

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

150273

BAZI MANYETİK MALZEMELERDE
(Cu-Co, $Ti_{1-x}Co_xO_2$ İnce Filmler ve Mikroteller)
DEV MANYETO EMPEDANS İNCELEMELERİ

150273

Fikret YILDIZ
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Yrd.Doç.Dr.Bulat RAMEEV

GEBZE
2004

Fikret YILDIZ'ın tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ...19.01.2004... tarih ve 2004.1.3... sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından Fikret Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRI

ÜYE : Yrd. Doç. Dr. Bulat Rameev
(Tez Danışmanı)

ÜYE : Prof. Dr. Yıldırhan İner

ÜYE : Prof. Dr. Betir Aktaş

ÜYE : Doç. Dr. Engin Başaran

ÜYE : Yrd. Doç. Dr. Mehmet Tarakçı

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 19.01.2004... tarih ve 2004.1.3... sayılı kararı.

İmza / Mühür
Yrd. Doç. Dr. Ahmet ÇAPOĞLU
GYTE Mühendislik ve Fen Bil.
Enstitüsü Müdür Yardımcısı

ÖZET

$\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$, $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$, $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ amorf mikrotellerin, değişik kalınlıkta Cu-Co çok katmanlı ince filmlerin ve farklı oranlarda Co katkılanmış TiO_2 ince filmlerin manyetik özellikleri çalışılmıştır.

$\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$, $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$, $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ amorf mikroteller ferromanyetik rezonans (FMR) tekniği ile X (9.5GHz), K (20-27GHz) ve Q (30-37GHz) frekans bantlarında incelendi. İncelenen mikroteller 5 μm çapında metalik bir öz ve üzerleri 5 μm pariks ile kaplanmış bir yapıdadırlar. Manyetik rezonans spektrumları frekansın ve tel yöneliminin fonksiyonu olarak alınmıştır. Rezonans sinyallerinin analizi silindirik yapıda bir örnek için bilinen klasik FMR eşitliklerinin mikroteller için uygulanamaz olduğunu göstermiştir. Frekansa bağlı ölçümlerden yüzey-derinlik (skin-depth) etkisinden dolayı içi boş silindirik bir tüp modelinin deneysel sonuçları açıklamak için uygun olduğu gösterilmiştir. Doyum mıknatıslanma değerleri, g-faktörü ve anizotropi alanları rezonans alanının frekansa bağımlılığı kullanılarak elde edilmiştir.

Dev manyetik direnç (GMR) ve dev manyeto empedans etkisi gösteren Co/Cu çok katmanlı metalik yapıların yüksek frekans manyetik özellikleri çalışıldı. Örnekler Fe-bufer katmanlı ve katmansız olarak hazırlandı. Örneklerin dinamik özellikleri manyetik Co-tabakalarının kendi aralarındaki uzaklığa bağlı olarak (Cu tabakanın kalınlığına bağlı olarak) incelendi ve statik özellikleri ile karşılaştırıldı. Ferromanyetik rezonansın yanı sıra uygulanmış düşük statik alanda non-rezonans manyetoempadansta çalışıldı. Deneyler 20-37GHz bandında ferromanyetik rezonans için, 30-140 GHz bandında düşük alan non-rezonans manyetoempedans için oda sıcaklığında gerçekleştirildi. Doyum mıknatıslanma değeri 1kG civarında hesaplandı ve tabaka sayısının artmasıyla artışı görüldü.

Si (100) altaş üzerine eş-saçılma yöntemiyle hazırlanmış farklı miktarlarda Co katkılanmış TiO_2 ince filmler incelendi. Film kalınlıkları 2000-3300 Å mertebesinde. Elektron prop mikroanalizleri $\text{Ti}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_2$ içerisindeki (x) Co miktarının %2.2, 3.0, 4.4, 6.5, ve 8.5 şeklinde olduğunu gösterdi. X-ışını difraksiyonu ölçümleri örneklerin Rutile yapıda polikristal olduklarını açığa

çıkarmıştır. Mıknatıslanma ölçümlerinden bütün örnekler 55 – 65 Oe arasında koersif alanı olan histerik bir davranış göstermektedirler. Oda sıcaklığında doyum mıknatıslanma değerleri 7 emu/cm^3 (%2.2 Co) ile 28 emu/cm^3 (%8.5 Co) arasında değişmektedir. X-band (9.5 GHz) ESR ölçümleri örnek yöneliminin ve sıcaklığın fonksiyonu olarak yapıldı. Oda sıcaklığında Co miktarına bağlı olarak zayıf ESR sinyalleri gözlemlendi. Oda sıcaklığındaki spektrumlara süper paramanyetik kobalt parçacıklarından, bazı ferromanyetik fazlardan ve silikon altaş içerisindeki paramanyetik safsızlıklardan katkı gelmektedir. ESR spektrumlarında güçlü sıcaklık bağımlılığı gözlemlendi. Oda sıcaklığında gözlenen spektrumlar soğutmayla azaldılar ve daha düşük sıcaklıklarda kayboldular. Soğutmayla çok geniş bir sinyal açığa çıktı. Sinyal şiddeti 50-80K sıcaklık aralığında aşırı şiddette bir artış gösterdi ve daha düşük sıcaklıklarda tekrar zayıfladı. Soğurma şiddetinin sıcaklık davranışında bir anomali yaklaşık DC manyetik duygunculukla orantılı olarak 50 K sıcaklığı civarında gözlemlendi. Bu davranış spin-glas gibi hem ferromanyetik ve hem de antiferromanyetik etkileşmelerin birlikte bulunduğu bir sistemin varlığına işaret eder. Manyetik, sıcaklık ve yönelimin geçmişine bağımlı olan 50-80K sıcaklık aralığında kaydedilen ESR sinyalleri spin-glas gibi bir davranışla uyumluluk göstermektedir.

SUMMARY

Magnetic properties of $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$, $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$, $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ amorphous microwires, vary thickness of Cu-Co multilayer thin films and Co doped TiO_2 thin films with different Co content have been studied.

The $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$, $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$, $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ amorphous microwires have been studied by the Ferromagnetic Resonance (FMR) technique in the X (9.5GHz), K (20-27GHz) and Q (30-37GHz) frequency bands. The samples were metal threads of about 5 μm in diameter coated with dielectric Pyrex layer with thickness 5 μm . The dependencies of magnetic resonance spectra on frequency and wire orientation have been measured. The analysis of the resonance signal parameters has revealed that well-known classical equations for FMR in a cylindrical-shape sample could not be applied for these microwires. It is shown that due to the skin-depth effect the model of hollow cylindrical tube has to be applied to explain the experimental results in the frequency range measured. The values of saturation magnetization, g-factor and anisotropy field have been estimated from the frequency dependence of the field for resonance.

High frequency magnetic features of multilayered metallic structures (Co/Cu) demonstrating the Giant Magnetic Resistance effect (GMR-effect) and Giant Magnetic Impedance effect (GMI-effect) have been studied. There was buffer Fe layer in some of the samples. Dynamic features have been investigated in dependence on the distance between magnetic Co-layers and analyzed in comparison with static magnetic features. Ferromagnetic resonance response as well as non-resonance magnetoimpedance at small applied static magnetic field have been studied. Experiments were carried out at room temperatures in frequency band 20-37GHz for the ferromagnetic resonance technique and in frequency band 30-140GHz for study the low field non-resonance magnetoimpedance effects. The magnetization of saturation for studied multilayered structures has magnitude of about 1kG and it decreases with the amount of layers increasing.

A set of Co doped TiO_2 thin films with different Co content prepared by co-sputter deposition onto Si (100) substrates have been studied. Films thicknesses were in range of 2000 to 3300 Å. Electron probe microanalysis showed the Co content (x) of the $\text{Ti}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_2$ samples was 2.2, 3.0, 4.4, 6.5, and 8.5 %. X-ray diffraction measurements revealed polycrystalline Rutile structure of the samples. Magnetization measurements showed hysteresis behavior for all samples with the coercive field between 55 – 65 Oe and the saturation magnetization at room temperature ranging from 7 emu/cm^3 (2.2 % Co) to 28 emu/cm^3 (8.5 % Co). ESR measurements at X-band (9.5 GHz) have been performed as a function of the sample orientation and temperature. Weak ESR signals that depended on Co content have been observed at room temperature. Different contributions to the room temperature spectra have been attributed to super-paramagnetic cobalt particles, some ferromagnetic phase in the sample, and paramagnetic impurities in silicon substrate. Strong temperature dependence of ESR spectra has been observed. The signals observed in the room temperature spectra decrease with cooling, and vanish at lower temperatures. A very broad signal appears with cooling, dramatically intensifies at about 50-80K, and then decreases at lowest temperatures. An anomaly in the temperature behavior of the absorption intensity, which is approximately proportional to the DC magnetic susceptibility, is observed near temperature of 50K. This behavior was attributed to spin-glass like system in which both ferromagnetic and antiferromagnetic interactions coexist. Besides, ESR signal recorded in the temperature range 50-80K depended on the magnetic, temperature and orientation history that is consistent with the spin-glass like properties as well.

TEŞEKKÜR

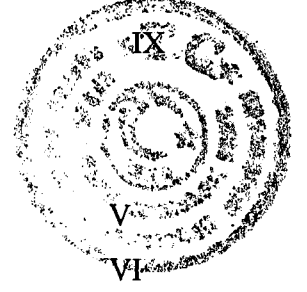
Bu tez çalışmamda benden bilgi, tecrübe ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Doc. Dr. Bulat RAMEEV'e çok teşekkür ederim.

Aynı şekilde hiç bir zaman desteklerini esirgemeyen sevgili hocalarım Prof. Dr. Bekir AKTAŞ, Prof. Dr. Sergey TARAPOV Prof. Dr. Lenar TAGIROV ve Marmara Üniversitesinden Y. Doc. Dr. Mustafa ÖZDEMİR'e sonsuz teşekkürler ederim.

Co katkılanmış TiO_2 örnekleri hazırlayıp bize veren MIT'den Prof. Dr. J.S MOODERA'ya, mikrotel örnekleri bize sağlayan Maryland Üniversitesinden Prof. Dr. S.M. BHAGAT'a teşekkür ederim.

Jürimde bulunmayı kabul eden ve yapıcı eleştiri ve katkılarını esirgemeyen İstanbul Teknik Üniversitesinden Prof. Dr. Yıldırhan ÖNER ve GYTE'den Y. Doç. Dr. Mehmet TARAĞCI'ya çok teşekkürler ederim.

Ayrıca bana bu çalışmam esnasında gösterdikleri sabır anlayış ve manevi desteklerinden ötürü bölümümüzdeki araştırma görevlisi arkadaşlarıma ve sevgili aileme çok teşekkür ederim.



İÇİNDEKİLER DİZİNİ

ÖZET	
SUMMARY	
TEŞEKKÜR	VIII
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	IX
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	XII
ŞEKİLLER DİZİNİ	XIV
ÇİZELGELER DİZİNİ	XIX

1. GİRİŞ	1
2. DEV MANYETOREZİSTANS	8
2.1. Antiferromanyetik eşleşme	9
2.2. Farklı koersiviteler	10
2.3. Değiş-tokuş biasing ve spin-valf	11
2.4. Manyetik Çiftlenim	13
2.5. Spine Dayalı Taşınma	15
2.6. Teknolojik Uygulamaları	19
2.6.1. Manyetik Kayıt	19
2.6.2. Nonvolatile Hafızalar	19
3. MİKRO TELLERİN HAZIRLANMASI VE MANYETİK ÖZELLİKLER-GMI'IN UYGULAMALARI	26
3.1. Giriş	26
3.2. Mikrotellerin Hazırlanması	26
3.3. Mikrotellerin Manyetik Özellikleri	29
3.3.1. Amorf yumuşak manyetik mikrotellerde empedansın frekansa ve manyetik alana bağımlılığı	30
3.3.2. Neredeyse non-magnetostriktif amorf tellerde	

düşük frekans dairesel histerisiz	33
3.4. Dev magnetoempedansın fenomenolojisi ve modeli	35
3.5. Teknolojik Uygulamaları	38
3.5.1. Manyetostriktif teller	39
3.5.1.1. Manyetoelestatik kalem	39
3.5.1.2. Mikrorotor: AC alanın teli döndürme etkisi	39
3.5.2. Non-manyetostriktif teller	41
3.5.2.1. GMI Tabanlı manyetik sensörler	41
3.5.2.2. Tünelleme görüntülemeye bir amorf tel uç	41
4. İNCE FİLMLER VE SİLİNDİRİK YAPILARDA	
FERROMANYETİK REZONANS	43
4.1. Giriş	43
4.2. Teori	44
4.2. 1. Zeeman Enerjisi	44
4.2. 2. Demagnetizasyon Enerjisi	44
4.2. 3. Anizotropi Enerjisi	45
4.3. Manyetik / Nonmanyetik / Manyetik Filmlerde FMR	50
4.4. Silindirik Bir Yapı İçin Ferromanyetik Rezonans	53
4.5. ESR Deney Tekniği	57
4.5.1. Manyetik Alan Kaynağı	57
4.5.2. Mikrodalga Alan Kaynağı	58
4.5.3. EPR Kavitesi	58
4.5.4. Dalga Kılavuzu	59
4.5.5. Modülasyon ve Dedeksiyon Sistemi	59
4.5.6. EPR Spektrometrelerindeki Bilgisayar Elemanı	61
4.6. K ve Q band Modüllerinin X-band spektrometre ile uyumlu	

çalışmasının ayarlanması	61
5. Cu/Co ÇOK KATMALI FİLMLERDE FERROMANYETİK REZONANS VE MANYETO EMPEDANS ÖLÇÜMLERİ	62
5.1. Giriş	62
5.2. Örneklerin Hazırlanması	63
5.3. Çok katmanlı filmlerin statik karakteristikleri ve deneysel teknik	63
5.4. Deneysel Sonuçlar ve Tartışma	65
5.4.1. Manyeto rezonans özellikler	65
5.4.2. Non rezonans manyeto empedans özellikler	70
5.5. Sonuçlar	73
6. AMORF MİKROTELLERDE FERROMANYETİK REZONANS ÖLÇÜMLERİ VE SONUÇLARI	73
6.1. Giriş	73
6.2. Örnekler	73
6.3. Deney düzeneği ve teknik	74
6.4. Deney sonuçları ve tartışma	79
6.5. Sonuç	86
7. COBALT KATKILANMIŞ TiO_2 İNCE FİLMLERDE ELETRON SPİN REZONANS ÇALIŞMASI	88
7.1. Giriş	88
7.2. Örnek hazırlanması ve karakterizasyonu	89
7.3. ESR ölçümlerinin sonuçları	91
7.4. Tartışma	93
8. SONUÇ VE DEĞERLENDİRME	98
Kaynaklar	100
Özgeçmiş	107

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

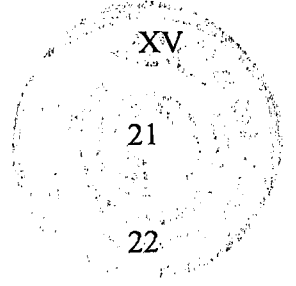
ESR	: Elektron Spin Rezonans
EPR	: Elektron Paramanyetik Rezonans
FMR	: Ferromanyetik Rezonans
SDR	: Spin Dalga Rezonansı
VSM	: Vibratin Sample Magnetometer (Örnek titreştiricili mıknatıslanma ölçer)
SQUID	: Superconducting Quantum Interference and Device
RKKY	: Ruderman, Kittel, Kaysuya, Yashida
MHz	: Frekans birimi, Mega-hertz
GHz	: Frekans birimi, Giga-hertz
dc	: Doğru akım
ac	: Alternatif akım
T	: Manyetik alan birimi, Tesla
G	: Manyetik alan birimi, Gauss
Z	: Empedans
H_0	: Dışarıdan uygulanan manyetik alan
A	: Değiş-tokuş etkileşme parametresi
g	: Spektroskopik yarılm faktörü
M_0, M_S	: Doyum mıknatıslanması
K_s	: Yüzey anizotropi parametresi katsayısı
J_{exc}	: Değiş-tokuş etkileşme sabiti
χ	: manyetik alınganlık
ω_0	: Larmour Frekansı
ω	: Mikrodalga frekansı
χ_1	: Manyetik alınganlığın reel bileşeni
χ_2	: Manyetik alınganlığın sanal bileşeni
δ	: (skin-depth) alternatif alanların iletkenler içerisinde nüfuz etme parametresi
σ	: Elektriksel iletkenlik
P	: Örneğin birim hacim başına mikrodalgadan soğurduğu güç
h_1	: Mirodalganın manyetik alan bileşeni
M	: Toplam mıknatıslanma

- μ : Manyetik moment
 γ : Gyro-magnetik oran
 $\mathbf{H}$: Etkin manyetik alan
 λ : Landau-Lifshitz tipi sönüm sabiti
 α : Gilbert tipi sönüm sabiti
 T_1 : Boyuna durulma zamanı
 T_2 : Enine durulma zamanı
 m_x, m_y : Mıknatıslanmanın ac bileşenleri
 u_x, u_y, u_z : i_x, i_y, i_z birim vektörleri ile M doyum mıknatıslanması arasındaki doğrultma kosünüsleri
 q : Mikrodalganın dalga vektörü
 h_x^0, h_y^0 : Mikrodalga manyetik alanının salınan bileşeni
 e_x^0, e_y^0 : Mikrodalga elektrik alanının salınan bileşeni
 ρ : Özdirenç
 K : Kelvin sıcaklığı
 E_z : Zeeman etkileşme enerji yoğunluğu
 E_d : Mıknatıslanmayı giderici alandan kaynaklanan enerji yoğunluğu
 E_{exc} : Değiş-tokuş enerjisi
 E_{ani} : Kristal anizotropi enerjisi
a.u. : Rastgele (keyfi) birim

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sekil

- 1.1 Bulktan iki boyuta geçişte doyum mıknatıslanmasının sıcaklığa karşı grafiği. 3
- 1.2. [Co1/Ni2]20 çok katmanlı yapısını dik ve paralel yönelimleri için histerezis eğrileri. 5
- 2.1. a. GMR olayının optik temsili b. Farklı mıknatıslanma düzlemlerinden elektronun yansımaları. 8
- 2.2. Uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak Fe/Cr çok katmanlı filmlerde direnç ölçümü. 10
- 2.3. a. Spin-valf yapısı için bir örnek; FeMn antiferromanyetik tabaka, Co iğnelenmiş ferromanyetik tabaka, Cu iki ferromanyetik tabakayı ayıran metal, FeNi serbest ikinci ferromanyetik tabaka. b. Antiferromagnet kullanılarak ferromanyetik bir malzemenin iğnelenmesi. 12
- 2.4. Manyetik alan içerisine konulmuş nanmanyetik bir tabaka ile ayrılmış iki ferromanyetik tabaka ve etkileşimleri. 14
- 2.5. Doyum mıknatıslanmasının nonmanyetik katman kalınlığı ile değişimi. 15
- 2.6. Normal ve Ferromanyetik durumlar için spin yoğunlukları. 16
- 2.7. Nonmanyetik tabaka ile ayrılmış iki manyetik tabakaya film düzlemine dik yönde akım uygulanması ve manyetik momentlerin aynı ve ters yönde yönelmelerine göre spin yoğunluklarının ve dirençlerinin temsili gösterimi. 17
- 2.8. Film düzlemine paralel yönde akım uygulanması durumunda düşük ve yüksek direnç durumları. 18
- 2.9. Nonvolatile hafıza. 20



2.10. Spine bağı tünelleme cihazı şeması.	21
2.11. Hafıza dizini şeması.	22
2.12. Otomobiller için hız ölçme sensörü	23
2.13. Yer değiştirme ölçümleri için bir GMR cihazı.	24
2.14. GMR etkisiyle yönelim sensörü. Akım açığa bağlı olarak değişir.	25
3.1. Taylor tekniği ile mikrotellerin hazırlanmasının şematik görünümü.	28
3.2. Amorf manyetik mikrotellerin domain yapıları.	29
3.3. a) FeSiBC, b) CoMnSiB, c) CoSiB mikroteller için 9.8GHz mikrodalga soğurma ve dc manyetik alan bağımlılığı ve manyetik histerisiz grafikleri.	30
3.4. HyMu80 mikro tel için GMI'nın TS ve FMR rejimlerinde yüzey etkisi (skin-effect).	31
3.5. Farklı frekanslarda manyetoempedans ölçümleri.	32
3.6. K manyetoelektik sabiti ve çevresel duygunluğun radyal profili. Domain yapısı da ayrıca görülmektedir.	34
3.7. (a). Bazı seçilmiş akım frekansları için Co _{68,1} Fe _{4,4} Si _{12,5} B ₁₅ mikrotelinin GMI ($\Delta Z/Z$) eksensel DC alana bağımlılığı ($I_{max}=10$ mA) (b). İki farklı alan için empedansın frekansa bağımlılığı.	35
3.8. Nüfuz derinliğinin ve geçirgenliğin manyetik alana bağımlılığı.	37
3.9. (a) manyetoelektik kalem şeması, (b) manyetoelektik voltaj imza. İmza puls sayısı, toplam süresi ve puls arası geçen zamanla tanımlanır.	39

3.10. (a) Pozitif manyetostriksiyonlu bir FeSiB amorf tel için uyarıcı AC alanın frekansının fonksiyonu telin dönme frekansı. (b) Pozitif Fe-tabanlı ve negatif Co-tabanlı manyetostriksiyonlu tellerin dönmeleri doyurucu bir statik alan uygulandığı zaman kaybolur.

40

3.11. (a) Çalışma prensibi şeması, (b) CoFeSiB non-manyetostriktif amorf tel kullanarak yapılan bir akım sensöründe GMI voltaj tepkisi, (c) Elektronik cihazın şekli.

41

3.12. (a). Co (0 0 0 1)'de yaklaşık 2 nm kalınlıklı bir domain duvarı üzerinden geçilirken mıknatıslanma profili, (b) Tünelleme manyetorezistans ile yüksek çözünürlüklü manyetik görüntülemeye kullanılmak üzere hazırlanmış bir keskinleştirilmiş non-manyetostriktif CoFeSiB amorf tel 'tip'.

42

4.1. Tek tabakalı filmlerde kullanılan koordinat sistemi ve tek tabakalı yapı.

47

4.3. Üç tabakalı filmde kullanılan koordinat sistemi.

51

4.4. Statik bir H manyetik alanına yerleştirilmiş silindirin koordinat sistemi.

54

4.4. ESR spektrometresinin blok diyagramı.

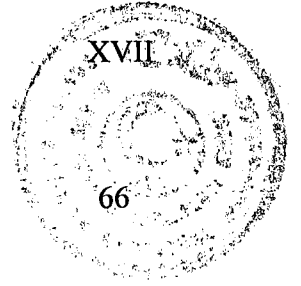
57

4.5. TE₁₀₂ modunda çalışan dikdörtgen kavite. a) Elektrik alan bileşeni y eksenine paraleldir ve Z doğrultusunda tam bir dalga sığmaktadır. b) Manyetik alan bileşeni x eksenine paraleldir. Kavitenin boyutları söz konusu mod için şöyledir: c kenarı yarım dalga boyu , d kenarı tam dalgaboyu ve üçüncü kenar da yarım dalga uzunluğundan daha kısadır. O nedenle dalganın şiddeti üçüncü doğrultuda değişmez.

59

5.1. Bakır ara katmanlarının (t) kalınlıklarının fonksiyonu olarak dc-manyeto rezistans değişimi (1- Fe-tamponlu ve 2- tamponsuz örnekler).

64



5.2. Çalışılan Co/Cu çok katmanlı filmlerin tipik manyeto rezonans soğurma spektrumları.

5.3. Demir tamponlu çok katmanlılar için Ferromanyetik rezonans frekansının Rezonans alanına karşı grafiği.

67

5.4. Demir tamponsuz çok katmanlılar için Ferromanyetik rezonans frekansının Rezonans alanına karşı grafiği.

67

5.5. Fe-tabakalı farklı Co tabaka sayısı olan örnekler için rezonans frekansının rezonans alanına bağımlılığı.

68

5.6. Fe tamponlu ve tamponsuz örneklerin doyum mıknatıslanmaları 1 – tamponlu örnekler; 2 – tamponsuz örnekler.

69

5.7. Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(1.7nm)]₃₀ örneğinin (#1) manyeto rezistans (dc-tepki) ve manyeto empedans (ac-tepki).

71

6.1. (a). FMR çalışmalarında kartezyen rezonatörde mikrotel örneklerin “e-konomu” (b) paralel için eşdeğer FMR modelleri ve (c) dik için eşdeğer FMR modelleri ve mikrodalga alanının yönelimlerini gösterir.

75

6.2. Statik manyetik alanın tel eksenine paralel ve dik ve dik yönelimleri için FMR spektrumları. 1-Fe₆₉Si₁₆B₁₀C₅, 2-Co₇₅Si₁₀B₁₅, 3-Co₆₈Mn₇Si₁₀B₁₅ örneklerini göstermektedirler.

76

6.3. Mikrotel eksenine göre statik manyetik alanının her iki yönelimde (paralel ve dik) amorf mikrotellerin $\nu \approx 27.0$ Hz için FMR spektrumu.

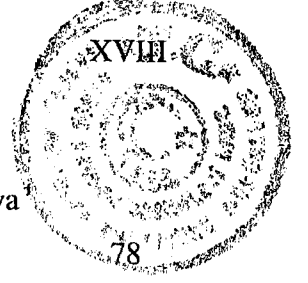
76

6.4. Co₆₈Mn₇Si₁₀B₁₅ mikroteli için K-bant 24GHz ve Q-bant 33GHz de açığa bağımlı olarak Ferromanyetik rezonans soğurma pikleri.

77

6.5. Co₇₅Si₁₀B₁₅ mikroteli için K-bant 24GHz ve Q-bant 33GHz de açığa bağımlı olarak Ferromanyetik rezonans soğurma pikleri.

77



6.6. $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$ mikroteli için K-bant 24GHz ve Q-bant 33GHz de açığa bağımlı olarak Ferromanyetik rezonans soğurma pikleri.

6.7. X ($\nu=9.5$ GHz) bandında, FMR spektrumlarının (H_{res}) rezonans alanları ve (ΔH_{pp}) çizgi genişliğinin açısal bağımlılığı, (α)-statik alan, tel eksenini arasındaki açı.

78

6.8. Rezonans alanının (H_{res}) K ($\nu=24$ GHz) and Q ($\nu=33$ GHz) bandlarında açısal bağımlılığı.

79

6.9. (a) Paralel ve (b) dik yönelimler için rezonans alanının frekansa bağımlılığı. Her iki yönelimde de koyu çizgiler en iyi sonuçlarını göstermektedir.

83

6.10. Mikrotellerin FMR spektrumlarındaki histerisis etkisi.

83

6.11. $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$ ve $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ mikrotelleri için 6-300K arasındaki sıcaklıklarda rezonans alanlarının ve çizgi genişliklerinin değişimi.

84

7.1. Bütün örnekler için oda sıcaklığında ESR spektrumları. Co miktarları şeklin ortasındaki boşlukta gösterilmiştir.

90

7.2. %2.2 Co içeren örnek için ESR spektrumunun sıcaklığa bağımlılığı. Manyetik alanın tarama aralığının Şek.1 e gore iki kat olduğuna dikkat edilmelidir.

91

7.3. ESR spektrumlarının şiddetlerinin (ikinci integrallerinin) sıcaklığa bağımlılığı.

92

ÇİZELGELER DİZİNİ

2.1. Farklı malzemeler için spin polarizasyon oranı.	16
5.1. Çalışılan çok katmanlı filmlerin karakteristikleri.	63
6.1. Mirotellerin hesaplamalar sonucunda bulunun magnetik parametreleri.	82



1. GİRİŞ

Tabakalı manyetik yapıların çalışılması, manyetik sensör ve manyetik bilgi depolama ortamı olarak (bilgisayar hard disklerinde ve RAM'lerinde – random access memories) kullanıldıkları için manyetizmanın en güncel konularından birisidir. MRAM'lerdeki (Manyetik random-access memories) manyetik metalik film katmanları manyetik olmayan metalik veya yalıtkan ara katmanlar tarafından ayrılmış yapılardır ve kullanılmakta olan yarı iletken tabanlı DRAM'lerin (dynamic random access memories) yerini almaktadırlar. MRAM'lerin avantajları, bilginin kaybolmaması (bilgi bilgisayar kapalıyken de kalır), yüksek depolama yoğunluğu ve düşük enerji tüketmeleridir. 1970'lerde DRAM ler çıkmadan önce, MRAM teknolojisinde çok küçük ferrit halkalar veya 'öz' kullanılıyordu. İnce manyetik filmler 1955'in başlarında 'öz' ün yerini alması için önerildi ve ilk araştırma sonuçları 1959'da yayınlandı [1 Rafael, 1959 - 2. Cohen, 1969]

İnce manyetik filmlerle ilgili ilk çalışmalar 1884'de bir Alman profesörü olan August Kundt [3 Kundt, 1884] tarafından tozlar üzerinde ses dalgalarının oluşturduğu halkaların ölçülmesiyle ses hızının bulunması çalışması ile başladı. Kundt demir, kobalt, nikel ince filmler üretti ve filmin içinden geçen ışığın film mıknatıslanmasına paralel yönde polarizasyonunun döndüğünü gözlemledi. Aynı çeşit polarizasyon dönmesi 1845'te Michael Faraday tarafından manyetik alanda cam örnekler kullanılarak gözlemlendi. Mıknatıslanmış bir yüzeyden yansıyan ışıpta polarizasyon dönmesi 1876'da John Kerr tarafından rapor edildi. Bugün bile hala manyeto-optik Kerr etkisi araştırmalarda ve teknolojik uygulamalarda kullanılan önemli bir olaydır.

Işıkla etkileşme 1950'lere kadar ferromanyetik film araştırmalarının başlıca odak noktasıydı. 1950'lerde bilgisayarların gelişmesi bilgi depolayabilmek için mıknatıslanma yönü görelili olarak kolayca dönebilen yumuşak manyetik malzemelerin araştırılmasını da beraberinde getirdi. En ümit verici aday 1955'de ($\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$) permalloy oldu. Bunun bulk haldeki yumuşak manyetik özelliklerini ince film olarak da koruduğu görüldü. Permalloya arzu edilen bir yönde "manyetik alanda soğutma" adı verilen bir ısı işlemiyle kolay bir mıknatıslanma eksenine verilebilir. Daha

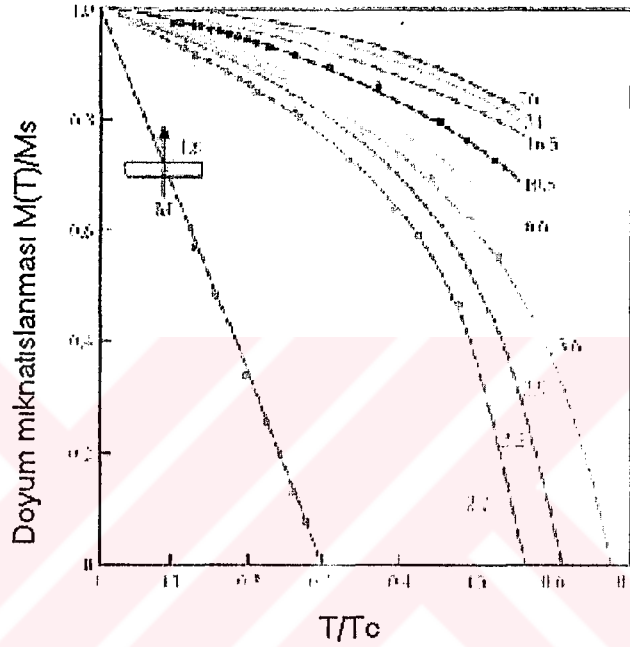
sonra büyük bir pazar imkanına sahip manyetik filmler hakkındaki çalışmalar büyük bir patlama gösterdi.

MRAM'ler üzerine ilk uygulanmış araştırma manyetik ortama bilgi yazmak için önemli bir işlem olan yeniden mıknatıslanma çalışmasında oldu [2 Cohen, 1969]. Yeniden mıknatıslanma temel manyetik parçacıkların dönmesinden (permalloy filmler gibi tek eksenli sistemler için Edmound C. Stoner ve E. Peter Wohlfahrt'ın klasik modelleriyle tanımlanan) veya domain duvarlarının hareketinin bir sonucu olarak meydana gelebilir. İnce filmlerde domain yapısı ve dinamiği bulk malzemelerdekinden oldukça farklıdır. Bulk malzemeler tipik olarak Bloch-tipi domain duvarlarına sahiptir. Burada mıknatıslanma duvar düzlemleri içinde dönerek bir domain yöneliminden diğerine değişir. Fakat ince filmlerde sıklıkla Neel-tipi domain duvarları bulunur. Bunlarda mıknatıslanmanın dönüşü duvar düzlemine diktir. İnce film mıknatıslanmasının diğer bir özelliği domain içinde mıknatıslanmanın düzgün olmaması ve manyetik dalgalanma gibi bir görüntü vermesidir. Domainlerin ve duvarların ayrıntılı bir açıklaması Hubert ve Schafer tarafından verilmiştir [4 Hubert,2001].

Değiş-tokuş bias olayını ortaya çıkaran ince film yapıları üzerine ilk çalışmalar, [5 Nogues, 1999 - 6 Berkowitz, 2000] bir antiferromanyetik tabakaya bitişik bir ferromanyetik tabakanın mıknatıslanmasının tercih edilmiş bir yönde olmasına yal açabilir. Ara tabaka yüzeylerinde değiş-tokuş anizotropisiyle ilgili olan bu anizotropik yapı Neel sıcaklığının (antiferromanyetik düzenin maksimum sıcaklığı) üstünde bir sıcaklığa kadar ısıtarak üretilir. Fakat Curie sıcaklığına kadar yükselmemelidir. Değiş-tokuş bias ilk kez 1956'da çok ince Co parçacıklarında görüldü: Antiferromanyetik kobaltoksitte bir dış tabaka üretmek için parçacıklar ısıtıldıktan sonra bir manyetik alanın varlığında soğutuldu. Oksit kaplanmış parçacıkların mıknatıslanması için histerisiz eğrisi kaymış olarak bulundu.

İnce filmler iki boyut ve üç boyut davranışı arasındaki geçişi incelemek için idealdirler. Bu konudaki çalışmalar mıknatıslanma artışı veren kollektif işlemi aydınlatabilmiştir. Böylece yüksek-yoğunluklu bilgi depolama ortamları için daha iyi tasarımların oluşmasının önü açılmıştır. Süper paramanyetik sınıra yaklaşan çok ince filmlerde termal dalgalanmalar manyetik düzeni bozmadan önce depolanabilecek

maksimum bilgi yoğunluğu olan kritik bir yoğunluk vardır. Yakın gelecekte manyetik depolama bu sınırla yüz yüze olacaktır. İlâveten yapının boyutu örnek mıknatıslanmanın yönü gibi malzemenin önemli özelliklerini belirler. Yüksek-yoğunluklu bilgisayar diskleri domainlerin arasındaki girişimi azaltmak için genellikle disk yüzeyine dik yöndeki mıknatıslanmayı kullanır.



