 10 K sıcaklıklarda IrMn kalınlığına bağlı olarak exchange bias alanının değişimi, Şekil 4.12'de verilen grafikte gösterilmiştir [101]. Oda sıcaklığında exchange bias etkisinin ortaya çıktığı IrMn kalınlık değeri 4 nm olarak belirlenmiştir. Bu durum, $K_{AF}t_{AF} \geq J_{EB}$ koşulu sağlandığında EB etkisinin oluşacağını söyleyen Meiklejohn ve Bean modeli ile açıklanabilir [72, 73]. Burada J_{EB}, K_{AF} ve t_{AF} sırasıyla arayüzey değiş-tokuş integrali, IrMn'ın manyetik anizotropi enerjisi ve IrMn tabakası kalınlığını ifade etmektedir. Öte yandan oda sıcaklığında exchange biasın ilk oluştuğu IrMn kalınlığı ile zorlayıcı alanın arttığı kalınlık aynıdır. Exchange bias etkisinin başlangıcından sonra, H_{EB} hızlı bir şekilde IrMn kalınlığının artması ile yükselir ve IrMn kalınlığı 8 nm olduğunda yaklaşık 146 Oe değerinde doyuma ulaşır. Diğer taraftan 10 K sıcaklıkta, exchange bias etkisi 2 nm IrMn kalınlığında ortaya çıkmış ve kalınlığın artması ile H_{EB} değeri çok hızlı bir şekilde yükselmiştir. IrMn kalınlığı 6 nm'ye ulaşınca H_{EB} değeri doyuma ulaşmıştır. H_{EB} değeri doyuma ulaştıktan sonra, kalınlığın artması ile exchange bias alanınında bir miktar azalma meydana gelmiştir. Bunun nedeni, IrMn kalınlığının artması ile IrMn tabakasında bazı mikro yapısal değişikliklerin meydana gelmesidir. Çünkü, IrMn tabakasındaki herhangi bir faz veya manyetik yönelim artık belirli kalınlıkların üzerinde sabit değildir.

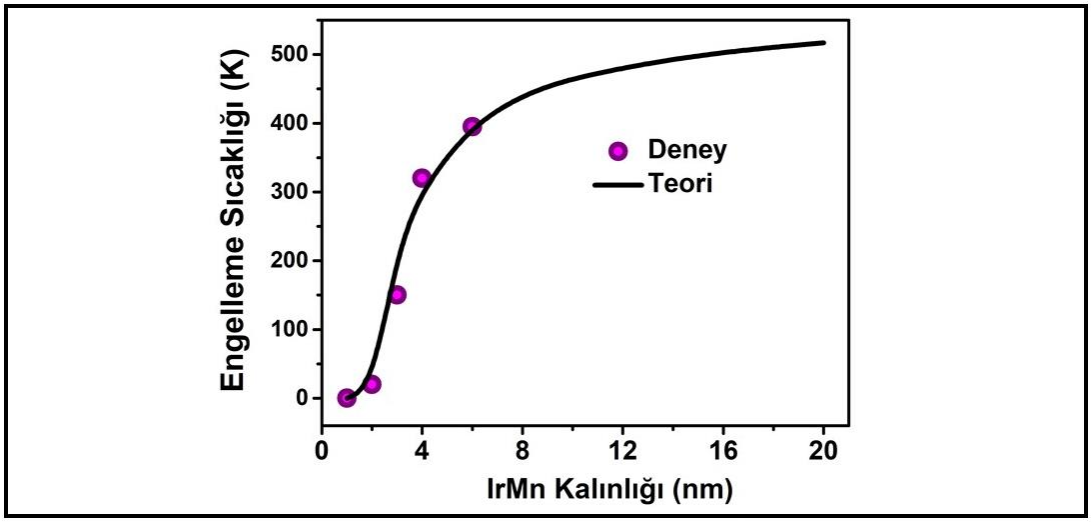


Şekil 4.12: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 1 – 20 nm) örnek sistemi için 10 K (yeşil kareler) ve 305 K'de (mor daireler) ölçülen exchange bias alanının IrMn kalınlığına göre değişimi.

Spin-vana yapılarında IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak engelleme sıcaklığının (blocking temperature) değişimi Şekil 4.13'teki grafikte gösterilmiştir [101]. İçi dolu mor daire ile gösterilen simgeler, ölçümlerden elde edilen engelleme sıcaklığı değerleridir. IrMn kalınlığının 6 nm'nin üstüne çıkması ile engelleme sıcaklığı 395 K'nin üstüne kadar çıkmıştır. Fakat VSM ölçüm sisteminin sıcaklığı 400 K'le sınırlı olduğu için, daha üst sıcaklıklarda ölçüm yapılamamıştır. Dolayısıyla IrMn tabaka kalınlığı 6 nm'nin üstünde olan örneklerin engelleme sıcaklığı değerleri deneysel olarak belirlenememiştir. Bu nedenle, denklem (4.1)'de verilen eşitlik kullanılarak IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak T_B değerleri hesaplanmıştır.

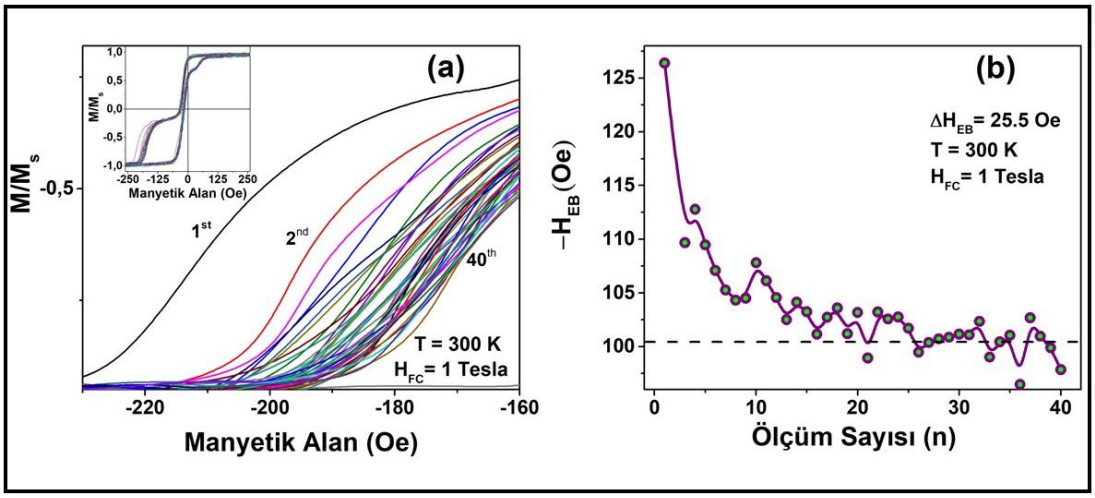
$$\frac{T_B(\infty) - T_B(t_{AF})}{T_B(\infty)} = \left(\frac{\xi_0}{t_{AF}}\right)^{\delta} \tag{4.1}$$

Burada, $T_B(\infty)$ bulk antiferromanyetik katman için engelleme sıcaklığını ifade etmektedir. ξ_0, δ ve t_{AF}, sırasıyla, korelasyon mesafesi, kaydırma üstü (shift exponent) ve antiferromanyetik tabakanın kalınlığını ifade etmektedir. Şekildeki grafikte eşitlik (4.1) kullanılarak elde edilen fit değerleri siyah çizgi ile gösterilmiştir. Bu fit değerlerinden kaydırma üstü (δ) değeri 1.10 (birimsizdir) ve korelasyon mesafesi (ξ_0) değeri ise 1.95 nm olarak bulunmuştur. $T_B(\infty)$ değeri literatürdeki çalışmalardan 560 K olarak kabul edilmiştir [102].



