T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAGNETRON SAÇTIRMA KAPLAMA ile SENTEZLENEN Py/Co/Cr/Co/Py ÇOK KATLI MANYETİK FİLMİN "PARTICLE SWARM OPTİMİZASYONU" ile MODELLENMESİ

BAHADIR YAMAN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2015

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAGNETRON SAÇTIRMA KAPLAMA ile SENTEZLENEN Py/Co/Cr/Co/Py ÇOK KATLI MANYETİK FİLMİN "PARTICLE SWARM OPTİMİZASYONU" ile MODELLENMESİ

BAHADIR YAMAN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
YRD. DOÇ. DR. SİBEL TOKDEMİR ÖZTÜRK
II. DANIŞMANI
DOÇ. DR. BAHADIR TUNABOYLU

GEBZE
2015

T.R.

GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

MODELING BY USING "PARTICLE SWARM OPTIMIZATION" FOR MULTILAYERS MAGNETIC FILMS Py/Co/Cr/Co/Py DEVELOPED BY THE DEPOSITON TECHNIQUE OF MAGNETRON SPUTTERING

BAHADIR YAMAN

A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF

MASTER OF SCIENCE

DEPARTMENT OF PHYSICS

THESIS SUPERVISOR

ASSIT. PROF. DR. SİBEL TOKDEMİR ÖZTÜRK

II. THESIS SUPERVISOR

ASSOC. PROF. DR. BAHADIR TUNABOYLU

GEBZE

2015

GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ	YÜKSEK LİSANS JÜRİ ONAY FORMU

GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 14/01/2015 tarih ve 2015/03 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 21/01/2015 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Bahadır YAMAN'ın tez çalışması FİZİK Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE
(TEZ DANIŞMANI) : Yrd. Doç. Dr. Sibel TOKDEMİR ÖZTÜRK

ÜYE : Doç. Dr. Savaş BERBER

ÜYE : Doç. Dr. Mehmet TARAKÇI

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

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

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Ultra ince Py/Co/Cr/Co/Py tabakalardan oluşan manyetik filmler manyetik olmayan, değişen Cr kalınlığının fonksiyonu olarak Si alttaş malzeme üzerine UHV şartlarda Magnetron Sputtering tekniği hazırlanmıştır. Tabakalarının kalınlıklarının belirlenmesinde XPS ile Magnetron Sputtering vakum odası içerisinde bulunan QCM kullanılmıştır. Hazırlanan filmlerin manyetik özelliklerinin belirlenmesinde FMR tekniği kullanılmıştır. Bu deneysel teknikler kullanılarak hazırlanan ve karakterize edilen filmlerin, uygun matematiksel modelleme kullanılarak manyetik çok katlı yapılarda büyük öneme sahip olan ferromanyetik tabakalar arası etkileşimin türünü ve şiddetini belirten tabakalar arası değiş-tokuş sabitinin belirlenmesi hedeflenmiştir.

Bu çalışma hem geleneksel manyetik çok katlı yapılardan manyetik olmayan tabakanın her iki yanına iki farklı ferromanyetik tabakanın konulması ile hem de geliştirilen matematiksel modelleme çalışmasında her bir tabakanın mıknatıslanmasının dış manyetik alana göre yönelmesini ifade eden denge açılarına getirdiği hesaplama metoduyla yeni yaklaşımlar sunmaktadır. Bu yaklaşımlardan ilki olan ikinci bir manyetik tabakanın yapı içersine yerleştirilmesi, bu yapıların MRAM olarak kullanılması sağlayabilme potansiyeli getirmektedir. İkinci yaklaşım ise denge açılarının hassas hesap edilmesiyle hem geleneksel hem de bu çalışma için hazırlanan manyetik çok katlı filmlerin tam bir karakterizasyonu açısından önem arz etmektedir.

Anahtar Kelimeler: Ferromanyetizma, Çok Katlı Manyetik Film, Ferromanyetik Rezonanz.

SUMMARY

Ultra thin magnetic films composed of Py/Co/Cr/Co/Py layers with non-magentic, variable Cr thickness were prepared on Si base material by Magnetron Sputtering technique under UHV conditions. Layer thicknesses were measured by XPS and QCM which is in the Magnetron Sputtering vacuum chamber. FMR technique was used to determine magnetic properties of the films. By preparing and characterizing films with these experimental techniques, inter-layer exchange constant is determined. This constant is a crucial parameter in mathematic modeling of interaction type and strength between ferromagnetic layers.

This study's novel contribution is two folds: First, different ferromagnetic layers were placed to both sides of conventional multi-layer, non-magnetic layer. Second, mathematical modeling method to calculate equilibrium angles between each layer's magnetization direction and applied ambient magnetic field. The first contribution of placing second magnetic layer has a potential of being utilized as MRAM. The second part of the study makes a valuable contribution to characterization of both conventional multilayer films and films that are prepared for this study by providing an accurate method to calculated equilibrium angles.

Key Words: Ferromagnetism, Multilayer Magnetic Film, Ferromagnetic Resonance.

TEŞEKKÜR

Yaptığım bu tez çalışmasında öncelikle tez danışmanım olan Yrd. Doç. Dr Sibel TOKDEMİR ÖZTÜRK'e, tezime verdikleri katkı ve eleştirilerden dolayı Doç. Dr. Osman ÖZTÜRK'e, incelenen örneklerin hazırlanmasında yardımcı olan Arş. Gör. Mustafa ERKOVAN'a, FMR konusunda bilgisini ve yardımını esirgemeyen Doç. Dr. Bulat RAMİ'ye ve FMR ölçümlerin alınmasında yardımcı olan yüksek lisans öğrencisi Osman ERDEMİR'e en içten teşekkürlerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xiii
TABLOLAR DİZİNİ	xv
1. GİRİŞ	1
1.1. Çalışmanın Motivasyonu	2
1.2. Tezin İçeriği	3
2. MANYETİK ÖZELLİKLER	4
2.1. Manyetik Momentler	4
2.2. Momentlerin Presesyonu	10
2.3. Ferromanyetizma	16
2.4. Manyetik Çok Katlı Filmler ve Özellikleri	18
2.4.1. Tabakalar Arası Değiş-tokuş Etkileşimi	18
2.4.2. RKKY Teorisinin Manyetik Tabakalara Uygulanması	21
2.4.3. Devasa Manyeto Direnç (GMR)	22
2.5. Çok Katlı Manyetik Filmlerde Enerji Çeşitleri	24
2.5.1. Zeeman Enerji	24
2.5.2. Ara Katman Değiş-tokuş Enerji	26
2.5.3. Demanyetizasyon Enerji	27
2.5.4. Anizotropi Enerji	27
2.6. Ferromanyetik Rezonans (FMR)	29
3. DENEYSEL TEKNİKLER	34
3.1. Magnetron Sputtering	34
3.2. X-ray Fotoelektron Spektroskopisi	37
3.2.1. XPS ileFilm Kaplama Hızının Belirlenmesi	41
4. ÖRNEK HAZIRLAMA	44
4.1. Ni80Fe20/Co/Cr Çok Katlı Manyetik Filmler	44

5. MODELLEME ÇALIŞMALARI 49
5.1. İki Katlı Manyetik Filmlerin Rezonans Koşulu 49
5.2. İki Katlı Manyetik Filmlerde Mikrodalganın Etkisi 53
5.3. Gilbert Tipi Sönüm Terimini İçeren Rezonans Bağıntısı 55
5.4. Programın Akışı 58
5.5. PSO Algoritması 60
6. SONUÇ 63

KAYNAKLAR 69
ÖZGEÇMİŞ 71

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler ve Kısaltmalar		**Açıklamalar**
∇	:	Nabla Operatörü
μ_0	:	Boşluğun Manyetik Geçirgenlik Sabiti
$\hbar$	:	Planck Sabiti
χ	:	Manyetik Duygunluk
$\boldsymbol{\omega}$	:	Açısal Frekans
μ_B	:	Bohr Magneton
γ	:	Jiromanyetik Oran
Λ	:	Osilasyon Periyodu
π	:	Pi Sayısı
α	:	Gilbert Sönüm Sabiti
Å	:	Angström
A_{12}	:	Bilineer Değiş-tokuş Sabiti
Al	:	Alüminyum
B_{12}	:	Biquadratik Değiş-tokuş Sabiti
C	:	Curie Sabiti
Co	:	Kobalt
Cr	:	Krom
E_{ex}	:	Değiş-tokuş Enerjisi
E_z	:	Zeeman Enerjisi
E_d	:	Demanyetizasyon Enerjisi
F	:	Serbest Enerji
Fe	:	Demir
g	:	Landau Yarılma Faktörü
G	:	Gauss
h	:	Planck Sabiti
$\boldsymbol{H}$	:	Manyetik Alan
H_{exc}	:	Heisenberg Değiş-tokuş Hamiltoniyeni
H_p	:	Dik Anizotropi Alanı
J_{ij}	:	Değiş-tokuş Sabiti

k_E	:	Fermi Yüzeyindeki Dalga Vektörü
K_{eff}	:	Etkin Anizotropi Katsayısı
K_p	:	Dik Anizotropi Enerjisi
Li	:	Lityum
mbar	:	Milibar
m_e	:	Elektron Kütlesi
$\boldsymbol{M}$	:	Mıknatıslanma
Mg	:	Magnezyum
ML	:	Tek Tabaka
Ms	:	Doyum Mıknatıslanması
Na	:	Sodyum
Ni	:	Nikel
P	:	Toplam Açısal Momentum
Py	:	Permolay
R	:	Direnç
R_P	:	Paralel Durumda Direnç
R_{AP}	:	Antiparalel Durumda Direnç
$R_{\uparrow}$	:	Spin Yukarı Durumda Direnç
$R_{\downarrow}$	:	Spin Aşağı Durumda Direnç
Ru	:	Rutenyum
sn	:	Saniye
Si	:	Silisyum
$\boldsymbol{T}$	:	Tork
T_c	:	Curie Sıcaklığı
AES	:	Auger Elektron Spektroskopisi
BE	:	Bağlanma Enerjisi
DC	:	Doğru Akım
FM	:	Ferromanyetik
FMR	:	Ferromanyetik Rezonans
GMR	:	Devasa Manyeto-Direnç
GTÜ	:	Gebze Teknik Üniversitesi
KE	:	Kinetik Enerji
IMFP	:	İnelastik Ortalama Serbest Yol

LEED	:	Enerji Elektron Difraksiyonu
LL	:	Landau-Liftshitz Denklemi
LLG	:	Landau-Liftshitz-Gilbert Denklemi
MRAM	:	Magnetoresistive random-access memory
NIST	:	National Institute of Standards and Technology
NM	:	Ferromanyetik Olmayan
PBN	:	Pyrolytic Boron Nitride
PSO	:	Parçacık Sürü Optimizasyonu
RF	:	Radyo Frekansı
RGA	:	Kütle Spektroskopisi Tekniği
RKKY	:	Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida yaklaşımı
STT	:	Spin Transfer Torque
TMR	:	Tünel Manyeto Direnç
UHV	:	Ultra Yüksek Vakum
QCM	:	Quartz Crystalling Monitor
XPD	:	X Ray Fotoelektron Difraksiyonu
XPS	:	X-ray fotoelektron Spektroskopi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil No:		Sayfa
2.1:	Kapalı bir akım ilmeğinde elektriksel yüklerin tel üzerinden geçişi sonucu oluşan manyetik moment ve manyetik alan çizgileri gösterimi.	5
2.2:	Manyetik moment'in klasik, hayali manyetik dipoller ile tanımı.	6
2.3:	Bir atomdan d uzaklıkta, v hızı ve ω açısal hızı ile dönen bir elektronun manyetik momenti m ve klasik açısal manyetik momenti *l* görülmektedir.	8
2.4:	Manyetik dipollerin manyetik alan altında hissettiği tork.	12
2.5:	Manyetik momentinin (**m**) manyetik alan (**H**) içinde yaptığı presesyon hareketinin şematik gösterimi.	13
2.6:	Manyetik momentin (**m**) Manyetik alan (**H**) etrafındaki presesyonunda meydana gelen tork ve söndürücü etkinin şematik gösterimi.	14
2.7:	Manyetik momentin manyetik alan etrafındaki presesyonunda söndürücü etkinin zamanla evrimi.	16
2.8:	Fe, Ni, Co ferromanyetik malzemelerin doyum-manyetik alan değişim grafiği.	17
2.9:	Fe, Ni, Co ferromanyetik malzemelerin duygunluk-sıcaklık değişim grafiği.	18
2.10:	Parkin'in yaptığı çalışmalardan Co/Ru filminde Ru ara tabaka kalınlığına bağlı olarak a) manyetodirencin b) doyum alanın salınımı ve Fe/Cr filminde Cr ara tabaka kalınlığına bağlı olarak c) manyetodirencin ve d) doyum alanın salınımı.	20
2.11:	Ni/Co/Ru çok katlı yapısında rutenyum kalınlığına bağlı olarak ara katman değiş-tokuş (J) sabitinin salınımı.	21
2.12:	5K sıcaklıkta Fe/Cr süperörgülerinde gözlenen manyetodirenç	23
2.13:	Devasa Manyetodirenç mekanizmasının yukarı (up) ve aşağı (down) her bir spin durumu için a) FM tabakalar arası etkileşim ferromanyetik durumda b) FM tabakalar arası etkileşim antiferromanyetik durumda olduğunda karşılaşacağı direncin şematik gösterimi.	24
2.14:	Manyetik bir malzeme ve bu yapı için kullanılan koordinat sistemi.	25

2.15: İki katlı filmin mıknatıslanmaları $\mathbf{M_1}$ ve $\mathbf{M_2}$'nin yönelimi ve kullanılan koordinat sistemi. 26
2.16: Mıknatıslanmanın statik manyetik alan içersindeki hareketi. a) Sönüm olmadığı zaman, mıknatıslanma statik manyetik alan etrafında presesyon yapar ve mıknatıslanmanın manyetik alan yönündeki bileşeni sabit kalır. b) Sönüm olduğu durumda, mıknatıslanma vektörü spiral bir yörünge izler ve mıknatıslanma statik manyetik alana yaklaşır. 32
3.1: Magnetron Sputtering prosesinin şematik gösterimi. 35
3.2: GTÜ Nanoteknoloji laboratuarı UHV sisteminin şematik gösterimi. 37
3.3: XPS tekniğinin üç adım modeliyle şematik gösterimi. 38
3.4: XPS deneysel tekniğinin şematik gösterimi. 40
3.5: Silisyum üzerine büyütülmüş kobalt filmden alınan XPS spektrumu. 41
3.6: Silisyum 2p, XPS ana pikinin şiddetinin büyütülen kobalt filmin kalınlığına bağlı olarak azalması. 42
4.1: Üzerinde çalışdığımız Py/CoCr/Co/Py filminin şematik gösterimi. 45
4.2: Tek tabaka 10 Å, 20Å, 30 Å kalınlıklarındaki Py filmlerine ait hem paralel a) hem de dik geometri b) için FMR spektrumları. 48
5.1: PSO algoritmasının sahte (pseudo) kod akışı. 62
6.1: a) Py/Cr/Py çok katlı filmiden farklı olarak Cr tabakasının her iki tarafına Co büyültmesi ile üretilen b) Py/Co/Cr/Co/Py çok katlı filminin görünüşü. Tabaka kalınlıkları her bir tabakanın yanında yazılmış olup, ara tabaka Cr kalınlığı değişkendir. 63
6.2: Py/Cr/Py film yapısı için değiş-tokuş sabitinin manyetik olmayan Cr kalınlığına bağlı olarak değişimi. 65
6.3: Py/Co/Cr/Co/Py örneği için FMR datasını (daire) ve simulasyon sonucu (düz çizgi)'nun karşılaştırılması. 67

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo No:		**Sayfa**
3.1:	Silisyum alttaş malzeme üzerine büyütülen kobalt filme ait kalınlık-zaman tablosu.	43
6.1:	Bu çalışmada kullanılan Py/Co/Cr/Co/Py ile daha önce üzerinde çalışılmış Py/Cr/Py datalarının simulasyon sonuçlarının karşılaştırılması.	68

1. GİRİŞ

Teknolojinin gelişmesiyle paralel, önem arz eden konulardan biri bilgi saklama ortamlarıdır. Artan bilgi saklama ortamı ihtiyacı araştırmacıları malzemelerin değişik fiziksel özellikler üzerine çalışmaya yöneltmiştir. Malzemelerin manyetik özellikleri de bu gereksinim karşısında kendisine düşen ilgiyi görmüş ve halen günümüzde etkin bir biçimde araştırmalara konu olmanın yanı sıra birçok teknolojik uygulamada kullanılmaktadır. Bilginin saklanması kadar yazılması ve hızlı okunması da teknolojinin gereksinimlerinden biri olmuştur. Manyetik yapıların bu üç konuya da cevap verebiliyor olması onların ön plana çıkmalarına sebep olmuştur. Manyetik tek tabakalı filmler ile başlayan bu süreç manyetik çok katlı yapılarda gözlemlenen Devasa manyeto-direnç (GMR) ve Tünel manyeto direnç (TMR) etkisi ile daha büyük bir katma değer kazanmıştır. Günümüzde elektronun sadece yük özelliklerini kullanarak geliştirilen cihazların yerine elektronun spin özelliğinin de kullanılarak yeni cihazların geliştirilebiliyor olması ile "Spintronik" denen bir alanın doğmasına sebep olmuştur.

Spintronik çalışmalarında bilgiyi manyetik olarak saklama, yazma ve okuma ile ilgili sağladığı avantajlar ile beraber bazı problemlerde kendini göstermeye başlamıştır. Bunlar daha küçük alana daha fazla bilginin saklanması, daha hızlı bilgi okuma ve yazma olarak özetlenebilir. Bu problemlerin her birinin üstesinden gelebilmek için kullanılan manyetik filmlerin farklı manyetik özellikleri sağlaması gerekmektedir. Örneğin daha küçük alana daha fazla bilginin saklanması için çok küçük boyutlarda kendini gösteren ısısal dalgalanmalar karşısında manyetik filmin manyetik yönelimini kaybetmemesi bunun için yüksek manyeto kristal anizotropi değerine sahip malzemeler seçilmesi gerekmektedir. Daha hızlı bilgi yazma ve okuma için ise daha düşük anizotropiye sahip malzemelere ihtiyaç duyulmaktadır, çünkü düşük anizotropiye sahip malzemeleri yönlendirmek için daha düşük manyetik alanlara ihtiyaç duyulmaktadır.

Bilgi okuma kafaları için devrim niteliğinde bir gelişme 1987' de birbirinden bağımsız olarak P. Grünberg ve A. Fert in iki ferromanyetik tabakanın, manyetik olmayan bir ara tabaka üzerinden etkileşmesini temel alan manyetik çok katlı yapılardan devasa manyeto-direnç (GMR) etkisini keşfetmeleriyle yaşandı [1], [2]. Bu çalışmaları 2007 yılında Nobel fizik ödülünü paylaşmaları ile taçlandırılmıştır.

Manyetik çok katlı yapılar iki ferromanyetik tabaka arasına bir manyetik olmayan tabakanın konulmasıyla oluşmaktadır ve aradaki manyetik olmayan tabakanın kalınlığına bağlı olarak ferromanyetik tabakalar arasındaki etkileşme değişmektedir. İki ferromanyetik tabaka arasındaki etkileşimin ferromanyetik veya antiferromanyetik olmasına göre iki durum arasında direnç değeri farklılık göstermektedir. Her iki durumda ölçülen direnç değerinin büyüklüğü bu yapıların Magnetoresistive random-access memory (MRAM) olarak kullanılmasında büyük önem arz etmektedir. Geleneksel manyetik çok katlı yapılarda (FM/NM/FM) bu direnç değerleri birbirine çok yakındır. Bu nedenlerden dolayı şu andaki araştırmalar MRAM yapılar için STT (Spin Transfer Tork) üzerine yönelmiştir. Bu çalışma ise manyetik çok katlı filmlerin MRAM teknolojisi için iyi bir aday olabilmesi sağlama iddiasıyla yeni bir manyetik çok katlı film konfigürasyonu üzerine odaklanmıştır. Bu yeni filmlerde, manyetik olmayan tabakanın (krom Cr) her iki tarafına iki farklı ferromanyetik tabaka büyütülmüştür, bunlardan biri kolay (soft) ferromanyetik malzeme olan permollay (Py) diğeri ise oldukça ince ve sert (hard) ferromanyetik malzeme olan kobalt (Co) konulmuştur. Bu yolla hem FM tabakalar arası değiş-tokuş (exchange) etkileşimin nasıl değişti araştırılmaya çalışılmış hem de FM tabakaların birbirlerine göre yönelim durumlarının arasındaki direnç değişiminin nasıl değiştiğinin belirlenmesi hedeflenmiştir.

1.1. Çalışmanın Motivasyonu

Bu çalışma araştırma grubumuzca daha önce Py/Cr/Py yapısında hazırlanan ve tüm detayları ile çalışılan yapının konfigürasyonun da yapılan bazı değişiklikler kapsamında ortaya çıkan farklılıkların araştırılması bu çalışmanın motivasyonudur [3], [4]. Bu konfigürasyon değişikliği yapıya ikinci bir ferromanyetik tabakanın (kobalt Co) eklenmesi ile olmuştur. Bu tabakanın eklenmesi ile ferromanyetik tabakalar arasında gözlemlenen değiş-tokuş (exchange) etkileşiminin nasıl değiştiği karakterize edilmesi hedeflenmiştir. Ayrıca Py/Cr yapısı için FMR ölçümlerinin modellemesi için yazılan bilgisayar programı içinde tabakaların mıknatıslanma vektörlerinin denge açılarının hesaplanmasında kullanılan metotta bir değişikliğe gidilmiştir. Tüm değişikler kapsamında gözlenebilecek sonuçlar üzere bir çalışma planlandı.

1.2. Tezin İçeriği

Bu çalışma kapsamında Py/Co/Cr/Co/Py manyetik çok katlı yapılar ultra high vakum sistem içersinde ara manyetik olmayan krom tabakanın kalınlığının fonksiyonu olarak hazırlanmış ve Ferromanyetik Rezonans (FMR) tekniği ile manyetik özellikleri araştırılmıştır. Bu deneysel çalışmaların yanı sıra MATLAB programı kullanılarak hazırlanan bilgisayar programı yardımıyla, FMR deneyi ile elde edilen sonuçların yorumlanması gerçekleştirilmiştir.

2. MANYETİK ÖZELLİKLER

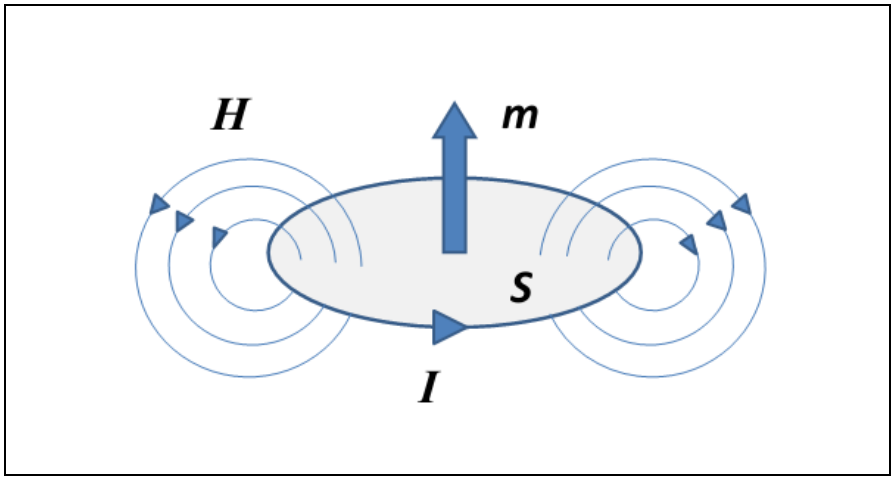
Manyetik özelliklerin iyi anlaşılabilmesi için, öncelikle manyetik dipolleri ve manyetik dipollerin manyetizma içindeki önemine dikkat edilmelidir. En basit hali ile, yeryüzünün manyetik alanını ve bu alan içindeki bir mıknatıs iğnesisin hareketini göz önüne alalım. Bu örnek bize bir manyetik dipolün hareketini anlamamızda önemli ipuçları verir. Peki bir mıknatısta, dünyanın manyetik alanı etkisinde kaldığında gerçekte nasıl bir hareket meydana gelir. Dünyanın manyetik alanı mıknatıs üzerinde düzgün (uniform) bir etkiye sahip olduğundan, mıknatısın her bir kutbu üzerinde aynı kuvvet oluşmasına rağmen, mıknatıs iğnesini dönmesini sağlayan etki torktur. Ancak bu dönme olayı sonsuza kadar sürmez. Belli bir süre sonra iğne durur ve iğne üzerindeki mıknatıslanma dünyanın manyetik kutbunu göstermeye başlar. Bu mıknatıs iğnesini bir dipol olarak düşünürsek, dış manyetik alan altında bir süre sonra denge konumuna yani dünyanın manyetik kutbuna doğru yönelir.

Manyetik dipollerin anlaşılması bize manyetik filmlerde ki manyetik özelliklerin anlaşılmasında bir öngürü vermesine rağmen özellikle çok katlı manyetik filmlerde kullanılan ferromanyetik filmlerde, manyetik dipollerin varlığı ile bu malzemelerin sahip olduğu yüksek manyetik alanlar net bir şekilde anlaşılamamaktadır. Ayrıca ferromanyetik malzemelerle üretilen çok katlı yapılarda ise daha farklı özelliklerin ortaya çıkması bu alanda yapılan araştırmaların motivasyonu olmaktadır.

2.1. Manyetik Momentler

Manyetizmada manyetik momentlerin önemini anlamak için makroskobik boyuttan mikroskobik boyuta bir dizi benzerlikler taşıyan durumlara yakından bakalım. Öncelikle makroskobik boyutlardaki etkisinin görülebildiği, bir tel üzerinden geçen elektrik akımı ile manyetik momentin arasındaki ilişkiye bakalım. Elektrik yüklerinin kapalı bir tel ilmek üzerinde dönmesi, her zaman akım ilmeğinin sarmaladığı alana dik kalacak şekilde bir manyetik dipol oluşmasını sağlar. Üzerinden akım geçen kapalı bir ilmek etrafında oluşan manyetik alanı, yine bir dipol tarafından üretilen manyetik alana olan benzerliği ile inceleyebiliriz. Şekil 2.1

görüldüğü gibi elektriksel yüklerin tel üzerinden geçişi, akım ilmeği üzerinde manyetik alan çizgileri oluşturur. Bu alan çizgilerinin oluşumunu manyetik dipolden kaynaklanıyor gibi düşünebiliriz. Benzer şekilde, elektronun atom çevresinde dönmesini, tel üzerinden geçen akımın ürettiği manyetik alan ya da dipol moment ile karşılaştırabiliriz. Atom etrafında dönen elektron, atomun manyetik momente sahip olmasına neden olur. Atomun manyetik momente sahip olması ise yukarıda değindiğimiz gibi bu atomun etrafında bir manyetik alan oluşmasını sağlar. Kısaca, dipol üzerinden başlanılan tartışma, makroskobik boyutta bir tel gibi materyalde ve yahut mikro boyuttaki atom gibi bir parçacık üzerine de indirgendiğinde benzerlikler görülmektedir.