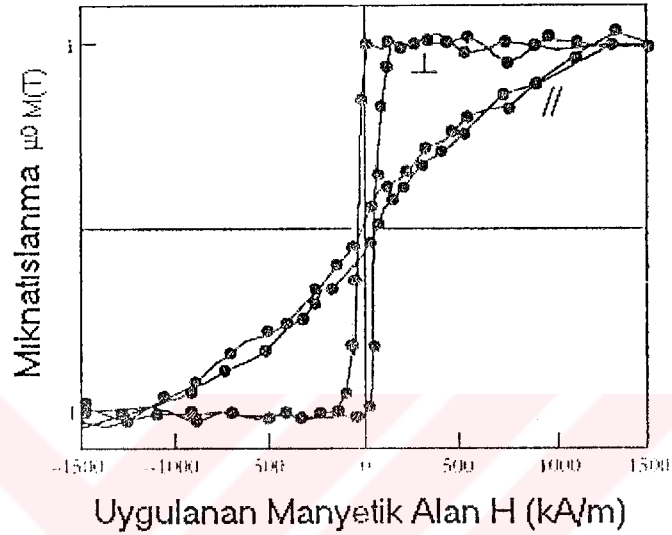
Şekil 1.1 $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{52}$ filminde bulkten iki boyuta geçişte doyum mıknatıslanmasının sıcaklığa karşı grafiğı. Eğrilerin yanındaki rakamlar monolayer sayısını göstermeketedir ve bir monolayerin kalınlığı 2.4 Å dır. [7 Grünberg, 2001]

Bulkten iki boyuta geçişin önemli bir göstergesi, $M_s(T)$ doyum mıknatıslanmasının sıcaklığa bağımlılığıdır. $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{52}$ ince filminin mıknatıslanma eğrisinin film kalınlığına bağımlılığı Şekil 1.1’de gösterilmiştir. Eğri, film kalınlığı azaldıkça daha lineer hale gelir ve aynı zamanda Curie sıcaklığı düşer [8 Gradmann, 1993]. Bu davranış şaşırtıcı değildir. Çünkü mıknatıslanma değış-tokuş etkileşmesinden dolayı kollektif bir olaydır ve burada en yakın komşuluklar en büyük katkıyı yaparlar. Deneyler göstermiştir ki en yakın komşuların sayısını ve uzaklığını belirleyen ince-filmin kristal yapısı, manyetik davranışı belirleyen önemli bir faktördür. Örneğın, tungsten üzerine hazırlanmış Fe (110) film üzeri

kaplanmadığı zaman $T_c=225$ K Curie sıcaklıklı bir ferromanyetiktir. Fakat altınla kaplandığı zaman $T_c=282$ K Curie sıcaklıklı bir ferromanyetiktir. Bununla birlikte bulk yapıya karşılık gelen en yakın komşuların olmadığı durumda, tek katlı bir Fe (100) film manyetik bir düzen göstermez. Bu filme ikinci bir katman eklenerek en yakın komşuluklar doldurulursa, (110) tek tabakası için gözlenen 225 K'den çok farklı olmayan $T_c=220$ K'lik Curie sıcaklıklı bir ferromanyetik davranış yeniden kurulur. Buna karşılık Fe, Co ve Ni in ferromanyetik filmlerinde film kalınlığını azaltmak T_c 'yi de düşürür. Bu düşük sıcaklık doyum mıknatıslanmasını etkilemez ve değişmeden kalır. Hatta bazen artırır bile (bitişik malzemeye etkileşmesiyle sıcaklık düşmesine rağmen). Bu artma, daha fazla izole olmuş atomların kolektif hali olan bulk metalden daha ince filmlere geçişi gösterir. Bulk Fe, Co, Ni'de manyetik momentler elektron ve enerji bantları ile tanımlanır. Fakat bu malzemelerin çok aşırı ince filmlerinde bantlar daha dardır ve enerji dengesi özel bir elektron spin yönelimine kayar. Dolayısıyla mıknatıslanma artar. Curie sıcaklığı yakınında, mıknatıslanma sıcaklıkla M 'nin bir kuvvet yasasıyla $(1 - T/T_c)^\beta$ ile ilişkilidir. Burada β sistemin boyutunu gösterir ve önemli bir üsteldir. Kullanılan modele bağlı olarak 3D sistemler için β 0.325-0.365 arasında olmalıdır. Buna karşın 2D sistemler için β 0.1-0.15 olur. Curie sıcaklığı yakınındaki kritik davranış büyük bir dikkatle çalışılmıştır. Bu çalışmalardan biri Ni filmlerde film kalınlığı 7.5 den 5 tek-katmana indirilirken β 'nin değerinin 0.29 dan 0.17 ye keskin bir şekilde değiştiği gözlemlendi. Yaklaşık 6 katmanlık bir kalınlıkta 3D'den 2D'lik sisteme geçiş gerçekleşti [9 Baberschke, 1992].

Şekil 1.1'de dikkati çeken diğer bir önemli keşif; 1.8-tek tabaka için mıknatıslanmanın örnek düzlemine dik yönelimidir. Bu ilk kez 1968'de gözlemlendiği zaman, 1954'te Neel tarafından tahmin edilen yüzey anizotropisine atfedilmişti. (Ni filmde iki yıl önce gözlemlenmiş benzer etki manyetostriksiyona atfedilmişti. Bu yüzden $Ni_{48}Fe_{52}$ alaşımı manyetostriksiyon içermesin diye seçilmişti). Neel anizotropisi simetri kırılmasından dolayıdır ve bulk anizotropi ve manyetostriksiyon sonuçlarından tahmin edilebilir. Bununla birlikte Neel'in açıklaması mümkün olasılık değildir. Daha ileri sayısal hesaplamalar kullanarak Philips araştırma laboratuvarlarında Co/Ni çok katmanlı yapısında örnek düzlemine dik kolay eksenli güçlü bir arayüzey anizotropisi tahmin edildi [10 Daalderop, 1992]. Bu ara yüzey

anizotropisi spin-orbit eşleşmesi ve tabakaların elektronik bant yapısıyla ilişkilidir. Bu modele daha büyük bir destek (Co1/Ni2)20 yapısının ölçülmesinden geldi. Burada 20 sayısı bir Co, iki Ni tek katmanlarının kaç kez tekrarlandığını göstermektedir. 120 Å'lük görel olarak büyük toplam kalınlıklı yapı güçlü dik anizotropi gösterdi (Şekil 1.2) [10 Daalderop, 1992].



Şekil 1.2. [Co1/Ni2]20 çok katmanlı yapısını dik ve paralel yönelimleri için histerezis eğrileri [7 Grünberg, 2001].

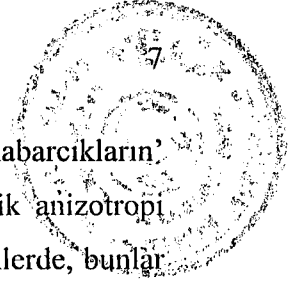
Teorik tahminler yapılırken, bu sonuç deneyçiler için bir sürpriz oldu. Kalın filmler bir düzlem içi mıknatıslanmaya sahip olma eğilimindedirler. Çünkü manyetik enerji sonsuz genişlikli bir film için film kalınlığı ile lineer olarak artar. Tipik olarak ara yüzey anizotropisi sadece yaklaşık 1 nm altında kalınlıklar için örnek düzlemine dik olan bu gibi filmlere sebep olur (bak Şekil 1.1). Şaşırmak için diğer bir neden şudur ki; ferromanyetik filmler arasında bir ara yüzey anizotropi etkisi daha önce görülmemiştir.

Bilinen yapıların analizleri ve geliştirilmesi ilişkili elementlerin yerine konulmasıyla yapılabilir. Örneğin, paladyum ve platinyum periyodik cetvelde Ni'in altındadırlar ve dolayısıyla aynı sayıda valans elektronuna sahiptirler. (Co1/Ni2)20 yapısında Ni yerine Pd veya Pt konularak benzer yapıların sonuçlarına (örneğin benzer indüklenmiş ara yüzey anizotropisine) bakılmalıdır. Bir anizotropinin şiddeti genellikle anizotropiyle ilgili enerji yoğunluğu ile ifade edilebilir. Biz, film yüzeyine

dik mıknatıslanma durumunda anizotropi enerji yoğunluğunu negatif işaretli, mıknatıslanma düzlem içerisinde olduğunda pozitif işaretli seçebiliriz. Ara yüzey anizotropi enerji yoğunluğu E_s , Co/Ni ara yüzeyi için 0.3 mJ/m^2 ve Co/Pd ara yüzeyi için 0.9 mJ/m^2 dir. Bu yapılarda anizotropi enerjisine diğer büyük katkı E_D şekil anizotropi enerjisidir. Co'ın bir tek katmanı için $E_D=0.25 \text{ mJ/m}^2$ dir. Dolayısıyla bir Pd/Co çok katmanlı filmi için toplam anizotropi enerji yoğunluğu E_s+E_D olur.

Permalloy filmlere dayalı bilgisayar hafızası için ilk öneriler en azından büyük ölçekli uygulamalar için başarısız oldu. Çünkü filmler için yeniden mıknatıslanma eğrisi, çok sayıda yazmadan sonra küçük uygulanmış alanlar tarafından yeterince uzaklaştırılamayan kenar domainlerden dolayı kareliliklerini kaybetti. Bu problem modern film tabanlı MRAM'lerde bile hala geçerliliği sürdürmektedir. Fakat bu sorunu çözmek mümkün olabilmektedir. RAM uygulamaları için başarmamış olmasına rağmen, ince manyetik filmler bilgi depolamada diğer bir manyetik malzeme olan ince manyetik parçacıkların yerini aldı. 300 mT mertebesinde koersitivitesi olan ve yaklaşık 10 nm kalınlıklı kobalt-platinyum-tantalyum ince filmler şimdi bilgisayar hard disklerinde standart olarak kullanılır ve manyetik parçacık orijinli depolama hala geniş bir şekilde sadece manyetik teyplerde kullanılmaktadır.

İnce manyetik filmler için diğer bir uygulama ilk kez 1958'de manganiz-bizmut film kullanılarak geliştirilen manyeto-optik cihazlardır. Manyeto-optik bilgi depolamada, oda sıcaklığında manyetik olarak zor (hard), fakat biraz yüksek sıcaklıklarda görece olarak kolayca mıknatıslanabilen malzemeler kullanılır. Bilgi depolamak için; lazer ile kayıt yapılan malzeme üzerindeki bir nokta ısıtılır ve sonra manyetik alan varlığında soğutulur. Aynı lazer, bu mıknatıslanmış noktaları manyeto-optik Kerr etki vasıtasıyla okumak için kullanılır. Bilgi silindirik domainlerde düzleme dik iki mümkün yönden birisinde mıknatıslanarak depolanır. Nadir toprak garnetler manyeto-optik kayıt için 1960'ların ortalarından beri yaygın olarak kullanılırlar. Bu malzemelerin bir avantajı daha vardır ki; bazı kompozitler Curie sıcaklığının altında bir sıcaklıkta net mıknatıslanmanın sıfıra gittiği bir 'telafi noktası' (compensation point) gösterirler. Bu noktada iken depolanmış olan bilgi özellikle kararlıdır.



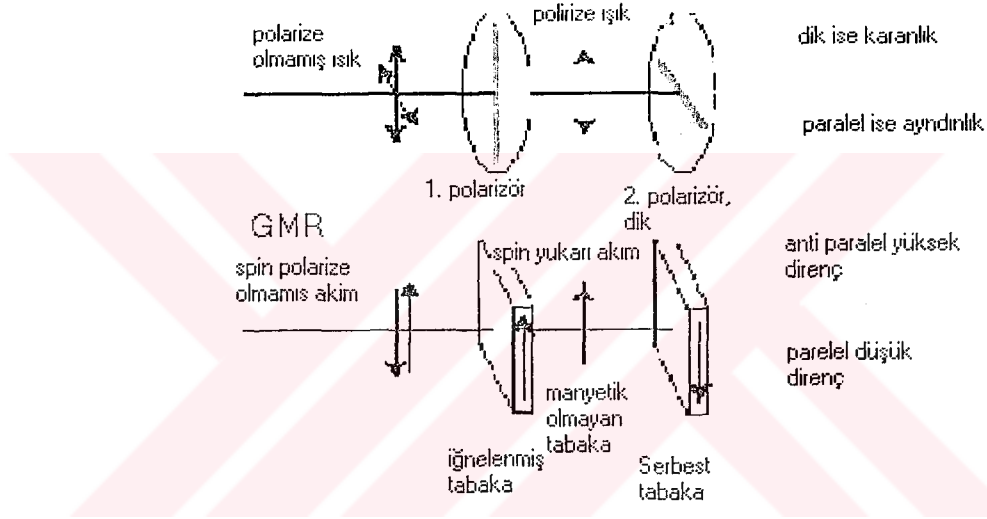
Nadir toprak garnet malzemeler üzerine çalışma, 'manyetik kabarcıkların' (magnetic bubbles) 1967'de keşfine yol açtı. Bu kabarcıklar filme dik anizotropi oluşturabilen küçük silindirik domainlerdir. Uygun ferrit ve garnet filmlerde, bunlar yüksek kararlılık ve büyük mobilité ile birleşirler ve böylece bilgi kaydetmek ve kaydırmak için kullanılabilirler. Manyetik kabarcıklar tipik olarak kalın malzemelerde (birkaç mikron mertebesinde) görülürler.

1973'te manyeto-optik araştırmaları nadir toprak-geçiş metal (RE-TM) filmler üzerine odaklanmaya başladı. Geçiş metallerindeki büyük manyeto-optik etkileşime özellikle bu malzemelerden yapılmış ince filmlere izin verir. Uygun kompozisyon ve hazırlama teknikleriyle, RE-TM filmler telafî noktalı (compensation points), dik anizotropili, hatta kabarcıkların (bubbles) olduğu biçimlerde yapılabilirler.

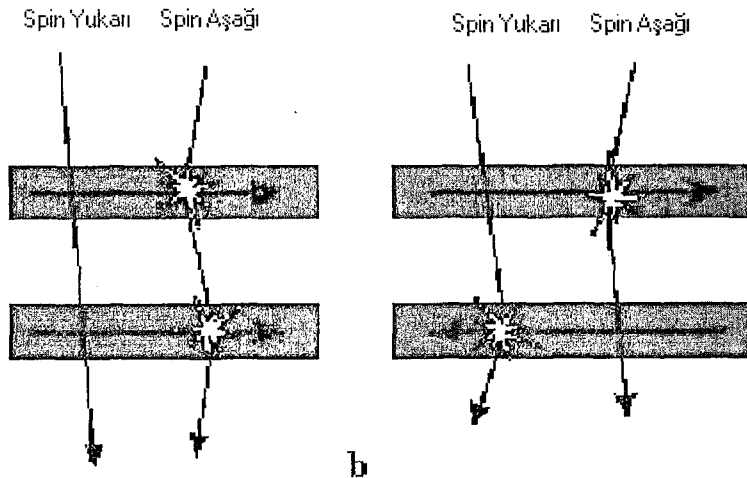
1980'li yılların ortalarında yeni keşiflere yol açacak geliştirilmiş yeni cihazlar ve fabrikasyon için yeni buharlaştırma teknikleri hazırlandı. O yılların en büyük buluşları ara yüzey değiş-tokuş çiftleşmesi (interlayer exchange coupling-IEC) [11 Burgler] ve GMR'dı [12 Baibich, 1988 - 13 Binasch, 1989].

2. DEV MANYETOREZİSTANS

Dev manyetorezistans (Giant magnetoresistance) 1988’de Baibich ve arkadaşları tarafından keşfedildi [12 Baibich, 1988]. Manyetik alan uygulandığı zaman belli bazı malzemelerin dirençlerinde çok büyük düşme gözlenmiş ve bu daha önce bilinen malzemelerinde ölçülmüş manyetorezistanstan çok daha büyük olduğundan dev manyetorezistans (GMR) olarak isimlendirilmiştir. GMR’in keşfinin ardından fizikçilerin ve cihaz yapım mühendislerinin büyük ilgisini çekmiş, manyetik kayıt ve sensör uygulamalarında büyük ölçüde teknolojiye uyarlanmıştır.

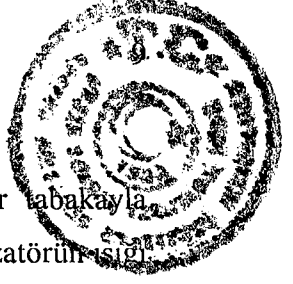


a



b

Şekil 2.1. a. GMR olayının optik temsili [14] b. Farklı mıknatıslanma düzlemlerinden elektronun yansıması



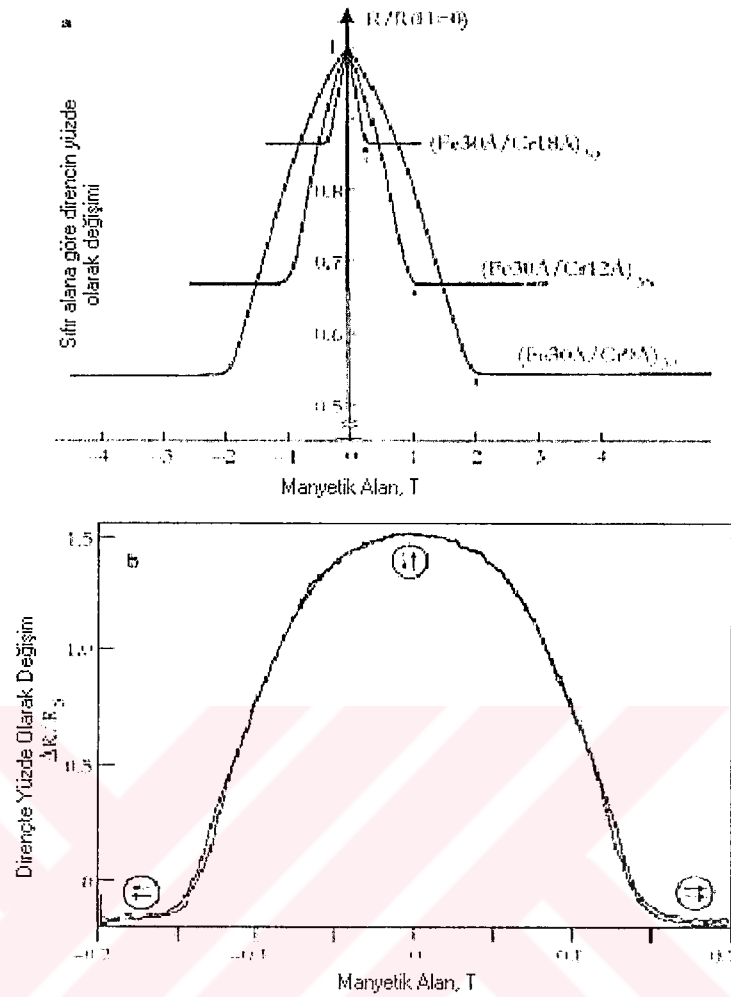
Bu etki iki manyetik tabakanın birkaç nanometre kalınlıklı bir tabakayla ayrıldığı çok katmanlı yapılarda görüldü. Bu aynı yönde yönelmiş polarizatörün ışığı geçirdiği, ters yönde yönelenin geçirmediği polarizasyon deneylerine benzer bir davranış sergilemektedir (Şekil 2.1a). İlk manyetik tabaka bir yöndeki spin durumunu kolayca geçiriyorsa, ve eğer ikinci manyetik tabaka da aynı yönde yönelmişse o zaman elektron bu yapıdan kolayca geçecek ve direnç düşük olacaktır. Eğer ikinci manyetik tabaka ters yönde yönelmiş ise, o zaman hiçbir spin bu yapıyı kolayca geçemeyecek ve direnç yüksek olacaktır (Şekil 2.1b).

Ferromagnetlerde bant yapısı değiş-tokuş vasıtasıyla yarılr ve dolayısıyla Fermi seviyesindeki elektronların spin aşağı ve yukarı durumlar için durum yoğunlukları aynı değerde değildir. “Fermi’nin altın kuralına” göre saçılma oranları durum yoğunlukları ile orantılıdır. Bu bulk ferro manyetik malzemelerin Curie sıcaklığının altına soğutuldukları zaman aniden ortaya çıkan direnç düşüşünü açıklamak için Mot tarafından kullanıldı [15 Mott, 1965].

GMR manyetik tabakalardaki iki mıknatıslanma arasındaki açı farkını efektif olarak ölçer. Küçük açılar (paralel yönelim) küçük direnç, büyük açılar (antiparalel yönelim) daha büyük direnç verir. İki manyetik tabakayı paralel yönde mıknatıslamak, iki tabakayı da doyuma götürecek uygun bir dış alan içine koymak suretiyle mümkündür. Fakat antiparalel durumu nasıl elde edeceğiz? Bunun için 3 temel fikir vardır.

2.1. Antiferromanyetik Eşleşme

İki manyetik tabaka arasında yer alan manyetik olmayan tabakanın kalınlığına bağlı olarak eşleşme osilasyon yapar. Başka bir deyişle manyetik olmayan tabakanın belli bazı değerlerinde komşu tabakalardaki mıknatıslanmalar doğal bir şekilde ters yönlerde yönelirler. Uygun büyüklükte bir dış manyetik alanın uygulanmasıyla da, bütün mıknatıslanmaların dış alan yönünde yönelmesi için zorlarız. Bu şekilde farklı direnç durumlarının elde edilmesi mümkün olur.



Şekil 2.2. a..Uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak Fe/Cr çok katmalı filmlerde direnç ölçümü. b. Fe/Cr/Fe üç katmanlı filmde direncin yüzde olarak değişimi [7 Grünberg, 2001].

Bu prensip üzerine çalışan her bir manyetik tabaka arasının manyetik olmayan bir tabakayla ayrıldığı “süperlatis” olarak adlandırılan çok sayıda katmandan oluşan yapılar hazırlamak mümkündür. Örneğin $\{\text{Co}/\text{Cu}\} \times 30$. Şekil 2.2’de Cr tabakasının farklı kalınlıklarında Fe/Cr çok katmalılar için GMR ölçümleri görülmektedir.

2.2. Farklı Koersiviteler

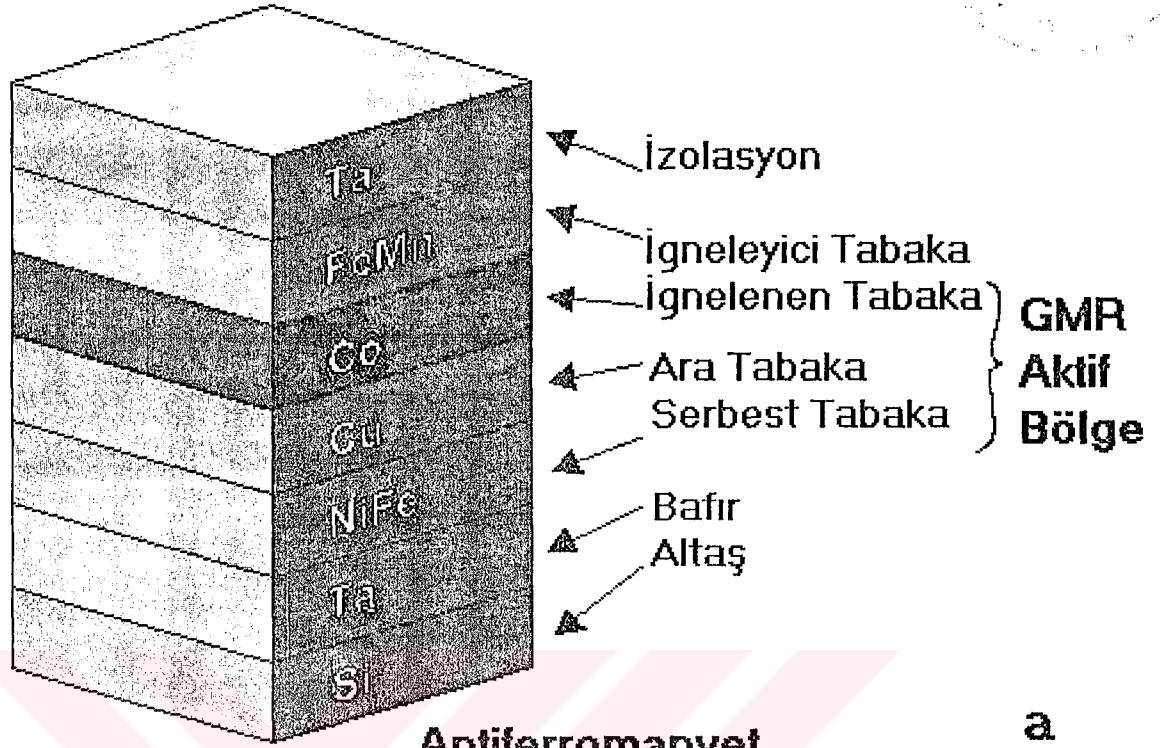
Farklı anahtarlama alanları olan iki farklı malzeme kullanırsak, o zaman ters alan uygulayarak birisini değerine göre daha önce anahtarlayabiliriz. Böylece bir anti paralel yönelim elde etmiş oluruz. Pratikte tabakalar arasındaki bu zıtlık iyi olmak

zorundadır, ve çoğu malzeme bu tekniğe tamamen yeterli olacak şekilde keskin olarak anahtarlanmaz. $\{Co/Cu/Fe/Cu\} \times N$ çok katmanlı yapısı bu keskin anahtarlanma davranışını göstermektedir. Bu tip yapılar bazen 'pseudo' spin valf olarak isimlendirilirler.

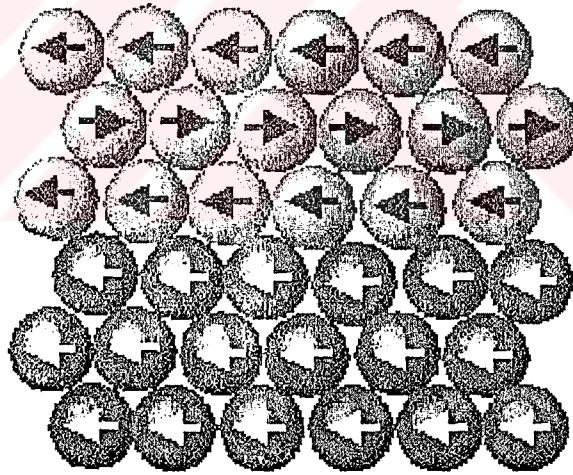
2.3. Değiş-Tokuş Biasing Ve Spin-Valf

GMR manyetik alan sensörlerinin kullanıldığı spin valf diye adlandırılan yapıda, bir tabaka manyetik alanda hareket edebilirken, referans olarak kullanılan diğer tabaka hareket edemez. Bu bize cihaz yapımında çok yüksek duyarlılıkta bir bipolar çıkış verecektir. Bunu yapmak için genelde exchange-biasing'e dayalı çok sayıda farklı şemalar vardır. Bunlara bir örnek Şekil 2.3a'da görülmektedir. Bir antiferromanyetik tabakaya bitişik olarak yapılan ikinci ferromanyetik tabakanın kendi aralarında bir değiş-tokuş çifti oluşturmaları mümkündür. Antiferromanyetik FeMn tabaka tarafından ferromanyetik Co tabakasının belli bir yönde iğnelenmesinin şematik bir gösterimi Şekil 2.3b'de verilmiştir. Manyetik olarak çok yumuşak olan NiFe tabakası çok az bir alanla paralel yada anti paralel olarak yönlendirilebilir. Bu iki manyetik tabaka arasında bunların manyetik olarak bir çift oluşturmalarına imkan vermeyecek şekilde yeterince kalın bir Cu tabakası vardır. Altaşın üzerinde filmlerin büyümesi için uygun yüzeyi ve üstte oksitlenmeyi önleyici örtüyü sağlayan Ta buffer tabakaları vardır. Bu sistemi çok katmanlı film tabakalarının hepsinin toplamından binlerce defa daha kalın olan bir Si altaş üzerine büyütülmüştür. Bütün yapı 300Å olurken, GMR aktif bölge sadece 100Å kalınlıklı olacaktır ve alttada 1mm lik Si vardır.

Spin-Valf Yapısı



Antiferromanyet



Ferromanyet

Şekil 2.3. a. Spin-valf yapısı için bir örnek; FeMn antiferromanyetik tabaka, Co iğnelenmiş ferromanyetik tabaka, Cu iki ferromanyetik tabakayı ayıran metal, FeNi serbest ikinci ferromanyetik tabaka. b. Antiferromagnet kullanılarak ferromanyetik bir malzemenin iğnelenmesi [¹⁶].

Co tabakasının mıknatıslanması antiferromanyetik malzemedeki spinlerin en üst düzlemi tarafından iğnelenmiştir. Bunun anlamı sıfır alanda bile yerel olarak iğnelenmiş tabakaya efektif bir manyetik alan etki etmektedir ve iğnelenmeyi sağlamaktadır.

2.4. Manyetik Çiftlenim

Fenomolojik olarak en yakın iki ferromanyetik tabaka arasındaki çiftlenim (coupling) en basit şekilde şöyle ifade edilebilir (Şekil 2.4);

$$E_{ex} = -AJ_1 \frac{M_i}{|M_i|} \frac{M_{i+1}}{|M_{i+1}|}.$$

Burada çiftlenim sabiti J_1 , J/m^2 birimiyle verilir ve A tabakaların alanıdır. Zeeman teriminin ilavesiyle, iki aynı olan ferromanyetik tabaka için birim hacim başına enerji terimi;

$$\frac{E}{V} = -\frac{J_1}{t_{FM}} \frac{M_i}{|M_i|} \frac{M_{i+1}}{|M_{i+1}|} - \mu_0 H \cdot (M_1 + M_2) = \frac{J_1}{t_{FM}} \cos(2\theta) - 2\mu_0 H M_s \sin(\theta)$$

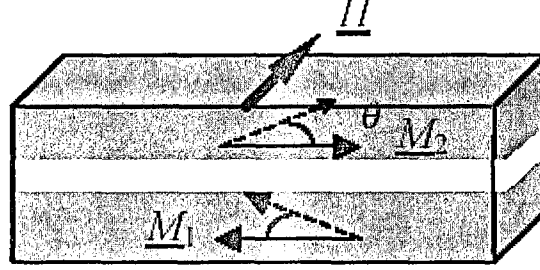
şeklını alır. Antiferromanyetik eşleşmenin mikroskopik orijini RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) modeli kullanılarak açıklanabilir. İki ferromanyetik (FM) tabaka arasındaki etkileşimin indirek tipi FM1’de s-d etkileşmesi vasıtasıyla iletim elektronları polarize olur ve bu polarizasyon metal ara tabakadan ilerleyip geçer ve FM2 tabakasını etkiler. İki lokalize olmuş spin arasında RKKY etkileşmesi

$$H_{ij} = -J(R_{ij})S_i \cdot S_j$$

şeklinde olur. Burada değiş-dokuş integrali;

$$J(R_{ij}) \sim \int d^3q \chi(q) e^{iq \cdot R_{ij}}$$

şeklindedir ve $\chi(q)$ metal ara tabaka içindeki taşıyıcı spin duygunluğunun q -bileşeni dir.



Şekil 2.4. Manyetik alan içerisine konulmuş manyetik olmayan bir tabaka ile ayrılmış iki ferromanyetik tabaka ve etkileşimleri.

Bir serbest elektron gazı için, RKKY değiş-tokuş integrali iki atomik manyetik momentin arasındaki R uzaklığının fonksiyonudur ve

$$J(R) \sim \frac{1}{R^3} \cos(2k_F R)$$

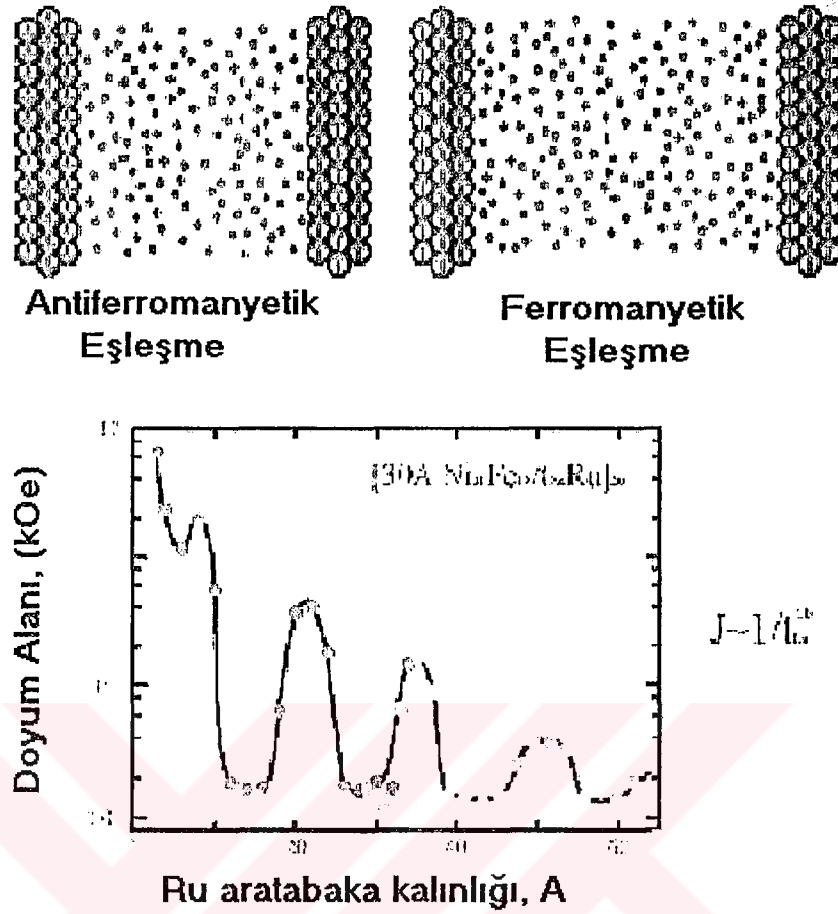
biçiminde verilir. Etkileşme $1/R^3$ ile azalır ve $\lambda = \pi/k_F$ periyodu ile salınım yapar. Ara yüzey eşleşmesi bütün ij (i ve j FM1 ve FM2'ye karşılık gelir) çiftleri üzerinden toplama yapılarak elde edilir. Birim alan başına etkileşme enerjisi

$$\frac{E_{ex}}{A} = -J_1 \cos(\theta_{12}) \sim - \sum_{j \in FM 2} J(R_{oj}) \cos(\theta_{12})$$

olur. Sürekli ve düzgün spin dağılımlı FM tabakalar yerlerine konularak,

$$J(z) \sim \frac{1}{z^2} \sin(2k_F z)$$

bulunur. Etkileşme şiddeti metal ara tabakanın kalınlığı $1/z^2$ ile azalır. Şekil 2.5 te J nin yaklaşık olarak kalınlığın karesiyle ters orantılı değiştiği görülmektedir.

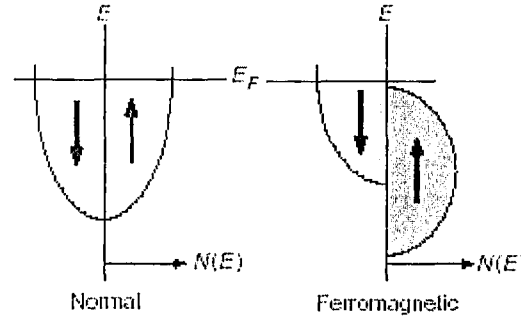


Şekil 2.5. Doyum mıknatıslanmasının nonmanyetik katman kalınlığı ile değişimi [17].

2.5. Spine Dayalı Taşınma

Kutuplanmış spin taşınması herhangi bir metalde Fermi seviyesindeki farklı yönde yönelmiş spin yoğunluklarında dengesizlik olduğu zaman doğal olarak meydana gelir. Bu dengesizlik ferromanyetik metallere, girilebilir spin-yukarı ve spin-aşağı elektron yoğunluğu neredeyse özdeş fakat farklı yönde yönelmiş spin seviyeleri arasındaki enerjiler birbirlerine göre kaymış olduğu zaman (Şekil 2.6) ortaya çıkar. Bu kayma malzemedeki net manyetik momentin kaynağını oluşturacak şekilde bantların eşit dolmamasına yol açar. Fakat aynı zamanda da Fermi seviyesindeki spin-aşağı ve spin-yukarı taşıyıcıların eşit olmayan sayıda, karakterde ve mobilitede olmasına sebep olur. Bu eşitsizlik taşınma ölçümünde net bir spin kutuplanması üretebilir. Ama bu kutuplanmanın işareti ve büyüklüğü yapılan özel

ölçüme bağlıdır. Örneğin, bir ferromanyetik metal yarı iletken içine enjekte edilerek spin-kutuplanmasının kaynağı olarak kullanılabilir, veya ferromanyetik malzeme normal bir metal ya da yalıtkan bir engel içine tünelleme oluşması için konulabilir. Her bir malzemeyle ilgili özel kutuplanmış-spin taşıyıcılarının doğası ve elektronik enerji durumları ayrıca tanınlanmalıdır.