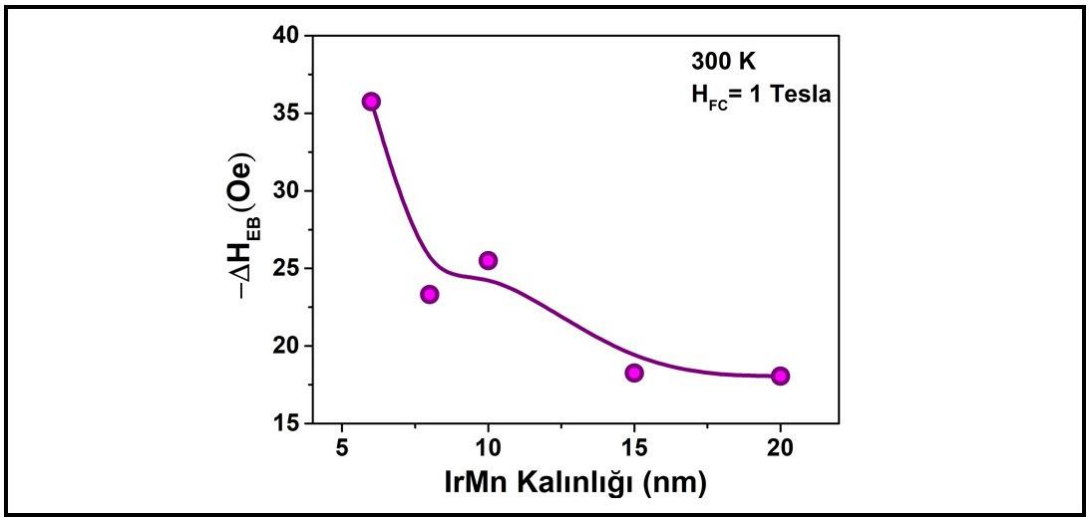
Şekil 4.13: IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 1 – 20 nm) örnek sistemi için engelleme sıcaklığının IrMn kalınlığına göre değişimi.

Çoğu exchange bias etkisi içeren film sistemlerinde, gerçekleştirilen ardışık mıknatıslanma (histeresis) eğrisi ölçümlerinin sayısına (*n*) bağlı olarak H_{EB}'nin değeri azalmaktadır. Tâlim (training) etkisi olarak bilinen bu özellik, antiferromanyetik katmanın spin yapısının dengesizliğinden (nonequilibrium nature) kaynaklanmaktadır. Tâlim etkisi exchange bias'ın kalıcılığının bir ölçüsü olduğu için, sensör uygulamaları açısından çok önemlidir. Bu kısımda IrMn tabanlı spin-vana yapılarının sensör uygulamaları açısından dayanıklılığını test etmek amacıyla tâlim etkisi ölçümleri yapılmıştır. Tâlim etkisi ölçüm prosedüründe, ilk olarak tüm örnekler 1 Tesla manyetik alan altında 390 K'den 300 K sıcaklığına kadar soğutuldu. Böylece tüm spin-vana film yapılarında exchange bias anisotropisi oluşturuldu. Daha sonra 300 K sıcaklıkta ardışık olarak 40 defa mıknatıslanma ölçümü alındı. Şekil 4.14: a)'da IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) film sistemi için ardışık olarak ölçülen histeresis eğrilerinin değişimi gösterilmiştir [101]. Birinci histeresis ölçümünden hesaplanan H_{EB} değeri yaklaşık olarak 126 Oe iken ardışık 40 histeresis ölçümünden sonra yavaş yavaş 101 Oe 'e kadar azalmıştır. Şekil 4.14: a)'nın iç grafiğinde gösterildiği gibi, örneklerin 40 kez ölçümden sonra bile spin-vana davranışını koruması, cihaz dayanıklılığı açısından büyük önem arz etmektedir. Şekil 2.14: b)'deki grafikte aynı film sisteminin ölçüm sayısının (*n*) fonksiyonu olarak exchange bias değerindeki değişimi (ΔH_{EB}) verilmiştir. Bu grafik, ardışık 40 kez histeresis ölçümünden sonra exchange bias alanındaki değişimin (ΔH_{EB}) yaklaşık 25 Oe olduğunu göstermektedir.



Şekil 4.14. a) 300 K sıcaklığında IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) örnek sistemi için tâlim etkisi ölçümü (ardışık 40 defa ölçüm alınmıştır). b) Ölçüm sayısının fonksiyonu olarak exchange bias alanındaki değişim.

Şekil 4.15'te IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) x(6-20 nm) film sistemi için IrMn kalınlığına bağlı ΔH_{EB} değişimi gösterilmiştir [101]. ΔH_{EB} değerinin IrMn kalınlığına bağlı olarak azalması, exchange bias etkisinin dayanıklılığının bir göstergesidir. Literatürde benzer sonuçlar aşağıdaki gibi açıklanmaktadır [105, 129]. IrMn tabakası çok ince iken kristal anisotropi enerjisi zayıf olduğu için yerel tek eksenli anisotropi yönü, arayüzey değiş-tokuş anisotropisinden etkilenir. Böylece, her manyetik histeri ölçümünde histeri eğrisi sağa doğru kayar. IrMn kalınlığının artmasıyla yüzey alanı başına düşen AF tabakanın kristal anisotropi enerjisi değeri büyür. Böylece yerel tek eksenli spinler her ölçümden sonra yönünü değiştirmez. Bundan dolayı tâlim etkisi ölçümlerinde exchange bias etkisinin dayanıklılığı (mukavemeti) artmaktadır [26].