Şekil 2.1: Kapalı bir akım ilmeğinde elektriksel yüklerin tel üzerinden geçişi sonucu oluşan manyetik moment ve manyetik alan çizgileri gösterimi.

Şekil 2.1'deki üzerinden akım geçen tel ilmeğin üzerinde oluşan manyetik moment, **S** ilmek içinde kalan alanı, **I** ise akımı göstermek üzere aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir [5].

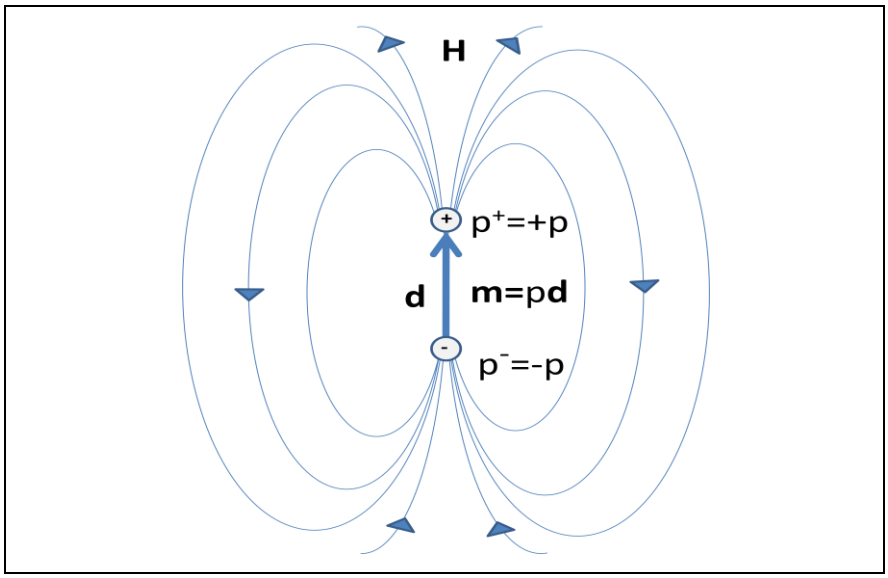
$$|\boldsymbol{m}| = \mu_0 \boldsymbol{IS} \tag{2.1}$$

Manyetizmanın iyi anlaşılabilmesi için, manyetik dipollerin ve özelliklerinin zihinde doğru bir resminin oluşturulabilmesi önemlidir. Bunu yaparken gerek tarihsel gelişimini gerekse de elektriksel özellikler ile olan benzerliklerini göz önüne almak yararlıdır. Bu amaçla, manyetik dipolleri anlayabilmek için, manyetik dipollerin elektriksel dipol ile olan benzerliğini kullanalım. Elimizde "hayali manyetik yükler"

olsun. Bu hayali yükleri, pozitif ve negatif manyetik yüklere sahip olduğunu ve bunların aralarında "**d**" uzaklığı olacak şekilde konumlandırıldığını düşünelim. Şekil 2.2'e göre, her bir yük p gücünde bir manyetik alan üretir. Bu yüklerin uzağında bulunan herhangi bir nokta üzerinde, bu manyetik dipollerin bu nokta üzerinde oluşturduğu manyetik alan $\mathbf{H}_D$ değeri, aşağıdaki formülde

$$\boldsymbol{H}_D = \frac{p}{4\pi\mu_0 r_1^3}\boldsymbol{r_1} - \frac{p}{4\pi\mu_0 r_2^3}\boldsymbol{r_2} \tag{2.2}$$

$\mathbf{r_1}$ ve $\mathbf{r_2}$ bu yüklerin $\mathbf{H_D}$ noktasına olan uzaklık vektörlerini, μ_0 boşluğun manyetik geçirgenlik sabiti ve p ise manyetik dipolün gücünü ifade etmekte olup, bu formül ile hesaplanır [5], [6].



Şekil 2.2: Manyetik moment'in klasik, hayali manyetik dipoller ile tanımı

Manyetik dipol momentinin (**m**) eksensel bir vektör olduğuna ve bu dipolün oluşturduğu manyetik alan (**H**) çizgilerinin de pozitif kutupdan çıkıp, negatif kutupta sonlandığına dikkat edelim. Mıknatıs gibi kalıcı magnetlerin etrafında meydana gelen manyetik alan çizgileri, bir manyetik dipolün oluşturduğu manyetik alan çizgilerine benzer. Şekil 2.2'de, kalıcı bir magnetin manyetik alan çizgilerinin magnetin kuzey kutbundan çıkıp yine güney kutbunda, bir dipolün manyetik alan çizgilerine benzer biçimde sonlandığı görülmektedir. Ayrıca dikkat edilmelidir ki, p hayali bir manyetik yükün elektriksel alana olan benzerliği ile türettiğimiz bir

yaklaşımdı. Aslında vurgulamaya çalışılan nokta alan kavramının her iki olayda da benzer olmasıdır. Artık bundan sonra manyetik yükün gücü (p) yerine manyetik moment (**m**)'yi kullanacağız.

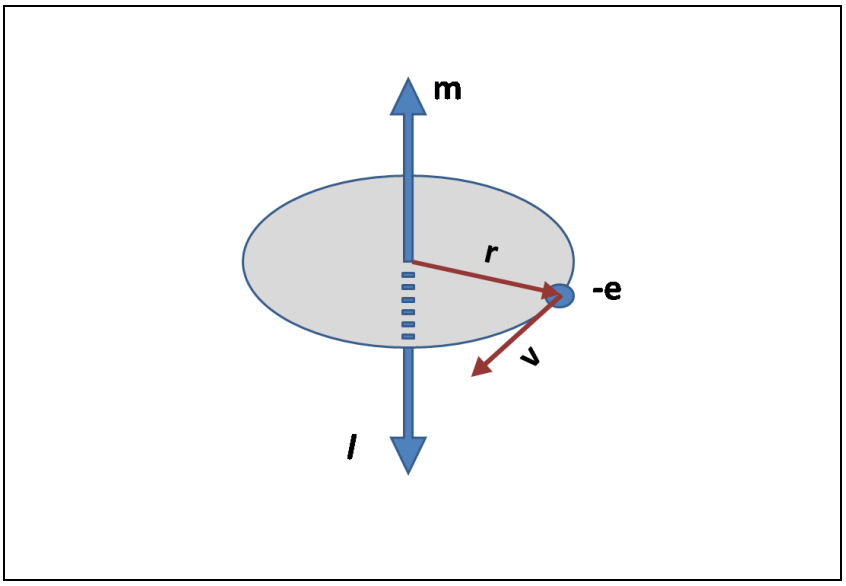
Eşitlik 2.2 kullanılarak bir manyetik dipolün kendisinden belirli bir uzaklıktaki herhangibi bir D noktasında meydana gelen bir manyetik alanın $\mathbf{H}_D$ değerini hesaplamakta kullanabiliriz. D noktasının dipole olan uzaklığını, dipol merkezine uzaklık olarak düşünürsek,

$$|\boldsymbol{H}_D| = \frac{|\boldsymbol{m}|}{4\pi\mu_0 r^3}\sqrt{1+3\cos^2\varphi} \propto \frac{|\boldsymbol{m}|}{r^3} \tag{2.3}$$

şeklinde bir ifade ile bu noktada dipolün oluşturduğu manyetik alanı hesaplayabiliriz. Burada φ açısı, dipol moment **m** ile konum vektörü **r** arasındaki açıdır. Bu formüldeki ortaya çıkan önemli sonuç, $\mathbf{H}_D$ alanının değeri, $\mathbf{H}_D$ değerinin hesaplandığı noktanın, dipole olan uzaklık değeri ile r^{-3} oranında azalmasıdır.

Manyetizmada dipollerin önemi ve manyetik alanının etkinliği, "quadropol" ya da "octopol" gibi ikinin katı olacak şekilde birçok manyetik yükün varlığında ortaya çıkan manyetik alanın gücü ile dipollerin oluşturduğu manyetik alanın gücü kıyaslandığında; bir dipolün gücü r^{-3} ile azalmasına karşın, dipoller dışındaki diğer sistemler için bu sırasıyla r^{-5}, r^{-7} ve r^{-9} gibi daha hızlı bir şekilde gücünü kaybetmekte ve çok kutuplu sistemlerde en baskın değer dipollerden üretilen manyetik alandan gelmektedir [5], [7]. Bu yüzden herhangi bir manyetik alanın, çift kutuplu bir dipolün yeterince uzakta bulunan bir noktada oluşturduğu manyetik alan ile nasıl açıklanabildiği çok güzel bir şekilde ortaya çıkar. Bu sebeble manyetizmada dipoller oldukça önemli yere sahiptir.

Şu ana kadar yapılan çıkarımlarda manyetizasyonun doğası klasik yoldan anlaşılmaya çalışılırken elektronların davranışı ve manyetizasyona katkısı üzerinde durulmadı. Yukarıda örneği verilen iletken tel etrafında oluşan manyetik alan oluşumu yine aynı düşünce ile atom etrafında dolanan elektron içinde uygulanmıştır.



Şekil 2.3: Bir atomdan **d** uzaklıkta, **v** hızı ve **ω** açısal hızı ile dönen bir elektronun manyetik momenti m ve klasik açısal manyetik momenti ***l*** görülmektedir.

Kuantum mekaniğinde spinin keşfinden önce, atomun sahip olduğu manyetik momentten ve maddenin manyetizasyonundan bu elektron hareketleri sorumludur ve temelinde elektronun sahip olduğu elektriksel özelliklerin bu etkilere neden olduğu düşünülmüştür. Eşitlik 2.1'de bir halka üzerinde oluşan manyetik momenti elde etmiştik ve bunu kullanarak atomun manyetik momentini hesaplayalım. Akım $I=q(\omega/2\pi)$ ve alan da $S=r^2\pi$ olacak şekilde bu denklemi vektör formunda yeniden yazalım.

$$\boldsymbol{m} = \frac{q\mu_0}{2} r^2 \boldsymbol{\omega} \tag{2.4}$$

Şekil 2.3'de görüldüğü üzere, **v** = **ω** x **r** tanımı ve q = -e değerleri ile eşitlik 2.4'ü aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\boldsymbol{m} = -\frac{e\mu_0}{2} (\boldsymbol{r} \times \boldsymbol{v}) \tag{2.5}$$

Bilindiği gibi atomun manyetik momenti, elektronun döndüğü alana, aynı akım ilmeğinde olduğu gibi diktir. Manyetik moment atomun etrafında dönen m_e kütleli bir elektronun oluşturduğu açısal momentumla aynı doğrulta ama zıt yönlü olmaları nedeniyle aşağıdaki eşitliği yazabiliriz.

$$\boldsymbol{l} = m_e(\boldsymbol{r} \times \boldsymbol{v}) \tag{2.6}$$

Eşitlik 2.5 ve Eşitlik 2.6'yı birleştirdiğimizde elektriksel yükü –e olmak üzere, atom etrafında dönen elektronun oluşturduğu klasik manyetik moment ile yine m_e kütleli bu elektronun aynı atom etrafında dönmesi ile oluşturduğu klasik açısal momentum arasındaki ilişkiyi bulmuş oluruz [5], [10]. Eksi işareti elektronun yükünden gelir.

$$\boldsymbol{m} = -\frac{e\mu_0}{2m_e}\boldsymbol{l} \tag{2.7}$$

Şimdi eşitlik 2.7'deki klasik mekanik ile türetilmiş formülü, kuantum mekaniksel karşılığına bakalım. Bunu yaptığımızda göreceğimiz şey şudur ki, kuantum mekaniğinde (***l***) açısal momentumun beklenen değeri gözlemlenemez. Eğer kuantizasyon ekseni olarak z eksenini alırsak, z eksenin boyunca klasik manyetik momentin bileşeni tanımlanabilir. Dolayısıyla yalnızca $\langle l_z \rangle$ beklenen değerini gözlemleyebiliriz. Böyle bir durumda elektronun beklenen değeri $\langle l_z \rangle = \hbar l_z$'dir. Bu değer, l_z operatörünün öz-değeridir. Z ekseni yönünde ölçülen manyetik momentin kuantum mekaniksel karşılığı aşağıdaki eşitlik ile tanımlanır [5], [10].

$$\langle \boldsymbol{m_z} \rangle = -\frac{e\mu_0}{2m_e}\hbar l_z \tag{2.8}$$

Bu eşitlik atom etrafında dönen elektronun manyetik momentini kuantum mekaniksel olarak tanımlar. Bu momente ayrıca orbital manyetik moment'te denir. Bu eşitlikte $\mu_B = e\hbar/2m_e$ tanımı ile bohr magnetron kullanılırsa kuantum mekaniksel manyetik orbital momentini veren ifade elde edilir.

$$\langle \boldsymbol{m_z} \rangle = -\frac{\mu_B}{\hbar}\langle \boldsymbol{l}_z \rangle \tag{2.9}$$

Bu denklem bize açısal momentum operatörünün beklenen değerine orbital açısal momentumundan gelen katkıyı ifade eder.

Orbital açısal momentumuna ek olarak, elektron kendine has bir açısal momentuma daha sahiptir. Manyetik momente spinden de gelen bir katkı daha olacaktır. Spin, kuantum mekaniğinde tam kuantum sayısı olmayan, s=ħ/2 gibi bir değerle ifade edilir.

$$\langle \boldsymbol{m_z}(\boldsymbol{s})\rangle = -2\frac{\mu_B}{\hbar}\langle \boldsymbol{s}_z\rangle \tag{2.10}$$

Eşitlik 2.10'u açısal momentumdan gelen katkı ile birleştirirsek aşağıdaki şekilde genel bir denklem yazabiliriz [5], [8], [10].

$$\langle \boldsymbol{m}_z^{tot}\rangle = -\frac{\mu_B}{\hbar}(2\langle \boldsymbol{s}_z\rangle + \langle \boldsymbol{l}_z\rangle) = -\frac{\mu_B}{\hbar}(g_s\langle \boldsymbol{s}_z\rangle + g_l\langle \boldsymbol{l}_z\rangle) \tag{2.11}$$

2.2.Momentlerin Presesyonu

Manyetik moment ifadesinin hem klasik hem de kuantum mekaniksel ifadelerini elde edikten sonra, bu manyetik dipollerin bir dış manyetik altındaki davranışlarını inceleyelim. Manyetizmayı anlamak, manyetik momentlerin dış manyetik alan ile olan etkileşiminin doğru betimlenmesi ile oldukça anlaşılır hale gelir. Bir manyetik dipol bir dış manyetik alan içine bırakıldığında, bu manyetik dipol üzerinde bir tork ya da enerji hisseder. Yapılan manyetizasyon ölçümlerinde ya manyetik moment ya da manyetik momentin etrafında oluşan manyetik alan kullanılır. Manyetizasyon ölçümü için kullanılan madde, V hacminde olan ve homojen olarak mıknatıslandırılmış ise, **m**=V**M** ile ifade edilen bir moment değeri bu madde için yapılan mıknatıslanma ölçümlerinden alınabilir. Burada şuna dikkat edelim, eğer bu V hacmi atomik bir hacim değeri ise m değeri atom başına düşen manyetik momentini, eğer V değeri manyetik bir katının hacmi ise bu seferde m bu katının toplam manyetik momentini ifade eder. Bir diğer dikkat edilecek şeyde şudur ki, bu yaklaşıma göre Değiş-tokuş Etkileşimi katıda ki elektronların birbirleriyle güçlü bir şekilde etkileşmesini sağlayarak, bütün elektron spinlerinin tek bir spin ya da manyetik moment olarak düşünülebildiği bir yapıya genişletilebilir [5].

Fiziğin her alanında da olduğu gibi enerji korunumu manyetizmada da önemlidir. Ancak bu durum manyetizmada enerji ifadelerine uygulandığı zaman,

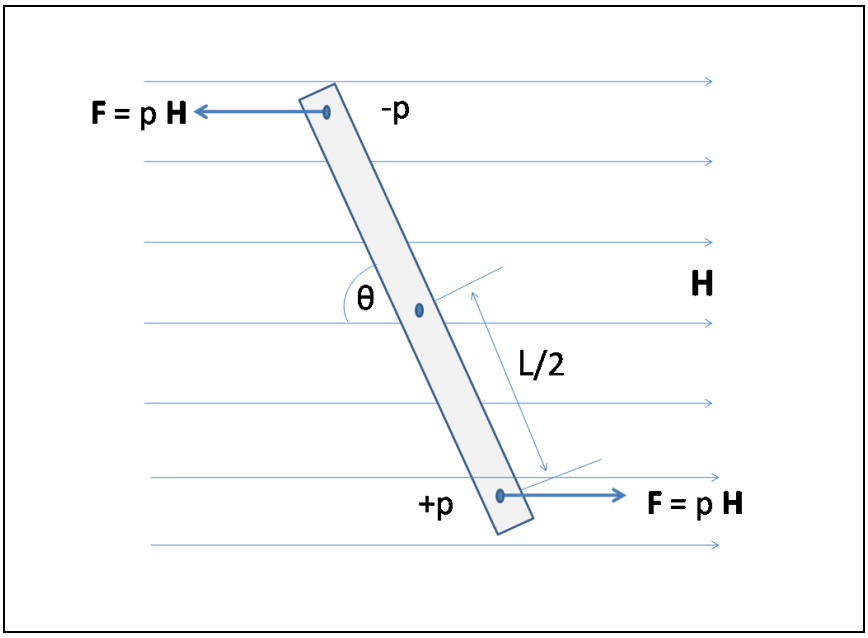
enerjinin en düşük seviyeye ne kadar hızlı ulaştığının tanımlanamaması ya da bu sürenin çok uzun olması manyetizmada diğer korunum kanunlarından açısal momentumun korunumu daha önemli hale getirir. Şu ana kadar üzerinde durduğumuz her iki model ya da manyetizasyonun deneysel ölçümleri açısal momentum korunum kanunu üzerine inşa edilmiş olmasının yanında manyetizasyon dinamiğini açıklarken de yine bu korunum yasasından yararlanılmaktadır. Açısal momentumun korunumu, manyetik alan altındaki bir malzemenin manyetik momentumun da presesyona neden olduğu gibi ayrıca dışarıdan uygulanan mikro dalga etkisi ile manyetik rezonansa da neden olur. Dönen bir cismin açısal momentum vektörü **L** büyüklük ve yön olarak sabit kalır.

Şekil 2.4'de görüleceği üzere homojen bir dış manyetik alana koyulan manyetik dipoller üzerine, manyetik alan tarafından aynı büyüklükte etki meydana gelir. Burada manyetik alan homojen olduğu için her bir manyetik dipol üzerinde **F**=p**H** büyüklüğünde ama zıt yönlerde kuvvet meydana gelir. Dolayısıyla kuvvetlerin eşit ama zıt yönlü olması dipollerin üzerinde torkun meydana gelmesine neden olur. Burada (***l***) dipoller arasındaki mesafe olmak üzere, bu dipoller üzerinde oluşan torkun neden olduğu manyetik momenti m = pH*l*sinθ şeklinde ifade edebilir. Bir manyetik alandaki (**H**) manyetik dipol (**m**) üzerindeki tork:

$$\boldsymbol{T} = \boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H} \tag{2.12}$$

denklemi ile ifade edilir. Burada tork hem m hem de **H** diktir ve enerji birimindedir. Newton denklemlerine göre açısal momentumun zamana göre değişimi torka eşittir. Bunu aşağıdaki ifadede görebiliriz [5], [7].

$$\frac{d\boldsymbol{L}}{dt} = \boldsymbol{T} = \boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H} \tag{2.13}$$



Şekil 2.4: Manyetik dipollerin manyetik alan altında hissettiği tork.

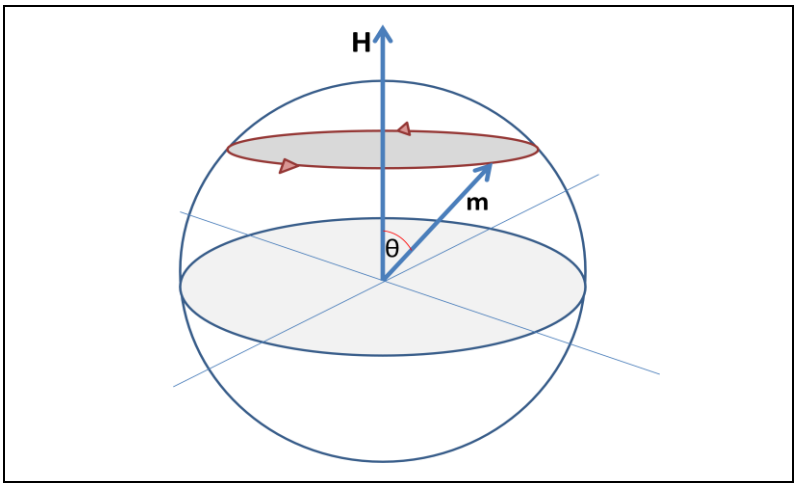
Açısal momentum (**L**) ve manyetik moment (**m**) arasındaki ilişki, **m**=γ**L** olmak üzere bunu eşitlik 2.13'de kullanırsak

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{dt} = \gamma[\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H}] = \gamma \boldsymbol{T} \tag{2.14}$$

ifadesinde $\gamma = qg\mu_0/2m_e$ olmak üzere bu ifade elektron için yazıldığında q = -e dir ve γ eksi değer alır. Bu hareket denklemi mıknatıslanmanın (**m**) zamana göre değişimi elde edildiğinden mıknatıslanma manyetik alan etrafında Larmor presesyonu yapar ve bu hareketin açısal frekansı

$$\omega = -\gamma H \tag{2.15}$$

formunda olup burada dikkat edilmelidir ki, presesyonun frekansı manyetik moment ve manyetik alan arasındaki açıdan bağımsızdır [5], [8], [10]. Bu ayrıca şunu da göstermektedir, açısal frekans, manyetik momentin presesyon eksenine dik olan bileşeninden bağımsızdır. Bu sonuç ile, neden kuantum mekaniksel hesaplamaların larmor frekansını klasik mekanik ile aynı şekilde verdiğini açıklar.



Şekil 2.5: Manyetik momentinin (**m**) manyetik alan (**H**) içinde yaptığı presesyon hareketinin şematik gösterimi.

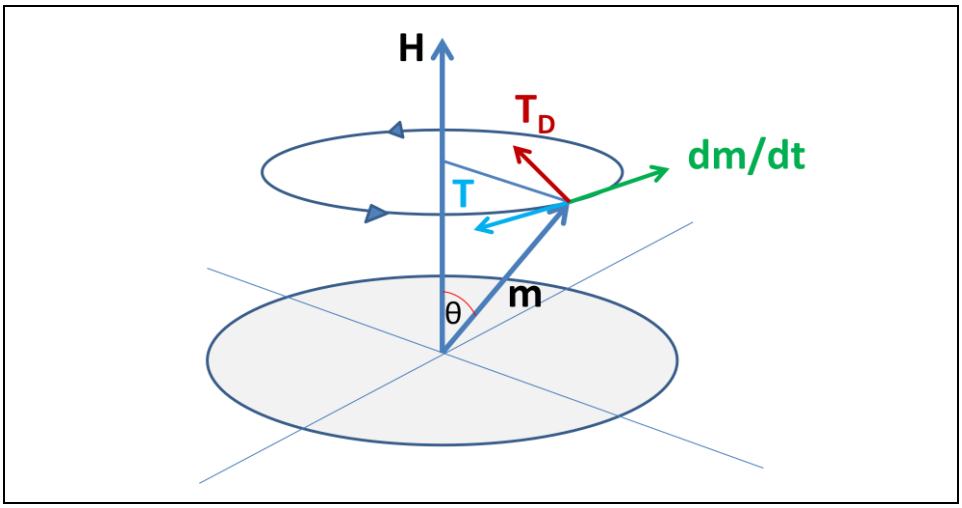
Şekil 2.5 da görülebildiği üzere manyetik moment ile manyetik alan arasındaki açı presesyon esnasında değişmez. Bu yüzden enerji sabit olup,

$$E = -\boldsymbol{mH} = -mHcos(\theta) \tag{2.16}$$

şeklindedir ve bu enerji minimum değerde değildir. Bu durum biraz çelişkili gözükebilir çünkü enerji doğada her zaman minimumda bulunma eğilimindedir. Dolayısıyla biliyoruz ki, manyetik moment belirli bir zaman sonra manyetik alan yönünde olacaktır. Böyle bir durumun gerçekleşmesi manyetik moment ile manyetik alan arasındaki açının azalması yönünde de bir değişime karşılık gelir. Aslında, açının değişimi ile sistemin enerjisi değişecek ve mıknatıslanmanın manyetik alan etrafında aynı büyüklükte presesyona devam etmesi için sistemin üzerinde ekstra bir torka ihtiyaç vardır. Burada şuna dikkat etmeliyiz ki, gerçekte manyetik moment manyetik alan yönünde olmaktadır. Ancak bunun olabilmesi manyetik alana dik olan ve manyetik momenti presesyona zorlayan tork tarafından sağlanamaz. Bu sefer, şekil 2.6'de görüldüğü üzere fenomonolojik olarak türetilen bir $\mathbf{T}_D$ gibi terimle manyetik momentin zamanla manyetik alan yönüne gelmesi sağlanır [5], [7], [8], [10]. Bu terim hem torka (**T**) hem de manyetik momente (**m**) diktir. Sönüm terimini ifade eden torku

$$\boldsymbol{T}_D = C\left[\boldsymbol{m} \times \frac{d\boldsymbol{m}}{dt}\right] \tag{2.17}$$

şeklinde yazılabilir. Burada C, klasik mekanikten sürtünme kuvveti katsayısı gibi düşünebileceğimiz bir ifadedir. Pozitif C değeri manyetik momentin manyetik alan yönüne yaklaşmasını sağlar. Ancak burada dikkat edilmesi gereken bir noktada C işaretinin eksi olması durumudur ve bu davranış ilginçtir. C'nin pozitif olduğu durumun tersine, negatif değeri, manyetik momenti manyetik alanın tersi yönüne çevirir [5].



Şekil 2.6: Manyetik momentin (**m**) Manyetik alan (**H**) etrafındaki presesyonunda meydana gelen tork ve söndürücü etkinin şematik gösterimi.

Landau-Liftshitz (LL) hareket denkleminde, manyetik momentin hareket denklemini aşağıdaki gibi,

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{dt} = \gamma[\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H}] + \frac{\alpha\gamma}{m}[m \times (\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H})] \tag{2.18}$$

tanımlanmışdır. Bu eşitliğin modifiye edilmiş bir diğer hali ise Landau-Liftshitz-Gilbert (LLG) eşitliğidir.