Şekil 2.6. Normal ve Ferromanyetik durumlar için spin yoğunlukları.

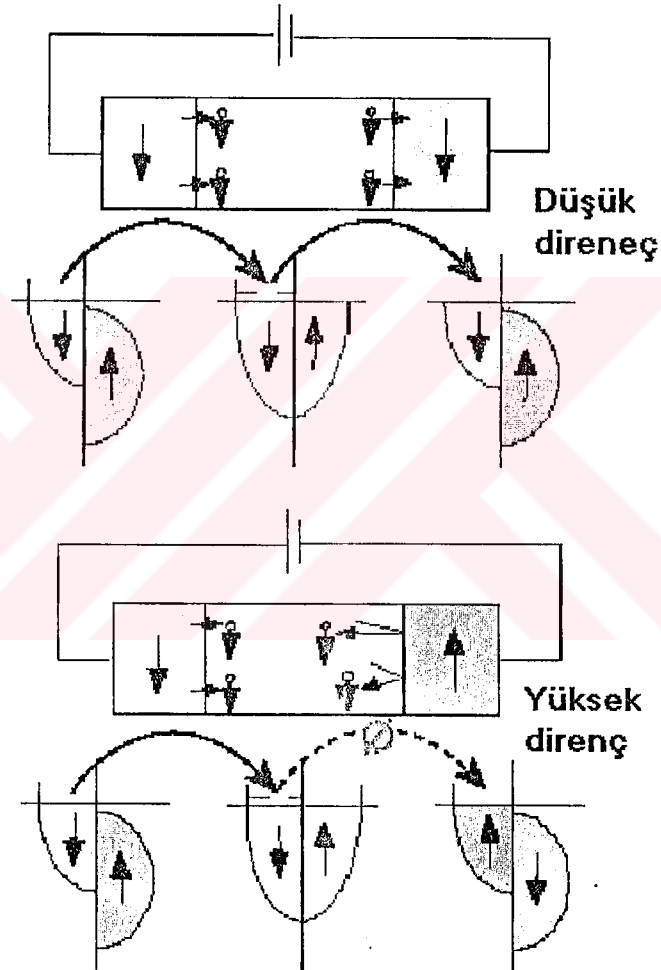
En dramatik etkiler genellikle en fazla kutuplanmış akımlar için görülür. Dolayısıyla da %100 kutuplanmış-spin iletken malzeme bulmak için büyük çaba harcanmaktadır. Bunlar öyle malzemelerdir ki Fermi seviyesinde sadece bir doldurulmuş spin bandına sahiptirler. Bununla birlikte kısmen kutuplanmış malzemeler (%40-50 kutuplanmaya sahip Fe, Co, Ni ve alaşımları gibi) teknolojik olarak faydalı cihazlar geliştirmek için yeterlidir. Farklı malzemelerin spin polarizasyonları Tablo 2.1'de verilmiştir. P kutuplanması spin-aşağı ($n\downarrow$) ve spin-yukarı ($n\uparrow$) taşıyıcı sayılarına bağlı olarak $P=(n\downarrow - n\uparrow) / (n\downarrow + n\uparrow)$ şeklinde tanımlanır.

Çizelge 2.1. Farklı malzemeler için spin polarizasyon oranı [18 Meservey, 1994].

Material	Ni	Co	Fe	NiFe	CoFe
Polarization	+23%	+35%	+40%	+32%	~50%

Bir elektron akımının spin kutuplanmasından dolayı katıhal cihazlarında görülen etkiler eğer akımın %100 kutuplandığı farz edilirse daha kolay bir şekilde gözlenebilir (Şekil 2.6). Bu durumda Fermi seviyesindeki spinlerin yönleri taşıyıcıların spinleri ile paralel olur. Eğer malzemelerin mıknatıslanmaları tersine dönerse, bu durumların spin yönleri de tersine döner. Dolayısıyla akımın spin polarizasyonuna ve malzemenin mıknatıslanmasına bağlı olarak, malzeme özel

olarak kutuplanmış spin elektronları için hem bir iletken ve hem de bir yalıtkan gibi davranabilir. Buna benzerlik açısından analizörden geçen kutuplanmış ışık gösterilebilir. Ancak optik durumda, kutuplayıcının yönelimi gelen ışığın kutuplanmasına göre 90° dönmüşse gelen ışığın geçmesini önler. Kutuplanmış spin elektronları için bunun aksine mıknatıslanma elektriksel iletimi durdurmak için 180° döndürülmek zorundadır.

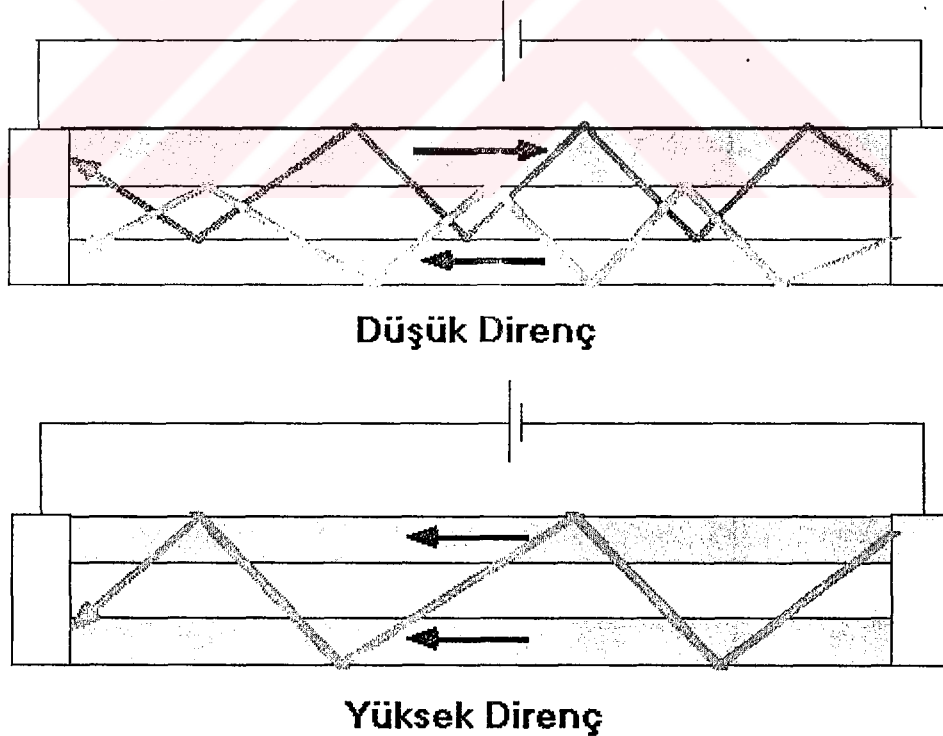


Şekil 2.7. Nonmanyetik tabaka ile ayrılmış iki manyetik tabakaya film düzlemine dik yönde akım uygulanması ve manyetik momentlerin aynı ve ters yönde yönelmelerine göre spin yoğunluklarının ve dirençlerinin temsili gösterimi.

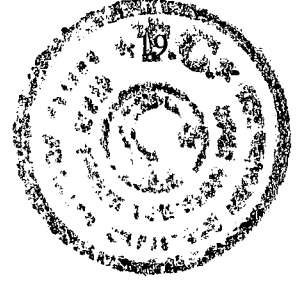
Bir kutuplanmış-spin cihazında meydana gelen temel olay Şekil 2.7’de gösterilmiştir. Burada elektronların bir ferromanyetik metalden normal metale ve oradan da diğer ferromanyetik metale doğru hareket ettiği farz edilir. İki ferromanyetik metalin mıknatıslanmaları (eşdeğer olarak manyetik momentleri) aynı

yönde yönlenmişlerse direnç düşük, buna karşılık ters yönde yönelmişlerse direnç yüksek olacaktır. Gerçek cihazlar genellikle Şekil 2.7’de gösterildiği gibi üretilmezler. Çünkü cihazlar ince filmler şeklinde hazırlanırlar ve dolayısıyla film düzlemine dik yönde dirençleri çok düşük olur. Genel yönelim daha fazla direnç veren Şekil 2.8’de gösterildiği gibidir. Ancak kutuplanmış-spinin fiziksel resmi çok daha karmaşıktır. Tabakaları ters yönde yönelmiş filmlerde büyük ara yüzey saçılmaları ve akımın daraltılmış yola ‘kanallaşması’ direnç kaynağı olarak karşımıza çıkar. Fakat film tabakalarının mıknatıslanmaları aynı yönde yöneldiklerinde, direnç oluşturan her iki mekanizmada ortadan kalkar ve cihaz direnci düşer.

Bu basit iki tabakalı sistem ‘spin valf’ olarak isimlendirilir ve ferromanyetik tabakaların birisinin manyetik momentinin uygulanan bir manyetik alanla ters çevrilmesi diğerine göre daha zor olacak şekilde malzemeler seçilerek yapılır . Bu kolayca dönen (‘yumuşak’) tabaka valf kontrolü rolünü oynar ve dış alan tarafından kolayca kontrol edilir. Bu cihaz yapımında manyetik alan ölçmek veya alanın varlığını tespit etmek gibi pek çok amaç için kullanılabilir.



Şekil 2.8. Film düzlemine paralel yönde akım uygulanması durumunda düşük ve yüksek direnç durumları.



2.6. Teknolojik Uygulamaları

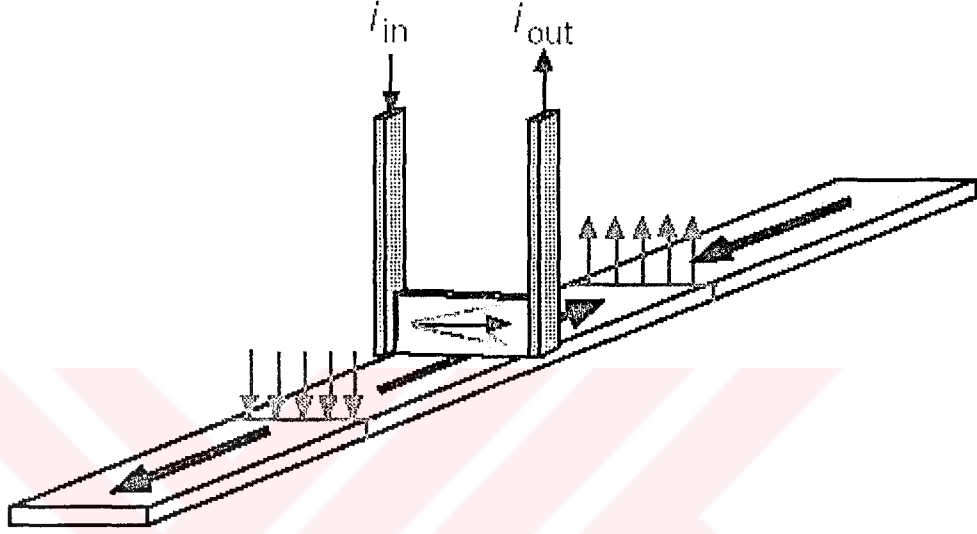
2.6.1. Manyetik Kayıt

Üretimdeki ilk uygulama, büyük ekonomik cazibesinden dolayı her bilgisayarın parçaları arasında yer alan manyetik disklerin okuma kafasında oldu. Okuma kafası disk veya teyp gibi ortamlarda manyetik bitlerde depolanmış bilgiyi algılar. Bu bilgi manyetik domain diye adlandırılan ortamın mıknatıslanmış bölgelerinde saklanır (Şekil 2.9). Mıknatıslanmanın bir yönü '0' diğer yönü '1' olarak depolanır. Burada ters yönde mıknatıslanmış domainlerin ikisi karşılaşır ve aralarında kullanılan malzemeye bağlı olarak mikroskobik büyüklüğü 100 ile 1000 Å civarında olan domain duvarı oluşur. Mıknatıslanmış domainin kendi içinden gelen bir manyetik alan olmamasına rağmen, domain duvarları civarında yok olmamış manyetik kutuplar manyetik alan meydana getirirler. İki bölgenin kafalarının karşılaştığı yerde pozitif kutuplar akı ortamın dışarısına doğru olacak şekilde bir manyetik alan, negatif kutupların karşılaştığı yerde akı ortamın içerisine doğru olacak şekilde bir manyetik alan meydana getirirler. Bu alan GMR elemanı tarafından algılanır. Cihaz, manyetik momentlerin dış alan uygulandığında film düzlemine paralel uzanan tabakanın kolayca dönebilmesine imkan tanıyacak şekilde üretilir [19 Tang, 1994] GMR elemanının yerleştirildiği manyetik tabakadaki manyetik moment ortam düzlemine dik yönelmiştir. Bunun sonucu olarak başlık pozitif domain duvarının üzerinden geçerken, manyetik alanda kolayca dönebilen manyetik momentleri yukarı doğru olmaya zorlarken, negatif domain duvarı üzerinden geçerken, manyetik momentler aşağı yöne çevrilir. Dolayısıyla GMR elemanından ölçülen direnç artar veya azalır. Bu eleman için söz konusu tasarımın amacı alana duyarlı bir algılama yapabilmek için dirençte maksimum değişim oranını elde etmektir. Tipik olarak örsted başına rezistanstaki değişimin %1 olduğu rapor edilmiştir.

2.6.2. Nonvolatile Hafızalar

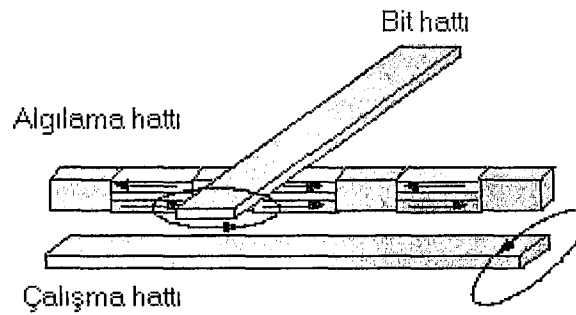
Bu konuda büyük ekonomik önem arz eden bir başka uygulama ise nonvolatile hafızalardır. "Nonvolatile" ın anlamı bilginin uygulanan elektriksel güç ortadan

kaldırıldığında dahi hala kendisini muhafaza edebilmesi, kaybolmamasıdır. Manyetik diskler ve teypler uzun ömürleri, düşük maliyetleri ve kolay bozulmayan mekanizmalarıyla en yaygın şekilde kullanılan nonvolatile bilgi depolama ortamlarıdır. Bilgisayarın öz hafızası 1970'lerin başlarında yarı iletken RAM'ler çıkmadan önce nonvolatile idi. Orijinal öz (core) hafıza kendi ismini yalıtılmış manyetik ferrit malzemeden üretilmiş manyetik transformer özlerinden (transformer cores) almıştır.



Şekil 2.9. Manyetik olarak veri kaydı ve okuma başlığı.

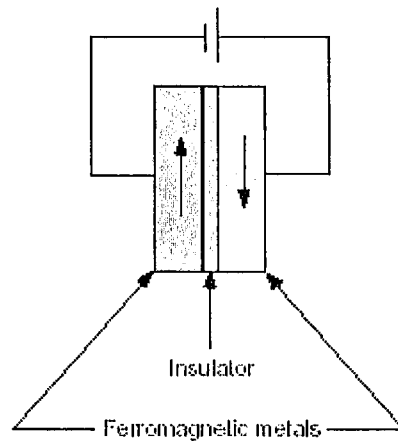
Bu transformer özler toroid şeklinde ince bakırdan yapılmış halkalarla çevrilmiştir. Telden geçen akım pulsarı her biri bir bit olan özü sağ- yada sol-tarafa doğru bilgi depolamak için manyetize edecektir. Bilgi bir telde indüktif olarak meydana getirilmiş bir akım pulsı tarafından özdeki mıknatıslanmanın yönü kontrol edilerek okunuyordu. Bu hafıza yavaş, pahalı ve bugünün standartlarına göre düşük yoğunluklu olmasına rağmen, 1950'lerin ve 1960'ların standartlarına göre bilgi depolamada yeterince güçlüydü.



Şekil 2.10. Nonvolatile hafıza.

Honeywell firması GMR elemanlar kullanarak yaklaşık yarıiletken hafızalarla aynı hız ve yoğunluğa sahip hafıza elde edebilmek amacıyla standart litografik işlemle bir dizi (array) şeklinde nonvolatile hafıza üretmeyi başardı [20 Dax, 1997]. Böyle bir dizi yapı için örnek Şekil 2.10'da gösterilmiştir. GMR elemanlar özellikle spin-valf yapısındadırlar ve litografik tellerle 'algılama hattına' bağlanacak şekilde ayarlanmışlardır. 'Algılama hattı' bilgiyi depolar ve kendi elemanlarının dirençlerinin toplamı olan bir dirence sahiptir. Akım, 'algılama hattı' boyunca akar ve hattın iki ucundan elemanların toplam direnci ölçülür. Elemanların kontrol edilebilmesi için gereken manyetik alan, litografik olarak belirlenmiş ızgara şeklinde ilave olarak algılama hattının altında ve üstünde yer alan tellerle sağlanır.

Hatların bu bireysel çalışma ağlarının hepsi elektriksel olarak yalıtılmıştır. Fakat akım pulsları geçerken manyetik eleman olarak davranıp, manyetik alan üretirler. Tipik bir adresleme şeması alt ve üstte bulunan hatlarda akan akım pulslarını kullanır. Bunlara 'çalışma hatları' ve 'bit hatları' denir. Bir çalışma-hattı veya bir bit hattı pulsu spin-valf elemanının mıknatıslanmasını ters çevirebilmek için gereken manyetik alanın yarısını üretebildiği için bunlara yarı-seçici hatlar denir. xy ağındaki herhangi iki kesişen hatlardan akan akım pulsları, birlikte bir yumuşak manyetik tabakanın mıknatıslanmasını tersine çevirecek veya daha yüksek akım sürülerek zor tabakadaki mıknatıslanmayı tersine çevirecek alanı üretebilirler. Tipik olarak, bir puls mıknatıslanmayı 90° döndürür ve ikinci puls kalan 90° dereceyi de döndürerek bunu tamamlar. Bu xy ağıyla, bir dizideki herhangi eleman adreslenebilir, bilgi depolanabilir veya sorgulanabilir.



Şekil 2.11. Spine bağlı tunelleme cihazı şeması.

Nonvolatile manyetik hafıza elde etmenin bütünüyle farklı bir yaklaşımı IBM'in öncülüğü ile gerçekleşti ve kutuplanmış-spin tünellemesini kullanıyor. Kutuplanmış-spin tünelleme olayı ilk kez 1975'te düşük sıcaklıkta Ge tünelleme engelinde gözlemlendi [21 Juliere, 1975]. Daha sonra bu teknik 1990'lara kadar kullanılmadı. Ta ki oda sıcaklığında alüminyum engele kutuplanmış-spin tünellemesinin açıklandığı zamana kadar [22 Moodera, 1995]. Bu olayın rapor edilmesiyle birlikte Şekil 2.11'da gösterilen cihaz kavramı ortaya çıktı. Herhangi bir tünelleme cihazı için, iki iletken tabaka çok ince bir yalıtkan tabaka ile ayrılır ve bu sistem üzerine voltaj uygulanarak akseptör tabakasının potansiyel enerjisi düşürülür. Böylece elektron kuantum mekaniksel olarak engeli aşar. Tünelleme olasılığı voltaj arttıkça lineer olarak artar.

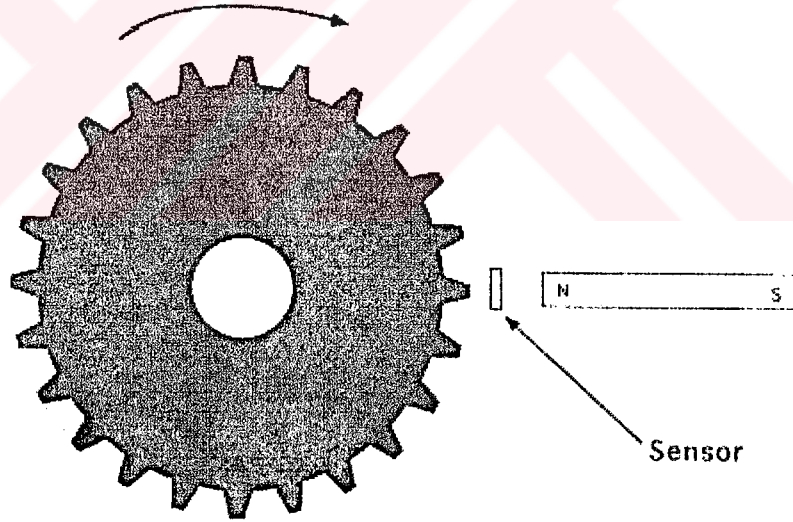


Şekil 2.12. Hafıza dizini şeması.

Bununla birlikte eğer iki iletken ferromanyetik iseler, GMR olayında olduğu gibi elektronların spine bağlı olarak tünelleme olasılıkları önem kazanır. İki manyetik tabaka aynı yönde yönelmişse düşük, ters yönde yönelmişse yüksek empedans gözlenir. Bu olayla ilgili olarak ayrıntılı fiziksel çalışmalar hala yoğun olarak devam etmekle birlikte, cihaz empedansındaki büyük değişimler (oda sıcaklığında %30) hali hazırda cihaz teknolojisi için yeterlidir. İşlevsel modlar manyetik olarak zor ve kolay tabakaları olan spin valfe benzer. Ancak tünelleme cihazları genel olarak metal-GMR cihazlarından daha az akım taşırlar, bu da sınırlı güce sahip olan taşınabilir cihazların geliştirilmesi için bir avantaj olabilir. Fakat tünelleme cihazının yüksek empedansı tepki süresi ve gürültüsü sebebiyle bazı güçlükleri vardır ve bunlar onun çekiciliğini yitirmesine yol açabilir. Tünelleme cihazları film düzlemine dik akım taşıdıkları için cihaz alanı küçülür, direnci artar.

Bütün bu engellere rağmen kutuplanmış spin eklemlerini (junction) kullanarak hafıza dizileri tasarlandı ve bu konuda dikkate değer gelişmeler oldu. Buna örnek olarak Şekil 2.12'deki uygulama gösterilebilir. Tünelleme eklemlerinin yüksek empedansı GMR cihazlarda kullanılan şemadaki algılama-hattının olmasına fırsat

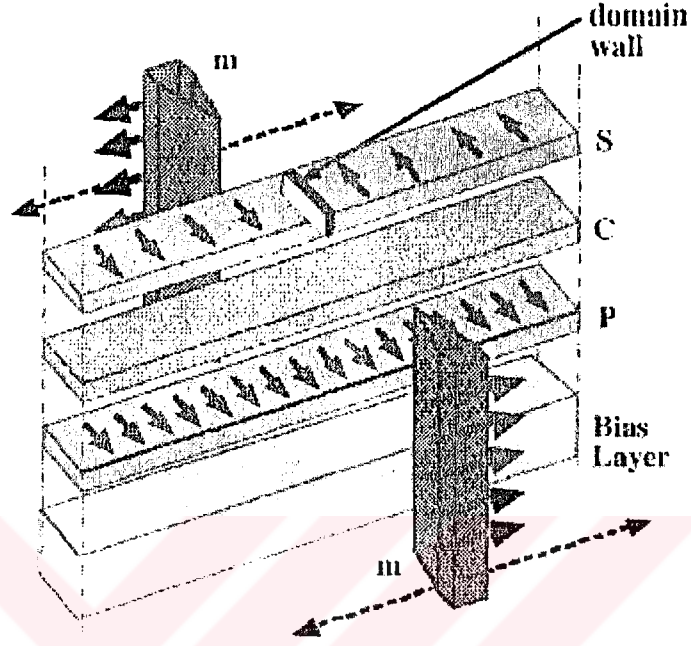
vermez. Bunun yerine xy ağ dizisinde her bir kesişme noktasına yerleştirilmiş bir tünel eklemi kullanılır. Bu yaklaşım özellikle ikisi akım, ikisi ise bağımsız voltaj ölçümü için kullanılan her bir cihaza tutturulmuş 4-nokta uç düzenini meydana getirir. İlâveten, bunlar ikili bir görev yaparlar. Çünkü aşağı ve yukarı arasında akan akım pulsları, ferromanyetik tabakalarda mıknatıslanma yönünü kontrol etmek için gerekli olan manyetik alanı temin edebilirler. Bu konfigürasyon GMR tabanlı hafızaların adresleme şemalarına benzemektedir. Bununla birlikte bir problem şudur ki, böyle bir dizide elemanlar kısa devre olmuş durumdadırlar. Girişten çıkışa giden elektrik akımı sadece bir kesişim noktasından değil çok sayıda eklem üzerinden geçer. Bu tip ağ dizinli yapılardaki bu eski problemi çözmek için akım yalnızca bir yönde geçebilsin ve alternatif diğer yollar kapansın diye her kesişim noktasına bir diyod yerleştirilir. Tünel eklemlerle birleştirilmiş bu diyotları üretmek teknolojik bir engeldir. Fakat bu problemin çözümü yüksek yoğunluklu hafıza yapımına izin verebilir.



Şekil 2.13. Otomobiller için hız ölçme sensörü.

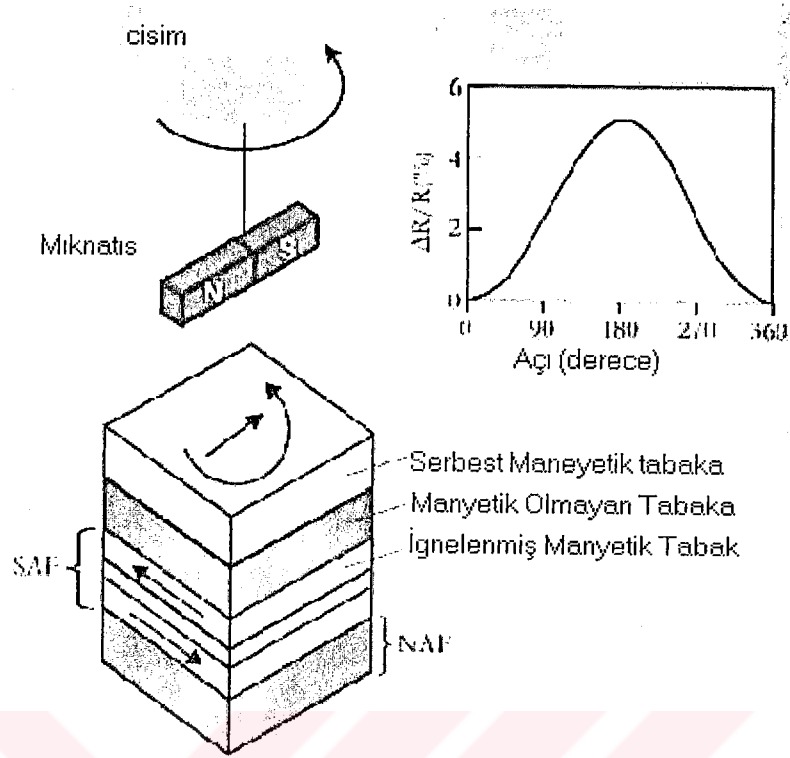
Manyetik alan, makinelerde çeşitli amaçlarla gösterge veya algılama amacıyla pek çok mekanik uygulamada da kullanılabilir. Şekil 2.13’de demir çark, mıknatıs ve GMR sensörden oluşan sistem buna örnek olarak gösterilebilir. Demir içeren dişli çarkın yakınına yerleştirilmiş sürekli bir mıknatıstan kaynaklanan manyetik alan çizgilerinin dağılımı çarkın dönmesiyle değişecektir. Bir GMR ince film sensör şekilde gösterildiği gibi yerleştirilirse mıknatıs ile çarkın dişlerinin her

karşılaşmasında manyetik akının yön değiştirmesi bu sensör tarafından algılanacaktır. Bu sistem bir otomobilde motor hızını ölçmek ve göstermek amacıyla tasarlanmıştır [23 Smith, 1997].



Şekil 2.14. Yer değiştirme ölçümleri için bir GMR cihazı.

Mekanik sensör için bütünüyle farklı bir yaklaşım 1997'de oldu. Bu sensör, üzerinde sensör elemanı da barındıran yerdeğiştirme ölçümlerini manipule edebilen çok kullanışlı bir sensördür. Şekil 2.14'te, bir antiferromanyetik tabaka tarafından güçlü bir şekilde iğnelenmiş daha az sayıda GMR tabakalı olan bir spin valf cihazı görülmektedir. Mıknatıslanma eksenini sensörün kısa eksen yönündedir. Manyetik olarak yumuşak olan en üstteki tabakanın kolay eksenini de benzer şekilde sensörün kısa kenarı boyunca yönelmiştir. Herhangi GMR spin valfde olduğu gibi, iğnelenmiş ve yumuşak tabakalar aynı yönde olduğu zaman cihaz minimum direnç gösterir. Yumuşak olan üst tabakadaki mıknatıslanma ters yöne döndüğü zaman ise maksimum direnç gösterir. Yumuşak tabakanın içine konulan kontrol edilebilir bir domain duvarı aynı yönde yönelmiş düşük dirençli ve ters yönde yönelmiş yüksek dirençli şeritleri birbirinden ayırır, onları böler. Bu şekilde görüldüğü gibi bir çift gösterge (indexing) mıknatıs çiftinin kutupları arasına GMR sensör şerit yerleştirilmesiyle yapılır. Gösterge mıknatıslar



Şekil 2.15. GMR etkisiyle yönelim sensörü. Akım açığa bağlı olarak değişir.

keskin uçları arasında tekil bir çizgi boyunca manyetik alan oluştururlar. Bu tekil çizgi yumuşak tabakada domain duvarını tanımlar ve iki mıknatıslanmış bölgeyi birbirinden ayırır. Bunların her ikisi de şeridin kısa eksenini boyunca yönelmiştir, fakat ters yöndedirler. Sadece gösterge mıknatısların şeridin bir ucuna veya öbür ucuna kaymasıyla spin valf tamamen aynı yönde olmaya (düşük direnç) veya aksi yönde (yüksek direnç) olmaya zorlanabilir. Bu iki durum arasındaki değişim, gösterge mıknatısların konumuna lineer olarak bağlıdır. Bu cihaz litografik olarak altısının ölçülerıyla sınırlandırılmış bir uzunlukta üretilebilir. Bu cihaz ile GMR'ın sıcaklığa bağımlılığı ile orantılı olarak $\%0,3 / 4^{\circ}\text{C}$ mertebesinde bir doğrulukla yer değiştirme ölçülebilir. Bu yöntemle yüksek çözünürlüklü mutlak lineer yer değiştirme sensörü elde edilebilir. Bilgi elektrik kesildiğinde bile konumunu muhafaza eder [24 Miller, 1997].

Tasarımlanmış yapı çeşitlerine başka bir örnek Şekil 2.15'de gösterilen GMR-tabanlı sensördür. Sensör cismin yönelimini belirlemek için tabakalı bir yapının direnç değişimini kullanır. Sensör çıkışı açının fonksiyonu olarak direnç değişimidir, (grafığın içinde gösterildiği gibi).

3. MİKRO TELLERİN HAZIRLANMASI VE MANYETİK ÖZELLİKLER-GMI'IN UYGULAMALARI

3.1. Giriş

Keşfedilmesiyle birlikte [25 Berkowitz ve ark, 1993] teknolojiye uygulama açısından da büyük ümit olan GMR malzemelerin incelenmesi cazibe meydana getirmiştir. DC bir manyetik alan uygulandığı zaman dirençte çok büyük ölçüde değişiklik (% 50 ye varan) anlamına gelen GMR etkisi granüler sistemlerin yanı sıra çok sayıda aşırı-ince çok katmanlı yapılarda da gözlenmiştir [26 White, 1992 - 27 Chien ve ark, 1993]. Bu etki heterojen çok fazlı sistemlerin manyetik-nonmanyetik iç yüzeyleri arasında spine bağlı elektron saçılmasıyla açıklanmıştır. Daha yakın zamanlarda perovskite yapılı manganelerin manyetorezistanslarındaki çok büyük (devasa) değişimleri konu alan bazı yayınlar yapıldı [28 Helholt ve ark, 1993]. Ayrıca tel veya şerit şeklinde amorf malzemeler içinde GMR yayınları çıktı [29 Mandal and S.K. Ghatak, 1993 - 30 Machado, 1993]. Biz bu bölümde mikro telleri ele alacağız.

3.2. Mikrotellerin Hazırlanması

Amorf teller genellikle dönen-su-soğutma tekniği ile hazırlanır [31 Masumoto, 1981 - 32 Olofinjana, 1994]. Bu erimiş alaşımın yüksek soğutma hızıyla soğutulması anlamına gelir. İç stresler ve manyetik gerilim (magnetostriction) arasındaki çiftlenimden kaynaklanan yerel manyeto elastik anizotropiler meydana gelir. Bu anizotropiler telin domain yapısını ve histerezis çevrimini belirlerler. İç stresler soğutma sırasındaki termal gradyentten kaynaklanırlar. Bu streslerin büyüklüğü $10^2 - 10^3$ MPa mertebesinde [33 Velazquez, 1991].

Cam kaplanmış mikroteller klasik Taylor-Ulutovski tekniğine dayanan çekme erime-spinning ile elde edilebilirler [34 Nixdorf, 1967]. Mikrotellerin göze çarpan manyetik davranışı ve küçük boyutları bu telleri pratik amaçlar için faydalı hale getirmektedir. Tellerin çapları mikrometreler mertebesinde olup, yalıtkan cam kaplama ve amorf metalik bir özden meydana gelmektedirler.

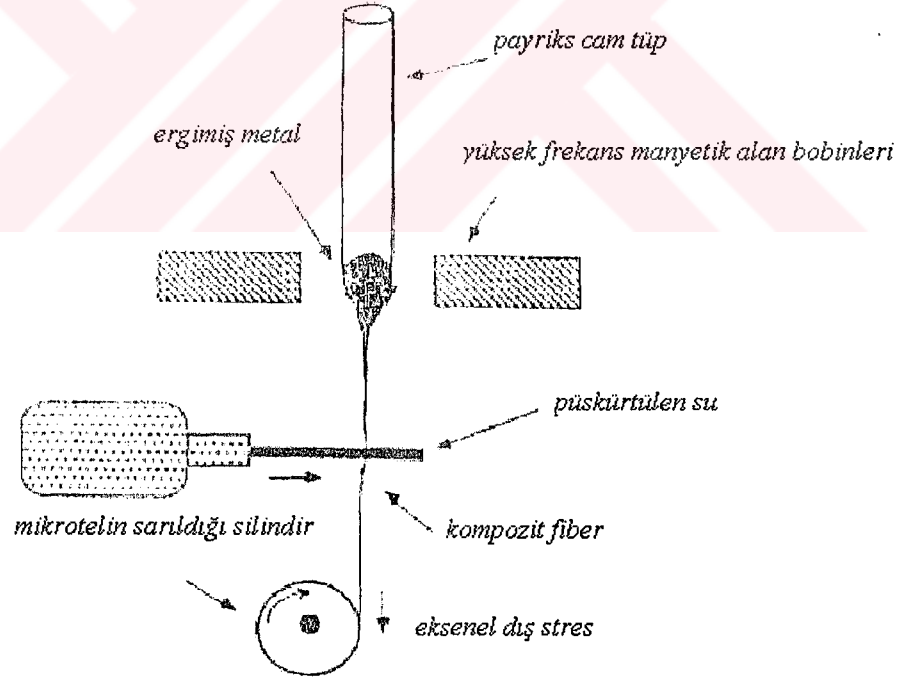
Bu tellerin üretim şeması Şekil 3.1'de gösterilmiştir. Telin amorf özünü teşkil edecek olan metalik kütle payriks bir tüp içine yerleştirilir ve yüksek frekans indüksiyon bobin ocağı ile ısıtılır. Hemen hemen hem metal hem de cam tüp aynı anda erir. Dönen bir mekanik sistem vasıtasıyla tel çekilir ve su püskürtülerek soğutulur. Bu yolla bir iç metalik özü ve dış yalıtkan cam ceket olan her ikisi de amorf çok ince bir kompozit fiber elde edilir. Bu tür tellerin iç stresleri teorik ve deneysel olarak çeşitli yayınlarda incelenmiştir [35 Valazquez, 1996].