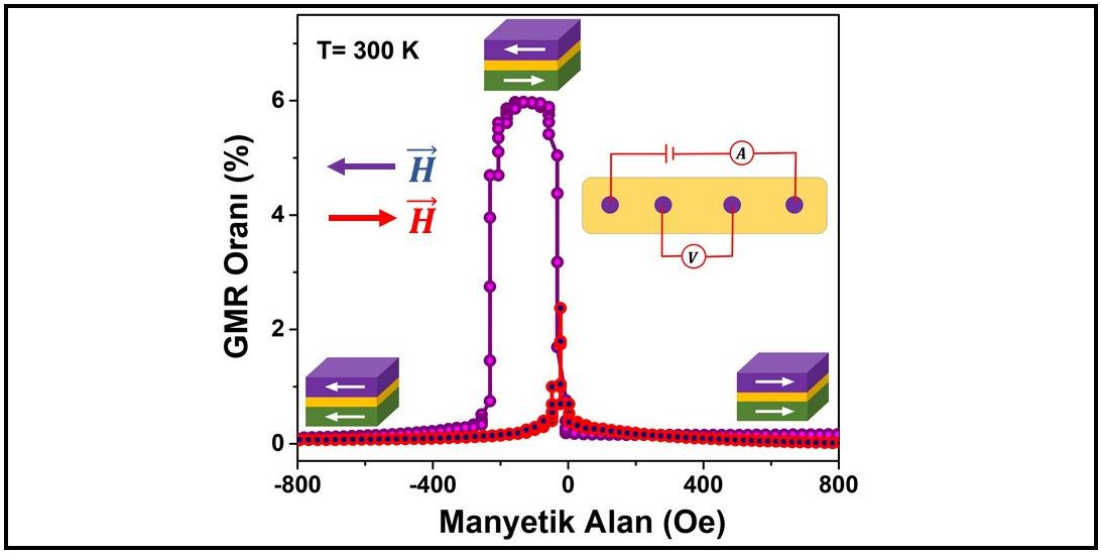
Şekil 4.15. IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 6 – 20 nm) örnek sistemi için IrMn kalınlığına bağlı tâlim etkisinin değişimi.

4.2.3.2. IrMn kalınlığına Bağlı Elektriksel Özellikler

IrMn-tabanlı spin-vana yapılarının manyeto-direnç özelliklerini araştırmak için tüm örneklerin manyetik alana bağlı transport ölçümleri yapılmıştır. Elektriksel ölçümler dört nokta direnç ölçüm tekniği ile yapılmıştır. Yani ince film yüzeyinde belirlenen kolay eksen boyunca bir doğru üzerinden dört noktadan kontak alınmıştır. En dıştaki iki noktadan alınan kontaktan sabit bir akım uygulanmış ve içerdeki iki nokta arasında oluşan elektriksel potansiyel farkı ölçülerek direnç değerleri hesaplanmıştır. Elektiriksel direnç ölçümleri Py tabakasının kolay ekseni yönünde uygulanan manyetik alanın pozitif ve negatif doğrultularda taranmasıyla gerçekleştirilmiştir. Transport ölçümleri için örnekler üzerine maske yapılarak her örnek için kontaklar arası mesafe sabit tutulmuştur. Bu sayede ölçülen direnç değerlerinin kontaklar arası mesafenin farklı olmasından etkilenmemesi sağlanmıştır.

Elektriksel direnç ölçümlerinden önce tüm örnekler 390 K sıcaklığında ve 1 Tesla alan altında 1 saat tavlandı. Sonra 1 Tesla alan altında oda sıcaklığına kadar soğutma işlemine tâbi tutuldu. Oda sıcaklığında Py tabakasının kolay ekseni yönünde uygulanan manyetik alanın pozitif ve negatif doğrultularda taranmasıyla manyeto-direnç ölçümü gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.16'da IrMn(8)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) örnek sistemi için oda sıcaklığında manyetik alanın fonksiyonu olarak direncin değişimi verilmiştir [101]. Bu grafik spin-vana yapılarında meydana gelen dev-manyeto direnç (GMR) etkisini açık bir şekilde göstermektedir. IrMn kalınlığı 8 nm

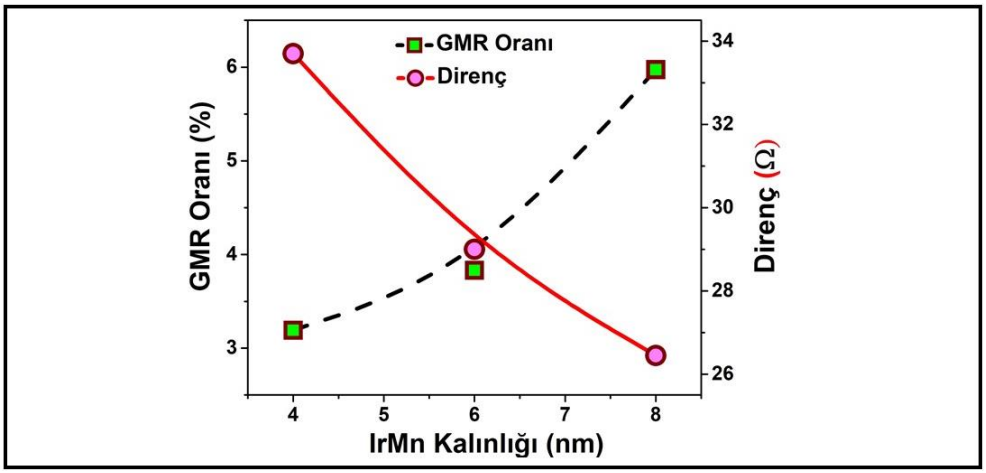
iken, GMR oranı yaklaşık olarak %6 civarındadır. Manyetik alanın fonksiyonu olarak GMR oranının davranışı Şekil 4.6 (b)'de gösterilen mıknatıslanma eğrisine benzerdir. Manyetik alan pozitiften negatif yöne doğru tarandığı zaman, Co ve Py tabakalarının mıknatıslanması aynı yönde olduğu için GMR oranı en düşük seviyededir. Negatif alan tarafına geçtikten sonra Py tabakasının mıknatıslanması negatif yöne döner. Böylece Co ve Py tabakalarının mıknatıslanmaları birbirlerine göre anti-paralel yönelime geçer. Bundan dolayı, GMR oranı en yüksek seviyeye ulaşır. Co ile IrMn arasındaki exchange bias etkisini yenecek seviyede manyetik alan uygulandığı zaman Co tabakasının mıknatıslanması da negatif alan yönüne dönmektedir. Böylece, Co ve Py tabakalarının mıknatıslanmaları aynı yönde olduğu için GMR oranı tekrar en düşük seviyeye düşmektedir.



Şekil 4.16. IrMn(8)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) filminin oda sıcaklığında manyeto-direnç ölçümü. İç grafikteki şekiller örneğin ölçüm geometrisini, Co ve Py tabakalarının mıknatıslanma yönelimini göstermektedir.