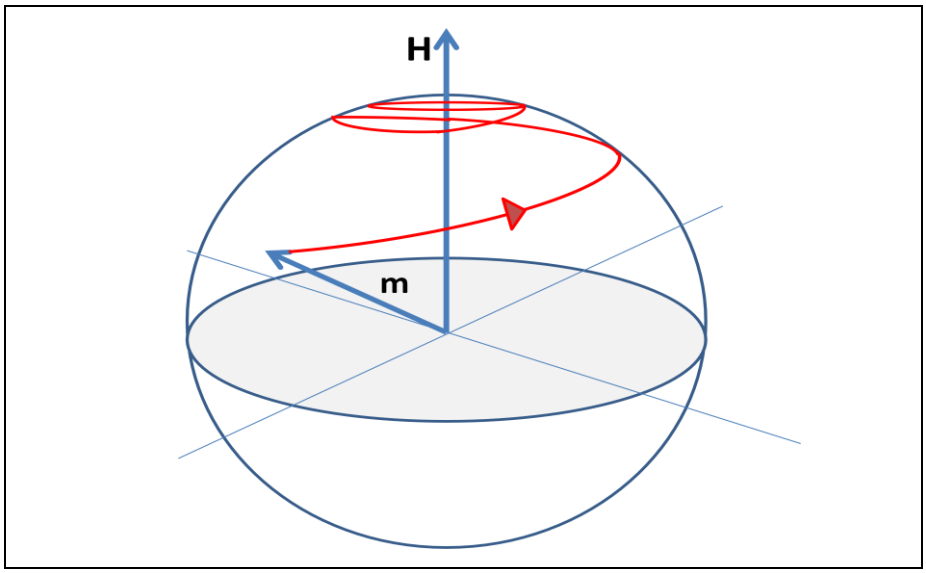
$$(1 + \alpha^2)\frac{d\boldsymbol{m}}{dt} = \gamma[\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H}] + \frac{\alpha\gamma}{m}[m \times (\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H})] \tag{2.19}$$

Bu ifade farklı olarak $(1+\alpha^2)$ terimini içermektedir ve bu ifade küçük α değerleri için ihmal edilir. Bu durumda LLG denklemi LL denklemine indirgenir. LLG denklemini genel bir formda yazarsak

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{dt} = \gamma[\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H}] + \frac{\alpha}{m}\left[\boldsymbol{m} \times \frac{d\boldsymbol{m}}{dt}\right] \tag{2.20}$$

ifadesinde, daha önce sürtünme katsayısı ile benzerlik kurduğumuz ve sabit olarak nitelendirdiğimiz C ifadesi, α parametresi sönüm parametresi olarak adlandırılabilir. Bu denklemde ilk terim manyetik momentin, manyetik alan ile arasında θ açısı olacak şekilde manyetik alan etrafında yaptığı presesyon hareketini ifade eder. Şekil 2.6 ve şekil 2.7'de gösterildiği gibi, **T**=**m**x**H** etkisiyle d**m**/dt=γ**T** yönünde bir değişim meydana gelir. İkinci terim ise sönüm meydana getiren $\mathbf{T}_D$ torku nedeniyle manyetik momenteki değişimi tanımlar. Şekil 2.6'de görüldüğü üzere α'nın pozitif değeri için manyetik moment (**m**) manyetik alan (**H**) yönüne gelmeye başlar. Aslında LLG denkleminin çözümü de bu durumun aynısını bize gösterir. Sönüm teriminin, manyetik momentin zamanla değişimiyle orantılı bir efektif bir manyetik alan tarafından oluşturulduğu düşünülebilir. Şekil 2.7'de görüldüğü gibi manyetik alan ekseninde spiral bir hareket yapan manyetik moment, manyetik alana paralel duruma gelirken açısal momentum korunumu ile açıklanan bu süreç esnasında enerjinin bir kısmı açısal momentumdaki değişim ile ya spin sistemine ya da örgü yapısına aktarılarak elde edilir [5].

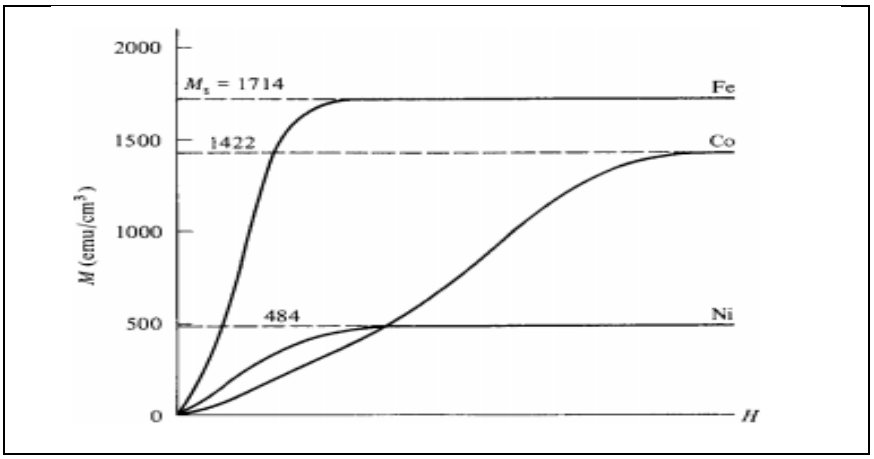
LLG ve LL denklemlerinde daha iyi anlaşılabilmesi için, dikkat edilmesi gereken nokta manyetik momentin **m**, bir küre üzerinde hareket etmesidir. Yani manyetik moment m küre yüzeyinde hareket ettiğinden kürenin yarıçapına denk gelecek şekilde, manyetik moment |**m**| sabit bir değere sahiptir ve denklemlerde manyetik moment **m** ya da manyetizasyonun **M** zaman içindeki evrimini tanımlamasına karşın bu değer sabittir. Bu ifadeyi makro boyuttaki bir maddeye uyguladığımızda da, bu maddenin manyetizasyonu **M**=**m**/V (maddenin m değerini aldığı ortamın hacmi (V) de sabit kalması bu şekilde açıklanır. Maddenin bu şekilde davranmasının altında ise, bu madde içerisindeki spinlerin kuvvetli etkileşimlerin neden olduğu ve her bir spinin birbirine göre paralel kaldığı spin oryantasyonu neticesinde oluşmaktadır [5].



Şekil 2.7: Manyetik momentin manyetik alan etrafındaki presesyonunda söndürücü etkinin zamanla evrimi.

2.3. Ferromanyetizma

Çok katlı manyetik filmler üretilirken ferromanyetik tabakalar kullanılır. Bu tabakaların özelliği, herhangi bir dış manyetik alan olmadığında bile mıknatıslanmaya sahip olan malzemelerdir. Sahip olduklari bu kendiliğinden manyetizasyonun kökeninde elektron spinleri ve bunların yapı içinde dağılımını belirleyen yapısal durum önemli rol oynar. Ferromanyetik malzemelerin taşıdığı ve mıknatıslanmada önemli artışa yol açan bu durumu şöyle de kıyaslayabiliriz: tipik herhangi bir paramanyetik malzemeyi, bilinen demir (Fe) gibi bir ferromanyetik malzeme ile kıyasladığımızda bu iki malzeme arasında doyum mıknatıslanmaları M_S (saturation magnetization) arasında 1 milyon kat gibi bir fark bulunur [9]. Bu yapısal farklılık ferromanyetik malzemeler içinde de kendini gösterir. Şekil 2.8'de çeşitli ferromanyetik malzemelerin eğrilerinde hiçbir dış manyetik alanın uygulanmadığı başlangıç durumu ile manyetik olarak duygunluğa eriştiği durum arasındaki değişimin hızlı ya da yavaş olması yapısal özellikler ile ilgilidir [9].

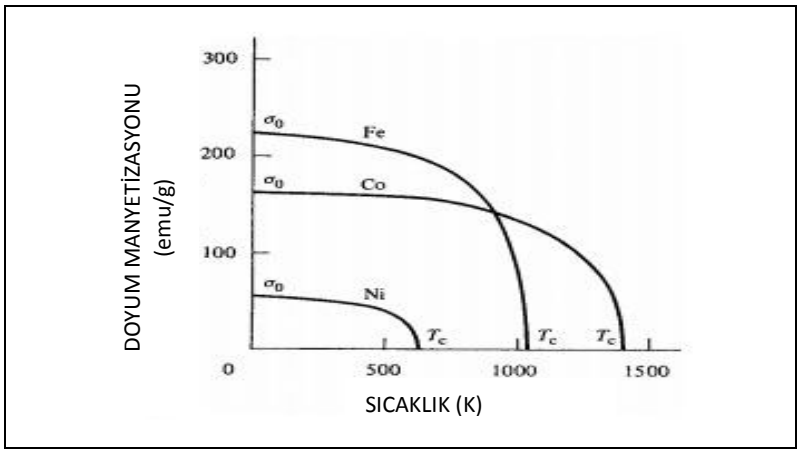


Şekil 2.8: Fe, Ni, Co ferromanyetik malzemelerin doyum-manyetik alan değişim grafiği.

Ferromanyetik bir malzemede atomların net bir manyetik momente sahip olmaları, atomdaki eşlenmemiş elektron spinlerinden ileri gelmektedir. Bu şekilde malzemedeki bütün atomların sahip oldukları bu manyetik momentler, malzemenin kristal yapısına bağlı olarak malzemenin net ve karakteristik bir mıknatıslanma değerine sahip olması ile sonuçlanır. Spinlerin paralel olacak şekilde yönlenmeleri, bunların üzerinde bir kuvvetin varlığını işaret eder. Bu kuvvetin kaynağının manyetik olması, çok büyük manyetik alan değerlerine işaret etmesine karşın, komşu spinler arasındaki dipolar etkileşmeler ferromanyetik yönelim sağlayacak kadar yüksek manyetik alan oluşturamazlar. Spinler arası bu etkileşim manyetik kökenli olmaktan ziyade elektriksel kökenli olup spinler arasındaki bu etkileşmeye değiş-tokuş etkileşmesi denir [12]. Heisenberg değiş-tokuş hamiltoniyeni (H_{exc}) aşağıdaki formda olup, toplama işlemi kristal örgü içindeki tüm spin çiftleri üzerinden yapılır. İki spin arasındaki J_{ij} sabiti atomlar arası uzaklığa bağlıdır [10].

$$H_{exc} = -\sum_{i<j} 2J_{ij}\overrightarrow{S_i}\overrightarrow{S_j} \tag{2.21}$$

Manyetizasyonun, dış manyetik alan ve sıcaklık değerleri arasında önemli bir ilişkisi vardır. Şekil.2.8'de mıknatıslanma dış manyetik alanın sürekli artırılmasına rağmen belli bir değerden sonra doyuma ulaşıp değeri değişmemesine karşın şekil.2.9'daki grafikteki eğrilerde görüldüğü üzere spontane mıknatıslanmanın sıcaklık ile de yakından bir ilişkisi olup en yüksek değerini mutlak sıfırda alır ve Curie sıcaklığı dediğimiz nokta ise mıknatıslanma sıfıra doğru gider [9].



Şekil 2.9: Fe, Ni, Co ferromanyetik malzemelerin duygunluk-sıcaklık değişim grafiği.

Curie-Weiss yasası sıcaklık ve manyetizasyon arasındaki ilişkiyi açıklar. Ferromanyetik malzemelerdeki kendiliğinden mıknatıslanmanın Curie Sıcaklığının üzerine çıkıldığında ortadan kalktığını, bu sıcaklığın altında ise malzemenin ferromanyetik düzeni koruduğunu ifade eder. Aşağıda formül bunu ifade etmekle beraber, bu sıcaklığın altında paramanyetik fazda manyetik duygunluğun, C Curie sabiti, T sıcaklık T_c ise Curie Sıcaklığını ifade etmek üzere aşağıdaki formülde bu görülür [6].

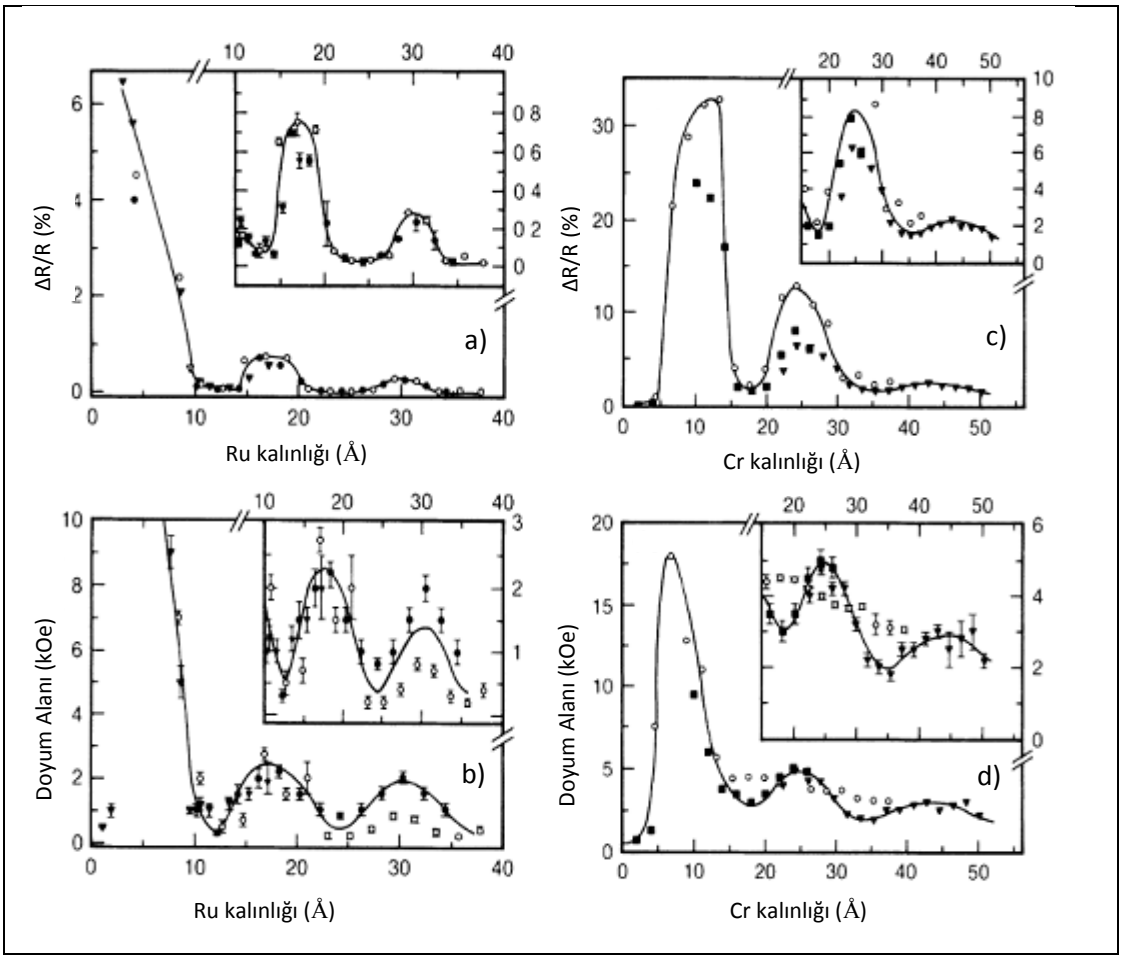
$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_c} \tag{2.22}$$

2.4. Manyetik Çok Katlı Filmler ve Özellikleri

2.4.1. Tabakalar Arası Değiş-Tokuş Etkileşmesi

Ferromanyetik tabakalar arasına, manyetik olmayan tabakaların eklenmesi ile periyodik olarak büyütülen çok katlı manyetik filmlerde, ferromanyetik tabakalar arasında gerçekleşen en önemli etkileşim Tabakalar Arası Değiş-Tokuş Etkileşmesi'dir. Bu etkileşime ilk deneysel kanıt Cr kalınlığının 10 Angström olduğu, Fe/Cr/Fe üç katlı filmlerde Grünberg tarafından gözlenmiş olup, ferromanyetik Fe tabakaları arasında gözlemlenen de bu değiş-tokuş etkileşimidir [1]. Bu çalışmada kullanılan tabakalar arasındaki etkileşim anti-ferromanyetik

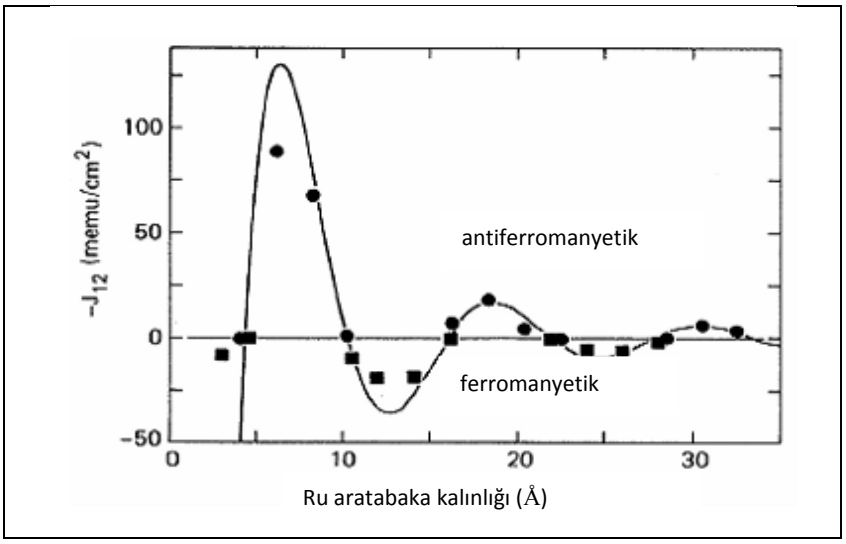
karakter göstermektedir. Anti-ferromanyetik etkileşim manyetodirenç ölçümlerinde önemli yer tutar. Bu çalışmadan çikan sonuçlar oldukça dikkat çekicidir. İki ferromanyetik tabakanın, aradaki manyetik olmayan tabakanın kalınlığına bağlı olarak etkileşimin türünün değişmesi yeni araştırmalarıda tetiklemiştir. Daha sonraki çalışmalarda Cr kalınlığının değişimi, değiş-tokuş etkileşiminin gücünü ve karakterini değiştirdiği gözlenmiştir. Ayrıca bu değişimlerin kalınlığa bağlı olarak periyodik bir salınım yaptığıda saptanmıştır. Bu salınımda değiş-tokuş sabiti J, değiş-tokuş etkileşiminin doğasını yansıtması bakımından pozitif ve negatif değerler arasında değiştiğine dikkat edilmelidir. Ayrıca değiş-tokuş sabitindeki bu salınımın dışında, manyetik çok katlı filmlerin manyetodirenç, mıknatıslanma değeri ve doyum değerlerinde de, ara katman kalınlığına bağlı olarak bunlarda da salınımlar görülür. Şekil 2.10'daki grafiklerde, Parkin'in yaptığı çalışmalar bunu kanıtlamaktadır [11], [10].



Şekil 2.10: Parkin'in yaptığı çalışmalardan Co/Ru filminde Ru ara tabaka kalınlığına bağlı olarak a) manyetodirencin b) doyum alanın salınımı ve Fe/Cr filminde Cr ara tabaka kalınlığına bağlı olarak c) manyetodirencin ve d) doyum alanın salınımı.

Şekil 2.10'da görülen soldaki grafikler Co/Ru üzerine çalışılmış olup, salınımın 12 angströmlük bir periyot ile değiştiğini gösteriyor. Sağdaki grafikte ise Fe/Cr çok katlı yapılarında salınım 18 angströmde periyoda sahiptir.

Şekil 2.11'de görüldüğü üzere, Parkin'in Ni/Co/Ru çok katlı filmlerde de ara katman kalınlığına bağlı olarak yaptığı değiş-tokuş etkileşmesinin ferromanyetik ve anti-ferromanyetik etkileşme şeklinde salınım yaptığını gözlemledi [11].



Şekil 2.11: Ni/Co/Ru çok katlı yapısında rutenyum kalınlığına bağlı olarak ara katman değiş-tokuş (J) sabitinin salınımı.

2.4.2. RKKY Teorisinin Manyetik Tabakalara Uygulanması

Yukarıda bahsedilen salınımı açıklamak için RKKY teorisine bakmalıyız. RKKY teorisi ilk önce Ruderman ve Kittel tarafından çekirdek spinleri arasındaki indirekt etkileşmeyi açıklamak için iletkenlik elektronlarından yararlandı [13]. Daha sonra iletkenlik elektronları üzerinden yapılan etkileşmeyi elektron spinleri üzerine genişletilmesi ise Kasuya ve Yosida tarafından gerçekleştirildi [14], [15]. Bu model ile manyetik olmayan bir metal içine iki yabancı parçacık (impüriti) yerleştirilerek, bu iki yabancı parçacık arasındaki değiş-tokuş etkileşimi ve bunun neticeleri açıklanmaktadır. Böyle bir metalde, yabancı parçacıkların spini, yabancı parçacıkları çevreleyen iletkenlik elektronlarını polarize etmesi ve bütün iletkenlik elektronları manyetik yabancı parçacıklara paralel yönlenmesi enerjinin minumumda olması gerçeğine uymasına karşın Pauli Prensibine bu durum uymaz. Pauli dışarlama prensibi bütün iletkenlik bandı elektronlarının tek bir yönde polarize olduğu durumu engeller. Sonuc olarak iletkenlik elektronları, yabancı parçacıkdan olan uzaklıklarına bağlı olarak polarize olurlar. Her iki yabancı parçacık çevresinde şekillenen spin yönelimi, yabancı parçacıkların birbirine olan uzaklına bağlı olarak yabancı parçacık ları ve çevresindeki spin yönlenimi toplam enerjinin minimum olacağı yeni bir duruma değişir. Bu durumda manyetik yabancı parçacıklar arasında indirekt bir etkileşim neticesinde, her bir yabancı parçacık birbirine göre paralel ya da anti-paralel yönlenimin olduğu konfigürasyonlarda bulunabilir. Serbest elektron modeli

ve 2. mertebeden pertübasyon teorisi kullanılarak yapılan hesaplamalardan spinler arasındaki etkileşme

$$H_{ij} = \mathrm{J}(R_{ij})\,\overrightarrow{\mathrm{S_i}}\,\overrightarrow{S_j} \tag{2.23}$$

şeklinde verilir. Değiş-tokuş integralide

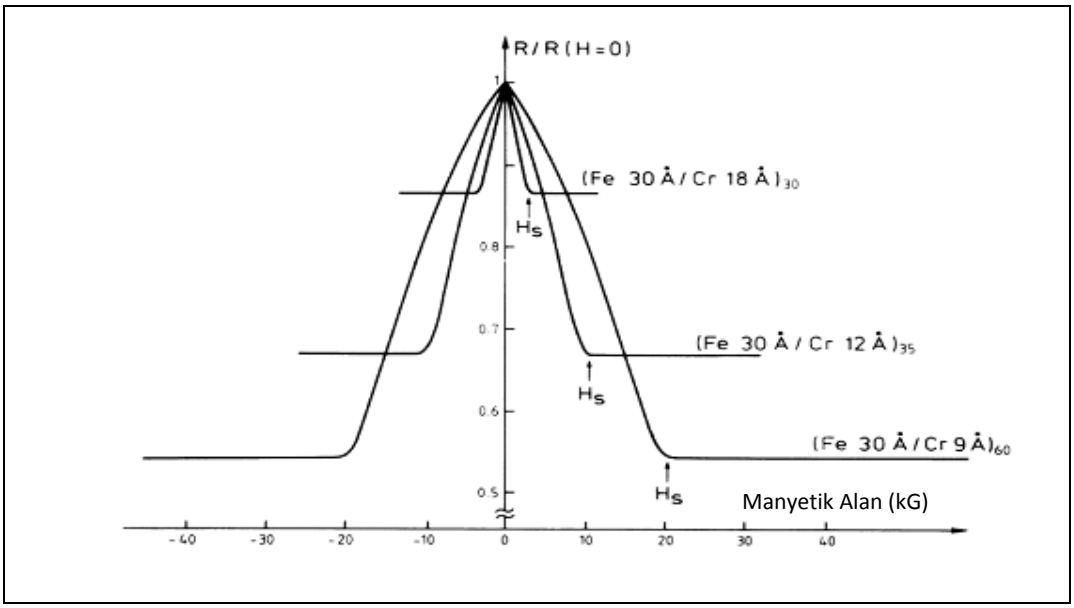
$$J(R_{ij}) = \left[2k_F R_{ij}\cos(2k_F R_{ij}) - \sin(2k_F R_{ij})\right]/R_{ij}^4 \tag{2.24}$$

Bu denklemde k_F fermi yüzeyindeki dalga vektörü olup, osilasyon periyodu $\Lambda=\pi/k_F$ ‘dır. Ancak bu değer deneyle iyi uyuşmaz. Bu modelde yapılan iyileştirmelerle, RKKY teorisi çok katlı filmlere uygulandı. Ferromanyetik tabakalardaki spin dağılımlarının homojen olduğu ve ara tabaka kalınlığının her bir numune için farklı değerler aldığı düşünülürse, yeni hesaplamalar sonucu salınım periyodu 1ML=Λ‘dır (ML: tek tabaka). Ancak bu yapılan iyileştirmelerle de deneysel sonuclar uyuşmaz. Bunun nedeni ara tabakanın artışı kesikli olduğu göz önünde tutulursa, gerçek salınım periyodu teoriden elde edilen salınım periyodundan daha büyük olur [16], [17], [18], [19].

2.4.3. Devasa Manyeto Direnç (GMR)

Şu ana kadar manyetik çok katlı filmlerin etkileşimin kökenindeki değiş-tokuş etkileşimini anlamaya çalıştık. Çok katlı sistemlerde, değiş-tokuş sabitinin ara tabaka malzemenin kalınlığına bağlı olarak salınım yapması, beraberinde diğer özelliklerinde çok katlı filmlerde kendine has davranışlar göstermesine neden olur. Bu özelliklerden biride manyetik alan altında çok katlı filmlerin dirençler değerlerinde meydana gelen değişimdir. Bu özelliği gözlemleyebilmek için ferromanyetik tabakalar arasında anti-paralel etkileşmenin gözlendiği yapılar seçilmelidir. Bu şekilde olan çok katlı bir filmin manyetodirenci çok yüksektir. Bu çok katlı filme manyetik alan uygulandığında, ferromanyetik tabakaların mıknatıslanmaları paralel duruma gelir ve çok katlı filmin magnetodirencinde bir azalma meydana gelir. Manyetik çok katlı filmlerde ki bu özelliğin ilk defa gözlemlenmesi birbirinden bağımsız çalışmalarla Grünberg ve Fert tarafından yapılmıştır [2], [20].

Fert ve Grünberg GMR etkisini Fe/Cr çok katlı yapılarında gözlemledi. devmanyeto direnç özelliğinin görülebilmesi icin yukarıda da değindiğimiz gibi Cr kalınlığı anti-ferromanyetik karakterin her iki ferromanyetik tabakanın mıknatıslanmasının birbirlerine göre zıt olduğu konumda olması sağlanmalıdır. Fert 30, 35, 60 katlı Fe/Cr yapılarını sıvı helyum sıcaklığında inceledi. GMR oranını %50 buldu ve bu değerler şekil 2.12'den görülebilir [2].