Hızlı soğutma tekniğiyle hazırlanan ve TM_xM_y (TM-transition metal, M-metal) şeklinde olan iki genel kompozit grubu vardır. Burada Fe ve/veya Co TM olarak, Si ve B ise M olarak katılır. 'x' oranı tipik olarak %70-80 arasında olur. Alaşıma bazen mekanik, aşınma ve manyetik özelliklerinin geliştirilmesi için az miktarda Cr, Mn, Al, Cu, Nb gibi elementlerde katılabilir. Özellikle de FeSiBCuNb mikrotellerin çok aşırı yumuşak manyetik davranışlarını uygun işlemlerle geliştirebilir [36 Vazquez, 1994 - 37 Arcas, 1996]. $(Co_{100-x}Mn_x)_{75}B_{15}Si_{10}$ mikro teli için Mn miktarı değiştirilerek hazırlanan örneklerde x, 4 ile 8 arasında değiştiği zaman manyetostriksiyonun bu aralıkta sıfıra gittiği görülmüştür [38 Antonenko, 1998]. Statik histerezis eğrisi de mikrotel malzemesi içindeki Mn miktarına bağlıdır. Mn ile zenginleştirilmiş mikroteller dik bir histerezis çevrimi sergiler. Mn miktarı azalırken koersivitenin değeri düşer ve çevrim büyük ölçüde histerik olmaktan çıkar. Mangane miktarı daha fazla azalırsa çevrimin şekli değişmez, sadece eğimi değişir. Malzemenin anizotropi alanı manganın azalmasıyla artış göstermektedir.

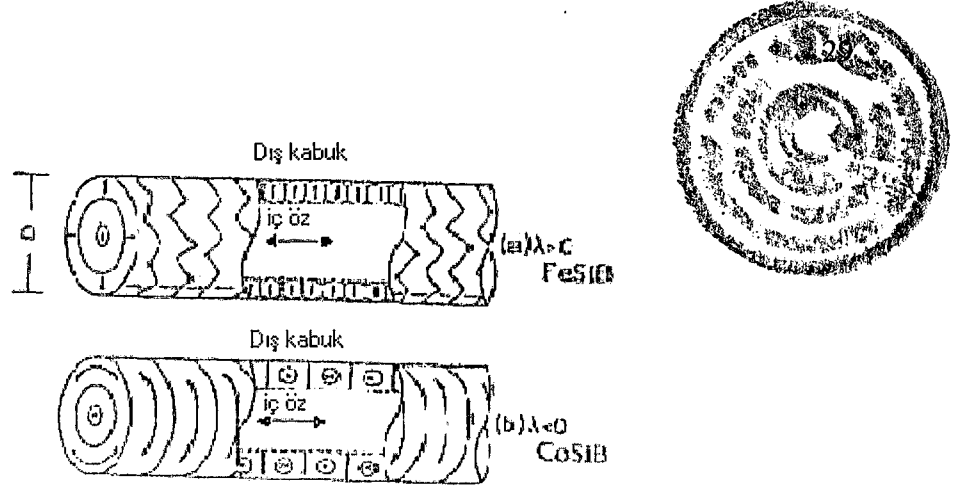
Bu tellerin üretilmesi sırasında:

- (i) Erimiş alaşımın çok yüksek bir hızla soğuma oranı, lineer olmayan bir termal duruma işaret eder. (radyal koordinatla sıcaklığın değişimi lineer bir fonksiyon değildir). Bu bize termoelastik bir stres verir.
- (ii) İki farklı malzeme, iletken öz ve yalıtkan cam ceket hemen hemen aynı anda katılır, ama genleşme katsayıları farklıdır ve bu ek bir stres getirir.
- (iii) Katılırken mekanik çekme işlemi sırasında dış bir eksensel stres uygulanır. Bu da mikro telde ilaveten büyük oranda yeni bir çekme stresine yol açar.

Örneğin hazırlanması sırasında meydana gelen bu stresler malzemenin manyetik özelliklerini de büyük ölçüde etkilemektedirler. Manyetostriksiyon katsayısının işareti ve büyüklüğü histerezis çevrimi ve domain yapısı üzerinde belirleyici olur. Manyetostriksiyon direk olarak alaşım kompozisyonu ile ilişkilidir. Co ve Fe tabanlı mikroteller sırasıyla negatif ve pozitif manyetostriktiftirler. Negatif manyetostriktif mikrotellerde (Co içeren mikroteller) domain yapısı, telin merkezinde mıknatıslanmanın kolay yönü tel eksenine boyunca uzanırken, telin kabuk kısmında çevresel olarak yönelmiştir. Buna karşın pozitif manyetostriktif tellerde; mıknatıslanmanın kolay yönü telin merkezinde eksensel olurken, kabukta radyal doğrultuda yönelmiş domainlerden oluşmaktadır [39 Mohri, 1992 - 40 Mandal, 2000]. Her iki durum için domain yapıları ve mıknatıslanmanın kolay yönleri Şekil 3.2’de gösterilmiştir. Ayrıca bu tür mikroteller elektrodepozisyon tekniği ile de hazırlanabilirler [41 Beach, 1996, 42 Sinnecker, 2000].



Şekil 3.1. Taylor tekniği ile mikrotellerin hazırlanmasının şematik görünümü [35 Valazquez, 1996].



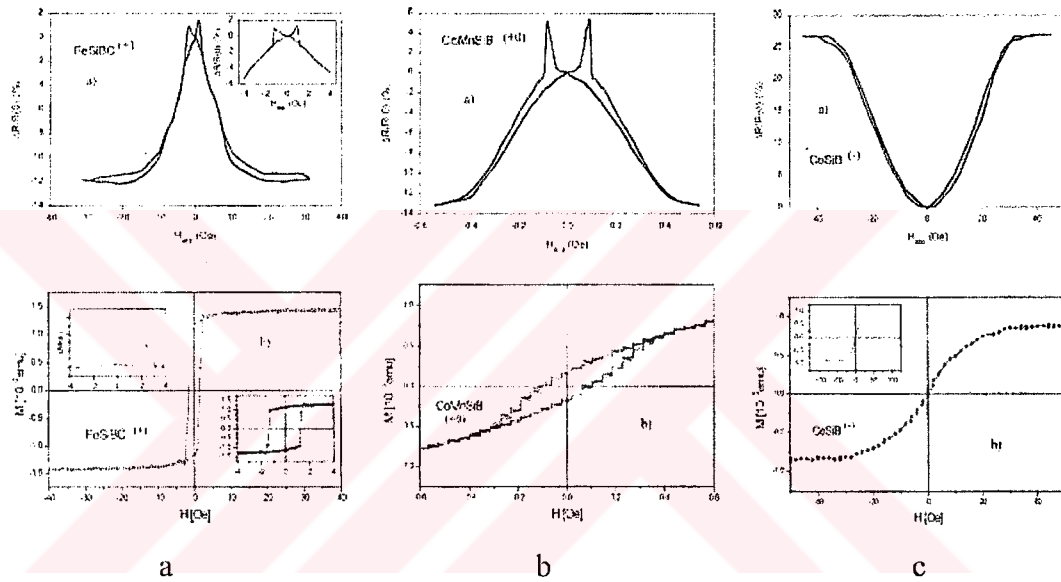
Şekil 3.2. Amorf manyetik mikrotellerin domain yapıları [39 Mohri, 1992].

3.3. Mikrotellerin Manyetik Özellikleri

Amorf mikrotellerin en dikkate değer özelliklerinden birisi bistable davranış sergilemeleridir. Bunların histerisiz çevrimleri tek bir büyük Barkhausen sıçraması olan mükemmel kare şeklindedirler. Bu davranış, yukarıda da söylendiği gibi iç kısımda boyuna kolay eksenli bir mıknatıslanması olan tek bir domain ile kabuk kısmında enine kolay eksenli domainlerin olduğu özel bir domain yapısının sonucudur [43 Humphrey, 1987 - 44 Vazquez, 1995].

Bizim kendi çalışmalarımızda da kullandığımız mikro teller için yapılmış GMI ve histerisiz ölçümleri Şekil 3.3'de verilmiştir. Şekil 3.3.a' da FeSiBC mikroteli için ($\lambda=20 \times 10^{-6}$) mikrodalga soğurma ve histerezis grafikleri göstermektedir ki, GMI eğrisinin eğimi yaklaşık $-1\%/Oe$ dir ve histerisiz çevrimi 1 Oe civarında oldukça büyük bir Barkhausen sıçramasına sahiptir. Bunun anlamı telin öz kısmında mıknatıslanmanın öncelikle statik alan yönünde dönmesi, daha sonrada domain duvarının yönelmesiyle kabuk kısmındaki mıknatıslanmanın tel eksen yönüne dönmesi demektir. Şekilden açıkça görüldüğü gibi, GMI ölçümündeki düşük alan pikleri anahtarlamayı (switching) veya histerisiz eğrisindeki koersif alanı doğrulamaktadır. CoMnSiB örneğinde ($\lambda=0.1 \times 10^{-6}$) domain yapısı çok iyi tanımlanamaz. İç streslerden kaynaklanan tel çapı boyunca küçük dalgalanmalar vardır ve bundan dolayı da Şekil 3.3.b'de görüldüğü gibi daha farklı bir histerisiz çevrimi ortaya çıkar. Bu tel oldukça yumuşak bir manyetik davranış sergiler, mıknatıslanma 1 Oe'den daha küçük alanlarda doyum değerine ulaşır. GMI çok daha

büyük bir eğime sahiptir (%45/Oe) ve çok düşük alanda gözlenen pikler histerisiz çevrimindeki koersitivite ile uyuşur. Son olarak Şekil 3.3c'de negatif manyetostriksiyona sahip CoSiB mikroteller için GMI ve histerisiz ölçümleri gösterilmiştir. Burada dikkate değen şey ne GMI ne de mıknatıslanmanın hemen hemen histerisiz göstermemiş olmalarıdır. Hem GMI hem de mıknatıslanma eğrileri 30 Oe civarında doyum değerine ulaşmaktadırlar ve bu da manyetoelastik anizotropi tarafından meydana getirilen telin kabuk bölgesindeki dairesel anizotropisinden dolayıdır.



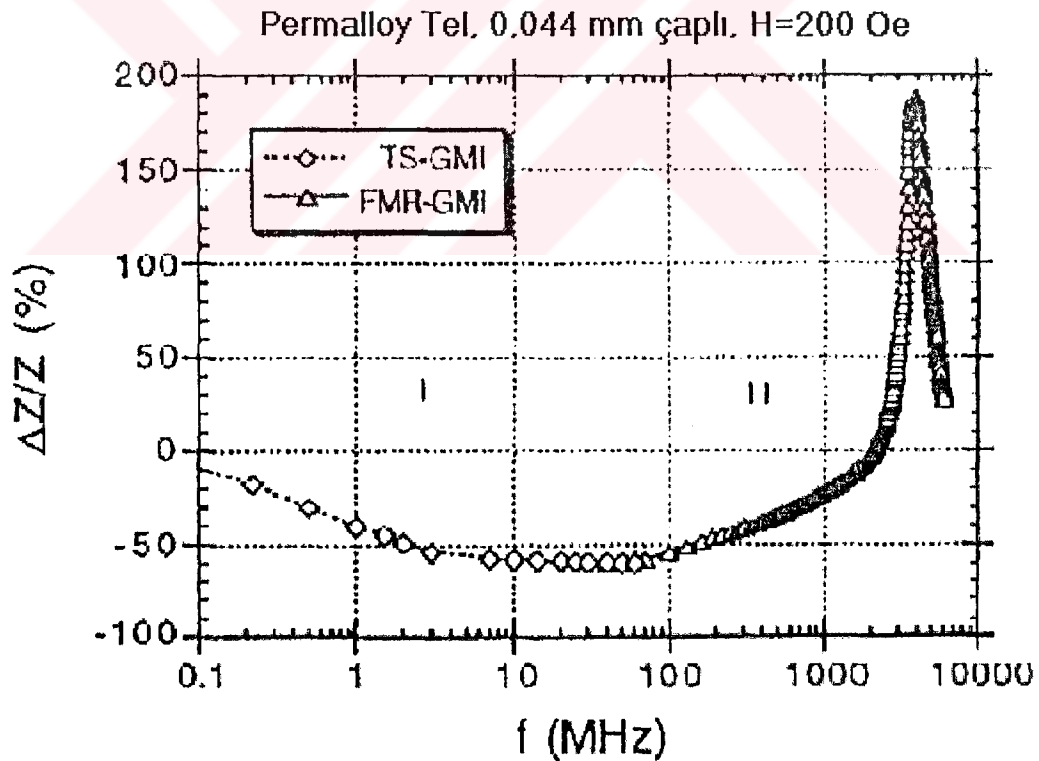
Şekil 3.3. a) FeSiBC, b) CoMnSiB, c) CoSiB mikroteller için 9.8GHz mikrodalgı soğurma ve dc manyetik alan bağımlılığı ve manyetik histerisiz grafikleri [45 Lofland, 1999].

3.3.1. Amorf Yumuşak Manyetik Mikrotellerde Empedansın Frekansa Ve Manyetik Alana Bağımlılığı

Bir GMR malzemeye nispeten düşük frekanslı bir ac akımın uygulanması halinde malzemenin gösterdiği davranış, tel veya şerit biçimindeki alaşımların dairesel mıknatıslanma prosesi dikkate alınarak iyi bir şekilde açıklanabilir. Daha yüksek frekanslarda (0,1 MHz den yüksek) klasik yüzey etkisi (skin-effect) ele alınmak zorundadır. Fakat daima dairesel mıknatıslanma olayı ile bir ilişki mevcuttur. Manyetik anizotropilerin yanı sıra malzemenin domain yapısı da bu

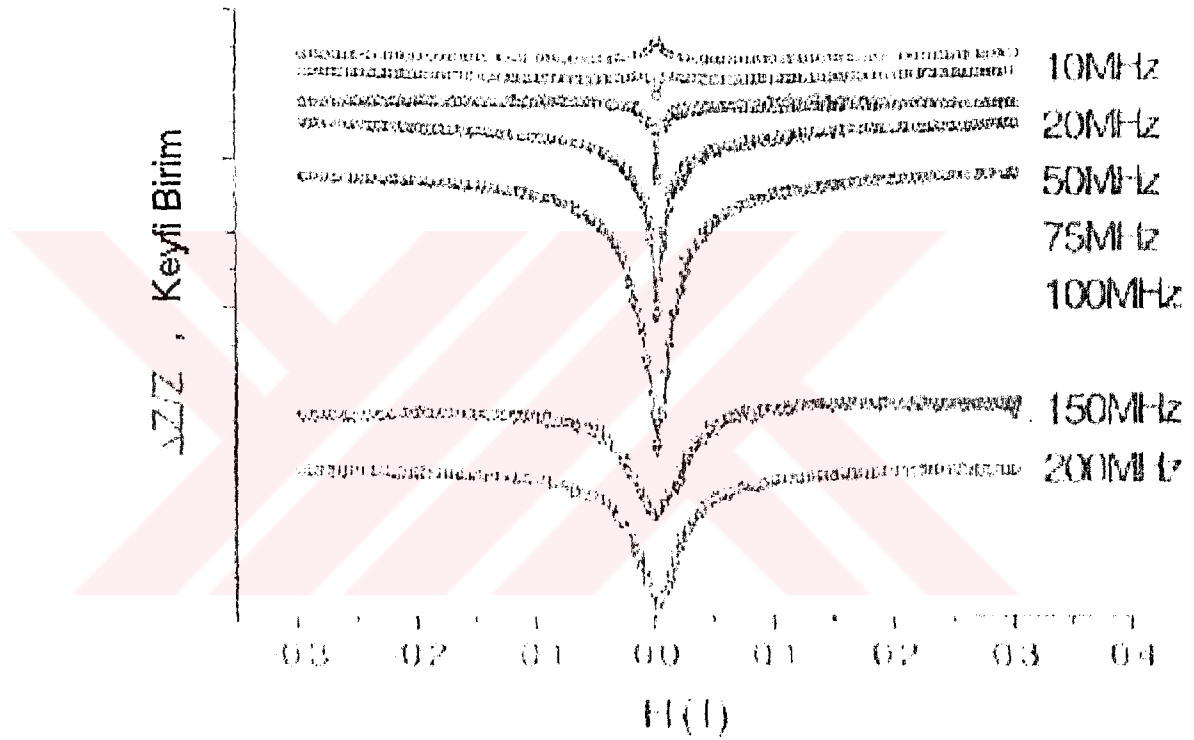
işlemede önemli bir rol oynar. Bu bölgedeki frekanslarda empedansın hem gerçek hem de sanal kısımlarında %300'e varan değişimler ölçülmüş [55 Vazquez, 1997] ve bu yüzden bu etkiye dev manyeto empedans (giant magnetoimpedance) ismi verilmiştir.

200 Oe'lik statik bir manyetik alan altında frekansa karşı manyetoindüktansın nasıl değiştiği Şekil 3.4'te verilmiştir. 0.1-100MHz aralığındaki düşük frekanslarda permalloy bir tel için, GMI etkisi negatiftir ve 200 Oe'lik sistemi doyuma götürecek bir alan uygulandığı zaman tel empedansının büyük ölçüde düştüğü görülür. Bu olay yüzey etkisi (skin effect) üzerinde teknik doyum (TM-technic saturation) etkisi olarak açıklanır [46 Panina,1994 - 47 Beach, 1994]. Çevresel geçirgenlik bir dış manyetik alanın uygulanmasıyla azalırken buna karşın etkin skin derinliği $\delta=(2/\omega\mu_0\sigma)$ artar. Tel empedansının gerçek kısmı ve dolayısıyla tel üzerindeki gerilim azalır.



Şekil 3.4. HyMu80 mikroteli için TS ve FMR rejimlerinde GMI [48 Ciureanu, 1988].

Yüksek frekanslarda (1-10 GHz), GMI etki pozitifdir ve örneği doyuma götüren bir manyetik alan altında (200 Oe) tel empedansının görece olarak çok daha fazla bir artışa sahip olduğu görülmektedir (Şekil 3.4). Bu olay telde ferromanyetik rezonansın meydana gelmesi şeklinde açıklanmıştır [49 Yelon, 1996]. Rezonans durumunda çevresel geçirgenlik efektif skin derinliği ile birlikte hızlı bir şekilde düşer ve telin empedansı %200'e kadar yükselir. Teknik doyum radyo frekans bölgesinde yüzey etkisi (skin effect) üzerinde baskındır (Şekil 3.4'de bölge I). Buna karşılık ferromanyetik rezonans (FMR) mikrodalga bölgesinde etkindir (bölge II).



Şekil 3.5. Farklı frekanslarda manyetoempedans ölçümleri [50 Wiggins, 2000].

Şekil 3.5'de farklı frekanslar için yapılmış manyetoempedans ölçümleri görülmektedir. Datalar normalize edilmiş ve görece olarak kaydırılmıştır. Görüldüğü gibi sıfır alan civarındaki derinlik (dip) farklı frekanslar için değişmekte ve 600 Oe'lik bir alana kadar genişlemektedir. Manyetoempedanstaki 100 MHz'lik bir RF akımı için %10'luk bir değişim vardır. En yüksek frekansta ise bu yüzdelik miktarı azalmıştır. Manyetoempedansın analiz etmek pek çok faktörden dolayı zordur. Dominant katkı, çevresel manyetik geçirgenliğin hızlı değişikliğinden gelmesine rağmen mikroskobik yapı, domain konfigürasyonu, indüklenmiş stres gibi pek çok

parametrede manyetoempedans üzerinde etkilidir. Bunların her birinin katkısını görmek için sistematik deneyler yapmak gerekir.

Cam kaplanmış mikrotellerde anizotropi; manyetostatik ve manyetoelastic etkilerden kaynaklanır. Manyetostatik etki, ince silindir teldeki güçlü şekil anizotropisinin sonucudur. Manyetoelastic etki cam kaplamadan dolayı yüzeyde kalan streten kaynaklanır. Bir “öz-kabuk modeli” böyle tellerdeki manyetoempedansı açıklamada uygun olur. Şekil 3.4’deki grafikten de görüldüğü gibi frekansa göre yüzey etkisi kendini gösterir. Malzemenin öz direncine ve manyetik geçirgenliğine bağlı olarak, düşük frekanslarda RF akımı telin tümünde, yüksek frekanslarda telin kabuk kısmında akar. Bu da şekilde görülen farklı frekanslardaki farklı işaretli negatif ve pozitif manyetoempedansların, bu farklı iki anizotropiden geldiğinin işaretidir.

Yüzey anizotropisine cam kaplamanın etkisi, $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ ve $\text{Co}_{68.15}\text{Fe}_{4.35}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ amorf mikro telleri için FMR tekniği ile çalışılmıştır [51 Chiriac, 2000]. Söz konusu teller hidroflorik asit kullanılarak üzerindeki cam ceket farklı kalınlıklarda aşındırılarak ferromanyetik rezonans tekniği ile mikrodalga soğurulmasına bakılmış ve ceket kalınlığı değiştikçe FMR piklerinin değiştiği görülmüştür. Buda cam ceketin ve dolayısıyla manyetoelastic etkinin anizotropi üzerindeki etkisinin delilidir.

3.3.2. Yaklaşık non-magnetostriktif amorf tellerin düşük frekanslarda dairesel histerisi

Dairesel mıknatıslanma tel boyunca alternatif bir AC akımı (I) vasıtasıyla oluşturulan dairesel bir H_ϕ manyetik alanı tarafından meydana getirilir. Radyal olarak homojen olmayan bu alan;

$$H_\phi = I_r / 2\pi a^2 \quad (1)$$

ile verilir, burada a telin yarıçapıdır. Diğer taraftan, telin azimutsal karşı kısmına geçen manyetik akıdaki değişimler telin uçları arasında indüktif bir V_ϕ voltajı

(2)

(2)

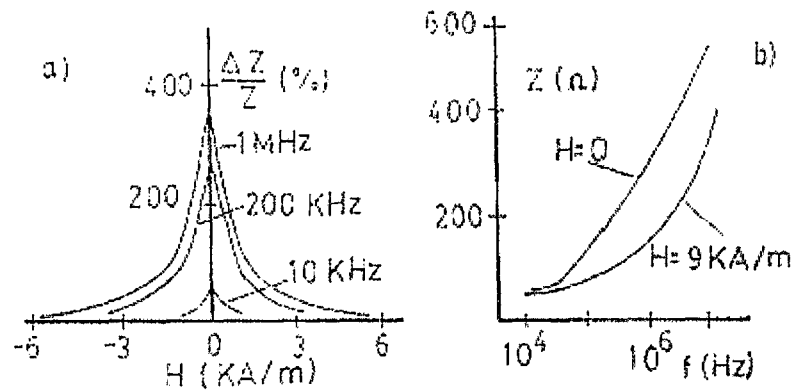
çevrilebilir mıknatıslanmanın dönme işleminden gelir. Buna ilaveten, dairesel alanın telin yüzeyine doğru artmasından dolayı kabuktan daha büyük bir katkı beklenir. Bu radyal profili göz önünde tutarak, dairesel manyetik duygunluk;

$$\chi_\phi = \chi_\phi^c(r)dv_c + \chi_\phi^s(r)dv_s \quad (3)$$

olarak ifade edilebilir. Burada iki duygunluk öz ve kabuk bölgelerinde sırasıyla v_c ve v_s hacimleri içinde tanımlanmışlardır. Dairesel duygunluğun radyal bileşeni, maksimum değerine geçiş bölgesinin hemen yakınındaki kabuk içinde ulaşır.

Dairesel duygunlukla ilgili son olarak vurgulamalıyız ki, χ_ϕ sadece konuma bağlı (radyal) bir fonksiyon olmayıp aynı zamanda indüktif dairesel alanın genliğine, dolayısıyla bunu meydana getiren tel boyunca akan AC akımın I_0 genliğine bağlıdır. Buna göre toplam duygunluğun genliği düşerken dairesel koersitiviteye ulaşıldığı zaman, χ_ϕ için bir maksimum kritik $I_{0,c}$ beklenir.

Tel kendi eksenine paralel bir dış manyetik alan içerisine yerleştirildiğinde, **dairesel duygunluk** mıknatıslanmanın dairesel bileşeninin azalmasının (kabuğun hacmi azalır) bir sonucu olarak düşer. Eş.(2)'ye göre de tel uçları arasındaki voltaj, statik manyetik alanın uygulanmasıyla dairesel duygunluk değiştiği için değişir.



Şekil 3.7. (a). Bazı seçilmiş akım frekansları için $\text{Co}_{68.1}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ mikrotelinin GMI ($\Delta Z/Z$) eksensel DC alana bağılılığı ($I_{\max}=10$ mA) (b). İki farklı alan için empedansın frekansa bağımlılığı [55 Vazquez, 1997].

3.4. Dev Magnetoempedansın Fenomonolojisi Ve Modeli

Dairesel mıknatıslanma işlemini indükleyici akımın frekansı yeteri kadar büyük olduğu zaman, bir dc statik alan uygulanırsa empedansta devasa bir değişme ortaya çıkar. Bununla ilgili çalışmalar hem amorf teller için [56 Rao, 1994 - 57 Knobel, 1995 - 58 Sommer, 1995], hem amorf şeritler için [59 Makhotkin, 1991 - 60 Machado, 1995 - 61 Tejedor, 1996] ve hem de ince filmler için [62 Sommer ve C. L. Chien, 1995] yayınlanmıştır. Şekil 3.7a çok az fakat negatif manyetostriksiyonu olan Co tabanlı bir amorf telde tipik bir GMI sonucunu göstermektedir. Statik bir H manyetik alanının uygulanmasıyla GMI'ın veya $\Delta Z/Z$ empedansının göreceli değişimi;

$$\Delta Z/Z = [Z(H) - Z(H_{\max})] / Z(H_{\max}) \quad (4)$$

olarak tanımlanır.

Burada gösterilen sonuçların çoğu $H_{\max} \approx 5-10 \text{ kA m}^{-1}$ için elde edilmiş, deneysel olarak empedans tel boyunca geçen akım sabit tutularak dört nokta tekniğiyle ölçülmüştür [55 Vazquez, 1997]. Uygulanacak akımın etkisiyle örneğin sıcaklığı artmasın diye yeterince küçük bir akım sürülmelidir. Gerçekte, akım genliği GMI'ın sayısal değerinde önemli bir rol oynar. Çünkü dairesel duygunluk bu akıma bağlıdır.

Şekil 3.7a'da gözlendiği gibi, %300 civarında maksimum değer 1 MHz'lik bir optimum çalışma frekansında ve kA m^{-1} birimi mertebesinde bir maksimum alan için elde edilmiştir [55 Vazquez, 1997]. Bu olayın gözlenebilmesi için 10 kHz mertebesinde bir minimum frekans gerekmektedir. Şekil 3.7b bir sanki-doyurucu eksenel alan uygulanmadan önce ve sonra toplam empedansın frekansa bağımlılığını göstermektedir.

Dev manyetoempedans (GMI) ve yüzey etkisi (skin effect)

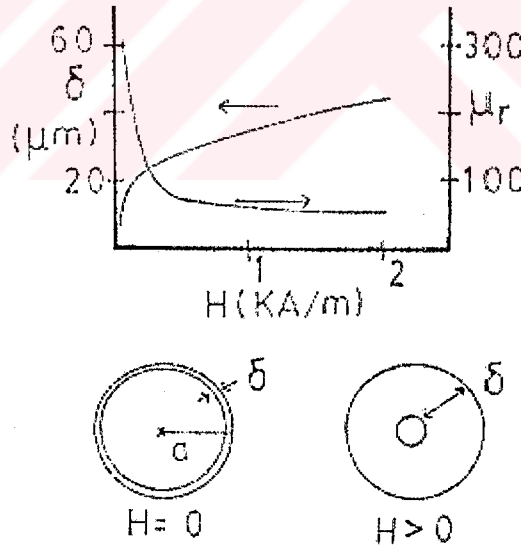
GMI, yeteri kadar yüksek frekanslar uygulandığında yapılan deneyler için yüzey (skin) etkisinin bir sonucu olarak oldukça iyi bir şekilde açıklandı. Bazı yazarlar yüksek frekanslarda hareket eden duvarlardan elektron saçılmalarının da GMI'ya bir miktar katkısının olduğunu söylemektedirler. Klasik skin etkisine göre [63 Landau ve E.M. Lifshitz, 1975], f frekansı ile akım geçiren bir telde yüzeyden itibaren nüfuz derinliği;

$$\delta = (\rho / \pi \chi_{\phi} f)^{1/2} \quad (5)$$

olarak verilir. Burada ρ malzemenin öz direncidir. Malzemenin empedansı nüfuz derinliğine;

$$Z = R_{dc}(ka) J_0(ka) / 2J_1(ka) \quad (6)$$

ifadesiyle bağımlıdır [55 Vazquez, 1997] ve burada J 'ler Bessel fonksiyonları, $k = 1/i + \delta$ ve R_{dc} elektriksel dirençtir.



Şekil 3.8. Nüfuz derinliğinin ve geçirgenliğin manyetik alana bağımlılığı.

GMI, dairesel duygunluğun uygulanan dc manyetik alanının etkisiyle (eşitlik (5)'tende görüleceği gibi) azalması ve nüfuz derinliğinin telin yarı çapına kadar artmasının bir sonucu olarak açıklanır. O halde GMI'nın dikkate değer şekilde büyük değerler almasını nüfuz derinliği üzerine etki eden şu üç değişken

belirler; örnek boyunca yeterli büyüklükteki frekansa sahip olan akım, büyük dairesel manyetik duygunluk (susceptibility) ve küçük öz direnç. Bunların üçü de daha sonra uygulanacak manyetik alan tarafından arttırılır ve bu niceliklerle karekökün tersiyle orantılı olan nüfuz derinliği azalır. Pek çok teknolojik problemdekinin aksine burada ki durumda göze çarpan olay; büyük indüktif (eddy) akımlarının GMI etkisinin ortaya çıkması için gerekli olmasıdır.

Empedansın hem reel hem sanal kısmı, uygulanan H statik alanıyla değişir. İlk yaklaşıklıkla R direnci;

$$R = \delta \rho / \pi (2a - \delta) \delta \quad (7)$$

ifadesiyle verilebilir.

Buna göre, eşitlik (5)'ten H etkisiyle χ_ϕ 'nin sebep olduğu δ 'daki değişmeler R'yi modifiye eder. Tersine bir işlem yaparak R'nin ölçülmesiyle H'nin fonksiyonu olarak nüfuz derinliğinin değişimi hesaplanabilir (bak Şekil 3.8). Diğer taraftan, X reaktansın veya empedansın out-of-phase bileşeni [64 Knobel, 1996];

$$X = 0,175 \mu_0 l f <\mu_r> \quad (8)$$

olarak ifade edilebilir. $<\mu_r>$ ortalama görelî dairesel geçirgenliği tanımlar. Burada tekrar, H tarafından tahrik edilen dairesel duygunlukta değişmeler X'in modifikasyonunu belirler. Bu görelî geçirgenliğin bir tahmini Eş.5 ele alınarak önce öz direnç ve nüfuz derinliği bilinirse yapılabilir. Sonuçta, GMI'ın iç dairesel mıknatıslanmanın değerini bilmek için faydalı bir araç olduğu kanıtlanmaktadır [65 Sanchez, 1996].

3.5. Teknolojik Uygulamaları

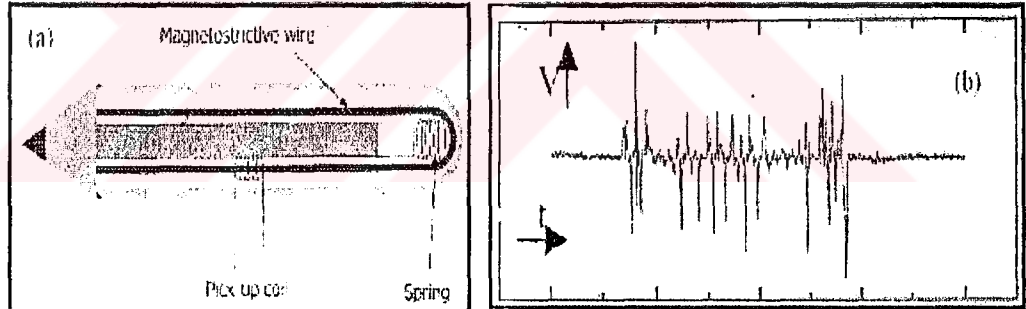
Soft manyetik mikroteller kullanılarak çok sayıda teknolojik uygulama önerilmiş ve geliştirilmiştir. Burada sadece bir kaç örnek verilecektir. Uygulamalar tellerin manyetostriktif özellikleri ele alınarak sınıflandırılmaktadır.



3.5.1. Manyetostriktif Teller

3.5.1.1-Manyetoelestatik Kalem

Manyetostriktif tellerin en yaygın uygulamaları bistable manyetik davranışlarının kullanılmasıdır. Fakat manyetoelestatik karakteristikleri, manyetoelestatik algılama uygulamaları için de mikrotelleri elverişli kılar. Manyetoelestatik kalem imzalarda kimlik saptamak ve gerçekliğini doğrulamak için kullanılır. Bir algılayıcı eleman kaleme yerleştirilir, böylece yazarken mekanik stres tele aktarılır. Algılama elemanının manyetostriktif özelliğinden dolayı, manyetik duyarlılığı değişir ve onu çevreleyen bir bobinde indüklenmiş voltaj değişimini olarak kendini gösterir [66 Zhukov, patent]. Şekil 3.9 buna pratik bir örneği göstermektedir. Manyetoelestatik imza, imzayı atanın psikolojik durumuna göre değişse bile aslında orijinal imzayı tanımlar ve gerçekliğini gösterir.

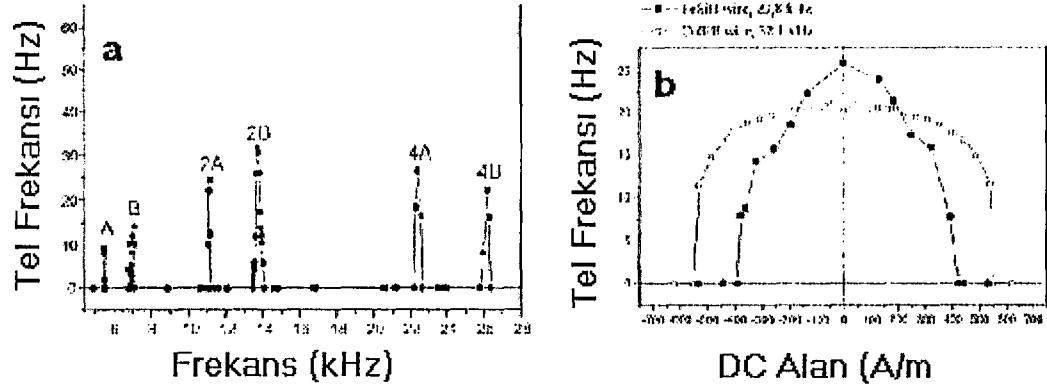


Şekil 3.9. (a) manyetoelestatik kalem şeması, (b) manyetoelestatik voltaj imza. İmza puls sayısı, toplam süresi ve puls arası geçen zamanla tanımlanır [67 Vazquez, 2001].