IrMn kalınlığına bağlı olarak büyütülen tüm örneklerin manyeto-direnç ölçümlerinden elde edilen sonuçlar ve denklem (2.13) kullanılarak GMR olanları hesaplanmıştır. Şekil 4.17'deki grafikte antiferromanyetik IrMn kalınlığına (4 nm-8 nm) bağlı olarak GMR oranı ve örnek direncindeki değişim gösterilmiştir [101]. IrMn kalınlığının 4 nm'den 8 nm'ye artmasıyla, GMR oranı %3.2'den %6 değerine yükselmiştir. GMR oranındaki bu yükselme, Şekil 4.12'de verilen grafikte gösterildiği gibi IrMn kalınlığının artması ile exchange bias değerinin artmasına atfedilmektedir. GMR oranındaki artışa karşın, örnek direnci IrMn kalınlığına bağlı olarak azalmıştır.

Bunun nedeni, IrMn kalınlığının artması ile sensör hassasiyetini olumsuz yönde etkiyen şönt akımının artması ve toplam direncin azalmasıdır. Ayrıca, Şekil 4.12'de verilen grafikte görüldüğü gibi 8 nm kalınlığının üstünde exchange bias değeri artmazken, şönt akımı artacağı için GMR oranının azalması beklenebilir.



Şekil 4.17. IrMn(x)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(2) (x = 4 – 8 nm) örnek sistemi için dev manyeto-direnç (GMR) oranı ve örnek direncinin IrMn kalınlığına göre değişimi.

4.2.4. Sonuçlar

Bu kısmında, IrMn kalınlığıyla birlikte artan ve sensör hassasiyetini azaltan şönt akımını, en düşük seviyeye getirmek için IrMn kalınlığına bağlı tampon tabakasız spin-vana yapıları büyütüldü. Büyütülen örneklerin yapısal, manyetik ve elektriksel özellikleri incelendi. XRD ölçümlerinden, IrMn kalınlığının artmasıyla IrMn'ın (111) ve (002) yönelimine karşılık gelen piklerin ortaya çıktığı ve kalınlığa bağlı olarak piklerin şiddetinin arttığı gözlendi. Aynı zamanda, exchange bias (H_{EB}) ve engelleme sıcaklığı değerlerinin 8 nm'nin altında IrMn kalınlığı ile çok hızlı bir şekilde arttığı ölçülmüştür. Oda sıcaklığında exchange bias gösteren en ince IrMn kalınlığı 4 nm olarak belirlenmiştir. Elektriksel direnç ölçümleri, IrMn kalınlığının azalmasıyla sistemin toplam direnç değerinin arttığını göstermiştir. Dolayısıyla bu sonuç, akımın büyük kısmının sensörün aktif tabakasından geçtiğinin ve sensör hassasiyetini olumsuz etkileyen şönt akımının azaldığının göstergesidir. Aynı zamanda, GMR oranının 8 nm'nin altında IrMn kalınlığı ile artması, exchange bias alanının artmasına atfedilir. Son olarak IrMn kalınlığına bağlı yapılan tâlim etkisi ölçümlerinden IrMn kalınlığının artmasıyla talim etkisinin azaldığı gözlenmiştir.

5. SONUÇ VE YORUMLAR

Yaklaşık 20 yıldır, spin-vana tabanlı manyetik alan sensörleri bilgi okuma ve depolama teknolojisi, otomotiv endüstrisi ve biyomedikal teknoloji gibi bir çok alanda yoğun bir şekilde kullanılmaktadır. Bu nedenle gelişen teknoloji ile bu tür sensörlerin hassasiyetlerinin artırılması zorunlu hale gelmiştir. Bunun yanında, spin-vana sensör sisteminde hayati önem taşıyan yüksek exchange bias alanı ve engelleme sıcaklığı elde edebilmek için iletken ve kalın tampon tabakalar kullanılmaktadır. Ancak bu tampon tabakalar sensör hassasiyetini düşüren şönt akımlarının artmasına sebep olmaktadır. Bu tez çalışmasında şönt akımının azaltılması için tampon tabakasız IrMn tabanlı spin vana yapılarında tavlama sıcaklığı ve IrMn kalınlığına bağlı film sistemleri çalışıldı.

Spin-vana sensör yapılarında şönt akımının azaltılması iki ana adımda gerçekleştirildi. İlk adımda tampon tabakasız IrMn tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak spin-vana filmleri üretildi. Bu örnek sisteminden en yüksek exchange bias ve engelleme sıcaklığı veren tavlama sıcaklığı belirlendi. İkinci adımda ise belirlenen tavlama sıcaklığı sabit tutularak IrMn kalınlığına bağlı olarak spin vana filmleri üretildi. Buradan da oda sıcaklığının üzerinde yüksek exchange bias veren en ince IrMn tabakası belirlendi.

İlk adımda tampon tabakasız IrMn(10)/Co(3)/Cu(2)/Py(4)/Pt(3) spin-vana yapılarında IrMn katmanı farklı sıcaklıklarda tavlanarak (oda sıcaklığı, 200°C, 300°C, 400°C, 500°C) hazırlandı. IrMn tavlama sıcaklığının yükselmesi ile exchange bias (HEB) ve engelleme sıcaklığı (TB) değerleri güçlü bir şekilde artmıştır. XRD ölçümleri, tavlama sıcaklığı ile IrMn tabakasının amorf yapıdan, (111) ve (002) yöneliminde polikristal yapıya geçtiğini gösterdi. Exchange bias ve engelleme sıcaklığındaki yükselmenin sebebi bu yapısal değişime atfedildi. Aynı zamanda manyetik özellikler açısından en uygun tavalama sıcaklığı 500 °C olarak belirlendi.

Son kısımda tavlama sıcaklığı 500 C°'de sabit tutularak, IrMn kalınlığının fonksiyonu olarak spin-vana filmleri üretildi. XRD ölçümleri, IrMn tabakasının 6 nm'nin üstünde iken (111) ve (002) yöneliminde polikristal yapıya geçtiğini göstermiştir. HEB değeri IrMn kalınlığına 8 nm'ye kadar çok güçlü bir şekilde artarken 8 nm'nin üstünde doyuma gitmiştir. Aynı zamanda yüksek sıcaklıklarda çalışan sensörler açısından engelleme sıcaklığı önemli ölçüde artırılmıştır. Elektriksel direnç ölçümleri, IrMn tabakasının azalması ile sensör hassasiyetini düşüren şönt

akımının azaldığını göstermiştir. Ayrıca spin-vana yapılarında, tampon tabakanın olmamasının, IrMn tabakasının ince olmasının, şönt akımının azalmasında ve sensör hassasiyetinin artmasında önemli bir role sahip olduğu gözlendi. Son olarak, tâlim etkisi ölçümlerinde, IrMn tabaka kalınlığı ile exchange bias etkisinin dayanıklılığının arttığı gözlenmiştir.

KAYNAKLAR

[1] Moore G. E., (2006), "Cramming more components onto integrated circuits, Reprinted from Electronics, volume 38, number 8, April 19, 1965, pp.114 ff", IEEE Solid-State Circuits Society Newsletter, 11 (3), 33-35.