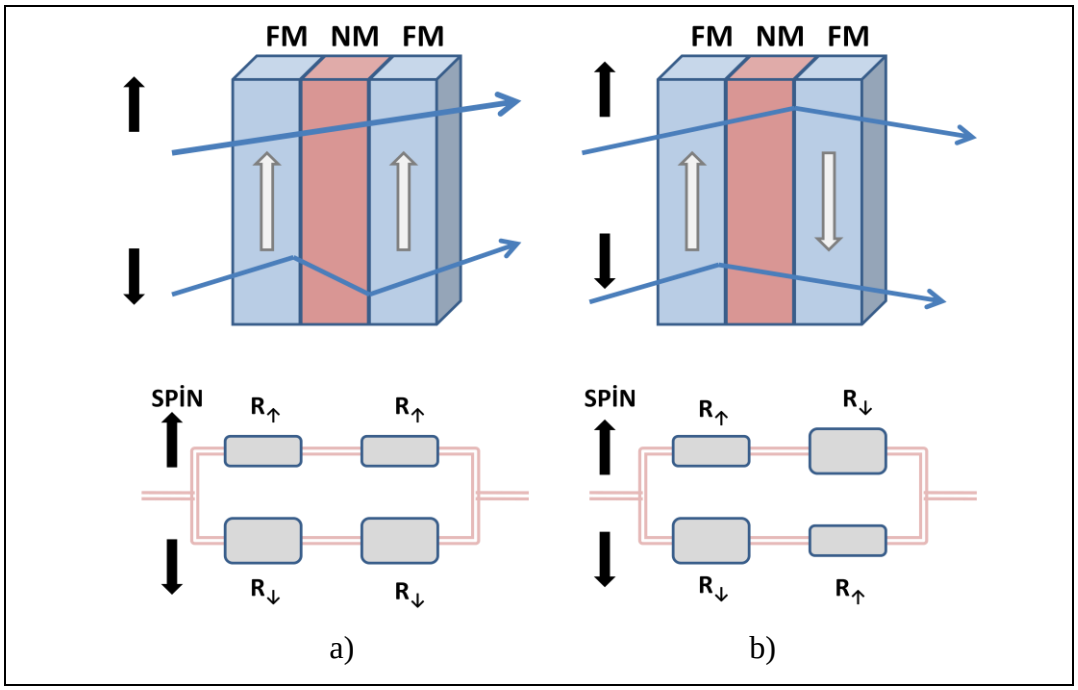


Şekil 2.12: 5K sıcaklıkta Fe/Cr süperörgülerinde gözlenen manyetodirenç.

Grünberg ise hem iki katlı manyetik Fe/Cr/Fe filmlerini kullanmıştır hem de ölçümleri oda sıcaklığında almıştır. Dolayısıyla GMR oranı %1.5 bulmuştur. Fert'in Grünberg'e göre daha yüksek GMR oranı bulması nedenleri: Fert'in daha düşük sıcaklıklarda ölçüm yapması ve Grünberg'in üç katlı film kullanmasına karşın Fert 30,35 ve 60 katlı filmler kullandığından bu fark oluşmuştur.

Yukarıda anlatılan bu malzemelerde, her bir tabakanın mıknatıslanmasının yönlenimi manyetik alan yokluğunda anti-paralel'dir. İletkenlik elektronlarının saçılmalarının şiddeti, mıknatıslanmanın anti-paralel olduğu durumda oldukça fazla iken, paralel durumda bu yoğunluk daha azdır. Dolayısıyla etkileşimin anti-paralel olduğu durumda direnç daha fazladır. GMR oranı, etkileşmenin anti-paralel olduğu durumdaki direnç ile paralel oldu zamanki direnç farkının, paralel durumda ki direnç farkına oranı olup bu değer eşitlik 2.25 ile hesaplanır [10].

$$GMR\ Oranı = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{\nabla R}{R} \tag{2.25}$$



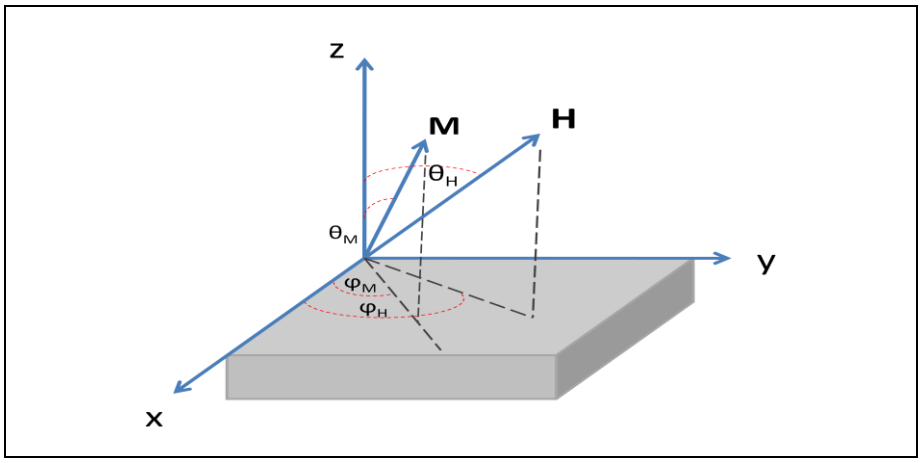
Şekil 2.13: Devasa Manyetodirenç mekanizmasının yukarı (up) ve aşağı (down) her bir spin durumu için a) FM tabakalar arası etkileşim ferromanyetik durumda b) FM tabakalar arası etkileşim antiferromanyetik durumda olduğunda karşılaşacağı direncin şematik gösterimi.

GMR etkisini daha iyi olması için çok katlı film üretiminde tabakalarının kalınlığının, elektronların ortalama serbest yol değeri ile karşılaştırıldığında küçük olması elektronların daha kolay şekilde manyetik olmayan filmden geçip diğer ferromanyetik tabakaya ulaşabilecek kalınlarda olmalısı önemlidir.

2.5. Çok Katlı Manyetik Filmlerde Manyetik Enerji Çeşitleri

2.5.1. Zeeman Enerji

Zeeman enerji, bir malzemeyi manyetik alan içine bıraktığımızda, bu malzemenin manyetik alan ile etkileşmesinden dolayı malzemenin üzerindeki potansiyel enerjidir. Dış manyetik alan ve malzemenin manyetizasyonun skaler çarpımından zeeman enerji elde E_Z = **-m.H** edilir.



Şekil 2.14: Manyetik bir malzeme ve bu yapı için kullanılan koordinat sistemi.

Şekil2.15'e göre malzemenin mıknatıslanması ve uygulanan dış manyetik alanın şekilde ki koordinat sistemine göre x, y ve z bileşenleri

$$M_X = M\sin\theta_M\cos\varphi_M,\ M_Y = M\sin\theta_M\sin\theta_M,\ M_Z = M\cos\theta_M$$

$$H_X = H\sin\theta_H\cos\varphi_H,\ H_Y = H\sin\theta_H\sin\varphi_H,\ H_Z = H\cos\theta_H \tag{2.26}$$

şeklinde ifade edersek malzemenin mıknatıslanması $\boldsymbol{M}$ ve malzemeye etkiyen manyetik alanın $\boldsymbol{H}$ skaler çarparmı sonucu aşağıda ki eşitlikte

$$E_Z = -\boldsymbol{M}.\boldsymbol{H} = -MH\begin{pmatrix} \sin\theta_H\, cos\varphi_H sin\theta_M cos\varphi_M \\ +\ \sin\theta_H\, sin\varphi_H sin\theta_M sin\varphi_M \\ +\ \cos\theta_H\, cos\theta_M \end{pmatrix} \tag{2.27}$$

zeeman enerjisini ifade etmiş oluruz. $\cos\varphi_H\cos\varphi_M + \sin\varphi_H\sin\varphi_M = \cos(\varphi_H - \varphi_M)$ eşitliğinden, manyetik alan etkisi altındaki ince filmin zeeman enerjisi

$$E_Z = -MH[sin\theta_H sin\theta_M\cos(\varphi_H - \varphi_M) + cos\theta_H cos\theta_M] \tag{2.28}$$

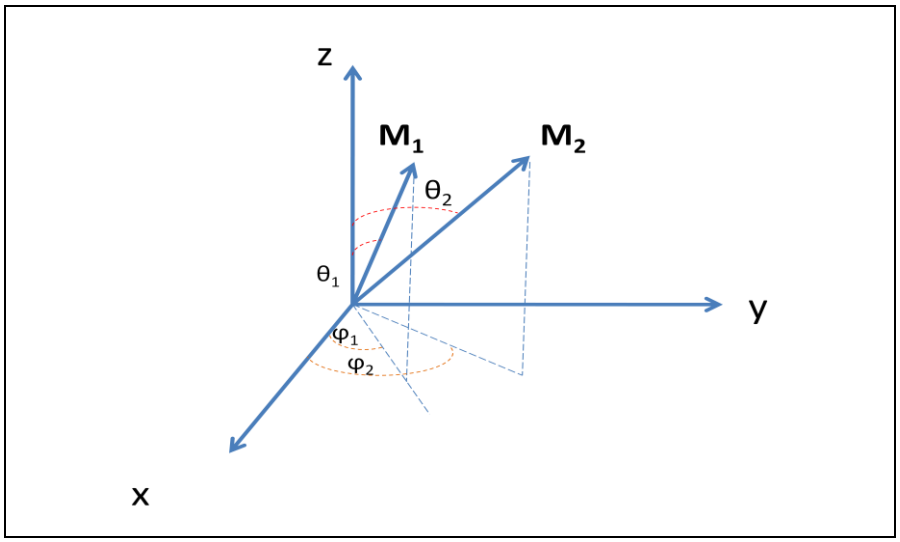
biçiminde elde edilir.

2.5.2. Ara Katman Değiş-Tokuş Enerjisi

Ferromanyetik malzemelerden oluşan çok katlı manyetik tabakalar arasındaki önemli bir etkileşim olan değiş-tokuş etkileşmesi aşağıdaki formda ifade edilir. Burada M_1 birinci tabakanın mıknatıslanması ve M_2 ikinci tabakanın mıknatıslanması olmak üzere A_{12} bilineer ve B_{12} biquadratik terimlerdir [21].

$$E_{ex} = A_{12}\frac{\boldsymbol{M_1}.\boldsymbol{M_2}}{M_1M_2} + B_{12}\left[\frac{\boldsymbol{M_1}.\boldsymbol{M_2}}{M_1M_2}\right]^2 + \ldots \tag{2.29}$$

A_{12} bilineer terimi, B_{12} quadratik terimden daha büyük değere sahiptir. Bu yüzden bazı durumlarda bu enerji ihmal edilebilir. Bu ifadede elde edilen enerji, çok manyetik katlı filmlerin sahip olduğu birim yüzey alanı başına ara katman değiş-tokuş enerjisini ifade eder.



Şekil 2.15: İki katlı filmin mıknatıslanmaları $\mathbf{M_1}$ ve $\mathbf{M_2}$'nin yönelimi ve kullanılan koordinat sistemi.

Yukarıdaki şekile göre mıknatıslanma bileşenlerini yazalım,

$$\boldsymbol{M_1} = M_1\left[\sin\theta_1\cos\varphi_1\,\hat{\imath} + \sin\theta_1\sin\varphi_1\hat{\jmath} + cos\,\theta_1\hat{k}\right]$$

$$\boldsymbol{M_2} = M_2\left[\sin\theta_2\cos\varphi_2\,\hat{\imath} + \sin\theta_2\sin\varphi_2\hat{\jmath} + cos\,\theta_2\hat{k}\right] \tag{2.30}$$

her iki katmanın mıknatıslanmalarının skaler çarpımı:

$$\boldsymbol{M_1}.\boldsymbol{M_2} = M_1M_2[\sin\theta_1\sin\theta_2\cos(\varphi_2-\varphi_1) + \cos\theta_1\cos\theta_2] \tag{2.31}$$

olarak yazılır. Bu skaler çarpıma göre, bu iki tabaka arasındaki değiş-tokuş enerjisi:

$$E_{ex} = A_{12}[\sin\theta_1\sin\theta_2\cos(\varphi_2-\varphi_1) + cos\,\theta_1\cos\theta_2] \tag{2.32}$$

formunda yazılır.

2.5.3. Demanyetizasyon Enerjisi

Malzemenin sahip olduğu kendi iç mıknatıslanması, malzemenin içinde varolan ve bu iç mıknatıslanmayı azaltacak yönde bir ekstra manyetik alan daha ortaya çıkartır. Bu alana demanyetizasyon alanı denir ve malzemenin mıknatıslanmasıyla orantılı olmasının yanında malzemenin şekline bağlı olarak demanyetizasyon alanı malzeme üzerinde bir magnetostatik enerjininde var olmasına neden olur. İnce manyetik filmlerde demanyetizasyon enerjisi :

$$E_d = 2\pi M_Z^2 = 2\pi M_S^2\cos^2\theta \tag{2.33}$$

biçiminde ifade edilir, burada M_z film normali boyunca mıknatıslanma vektörünün bileşenidir.

2.5.4. Anizotropi Enerji

Magnetik anizotropi enerjisi, üzerinde ölçüm yapılan malzemelerin manyetik özelliklerinin, yöne bağımlılığını ifade eder. Manyetik anizotropi enerjinin

büyüklüğü ve tipi, manyetizasyon ve histeris eğrilerinin şeklinin belirlenmesini sağlar. Bir kristalde mıknatıslanma vektörünün kolay mıknatıslanma ekseninde kalmasını sağlayan anizotropi enerjisidir. Eğer bu sisteme dışarıdan bir enerji uygulanırsa mıknatıslanma kolay mıknatıslanma ekseninden zor mıknatıslanma eksenine kayar. Mıknatıslanma vektörünün bu şekilde yönünün değişmesi kristal üzerinde enerji depolanmasına neden olur. Manyetik anizotropinin kaynağı, spin-yörünge etkileşimidir. Anizotropi enerjisi, spin-yörünge etkileşimini aşmak için gerekli enerjidir. Malzemede depolan bu enerji, mıknatıslanmanın kolay eksenden zor eksene geçmesini sağlayan enerji olduğundan sistemin anizotropi enerjisinin gücünü ifade eder. Anizotropi enerjisi, mıknatıslanmanın kristal eksenleri ile yaptığı açının yön kosinüsüne bağlıdır. Ayrıca anizotropi sabiti *K*'da önemli bir parametredir.

N katlı manyetik filmlerden oluşan manyetik çok katlı filmin anizotropi enerjisi [4]:

$$E = \sum_{i=1}^{N} t_i K_{eff}^{i} \cos^2 \theta_i \tag{2.34}$$

burada t_i katmanların kalınlığını, K_{eff}^{i} etkin anizotropi katsayısınıdır. Denklem 2.34'de K_{eff}^{i} sabiti hem magnetostatik enerjiyi hem de dik anizotropi enerjisini içermektedir. Magnetostatik enerjinin kaynağı demagnetizasyon alanıdır. Demagnetizasyon alanı ve dik anizotropi enerjisi birbirine

$$K_{eff}^{i} = 2\pi\left(M_s^i\right)^2 - K_p^i$$

$$K_p^i = \frac{M_s^i \times H_p^i}{2} \tag{2.35}$$

şeklindeki gibi bağlıdır. Burada K_p dik anizotropi enerjisi; H_p manyetik katmanların sahip olduğu anizotropi alanı; M_s manyetik katmanların doyum mıknatıslanmasıdır. Anizotropinin yöne bağlılığı, dik ve paralel konumdaki mıknatıslanma spektrumlarında rezonans alanın farklı değerler almasına neden olur.

2.6. Ferromanyetik Rezonans (FMR)

İlk ferromanyetik rezonans (FMR) deneyi Griffhts tarafından 1946 yılında gerçekleştirilmiştir. FMR, malzemelerin manyetik özelliklerinin anlaşılmasında, özellikle de manyetik anizotropilerinin araştırılmasında kullanılan standart bir tekniktir. Birkaç atom düzeyinde hassasiyete sahip olmasından dolayı, FMR sistemleri Ultra High Vakum (UHV) sistemlere adapte edilebilmektedir. FMR ile ince filmlerde, çok katlı manyetik filmlerde ve süper örgü yapılarda manyetik anizotropi, tabakalar arası değiş-tokuş (exchange) etkileşimi ve mıknatıslanmanın sönümü gibi özelliklerin başarılı bir şekilde belirlenebilmektedir. Bu bölümde manyetizmanın hareket denkleminin verildiği bölüm 2.3'deki teorik kısımdan farklı olarak, bir FMR ölçümünden elde edilen dataların teorik analizi üzerinde durulacaktır.

Elektronlarının, atomların ve iyonların manyetik momenti **m** her zaman açısal momentum (***l***) ile ilişkilidir ve (***l***) sadece bir elektronun spin momenti ya da tek bir orbital momenti veya ikisinin karışımından oluşabilir. Manyetik momentin açısal momentum ile bağıntısı, eşitlik 2.9 görüldüğü gibidir. Burada aşağıdaki gibi

$$\gamma = \frac{\mu_0 |e|}{2m_e} g = 1.015 \times 10^5 g \tag{2.36}$$

bir tanımlama yaparsak, bu değere γ jiromanyetik oran denir. g'de Landau yarılma faktörüdür ve spin momenti için yaklaşık 2, orbital momenti için ise yaklaşık 1' dir. Hem spin hem de orbital momentin toplam manyetik momente katkısı vardır, ve bu toplam değer toplam açısal moment etrafında presesyon hareketi yapar. Böyle bir durumda g-faktörü bütün bu katılar hesaba katılırsa verilir [6],

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L-1)}{2J(J+1)} \tag{2.37}$$

burada *S*, *L* ve *J* sırasıyla, spin kuantum sayısı, orbital kuantum sayısı ve yörünge kuantum sayısıdır. Toplam açısal momentum ise şöyle tanımlanır,

$$P_S = \sqrt{S(S+1)}\hbar$$

$$P_L = \sqrt{L(L+1)}\hbar \qquad (2.38)$$

$$P_J = \sqrt{J(J+1)}\hbar$$

Eşitlik 2.12'de mıknatıslanmanın hareket denklemini, statik manyetik alanın haricinde, efektif anizotropi alanlarını da içinde barındıran bir alanı içerecek şekilde yeniden yazılırsa

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \qquad (2.39)$$

şeklinde bir denklem elde edilir. Burada H_{eff} etkin manyetik alandır. Eşitlik 2.12'den farklı olarak tek bir atomun manyetik momentini değil de, tüm sistemin toplam manyetik momenti üzerinden bu hareket denklemi yazılır. Bunun nedeni ise, ultra ince manyetik filmlerde, film kalınlığı çok küçük olması ve bu nedenden güçlü değiş-tokuş (exchange) etkileşiminin varlığı tüm manyetik momentleri film boyunca paralel konumda tutar ve bu yüzden film toplam bir moment gibi davranır. Manyetik anizotropinin varlığından dolayı, mıknatıslanma anizotropi enerjisini minimize etmek için kolay yön boyunca yönelmeyi tercih eder. Genelde efektif alan Helmholtz serbest enerjisi F'den türetilebilir. Etkin alanı bulmak için aşağıdaki eşitlik kullanılabilir.

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial F}{\partial M} = -\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial F}{\partial M_x}\hat{\imath} + \frac{\partial F}{\partial M_y}\hat{\jmath} + \frac{\partial F}{\partial M_z}\hat{k}\right) \qquad (2.40)$$

elde edilir. Serbest enerji ifadesinin içerdiği enerji türlerinden bahsetmek gerekirse bunlar bölüm 2.6 anlatıldığı üzere, Zeeman enerjisi $F_z = -\mu_0 \boldsymbol{H}.\boldsymbol{M}$, anizotropi enerjileri (magnetokristal, magnetoelastik, demagnetizasyon, magnetostatik anizotropi enerjileri vb) ve exchange etkileşim enerjisi $F_{exc} = -{}^{A}/_{M_s^2}\, \boldsymbol{M_S}.\nabla^2 \boldsymbol{M_S}$ (burada A sertlik (stifness) katsayısıdır) gibi terimlerdir. Şekil 2.17a'deki

koordinalara göre, efektif alanın kartezyen koordinatlardaki bileşenleri polar koordinatlar θ ve ϕ kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$H_{eff\ x} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial F}{\partial M_x} = \frac{sin\phi}{\mu_0 M_s sin\theta}\frac{\partial F}{\partial \phi}$$

$$H_{eff\ y} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial F}{\partial M_y} = -\frac{cos\phi}{\mu_0 M_s sin\theta}\frac{\partial F}{\partial \phi} \tag{2.41}$$

$$H_{eff\ z} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial F}{\partial M_z} = \frac{1}{\mu_0 M_s sin\theta}\frac{\partial F}{\partial \theta}$$

Eşitlik 2.39 deki vektörel denklemin eşitlik 2.41 da yerine yazılmasıyla üç tane skaler denklem elde edilir. Bu denklemlerden sadece iki tanesi bağımsızdır üçüncü denklem diğer iki denklemin kullanılmasından elde edilebilir

Bu üç skaler denklemden herhangi ikisin göz önüne alınmasıyla, aşağıdaki ifadeler elde edilir,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \gamma H_\phi$$

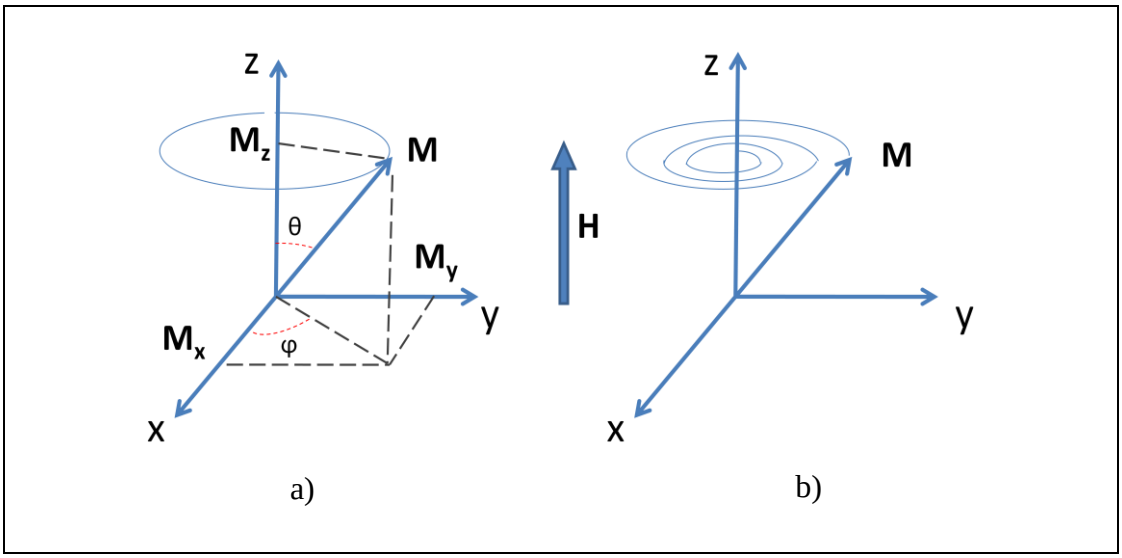
$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \gamma H_\theta \tag{2.42}$$

Burada

$$H_\theta = -\frac{1}{\mu_0 M_s sin\theta}\frac{\partial F}{\partial \theta}$$

$$H_\phi = -\frac{1}{\mu_0 M_s sin\theta}\frac{\partial F}{\partial \phi} \tag{2.43}$$

ile tanımlanır.



Şekil-2.16: Mıknatıslanmanın statik manyetik alan içersindeki hareketi. a) Sönüm olmadığı zaman, mıknatıslanma statik manyetik alan etrafında presesyon yapar ve mıknatıslanmanın manyetik alan yönündeki bileşeni sabit kalır. b) Sönüm olduğu durumda, mıknatıslanma vektörü spiral bir yörünge izler ve mıknatıslanma statik manyetik alana yaklaşır.

M, Mıknatıslanmasının sabit (θ_0, ϕ_0) yönelimindeki açı ve pozisyonundan çok küçük miktarda ($\theta_0+\Delta\theta$, $\phi_0+\Delta\phi$) saptığını varsayalım, bu durumda eşitlik 2.42' in yeni ifadesi;

$$\frac{\partial(\Delta\theta)}{\partial t} = \frac{\partial\theta}{\partial t} = -\gamma\frac{1}{\mu_0 M_s \sin(\theta+\Delta\theta)}\frac{\partial F}{\partial\phi}$$
$$= -\gamma\frac{1}{\mu_0 M_s \sin(\theta+\Delta\theta)}\left[\left(\frac{\partial F}{\partial\phi}\right)_{\theta_0,\phi_0} + \left(\Delta\theta\frac{\partial}{\partial\theta} + \Delta\phi\frac{\partial}{\partial\phi}\right)\left(\frac{\partial F}{\partial\phi}\right)_{\theta_0,\phi_0} + \cdots\right] \quad (2.44)$$
$$\approx -\gamma\frac{1}{\mu_0 M_s \sin(\theta_0)}\left[\Delta\theta\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta\partial\phi}\right)_{\theta_0,\phi_0} + \Delta\phi\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\phi^2}\right)_{\theta_0,\phi_0} + \cdots\right]$$

şeklinde tanımlanır. Bu ifadeden sabit mıknatıslanma yönelimi için şart, aşağıdaki ifadelerle verilir:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial\theta}\right)_{\theta_0,\phi_0} = 0$$
$$\left(\frac{\partial F}{\partial\phi}\right)_{\theta_0,\phi_0} = 0 \quad (2.45)$$

Kritalin mıknatıslanmasının presesyonundan (θ_0,ϕ_0) sapması, $\Delta\theta=\Delta\theta e^{iwt}$ ve $\Delta\phi=\Delta\phi e^{iwt}$ ile verilir. Bunu eşitlik 2.44'te yerine koyarsak

$$\left[i\omega+\frac{\gamma}{\mu_0 M_s\sin(\theta_0)}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta\partial\phi}\right)_{\theta_0,\phi_0}\right]\Delta\hat{\theta}+\left[\frac{\gamma}{\mu_0 M_s\sin(\theta_0)}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\phi^2}\right)_{\theta_0,\phi_0}\right]\Delta\hat{\phi}=0$$

$$\left[-\frac{\gamma}{\mu_0 M_s\sin(\theta_0)}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta^2}\right)_{\theta_0,\phi_0}\right]\Delta\hat{\theta}+\left[i\omega-\frac{\gamma}{\mu_0 M_s\sin(\theta_0)}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta\partial\phi}\right)_{\theta_0,\phi_0}\right]\Delta\hat{\phi}=0 \tag{2.46}$$

Yukarıdaki eşitliklerde çözümün olduğu aralık için hesaplama yapılırsa aşağıdaki

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2=\frac{\gamma}{\mu_0 M_s\sin(\theta_0)}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2 F}{\partial\phi^2}-\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta\partial\phi}\right)\right)_{\theta_0,\phi_0}=0 \tag{2.47}$$

ifade ile, kristalin mıknatıslanmasının serbest presesyon hareketi için önemli bir ifadeye elde edilir. Bu ifaden elde edilen frekans Larmor frekansı olarak adlandırılır. Ayrıca sönüm mekanizması hesaba katılmadığından dolayı serbest presesyon frekansı olarak da adlandırılır. Bu durumda, mıknatıslanma vektörü denge yönünde zamanla değişmeden kalır fakat gerçek manyetik sistemler sönüm mekanizmasını içerir ve bu yüzden mıknatıslanma vektörü sonuçta denge pozisyonda kalacaktır (şekil2-16b). Mıknatıslanmanın sönüm (damping) hareketi manyetik sistemden örgü (lattice) hareketine magnetoelastik etkileşimlerle ve metalin içindeki iletkenlik elektronlarının spin-orbit çiftlenimiyle enerji transferine neden olur. Bu direk sönüm mekanizmasıdır.