3.5.1.2. Mikrorotor: AC Alanın Teli Döndürme Etkisi

Manyetostriktif tellerde son zamanlarda yeni bir olay gözlemlendi. Bu yüksek frekansta boyuna bir manyetik alan uygulandığı zaman telin kendiliğinden dönmesidir [68 Chiriac, 1997 - 69 Castano, 1999]. Etki manyetostriktif örneklerde onların yapısal doğasına bakmaksızın gözlemlendi ve manyetoelestatik bir dalga üretimi şeklinde yorumlandı. Bunun orijini henüz tam olarak izah edilememesine

rağmen, halihazırda çeşitli uygulamalarda mikrorotorlarda veya vizkozmetrelerde kullanımı amaçlandı. Şekil 3.10.a teli uyaran manyetik alan frekansının fonksiyonu olarak telin dönme frekansını göstermektedir. Bu manyetoelastik bir dalganın



Şekil 3.10. (a) Pozitif manyetostriksiyonlu bir FeSiB amorf tel için uyarıcı AC alanın frekansının fonksiyonu olarak telin dönme frekansı. (b) Pozitif Fe-tabanlı ve negatif Co-tabanlı manyetostriksiyonlu tellerin dönmeleri doyurucu bir statik alan uygulandığı zaman kaybolur[67 Vazquez, 2001].

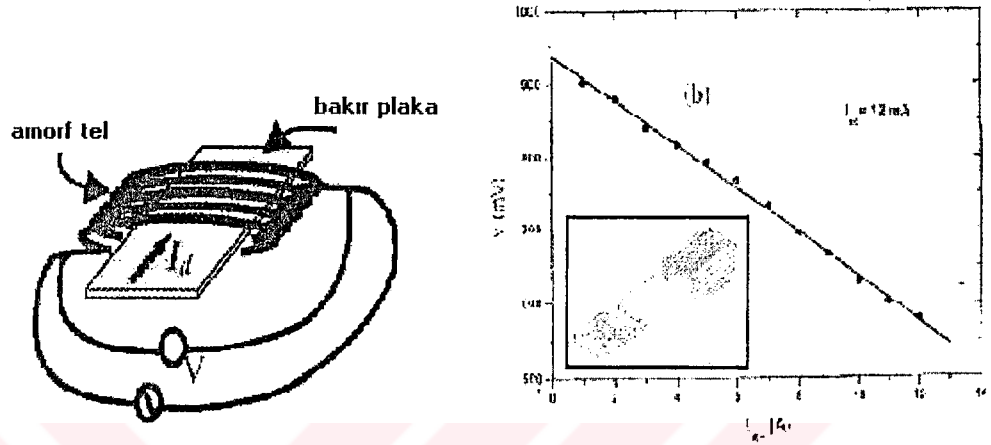
varlığına işaret eder. Uyarıcı frekans ile telin dönme frekansı arasında çok büyük bir farkın olduğuna dikkat edilmelidir. Statik bir alanın belli bir değerinde dönme tamamen kaybolmaktadır. Şekil 3.10.b’de buna bir örnek olarak büyük pozitif (Fe-tabanlı) ve negatif (Co-tabanlı) manyetostriksiyonu olan iki farklı tel için, dönmenin uygulanan statik alanın belli bir doyum değerinde kaybolduğu görülmektedir.

3.5.2. Non-Manyetostriktif Teller

3.5.2.1. GMI Tabanlı Manyetik Sensörler

GMI özelliği, yumuşak amorf tellerin teknolojik uygulamaları için en ümit verici özelliktir. Empedans statik bir manyetik alanla modifiye edilir ve bu da bize pozisyon yada akım sensörü olarak kullanma imkanı verir. Şekil 3.11 bir akım sensör cihazının statik alana karşı tepkisini gösterir [70 Valenzuela, patent].

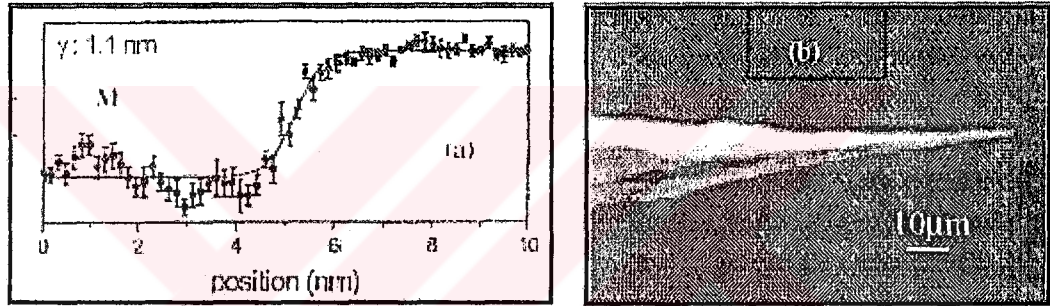
Alternatif olarak stres de enine geçirgenliği ve sonuç olarak empedansı modifiye eder ve buda stres sensörü olarak kullanım için ilave bir imkan sağlar. Stres-empedans etkisi bir emisor/resoptor (yayıcı/alıcı) anten sisteminde kullanılır. Stres teli emisor/resoptor arasına yerleştirilir ve telin stres durumuna bağlı olarak sinyal ölçülür.



Şekil 3.11. (a) Çalışma prensibi şeması, (b) CoFeSiB non-manyetostriktif amorf tel kullanarak yapılan bir akım sensöründe GMI voltaj tepkisi, (c) Elektronik cihazın şekli [67 Vazquez, 2001].

3.5.2.2. Tünelleme Görüntülemeye Bir Amorf Tel Uç

Amorf tellerin uygulama alanları çok geniştir. Manyetostriktif olmayan çok aşırı-manyetik olarak yumuşak amorf ferromanyetik tel, son zamanlarda yüksek çözünürlüklü manyetik görüntüleme deneylerinde kutuplanmış spin taramalı tünelleme mikroskopunda kullanıldı. Bir manyetik ‘uç’ (tip), keskinleştirilmiş non-manyetostriktif bir tel Co (0 0 0 1)’in domain desenlerini belirleme için başarıyla kullanıldı (Şekil 3.12) [71 Wulfskel, 2001].



Şekil 3.12. (a). Co (0 0 0 1)’de yaklaşık 2 nm kalınlıklı bir domain duvarı üzerinden geçilirken mıknatıslanma profili, (b) Tünelleme manyetorezistans ile yüksek çözünürlüklü manyetik görüntülemeye kullanılmak üzere hazırlanmış bir keskinleştirilmiş non-manyetostriktif CoFeSiB amorf tel ‘tip’ [67].

4. İNCE FİLMLER VE SİLİNDİRİK YAPILARDA FERROMANYETİK REZONANS

4.1. Giriş

Ferromanyetik rezonans tekniğiyle manyetik malzemelerin manyetik özellikleri hakkında çok yararlı bilgiler elde edilebilir. Ferromanyetik bir örnek statik bir H dış manyetik alanı içine yerleştirildiğinde, manyetik momentler malzemeye özgü karakteristik bir ω_0 frekansı ile presesyon hareketi yaparak denge durumuna geçerler. H alanına dik yönde uygulanan bir dış mikrodalga alanının frekansı ile momentlerin öz titreşim frekansı çakıştıkları anda bir güç soğurması olur. Bu soğurulan güç malzemenin sadece iç manyetik yapısına bağlı olmayıp, aynı zamanda dış manyetik alanın büyüklüğüne ve yönelimine de bağlıdır. Spinlerin presesyon frekansı ω_0 ile H arasında malzemenin yapısıyla da ilişkili olan bir bağıntı vardır. Bu bağıntı kullanılarak malzemenin manyetik yapısını belirleyen değiş-tokuş etkileşme parametresi, hacimsel (bulk) anizotropi enerji yoğunluğu, yüzey anizotropi enerji yoğunluğu, spektroskopik yarıлма faktörü, kristal anizotropisi, durulma zamanları ve benzeri parametreler elde edilebilir [⁷² B. Aktaş, 73 M. Farle].

ω_0 öz frekansı sadece iç manyetik enerjilere değil, aynı zamanda uygulanan H statik manyetik alanına da bağlıdır. Dispersiyon bağıntısı olarak adlandırılan ω ile H arasındaki ilişkinin bir sonucu olarak manyetik enerjileri belirlemek mümkündür. Burada tek tabakalı ve üç tabakalı ferromanyetik filmlerin dispersiyon bağıntısı ve manyetik duygunluğu ayrıca silindirik yapıdaki bir sistemin dispersiyon bağıntısı elde edilecektir.

4.2. Teori

H statik manyetik alanı içerisine yerleştirilen bir örneğin E_T toplam enerjisi şu şekilde olur

$$E_T = E_z + E_d + E_{ani} \quad (1)$$

Toplam enerjinin ilk terimi Zeeman enerjisi, ikinci terim demagnetizasyon enerjisi ve son terim anizotropi enerjisini ifade eder.

4.2. 1. Zeeman Enerjisi

Manyetizasyon vektörü **M** ile uygulanan sabit manyetik alan **H**, vektörünün skaler çarpımıyla, $\vec{M}\vec{H}$ biçiminde tanımlanır. Zeeman enerji yoğunluğunun açısal bağımlılığı

$$E_z = -MH \left(\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H \right) \quad (2)$$

şeklinde verilir.

4.2. 2. Demagnetizasyon Enerjisi

Mıknatıslanmadan kaynaklanan ve mıknatıslanmaya ters yönde ortaya çıkan makroskopik manyetik alandır. İnce bir film durumu için, demanyetizasyon enerji yoğunluğu

$$E_d = 2\pi M_z^2 = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta \quad (3)$$

ile verilir ve görüldüğü gibi bu enerji azimut açısından bağımsızdır.

4.2. 3. Anizotropi Enerjisi

Bu anizotropi enerji yoğunluğu spin-orbit etkileşmesi yüzünden ortaya çıkar ve dolayısıyla malzemenin kristal simetrisini yansıtır. Eksenel simetriye sahip olan kristallerde (öneğin teroganal veya hezagonal yapılı)

$$E_{ani} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + \dots \quad (4)$$

biçiminde ifade edilecek bir anizotropi enerjisi ortaya çıkar. Filmin büyümesi sırasında yüzey gerilimi ve daha başka birçok nedenden dolayı eksenel simetrik enerji oluşabilir. Burada K_1, K_2, K_3 sırasıyla tek eksenel, çift eksenel ve üç eksenel hacimsel anizotropi katsayılarıdır. Sinüs kareden daha yüksek merteye terimleri ihmal edersek $K_{eff} = K_1 - 2\pi M_s^2$ kısaltmasını yapabiliriz. Ferromanyetik bir filmi (x, y) düzlemine paralel yerleştirirsek H dış manyetik alanı (y, z) düzleminde olur ve z eksenine θ_H açısı yapar, h mikrodalga alanı, x-ekseni boyunca. Yönü θ ve ϕ açılarıyla verilir mıknatıslanma vektörü $\vec{M}$ küresel koordinatlarda

$$\vec{M} = M_s \hat{r} + m_\theta \hat{\theta} + m_\phi \hat{\phi} \quad (5)$$

biçiminde verilir. Burada M_s doyum mıknatıslanma değeri, m_θ ve m_ϕ ($\frac{m_\theta}{M_s} \ll 1$ ve $\frac{m_\phi}{M_s} \ll 1$) mıknatıslanmanın mikrodalga bileşenleridir. İnce metalik malzemeler için film düzleminin normali boyunca spin dalgalarının meydana geldiğini düşünürsek, mıknatıslanmanın mikrodalga bileşenleri

$$m_\theta(z, t) = m_\theta^0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (6)$$

$$m_\phi(z, t) = m_\phi^0 e^{i(\omega t - kz)}$$

formunda ilerleyen dalga fonksiyonları şeklinde olurlar. Dış manyetik alanın yönü değiştiğinde mıknatıslanmanın denge yönelimi de değişir. Bir başka deyişle alanın her yönü ve değeri için θ ve ϕ büyüklüğü değişir. Bundan dolayı her θ_H ve H değeri için sistemin denge denklemlerinden denge açıları θ ve ϕ bulunmalıdır. Denge durumunda toplam enerjinin θ ve ϕ ye göre birinci türevleri sıfır olur.

$$\frac{\partial E_T}{\partial \theta} = M_s H \sin(\theta - \theta_H) + K_{eff} \sin 2\theta \quad (7)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial \phi} = -M_s H \sin \theta \sin \theta_H \cos \phi$$

Mıknatıslanmanın Hareket Denklemi,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H} \quad (8)$$

şeklinde verilir. Bu terime ayrıca sönüm terime eklemek gerekir,

Yaygın olarak kullanılan üç tip sönüm terimi vardır;

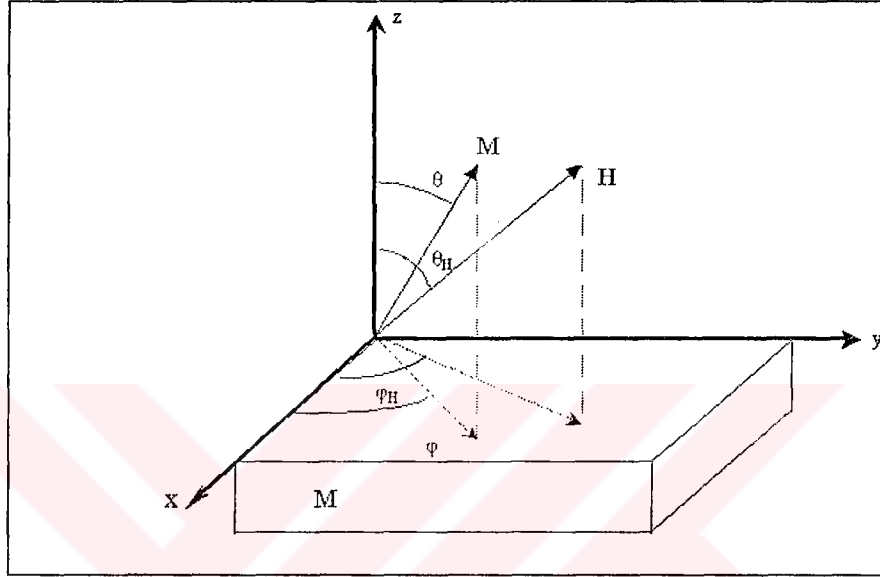
$$1. \text{ Landau-Lifshitz sönüm terimi : } -\frac{\lambda}{M_s^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})$$

$$2. \text{ Gilbert sönüm terimi : } \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$$

$$3. \text{ Bloch-Bloembergen sönüm terimi : } -\frac{\vec{M}_{x,y}}{T_2} - \frac{\vec{M}_z - M_0}{T_1}$$

Bloch-Bloembergen sönüm terimini kullanarak hareket denklemini çözelim, burada T_1 spin-örgü durulma zamanı ve T_2 spin-spin etkileşmesi olarak bilinir. Ferromanyetik örnekler için spin-spin durulma zamanı magnon-magnon etkileşmelerini içerir. Ferromanyetik örneklerde spinler birbirlerine çok yakın olduğu için dipol-dipol etkileşmesi oldukça büyüktür. Bunun nedeni spinler arası değiş-tokuş etkileşmesi de vardır. Bu son etkileşme elektriksel karakterli olup manyetik

etkileşmelerle kıyaslanmayacak kadar şiddetli olduğundan bu etkileşme çizgilerde bir daralmaya neden olarak spin-spin etkileşmelerinden kaynaklanan genişlemeyi bastırırlar. Bu olaya değiş-tokuş daralması denir. Bloch-Bloembergen sönüm terimi kullanarak mıknatıslanma için hareket denklemi aşağıdaki formda verilir.



Şekil 4.1. Tek tabakalı filmlerde kullanılan koordinat sistemi ve tek tabakalı yapı.

$$\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} = \left[\vec{\tau} + \vec{M} \times \vec{h} + \vec{M} \times \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 \vec{M} \right] - \frac{\vec{M}_{x,y}}{\gamma T_2} - \frac{\vec{M}_z - M_0}{\gamma T_1} \quad (9)$$

Burada

$$\vec{\tau} = -\hat{\phi} \frac{\partial E_T}{\partial \theta} + \hat{\theta} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E_T}{\partial \phi} \quad (10)$$

enerji yoğunluğuyla verilen tork ifadesidir [74 Maksymowicz. ve Sendorek (1983)]. İkinci terim mikrodalga enerjisinden kaynaklanan perturbative terim ve üçüncü terim değiş-tokuş (exchange) enerjisinden kaynaklanan torktur. (9) denklemindeki ikinci terim dışındaki terimler yönelime bağlıdır. Çok küçük bir rf mikrodalga alanı etkisiyle θ_d ve ϕ_d parametreleriyle verilen statik denge yönelimleri etrafında $\delta\theta = \theta - \theta_d$ ve $\delta\phi = \phi - \phi_d$ ile tanımlanabilecek küçük sapmalar meydana gelir. (10) nolu tork denklemi mıknatıslanmanın denge yönelimi civarında polar açılarının

sonsuz küçük diferansiyellerine göre seriye açıp birinci mertebeden daha yukarıdaki terimleri ihmal edilirse açıların diferansiyelleri

$$\sin(\delta\theta) \approx \delta\theta = \frac{m_\theta}{M_s} \quad , \quad \sin(\delta\phi) \approx \delta\phi = \frac{m_\phi}{M_s \sin \theta} \quad (11)$$

elde edilir. Bu ifadeleri (10) denkleminde yerine yazarak rezonans durumunda tork denklemini

$$\ddot{\tau} = -\ddot{\phi} \left[\frac{m_\theta}{M_s} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta^2} + \frac{m_\phi}{M_s \sin \theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta \partial \phi} \right] + \ddot{\theta} \left[\frac{m_\theta}{M_s \sin \theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta \partial \phi} + \frac{m_\phi}{M_s \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \phi^2} \right] \quad (12)$$

elde edilir. Sadece lineer terimleri alarak mikrodalga bileşenleri için aşağıdaki eşitlikler elde edilir.

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dm_\theta}{dt} = \left[\frac{m_\theta}{M_s \sin \theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta \partial \phi} + \frac{m_\phi}{M_s \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \phi^2} \right] - \frac{2A}{M_s} \nabla^2 m_\phi - M_s h_\phi e^{i\omega t} - \frac{m_\theta}{\gamma T_2} \quad (11)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dm_\phi}{dt} = - \left[\frac{m_\theta}{M_s} \frac{\partial^2 E_T}{\partial^2 \theta} + \frac{m_\phi}{M_s \sin \theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta \partial \phi} \right] + \frac{2A}{M_s} \nabla^2 m_\theta + M_s h_\theta e^{i\omega t} - \frac{m_\phi}{\gamma T_2}$$

(6) denklemlerini (13) denkleminde yerine yazarsak ince filmlerde dispersiyon bağıntısı

$$\left[\frac{w_0}{\gamma} \right]^2 = \left(Dk_n^2 + \frac{1}{M_s} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta^2} \right) \left(Dk_n^2 + \frac{1}{M_s \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \phi^2} \right) - \left(\frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (14)$$

olarak elde edilir [75 Y. Oner, 76 M. Ozdemir]. Bu ifadede $2A/M_s$ yerine D kullanılmıştır. Bloch-Bloembergen tipi sönüm terimi tork denkleminde yazılmazsa rezonans bağıntısı bu durumda



$$\left(\frac{w_0}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{E_{\phi\phi}}{M_s \sin^2 \theta} + \frac{2A}{M_s} k_z^2\right) \left(\frac{E_{00}}{M_s} + \frac{2A}{M_s} k_z^2\right) - \frac{E_{0\phi}^2}{M_s^2 \sin^2 \theta}$$

şeklini alır. Sönüm terimleri manyetik sistemin dispersiyon bağıntısını değiştirmez fakat FMR spektrumunda rezonans alanının yanında bir soğurma çizgi genişliğine neden olur. İdeal bir kristal için spin durulma etkisinden kaynaklanan çizgi genişliği çok küçüktür. Örneğin YIG tek kristali x-band frekanslarında yaklaşık 1 gaussur [77 Wigen, 1984]. Film düzleminin normali z yönü boyunca spin dalga vektörleri k_z düşünülür ve genel olarak $k = (k_x, k_y, k_z)$ üç boyutlu bir vektördür. Buna rağmen x ve y yönleri boyunca bulunan en düşük spin dalga vektörleri (her biri magnetostatik moda karşılık gelen) film boyutu mertebesindeki dalga boylarına karşılık geldiği için değiş-tokuş enerjisi $\frac{2A}{M_s} k^2$, bu modlar için dispersiyon bağıntısına önemsiz bir katkı sağlar. Burada ω açısal frekans, γ gyromanyetik oran, D değiş-tokuş etkileşme sabiti ($D = \frac{2A}{M_s}$ exchange stiffness) ve k spin dalga modları için dalga vektörüdür. Bir manyetik malzemenin birim hacimde ω frekanslı mikrodalga alanından soğurduğu güç

$$P = \frac{1}{2} \omega \chi_2 h_1^2 \quad (16)$$

ifadesiyle verilir [78 Slichter, 1963]. Burada h_1 mikrodalga alanının manyetik alan bileşeninin büyüklüğü ve χ_2 yüksek frekans manyetik doygunluğunun sanal kısmı olarak ifade edilir. Manyetik doygunluk $\chi (\chi = \chi_1 - i\chi_2)$ ile verilir. Manyetik doygunluğun her iki bileşeni de sistemin manyetik parametrelerinin ve alternatif manyetik alanın frekansını ve genliğinin fonksiyonudurlar. Manyetik doygunluk

$$\chi = \frac{m_x}{h_x} = \left(\frac{m_\phi}{h_\phi} \right)_{\phi=0}$$

ifadesini alarak (11) denkleminde $\phi = 0$ için χ' yı elde etmek kolay olur.

$$\chi_2 = \frac{4\pi M_s \left[Dk^2 + \frac{1}{M_s} E_{\theta\theta} \left[\frac{2\omega}{\gamma^2 T_2} \right] \right]}{\left[\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 \right]^2 + \frac{4\omega}{\gamma^4 T_2^2}} \quad (17)$$

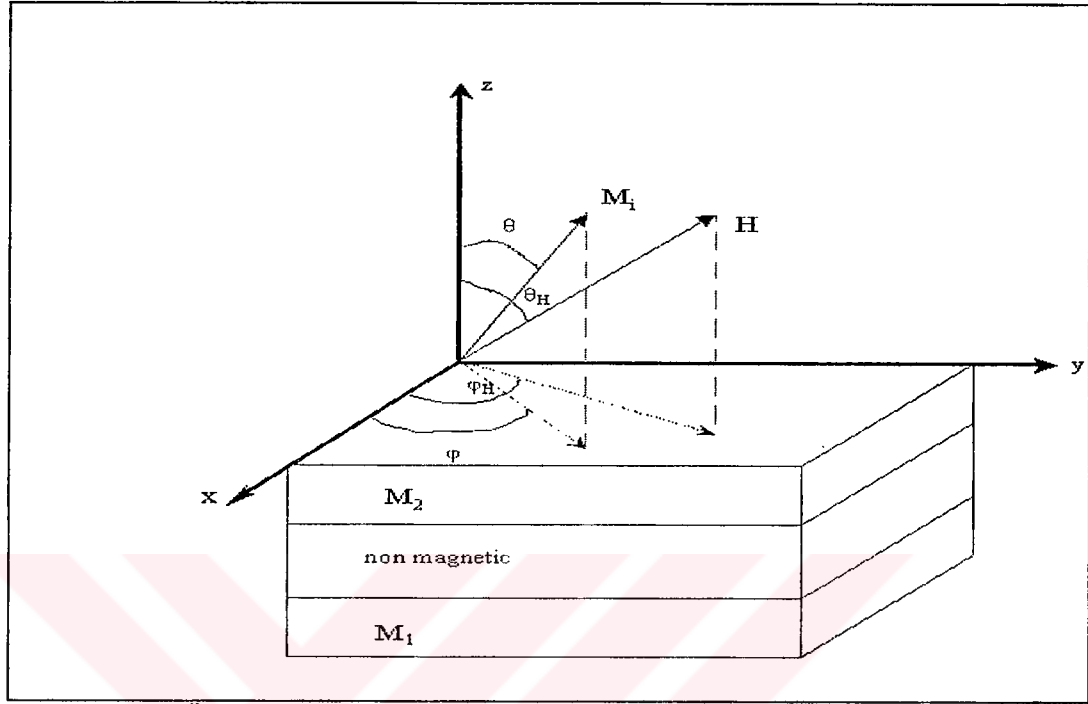
Burada görüldüğü gibi sistemin manyetik parametrelerine bağlı olarak değişebilen ω_0 , mikrodalga frekansı ω ya eşit olduğunda duygululuk maksimum değerine ulaşır. Bu sebepten ötürü ω_0 ' a rezonans frekansı da denir. Sonuç olarak manyetik alan H, veya mikrodalga frekansı ω taranarak rezonans olayı gözlenir.

4.3. Manyetik / Nonmanyetik / Manyetik Filmlerde FMR

Şekil 4.2'te görüldüğü gibi bir manyetik olmayan tabakayla ayrılan iki ferromanyetik tabakayı içeren üç tabakalı manyetik sistemi ele alalım. Manyetik olmayan film tabakasının kalınlığı t_s 1nm düzeyinde olduğu zaman iki ferromanyetik tabaka manyetik olmayan tabaka içinde birbiriyle etkileşebilir. Herbir ferromanyetik tabakanın kalınlığı t_i birkaç nanometre (nm) düzeyinde olduğu için üç tabakalı sistem dispersiyon bağıntısının hesabı aşağıdaki ifadeleri temel alan bir ferromanyetik filmde yararlanılarak basitleştirilebilir.

- i) Sadece her bir ferromanyetik tabakaya karşı gelen en düşük seviyedeki magnetostatik mod düşünülecek.
- ii) Kalınlığı manyetik korelasyon uzunluğundan (domain duvar kalınlığı) daha düşük kalınlıklar için çok ince film limitinde her katman içinde gerçek yüzey bölgesi yoktur.
- iii) Exchange etkileşmesi tabakalar arası tek çiftlenme terimi olarak düşünülür. İki manyetik tabakada spin dalgaları arasındaki dipol dipol etkileşmesi görülmez. Çünkü inplane dalga vektörü $k = 0$ ' dır.
- iv) İki manyetik tabaka arasındaki exchange etkileşmesi, tabaka üzerinde etkin olan ortalama bir exchange alanı H_{ex} tarafından simgelenen her bir

manyetik tabakanın yüzey spinleri üzerinde extra bir tork etkisine sahip olması gerekir.



Şekil 4.2. Üç tabakalı sistemde kullanılan koordinat sistemi ve üç tabakalı yapı

Böylece bu sistemi etkileyen enerjiler M_1 ve M_2 arasındaki açığa bağlı olan tabakalar arası değiş-tokuş enerjisi ve tek tabakalı ferromanyetik tabakanın çözümünde kullandığımız enerjileri içerir.

Birim yüzey alanı başına Exchange enerjisinin genel bir formu aşağıdaki gibi yazılır.

$$E^{ex} = A_{12} \frac{\vec{M}_1 \vec{M}_2}{M_1 M_2} + B_{12} \left(\frac{\vec{M}_1 \vec{M}_2}{M_1 M_2} \right)^2 + \dots \quad (18)$$

Burada A_{12} bilineer değiş-tokuş enerji katsayısı ve B_{12} biquadratik değiş-tokuş enerji katsayısıdır. Etkisi zayıf olduğundan hesaplama kolaylığını da düşünerek biquadratik terimi ihmal edebiliriz. Üç tabakalı sistemde, tek tabakalı sistemde kullandığımız enerji yoğunluğunun yerine, birim yüzey alanı başına enerjiyi (ϵ) kullanmak daha uygundur.

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^2 t_i \left[-M_s H (\cos \theta_H \cos \theta_i + \sin \theta_H \sin \theta_i \cos \phi_i) + K_{U2,i}^{\text{eff}} \sin^2 \theta_i + K_{U4} \sin^4 \theta_i \right] + A_{12} [\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)] \quad (19)$$

Şekil 4.2’de görülen polar koordinat sisteminde i nolu ferromanyetik tabakanın azimut ve polar açıları sırasıyla ϕ_i ve θ_i ’ dir. Üç tabakalı sistem için hareketin tork eşitliği aşağıdaki formda verilir.

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{\vec{M}_i}{M_s} \times \left(\frac{1}{t_i} \vec{\nabla}_i \varepsilon \right) \quad i=1, 2 \quad (20)$$

Burada $\nabla_i = \hat{\theta}_i \frac{\partial}{\partial \theta_i} + \hat{\phi}_i \frac{\partial}{\sin \phi_i \partial \phi_i}$ şeklinde alınır ve denge durumunda $\frac{d\vec{M}_i}{dt} = 0$ ’ dir.

Bu yüzden dolayı $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_i} = 0$ ve $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \phi_i} = 0$ denge denklemleri elde edilir.

m_{θ_i} ve m_{ϕ_i} denge durumunda θ_i ve ϕ_i yönelimleri boyunca mıknatıslanmanın M_i küçük değişimleri olur. m_{θ_i} ve m_{ϕ_i} ’ nin dört lineer eşitliğinin birinci mertebeden $e^{-i\omega t}$ şeklinde olduğunu ve enine momentin zamanla değişimini izlediğini varsayalım. Bu durumda M_1 ve M_2 ’ nin denge durumu etrafında tork denklemi aşağıdaki hale gelir.

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_1}}{t_1 M_s \sin \theta_1} & -\frac{\varepsilon_{\phi_1\theta_1}}{t_1 M_s \sin^2 \theta_1} & -\frac{\varepsilon_{\theta_2\theta_1}}{t_1 M_s \sin \theta_1} & -\frac{\varepsilon_{\phi_1\phi_2}}{t_1 M_s \sin \theta_1 \sin \theta_2} \\ \frac{\varepsilon_{\theta_1\phi_1}}{t_1 M_s} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{\varepsilon_{\phi_1\phi_1}}{t_1 M_s \sin \theta_1} & \frac{\varepsilon_{\theta_1\phi_2}}{t_1 M_s} & \frac{\varepsilon_{\phi_1\phi_2}}{t_1 M_s \sin \theta_2} \\ -\frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_2}}{t_2 M_s \sin \theta_2} & -\frac{\varepsilon_{\phi_1\phi_2}}{t_2 M_s \sin \theta_1 \sin \theta_2} & \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{\varepsilon_{\theta_2\theta_2}}{t_2 M_s \sin \theta_2} & -\frac{\varepsilon_{\phi_2\phi_2}}{t_2 M_s \sin^2 \theta_2} \\ \frac{\varepsilon_{\theta_2\phi_1}}{t_2 M_s} & \frac{\varepsilon_{\phi_2\phi_1}}{t_2 M_s \sin \theta_1} & \frac{\varepsilon_{\theta_2\phi_2}}{t_2 M_s} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{\varepsilon_{\phi_2\phi_2}}{t_2 M_s \sin \theta_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{\theta_1} \\ m_{\phi_1} \\ m_{\theta_2} \\ m_{\phi_2} \end{pmatrix} = 0 \quad (21)$$

Burada enerjinin ikinci türevleri $\varepsilon_{\theta_i\theta_j} = \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta_i \partial \theta_j}$, $\varepsilon_{\theta_i\phi_j} = \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta_i \partial \phi_j}$ ve $\varepsilon_{\phi_i\phi_j} = \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \phi_i \partial \phi_j}$

formunda yazılır.

(21) eşitliğindeki 4x4' lük matrisin determinantının kökleri değiş-tokuş çiftlenimli üç tabakalı sistemin dispersiyon bağıntısını bize verecektir.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^4 - b\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + c = 0 \quad (22)$$

Burada b ve c katsayılarının açık ifadeleri aşağıda belirtildiği gibidir.

$$b = \frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_1} \cdot \varepsilon_{\phi_1\phi_1} - \varepsilon_{\theta_1\phi_1}^2}{t_1^2 M_s^2 \sin^2 \theta_1} + \frac{\varepsilon_{\theta_2\theta_2} \cdot \varepsilon_{\phi_2\phi_2} - \varepsilon_{\theta_2\phi_2}^2}{t_2^2 M_s^2 \sin^2 \theta_2} + 2 \frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_2} \cdot \varepsilon_{\phi_1\phi_2} - \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \cdot \varepsilon_{\theta_2\phi_1}}{t_1 \cdot t_2 \cdot M_s^2 \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2}$$

$$c = \frac{1}{t_1^2 t_2^2 M_s^4 \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2} \left[\begin{aligned} &\varepsilon_{\theta_1\theta_2}^2 \varepsilon_{\phi_1\phi_2}^2 + \varepsilon_{\theta_1\phi_1}^2 \varepsilon_{\theta_2\phi_2}^2 + \varepsilon_{\theta_1\phi_2}^2 \varepsilon_{\theta_2\phi_1}^2 - \varepsilon_{\theta_1\theta_2}^2 \varepsilon_{\phi_1\phi_1} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} - \varepsilon_{\phi_1\phi_2}^2 \varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\theta_2\theta_2} \\ &- \varepsilon_{\theta_1\phi_1}^2 \varepsilon_{\theta_2\phi_2} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} - \varepsilon_{\theta_2\phi_2}^2 \varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\phi_1\phi_1} - \varepsilon_{\theta_1\phi_2}^2 \varepsilon_{\theta_2\theta_2} \varepsilon_{\phi_1\phi_1} - \varepsilon_{\theta_2\phi_1}^2 \varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} \\ &+ \varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\phi_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_2\theta_2} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} + 2\varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\phi_1\phi_2} \varepsilon_{\theta_2\phi_1} \varepsilon_{\theta_2\phi_2} + 2\varepsilon_{\theta_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_1\theta_2} \varepsilon_{\theta_2\phi_1} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} \\ &+ 2\varepsilon_{\theta_1\theta_2} \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \varepsilon_{\phi_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_2\phi_2} + 2\varepsilon_{\theta_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \varepsilon_{\phi_1\phi_2} \varepsilon_{\theta_2\theta_2} - 2\varepsilon_{\theta_1\theta_2} \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \varepsilon_{\theta_2\phi_1} \varepsilon_{\phi_1\phi_2} \\ &- 2\varepsilon_{\theta_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_2\phi_2} (\varepsilon_{\theta_1\theta_2} \varepsilon_{\phi_1\phi_2} + \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \varepsilon_{\theta_2\phi_1}) \end{aligned} \right]$$

Dördüncü dereceden denklemin çözümünden elde ettiğimiz dört kökten ikisi (yani negatif kökler) bizim için fiziksel rezonans modlarına karşılık gelen çözüm değildirler. Sonuç olarak pozitif iki kök fiziksel rezonans modlarına karşılık gelen köklerdir ve pozitif iki kökten dolayı uygulanan her bir alandan dolayı iki rezonans frekansı elde edilir.