[2] Roumenin C. S., (1996), "2D magnetodiode sensors based on SOS technology", Sensors and Actuators A: Physical, 54 (1), 584-588.

[3] Grimes C. A., Roy S. C., Rani S., Cai Q., (2011), "Theory, Instrumentation and Applications of Magnetoelastic Resonance Sensors: A Review", Sensors (Basel, Switzerland), 11 (3), 2809-2844.

[4] Lenz J. E., (1990), "A review of magnetic sensors", Proceedings of the IEEE, 78 (6), 973-989.

[5] Ripka P., Janosek M., (2010), "Advances in Magnetic Field Sensors", IEEE Sensors Journal, 10 (6), 1108-1116.

[6] Cullity B. D., Graham C. D., (2011), "Introduction to Magnetic Materials", 3rd Edition, Wiley.

[7] Thomson W., (1857), "XIX. On the electro-dynamic qualities of metals:—Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron", Proceedings of the Royal Society of London, 8, 546-550.

[8] Freitas P. P., Ferreira R., Cardoso S., Cardoso F., (2007), "Magnetoresistive sensors", Journal of Physics: Condensed Matter, 19 (16), 165221.

[9] Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Van Dau F. N., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J., (1988), "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices", Physical Review Letters, 61 (21), 2472-2475.

[10] 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.

[11] Tsymbal E. Y., Zutic I., (2016), "Handbook of Spin Transport and Magnetism", 1st Edition, CRC Press.

[12] Dieny B., Speriosu V. S., Metin S., Parkin S. S. P., Gurney B. A., Baumgart P., Wilhoit D. R., (1991), "Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures (invited)", Journal of Applied Physics, 69 (8), 4774-4779.

[13] Gaster R. S., Xu L., Han S.-J., Wilson R. J., Hall D. A., Osterfeld S. J., Yu H., Wang S. X., (2011), "Quantification of protein interactions and solution transport using high-density GMR sensor arrays", Nat Nano, 6 (5), 314-320.

[14] Garcia F., Fettar F., Auffret S., Rodmacq B., Dieny B., (2003), "Exchange-biased spin valves with perpendicular magnetic anisotropy based on (Co/Pt) multilayers", Journal of Applied Physics, 93 (10), 8397-8399.

[15] Dieny B., (1992), "Quantitative Interpretation of Giant Magnetoresistance Properties of Permalloy-Based Spin-Valve Structures", EPL (Europhysics Letters), 17 (3), 261.

[16] Zhi X., Deng M., Yang H., Gao G., Wang K., Fu H., Zhang Y., Chen D., Cui D., (2014), "A novel HBV genotypes detecting system combined with microfluidic chip, loop-mediated isothermal amplification and GMR sensors", Biosensors and Bioelectronics, 54, 372-377.

[17] Freitas P. P., Cardoso F. A., Martins V. C., Martins S. A. M., Loureiro J., Amaral J., Chaves R. C., Cardoso S., Fonseca L. P., Sebastiao A. M., Pannetier-Lecoeur M., Fermon C., (2012), "Spintronic platforms for biomedical applications", Lab on a Chip, 12 (3), 546-557.

[18] Jitariu A., Ghemes C., Lupu N., Chiriac H., (2017), "Magnetic particles detection by using spin valve sensors and magnetic traps", AIP Advances, 7 (5), 056616.

[19] Zhang X., Zou L. K., (2014), "Planar Hall effect in Y3Fe5O12/IrMn films", Applied Physics Letters, 105 (26), 262401.

[20] Hung T. Q., Terki F., Kamara S., Kim K., Charar S., Kim C., (2015), "Planar Hall ring sensor for ultra-low magnetic moment sensing", Journal of Applied Physics, 117 (15), 154505.

[21] Hung T. Q., Oh S., Sinha B., Jeong J.-R., Kim D.-Y., Kim C., (2010), "High field-sensitivity planar Hall sensor based on NiFe/Cu/IrMn trilayer structure", Journal of Applied Physics, 107 (9), 09E715.

[22] Chen J.-Y., Lau Y.-C., Coey J. M. D., Li M., Wang J.-P., (2017), "High Performance MgO-barrier Magnetic Tunnel Junctions for Flexible and Wearable Spintronic Applications", Scientific Reports, 7, 42001.

[23] Makarov D., Melzer M., Karnaushenko D., Schmidt O. G., (2016), "Shapeable magnetoelectronics", Applied Physics Reviews, 3 (1), 011101.

[24] Melzer M., Lin G., Makarov D., Schmidt O. G., (2012), "Stretchable Spin Valves on Elastomer Membranes by Predetermined Periodic Fracture and Random Wrinkling", Advanced Materials, 24 (48), 6468-6472.

[25] Liu L., Zhan Q., Yang H., Li H., Zhang S., Liu Y., Wang B., Tan X., Li R.-W., (2016), "Magnetostrictive GMR spin valves with composite FeGa/FeCo free layers", AIP Advances, 6 (3), 035206.

[26] Nogués J., Schuller I. K., (1999), "Exchange bias", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 192 (2), 203-232.

[27] Aley N. P., O'Grady K., (2011), "Compositional dependence of antiferromagnetic anisotropy in IrMn/CoFe exchange bias systems", Journal of Applied Physics, 109 (7), 07D719.

[28] Vinai G., Moritz J., Bandiera S., Prejbeanu I. L., Dieny B., (2013), "Enhanced blocking temperature in (Pt/Co) 3 /IrMn/Co and (Pd/Co) 3 /IrMn/Co trilayers with ultrathin IrMn layer", Journal of Physics D: Applied Physics, 46 (32), 322001.

[29] Ali M., Marrows C. H., Al-Jawad M., Hickey B. J., Misra A., Nowak U., Usadel K. D., (2003), "Antiferromagnetic layer thickness dependence of the IrMn/Co exchange-bias system", Physical Review B, 68 (21), 214420.

[30] Ali M., Marrows C. H., Hickey B. J., (2003), "Onset of exchange bias in ultrathin antiferromagnetic layers", Physical Review B, 67 (17), 172405.

[31] Gong W. J., Liu W., Feng J. N., Kim D. S., Choi C. J., Zhang Z. D., (2014), "Effect of antiferromagnetic layer thickness on exchange bias, training effect, and magnetotransport properties in ferromagnetic/antiferromagnetic antidot arrays", Journal of Applied Physics, 115 (13), 133909.

[32] Chen X., Wang S., Han G., Jiang S., Yang K., Liu Q., Liu J., Wang R., Yu G., (2015), "Large enhancement of Blocking temperature by control of interfacial structures in Pt/NiFe/IrMn/MgO/Pt multilayers", AIP Advances, 5 (9), 097146.

[33] Ashida T., Sato Y., Nozaki T., Sahashi M., (2013), "Effect of the Pt buffer layer on perpendicular exchange bias based on collinear/non-collinear coupling in a Cr2O3/Co3Pt interface", Journal of Applied Physics, 113 (17), 17D711.