Ayrıca sönümün bir başka etkisi neticesinde mıknatıslanmanın yarılma presesyon hareketi de mümkündür ve bu yarılma enerjisinin sonucunda magnonlar ortaya çıkar. Ortaya çıkan magnonlar sonuçta yok olurlar ve sahip oldukları enerjiyi çevreye transfer ederler. Bu mekanizma ise sönümün indirekt mekanizmasıdır. Genellikle sönüm etkisi fenomolojik olarak ele alınır ve dispersiyon bağıntısına eklenir.

3. DENEYSEL TEKNİKLER

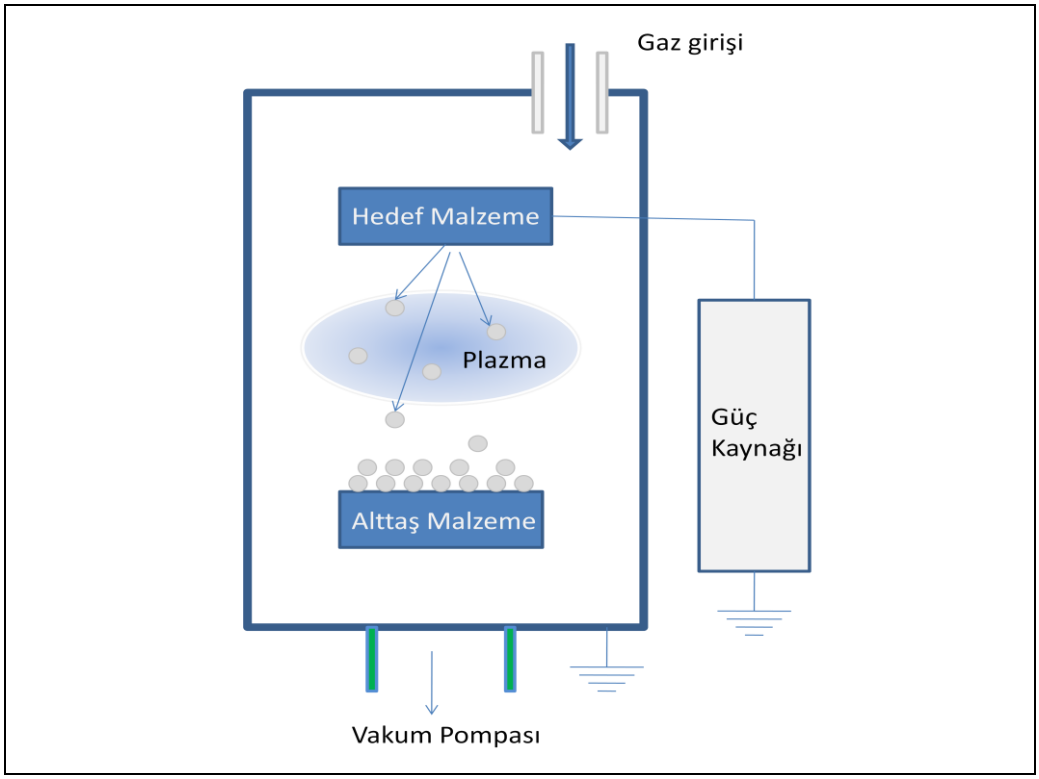
Bu bölümde ultra ince manyetik çok katlı filmlerin hazırlanması, kimyasal karakterizasyonu, kalınlıklarının belirlenmesine ve manyetik karakterizasyonu için kullanılan tüm teknikler hakkında bilgiler verilecektir.

3.1. Magnetron Sputtering

Sputtering kelime anlamı olarak katı bir yüzeyden mekanik yolla atom sökme anlamına gelmektedir. Magnetron Sputtering tekniği bu tanımı baz alarak geliştirilmiş bir örnek hazırlama yönetimidir. Diğer örnek hazırlama tekniklerine göre sahip olduğu kontrol avantajları ile hem akademik araştırmalarda hem de endüstride geniş bir kullanım alanı vardır.

Kısaca Magnetron Sputtering tekniğinin kaplama mekanizmasını özetlemek gerekirse; yüksek vakum şartların sahip bir ortamda (taban basınç değeri ~10^{-6}-10^{-9} mbar), sistem içerisine gönderilen yüksek saflıktaki soygaz (genellikle argon kullanılır, hem ortalama molekül büyüklüğünün katı hedef malzemeden atom sökmek için yeterli olması hem de ucuz olmasından dolayı kullanılır) içeride hedef malzeme ile alttaş malzeme arasına uygulanan potansiyel sayesinde oluşturulan elektrik alan yardımıyla iyonize edilir. Argon gazı iyonize etmekte kullanılan bu elektrik alan iyonize olan argon gazını hedef malzemeye doğru yönlendirmek içinde kullanılır ve bu yolla hedef malzeme üzerine çarptırılarak hedef malzemeden momentum transferiyle atomların koparılması sağlanır (Şekil 3.1). Bu çarpma işleminin ürünü % 90 oranında nötr atomlar olurken % 10 oranında da iyonlardır, tam bu noktada kaplama tekniğinin adının barındırdığı Magnetron kelimesi anlam kazınmaktadır. Çünkü sistem içerisinde oluşturulan elektrik alana dik olarak yönelmiş ve hedef malzemenin arkasına yerleştirilmiş mıknatıslar vasıtasıyla oluşturulan bir manyetik alan vardır. Bu manyetik alan iyonize argonun hedef malzemeye çarpışmasının ürünü olan iyonize parçacıklar için tıpkı bir kapan görevi görerek onların tekrar hedef malzeme üzerine çarpmasını sağlamakta ve böyle oluşan plazma ortamının yoğunluğunu artırarak daha fazla atomun hedef malzemeden sökülmesini sağlamaktadır. Manyetik alanın bu şekilde hedef malzemeden sökülen yüklü atomları alttaş üzerine düşmesine izin vermemesi, alttaş malzemenin

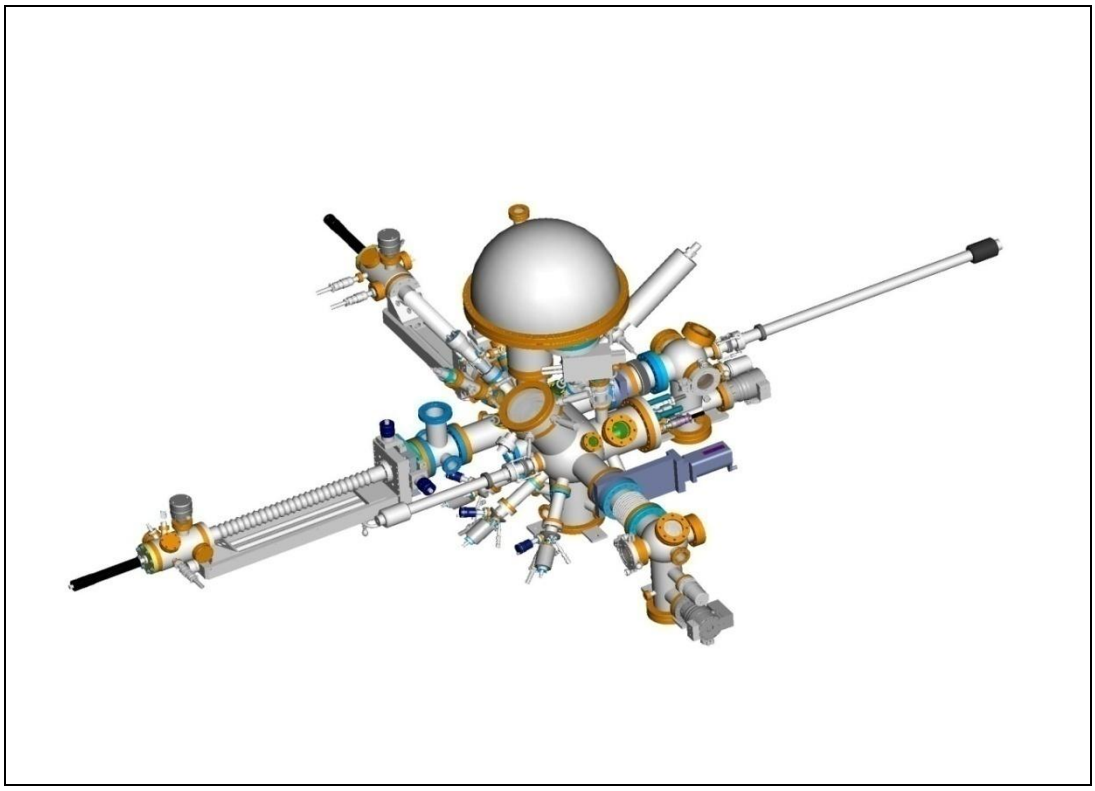
ısınmasını engellemektedir, bu da eğer çalışılan alttaş malzeme sıcaklıktan etkilenmesi fiziksel veya kimyasal özelliklerinde değişikliğe yol açacaksa bunun önüne geçilmesi sağlanmış olacaktır. Magnetron Sputtering tekniğinin diğer avantajlarından biride momentum transferiyle hedef malzemeden atom söküldüğü için sökülen atomlar yüksek enerjiye sahiptirler ve alttaş malzeme üzerine hızla çarpmakta ve yüzeye daha iyi tutunmaktadırlar. Vakum içerisinde oluşturulan plazma ise yüksek enerjili (800 C derecelik bir sıcaklığa karşılık gelen bir enerji) olmasına rağmen düşük ısı sığasına sahiptir ve bu yüzden alttaş malzeme üzerinde bir sıcaklık etkisi oluşturmaktadır. Bir başka önemli üstünlüğü ise soygazları iyonize etmekte kullanılan elektrik alanı üretmek için kaplaması gerçekleştirilecek hedef malzemeye göre değişik güç kaynaklarının kullanılabiliyor olmasıdır, DC, RF ve Pulse-DC gibi. Bunlar hem hedef malzemenin fiziksel özelliklerine bağlı olarak değişiklik gösterebilmekte hem de ayni hedef malzemenin farklı güç kaynağı ile çalıştırılması ile sökülen hedef malzeme atomlarının boyutlarında değişmeye de yol açabilmektedir.



Şekil 3.1: Magnetron Sputtering prosesinin şematik gösterimi.

Bunun yanı sıra içeri verilen argon gazının miktarı, alttaş malzeme ile hedef malzeme arasındaki uzaklığın değiştirilmesi, uygulanan gücün değiştirilebilmesi gibi özellikler Magnetron Sputtering sisteminin diğer kaplama tekniklerine göre esnekliğini göstermektedir.

Gebze Teknik Üniversitesi (GTÜ) Nanoteknoloji laboratuarında kurulu bulunan UHV vakum sistemini oluşturan üç ana kısımdan biri olan Magnetron Sputtering kaplama sisteminde üç inçlik altı hedef malzeme yüklemesi yapılabilmektedir (Şekil-3.2). Bu altı hedef malzemeden üçü DC güç kaynağıyla, ikisi RF güç kaynağı ve bir tanesi Pulse-DC güç kaynağı ile kontrol edilebilmektedir. Alaşım ince filmler hazırlayabilmek için aynı anda bir RF güç kaynağı ile bir DC güç kaynağı aynı anda çalıştırılma opsiyonuna sahiptir. Magnetron Sputtering sisteminin temel basınçı $<10^{-8}$ mbar seviyelerindedir, hedef malzeme ile alttaş malzeme arasındaki uzaklık 10-100 mm arasında değiştirilebilmektedir. İçeriye gönderilen argon gazı filtrelerden geçirilerek içeriye verildiği için saflığı yaklaşık %99,9999 seviyelerindedir. Ayrıca Magnetron Sputtering sistemi içerinde alttaş malzemenin konulduğu numune tutucu kısmında alttaş altına kısmına yerleştirilmiş bir PBN (Pyrolytic Boron Nitride) ısıtıcı bulunmaktadır. Bu hem atmosferik ortamdan vakum ortamına transfer edilen alttaş malzemelerin üzerine film büyütme işlemi yapılmadan önce ısıtma (1500 °C dereceye kadar) işlemi (Anneling) ile yüzey pürüzlerinin ortadan kaldırılması ve aynı zamanda büyütme sırasında istenirse alttaş malzemenin bir sıcaklık değerinde sabit tutularak örneğin bir alaşımın gerçekleştirilmesi için kullanılabilmektedir.



Şekil 3.2: GTÜ Nanoteknoloji laboratuarı UHV sisteminin şematik gösterimi.

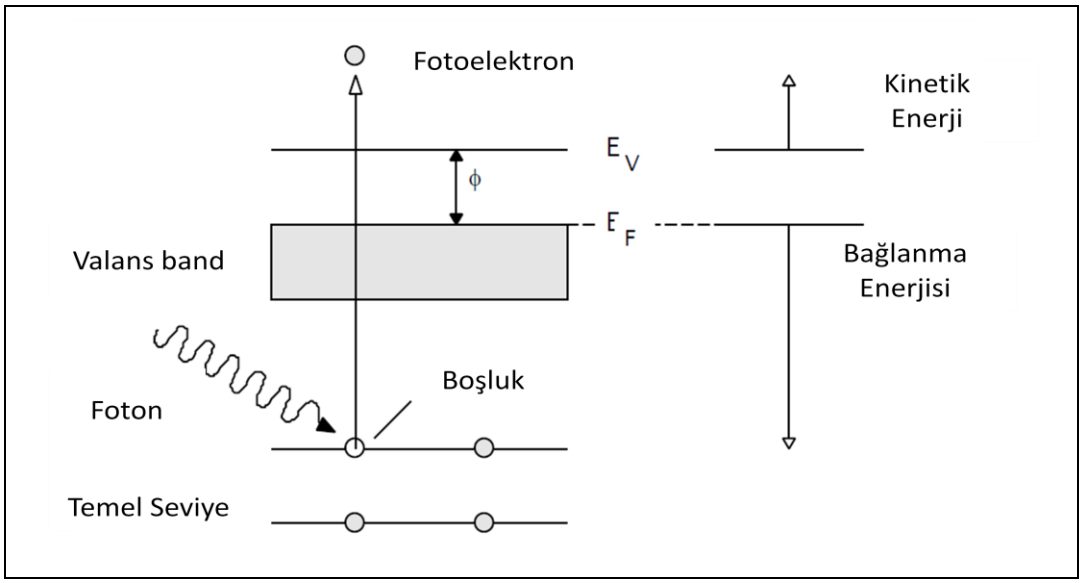
Tüm bunlara ek olarak ayrıca örnek ile aynı düzlemde QCM (Quartz Crystalling Monitor) ‘de sistem içersinde bulunmaktadır. QCM kısaca atomik bir tartı olarak tanımlamak mümkündür, çalışma mekanizması açıklama mekanizması kısaca, üzerinde bulunan iki piezoelektrik kristalin titreşim frekansları arasındaki farkı kullanarak koparılan hedef malzemeden sökülen malzeme miktarını kalınlığa çevirmektedir.

3.2. X-ray Fotoelektron Spektroskopisi

GTÜ Nanoteknoloji laboratuarında kurulu bulunan UHV sistemin bir diğer bileşeni analitik vakum odasıdır, bu kısımda yüzey analiz teknikleri bulunmaktadır ve ayrıca yine epitaksiyel ultra ince filmler hazırlayabilmek için bir E-Beam buharlaştırma sistemi de bulunmaktadır. Analitik vakum odasının temel vakum düzeyi $<10^{-11}$ mbar seviyelerindedir, bu kısımda yüksek yüzey hassasiyetine sahip X Ray Fotoelektron Spektroskopi (XPS) yine XPS temelli X Ray Fotoelektron Difraksiyonu (XPD) ve yine difraksiyon temelli Düşük Enerji Elektron Difraksiyonu (LEED), Kütle Spektroskopisi tekniği (RGA) ayrıca çok yavaş hızlarda Sputter

işlemi yapabilen yani alttaş malzeme üzerindeki filmi kaldırmak için kullanılan bir Sputter Gun' da bu kısım içersinde bulunmaktadır. Yine yüksek yüzey hassasiyetli Auger Elektron Spektroskopisi (AES) tekniği de analitik vakum odası kısmında bulunmaktadır.

XPS, aynı zamanda Kimyasal analiz için Elektron Spektroskopisi (ESCA) olarak da bilinmektedir. Yaklaşık 10 nm kalınlığa kadar bir bölgenin kimyasal komposizyonu hakkında bilgi bu deneysel tekniğin çıktısıdır. XPS prosesinin mekanizması anlatmak için üç adım modeli kullanılmaktadır, bu modelin şematik gösterimi Şekil-3.3' de verilmiştir. İlk adımda malzeme üzerine düşürülen X-ışını core seviyelerden elektron söker ve bu sökülen elektronlar fotoelektron olarak adlandırılır. Sökülen bu fotoelektronlardan enerjisi yeterli olanlar malzeme yüzeyinden kurtulması ikinci adım ve yüzeyden kurtulduktan sonra analizöre ulaşması ise üçüncü adım olmaktadır ve bu süreç yaklaşım 10^{-16} saniyelik bir sürede gerçekleşmektedir.



Şekil 3.3: XPS tekniğinin üç adım modeliyle şematik gösterimi.

Şekil-3.3'de de gösterildiği gibi, elektronların söküldükleri çekirdek (core) orbitlerden çalışılan malzemenin fermi enerji seviyesine kadar olan enerji bağlanma enerjisi (Binding Energy, BE) olarak adlandırılırken, fermi enerji seviyesiyle valans bandının genişliğini ifade eden ϕ iş fonksiyonu olarak tanımlanmaktadır. Fotoelektronun sahip olduğu kinetik enerji

$$KE = h\nu - BE - \phi \quad (3.1)$$

ifadesiyle verilmektedir. Bu ifadenin detaylı bir analizini yapmak gerekirse,

- $h\nu < \phi$ ise fotoelektronlar üretilemez.
- $BE + \phi > h\nu$ olan enerji seviyelerden foto emisyon gerçekleşmez.
- Fotoelektronların kinetik enerjisi BE' in azalmasıyla artar.
- Foto emisyonun şiddeti, yüzeye gelen x-ışını fotonların enerjisi doğru orantılı olarak değişir.

Bağlanma enerjisinin bazı özellikleri;

- Her elementin kendine özgü core orbitleri olduğu için, BE her element için bir parmak izidir.
- BE elektron (n,l,m,s) ile nükleer yük arasındaki etkileşmenin büyüklüğünü göstermektedir.
- BE enerji seviyeleri aşağıdaki sıralamayı takip eder,

BE(1s) > BE(2s) > BE(2p) > BE(3s)…

- Orbitallerin bağlanma enerjileri atom numarası ile artar;

BE(Na 1s) < BE(Mg 1s) < BE(Al 1s)…

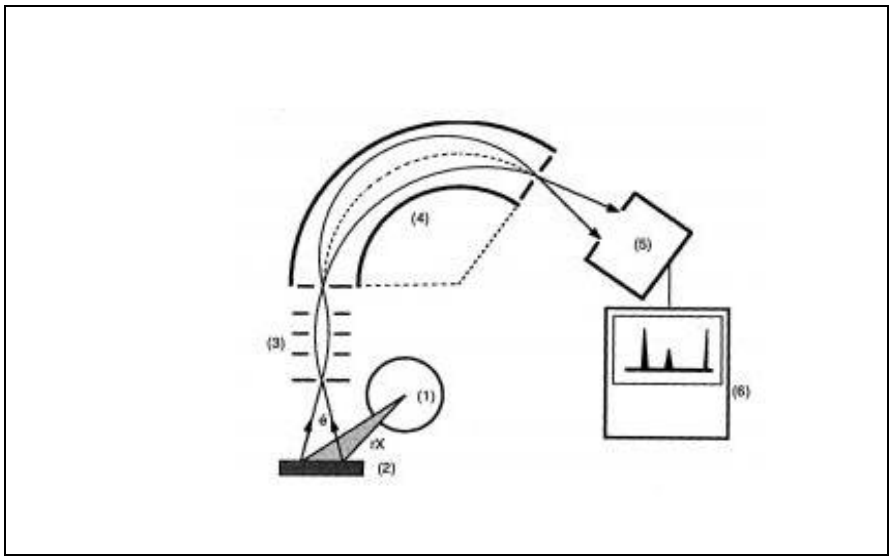
- Orbitallerin bağlanma enerjileri elementin isotopları için değişmez

BE(7Li 1s) = BE(6Li 1s).

şeklinde tanımlanır.

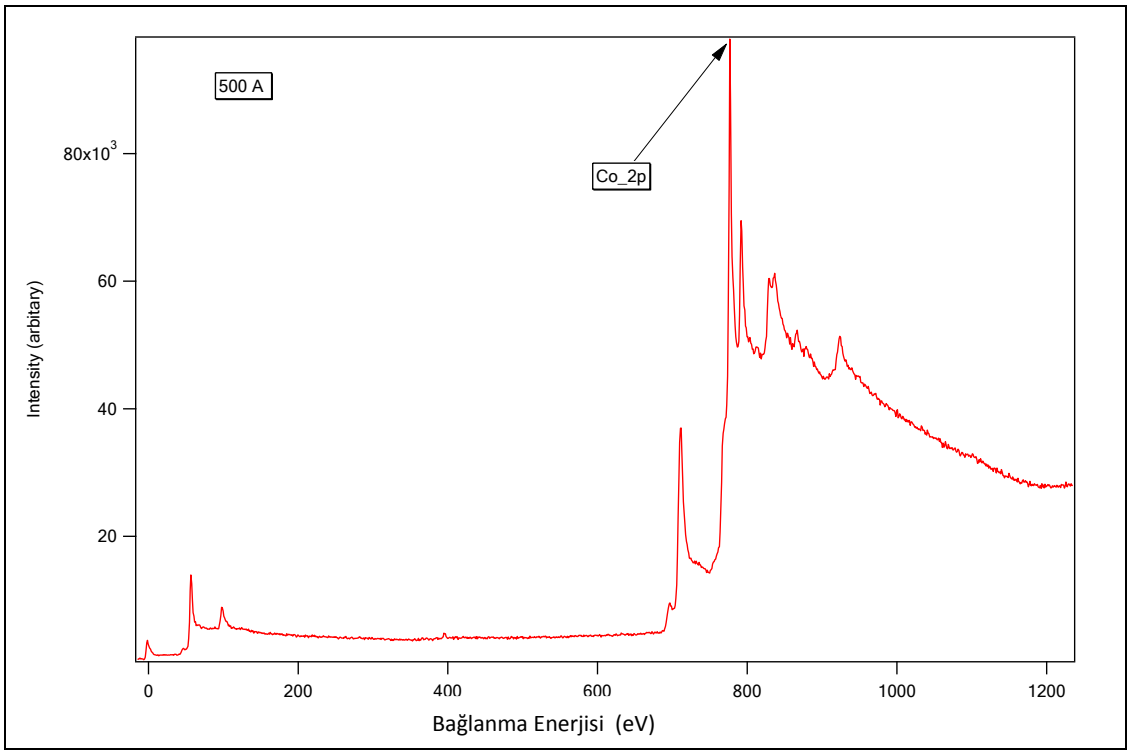
XPS tekniğin şematik bir gösterimi Şekil-3.4' de verilmiştir, buradaki parçalara numaralar ile bakalım :

- X Ray Kaynağı (AlK_α veya MgK_α) (1 nolu kısım)
- Örnek (2 nolu kısım)
- Elektronik odaklama sistemi (3 nolu kısım)
- Spektrometre (4 nolu kısım)
- Elektron Detektörü (Chenetronlar) (5 nolu kısım)
- XPS Spektrum (6 nolu kısım)



Şekil 3.4: XPS deneysel tekniğinin şematik gösterimi.

Burada 4 ile gösterilen kısımda gerçekleşenleri biraz detaylandırırsak, burada istenen fotoelektronların analizöre ulaşmasını sağlamak üzere iki tane yarı küresel elektrot bulunmaktadır. Bu elektrotlar arasındaki potansiyel fark elektronların enerjisi tanımlamaktadır ve sadece bu enerji değerine sahip elektronlar detektöre ulaşabilmektedir. Şekil- 3.5' de silisyum alttaş malzeme üzerine büyütülmüş bir kobalt filmden alınan XPS spektrumu verilmiştir.

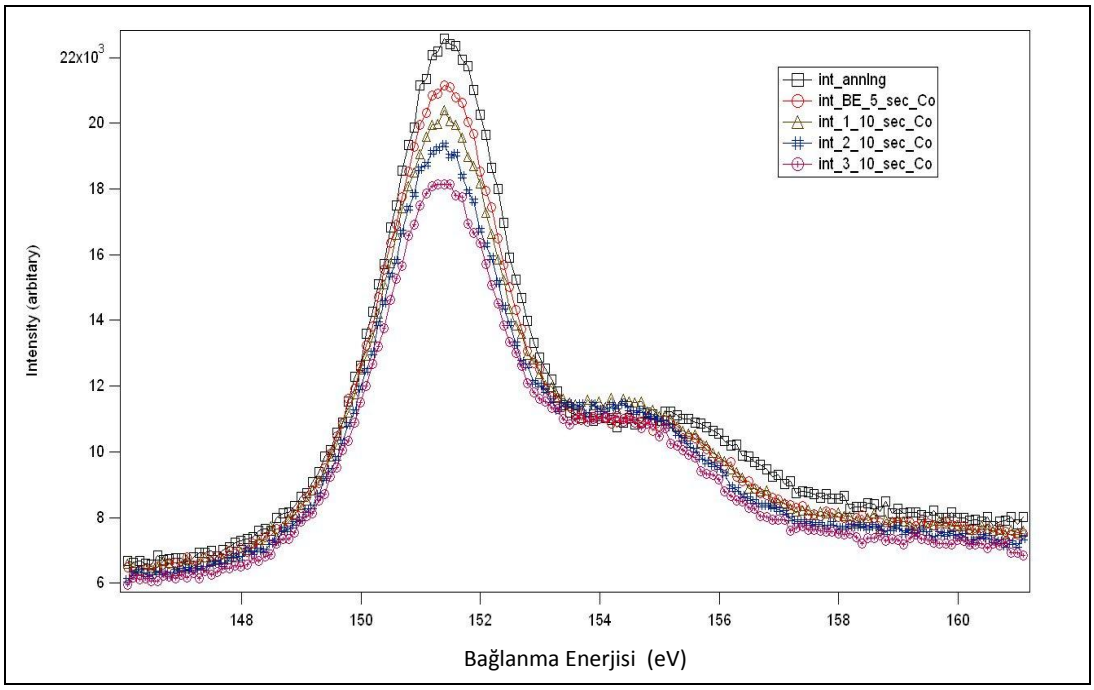


Şekil 3.5: Silisyum üzerine büyütülmüş kobalt filmden alınan XPS spektrumu.