4.4. Silindirik Bir Yapı İçin Ferromanyetik Rezonans

Şekil 4.3'de görülen bir sistem için mıknatıslama vektörünün ve statik alan vektörünün bileşenleri şu şeklide verilir

$$\begin{aligned} M_x &= M \sin \theta \cos \varphi & H_x &= H \sin \theta_H \cos \varphi_H \\ M_y &= M \sin \theta \sin \varphi & H_y &= H \sin \theta_H \sin \varphi_H \\ M_z &= M \cos \theta & H_z &= H \cos \theta_H \end{aligned} \quad (23)$$

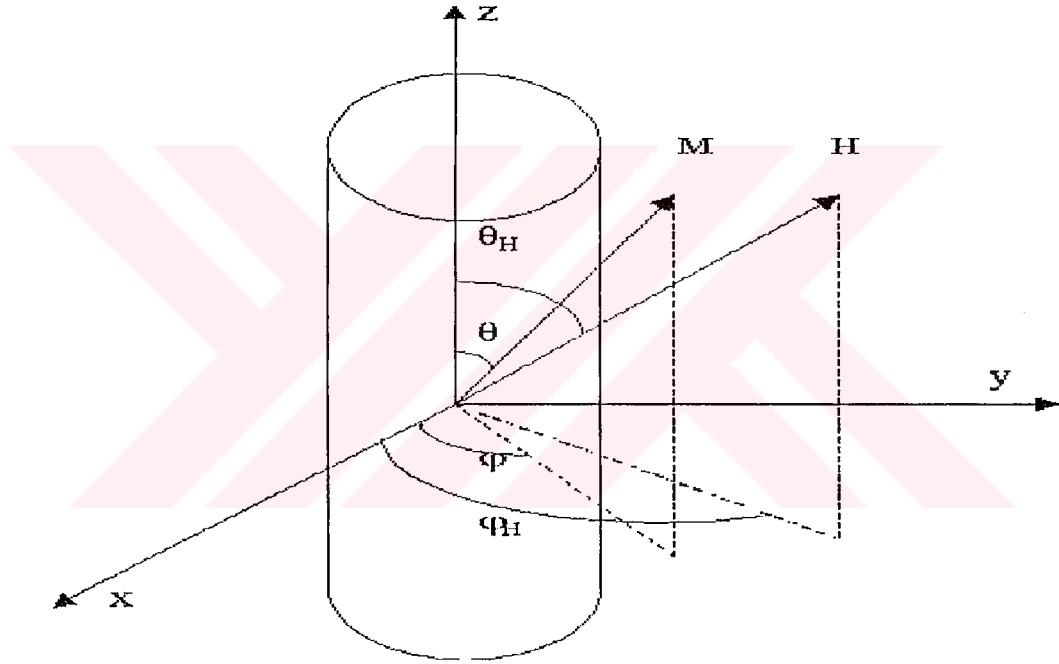
Böyle bir sistemin toplam enerjisi

$$E = E_z + E_D + E_{aniz} \quad (24)$$

dir. Burada birinci terim Zeeman, ikinci terim demagnetizasyon ve üçüncü terim anizotropi enerjisidir. (İlk yaklaşıklık olarak anizotropi alanını sıfır alalım).

$$E_z = -MH(\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H) \quad (25)$$

$$E_D = \frac{1}{2} M^2 (N_z \cos^2 \theta + N_x \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) \quad (26)$$



Şekil.4.3. Statik bir H manyetik alanına yerleştirilmiş silindirin koordinat sistemi

uzun bir silindir için E_D ifadesi içinde yer alan N_z sıfır olur. H alanının her hangi bir yönelimi için denge durumu enerjinin θ ve φ ye göre türevlerinin sıfıra eşitlenmesiyle elde edilir.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 &= MH [\sin \theta \cos \theta_H - \cos \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H)] + \\ &\frac{M^2}{2} \sin(2\theta) [N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi] \end{aligned} \quad (27)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0 = MH \sin \theta \sin \theta_H \sin(\varphi - \varphi_H) + \frac{M^2}{2} \sin^2 \theta [N_y - N_x] \sin 2\varphi \quad (28)$$

Ferromanyetik rezonans için rezonans denklemi değiş tokuş enerjisi ihmal edilerek şu şekilde verilir [79 C. Birlikseven].

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left\{ \frac{\partial^2 E}{\partial^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial^2 \varphi} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right\} \quad (29)$$

Enerji ifadesinin ikince türevleri şöyledir.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial^2 \theta} = MH [\cos \theta \cos \theta_H + \sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H)] + M^2 \cos(2\theta) [N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi]$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} = MH \sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + M^2 \sin^2 \theta [N_y - N_x] \cos 2\varphi \quad (28)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} = MH [\cos \theta \sin \theta_H \sin(\varphi - \varphi_H)] + \frac{M^2}{2} \sin(2\theta) [N_x - N_y] \sin(2\varphi)$$

Bu enerji türevleri rezonans bağıntısında yerine yazılırsa, ifade

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta} \left\{ \begin{aligned} & \left[H [\cos \theta \cos \theta_H + \sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H)] + \right. \\ & \left. M \cos(2\theta) (N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi) \right]^* \\ & \left[H \sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + M \sin^2 \theta [N_y - N_x] \cos 2\varphi \right] - \\ & \left[H [\cos \theta \sin \theta_H \sin(\varphi - \varphi_H)] + \frac{M}{2} \sin(2\theta) [N_x - N_y] \sin(2\varphi) \right]^2 \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

olur. Görüldüğü gibi bu ifadenin paydasında $\sin \theta$ bulunmaktadır ve bu belli θ değerlerinde ifadeyi sonsuza götürür. Deneysel sonuçları modelle benzetişim yapabilmek için paydayı bundan kurtarmak gerekir. Ara işlemler yapılırsa sonuç olarak dispersiyon bağıntısı şu hale gelir,

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right)^2 = \left\{ \begin{aligned} & \left[H \left[\cos(\theta - \theta_H) \right] + H \sin \theta \sin \theta_H \left[\cos(\varphi - \varphi_H) - 1 \right] + \right. \\ & \left. M \cos(2\theta) (N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi) \right] * \\ & \left[H \cos(\theta - \theta_H) + H \sin \theta \sin \theta_H (\cos(\varphi - \varphi_H) - 1) + \right. \\ & \left. M \cos^2 \theta \{ N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi \} + M [N_x - N_y] \cos 2\varphi \right] - \\ & \left[\frac{M}{4} \cos^2 \theta [N_x - N_y]^2 \sin(2\varphi) \right] \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Statik manyetik alanın iki özel yönelimi için, dış manyetik alan silindir eksenine paralel iken ($\theta=0$) rezonans ifadesi

$$\frac{\omega_{res}}{\gamma} = H + 2\pi M \quad (33)$$

biçiminde yazılır ve dış alan silindir eksenine dik iken ($\theta=90$) rezonans denklemi

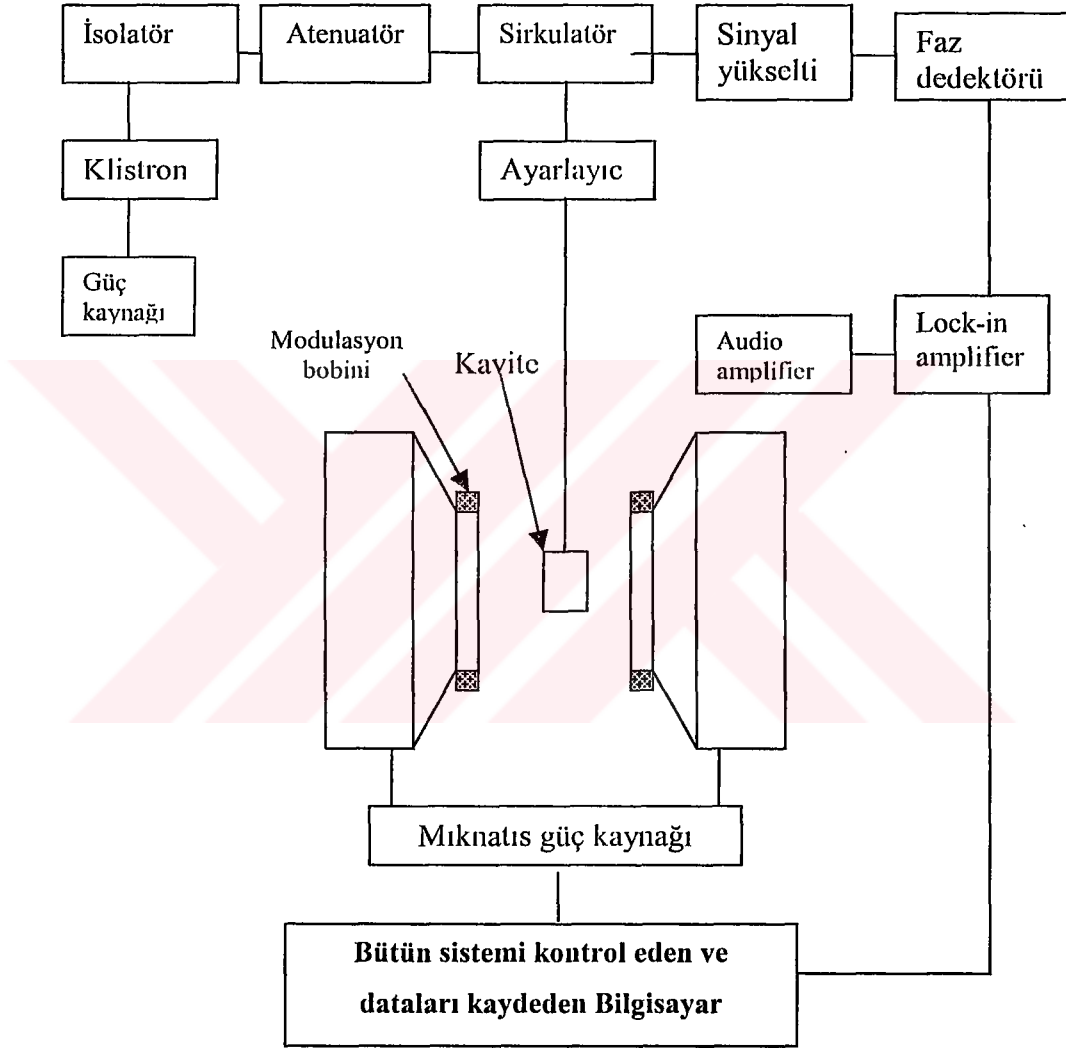
$$\frac{\omega_{res}}{\gamma} = \sqrt{H(H - 2\pi M)} \quad (34)$$

olur.



4.5. ESR Deney Tekniği

Manyetik rezonans deney tekniği bir manyetik alan içerisine konulmuş manyetik bir malzemede meydana gelen enerji seviyeleri arasındaki yarılmaların elektromanyetik dalga vasıtasıyla gözlenmesi temeline dayanır. Elektron spin rezonans (ESR) deney tekniği şu ana sistemlerden meydana gelir (şekil 4.4).



şekil 4.4. ESR spektrometresinin blok diyagramı.

4.5.1. Magnetik Alan Kaynağı

Rezonans olayı için gerekli olan manyetik alan genellikle demir çekirdekli ve su soğutmalı elektromıknatıslardan oluşur. Son zamanlarda, sürekli olarak sıvı helyuma gereksinim duymasına karşın, süperiletken mıknatıslar da

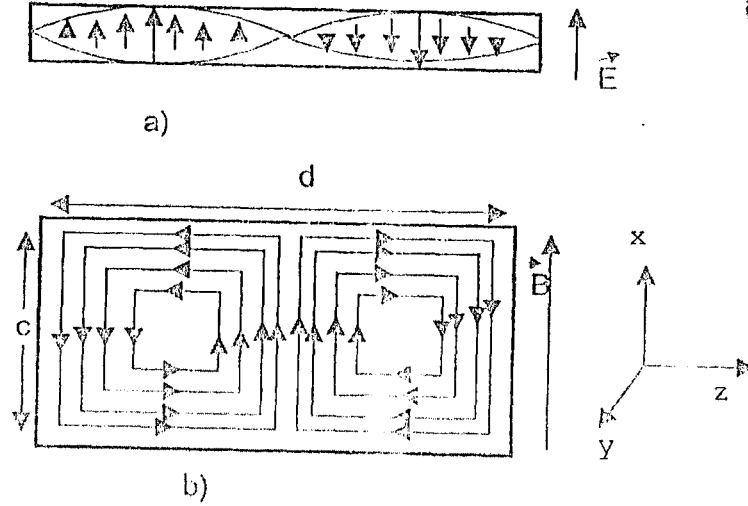
kullanılmaktadır. Bu sistemin temel elemanları bir çift elektromıknatıs ve bunları besleyen güç kaynağından ibarettir. Bizim spekrometremizde su soğutmalı 16 kG a kadar alan uygulayabilen ve kutupbaşlıklarıyla 23 kG a ulaşılabilen elektromagnetler kullanılmaktadır.

4.5.2. Mikrodalga Alan Kaynağı

Mikrodalga katıhal diyodu veya klistron tarafından üretilir. Çalışma frekans aralığı labaratuvarımızdaki X-Band Bruker EMX spekrometre için 9-10 GHz dir. Ayrıca Bruker'in eletronik cihazlarına ve bilgisayar yazılımına uyumlu çalışabilecek 19-26 GHz K-Band ve 30-36 GHz Q-Band modüllerinide sisteme adapte edildi. Mikrodalga kaynağına geri yansıyabilecek sinyallerden sistemi korumak için izalatör kullanılır. Deney sistemindeki mikrodalga kaynağı çalışırken oluşan ısınmayı önlemek için de su ile soğutma yapılır. Attenuatör ise kaviteye giden mikrodalga'nın gücünün ayarlanmasını sağlar ve mikrodalga gücü 0-200 mW arasında değiştirilebilmektedir.

4.5.3. EPR Kavitesi

Bu kısımda mikrodalga (EPR) kavitelerinin özelliklerini ve bu özelliklerin bir absorbsiyon sonucu oluşan EPR sinyalinde nasıl değiştiğini tartışalım. Bir mikrodalga kavitesi dikdörtgen veya silindirik yapıda bir metal kutudur. Kavitede mikrodalga enerjisi depolanır. Elektrodinamik rezonans durumunda, mikrodalga geriye yansımaz ve kavitenin içinde yarım dalgaboyunun tam katları olacak şekilde modlar oluşur. Şekil 4.5. de TE_{102} modunda bir EPR kavitesi gösterilmiştir.



Şekil 4.5. TE_{102} modunda çalışan dikdörtgen kavite. a) Elektrik alan bileşeni y eksenine paraleldir ve Z doğrultusunda yaklaşık bir dalga sığmaktadır. b) Manyetik alan bileşeni x eksenine paraleldir. Kavitenin boyutları söz konusu mod için şöyledir: c kenarı yarım dalga boyu , d kenarı yaklaşık dalgaboyu ve üçüncü kenar da yarım dalga uzunluğundan daha kısadır. O nedenle dalganın şiddeti üçüncü doğrultuda değişmez.

4.5.4. Dalga Klavuzu

Genelde dikdörtgen biçiminde bakır ya da pirinç borulardan oluşmaktadır. Yüksek derecede iletkenlik sağlamak için içleri altın yada gümüş ile kaplanır. X-Band Spektrometresinde kullanılan dalga klavuzlarının iç boyutları $1.27\text{cm} \times 2.54\text{cm}$ 'dir. Elektrik alan bileşeni daima dalga klavuzunun geniş yüzeyine diktir ve dalga klavuzu boyunca her yarı dalga boyunda en büyük ve en küçük değerini alır. Buna karşın magnetik alan bileşeni geniş yüzeye paraleldir ve elektrik alan bileşeninin minimum olduğu yerde maksimumdur.

4.5.5. Modülasyon ve Dedeksiyon Sistemi

Kaviteye gönderilen mikrodalga alanının bir kısmı örnek tarafından soğurulur. Kaviteden yansıyan dalga sirkülör vasıtasıyla dedektöre gönderilir; dedektörde köprü vasıtasıyla kaviteden gelen bu dalga ile orantılı elektrik akımı oluşur. Dolayısıyla yansıyan mikrodalga şiddeti rezonans durumunda azalacağından dedektör akımında değişme gözlenir. Böylece rezonans olayı kaydedilir. Bu sinyal de

sinyal yükseltici tarafından yükseltilir ve sinyalin magnetik alana karşı değişimi kaydedilir.

Statik manyetik alan ve mikrodalga frekans değerleri rezonans bölgesinin dışındayken, mikrodalga enerjisi kaviteden yansiyarak kristal dedektöre gider. Bu dedektör, üzerine düşen mikrodalga gücünün kareköküyle orantılı olarak çıkış akımı verir. Rezonans durumunda yansiyarak dedektöre gelen güç azaldığında çıkış akımı değişir ve bu değişimden yararlanarak rezonans olayı gözlenir. Mikrodalga frekansını taramak, statik manyetik alanı taramaya göre daha zor olduğundan pratikte genellikle statik manyetik alan taranarak rezonansa gözlenir. Kristal dedektörün gürültüsü, üzerine düşen soğurma sinyalinin frekansıyla ters orantılıdır. Bu yüzden rezonans sinyali modüle edilerek bu gürültü azaltılmaya çalışılır. Bunu da lineer olarak taranan statik manyetik alan üzerine, genliği, örneğin rezonans yarı eğri genişliğine göre oldukça küçük olan, sinüsoidal bir modülasyon alanı bindirilerek sağlanır. Bu alan örneğin içinde bulunduğu kavitenin genellikle iç yüzeylerine, düzlemleri elektromıknatısın kutuplarına paralel olacak biçimde yerleştirilmiş iki küçük bobin tarafından oluşturulur.

Kaynak tarafından üretilen mikrodalga'nın tek frekansta olmaması, incelenen sistemin enerjisindeki belirsizlik, uygulanan statik alanın tam olarak homojen olmaması vb. faktörler yüzünden, rezonans geçişi yalnızca tek bir H manyetik alan değerinde değil de H 'ın etrafında ΔH karakteristik genişliğinde bir bölgede olur. O halde statik manyetik alana, genliği rezonans eğri genişliği yanında küçük olan bir sinüsoidal alan bindirilirse, kristal dedektörün çıkışı modülasyon alanı ile aynı frekanslı ve genliği rezonans eğrisinin bulunan noktasındaki eğimi ile orantılı sinüsoidal bir sinyal oluşturur. Kristal dedektörün bu sinyali dar bantlı bir yükselteçten geçirildikten sonra, faz duyarlı bir dedektörde modülasyon sinyali ile karşılaştırılır. Faz duyarlı dedektörün çıkışı, şiddeti rezonans eğrisinin bulunan noktasındaki eğimi ile orantılı bir doğru gerilimdir. Bir filtreden geçirildikten sonra, bu doğru gerilim bir kaydetme sistemine gönderilir. Eskiden iki eksenli kaydedicinin düşey eksenine uygulanırdı. Kaydedicinin yatay eksenine statik manyetik alanın lineer değişimini sağlayan sistem mekanik olarak bağlanmıştır. Bu şekilde, kaydedicinin çizdiği eğri soğurma eğrisinin birinci türevidir. Bugünkü spektrometrelerde kaydedici yerine bilgisayar programı kullanılır.

4.5.6. EPR Spektrometrelerindeki Bilgisayar Elemanı

Modern bir spektrometre de bilgisayar teknolojisi kullanır. İlk bilgisayarlar sadece spektrometrenin dedektöründen gelen EPR sinyallerini kaydetmek ve analiz etmek için kullanılırdı. Günümüzde ise bilgisayar, magnetik alan, modülasyon genliği, mikrodalga gücü gibi spektrometre parametrelerinin hemen hemen hepsini kontrol etmek ve ayarlanmak için kullanılan spektrometrenin bir merkezi durumundaki bir elemanıdır.

4.6. K ve Q Band Modüllerinin X-Band Spektrometre İle Uyumlu Çalışmasının Ayarlanması

Yüksek frekans ferromanyetik rezonans ölçümleri 20-27GHz (K-band) ve 29-38GHz (Q-band) standart 10GHz BRUKER ESR- (X-band) spektrometre ile birlikte çalışabilecek şekilde tasarımı olarak iki spektrometre modülü ile Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'nde yapıldı. Silindirik (SR) ve dikdörtgensel (DR) rezonatörler tasarımı. Her iki tip rezonatöre yerleştirilen hareketli piston ile dikdörtgensel rezonatörde TE_{102} ve TE_{101} modlarına ve silindirik rezonatörde TE_{012} ve TE_{011} modlarına ayarlanarak ölçümler alındı. Bu pistonla yukarıda bahsedilen frekans bandalarında (20-37GHz) %0.5 civarında bir doğrulukla rezonans frekansı ayarlanabilmektedir. Boş rezonatörün kalite faktörü DR için $1-2 \times 10^3$ ve SR için 4×10^3 mertebesindedir. K ve Q band ölçümlerinde, mikrodalga 8-10 kHz mertebesinde elektromanyetik dalga ile genlik modülasyonu yapıldı ve genlik statik alana karşı değişimi kaydedildi. Yüksek frekans modülasyonu manyetorezonans soğurmasının mutlak değerini bulma imkanı verir (microwave power modulation operation mode). Ayrıca manyetik alana karşı manyetik rezonans soğurulmasının birinci türevini de özel yarı geçirgen duvarlı rezonatör duvarları kullanılarak belirlemek mümkündür (magnetic field modulation operation mode). Deneylerde çalışılan manyeto rezonans pikleri oldukça geniş olduğu için genellikle genlik modülasyon tekniğini kullanıldı. Fakat her türlü ölçümler için kullanılabilsin diye özel ince duvarlı ve ızgara şeklinde duvarları olan kaviteler de hazırlandı.

5. Cu/Co ÇOK KATMALI FİMLERDE FERROMANYETİK REZONANS VE MANYETO EMPEDANS ÖLÇÜMLERİ

5.1. Giriş

Manyetik ve manyetik olmayan iletken katmanlardan oluşmuş, (Co/Cu, Fe/Ni/Cu, Fe/Cr ve diğerleri [80 Sato, 1987 - 81 Baibich, 1988]) tabakalı manyetik yapılar nispeten küçük statik manyetik alan uygulandığında dirençlerinde çok büyük değişim göstermektedirler (Giant Magneto Resistance - GMR effect). Bu nedenle araştırmacılar için bu konu 1980'lerden beri büyük ilgi odağı olmaktadır [82 P.M.Levy, 1994 - 83 Xiao, 1988]. Statik akıma karşı iletkenliklerindeki bu keskin değişimin etkisi daha sonra alternatif akım için de incelendi [84 Wang, 1997- 85 Krebs, 1988 ve diğ.]. Önce bu araştırmalar kHz ve MHz frekans bandlarında yapıldı. Son zamanlarda araştırmacıların dikkati 10^{-10} GHz civarındaki frekans bandlarında bu yapıların uygulama alanlarına kaymıştır [86 A.B.Rinkevich, 2000 - 87 Belozorov, 2000]. Bu gibi çok katmanlı malzemelerin spin-spin durulma zamanı ile sınırlanmış çok küçük 10^{-9} s - 10^{-13} s civarında olan anahtarlama zamanından dolayı milimetrik dalga boyu bandı teknolojisinde (i.e. attenuators, switches, v.s.) kullanılmaları oldukça ucuz ve uygundur. Aynı zamanda bu gibi yeni malzemeleri keşfetmekte ayrı bir problemdir.

Burada Co/Cu çok katmanlı fimlerde başlıca manyetik etkileşimleri incelemek için Elektron Spin Rezonans (ESR) tekniği kullanılmıştır. Bunun yanı sıra aynı örneklerde 30-140 GHz frekansları için statik manyetik alan uygulanarak non-rezonans manyetoempadans çalışması yapılmıştır. Burada amaç farklı kalınlıklı çok katmanlı Co/Cu tabakalı yapılarda yüksek-frekans manyetik rezonans ve non-rezonans karakteristiklerini incelemek ve bunların dinamik (AC-tepki) ve statik (DC-tepki) özelliklerini araştırmaktır.

5.2. Örneklerin Hazırlanması.

Co/Cu nano kalınlıklı çok katmanlı filmler iyon-plazma saçılma tekniği kullanılarak Kharkov Politeknik Enstitüsünde (Kharkov, Ukraine) hazırlandı. Alttaş olarak 0.5-2mm kalınlıklı cam (veya seramik) kullanıldı. Co/Cu tabakalarının altında 6nm kalınlığında Fe-tampon olan (N1-5) ve olmayan (N6-10) iki ayrı seride örnekler hazırlandı. **Co ve Fe tabakalar triode iyon-plazma saçılma, Cu tabakalar ise magnetron saçılma yoluyla üretildi.** Filmlerin üretim özellikleri [88 Roshchenko, 2000 - 89 Roshchenko, 1998] yayınlarında ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Co tabakaların kalınlığı 1nm, Cu tabakaların kalınlığı ise 1 den 10 nm'ye kadar değişen kalınlıklardadır. İncelenen örneklerdeki Co/Cu çift katlarının sayısı 30 dur.

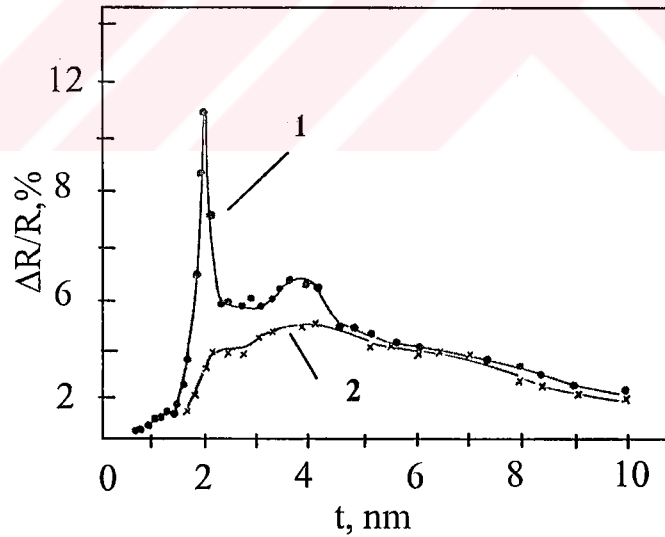
Çizelge 5.1. Çalışılan çok katmanlı filmlerin karakteristikleri

Örnek	Kompozisyon	t, nm	($\Delta R/R$) _{max} , %	($\Delta T/T$) _{max} , %
<i>Fe-tamponlu örnekler</i>				
N1	Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	1.7	2.1	2.60
N2	Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	2.0	10.9	4.00
N3	Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	2.9	5.6	2.25
N4	Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	4.2	5.9	1.49
N5	Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	7.4	3.0	1.20
<i>Fe-tabanlı örnekler</i>				
N6	[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	1.7	1.6	
N7	[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	2.0	2.8	
N8	[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	2.8	2.7	
N9	[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	4.2	4.6	
N10	[Co(1nm)/Cu(t nm)] ₃₀	7.4	2.2	

5.3. Çok Katmanlı Filmlerin Statik Karakteristikleri ve Deneysel Teknik

Statik manyetik ve manyetorezistif özellikleri oda sıcaklığında ölçülmüştür. Manyetik histerezis çevrimleri örnek titreşimli manyetometre kullanılarak

yapılmıştır. Çizelge 1’de örneklerin manyetorezistif dataları görülmektedir. Maksimum manyetorezistans (DC-manyeto rezistans) oranı $(\Delta R/R)_{\max} = (R_{\max} - R_s)/R_s$ formülü ile hesaplandı, burada $R_{\max}$ düzlem içi mıknatıslanmanın ters dönmesiyle gözlenen direncin maksimum değeri, R_s ise 10 kOe üzerindeki manyetik alanlarda ulaşılan doyum durumundaki dirençtir. Ayrıca $\Delta R/R$ ’nin manyetik alana bağımlılığı da ölçüldü. Burada $\Delta R = R_H - R$; R_H elektriksel direncin H alanındaki değeri, R uygulanan manyetik alan için elektriksel direncin minimum değeridir. Dikkat edilmelidir ki çalışılan hem demir tamponlu hem de tamponsuz filmlerde Cu iç katmanların kalınlıkları yaklaşık olarak aynı yapılmıştır. Manyetik olmayan iç Cu tabakalarının (t) kalınlığına bağlı olarak ölçülen dc-manyeto rezistans Şekil 5.1’de sunulmuştur [89 Roshchenko, 1998], ve buradan tipik dev (giant) manyeto rezistans davranışı gözlenmektedir [82 P.M.Levy, 1994]. $\Delta R/R$ için maksimum olan değerler Co tabakalar arasında antiferromanyetik etkileşmenin olduğu kalınlık ile uyumluluk göstermektedir. Dolayısıyla yaklaşık olarak $\Delta R/R$ ’nin maksimumlarına yakın (N2, N4, N5 ve N7, N9, N10), ve (N1, N 3 ve N6, N8) minimuma yakın değerlerde örnekler ile çalışıldı.



Şekil 5.1. Bakır ara katmanlarının (t) kalınlıklarının fonksiyonu olarak dc-manyeto rezistans değişimi (1- Fe-tamponlu ve 2- tamponsuz örnekler)

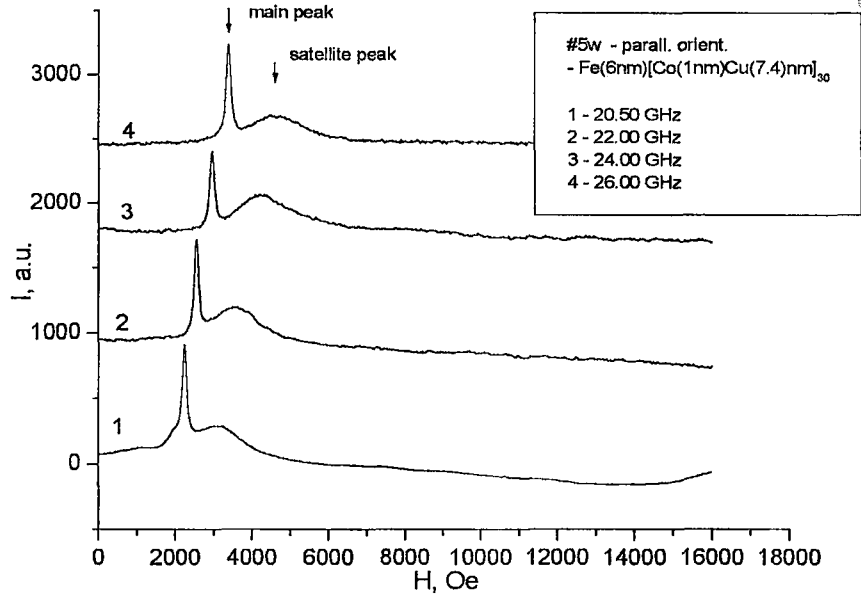
ESR deneyleri oda sıcaklığında K ve Q bantlarında deneysel teknik bölümünde anlatıldığı biçimde Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsünde yapıldı. 2×2mm ile

0.5÷2mm kalınlıklarında olan örnekler rezonatörün dibine ‘paralel yönelim’ olarak isimlendirilen statik manyetik alan vektörü çok katmanlı film düzlemi içinde olacak şekilde yerleştirildi. Ayrıca HF-alanının **h**- ve **e**-bileşenleri de film düzleminin içinde bulunmaktadır. Manyeto empedans ölçümleri Ukrayna Radyo fizik ve Elektronik Enstitüsünde gerçekleştirildi. Deneysel kısım bir yüksek frekans modülü, elektromagnet ve ölçüm setlerinden oluşur. 30-140 GHz frekans bandında çalışılan örnekten $(\Delta T/T)$ elektromanyetik dalganın geçirgenlik (transmission) katsayısının göreceli değişimi $\Delta T/T = (T_H - T)/T$ olarak ölçüldü. Burada T_H uygulanan statik manyetik alan H 'de geçirgenlik katsayısı, T ise uygulanan alan aralığı için geçirgenlik katsayısının minimum değeridir. Geçirgenlik katsayısı H statik manyetik alanının fonksiyonu olarak sabit bir ν_0 frekansı için ölçüldü. Deneyler oda sıcaklığında ve $H \approx -1\text{kOe} \div +1\text{kOe}$ manyetik alanlar aralığında gerçekleştirildi. Dikdörtgen şeklindeki düzlem örnek dikdörtgen metal dalga kılavuzunun uç yüzleri arasına yerleştirildi. Örnek bölgesinde dalga kılavuzunun boyutu $5.2 \times 0.08 \text{ mm}^2$ yapıldı. Dalga kılavuzu hücresinin yapısı dar şerit ve daha geniş yüzeyli örneklerin özelliklerini çalışmaya imkan verebilmektedir. Burada örneğin paralel yönelimi FMR deneyleri ile aynı geometridedir.

5.4. Deneysel Sonuçlar ve Tartışma

5.4.1. Manyeto Rezonans Özellikler

Yapılan deneyler sonucunda elde edilen başlıca sonuçlar aşağıda sunulan ve tartışılan grafiklerle gruplandırılabilir. Fe-tamponlu N5 için tipik manyeto rezonans spektrumu Şekil 5.2’de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi manyeto rezonans grafiği iki pikten oluşmakta ve bu da örnekte iki tip osilatörün varlığına işaret etmektedir. Birincisi “keskin ve şiddetli pik”, ikincisi oldukça “zayıf ve geniş pik” tir. Ana rezonans piki tipik ferromanyetik malzemeler için lorentzyen seklinde bir piktir. Genişliği $\Delta H \approx 200 \text{ Oe}$ civarındadır. Zayıf ve geniş pik de lorenzyendir ama genişliği $\Delta H \approx 1300 \text{ Oe}$ dir. Dikkat edilmelidir ki ana pikler sadece Fe tamponlu örneklerde (N1-N5) görülmektedir. Fe tamponlu olmayan örneklerde (N6-N10) bu pikler yoktur ve sadece zayıf ve geniş olan pik mevcuttur. Bu sonuçları analiz etmek için (Fe tamponlu örnekler için) Şekil 5.3’de, tamponsuzlar için Şekil 5.4’de verilen statik alanın rezonans frekans bağımlılığı grafiklerini ele alalım.

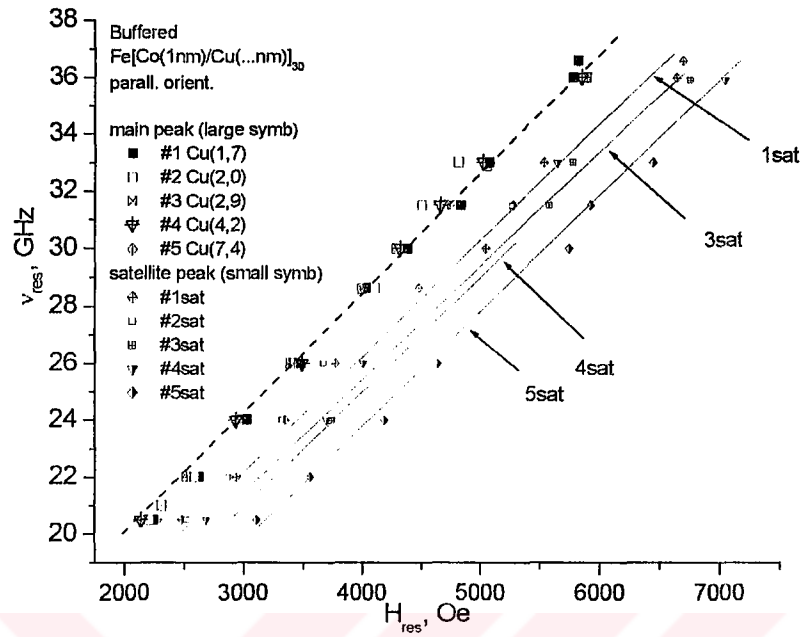


Şekil 5.2. Çalışılan Co/Cu çok katmanlı filmlerin tipik manyeto rezonans soğurma spektrumları.

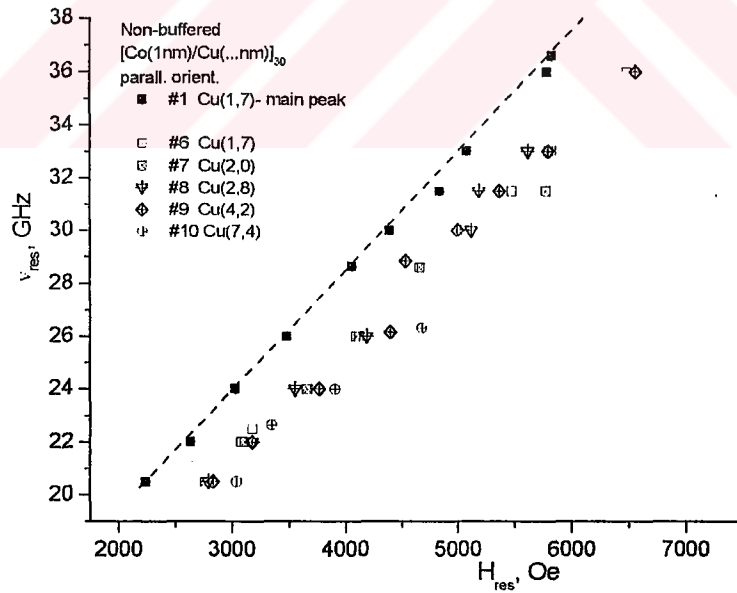
Burada farklı örnekler için dataların analizlerini kolaylaştırmak için eğrilerle yaklaşım yapılmıştır. Bu eğriler için karekök bağımlı yaklaşım yapılmıştır.