[34] Wiśniowski P., Stobiecki T., Kanak J., Reiss G., Brückl H., (2006), "Influence of buffer layer texture on magnetic and electrical properties of IrMn spin valve magnetic tunnel junctions", Journal of Applied Physics, 100 (1), 013906.

[35] Devasahayam A. J., Kryder M. H., (1999), "Biasing materials for spin-valve read heads", IEEE Transactions on Magnetics, 35 (2), 649-654.

[36] Schafer D., Geshev J., Nicolodi S., Pereira L. G., Schmidt J. E., Grande P. L., (2008), "Controlled rotation of the exchange-bias direction in IrMn⁄Cu⁄Co via ion irradiation", Applied Physics Letters, 93 (4), 042501.

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

[38] Fecioru-Morariu M., Güntherodt G., Rührig M., Lamperti A., Tanner B., (2007), "Exchange coupling between an amorphous ferromagnet and a crystalline antiferromagnet", Journal of Applied Physics, 102 (5), 053911.

[39] Peng T. Y., Lo C. K., Chen S. Y., Yao Y. D., (2007), "Effects of an Os Buffer Layer on Structure and Exchange Bias Properties of CoFe/IrMn Fabricated on Si(100) and Si(111)", IEEE Transactions on Magnetics, 43 (2), 894-896.

[40] Peng T.-Y., Chen S.-Y., Lo C. K., Yao Y. D., (2007), "Enhancement of exchange field in CoFe⁄IrMn by Os⁄Cu buffer layer", Journal of Applied Physics, 101 (9), 09E514.

[41] Guo P., Li D. L., Feng J. F., Kurt H., Yu G. Q., Chen J. Y., Wei H. X., Coey J. M. D., Han X. F., (2014), "Conductance enhancement due to interface magnons in electron-beam evaporated MgO magnetic tunnel junctions with CoFeB free layer deposited at different pressure", Journal of Applied Physics, 116 (15), 153905.

[42] Yu G. Q., Kurt H., Feng J. F., XU K., Coey J. M. D., Han X. F., (2012), "Spin-dependent tunneling spectroscopy in MgO-based double-barrier magnetic tunnel junctions", Journal of Applied Physics, 111 (7), 07C712.

[43] Huang H.-H., Yang C.-Y., Lai C.-H., (2009), "Reorientation of exchange anisotropy in epitaxial (002) IrMn/CoFe system", Journal of Applied Physics, 105 (7), 07D724.

[44] Huang H.-H., Yang C.-Y., Lin H.-H., Lai C.-H., (2011), "Asymmetric double-shifted characteristics in epitaxial (002) exchange-biased IrMn/CoFe bilayers", Applied Physics Letters, 98 (7), 072501.

[45] Emori S., Beach G. S. D., (2011), "Optimization of out-of-plane magnetized Co/Pt multilayers with resistive buffer layers", Journal of Applied Physics, 110 (3), 033919.

[46] Lew W. S., Samad A., Li S. P., Lopez-Diaz L., Cheng G. X., Bland J. A. C., (2000), "Magnetic properties of epitaxial NiFe/Cu/Co spin-valve structures on GaAs(001)", Journal of Applied Physics, 87 (9), 5947-5949.

[47] Lee H.-R., Lee K., Cho J., Choi Y.-H., You C.-Y., Jung M.-H., Bonell F., Shiota Y., Miwa S., Suzuki Y., (2014), "Spin-orbit torque in a bulk perpendicular magnetic anisotropy Pd/FePd/MgO system", Scientific Reports, 4, 6548.

[48] Lang X. Y., Zheng W. T., Jiang Q., (2007), "Dependence of the blocking temperature in exchange biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers on the thickness of the antiferromagnetic layer", Nanotechnology, 18 (15), 155701.

[49] Gibbons M. R., Lederman M., (2002), "Dual, synthetic spin valve sensor using current pinning", 6,418,000.

[50] Serway R. A., Beichner R. J., Jewett J. W., (2000), "Physics for Scientists and Engineers", 9th Edition, Saunders College Pub.

[51] Spaldin N. A., (2010), “Magnetic Materials: Fundamentals and Applications”, 2nd Edition, Cambridge University Press.

[52] Coey J. M. D., (2010), “Magnetism and Magnetic Materials”, 1st Edition, Cambridge University Press.

[53] Chien C. L., (1995), “Magnetism and Giant Magneto-Transport Properties in Granular Solids”, Annual Review of Materials Science, 25 (1), 129-160.

[54] McGuire T., Potter R., (1975), “Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys”, IEEE Transactions on Magnetics, 11 (4), 1018-1038.

[55] Kondo J., (1962), “Anomalous Hall Effect and Magnetoresistance of Ferromagnetic Metals”, Progress of Theoretical Physics, 27 (4), 772-792.

[56] Viret M., Vignoles D., Cole D., Coey J. M. D., Allen W., Daniel D. S., Gregg J. F., (1996), “Spin scattering in ferromagnetic thin films”, Physical Review B, 53 (13), 8464-8468.

[57] Kenane S., Voiron J., Benbrahim N., Chainet E., Robaut F., (2006), “Magnetic properties and giant magnetoresistance in electrodeposited Co–Ag granular films”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 297 (2), 99-106.

[58] Prinz G. A., (1998), “Magnetoelectronics”, Science, 282 (5394), 1660-1663.

[59] de Groot R. A., Mueller F. M., Engen P. G. v., Buschow K. H. J., (1983), “New Class of Materials: Half-Metallic Ferromagnets”, Physical Review Letters, 50 (25), 2024-2027.

[60] Soulen R. J., Byers J. M., Osofsky M. S., Nadgorny B., Ambrose T., Cheng S. F., Broussard P. R., Tanaka C. T., Nowak J., Moodera J. S., Barry A., Coey J. M. D., (1998), “Measuring the Spin Polarization of a Metal with a Superconducting Point Contact”, Science, 282 (5386), 85-88.

[61] Hung T. Q., Oh S., Jeong J.-R., Kim C., (2010), “Spin-valve planar Hall sensor for single bead detection”, Sensors and Actuators A: Physical, 157 (1), 42-46.

[62] Mott N. F., (1936), “The resistance and thermoelectric properties of the transition metals”, Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences, 156 (888), 368-382.

[63] Levy P. M., Zhang S., (1995), “Our current understanding of giant magnetoresistance in transition-metal multilayers”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 151 (3), 315-323.

[64] Johnson A., (2004), “Spin Valve Systems for Angle Sensor Applications”, Doctoral thesis, Darmstadt University of Technology.

[65] van den Berg H. A. M., Hartmann U., Coehoorn R., Gijs M. A. M., Grünberg P., Rasing T., Röll K., (2013), "Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance: Fundamentals and Industrial Applications", 1st Edition, Springer Berlin Heidelberg.