Biz bu çalışmada XPS'i, her bir tabakadaki malzemenin Magnetron Sputtering' deki kaplama hızını belirlemekte yani bu sayede büyütülen tabakanın kalınlığını tespit etmekte ve her bir tabakanın büyütülmesinin sonra tabakalarının temizliğini kontrol etmek için kullandık.

3.2.1. XPS İle Film Kaplama Hızının Belirlenmesi

XPS' in yüksek yüzey hassasiyetini temel alarak geliştirilen bu yöntemde, şöyle bir sıra takip edilmektedir; büyütmenin yapılacağı alttaş malzemenin üzerine herhangi bir kaplama yapılmadan alttaş malzemenin ana pikinden (major peak) XPS spektrumu alınır. İkinci adımda alttaş malzeme üzerine bir dakika kaplama yapılır ve tekrar alttaş malzemenin ana pikinden XPS spektrumu alınır, bu işlem alttaş malzemenin ana pikinden sinyal alınmamasına kadar devam eder, Şekil-3.6' de kobalt için silisyum alttaş malzeme üzerine yapılan kalibrasyon çalışması sonucu Si 2p pikinin şiddetindeki azalma gösterilmiştir.



Şekil 3.6: Silisyum 2p, XPS ana pikinin şiddetinin büyütülen kobalt filmin kalınlığına bağlı olarak azalması.

Silisyum ana pikinden sinyal alınmamasının ardından, aşağıdaki formül kullanılarak, her bir adımda büyütülen kobalt kalınlığı tespit edilmektedir.

$$\boldsymbol{I} = \boldsymbol{I_0} \exp(-d/\lambda) \tag{3.2}$$

Burada, $\boldsymbol{I}$ her bir kaplama adımından sonra bulunan alttaş malzemenin ana pikinin şiddet değerini, $\boldsymbol{I_0}$ alttaş malzemenin üzerine hiçbir kaplama yapılmadan önceki ana pikinin şiddetini, $\boldsymbol{\lambda}$ İnelastik Ortalama Serbest Yol (IMFP) değerini göstermektedir. IMFP tanımını biraz açarsak, alttaş malzemeden sökülen ana piki veren orbitlerden sökülen fotoelektronların, alttaş malzeme üzerinde büyütülen filmin içerisinde aldıkları yolun büyüklüğün değerini göstermektedir. Bu değerin hesabında NIST tarafından geliştirilen IMFP 1.0 programı kullanılmaktadır. Burada $\boldsymbol{d}$ ile her bir adımda büyütülen filmin kalınlığı gösterilmiştir. Bu eşitlik yardımıyla her bir adımdaki büyütülen tabaka kalınlığının tespitinden sonra kalınlığa karşı zaman grafiği çizilir ve bu grafiğin eğimi bize birim zamandaki kaplama hızını vermektedir. Tablo 3.1' de kobalt için yapılan kalınlık kalibrasyonuna ait ***"t-d"*** tablosu verilmiştir

Tablo 3.1 Silisyum alttaş malzeme üzerine büyütülen kobalt filme ait kalınlık-zaman tablosu.

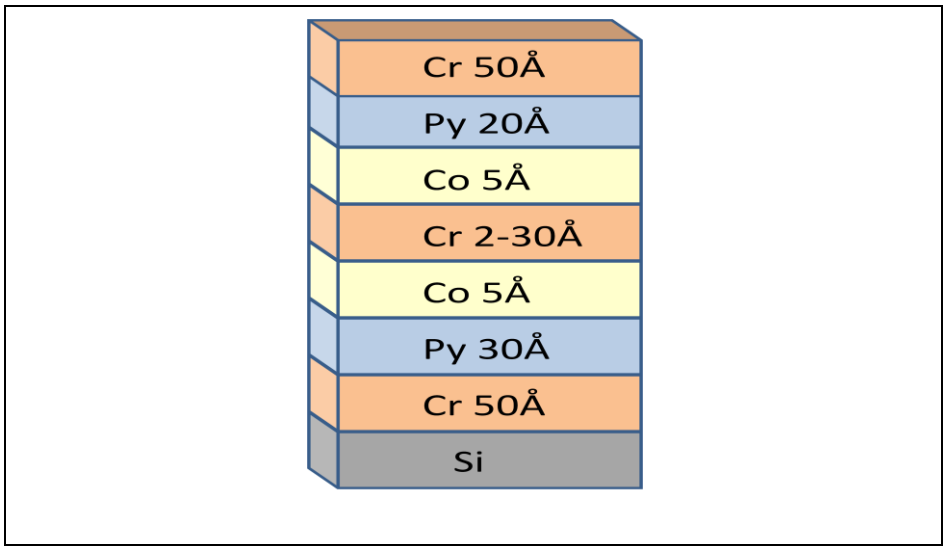
Int_1	Int_2	IMFP	Kaplama Süresi	Kalınlık
12219	10289	14.4	5	2.475
12219	9889	14.4	10	3.046
12219	9242	14.4	20	4.020
12219	7827	14.4	30	6.413
12219	6719	14.4	40	8.618
12219	6679	14.4	50	8.679

Bu çalışma kapsamında büyütülen permollay dışındaki tüm tabakalar için XPS kullanılarak bir kalibrasyon çalışması yapılmıştır. Permollay (Py) demir ve nikelin karışımından ($Ni_{79}Fe_{21}$) oluşan bir alaşım olmasından dolayı, Py için kalınlık tespiti profilometere kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

4. ÖRNEK HAZIRLAMA

4.1. $Ni_{80}Fe_{20}$/Co/Cr Çok Katlı Manyetik Filmler

Bu çalışmada **$Ni_{80}Fe_{20}$ (permollay) (Py)/Co/Cr** çok katlı manyetik film yapısının manyetik özelliklerinin araştırılması hedeflenmiştir. Bu yapı geleneksel manyetik çok katlı film yapısına göre farklılıklar göstermektedir, geleneksel manyetik çok katlı film yapısı FM/NM/FM şeklinde bir sıralamaya sahip iken, bu çalışmaya konu olan yapıda ise FM1/FM2/NM/FM2/FM1 şeklinde bir tasarım seçilmiştir. FM1 tabakalar permollay olarak, FM2 tabakalar ise kobalt olarak seçilmiş, NM tabaka olarak ise krom kullanılmıştır. Geleneksel manyetik çok katlı filmlerden farklı olarak ikinci bir ferromanyetik tabakanın yapı içersine yerleştirilmesiyle, literatür kısmında detaylandırıldığı gibi, iki ferromanyetik tabaka arasındaki değiş-tokuş etkileşiminin değişiminin karakterize edilmesi hedeflenmiştir. Ayrıca araştırma grubumuzca daha önce hazırlanan ve karakterize edilen Py/Cr/Py yapısından elde edilen sonuçlarla bir kıyaslama yapılmaya çalışılmıştır. Bu hedefin yanı sıra GMR etkisinin gözlendiği bu yapılarda manyetik olmayan tabaka kalınlığına bağlı olarak gözlemlenen ferromanyetik tabakaların birbirlerine göre paralel ve antiparalel yönelimleri durumunda gözlemlenen direnç değerleri arasındaki farkın bu şekilde bir tasarım ile nasıl değiştiğinin tespit edilmesi hedeflenmiştir. Bu hedefler doğrultusunda hazırlanan filmlerin şematik bir gösterimi şekil-4.1' de verilmiştir.



Şekil 4.1: Üzerinde çalıştığımız Py/CoCr/Co/Py filminin şematik gösterimi

Şekil 4.1' de gösterildiği gibi ikinci ferromanyetik tabaka olarak 5Å kalınlığında bir kobalt tabakası kullanılmıştır. Kobalt bir hard manyetik malzeme olmasına karşın ve yaklaşık 8 Å kalınlığa kadar mıknatıslanmasının out of plane (film yüzeyine dik) olmasından dolayı özellikle seçilmiştir. Buna karşılık permollay ise soft bir manyetik malzeme olup ve mıknatıslanması in plane (film yüzeyine paralel) doğrultuda olduğu daha önceki çalışmalarımızdan tespit edilmiştir. Manyetik olmayan tabaka olarak ise krom seçilmiştir, bunda hem daha önceki çalışmalarımızla uyumluluğu açısından hem de kromun üzerine büyütüldüğü yüzeyi tamamıyla kapayabilme özelliğinden yani yüzey üzerinde topaklanma yapmaması ve bu sayede ferromanyetik tabakaların birbirleriyle temas etmeleri engellediği için seçilmiştir. Bu özelliklerinin yanı sıra kromun oksitlenmeye karşı direnci de yüksektir, bu özellik manyetik sistemler için büyük önem arz etmektedir çünkü filmlerim vakum ortamından çıkarıldıktan sonra yüzeyi atmosfer ortamında çok kısa zaman dilimlerinde karbon ve oksijen ile kaplanmaktadır ve bu manyetik özellikleri istenmeyen yönde etkilemektedir.

Permollayın soft manyetik malzeme olması bu malzemenin doyuma ulaşmasının daha düşük dış manyetik alan değerlerinde mümkün olması ve dış manyetik alan ile yöneliminin kolaylıkla değiştirilmesinden kaynaklanmaktadır.

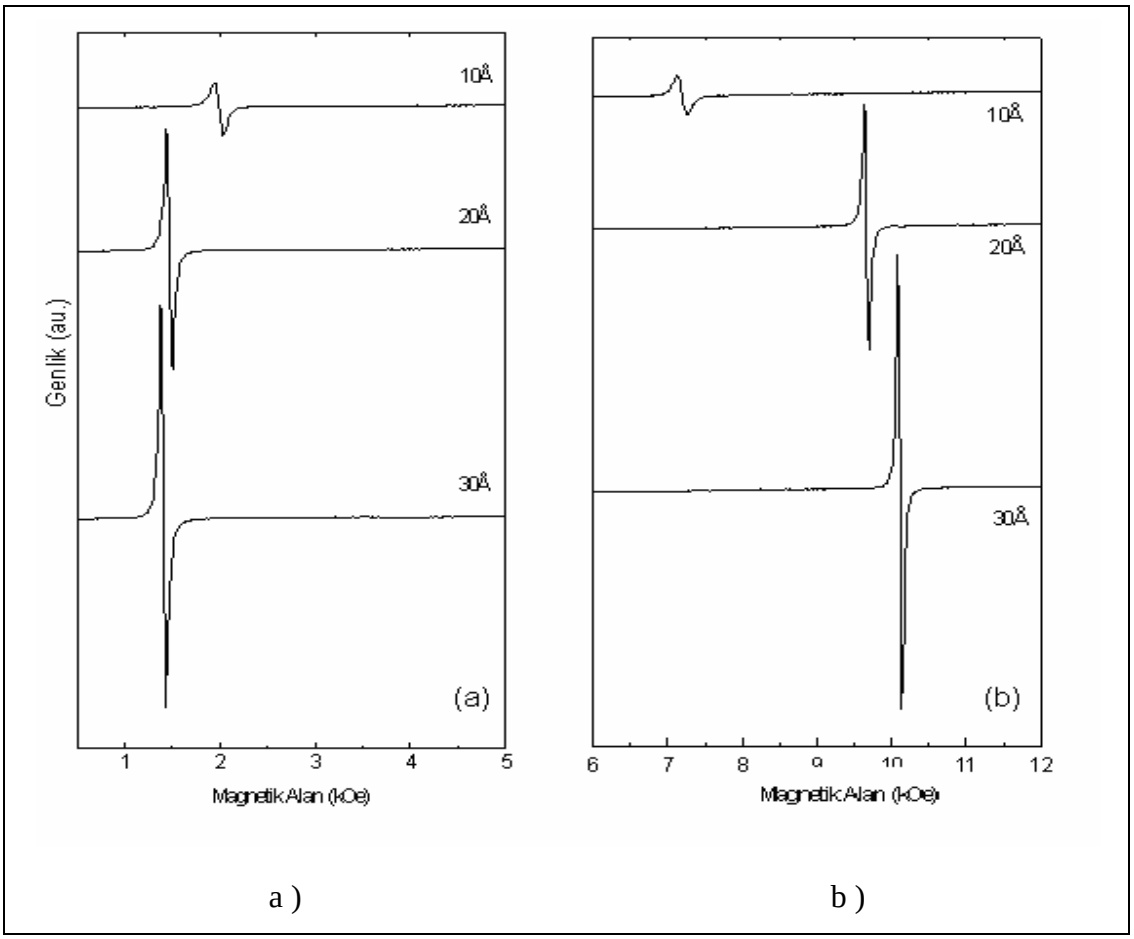
Çalışmada kullanılan örnekler Magnetron Sputtering sisteminde ultra yüksek vakum şartlarında hazırlanmıştır. Örnekler p-tipi bor katkılanmış doğal okside olmuş (100) yönelimine sahip silisyum alttaş malzeme üzerine büyütülmüştür. Magnetron sputtering sistemine aynı anda on adet örnek yükleme imkânı vardır, bu yüzden

çalışılacak örnekler onarlı gruplar halinde sisteme yüklenmektedir ve bu sayede her set örnek için sistemin aynı şartlarda olması sağlanmaktadır. Magnetron sputtering sisteminin kaplama öncesi basıncı $<3x10^{-8}$ mbar seviyelerindedir, kaplamalar yapılırken bu basınç seviyesi ortama argon gazının girmesinden dolayı $<1.3\text{-}1.6x10^{-3}$ seviyelerinde olmaktadır. Kaplamalar öncesinde filmlerin üzerine büyütüleceği Si alttaş malzemeler on dakika boyunca ultrasonik karıştırıcıda hem etanol hem de methanol içersinde temizleme işlemine tabi tutularak yüzeylerindeki toz ve parçacıklardan arındırılması sağlanmaktadır. Alttaş malzemeler temizleme işleminin ardından vakum sistemin yükleme odacığına yerleştirilir ve yükleme odacığının magnetron sputtering sistemiyle yaklaşık aynı basınç değerlerine ulaşmasına kadar burada bekletilir, bu işlem sistemimiz için yaklaşık on sekiz saat sürmektedir. Yükleme odacığının istenen basınç değerlerine gelmesinin ardından örnekler birer birer magnetron sputtering sistemine aktarılarak burada bulunan PBN ısıtıcı kullanarak vakum ortamında 600 °C sıcaklıkta 1200 saniye boyunca ısıl işleme (annealing) tabii tutulmaktadır. Isıl işlemlerin tamamlanmasının ardından örnekler tekrar yükleme odacığına transfer edilir, bu işlemlerin ardından hemen kaplama işlemlerine başlanmamaktadır. Çünkü bu ısıtma işlemeleri sırasında numune tutucu üzerinde önceki kaplamalar kalan veya vakum odacığının duvarlarından sökülen bazı maddelerden dolayı ortamın basıncında bazı yükselmeler gözlenebilir, bu yüzden ısıl işlemlerin ardından sistem bir süre dinlendirilir. Sistemin tekrar istenen basınç değerlerine ulaşmasının ardından manyetik çok katlı yapıların hazırlanmasına başlanır. Permollay, kobalt ve kromun kaplama hızlarının belirlenmesinde farklı yöntemler kullanılmıştır. Krom ve kobaltın kaplama hızının belirlenmesinde deneysel teknikler bölümünde anlatıldığı gibi XPS kullanılmıştır. XPS ile elementler için kaplama hızı belirlemekte kullanılan oldukça hassas bir tekniktir. Fakat permollay gibi alaşımların kaplama hızlarının belirlenmesinde aynı hassasiyet gözlenememektedir, bunun nedeni ise XPS ile kalınlık belirlemede kullanılan alttaş malzemeye ait elektronların, kaplaması yapılan malzeme içersinde aldıkları serbest yolu ifade eden elastik olmayan ortalama yol değerinin (IMFP), permollay gibi alaşım malzemeler için tanımlanmamış olmasından ileri gelmektedir. Bu durumda permollay için kaplama hızını belirleme işlemi için profilometre kullanılmıştır, bu cihazdan sağlıklı sonuçlar elde edebilmek için farklı sürelerde permollay kaplamaları yapıldı ve her kaplamanın ardından profilometreden kalınlıklar belirlendi ve birim zamanda yapılan kaplama miktarı belirlendi. XPS kullanılarak krom için bulunan

kaplama hızı 0,4 Å/sn, kobalt için 0,2 Å/sn ve permollay için kaplama hızı profilometre kullanılarak 0,07 Å/sn olarak belirlendi.

Kaplama hızlarının belirlenmesinde kullanılan parametreler permollay için, RF güç kaynağında 20 Watt güç kullanılmış, kobalt için RF güç kaynağında 30 Watt güç kullanılmış ve krom için DC güç kaynağında 30 Watt güç kullanılmıştır. Tüm tabakaların hazırlanması için alttaş malzeme ile hedef malzeme arasındaki mesafe 50 milimetre olarak ayarlanmıştır. Kaplamalar sırasında ortama verilen argon gazının akış hızı 2 sscm olarak seçilmiştir, bu akış hızına karşılık sistemin basıncı <1.3-1.6x10^{-3} seviyelerinde olmaktadır ve oda sıcaklığında kaplamalar gerçekleştirilmektedir.

Kaplama şartlarının belirlenmesinin ardından çalışmada ulaşılması hedeflenen sonuçlara uygun olarak örneklerin kalınlıklarının belirlenmesi aşamasına gelinmiştir. Bu noktada şu prensip göz önünde bulunduruldu, çalışmada hedeflenen nokta; iki manyetik tabakanın aradaki manyetik olmayan tabaka kalınlığıyla nasıl değiştiğini incelemek olduğu için iki ferromanyetik tabakanın rezonans alan değerlerinin birbirlerine olabildiğince yakın olması bu etkileşmenin tam anlamıyla çözümlenmesi için önemlidir. Bu yüzden çok katlı ince filmler hazırlanmadan önce ilk olarak tek tabaka çeşitli permollay ince filmler hazırlandı. Bu filmlerin kalınlıkları 10 Å, 20Å, 30 Å dur. Bu filmlere ait FMR spektrumları aşağıda şekil 4.2’ de verilmiştir



Şekil 4.2: Tek tabaka 10 Å, 20Å, 30 Å kalınlıklarındaki Py filmlerine ait hem paralel a) hem de dik geometri b) için FMR spektrumları.

Bu spektrumlardan görüldüğü gibi 20 Å ve 30 Å kalınlıklarındaki filmlerde hem dik hem de paralel geometride rezonans alan değerleri birbirlerine yakın olması bakımından tabakalar arasındaki etkileşimin incelenmesi için en uygun kalınlıklar olarak tespit edilmiş ve bu çalışmada bu kalınlıkların kullanılmasına karar verilmiştir. Ayrıca grubumuzca daha önce yapılan çalışmayla benzerlik göstermesi açısından da bu kalınlıklar seçilmiştir. Manyetik olmayan tabaka kalınlığı 2Å-30 Å arasında birer angströmlük adımlarda hazırlandı ve bu sayede aradaki krom kalınlığına bağlı olarak tabakalar arasındaki değiş-tokuş etkileşiminin nasıl değişeceğinin tam bir karakterizasyonun yapılması hedeflendi.

5. MODELLEME ÇALIŞMALARI

İki katlı manyetik filmlerin araştırılmasında kullanılmak üzere, klasik yaklaşım çerçevesinde iki katlı manyetik filmlerin ferromanyetik rezonas koşuluna bağlı olarak mıknatıslanmanın hareket denkleminin çözümünü ele alacağız. Bu çözümler çerçevesinde değiş-tokuş ve anizotropi sabitlerini, deneyden gelen veriler ile mukayese edebileceğimiz bir program şekline nasıl getirildiği üzerinde durulacaktır. Buna bağlı olarak ilk önce matematiksel modelin çözümü anlatılacak. Daha sonra bu çözümde karşılaşacağımız problemler ve bizim getirdiğimiz çözüm üzerinde durulacaktır. En son aşamada ise programın algoritmasının anlatılması ile çalışan bir programın girdileri ve çıktıları üzerinde durulacaktır.

5.1. İki Katlı Manyetik Filmlerin Rezonans Koşulu

Kendiliğinden mıknatıslanmaya sahip olan ferromanyetik malzemeleri bir dış manyetik alan altında bırakıldığı zaman, dış manyetik alan incelenen örneğin manyetizasyonu üzerinde bir tork meydana getirir. Bu tork neticesinde, manyetizasyon, denge pozisyonundan uzaklaşarak presesyon hareketi yapmaya başlar. Eşitlik 2.14 tek katlı bir film için kullanılmıştı. Şimdi bu denklemi, iki ayrı ferromanyetik tabaka için yazalım.

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{1}{t_i}\overrightarrow{M_i} \times \overrightarrow{H_i} = \frac{1}{t_i}\frac{\overrightarrow{M_i}}{M_S} \times (\nabla_i E) \qquad \text{(i=1,2)} \qquad (5.1)$$

Burada, ***M*** manyetik ince filmlerin mıknatıslanması, ***H*** herbir tabaka için geçerli olan effektif manyetik alan, γ jiromanyetik oran, $\vec{\nabla}E$ sistemin manyetik enerjisinin gradyenti, t film kalınlığıdır. Çalışacağımız sistemin doğası polar kordinatlara daha uygun olduğu için bu koordinat takımı üzerinde çalışacağız. Dolayısıyla polar koordinatlarda manyetik tabakanın mıknatıslanması:

$$\vec{M} = M_S\hat{e}_r + m_{\theta_l}\hat{e}_{\theta_l} + m_{\varphi_l}\hat{e}_{\varphi_l} \qquad (5.2)$$

şeklindedir. M_S tabakanın doyum mıknatıslanması, mıknatıslanmanın m_{θ_l} ve m_{φ_l} bileşenleri ise $\hat{e}_{\theta_l}$ ve $\hat{e}_{\varphi_l}$ yönleri boyunca, denge durumundan çıktığı için mıknatıslanmanın açısal bileşenleridir. Enerjinin gradyenti polar koordinatlarda:

$$\vec{\nabla}_{\mathrm{i}}\mathrm{E} = \vec{\nabla}_{\mathrm{r_i}}\mathrm{E}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} + \vec{\nabla}_{\theta_{\mathrm{i}}}\mathrm{E}\hat{\mathrm{e}}_{\theta} + \vec{\nabla}_{\varphi_{\mathrm{i}}}\mathrm{E}\hat{\mathrm{e}}_{\varphi} = E_r\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} + E_{\theta_i}\hat{\mathrm{e}}_{\theta} + E_{\varphi_i}\hat{\mathrm{e}}_{\varphi} \tag{5.3}$$

şeklindedir. Burada $E_r = \frac{\partial E_r}{\partial r}$, $E_{\theta_l} = \frac{\partial E_{\theta_l}}{\partial \theta}$, $E_{\varphi_l} = \frac{\partial E_{\varphi_l}}{\partial \varphi}$ şeklinde ifade ediliyor. Denge konumunda, mıknatıslanma zamanla değişmez ve bu ifadeleri eşitlik 5.1'deki yerlerine koyalım. Mıknatıslanmanın m_θ ve m_φ bileşenleri, mıknatıslanmanın radyal bileşenine göre çok küçük olduğundan bu büyüklükleri içeren terimler ihmal edilirse, çok katlı filmler için mıknatıslanmanın hareket denklemi :

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{1}{t_i}\frac{\vec{M_i}}{M_S} \times (\nabla_i E) = \frac{1}{M_s t_i}\left[M_s E_{\theta_i}\hat{\mathrm{e}}_{\varphi_{\mathrm{i}}} - M_s\frac{E_{\varphi_l}}{sin\theta_i}\hat{\mathrm{e}}_{\theta_{\mathrm{i}}}\right]$$

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{1}{t_i}\left[E_{\theta_i}\hat{\mathrm{e}}_{\varphi_{\mathrm{i}}} - \frac{E_{\varphi_i}}{sin\theta_i}\hat{\mathrm{e}}_{\theta_{\mathrm{i}}}\right] \tag{5.4}$$

şeklini alır.