Grafiklerin her ikisinde de noktalı çizgiler örnek N1 için gösterilmiştir. Şekil 5.3'den görebiliriz ki Fe tamponlu örneklerde (N1-5) zayıf pik Cu kalınlığının artmasıyla H_{res} rezonans alanı daha yüksek değerlere kaymaktadır. Şekil 5.4'den de aynı Co/Cu kalınlıklarına sahip $t=1.7-7.4$ nm aralığındaki bütün örnekler için (Fe'siz) her hangi bir kaymanın olmadığı gözlenmektedir. Dolayısıyla doğal olarak ana pik Fe'in manyetik spinlerinin osilasyonuna karşılık gelir. Benzer şekilde zayıf pik Co/Cu yapıya karşılık gelir. Fakat Fe ve Co/Cu sistemler için osilasyonlar bağımsız değildir. Yani Fe tabakanın var olması durumunda çok katmanlı Co/Cu sisteminin manyeto rezonans özellikleri iç tabaka kalınlığının fonksiyonu olur.

Bu kabulümüzü kontrol etmek için, ana pikin sadece Fe tabakaya veya Fe Co/Cu çiftlenmiş sistemine ait olup olmadığını test etmek için ilave deneyler yaptık. Tek bir Fe (6nm) tabakasının ve Fe(6nm)/Co(1nm) iki tabakalısının FMR ölçümlerini yaptık. Bu bahsettiğimiz sistemin $Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(1.7nm)]_{30}$ ana

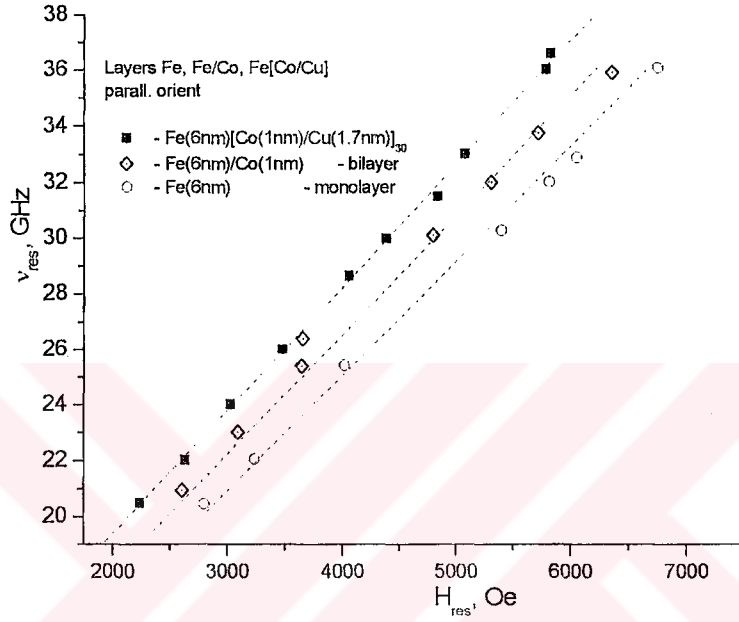


Şekil 5.3. Demir tamponlu çok katmanlılar için Ferromanyetik rezonans frekansının Rezonans alanına karşı grafiği.



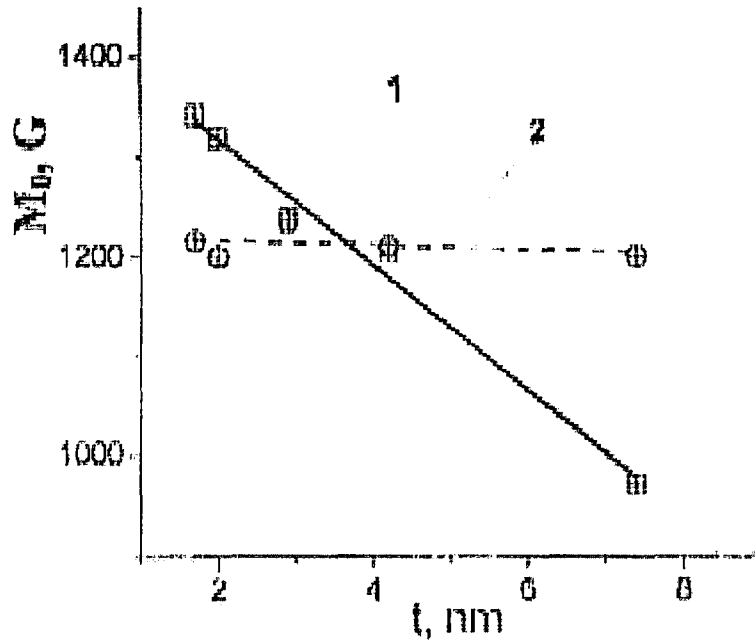
Şekil 5.4. Demir tamponsuz çok katmanlılar için Ferromanyetik rezonans frekansının Rezonans alanına karşı grafiği.

piki ile birlikte Şekil 5.5’de $\nu_{\text{res}}(H_{\text{res}})$ bağımlılığını verdik. $\nu_{\text{res}}(H_{\text{res}})$ eğrilerinden tek bir Fe tabakanın Fe/Co ikilisiyle ve Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(1.7nm)]₃₀ sistemiyle çakışmadığı kolayca görülebilmektedir. Ayrıca bu eğriler ilave tabakaların miktarı arttıkça sola doğru (daha düşük manyetik alan değerlerine doğru) kaymaktadır.



Şekil 5.5. Fe-tabakalı farklı Co tabaka sayısı olan örnekler için rezonans frekansının rezonans alanına bağımlılığı.

Bu deney Fe ve Co manyetik spinlerinin kendi içinde bulundukları tabakalarda mutlak olarak ayrı bir şekilde osilasyon yapmadıklarını doğrulamaktadır. Bunlar bazı etkileşmelerle çiftlenmiş sistemler olarak ele alınmak zorundadır. Manyeto rezonans ve manyeto empedans karakteristikleri Co ve Fe tabakalarına ve onların kalınlıklarını bağlıdır. Bu çok ince tabakalar arasında GMI etkiye de yol açan oldukça güçlü ve düzgün etkileşmenin olduğu sonucunu çıkarabiliriz [82 P.M.Levy, 1994]. Co/Cu çok katmanlıların bazı önemli rakamsal karakteristiklerini tahmin etmek için, düzlem örneklerin alanın paralel yönelimi için bilinen Kittel formülüyle



Şekil 5.6. Fe tamponlu ve tamponsuz örneklerin doyum mıknatıslanmaları 1 – tamponlu örnekler; 2 – tamponsuz örnekler

$$h\nu_{\text{res}} = g\beta\sqrt{H_{\text{res}}(H_{\text{res}} + 4\pi M_0)} \quad (1)$$

yüksek frekans datalarını (Şek.3-4) kullanarak yaklaşım yaptık. Burada ν_{res} rezonans frekansı; H_{res} uygulanan dış statik manyetik alan; β Bohr magnetonu; g ise g -faktörü (the spectroscopy splitting factor); M_0 mıknatıslanmanın doyum değeridir. Eğer örneklerimiz için g -faktörünün değerini $g \approx 2.1 \pm 5\%$ civarında (bu tip düşük boyutlu ferromanyetiklerin çoğu için bu değer doğrudur) tahmin edersek, Şekil 5.6'da sunulan M_0 doyum mıknatıslanması için yaklaşım yapabiliriz. Grafikte M_0 iç tabaka kalınlığının fonksiyonu olarak sunulmuştur.

Doyum mıknatıslanmasının iç tabaka kalınlığının artmasıyla azaldığını görebiliriz. Dolayısıyla Şekil 5.6'nın analizlerinden, verilen bir frekansta rezonans manyetik alanı iç tabaka kalınlığı ne kadar küçülürse o kadar azalıyor. Bu gibi çok katmanlı yapılar oldukça küçük dış statik manyetik alanda keskin FMR değişimi verirler (manyetorezonans empedans değişimi). Açıkçası daha düşük statik manyetik alanlarda çalışabilirler ve daha ucuz mikrodalga elemanlarının üretimi için imkan

sağlarlar. Dolayısıyla yüksek-frekans bandındaki uygulamalar için bu çok katmanlı ve iç tabakaları ince filmler oldukça ümit vericidirler.

5.4.2. Rezonans Olmayan Manyeto Empedans Özellikler

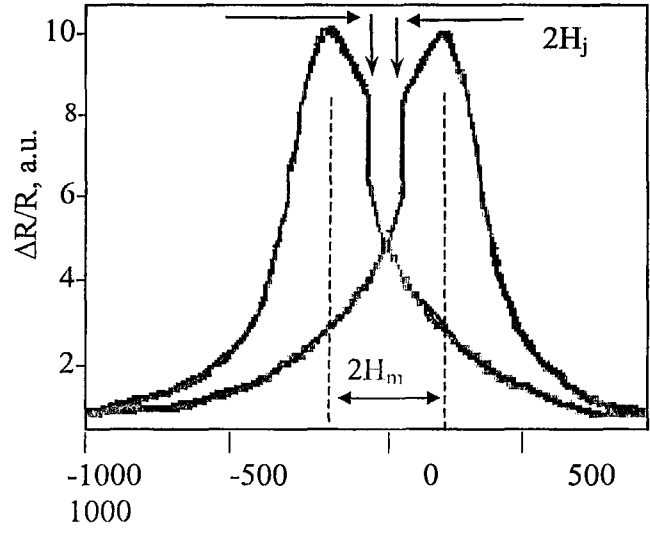
Küçük genlikli statik manyetik alanın fonksiyonu olarak (30-140GHz) mili metrik dalga boyu bandında yüksek frekans AC direnç ölçümlerini inceledik. Çok katmanlı film dalga kılavuzunun içine yerleştirildi ve dalga kılavuzunun geçirgenlik katsayısı ölçüldü. Örnek dalga kılavuzuna AC-alan ve statik manyetik alan FMR deneylerindeki ile aynı olacak şekilde yerleştirildi. Elde ettiğimiz başlıca sonuçlar örnek N1 için Şekil 5.7'de sunulmuştur. Şekil 5.7a ölçülen manyetik alana bağlı olarak dc durumunda $\Delta R/R'$ yi göstermektedir. Şekil 5.7b ise benzer manyetik alana bağımlılığı $\Delta T/T$ için ac-durumu için göstermektedir. İlk olarak $\Delta T/T'$ nin $\Delta Z/Z$ ile orantılı olduğunu görmek zor değildir.

Her iki grafiğin davranışının benzer olduğunu görebiliriz ve bunları şu şekilde sıralayabiliriz.

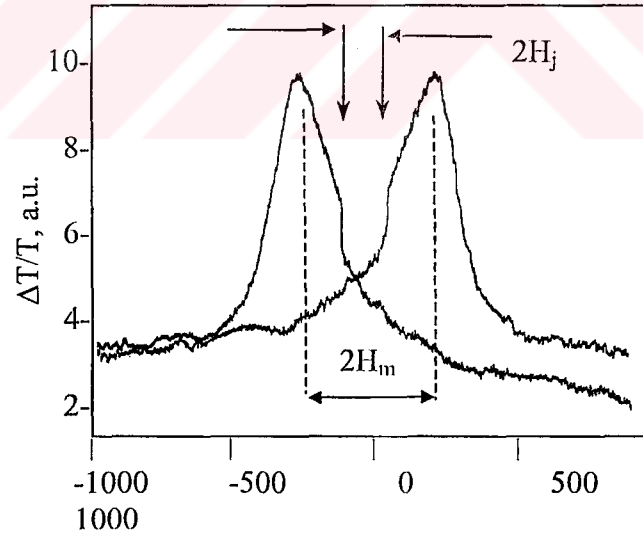
1. Manyetorezistansın maksimum değerine ulaştığı H_m değerleri dc ve ac durumları için sırasıyla $H_m^{dc} \approx 200$ Oe ve $H_m^{ac} \approx 250$ Oe dir.

2. Her iki grafikte de, manyeto rezistansda $H_j^{dc} \approx 60$ Oe ve $H_j^{ac} \approx 70$ Oe civarlarında keskin sıçrama gözlenmektedir. Bu sıçrama domain duvarlarının hareketi ile tanımlanabilir. Gerçektende [87 D.P.Belozorov 2000, 88 Roshcenko 2000, 2000] de verilen manyetik histerezis grafikleri bunu desteklemektedir.

Şekil 5.7a ve 7b yi karşılaştırırken, duvar hareketlerinin dc- ve ac-durumlar için benzer karakterler sergilediklerini açıkça görebiliriz. Ayrıca dev (giant) manyeto empedans tepkinin maksimumunun göreceli büyüklüğü GMR etkinin maksimumuna benzer olduğu tahmin edildi. $(\Delta T/T)_{H=H_m} \equiv (\Delta T/T)_{max}$ değerleri Çizelge-1 verilmiştir. Dikkat edilmelidir ki bu değerler çok katmanlı farklı kalınlıklar için $(\Delta R/R)_{max}$ ile iyi bir uyum içerisindeyler. Statik manyetik alana bağlı olarak geçirgenlik katsayısındaki değişimin etkisi 30-140 GHz frekans aralığında gözlemlendi. $\Delta T/T=f(H)$ eğrisinin şekli pratik olarak frekansa ve uygulanan alan gücüne bağlı değildir. $(\Delta T/T)=f(v_0)$ ye bağımlılık %30 civarında osilasyonun genliği ile salınım hareketi yapan bir karakter göstermektedir. Daha doğru sonuçlar için dalga



a) *dc-öz direnç*



b) $\nu=44\text{GHz}$ frekansında *ac-tepki*

Şekil 5.7. Fe(6nm)[Co(1nm)/Cu(1.7nm)]₃₀ örneğinin (#1) manyeto rezistans (dc-tepki) ve manyeto empedans (ac-tepki).

kılavuzunda dalganın faz parametrelerini incelemeye imkan veren daha sofistike olan deneylere ihtiyaç vardır.

Böylece biz önemli bir sonucu formüle edebiliriz. Eğer dc ve ac-durumları ($\nu_0 \leq 140 \text{ GHz}$) için direncin alan bağımlılığının fiziksel resimleri benzer iseler, çalışılan yapı için durulma zamanı τ_s gerçekten çok küçüktür ve ters çalışma frekansı ν_0 'ın büyüklüğünden küçük olmak zorundadır. Bunu $\tau_s < 1/\nu_0 \sim 1/140 \times 10^{-9} \text{ s} \sim 7 \times 10^{-12} \text{ s}$ olarak tahmin etmek mümkündür.

5.5. Sonuçlar

Çok katmanlı Co/Cu yapıların yüksek frekans özellikleri manyetorezonans 20-37 GHz ve rezonans olmayan şartlarda ve 30-140 GHz frekans bantlarında çalışıldı ve şu sonuçlara ulaşıldı.

1- Fe tampon tabakası varken Co/Cu sistemin manyeto rezonans özellikleri iç tabaka kalınlıklarının bir fonksiyonu olduğu saptandı.

2- Fe/Co ince tabaka yapısında Fe tabaka ve Co tabakanın spin sistemleri iki çiftlenmiş osilatör sistemini temsil ettiği görüldü. Bunların yüksek frekans tepkisi Co ve Fe tabakaların miktarına ve kalınlıklarına bağlı olduğu tespit edildi. Çalışılan çok katmanlı yapı için doyum mıknatıslanması 1 kG civarındadır ve büyüklüğü tabakaların kalınlığı arttıkça azalır.

3- Doğru akım için ($\Delta R/R$) ve elektromanyetik dalganın ($\Delta T/T$) geçirme katsayısının alana bağımlılıkları arasında bir korelasyon vardır. Buradan çalışılan yapı için durulma/anahtarlama süresinin $\tau_s < 7 \times 10^{-12} \text{ s}$ mertebesinde olduğu tahmin edildi.

Düşük alan manyetoempedans etkisi ve manyetorezonans etkisi farklı mekanizmalardan kaynaklanır. Bunların büyüklükleri çok büyük değerlere ulaşmaz. Mümkün olduğu kadar küçük doyum mıknatıslamasına sahip çok katmanlılar yapılmak zorundadır. Bu yapı elektronikte VHF (very high frequency) ve EHF (extra high frequency) cihazları ve elamanları geliştirilmesinde kullanılabilir.

6. AMORF MİKROTELLERDE FERROMANYETİK REZONANS ÖLÇÜMLERİ VE SONUÇLARI

6.1. Giriş

Bir kaç μm çaplı mikrotel şeklindeki amorf manyetik malzemelerin incelenmesi son yıllarda büyük bir ilgi çekmektedir. Bu malzemeler oda sıcaklığında nispeten küçük manyetik alanlarda AC öz dirençlerinde yeterince büyük değişim gösterirler. Manyetik mikrotellerin en umut verici uygulamalarından birisi 10^2 GHz bandı gibi çok yüksek frekanslarda çalışabilmeleridir. Bu aralıkta dikkate değer GMI tepki veren mikroteller, milimetrik-dalga fizigi alanında teknolojik uygulamalarda daha ucuz attenuator, anahtar, anten, yer değiştirme ve konum sensörleri, elektrik ve manyetik alan mikroprobları, stres sensörleri, manyetik hard diskler için okuma başlıkları vs. gibi elemanların yapımında kullanılabilirler. Bunların bir başka avantajı tel malzemesindeki sadece spin-spin durulma zamanıyla sınırlandırılmış çok küçük durulma zamanlarının olmasıdır (10^{-12} - 10^{-14} s).

Son zamanlarda [90 K. Mohri, 1992, R.S. Beach, 1994, L.V. Panina, 1994, K.V. Rao, 1994, J. Velázquez, 1994, 95 F.L.A. Machado, 1995] statik manyetik alana yerleştirilmiş bir mikrotelin AC elektrik empedansında da büyük değişiklikler olduğu keşfedilmiştir. Pozitif işaretli magnetoempedansta değişim 90 kHz de %220 civarında [93 K.V. Rao, 1994,], negatif işaretli de ise daha yüksek frekanslarda %70 [92 L.V. Panina, 1994, 94 J. Velázquez, 1994]) olarak gözlenmiştir.

6.2. Örnekler

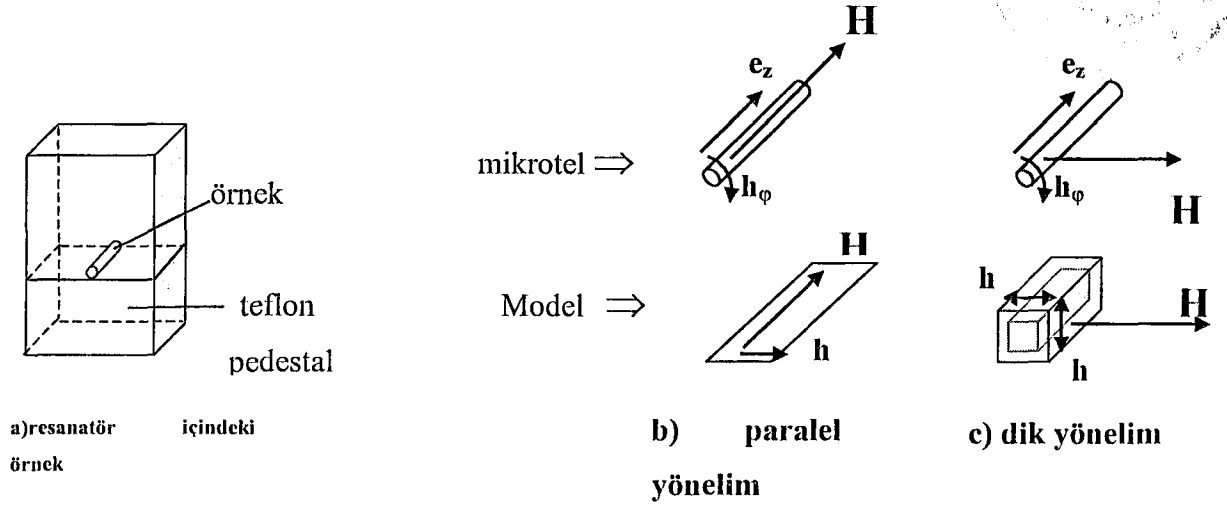
Çalıştığımız örnekler Taylor-Ulitovsky tekniği ile hazırlanmış $5\mu\text{m}$ çapında ve yalıtım için $5\mu\text{m}$ kalınlığında payreks ile kaplı amorf metalik tellerdir [96 G.F.Taylor, 1924, 97 S.A.Baranov, 1995]. Mikrotellerin hazırlanışını veren şema Şekil 3.1’de gösterilmiştir. Bu tekniğe göre amorf metal malzeme bir payreks cam

tüp içerisine yerleştirilir ve indüksiyon bobinleri vasıtasıyla eritilir. Sonrada özel dönen bir sistem ile çekilir ve uzatılır. Bu uzatma sırasında metalik öz ve payreks ceket su püskürtülerek soğutulur. Hızlı soğuma her iki malzemenin de amorf kalmasını sağlar. İncelemekte olduğumuz malzemelerin bileşimleri: $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$, $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ ve $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ formülleriyle verilebilir. Bunların λ_s doyum magnetostriksiyon değerleri sırasıyla +20, -2 and +0.1 ppm dir [98 S.E. Lofland, 1999].

6.3. Deney Düzenegi Ve Teknik

Örneklerin ferromanyetik rezonans spektrumları oda sıcaklığında geniş bir frekans bandında ölçüldü (ν 9.5GHz, 20-27GHz and 30-37GHz). X-band (ν 9.5 GHz) ve X-bant için dP/dH mikrodalga güç soğurmasının alana göre türevi H manyetik alanının fonksiyonu olarak, K ve Q-bantta manyetik alana karşı mikrodalga alını soğurması kaydedildi.

3-5 mm uzunluklu mikrotel örnekler rezonatörün içinde yüksek-frekans alanının elektrik bileşeninin maksimum olduğu yere yerleştirildi. Biz bu konuma “**e-konumu**” diyoruz. Diğer taraftan mikrodalga (hf)-alanının manyetik bileşeninin maksimum olduğu bölgeye de “**h-konumu**” diyoruz. Kartezyen rezonatörde TE_{102} modu için örnekler bir teflon sütunun üzerine konuldu. Teflon sütunun yüksekliği HF-alanının e-bileşeninin maksimumunu temin edecek şekilde seçildi (çalışılan dalga boyunun $\frac{1}{4}$ kadar). Farklı frekanslar için bir sütun seti kullanıldı. Örneğin rezonatör içindeki konumu Şekil 6.1’de görülmektedir. FMR ölçümlerinde e-konumunu seçmekle standart magnetoempedans ölçümlerindeki ile aynı geometri elde edilmiş oldu. Dolayısıyla bu da bize kendi deneysel sonuçlarımızı başka yazarlar tarafından elde edilmiş sonuçlarla karşılaştırma imkanı verdi. Örnekler silindirik geometrilerinden dolayı alanın elektrik bileşenine çok aşırı duyarlıdır. Bundan dolayı da h-konumunda ölçüm yapabilmek hemen hemen imkansızdır. Her hangi durumda rezonatörün merkezi yakınında bile (özellikle yüksek frekanslarda) örneklerin makroskopik uzunlukları üzerine etki eden küçük bir elektrik alan bileşeni

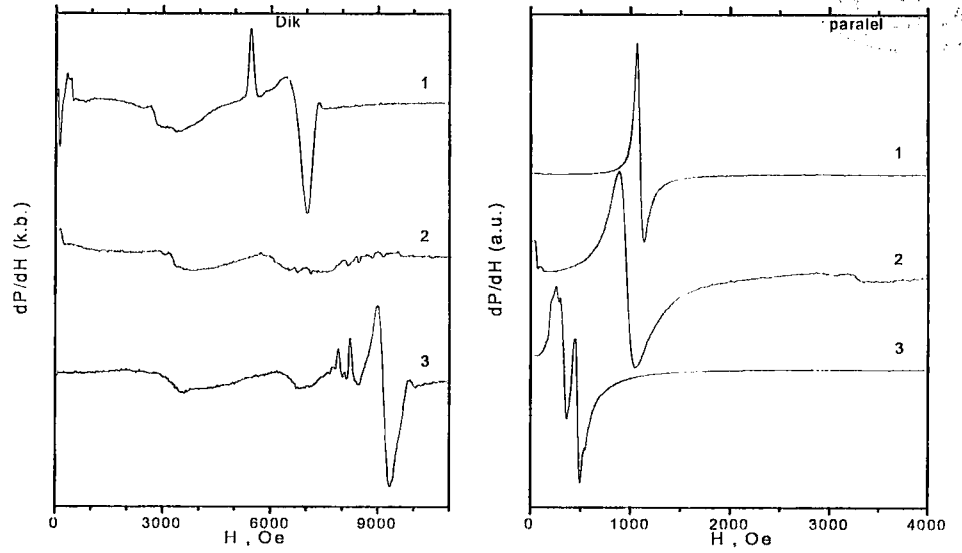


Şekil 6.1. (a). FMR çalışmalarında kartezyen rezonatörde mikrotel örneklerin “e-konumu” (b) paralel için eşdeğer FMR modelleri ve (c) dik için eşdeğer FMR modelleri ve mikrodalga alanının yönelimlerini gösterir.

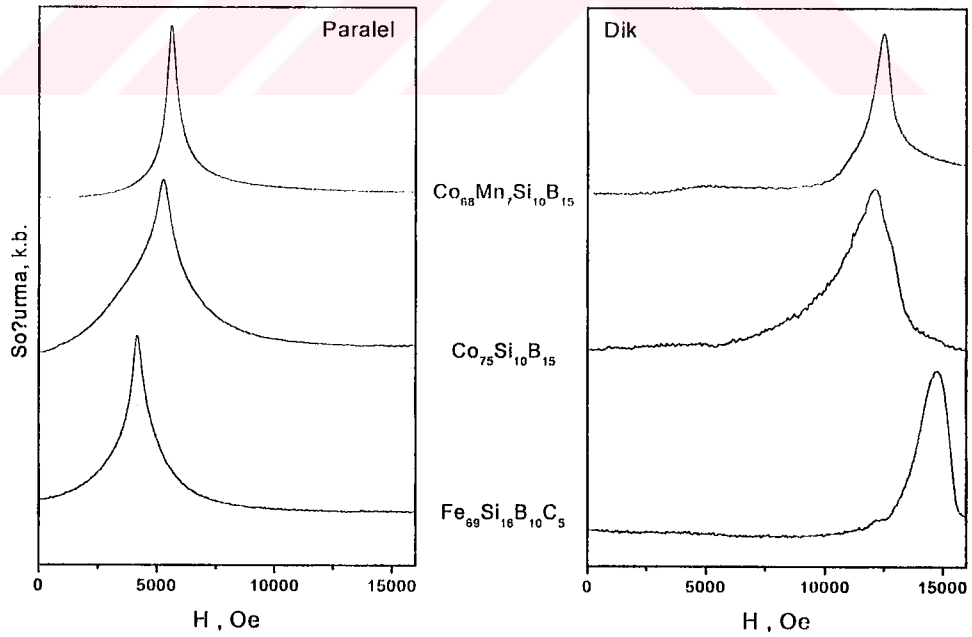
vardır. Ayrıca deneysel olarak gözlemlendi ki sinyalin şiddeti örnek “h” den “e”-konumuna kaydırıldığı zaman büyük ölçüde artmaktadır.

6.4. Deney Sonuçları ve Tartışma

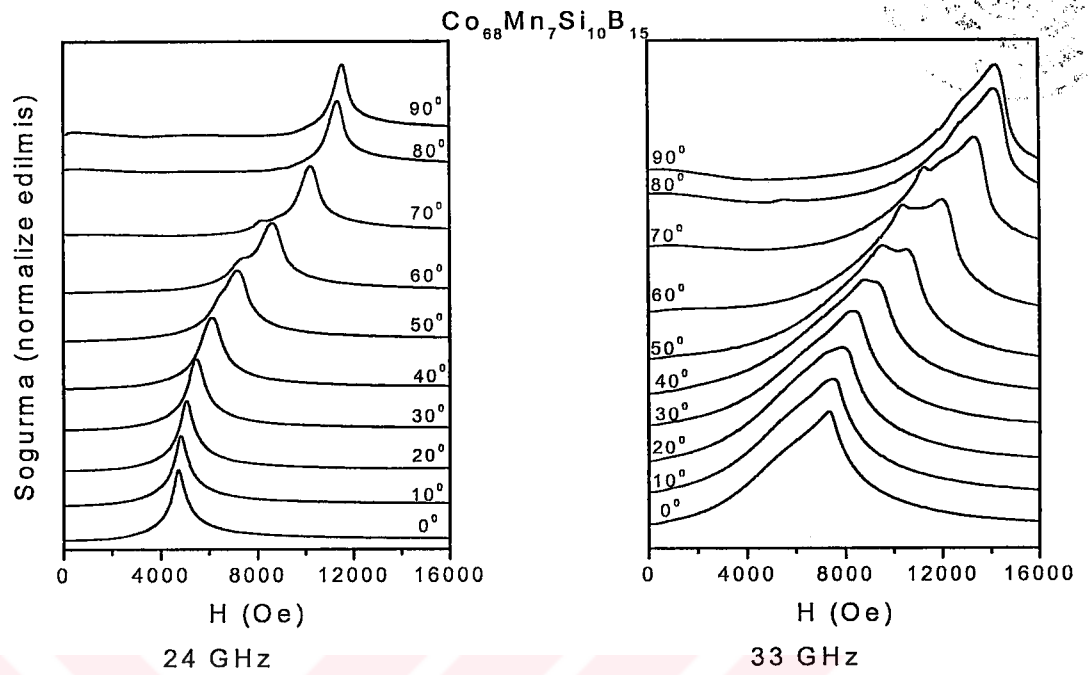
Tel eksenini ile statik alan arasındaki (α) açısına bağımlı olarak manyetik rezonans ölçümleri farklı frekanslarda ve bantlarda yapıldı. Mikrotellerin statik manyetik alana göre paralel ve dik yönelimlerinin manyetik rezonans spektrumları X band (9,5GHz) ve K-band (27GHz) için Şekil 6.2 ve 3’de gösterilmiştir. Açılı ile genel gidişi göstermek üzere seçilmiş bazı açılardaki spektrumlar Şekil 6.4,5ve 6 da her üç örnek için de verilmiştir. Rezonans alanının açıya bağımlılığı ve çizgi genişliği X-band ölçümleri için Şekil 6.7’de, H_{res} rezonans alanının tel yönelimine bağımlılığı K ($\nu=24$ GHz) ve Q ($\nu=33$ GHz) bantları içinde Şekil 6.8’te çizilmiştir. Rezonans alanlarının frekansa bağımlılığı iki özel yönelim olan paralel ve dik doğrultular için, frekansa karşı rezonans alanı olarak Şekil 6.9a ve 9b’de görülmektedir. Biz ayrıca kalıcı magnetizasyonun etkisini kontrol etmek için ve çeşitli eşdeğer yönelimleri karşılaştırmak içinde bazı özel ölçümler yaptık (Şekil 6.10). $Fe_{69}Si_{16}B_{10}C_5$, $Co_{68}Mn_{17}Si_{10}B_{15}$ mikrotelleri için sıcaklığa bağlı olarak FMR parametrelerini çalıştık (Şekil 6.11).



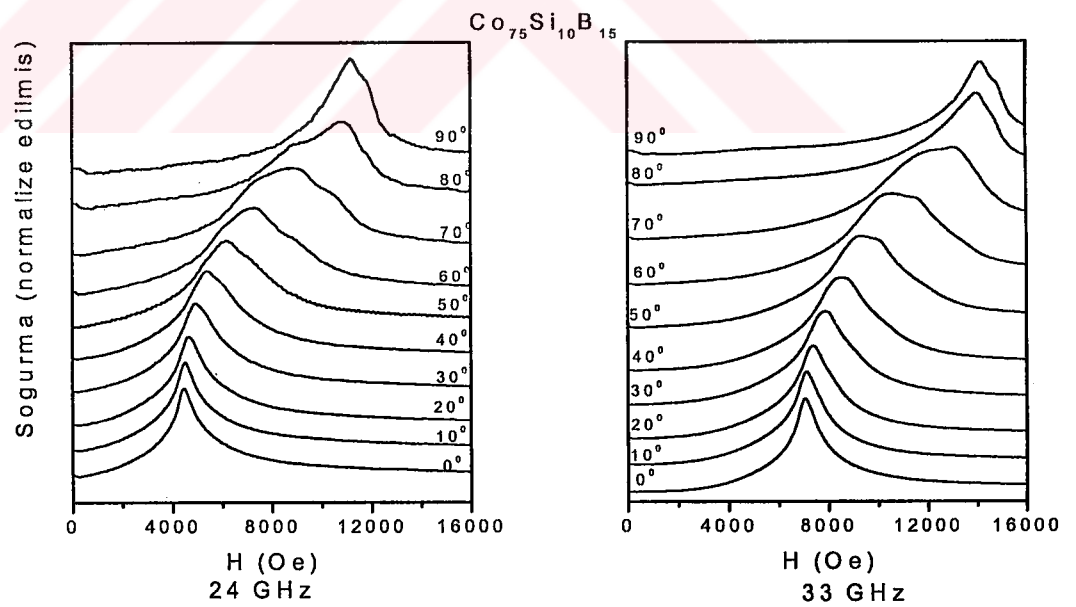
Şekil 6.2. Statik manyetik alanın tel eksenine paralel ve dik ve dik yönelimleri için FMR spektrumları. 1- $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$, 2- $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$, 3- $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ örneklerini göstermektedirler



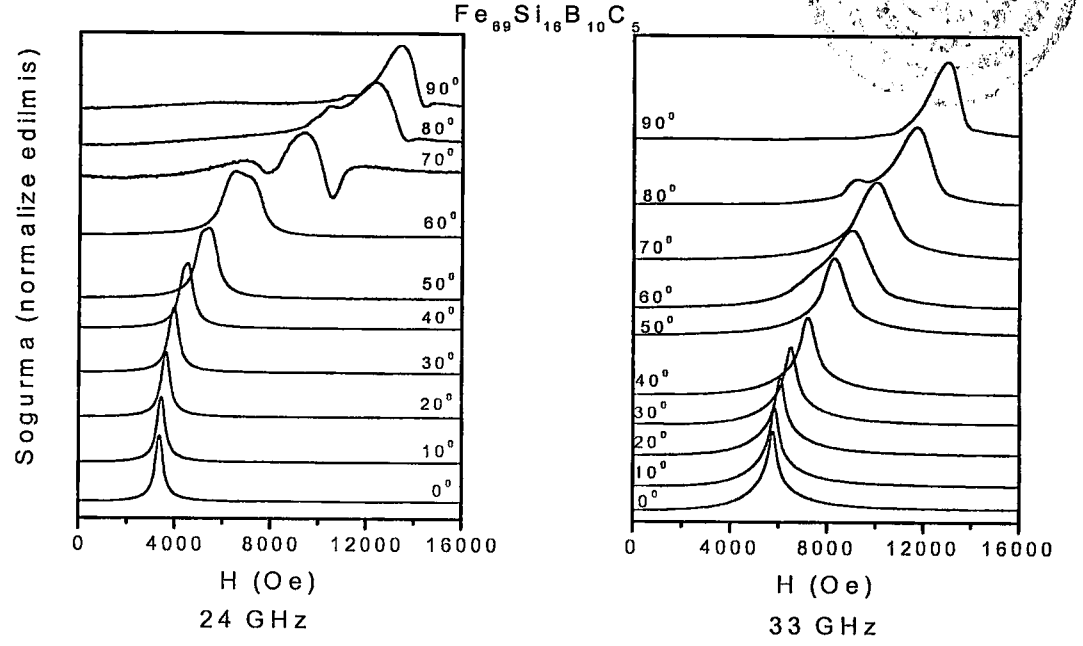
Şekil 6.3. Mikrotel eksenine göre statik manyetik alanının her iki yönelimde (paralel ve dik) amorf mikrotellerin $\nu=27.0$ Hz için FMR spektrumu.