[66] Parkin S. S. P., Li Z. G., Smith D. J., (1991), "Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers", Applied Physics Letters, 58 (23), 2710-2712.

[67] Schad R., Potter C. D., Beliën P., Verbanck G., Moshchalkov V. V., Bruynseraede Y., (1994), "Giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices with very thin Fe layers", Applied Physics Letters, 64 (25), 3500-3502.

[68] Miyazaki T., Tezuka N., (1995), "Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al2O3/Fe junction", J. Magn. Magn. Mater., 139 (3), L231-L234.

[69] Moodera J. S., Kinder L. R., Wong T. M., Meservey R., (1995), "Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions", Phys. Rev. Lett., 74 (16), 3273-3276.

[70] Julliere M., (1975), "Tunneling between ferromagnetic films", Physics Letters A, 54 (3), 225-226.

[71] Berkowitz A. E., Takano K., (1999), "Exchange anisotropy — a review", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 200 (1–3), 552-570.

[72] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1956), "New Magnetic Anisotropy", Physical Review, 102 (5), 1413-1414.

[73] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1957), "New Magnetic Anisotropy", Physical Review, 105 (3), 904-913.

[74] Hsu C. M., Lin H. M., Tsai K. R., Lee P. Y., (1994), "High resolution transmission electron microscopy and magnetic properties of nanocrystalline iron particles with oxidized and nitrided surfaces", Journal of Applied Physics, 76 (8), 4793-4799.

[75] Papaefthymiou V., Kostikas A., Simopoulos A., Niarchos D., Gangopadyay S., Hadjipanayis G. C., Sorensen C. M., Klabunde K. J., (1990), "Magnetic hysteresis and Mössbauer studies in ultrafine iron particles", Journal of Applied Physics, 67 (9), 4487-4489.

[76] Kouvel J. S., (1963), "A ferromagnetic-antiferromagnetic model for copper-manganese and related alloys", Journal of Physics and Chemistry of Solids, 24 (7), 795-822.

[77] Moran T. J., Gallego J. M., Schuller I. K., (1995), "Increased exchange anisotropy due to disorder at permalloy/CoO interfaces", Journal of Applied Physics, 78 (3), 1887-1891.

[78] 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.

[79] 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.

[80] Kohn A., Kovács A., Fan R., McIntyre G. J., Ward R. C. C., Goff J. P., (2013), “The antiferromagnetic structures of IrMn3 and their influence on exchange-bias”, Scientific Reports, 3, 2412.

[81] Akdoğan N., Yağmur A., Öztürk M., Demirci E., Öztürk O., Erkovan M., (2015), “Interface induced manipulation of perpendicular exchange bias in Pt/Co/(Pt,Cr)/CoO thin films”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 373, 120-123.

[82] Lewis L. H., Harland C. L., McCallum R. W., Kramer M. J., Dennis K. W., (2006), “Phase-separated alloys for bulk exchange-biased permanent magnets”, Journal of Applied Physics, 99 (8), 08E908.

[83] Kneller E. F., Hawig R., (1991), “The exchange-spring magnet: a new material principle for permanent magnets”, IEEE Transactions on Magnetics, 27 (4), 3588-3560.

[84] Parkin S., Xin J., Kaiser C., Panchula A., Roche K., Samant M., (2003), “Magnetically engineered spintronic sensors and memory”, Proceedings of the IEEE, 91 (5), 661-680.

[85] Parkin S. S. P., Roche K. P., Samant M. G., Rice P. M., Beyers R. B., Scheuerlein R. E., O’Sullivan E. J., Brown S. L., Bucchigano J., Abraham D. W., Lu Y., Rooks M., Trouilloud P. L., Wanner R. A., Gallagher W. J., (1999), “Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited)”, Journal of Applied Physics, 85 (8), 5828-5833.

[86] Tsang C., (1984), “Magnetics of small magnetoresistive sensors (invited)”, Journal of Applied Physics, 55 (6), 2226-2231.

[87] Öztürk M., (2016), “Co/CoO Tabanlı İnce Filmlerde Exchange Bias'ın Elektrik Alan ile Kontrolü”, Doktora Tezi, Gebze Teknik Üniversitesi.

[88] O’Grady K., Fernandez-Outon L. E., Vallejo-Fernandez G., (2010), “A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 322 (8), 883-899.

[89] Manna P. K., Yusuf S. M., (2014), “Two interface effects: Exchange bias and magnetic proximity”, Physics Reports, 535 (2), 61-99.

[90] Kiwi M., (2001), “Exchange bias theory”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 234 (3), 584-595.

[91] Nogués J., Sort J., Langlais V., Skumryev V., Suriñach S., Muñoz J. S., Baró M. D., (2005), “Exchange bias in nanostructures”, Physics Reports, 422 (3), 65-117.

[92] Radu F., Zabel H., (2008), “Exchange Bias Effect of Ferro-/Antiferromagnetic Heterostructures”, 1st Edition, Springer Berlin Heidelberg.

[93] Mancoff F. B., Dunn J. H., Clemens B. M., White R. L., (2000), “A giant magnetoresistance sensor for high magnetic field measurements”, Applied Physics Letters, 77 (12), 1879-1881.

[94] Dieny B., Speriosu V. S., Parkin S. S. P., Gurney B. A., Wilhoit D. R., Mauri D., (1991), “Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers”, Physical Review B, 43 (1), 1297-1300.

[95] Meiklejohn W. H., (1962), “Exchange Anisotropy—A Review”, Journal of Applied Physics, 33 (3), 1328-1335.

[96] Schulthess T. C., Butler W. H., (1998), “Consequences of Spin-Flop Coupling in Exchange Biased Films”, Physical Review Letters, 81 (20), 4516-4519.

[97] Malozemoff A. P., (1987), “Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces”, Physical Review B, 35 (7), 3679-3682.

[98] Stoner E. C., Wohlfarth E. P., (1947), “Interpretation of High Coercivity in Ferromagnetic Materials”, Nature, 160, 650.

[99] Stoner E. C., Wohlfarth E. P., (1948), “A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 240 (826), 599-642.

[100] Lederman D., Ramos C. A., Jaccarino V., Cardy J. L., (1993), “Finite-size scaling in FeF_2/ZnF_2 superlattices”, Physical Review B, 48 (11), 8365-8375.

[101] Kocaman B., Akdoğan N., (2018), “Reduction of shunt current in buffer-free IrMn based spin-valve structures”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 456, 17-21.

[102] van Driel J., de Boer F. R., Lenssen K.-M. H., Coehoorn R., (2000), “Exchange biasing by $Ir_{19}Mn_{81}$: Dependence on temperature, microstructure and antiferromagnetic layer thickness”, Journal of Applied Physics, 88 (2), 975-982.

[103] Xi H., White R. M., Gao Z., Mao S., (2002), "Antiferromagnetic thickness dependence of blocking temperature in exchange coupled polycrystalline ferromagnet/antiferromagnet bilayers", Journal of Applied Physics, 92 (8), 4828-4830.