Bu çok katlı filmlerde FMR ölçümü için malzemelere mikrodalga uygulanır. Zaten dış manyetik alanın uygulanması ile denge pozisyonundan kopmuş olan mıknatıslanma belli bir açı ile dış manyetik alan etrafında presesyon hareketi yapmaktadır. Uygulanan mikrodalga, mıknatıslanma üzerinde ayrıca bir tork meydana getirir. Mıknatıslanma $\delta\theta$ ve $\delta\phi$ kadar bir sapma yapar. Enerjinin granyenti mıknatıslanmanın etrafında polar açıların diferansiyellerine göre açalım. Bu ifade de birinci mertebe dışındaki terimleri ihmal edersek, enerjiyi aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.

$$E = E_0 + \frac{\partial E}{\partial \theta_j}\delta\theta_j + \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}\delta\varphi_j \tag{5.5}$$

Bu denklemi, eşitlik 5.4 içinde yerine koyalım. Bu sefer mıknatıslanmanın hareket denklemi:

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{\vec{M}_i}{M_S} \times \left(\frac{1}{t_i}\nabla_i E\right) = \frac{1}{t_i}\left[E_{\theta_i}\hat{e}_{\theta_i} - \frac{E_{\varphi_i}}{sin\theta_i}\hat{e}_{\varphi_i}\right]$$

$$= \frac{1}{t_i}\left[\frac{\partial E}{\partial \theta_i}\left(\frac{\partial E}{\partial \theta_j}\delta\theta_j + \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}\delta\varphi_j\right)\hat{e}_{\varphi_i} - \frac{1}{sin\theta_i}\frac{\partial}{\partial \varphi_i}\left(\frac{\partial E}{\partial \theta_j}\delta\theta_j + \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}\delta\varphi_j\right)\hat{e}_{\theta_i}\right] \quad (5.6)$$

$$- \frac{1}{sin\theta_i}\frac{\partial}{\partial \varphi_i}\left(\frac{\partial E}{\partial \theta_j}\delta\theta_j + \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}\delta\varphi_j\right)\hat{e}_{\theta_i}\Bigg]$$

haline dönüşür. Açıların diferansiyelleri $m_{\theta_j} = M_j\,\delta\theta$ ve $m_{\varphi_j} = M_j\, sin\theta\, \delta\varphi$ şeklinde olup bunları da denklemde kullanırsak,

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{\vec{M}_i}{M_S} \times \left(\frac{1}{t_i}\nabla_i E\right) =$$

$$= \frac{1}{t_i}\left[\frac{m_{\theta_j}}{M_j}\frac{\partial}{\partial \theta_i}\frac{\partial E}{\partial \theta_j}\hat{e}_{\varphi} - \frac{m_{\varphi_i}}{M_j\, sin\theta_j}\frac{\partial}{\partial \theta_i}\frac{\partial E}{\partial \varphi_j}\hat{e}_{\varphi} - \frac{m_{\theta_j}}{sin\theta_i M_j}\frac{\partial}{\partial \varphi_i}\frac{\partial E}{\partial \theta_j}\hat{e}_{\theta} \quad (5.7)$$

$$- \frac{m_{\varphi_i}}{sin\theta_i sin\theta_j M_j}\frac{\partial}{\partial \varphi_i}\frac{\partial E}{\partial \varphi_j}\hat{e}_{\varphi}\Bigg]$$

Formunu elde ederiz. Bu ifade de enerjinin ikinci türevlerini $E_{\theta_i\theta_j} = \frac{\partial}{\partial \theta_i}\frac{\partial E}{\partial \theta_j}$, $E_{\theta_i\varphi_j} = \frac{\partial}{\partial \theta_i}\frac{\partial E}{\partial \varphi_j}$, $E_{\varphi_i\varphi_j} = \frac{\partial}{\partial \varphi_i}\frac{\partial E}{\partial \varphi_j}$ şeklinde yazarsak ve bunu yukarıdaki ifadede yerine koyarsak, hareket denklemi:

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\frac{m_{\theta_j}}{t_i sin\theta_i M_j}E_{\theta_i\varphi_j}\hat{e}_{\theta} - \frac{m_{\varphi_i}}{t_i sin\theta_i sin\theta_j M_j}E_{\varphi_i\varphi_j}\hat{e}_{\theta}$$

$$+ \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j}E_{\theta_i\theta_j}\hat{e}_{\varphi} + \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j sin\theta_j}E_{\theta_i\varphi_j}\hat{e}_{\varphi} \quad (5.8)$$

şeklindedir. Mıknatıslanmanın radyal bileşenini sabit kabul ettiğimizden, radyal bileşen zamandan bağımsızdır. Denklem 5.8'in sağındaki terimler mıknatıslanmanın enine bileşenlerine aşağıdaki gibi katkı yapar :

$$\frac{1}{\gamma_i}\frac{dm_{\theta_j}}{dt}\hat{e}_\theta = -\frac{m_{\theta_j}}{t_i sin\theta_i M_j}E_{\theta_j\varphi_i}\hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_i sin\theta_i sin\theta_j M_j}E_{\varphi_i\varphi_j}\hat{e}_{\theta_i}$$

$$\frac{1}{\gamma_i}\frac{dm_{\varphi_j}}{dt}\hat{e}_{\varphi_i} = \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j}E_{\theta_i\theta_j}\hat{e}_{\varphi_i} + \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j sin\theta_j}E_{\theta_j\varphi_i}\hat{e}_{\varphi_i} \tag{5.9}$$

Mıknatıslanamanın m_θ ve m_φ mıknatıslanma bileşenlerinin zamana bağlı değişimini

$$m_{\theta_j} = m_{\theta_j}e^{-j\omega t}$$

$$m_{\varphi_j} = m_{\varphi_j}e^{-j\omega t} \tag{5.10}$$

şeklinde düşünülebiliriz. Bu durumda mıknatıslanma değerleri M_1 ve M_2 olan iki ferromagnetik tabakadan oluşan filmin rezonans koşulu için :

$$-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\theta_1} = -\frac{m_{\theta_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1}E_{\theta_1\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_1 M_1 \sin^2\theta_1}E_{\theta_j\varphi_i} - \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2 sin\theta_1}E_{\theta_2\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_1 M_2 \sin\theta_1\, sin\theta_2}E_{\varphi_1\varphi_2}$$

$$-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\varphi_1} = \frac{m_{\theta_1}}{t_1 M_1}E_{\theta_1\theta_1} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2\theta_1}E_{\theta_1\varphi_1} + \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2}E_{\theta_1\theta_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_1 M_2 sin\theta_2}E_{\theta_1\varphi_2}$$

$$-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\theta_2} = -\frac{m_{\theta_1}}{t_2 M_1 sin\theta_1}E_{\theta_1\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin\theta_1 \sin\theta_2}E_{\varphi_1\varphi_2} - \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2}E_{\theta_2\varphi_2} - \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2\theta_2}E_{\varphi_2\varphi_2} \tag{5.11}$$

$$-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\varphi_2} = \frac{m_{\theta_1}}{t_2 M_1}E_{\theta_1\theta_2} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin\theta_1}E_{\theta_2\varphi_1} + \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2}E_{\theta_2\theta_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2}E_{\theta_2\varphi_2}$$

bu denklemler bulunur. Denge durumunda mıknatıslanma değerleri zamanla değişmeyeceğinden $\frac{1}{\gamma}\frac{d\overrightarrow{M_i}}{dt} = \frac{\overrightarrow{M_i}}{M_s}\times\left(\frac{1}{t_i}\nabla_i E\right) = 0$ 'dır. Bu denklemleri çıkartırken, her

bir tabakanın M_1 ve M_2 mıknatıslanmalarının denge konumları etrafında presesyon yaptığını ve dinamik mıknatıslanma bileşenlerinin de zamanla değişiminin $e^{-i\omega t}$ formunda olduğunu kabul edersek eşitlik 5.11'deki ifadeleri matris formunda aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{E_{\theta_1\varphi_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2\theta_1} & \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_1 M_2 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_2\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin\theta_1 \sin\theta_2} \\ \frac{E_{\theta_1\theta_1}}{t_1 M_1} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta_1\varphi_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1} & \frac{E_{\theta_1\theta_2}}{t_1 M_2} & \frac{E_{\theta_1\varphi_2}}{t_1 M_2 sin\theta_1} \\ \frac{E_{\theta_1\varphi_2}}{t_2 M_1 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_2 M_1 \sin\theta_1 \sin\theta_2} & \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_2 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_2\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2\theta_2} \\ \frac{E_{\theta_1\theta_2}}{t_2 M_1} & \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_2 M_1 sin\theta_1} & \frac{E_{\theta_2\theta_2}}{t_2 M_2} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_1 sin\theta_1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_{\theta 1} \\ m_{\varphi 1} \\ m_{\theta 2} \\ m_{\varphi 2} \end{pmatrix} = 0 \quad (5.12)$$

5.2.İki Katlı Manyetik Filmlerde Mikrodalganın Etkisi

İki ferromanyetik tabakadan oluşan manyetik filmlerin hareket denklemini eşitlik 5.1'deki gibi kullanıldı. Burada çok katlı filmin sadece manyetik alan altındaki etkisini kullanıldı. Ancak FMR ölçümlerinde mikrodalga kullanıldığı için, malzemeye mikrodalganın da olan etkisini unutmamak gerekir. Mikrodalga etkisini içeren hareket denklemi aşağıdaki gibi olur :

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\frac{1}{t_i}\vec{M}_i \times \vec{H}_i + \vec{M}_i \times \vec{h}_i \quad (5.13)$$

Denklem 5.13'in sağ tarafındaki mikrodalgadan gelen katkıyı:

$$\vec{M} \times \vec{h} = \begin{pmatrix} \hat{e}_r & \hat{e}_\theta & \hat{e}_\varphi \\ M_r & m_\theta & m_\varphi \\ h_r & h_\theta & h_\varphi \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

$$= \hat{e}_r[\, m_\theta h_\varphi - m_\varphi h_\theta] + \hat{e}_\theta[\, m_\theta h_r - M_r h_\varphi\,] + \hat{e}_\varphi[\, M_r h_\theta - m_\theta h_r\,]$$

şeklinde ifade edebiliriz. Mikrodalganın mıknatıslanma ve manyetik alan bileşenleri, malzemenin mıknatıslanması ve malzemenin etkisi altında kaldığı dış manyetik alan değerlerine göre mukayese edildiğinde çok küçüktür. Bu sebeble bu küçük terimlerin birbirleriyle çarpımları da küçük olacağından, bu terimler ihmal edilirse mikrodalganın hareket denklemine katkısı :

$$\vec{M}_i \times \vec{h}_i = -M_r\, h_{\varphi_i}\hat{e}_{\theta_i} - M_r\, h_{\theta_i}\hat{e}_{\varphi_i} \tag{5.15}$$

Mikrodalganın denklem 5.13'deki katkısını denklem 5.15 'de yerine koyarsak mikrodalganın da etkisini içeren çok katlı filmler için mıknatıslanma denklemi :

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\frac{1}{t_i}\vec{M}_i \times \vec{H}_i - M_r\, h_{\varphi_i}\hat{e}_{\theta_i} - M_r\, h_{\theta_i}\hat{e}_{\varphi_i} \qquad \text{(i=1,2)} \tag{5.16}$$

Mıknatıslanma bileşenlerini ayrı ayrı yazalım :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma}\frac{dm_{\theta_i}}{dt}\hat{e}_{\theta_i} &= -\frac{m_{\theta_i}}{t_i M_j \sin\theta_i} E_{\theta_i\varphi_i}\,\hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\varphi_i}}{t_i M_j \sin\theta_i \sin\theta_j} E_{\varphi_i\varphi_i}\,\hat{e}_{\theta_i} - M_r\, h_{\varphi_i}\hat{e}_{\theta_i} \\ \frac{1}{\gamma}\frac{dm_{\varphi_i}}{dt}\hat{e}_{\varphi_i} &= \frac{m_{\theta_i}}{t_i M_j} E_{\theta_i\theta_i}\,\hat{e}_{\varphi_i} - \frac{m_{\varphi_i}}{t_i M_j \sin\theta_j} E_{\theta_i\varphi_i}\,\hat{e}_{\varphi_i} - M_r\, h_{\theta_i}\hat{e}_{\varphi_i} \end{aligned} \tag{5.17}$$

Bu ifadeleri düzenleyip tekrardan yazarsak, iki ferromanyetik tabakadan oluşan çok katlı bir film için aşağıdaki eşitliği elde ederiz.

$$
\begin{aligned}
-\frac{1\omega}{\gamma} m_{\theta_1} &= -\frac{m_{\theta_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1} E_{\theta_1\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_1 M_1 \sin^2\theta_1} E_{\theta_j\varphi_i} \\
&\qquad - \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2 sin\theta_1} E_{\theta_2\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_1 M_2 \sin\theta_1\, sin\theta_2} E_{\varphi_1\varphi_2} \\
-\frac{1\omega}{\gamma} m_{\varphi_1} &= \frac{m_{\theta_1}}{t_1 M_1} E_{\theta_1\theta_1} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2\theta_1} E_{\theta_1\varphi_1} \\
&\qquad + \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2} E_{\theta_1\theta_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_1 M_2 sin\theta_2} E_{\theta_1\varphi_2} \\
-\frac{1\omega}{\gamma} m_{\theta_2} &= -\frac{m_{\theta_1}}{t_2 M_1 sin\theta_1} E_{\theta_1\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin\theta_1 \sin\theta_2} E_{\varphi_1\varphi_2} \\
&\qquad - \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2} E_{\theta_2\varphi_2} - \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2\theta_2} E_{\varphi_2\varphi_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma} m_{\varphi_2} &= \frac{m_{\theta_1}}{t_2 M_1} E_{\theta_1\theta_2} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin\theta_1} E_{\theta_2\varphi_1} \\
&\qquad + \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2} E_{\theta_2\theta_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2} E_{\theta_2\varphi_2} + M_r h_{\theta_2}
\end{aligned}
\tag{5.18}
$$

Denge konumları etrafında presesyon yaptığını kabul ettiğimiz M_1 ve M_2 mıknatıslanmaların, $\hat{e}_\theta$ ve $\hat{e}_\varphi$ yönündeki bileşenlerinin zamanla değişiminin $e^{-j\omega t}$ formunda olduğunu düşünürsek aşağıdaki matris formunu elde ederiz :

$$
\begin{pmatrix}
\frac{i\omega}{\gamma} - \frac{E_{\theta_1\varphi_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2\theta_1} & \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_1 M_2 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin\theta_1 \sin\theta_2} \\
\frac{E_{\theta_1\theta_1}}{t_1 M_1} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta_1\varphi_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1} & \frac{E_{\theta_1\theta_2}}{t_1 M_2} & \frac{E_{\theta_1\varphi_2}}{t_1 M_2 sin\theta_2} \\
-\frac{E_{\theta_1\varphi_2}}{t_2 M_1 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_2 M_1 \sin\theta_1 \sin\theta_2} & \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_2 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_2\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2\theta_2} \\
\frac{E_{\theta_1\theta_2}}{t_2 M_1} & \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_2 M_1 sin\theta_1} & \frac{E_{\theta_2\theta_2}}{t_2 M_2} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2}
\end{pmatrix}
\cdot \begin{pmatrix} m_{\theta 1} \\ m_{\varphi 1} \\ m_{\theta 2} \\ m_{\varphi 2} \end{pmatrix} = M_r \begin{pmatrix} h_{\theta 1} \\ h_{\varphi 1} \\ h_{\theta 2} \\ h_{\varphi 2} \end{pmatrix}
\tag{5.19}
$$

5.3.Gilbert Tipi Sönüm Terimini İçeren Rezonans Bağıntısı

Şu ana kadar yanlız bir dış manyetik alanda bulunan çok katlı filmin ve daha sonrada bu denklemi mikrodalganın etkisini içerek şekilde genişlettik. Ancak bu

gerçek bir sistemi tasvir etmeye yetmez. Manyetizasyonun presesyonu sonsuza kadar sürmez ve bir süre sonra bunun bitmesi gerekir. 1955 yılında Gilbert tarafından önerilen sönüm denklemini kullanalım [22]. Bu nedenle sönüm terimini içeren hareket denklemini yazmak için, Gilbert tipi sönüm terimlerini kullanarak mıknatıslanmanın hareket denklemini

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\frac{1}{t_i}\vec{M}_i \times \vec{H}_i + \frac{\alpha}{M_s}(\vec{M}_i \times \frac{d\vec{M}_i}{dt}) \tag{5.20}$$

yeniden yazalım. Denklemin sağındaki ikinci ifade Gilbert denklemidir ve α katsayısı Gilbert sönüm sabitidir. Gilbert sabiti α'nın 0 eşit olduğu durum, manyetizasyonun manyetik alanın etrafında Eşitlik 5.1'deki gibi bir hareket yapmaya başlar. Eğer Gilbert sabiti α'nın değerini 0'dan büyük olursa, $1/\alpha\omega$ zaman ölçeğinde manyetizasyon presesyon spiral hareket yaparak dış manyetik alan vektörüne yaklaşır. Eşitlik 5.20'de mıknatıslanmanın zamana bağlı değişimi:

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{d\vec{M}_s}{dt}\hat{e}_r + \frac{dm_{\theta_i}}{dt}\hat{e}_{\theta_i} + \frac{dm_{\varphi_i}}{dt}\hat{e}_{\varphi_i} = -i\omega m_{\theta_i}\hat{e}_{\theta_i} - i\omega m_{\varphi_i}\hat{e}_{\varphi_i} \tag{5.21}$$

Sönüm teriminden gelen katkıyı ifade eder. Bu ifadeleri kullanarak, sönüm denklemimdeki vektörel çarpımı yapalım :

$$\vec{M}_i \times \frac{d\vec{M}_i}{dt} = \begin{pmatrix} \hat{e}_r & \hat{e}_\theta & \hat{e}_\varphi \\ M_s & m_{\theta_i} & m_{\varphi_i} \\ 0 & -i\omega m_{\theta_i} & -i\omega m_{\varphi_i} \end{pmatrix} = \hat{e}_r\left[-i\omega m_{\theta_i}m_{\varphi_i} - i\omega m_{\theta_i}m_{\varphi_i}\right] + \hat{e}_\theta\left[i\omega M_s m_{\varphi_i}\right] + \hat{e}_\varphi\left[-i\omega M_s m_{\theta_i}\right] \tag{5.22}$$

$$\frac{\alpha}{M_s}\left[\vec{M}_i \times \frac{d\vec{M}_i}{dt}\right] = \frac{\alpha}{M_s}\left[-i\omega M_s m_{\varphi_i}\hat{e}_{\theta_i} - i\omega M_s m_{\theta_i}\hat{e}_{\varphi_i}\right] = -i\omega\alpha m_{\varphi_i}\hat{e}_{\theta_i} - i\omega\alpha m_{\theta_i}\hat{e}_{\varphi_i} \tag{5.23}$$

şeklindedir. Böylece Gilbert tipi sönüm terimlerini içeren mıknatıslanmanın hareket denklemi çok katlı filmler için :

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{\gamma}{t_i}\vec{M}_i \times \vec{H}_i + i\omega\alpha m_{\varphi_i}\hat{e}_{\theta_i} - i\omega\alpha m_{\theta_i}\hat{e}_{\varphi_i} \tag{5.24}$$

ile ifade edilir. Manyetik katmanların mıknatıslanmalarının zamana bağlı e_θ ve e_φ bileşenlerinin Gilbert tipi sönüm terimlerini de içeren büyüklükleri:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\gamma}\frac{dm_{\theta_i}}{dt}\hat{e}_{\theta_i} &= -\frac{m_{\theta_i}}{t_i M_j sin\theta_i}E_{\theta_i\varphi_i}\,\hat{e}_{\theta_i} \\
&\quad -\frac{m_{\varphi_i}}{t_i M_j sin\theta_i sin\theta_j}E_{\varphi_i\varphi_j}\,\hat{e}_{\theta_i} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma}\,m_{\varphi_i}\hat{e}_{\theta_i} \\
\frac{1}{\gamma}\frac{dm_{\varphi_i}}{dt}\hat{e}_{\varphi_i} &= \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j}E_{\theta_i\theta_j}\,\hat{e}_{\varphi_i} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j sin\theta_j}E_{\theta_i\varphi_j}\,\hat{e}_{\varphi_i} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma}\,m_{\theta_i}\hat{e}_{\varphi_i}
\end{aligned} \tag{5.25}$$

M_1 ve M_2 mıknatıslanmalarına sahip iki ferromagnetik filmden oluşan çok katlı yapı için Gilbert tipi sönüm terimlerini içeren rezonans koşulu bağıntısı :

$$\begin{aligned}
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\theta_1} &= -\frac{m_{\theta_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1}E_{\theta_1\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2\theta_1}E_{\varphi_1\varphi_1} \\
&\quad -\frac{i\omega\alpha}{\gamma}m_{\varphi_1} - \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2 sin\theta_1}E_{\theta_2\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_1 M_2 \sin\theta_1\, sin\theta_2}E_{\varphi_1\varphi_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\varphi_1} &= \frac{m_{\theta_1}}{t_1 M_1}E_{\theta_1\theta_1} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma}m_{\theta_1} \\
&\quad + \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin\theta_1}E_{\theta_1\varphi_1} + \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2}E_{\theta_1\theta_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_1 M_2 sin\theta_1}E_{\theta_1\varphi_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\theta_2} &= -\frac{m_{\theta_1}}{t_2 M_1 sin\theta_2}E_{\theta_1\varphi_2} - \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin\theta_1 \sin\theta_2}E_{\varphi_1\varphi_2} \\
&\quad -\frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2}E_{\theta_2\varphi_2} - \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2\theta_2}E_{\varphi_2\varphi_2} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma}m_{\varphi_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\varphi_2} &= \frac{m_{\theta_1}}{t_2 M_1}E_{\theta_1\theta_2} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin\theta_1}E_{\theta_2\varphi_1} \\
&\quad + \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2}E_{\theta_2\theta_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2}E_{\theta_2\varphi_2} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma}m_{\theta_2}
\end{aligned} \tag{5.26}$$

Bu bağıntıları matris formuna dönüştürürsek Gilbert tipi sönüm denklemini içeren matris aşağıdaki gibidir.

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{E_{\theta_1\varphi_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2\theta_1} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} & \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_1 M_2 sin\theta_1} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin\theta_1 \sin\theta_2} \\ \frac{E_{\theta_1\theta_1}}{t_1 M_1} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta_1\varphi_1}}{t_1 M_1 sin\theta_1} & \frac{E_{\theta_1\theta_2}}{t_1 M_2} & \frac{E_{\theta_1\varphi_2}}{t_1 M_2 sin\theta_2} \\ -\frac{E_{\theta_1\varphi_2}}{t_2 M_1 sin\theta_2} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_2 M_1 \sin\theta_1 \sin\theta_2} & \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2} & -\frac{E_{\varphi_2\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2\theta_2} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} \\ \frac{E_{\theta_1\theta_2}}{t_2 M_1} & \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_2 M_1 sin\theta_1} & \frac{E_{\theta_2\theta_2}}{t_2 M_2} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_2 sin\theta_2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_{\theta 1} \\ m_{\varphi 1} \\ m_{\theta 2} \\ m_{\varphi 2} \end{pmatrix} = 0 \quad (5.27)$$

5.4.Programın Akışı

Bu programın yazılma amacı, değişen dış manyetik alana karşı duygunluk ölçümlerinin alındığı ferromanyetik rezonans grafiklerini, teorik yaklaşımla kıyaslayabilmektir. Eşitlik 5.19 ve 5.27'deki matris ifadeleri rezonans koşulu altında dinamik mıknatıslanma bileşenlerini vermektedir. Bu göstermektedir ki, yazılması gereken programda değişen dış manyetik alana karşı duygunluk hesabı yapılmalıdır. Dolayısıyla, aşağıda programın akışında görüldüğü üzere iterasyonlar dış manyetik alan değişkeni H'ın değişimine karşılık yapılan bir dizi hesaplamayı beraberinde getirir.

- *Değişkenlere_ilk_değerleri_ata()*
- ***FOR** ii:1=>N*
  - *H = dh*ii + H_baslangıc;*
  - *Denge_açılarını_hesapla()*
  - *Torku_hesapla();*
  - *Matris_hesapla();*
  - *Mx_bileşenleri_hesapla();*
- ***ENDFOR***
- *Duygunluk_hesapla();*
- *Grafik_çiz();*

Hesaplamada değişkenlere ilk değerler atandıktan sonra iterayon başlar. For döngüsünün ilk satırında dh adım aralığı olmak üzere her bir iterasyonda hesaplamalrda kullanılacak manyetik alan (H) değeri belirlenir. Bir sonraki adım olan denge açılarını hesaplamaya geçilir. Burada tabakalar arası etkileşmeleri tanımlayan, yukarıda görüldüğü gibi bir enerji ifadesi vardır. Denge açılarını bu enerji ifadesinde enerjinin global minimum olduğu nokta bizim için önemlidir. Bunun için PSO algoaritmasını kullanarak denge açılarını buradan hesaplarız. Bu hesaplamadan sonra, artık denge açıları elimizdedir ve herbir tabakanın üzerindeki torku eşitlik-5.19'deki sağ taraftaki eşitliğe göre hesaplayabiliriz. Burada mıknatıslanmaların x eksenindeki bileşenleri, her bir tabaka üzerinde hissettiği torka karşılık gelir. Bundan sonraki adımda ise Gilbert tipi sönümü içeren eşitlik-5.27'deki matris ifadesini, daha önce sisteme tanıtılan değişkenler ve daha sonra elde edilen denge açiları ile hesaplanır. Bu aşamadan sonra elimizdeki iki katlı sistemin dinamik mıknatıslanma bileşenlerini bulunmalıdır. Bunu aşağıdaki ifade ile

$$m=\bar{A}.h_r \tag{5.28}$$

elde ederiz [3]. Bulunan dinamik mıknatıslanma bileşenleri polar koordinatlardadır. Her bir tabakadan duygunluğa gelecek katkıyı hesaplamak için, her bir dinamik mıknatıslana bileşeninin x ekseni üzerinde izdüşümünü buluruz. Bu şekilde istediğimiz oranda dış manyetik alanı artırarak istediğimiz değere kadar bu iterasyonu yaparız. Bütün iterasyonlar tamamladıktan sonra duygunluğu

$$\chi = \frac{\partial m}{\partial H} \tag{5.29}$$

bu formüle göre hesaplarız. Burada m dinamik mıknatıslanama bileşenlerinin x ekseni üzerindeki izdüşümü ve H ise dış manyetik alandır. Bütün bu hesaplamalardan sonra teorik olarak üretilen grafik ile deneysel olarak ölçümü alınmış FMR grafikleri karşılaştırılır.

5.5. PSO Algoritması

İlk defa Eberhart ve Kennedy tarafından 1995 yılında ortaya atılan Parçacık Sürü Optimizasyonu (PSO) algoritması, bir hayvan sürüsünün davranışı üzerine geliştirilmiş bir algoritma tekniğidir [23]. Özellikle kuş ya da balık sürülerinin davranışı bu tekniği açıklamakta kullanılır. Bu kuş yada balık sürüsünün bir optimum besin kaynağı civarında olduklarını ve bu besin kaynağının bu sürünün hiçbir elemanı tarafından bilinmemesine karşı sürüde içindeki sosyal etkileşim ve her bir bireyin besin kaynağını bulma çabası sürünün ve en nihayetinde sürünün bu kaynağı bulması ile sonuçlanan bir süreci baz alarak bu algoritma geliştirilmiştir. Sürünün besin bulma çabasına benzetilerek geliştirilen bu algoritmanın dayandığı 3 temel davranış vardır: bunlardan ilki; sürü içindeki her bir bireyin kendi geçmişinde bulunan en iyi konuma gitme eğilimidir. İkincisi ise sürü içindeki her bir bireyin sürünün diğer daha iyi konumdaki bireylerini takip etme eğilimi bu algoritmanın bir diğer önemli özelliklerinden biridir. En son olarak bahsedebileceğimiz bu algoritmanın bir diğer özelliği ise, sürü içindeki her bir bireyin besin kaynağını arama yapma eğilimidir [24].

Biyolojik sistemlerden esinlenerek geliştirilmiş bir çok algoritma olmasına karşın PSO'nun bu algoritmalardan ayrılan güçlü ve basit yönleri vardır. Diğer optimizasyon tekniklerinden en önemli farklılığı türev bilgisine ihtiyaç duyulmaz. Mesela evrimsel süreçlerden esinlenerek geliştirilen bir algoritma olan Genetik algoritma ile kıyaslandığında PSO ile çalışmak kolaydır çünkü Genetik algoritmaya göre daha az parametre içermesinin yanında reel sayılarla da çalışıyor olması bu algoritmanın güçlü taraflarından biridir.

Bu algoritmayı daha iyi anlayabilmek için biraz daha düşünelim: PSO'nun bir kuş sürüsünden esinlendiğinden yukarıda bahsedilmişti. Bu kuş sürüsünün bir alanda olduğunu farz edelim. Alanda yalnızca bir tane besin kaynağı olsun ve sürüdeki her bir kuş rastgele adımlarla bu kaynağı bulmaya çalışsın. Hiçbir kuşun kaynağın yerini bilmemesine karşın, sürü içindeki kaynağa en yakın kuş, kaynağa ne kadar uzakta olduğunu bilmektedir. Bu senaryoyu PSO ile anlamaya çalışırsak şu benzerliği kuralım: kuşların bulunduğu uzay, bizim çözüm aradığımız fonksiyonun çözüm uzayı ve her bir kuş ise bu fonksiyon üzerinde bir çözüm olduğunu düşünelim. Kuşlar bizim parçacıklarımızı ifade etmekte olup, hesaplamaya başlanırken rastgele

üretilen parçacıklar ile en uygun değer aranmaya başlanır. Bu parçacıklardan biri çözüme en yakın değer olup bir sonraki iterasyonda diğer parçacıkların konumu bu değere göre değiştirilir. Bu iterasyonda bulunan en iyi değere sahip parçacık 'pbest' diye adlandırılıp daha sonraki iterasyonda kullanılmak üzere hafızada tutulur. Ayrıca yapılan iterasyonlar arasında en iyi değer ise 'gbest' parametresinde tutulur. N boyutlu bir fonksiyon için a tane parçacık çözüm için oluşturulursa, bunun matris gösterimi aşağıdaki gibi olur.

$$x = \begin{bmatrix} x_{11}\, x_{12} \cdots x_{1M} \\ x_{21}\, x_{22} \cdots x_{2M} \\ \cdots \quad \cdots \quad \cdots \quad \cdots \\ x_{N1} x_{N2} \cdots x_{NM} \end{bmatrix}_{N \times M} \tag{5.30}$$

Bu matrisde her bir satır bir parçacıktır ve bu sistemde her bir iterasyonda hesaplamalar a tane parçaçık içermektedir. Bir önceki iterasyon sırasında en iyi değere sahip i'inci parçacığın en uygunluk değeri $pbest_i = [\, p_{i1}, p_{i2}, \ldots, p_{iN} \,]$ ile ifade edilmenin yanında, gbest değeri her iterasyonda her bir parçaçık için tek bir değerdir. $gbest_i = [\, p_1, p_2, \ldots, p_N \,]$ ile gösterilir. i'nci parçacığın bir sonraki iterasyonunda kullanılmak üzere $v_i = [v_{i1}, v_{i2}, \ldots, v_{aN} \,]$ olan hız vektörü, aşağıda formüllerde hem parçacık hızlarının hem de parçacık konumlarının güncellenmesinde kullanılır.

$$v_i^{k+1} = v_i + c_i . rand_l^k . \left(pbest_i^k - x_i^k\right) + c_2 . rand_2^k . \left(gbest^k - x_i^k\right)$$
$$x_i^{k+1} = x_i^k + v_i^{k+1} \tag{5.31}$$

Bu denklemlerde X_i terimi N boyutlu fonksiyondaki bir çözüm noktasına karşılı gelen parametreleri ifade ederken, V_i parçacığın her bir boyuttaki hızını, radn() fonksiyonu [0,1] arasındaki düzgün dağılıma sahip rastgele sayıları ifade eder. C_1 ve C_2 değerleri ise öğrenme parametreleridir. k değeri ise iterasyon sayısını gösterir.

PSO algoritmasında kullanılan parametreler aşağıda listelenmiştir.

- Parçacık boyutu, çözümü istenen fonksiyona bağlıdır.
- Parçacık sayısı, problemin zorluğuna göre değişmekle beraber, genelde 10-50 arası bir değer alırken, zor problemlerde 100-200 arasında parçacık kullanılır.

- Parçacık aralığı, probleme bağlıdır.
- V_{max}, bir iterasyonda parçacığın konumunda oluşabilecek maksimum değişikliktir.
- Öğrenme Faktörleri, C_1 ve C_2 sabitleri öğrenme faktörleri olup genellikle 2 olarak seçilir. C_1 ve C_2 [0,4] aralığında seçilir. C_1 parametresi parçacığın kendi tecrübesini baz alıp hareket etmesini içerirken, C_2 parametresi her bir parçacığın hareketinin sürüdeki diğer parçacıkların tecrübeleri dahilinde hareket etmesini sağlar.
- Durma Koşulu iterasyon maksimum değerine ulaştığında ya da en iyileme değeri yapılan fonksiyon istenen seviyeye ulaştığında programı durduran parametredir.

Sekil 5.1'de PSO algoritmasının sahte (pseudo) kod akışını özetlemektetir.

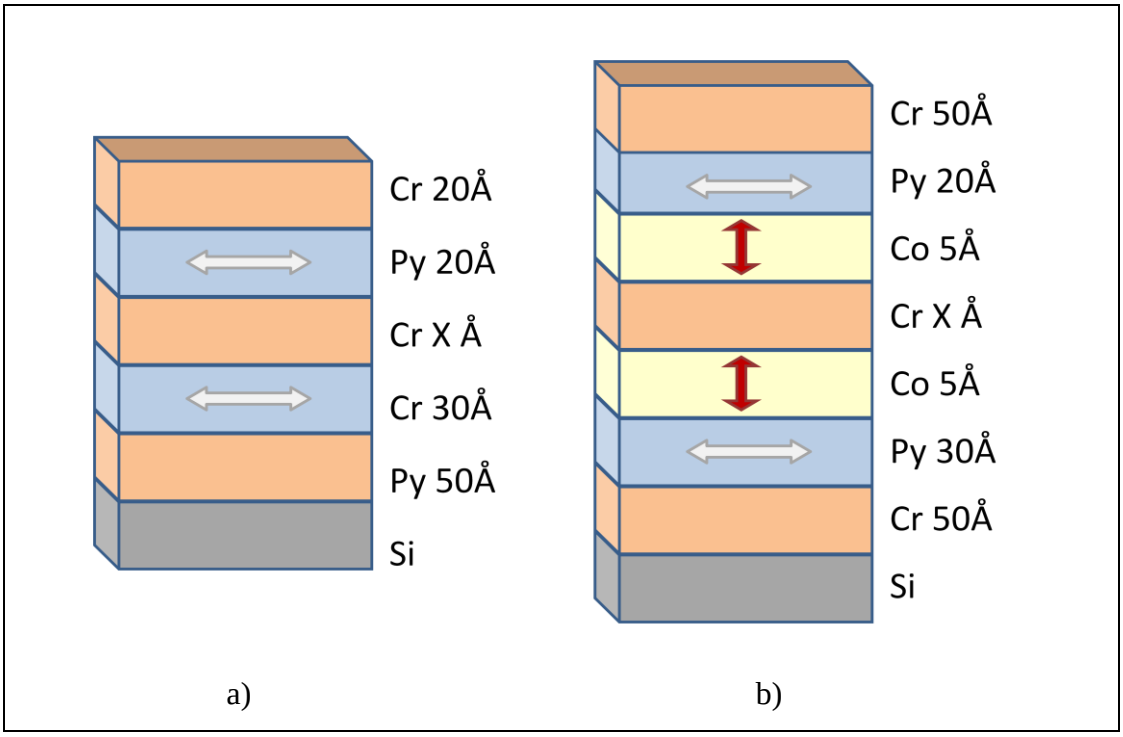
```
FOR her parçacık
        Parçacığın ilk değerlerini ata
END
DO
        FOR her parçacık
                Uygunluk değerini hesapla
                IF      uygunluk değeri < önceki uygunluk değeri
                        şimdi ki değeri yeni pbest olarak ayarla.
                END
        END

        FOR her parçacık
                Tüm parçacıklardan pbest değerlerinden en iyi olanı
                gbest olarak ata.
        END

        FOR
                Parçacık konum ve hızını denklem 5.31'e göre yenile
        END

WHILE sonlandırma koşulu uygunsa hesaplamayı bitir
```

Şekil 5.1: PSO algoritmasının sahte (pseudo) kod akışı.

6. SONUÇ

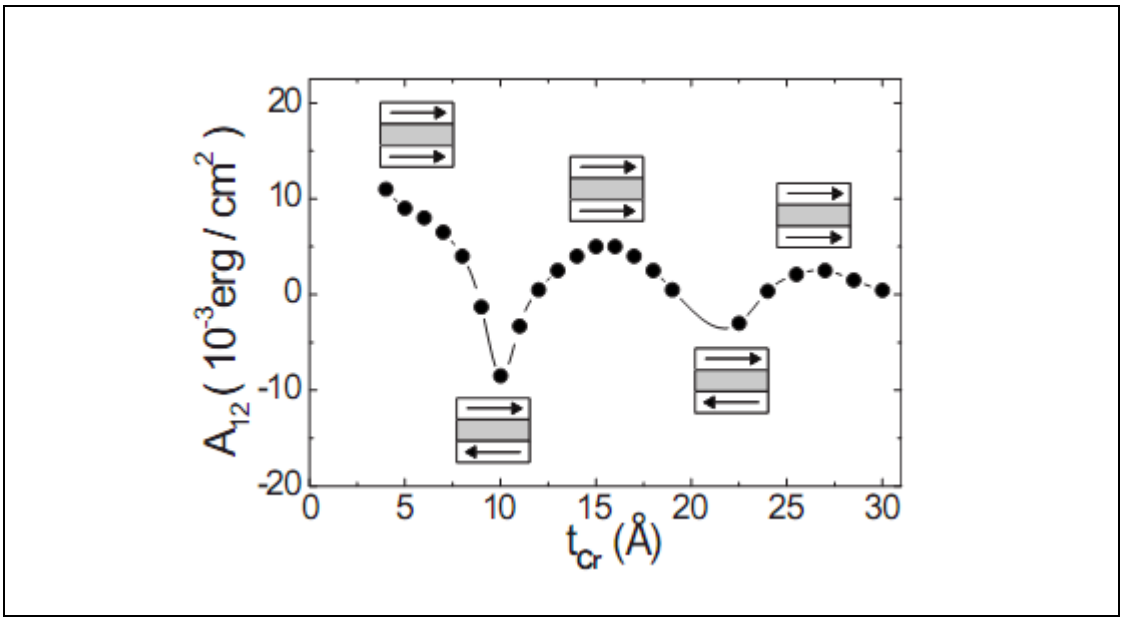
Bu çalışma kapsamında Py/Co/Cr çok katlı filmler Magnetron Sputtering sisteminde ultra high vakum şartlarında hazırlanmış ve FMR tekniği ile manyetik karakterizasyonunun yanı sıra Matlab programı kullanılarak elde edilen manyetik ölçüm sonuçlarının modelleme çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Geleneksel çok katlı manyetik FM/NM/FM yapılarının aksine bu çalışmada bir manyetik olmayan tabakanın her iki tarafına iki farklı FM tabaka büyütülmüş ve bu iki farklı FM tabakanın manyetik olmayan tabaka üzerinden etkileşmesi incelenmiş ve tabakalar arası değiş-tokuş etkileşiminin bu konfigürasyon değişimiyle nasıl etkilendiği ve kontrolünün mümkün olup olmadığı detaylandırılmaya çalışılmıştır. Bu hedef doğrultusunda araştırma grubumuzca daha önce detaylı bir biçimde çalışılan Py/Cr/Py filmlerde bulunan sonuçlarla ve bu çalışmanın çıktıları karşılaştırılmıştır.

İki çalışma kapsamında hazırlanan örneklerin şematik gösterimleri Şekil 6.1' de gösterilmiştir.



Şekil 6.1: a) Py/Cr/Py çok katlı filmiden farklı olarak Cr tabakasının her iki tarafına Co büyültmesi ile üretilen b) Py/Co/Cr/Co/Py çok katlı filminin görünüşü. Tabaka kalınlıkları her bir tabakanın yanında yazılmış olup, ara tabaka Cr kalınlığı değişkendir.

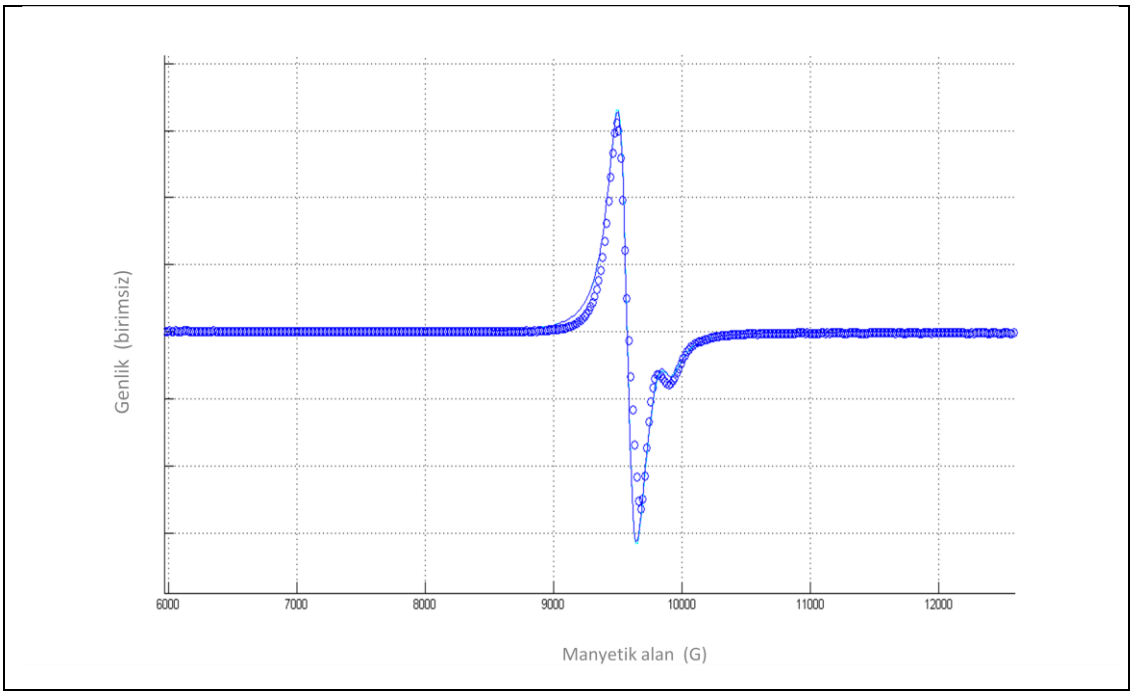
Py/Cr/Py çalışması için hazırlanan örneklerde her iki permollay tabakanın mıknatıslanması in plane yönelimde yönelmekte olduğu FMR ve VSM ölçümlerinden gözlenmiş ve her iki tabakanın mıknatıslanması aynı düzlem üzerinde olduğu tespit edilmiştir. Bu çalışma kapsamında hazırlanan örneklerde ise permollay tabakalar üzerine konulan çok ince kobalt tabakanın (5Å) mıknatıslanmasının yönelimi ise düzlem dışı (out of plane) geometride olmaktadır [25]. Permollay ve kobaltın mıknatıslanma yönelimleri arasındaki farklılıkların sonuçlara yansımasının şu parametrelerde gözlemlenecek değişimlerle karakterize edilecektir; değiş-tokuş sabiti, daha yüksek rezonans alan değerleri, daha geniş çizgi genişliği ve daha yüksek doyum mıknatıslanma değeri olarak gözlenmesi beklenmektedir. Bunlar içinde en önemli değişim tabakalar arası değiş-tokuş sabitinin değişimidir, bu değerin iki tabaka arasında ferromanyetik etkileşim olduğunda ve antiferromanyetik etkileşim olduğunda aldığı değerlerin farkının büyük olması teknolojik açıdan büyük öneme sahiptir, bu fark kendisini FM/NM yapılardan gözlemlenen GMR etkisinde kendisi göstermektedir. GMR etkisinin gözlemlendiği yapılarda tabakalar arası etkileşim ferromanyetik olduğunda gözlemlenen direnç değeri ile tabakalar arası antiferromanyetik etkileşim gözlemlendiğinde ölçülen direnç değerleri arasındaki fark küçüktür ve bu yüzden bu yapılar bilgi saklama ortamları için uygun değillerdir [25]. Bu çalışma kapsamında hazırlanan örneklerin Şekil 6.1'de verilen mıknatıslanma yönelimleri arasındaki farklılık bu filmlerden geleneksel FM/NM filmlere göre gözlemlenen değiş-tokuş sabiti değerinde büyük farklılık getirmesi beklenmektedir. Py/Cr/Py çalışmasında tabakalar arası değiş-tokuş sabitinin değişimi aradaki krom tabaka kalınlığına bağlı olarak değişimi şekil 6.2'de verilmiştir. Bu grafikten de anlaşılacağı üzere, ara tabaka kalınlığına bağlı olarak Ferromanyetik tabakalar arasında etkileşim bir periyodiklik göstermektedir.



Şekil 6.2: Py/Cr/Py film yapısı için değiş-tokuş sabitinin manyetik olmayan Cr kalınlığına bağlı olarak değişimi.

Bu yapılarda iki ferrromanyetik tabaka arasında gerçekleşen etkileşim sürekli bir film yapısı gösteren krom manyetik olmayan tabaka üzerinden olduğundan indirekt etkileşim olarak tanımlanır. Bu tez çalışmasına konu olan örneklerde ise Ferromanyetik tabakalar arasındaki etkileşimde indirekt etkileşmeye ek olarak kobalt ile permollay tabakalar arasında krom manyetik olmayan tabakanın üst ve alt kısmında olmak üzere direkt manyetik olmayan tabakanın bir etkisi olmadan bir etkileşimde gerçekleşmektedir. Bu ikinci tür etkileşimde tabakalar arası değiş-tokuş sabiti üzerinde ayrıca kendisini artış olarak göstermesi beklenmekte ve bu çalışmada bu artışın gözlenmesi başarılmıştır. Bu etkileşimler teorik model içersinde değerlendirilmesinde sırasında iki seçenek ile karşı karşıya kalınmıştır. Bunlardan ilki her bir ferromanyetik tabakanın tek tek etkileşimin modellemesidir, bu durumda bu etkileşimi ifade etmek için kobalt-permollay direkt etkileşmesi, iki kobalt tabakanın manyetik olmayan krom tabaka üzerinden indirekt etkileşimi ve yine kobalt ile permollay tabakanın direkt etkileşimi vardır. Ayrıca bu etkileşimlere ek olarak değiş-tokuş etkileşiminin manyetik olmayan tabaka kalınlığının 30 Å- 40Å kalınlıkla aralığına kadar hala ferromanyetik tabakalar arasında etkileşimi mümkün kılmasından dolayı gözlemlenen bir başka etkileşim daha vardır. Bu etkileşim için gerçekleşmesi için çalışılan örneklerde non manyetik tabaka kalınlığı sınırı ~ 30 Å ‘dur ve bu yüzden her bir permollay ve kobalt tabakanın non manyetik tabakanın diğer tarafındaki kobalt ve permollay ile olan etkileşimi de göz önüne alınmalıdır. Bu

seçenek ile hesaplama tam anlamıyla bir karakterizasyonu sağlayacağı muhakkaktır fakat bu karşın hem zaman hem de yüksek hızda bilgisayar olmamasından dolayı bu model tercih edilmemiştir. Bu model yerine bazı kısıtlamalara giderek bu etkileşimler için şöyle bir model kullanılmıştır; bu modele göre kobalt ile permollay ikisi bir arada tek bir ferromanyetik tabaka olarak düşünülmüştür. Bu kabulle permollay ve kobaltın kendisine ait özelliklerinde bazı modifikasyonlara gidilmiş ve doyum mıknatıslanma değerleri bu kapsamda değerlendirilmiştir. Bu kabul ile modelleme yapılması hem zaman açısından hem de eldeki bilgisayar hızı açısından avantajlar sağlamıştır. Bu modellin kullanılmasıyla geliştirilen teorik modelle ile deneysel sonuçlar arasındaki uyumu göstermek için hazırladığımız örneklerden birini kullanarak detaylı olarak inceleyerek ve hem bu kabulün getirdiği sonuçları hem de Py/Cr/Py ile elde edilen sonuçların bir karşılaştırmasını yapalım. Py/Co/Cr(8)/Co/Py örneğine ait paralel geometride alınmış FMR spektrumu şekil 6.3' de verilmiştir. Bu spektrumda dairelerle gösterilen deneysel sonuçları göstermekte, sürekli çizgi ise teorik modelden elde edilen spektrumu göstermektedir. Spektrumda iki pik gözlenmekte bu karşın birbirlerinden keskin bir biçimde ayrılmadığı görülmektedir, fakat gözlemlenen ikinci pikin şiddetinin ve rezonans alan değerinin daha büyük olması bu örnekte ferromanyetik tabakalar arasındaki etkileşim antiferromanyetik olduğuna işaret etmektedir. Bunun yanı sıra teorik modelleme çalışması ile bu deneysel sonuçları fit etmek için kullanılan parametrelerde tabakalar arası değiş-tokuş sabitinin negatif olması durumunda ancak deneysel spektrumla teorik spektrum uyumu sağlanabilmektedir.



Şekil 6.3: Py/Co/Cr/Co/Py örneği için FMR datasını (daire) ve simulasyon sonucu (düz çizgi)'nun karşılaştırılması.

Py/Cr/Py çalışmasında aynı krom tabaka kalınlığı için bulunan değerlerle, Py/Co/Cr(8)/Co/Py örneğinden bulunan sonuçların bir kıyaslaması yapıldığında gözlemlenen farklar tablo 6.1' de gösterilmiştir. Yukarda açıklandığı gibi tabakalar arası değiş-tokuş sabitini Py/Cr/Py yapısına göre üç kattan biraz daha fazla bir artış göstermektedir. Bu fark bu çalışma ile hedeflenen tabakalar arası değiş-tokuş sabitinin artırılması hedefine ulaşıldığını göstermektedir. Bu değişimin yanı sıra bir büyük artışta H_p dik mıknatıslanma bileşeni değerinde gözlenmektedir, bu değer ayrıca unaxial anizotropi değerini de kontrol etmektedir. Bu değerin artışı manyetik olmayan tabakanın her iki tarafına konulan kobalt tabakanın mıknatıslanmasının out of plane yöneliminde olmasından kaynaklanmaktadır. Çizgi genişliğindeki artış ise kobaltın tabakanın etkisinden gelmektedir, çünkü kobalt buradaki kalınlığından dolayı sahip olduğu yüzey pürüzlülüğü burada etkin rol oynamaktadır.

Tablo 6.1: Bu çalışmada kullanılan Py/Co/Cr/Co/Py ile daha önce üzerinde çalışılmış Py/Cr/Py datalarının simulasyon sonuçlarının karşılaştırılması.

	Py/Cr/Py		Py/Co/Cr/Co/Py	
	1. Tabaka	2. Tabaka	1. Tabaka	2. Tabaka
Tür	Py	Py	Py+Co	Co+Py
Kalınlık	20 Angström	30 Angström	20+5 Angström	5+30 Angström
Ms	600 G	600 G	775 G	785 G
Hp	350 G	350 G	3340 G	3340 G
A_{12}	-0.0100 erg/cm^2		-0.0320 erg/cm^2	

Tablo 6.1' de elde edilen sonuçlar ışığında şunu kısmen söylemek mümkündür, çünkü henüz bu çalışma kapsamında hazırlanan tüm örneklerin teorik değerlendirilmesi tamamlanamamış olmasından ötürü; klasik FM/NM/FM yapıların içersine ikinci bir FM tabakanın yerleştirilmesi bu yapılarda değiş-tokuş (exchange) etkileşimin parametresinin kontrol edilmesini sağlamaktadır. Bu kontrolün sağlanabilmesi bu yapıların hem sensör uygulamaları hem de bilgi saklama ortamları için yeni uygulama alanları bulabileceğini işaret etmektedir.

KAYNAKLAR

[1] Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M. B., Sowers H., (1986), "Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers accross Cr Interlayers", Physical Review Letters, 57, 2442.

[2] Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., (1988), "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices", Physical Review Letter, 61, 2472.

[3] Topkaya R., Erkovan M., Öztürk A., Öztürk O., Aktaş B., Özdemir M., (2010), "Ferromagnetic resonance studies of exchange coupled ultrathin Py/Cr/Py trilayers", Journal of Applied Physics, 108, 023910.

[4] Erkovan M., Öztürk S. T., Topkaya R., Özdemir M., Aktaş B., Öztürk O., (2011), "Ferromagnetic resonance investigation of Py/Cr multilayer system", Journal of Applied Physics, 110, 023908.

[5] Stöhr J., Siegman H. C., (2006), "Magnetism From Fundamentals to Nanoscale Dynamics", 1st Edition, Springer.

[6] Cullity B. D., Braham C. D., (2009), "Introduction to Magnetic Materials", 2nd Edition, John Wiley & Sons.

[7] Coey J. M. D., (2009), "Magnetism and Magnetic Materials", 1st Edition, Cambridge University Press.

[8] Chikazumi S., (1997), "Physics of Ferromagnetism", 1st Edition, Oxford University Press.

[9] Kittel C., (1996), "Introduction to Solid State Physics", 7th Edition, John Wiley & Sons.

[10] Spaldin N. A., (2011), "Magnetic Materials Fundamentals and Applications", 2nd Edition, Cambridge University Press.

[11] Parkin S. S., More N., Roche K. P., (1990), "Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr", Physical Review Letters, 64, 2304.

[12] Heisenberg W., (1928), "Zur Theorie des Ferromagnetismus", Zeitschrift Für Physik, 49, 619.

[13] Ruderman M. A., Kittel C., (1954), "Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons", Physical Review, 96, 99.

[14] Kasuya T., (1956), "A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener's Model", Progress of Theorical Physics, 16, 45.

[15] Yosida K., (1957), “Magnetic Properties of Cu-Mn Alloy”, Physical Review 106, 893.

[16] Bruno P., Chappert C., (1992), “Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling”, Physical Review B, 46, 261.

[17] Bruno P., (1992), “Physical mechanism of oscillatory interlayer exchange coupling”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 116, L13-L17.

[18] Chappert C., Renard J. P., (1991), “Long-Period Oscillating Interactions Between Ferromagnetic Layers Seperated by a Nonmagnetic Metal: a Simple Physical Picture”, Europhysics Letter 15, 553.

[19] Coehoorn R., (1991), “Period of oscillatory exchange interactions in Co/Cu and Fe/Cu multilayer systems”, Physical Review B, 44, 9331.

[20] Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W., (1989), “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”, Physical Review B, 39, 4828.

[21] Zhang Z., (1994), “Ferromagnetic Resonance Study in Exchange Coupled Magnetic/Non-magnetic Multilayer Structures”, Doctoral Thesis, The Ohio State University.

[22] Gilbert T. L., (1955), “A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field”, Physical Review, 100, 1243.

[23] Kennedy J., Eberhart R. C., (1995), “Particle Swarm Optimization”, IEEE International Conference on Neural Networks IV, 1942-1948, Perth, Australia, 27 November.

[24] Eberhart R. C., Kennedy J., (1995), “A New Optimizer Using Particle Swarm Theory”, Sixth International Symposium on Micro Machines and Human Science, 39-43, Nagoya, Japan, 4 January.

[25] Piramanayagam S. N., (2011), “Focus On Spintronics and Spin Physics”, Physica Status Solidi Rapid Research Letters, 12, A117-A118.

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında İstanbul'da doğdu. Orta öğretimini Üsküdar Anadolu Lise'sinde tamamladı. 2004-2009 yılları arasında arasında Gebze Yüksek Teknoloji Enstisüsü Fizik Bölümünü başarı ile tamamladı. Daha sonra 2010 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstisüsü Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı'nde yüksek lisans eğitimine başladı ve 2015 de tamamladı.