[104] van der Zaag P. J., Wolf R. M., Ball A. R., Bordel C., Feiner L. F., Jungblut R., (1995), "A study of the magnitude of exchange biasing in [111] Fe3O4/CoO bilayers", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 148 (1), 346-348.

[105] Paccard D., Schlenker C., Massenet O., Montmory R., Yelon A., (1966), "A New Property of Ferromagnetic-Antiferromagnetic Coupling", physica status solidi (b), 16 (1), 301-311.

[106] Demirci E., (2016), "Manyetoelektrik Cr_2O_3 Tabanlı İnce Film Sistemlerinde Dik Exchange Bias Etkisinin İncelenmesi", Doktora Tezi, Gebze Teknik Üniversitesi.

[107] Swann S., (1988), "Magnetron sputtering", Physics in Technology, 19 (2), 67.

[108] Web 1, (2016), http://en.wikipedia.org/wiki/File:Sputtering.gif, (Erişim Tarihi: 27/07/2016).

[109] Web 2, (2018), http://www.directvacuum.com/sputter.asp, (Erişim Tarihi: 20.05.2018).

[110] Penning F. M., (1936), "Die glimmentladung bei niedrigem druck zwischen koaxialen zylindern in einem axialen magnetfeld", Physica, 3 (9), 873-894.

[111] Ohring M., (1992), "The Materials Science of Thin Films", Edition, Academic Press.

[112] Savaloni H., Gholipour-Shahraki M., Player M. A., (2006), "A comparison of different methods for x-ray diffraction line broadening analysis of Ti and Ag UHV deposited thin films: nanostructural dependence on substrate temperature and film thickness", Journal of Physics D: Applied Physics, 39 (10), 2231.

[113] Cullity B. D., (1978), "Elements of X-ray Diffraction", 3rd Edition, Addison-Wesley Publishing Company.

[114] Forman P., (1969), "The discovery of the diffraction of X-rays by crystals; a critique of the myths", Archive for History of Exact Sciences, 6 (1), 38-71.

[115] Huang T. C., Gilles R., Will G., (1993), "Thin-film thickness and density determination from x-ray reflectivity data using a conventional power diffractometer", Thin Solid Films, 230 (2), 99-101.

[116] Gibaud A., Chebil M. S., Beuvier T. (2013), "X-Ray Reflectivity". Springer Berlin Heidelberg.

[117] Foner S., (1959), “Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer”, Review of Scientific Instruments, 30 (7), 548-557.

[118] Öztürk M., (2011), “Manyetik Malzemelerde Kaydırma (Exchange Bias) Etkisi”, Yüksek Lisans Tezi, Dumlupınar Üniversitesi.

[119] Carpenter R., (2015), “Exchange Bias in Nanostructures”, Doctoral Thesis, University of York.

[120] Design Q., (2009), ″VMS option user manual″, San Diego.

[121] Öztürk M., Akdoğan N., (2018), “Design of a multifunctional sample probe for transport measurements”, Turkish Journal of Physics, 42, 97-103

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

[123] Schulz T., Ritz R., Bauer A., Halder M., Wagner M., Franz C., Pfleiderer C., Everschor K., Garst M., Rosch A., (2012), “Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet”, Nature Physics, 8, 301.

[124] Yu X. Z., Kanazawa N., Zhang W. Z., Nagai T., Hara T., Kimoto K., Matsui Y., Onose Y., Tokura Y., (2012), “Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density”, Nature Communications, 3, 988.

[125] Uchida K., Takahashi S., Harii K., Ieda J., Koshibae W., Ando K., Maekawa S., Saitoh E., (2008), “Observation of the spin Seebeck effect”, Nature, 455, 778.

[126] Hirsch J. E., (1999), “Spin Hall Effect”, Physical Review Letters, 83 (9), 1834-1837.

[127] Castro I. L., Nascimento V. P., Passamani E. C., Takeuchi A. Y., Larica C., Tafur M., Pelegrini F., (2013), “The role of the (111) texture on the exchange bias and interlayer coupling effects observed in sputtered NiFe/IrMn/Co trilayers”, Journal of Applied Physics, 113 (20), 203903.

[128] Aley N. P., Vallejo-Fernandez G., Kroeger R., Lafferty B., Agnew J., Lu Y., Grady K. O., (2008), “Texture Effects in IrMn/CoFe Exchange Bias Systems”, IEEE Transactions on Magnetics, 44 (11), 2820-2823.

[129] Lai C. H., Matsuyama H., White R. L., Anthony T. C., Bush G. G., (1996), “Exploration of magnetization reversal and coercivity of epitaxial NiO {111}/NiFe films”, Journal of Applied Physics, 79 (8), 6389-6391.

ÖZGEÇMİŞ

Bayram Kocaman 1987 yılında Isparta'nın Yalvaç ilçesi, Çamharman Köyü'nde doğdu. 2005 yılında başladığı Süleyman Demirel Üniversitesi, Fizik Bölümü'nü 2009 yılında tamamlayarak aynı yıl yüksek lisans eğitimine Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda başladı. 2012 yılında Süleyman Demirel Üniversitesi'nde yüksek lisans eğitimini tamamladıktan sonra, 2013 yılında Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda doktora eğitimine başladı. Doktora eğitimi süresince, nanoteknoloji, nanomanyetizma, manyetik alan sensörleri, biyosensörler, spin elektroniği ve bilgi okuma-depolama teknolojileri gibi konularda çalıştı.

2011 yılında Araştırma Görevlisi olarak Siirt Üniversitesi'ne atandıktan sonra, Yüksek Lisans ve Doktora eğitimi sırasında görevlendirme ile Süleyman Demirel Üniversitesi ve Gebze Teknik Üniversitesi'nde Araştırma Görevlisi olarak görev yaptı.

Hâlen Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktadır.

EKLER

Ek A: Tez Çalışması Kapsamında Yapılan Yayınlar

Kocaman B., Akdoğan N., (2018), "Reduction of shunt current in buffer-free IrMn based spin-valve structures", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 456 (2018), 17-21.

Ek B: Tez Çalışması Kapsamında Yapılan Bildiriler

Kocaman B., Akdoğan N., (2017), "IrMn-based spin valve structures with low shunt current", The European Conference Physics of Magnetism, 246-253, Poznań, Poland, 26-30 June.

Kocaman B., Akdoğan N., (2017), "IrMn Tabanlı Manyetik Alan Sensörünün Geliştirilmesi", GTÜ FBE Lisansüstü Araştırmalar Sempozyumu, Gebze/KOCAELİ/Türkiye 17-18 Mayıs.

Kocaman B., Akdoğan N., (2017), "IrMn tabanlı manyetik sensörlerin tavlama sıcaklığına bağlı davranışı", Yoğun Madde Fiziği – İzmir Toplantısı, İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü, İzmir/Türkiye, 21 Nisan.