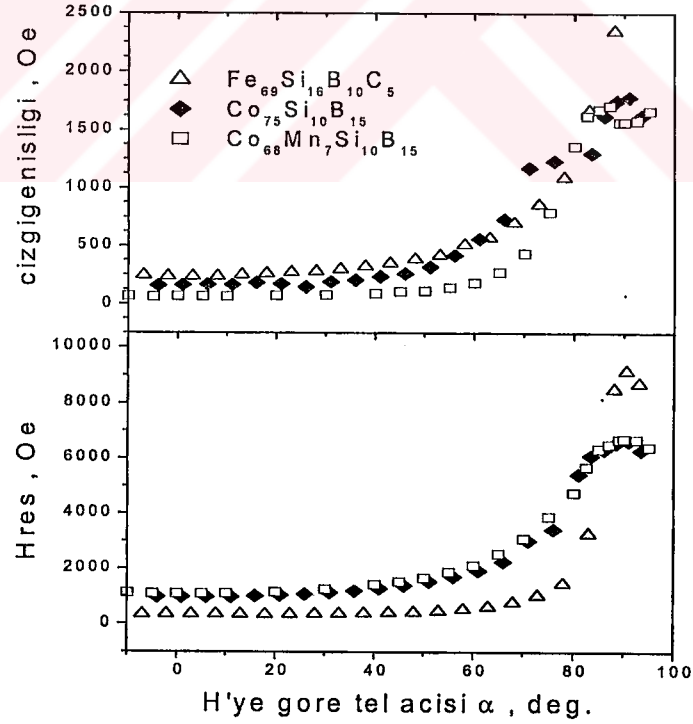
Şekil 6.4. $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ mikroteli için K-bant 24GHz ve Q-bant 33GHz de açığa bağımlı olarak Ferromanyetik rezonans soğurma pikleri.



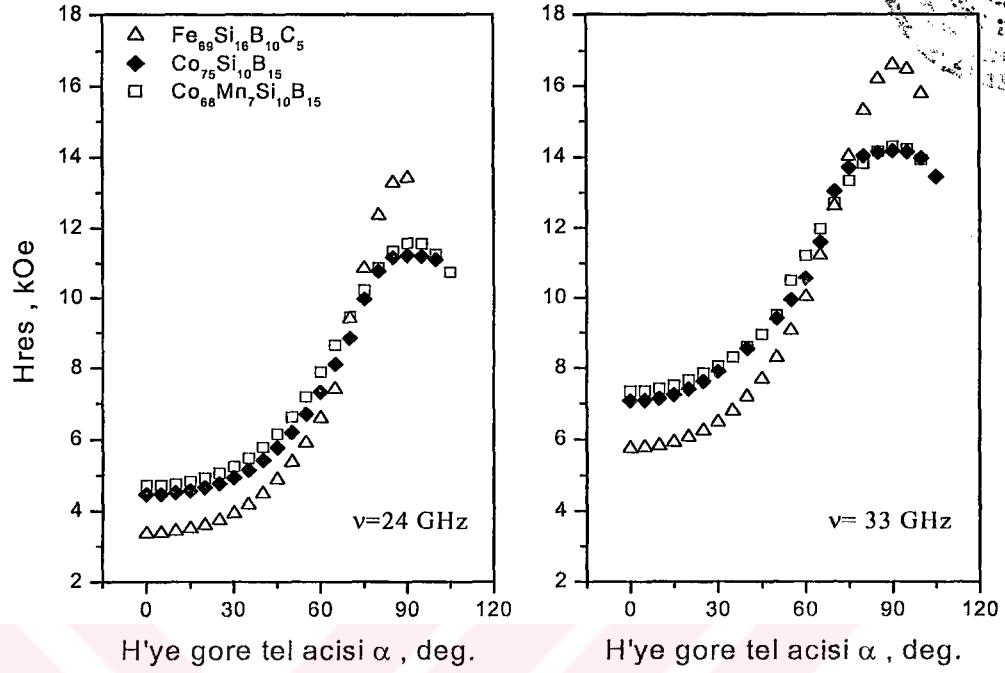
Şekil 6.5. $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ mikroteli için K-bant 24GHz ve Q-bant 33GHz de açığa bağımlı olarak Ferromanyetik rezonans soğurma pikleri.



Şekil 6.6. $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$ mikroteli için K-bant 24GHz ve Q-bant 33GHz de açığı bağımlı olarak Ferromanyetik rezonans soğurma pikleri.



Şekil 6.7. X ($\nu=9.5$ GHz) bandında, FMR spektrumlarının (H_{res}) rezonans alanları ve (ΔH_{pp}) çizgi genişliğinin açısıl bağımlılığı, (α)-statik alan, tel eksenini arasındaki açı.



Şekil 6. 8. Rezonans alanının (H_{res}) K ($\nu=24$ GHz) and Q ($\nu=33$ GHz) bandlarında açısal bağımlılığı.

Şekil 6.2 den 6 ya kadar bütün spektrumlardan örneklerin yöne bağımlılıkları tipik ferromanyetik rezonans soğurmasıdır. Statik manyetik alanın tel eksenine göre dik yöneldiği ($H \perp k$, $\alpha=90^\circ$) durumda soğurma çizgileri yüksek manyetik alan bölgesine paralel durumda ise ($H \parallel k$, $\alpha=0^\circ$) daha düşük manyetik alan bölgesine doğru kaymaktadır. Şekil 6.7 ve 8'deki grafiklerden $\text{Fe}_{89}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$ mikroteli için paralel ve dik yönelimler arasındaki rezonans alanları farkının daha büyük olduğu görülmektedir. Bu bize söz konusu mikrotelin doyum mıknatıslanmasının $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ ve $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ örneklerinden daha büyük olduğu gerçeğini yansıtmaktadır.

Kristal ve magnetoelastik anizotropi enerjilerinin şekil anizotropisine göre çok küçük olduğu kabulünü yaparsak , o zaman her iki yönelimin rezonans alan değerlerini kullanarak (Şekil 6.7 ve 8) çok iyi bildiğimiz uzun bir silindir için Kittel eşitlikleri vasıtasıyla

$$H \perp k: \quad h\nu = g\beta\sqrt{H(H - 2\pi M_s)}$$

$$H \parallel k: \quad h\nu = g\beta(H + 2\pi M_s)$$

g-faktörünün ve (M_s) doyum mıknatıslanmasının etkin değerlerini tahmin edebiliriz.

Normalde bu tür malzemeler için g-faktörü 2.1 civarında beklenmesine rağmen, paralel ve dik iki özel yönelim için FMR rezonans değerlerini kullanılarak (X- band (9.5 GHz), K-band (24GHz), Q-band (33GHz)) farklı örnek ve frekanslarda makul olmayan 1.1 den 2.02 ye kadar değişen g-faktörü değerleri hesaplanmaktadır. Ayrıca malzemenin karakteristik değerleri olan doyum mıknatıslanması ve g-faktörü mikrodalga frekansı ile büyük değişim göstermektedirler (g-faktörü %70e varan, M_s %40 varan). Bu sonuçlarda fiziksel değildir. Paralel yönelimde gözlenen frekans bağımlılığını (Şekil 6.9a) silindirik geometrili örnekler için bilenen aynı FMR formüllerini kullanarak fit etme girişimi de g-faktörü ve mıknatıslanma için kabul edilebilir sonuçlar vermemiştir. Bütün bu sonuçlar aslında sürpriz sonuçlar değildir. Çünkü D.Menard ve arkadaşları [99 D. Menard, 1998] yüksek frekanslarda (≥ 1 GHz) magnetoempedans hesaplamalarıyla gösterdiler ki, nüfuz etme derinliğinin (skin depth) etkisinden dolayı, kuaksiyel silindirik iletkende rezonans modu düzgün olmayan bir çözümdür ve genel düzgün FMR modundan oldukça farklıdır. Mikrotel eksenine statik alana paralel yerleştirilmiş durum için rezonans şartı statik alana paralel düz ince tabaka ile neredeyse aynı olacak şekilde ortaya çıktı. Bu durum fiziksel bakış açısıyla telin dış tabaksı δ kalınlıklı ve $2\pi a$ genişlikli ince bir sayfa gibi ele alınabilir (Şekil 6.1b), burada a telin yarıçapı, δ nüfuz etme derinliğidir ve $\delta/a \ll 1$ şartı da sağlanmıştır.

Referans [100P. Marin, 2000]'e göre 10 GHz civarındaki rezonans frekansı için skin depth $\delta \leq 1 \mu\text{m}$ dir. Daha yüksek frekanslarda (~ 36 GHz) biz nüfuz derinliğinin (skin depth) çok daha küçük olmasını bekleriz ve dolayısıyla katı bir silindir yerine içi boş bir silindir olarak problemi ele alabiliriz. Bu paralel geometride düzlem plaka için olan klasik FMR çözümlerinin niçin silindirik telin yüksek-frekans empedansı için iyi bir yaklaşıklıkla uygulanabileceğinin delilidir.

İnce bir film için bilinen Kittel formülü [101 C. Kittel, 1996], $h\nu = g\beta\sqrt{H(H + 4\pi M_s)}$ (h Planck sabiti) mikroteller için GMI frekans

bağımlılığı ilk hesaplamalarda kullanıldı. Oldukça yakın zamanlarda [102H. Garcia-Miquel, 2001, 103 H. Garcia-Miquel, 2001, 104 H. Garcia-Miquel, 2001] gösterildi ki anizotropi alanlarının da göz önüne alınması gerekmektedir. Bunun yanı sıra bilindiği gibi ayrıca tel kesitinden bakıldığında manyetik anizotropiye farklı bölgelerde yumuşak amorf telin özel domain yapısının oluşturduğu şekil anizotropisinden de katkı gelir (bu yapı düşük frekanslarda ve çok düşük alanlarda ki GMI pikinin de sebebidir) [105 J. Velázquez, 1996]. Manyetik anizotropilerin mikroteller de öze olan stresten kaynaklandığı [106 M.Vázquez 1997, 107 A.N.Antonenko, 1998] bilinmektedir. Bu stresler ceket cam ile metal öz arasındaki termal genleşme katsayılarının farklı olmasından dolayı mikrotelin üretilmesi sırasında meydana gelir. Şekil 6.2 den 6 ya kadar verilen spektrumların açılal gidişide bize anizotropi alanlarının varlığını göstermektedir. Bunun sonucu olarak da rezonans şartı şu şekilde: $h\nu = g\beta\sqrt{(H + H_a)(H + 4\pi M_s)}^1$ düzenlenebilir. Bu model kullanarak bilgisayar programı vasıtasıyla her üç örnek içinde en iyi fit değerleri deneysel sonuçlarla uyum içinde (Şekil 6.9a) oldukça makul g-faktörü, M_s doyum mıknatıslanması ve H_a anizotropi alanı bulunmuştur (Çizelge 1).

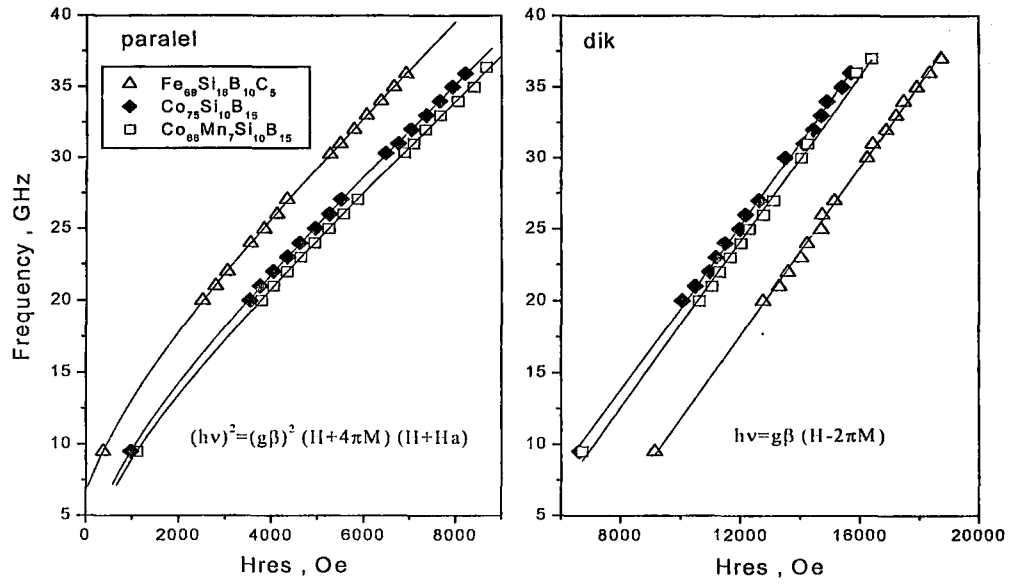
¹ Burada dikkat edilmelidir ki bu formül sadece anizotropi alanının kolay eksenini tel eksenini boyunca olduğunda geçerlidir. Zor ekseninin yönü tele paralel olduğunda o zaman rezonans

$h\nu = g\beta\sqrt{(H - H_a)(H + 4\pi M_s - H_a)}$ şeklinde olur. Fakat anizotropi alanının oldukça küçük değerinden dolayı her iki formülden tahmin edilen ilgili anizotropi alanının değeri neredeyse aynıdır, böylece ana metindeki ile aynı eşitliğe ulaşılır. Kolay ve zor eksenleri için H_a sırasıyla pozitif ve negatif işaretlerin her ikisinde kullanılabilir.

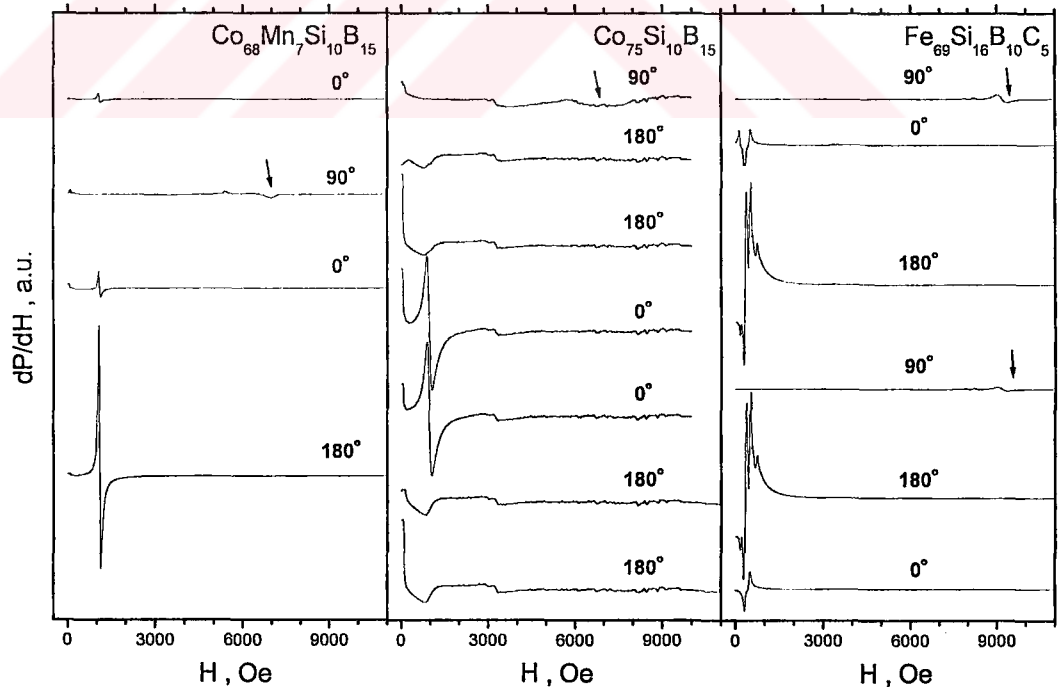
Çizelge 6.1. Mirotellerin hesaplamalar sonucunda bulunun magnetik parametreleri.

Örnek	$\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$	$\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$	$\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_1$
$g\text{-factor}$	2.139 (± 0.022)	2.134 (± 0.023)	2.138 (± 0.03)
M_s, G	1016 (± 33)	740 (± 32)	648 (± 41)
H_a, Oe	396 (± 17)	15 (± 32)	-10 (± 53)

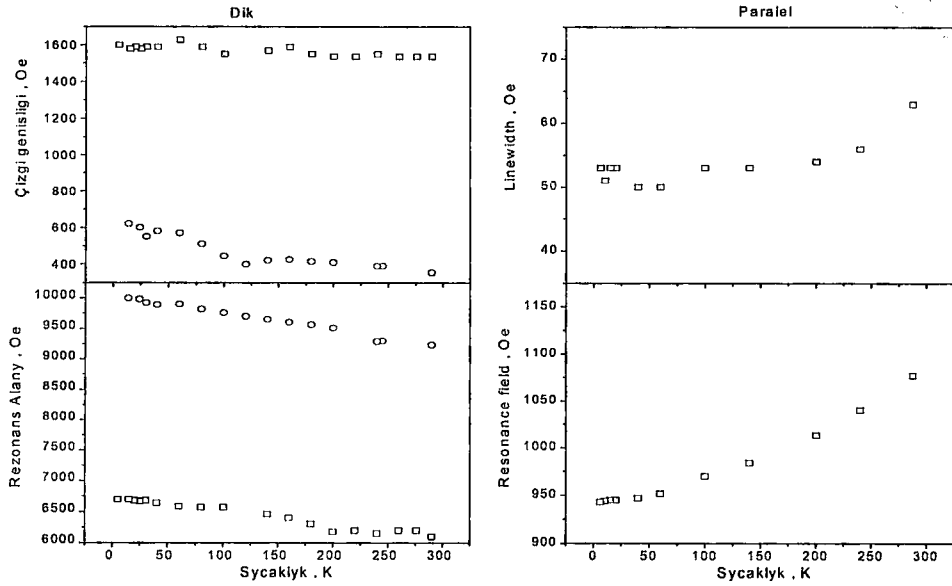
Dik yönelimde frekansa bağımlılık sonuçlarını (Şekil 6.9b) analiz etmek deneysel geometrisinden dolayı çok daha zordur. Bununla birlikte deneysel durumu nitel olarak nüfuz derinliği kalınlığında içi boş kare piramit gibi dört levha ile modellemek mümkündür, bu iki levhanın ikisi dış statik manyetik alanı paralel diğer ikisi ise diktir (Şekil 6.1c). Teldeki çevresel radyo frekans alanının yönü daima levhalara paralel çubuk eksenine (tel eksenine) dik kalır. Çubuktaki paralel parçaların toplam FMR tepkiye katkısı, paralel pumping geometriden dolayı ihmal edilebileceği farz edilir. Dolayısıyla sadece DC alana dik kısımdan ferromanyetik rezonans spektrumuna büyük ölçüde katkı gelir. Kittel'in kitabından [101 C. Kittel, 1996] FMR formüllerinin türetilmesini takip ederek, modelimizi kurduk. Bizim modelimizde rezonans şartları statik manyetik alana dik yönelmiş ince plaka için olanla aynıdır fakat demagnetizasyon faktörünün değeri $2\pi M_s$ olarak değişmelidir böylece ifademiz, $h\nu = g\beta(H - 2\pi M_s)$ şeklinde olur. DC dış alanı yönünde makroskopik indüksiyon girilerek N_z demagnetizasyon çarpanı plakaya yada silindire dik (z) yönünde 2π olmalıdır, ince film de olduğu gibi 4π olmamalıdır.



Şekil 6.9. (a) Paralel ve (b) dik yönelimler için rezonans alanının frekansa bağımlılığı. Her iki yönelimde de koyu çizgiler en iyi sonuçlarını göstermektedir.



Şekil 6.10. Mikrotellerin FMR spektrumlarındaki histerisis etkisi



Şekil 6.11. Fe₆₉Si₁₆B₁₀C₅ ve Co₆₈Mn₇Si₁₀B₁₅ mikrotelleri için 6-300K arasındaki sıcaklıklarda rezonans alanlarının ve çizgi genişliklerinin değişimi.

Yukarıdaki yaklaşık model sadece niteliksel durumda gerçeği temsil eder. Bu nedenle Şekil 6.9b'deki frekansa bağlı deneysel sonuçların fit edilmesinde mıknatıslanmanın doğru değerini tam olarak vermez (anizotropi alanları yukarıdaki eşitlikleri içeriyorlarsa), ama g-faktörü değerleri makul olmalıdır ve paralel yönelimde fit edilen değerlere yakın sonuçlar vermelidir. Biz sırasıyla şu sonuçları elde ettik: $g = 2.10, 2.09$, ve 2.07 ; $M_s = 954, 537$, ve 583 ; Fe₆₉Si₁₆B₁₀C₅, Co₇₅Si₁₀B₁₅, ve Co₆₈Mn₇Si₁₀B₁. Dikkate değerdir ki içi boş silindir tüp yaklaşımı modeli rezonans alanının yöneline bağımlılığını da tanımlar. Modeldeki formüllerden elde edilen g-faktörü değerleri 2.1-2.3 aralığındadır.

Dik doğrultuya yaklaşıırken çizgi genişliği artmaktadır (Şekil 6.7a). Dik konumda rezonans eğrisinin genişlemesi için şu aşağıdaki sebepleri sayabiliriz:

- Örnek klasik olmayan FMR yöneliminde yerleştirildiğinden (bak Şekil 6.1) sinyal genişleyebilir,
- Örnek kompozisyonunun inhomojensizliğinin etkisi ve diğer yerel malzeme yapı parametreleri,
- Telin yüzey tabakasındaki anizotropi alanının etkisi.

Yukarıda bahsedildiği gibi, mikrotel özündeki stres anizotropi alanının dağılımında özel bir durum ortaya çıkarır. Mıknatıslanmanın kolay eksenini telin merkezinde tel eksenini boyuna yönelimden malzeme negatif veya sıfıra yakın magnetostriksiyon katsayısına sahipse (bizim örneklerimizden $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ ve $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ de olduğu gibi) tel yüzeyinde çevresel bir kolay eksene döner, diğer taraftan pozitif magnetostriksiyona sahip ise o zaman ($\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$ mikrotel) tel yüzeyinde radyal bir kolay eksen doğrultusunda yönelir [106 M.Vázquez 1997]. Bu nedenle, telin farklı mikroskopik parçalarında anizotropi alanlarının inhomajensizliği dik yönelimde FMR çizgi genişliğini paralel için olan değerinden çok daha fazla etkilemelidir.

Ayrıca incelediğimiz örneklerde dikkate değer bir sıfır alan etkisi de gözlemlendi. “Düşük alan” tepkisi özellikle $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ örneği için diğerlerinden daha büyüktür. Bu çeşit davranış göstermesi beklenen histerezis etkisinin yanı sıra, 10 GHz bölgesinde magnetoempedansın güçlü değişiminin varlığını da gösterebilir. Literatürde bu kadar yüksek frekanslarda GMI malzemeler için magnetoempadans hakkında her hangi bir bilgi vermemişlerdir. Birde göze çarpan iki karşıt yön (180° döndürülmüş) durumda ama her ikisinde de tel eksenini manyetik alana paralel yönelimdeyken rezonans alanı değerlerinde ve Ferromanyetik Rezonans spektrumunun şeklinde ki fark bütün örneklerde göze çarpmaktadır (Şekil 6.10). Bunun bir sebebi örneğin 180° derece döndürülmesiyle rezonatör içinde konumunun değişmesi ve mikrodalga alanının elektrik ve manyetik alan bileşeninin yoğunluklarının değişmesidir. Buda FMR specrumlarının şiddetinin değişimine neden olur. Mikroteller silindirik yapılarından ve skin etkisinden dolayı elektrik alanına çok hassastır. Ayrıca bu etki mikrotele paralel kolay eksenli tekyönlü (unidirectional) anizotropinin varlığına da işaret edebilir. [108 L.V.Panina, 1993] referanslarına göre mikrotellerde manyetik anizotropiler cam ceket ve metal arasındaki termal genişleme katsayısındaki farklılığın bir sonucu olarak mikrotelin üretim işlemi esnasında oluşan soğutulmuş mikrotel özünde oluşan stresler yüzünden meydana gelir. Dolayısıyla magnetoelastik anizotropinin bir sonucu olarak, momentler mikrotel eksenine dik bir düzlemde bulunmayı tercih ederler. Eğer tekeksenli (uniaxial) veya tekyönlü (unidirectional) anizotropi beklenilmiyorsa, anizotropinin kolay düzlemi mikrotel eksenine paraleldir [101 C. Kittel, 1996]. Bizim görüşümüze göre bu terslik anizotropi kolay ekseninin mikro tel ekseninden

sapmış bir şekilde orta açılarda bulunduğu farz edilerek ve bu anizotropinin tel eksenine paralel net bir iz düşümünün olduğu şeklinde izah edilebilir. Bu durumda, dik düzlemde momentlerin iz düşümleri radyal veya dairesel olmasına rağmen tele paralel net bir iz düşümleri vardır. $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$ mikroteller için çevresel permeabilite hesaplamaları [108 L.V.Panina, 1993] te de bahsedildiği gibi RMS-değeri 20° kabul edilerek bazı $\Delta\alpha$ anizotropi eksen sapmalarını içeren bir model kullanılmıştır. Mikrotelin hazırlanmasının özel teknolojisinden dolayı mikrotelin çekilme yönünde tercih edilen magnetizasyonun olacağı mikroskopik olarak açık olmasına rağmen, açık olmayan şey unidirectional anizotropinin olmasının ama uniaxial anizotropinin olmamasının mikroskopik doğasıdır. Mikrotelde iç stresin inhomajensizliğinin olası bir izahı [106 M.Vázquez 1997] de ele alınmıştır.

Rezonans alanı çizgi genişliğinin gözlenen sıcaklık bağımlılığı (Şek. 4) azalan sıcaklıkla etkin mıknatıslanmanın arttığını gösterir. Bunun bir sonucu olarak Kittel formüllerinde de tanımlandığı gibi [107 A.N.Antonenko, 1998], dik yönelim için rezonans alanının değeri artarken paralel yönelim için azalır. Diğer taraftan, dik yönelimde çizgi genişlemesi, paralel yönelimde çizgi daralması soğudukça mikro telde anizotropi alanlarının yeni bir dağılımının olduğu şeklinde yorumlanabilir.

6.5. Sonuç

Çalışmayı özetlersek:

1. Yumuşak manyetik mikrotellerin manyetik özellikleri geniş bir frekans bandında ölçüldü (9-36 GHz);
2. Oldukça küçük iletkenlikli 5- μm çaplı teller için FMR soğurmasına kabuk katmanın esas olduğu ortaya çıkarıldı;
3. İçin boş silindirik tüp modelinin dolu silindirden yüksek frekans bandında örneklerin FMR özelliklerini tanımlamak için daha uygun olduğu olgusuna varıldı;
4. Amorf mikroteller için g-faktörü, doyum mıknatıslanması ve anizotropi alanı değerleri tahmin edildi. Bunlar $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$ için – $g=2.139$, $M_s=1016$ G, $H_a=396$ Oe; $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ için– $g=2.134$, $M_s=740$ G, $H_a \sim 0$ (=15) Oe; ve $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ için – $g=2.138$, $M_s=648$ G, $H_a \sim 0$ (=10) Oe dir.

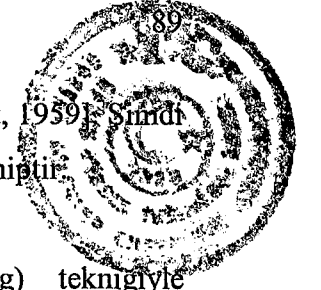
5. Sıcaklık çalışmalarından düşük sıcaklıklarda mıknatıslanmanın arttığı sonucuna varıldı.



7. COBALT KATKILANMIŞ TiO_2 İNCE FİLMLERDE ELEKTRON SPİN REZONANS ÇALIŞMASI

7.1. Giriş

Bilgi depolama teknolojisindeki daha hızlı ve daha yoğun kapasiteli hafıza yapma talebinden dolayı son yıllarda kutuplanmış spinlerin taşınması (spin-polarized transport) alanındaki çalışmalar büyük ilgi görmektedir. İletim elektronlarının spin serbestlik derecelerini kullanan eletronğin yeni dalı spintroniks çalışmalarında yeni cihazlar geliştirilebilmesi için mevcut yarıiletkenlerle yüksek oranda kutuplanmış spinler içeren manyetik malzemelerin uyumlu biçimde birleştirilmesi gerekmektedir [109 G. A. Prinz, 1995, J. M. Kikkawa, 1999B. T. Jonker, 2000112I. Malajovich, 2001]. Şimdiye kadar yapılan başlıca çalışmalar metalik ferromagnet ile yarıiletkenlerin kombinasyonuna dayanan heteroyapılar üzerine yoğunlaşmıştır [113M. Johnson, 2001, J. A. C. Bland, 2001, F.G. Monzon, 1999 116 P. R. Hammar, 1999]. Bununla birlikte, elektron spinlerinin ara yüzeylerden geçerken hala yüksek spin kutuplanmış durumlarını devam ettirebilmeleri zordur. Bunun ana sebebi iki malzeme arasındaki elektriksel iletkenliğin büyük ölçüde uyumsuz olmasıdır [117 G. Schmidt ve L. W. Molenkamp, 2001]. Dolayısıyla son zamanlarda ki gayretler büyük ölçüde mevcut yarıiletkenlerle kolay bir şekilde entegre olabilecek yüksek kutuplanmış spinli ferromanyetik yarıiletkenlerin geliştirilmesi konusuna yönelmiştir [118H. Munekata, 1989,B. T. Jonker, 1993,H. Ohno, 1996,T. Fukumura, 1999, 122 H. Akinaga, 2000]. Bu yönde önemli gelişmeler olmasına rağmen [123Y. Ohno, 1999] oda sıcaklığının üstündeki Curie sıcaklıklarında (T_c) problem hala geçerliliğini sürdürmektedir [124 T. Dietl, 2000, 125 K. Takamura, 2001]. Bu bağlamda, Matsumoto ve dig. tarafından hazırlanan Co katkılı epitaksiyel TiO_2 'nin oda sıcaklığı ferromagnetizması üzerine hazırladığı son yazısı çok ilginçtir [126Y. Matsumoto, 2001]. TiO_2 görünür bölge ve yakın-kızılötesi bandında mükemmel optik geçirgen, yüksek kırma indisi ve yüksek dielektrik sabiti gibi çok sayıda teknolojik önemi olan özelliklerinden dolayı son 20-30 yıldır büyük ölçüde



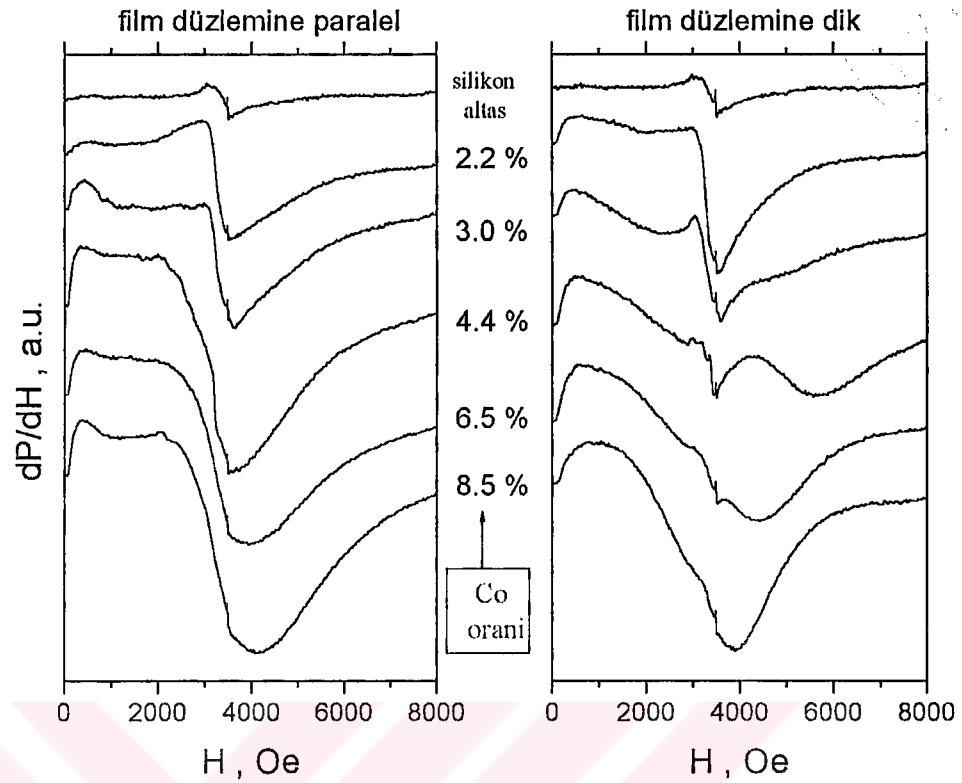
çalışılmıştır [127 P. K. Tien, 1971, 128 J. Rams, 1997, 129 F. A. Grant, 1959]. Sımdı seyreltik manyetik oksitlere ana madde olmakla yeni bir potansiyele sahiptir.

Bu çalışmada reaktif eş zamanlı-sıçratma (co-sputtering) tekniğiyle hazırlanmış Co-katkılı TiO_2 filmlerin manyetik özellikleri ESR metoduyla incelendi. Ölçümler 10-300 K'lik geniş bir sıcaklık aralığında ve DC manyetik alanının film düzlemine göre farklı yönelimleri için yapıldı. Oda sıcaklığında bile zenginleştirilmiş kobalt fazında manyetik bir düzenin kurulduğu görüldü. Buna ilaveten manyetik duygunlukta 50-80 K sıcaklık aralığında zenginleştirilmiş kobalt fazında oluşan manyetik nanoparçacıklar sisteminde spin-glass gibi davranış olarak nitelediğimiz bir anomali gözlemlendi.

7.2. Örnek Hazırlanması Ve Karakterizasyonu

Farklı Co miktarları içeren Co katkılı TiO_2 ince filmler Si (100) altaş üzerine $\text{Ar}:\text{O}_2$ gaz karışımında Ti ve Co'ın reaktif eş-saçılması tekniği ile hazırlandı. Depozisyon için 3×10^{-6} Torr'luk yüksek bir vakum odası kullanıldı. Argon basıncı 25 mTorr da, oksijen basıncı 0.1 mTorr'da tutuldu. Depozisyon esnasında altaş sıcaklığı 350 °C'de sabitlendi ve sonra üzerinde film oluşan altaş 10-30 mTorr oksijen basıncı altında oda sıcaklığına kadar soğutuldu. Depozisyon oranı 15-56 Å/dakika ya bağlı olarak film kalınlıkları 2000-3000 Å civarındadır. Elektron prob mikro analizleri ile görüldüğü $\text{Ti}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_2$ örneklerinde Co miktarları (x) %2.2, 3.0, 4.4, 6.5, ve 8.5 dir.

X-ışını difraksiyon ölçümleri ile örneklerin Rutile yapıda polikristal oldukları ortaya çıkarıldı [130 W.K.Park, 2002]. Manyetizasyon ölçümlerindeki histerik davranıştan bütün örneklerde 55-65 Oe arasında zorlayıcı (coercive) bir alanın olduğu ve oda sıcaklığında doyum mıknatıslanmasının 7 emu/cm^3 (%2.2 Co)'dan 28 emu/cm^3 (%8.5 Co)'e kadar değişen bir aralıkta olduğu görüldü [130 W.K.Park, 2002]. Buda bize zenginleştirilmiş kobalt fazında oda sıcaklığında bile bir manyetik düzenin söz konusu olduğunu ispatlamaktadır.

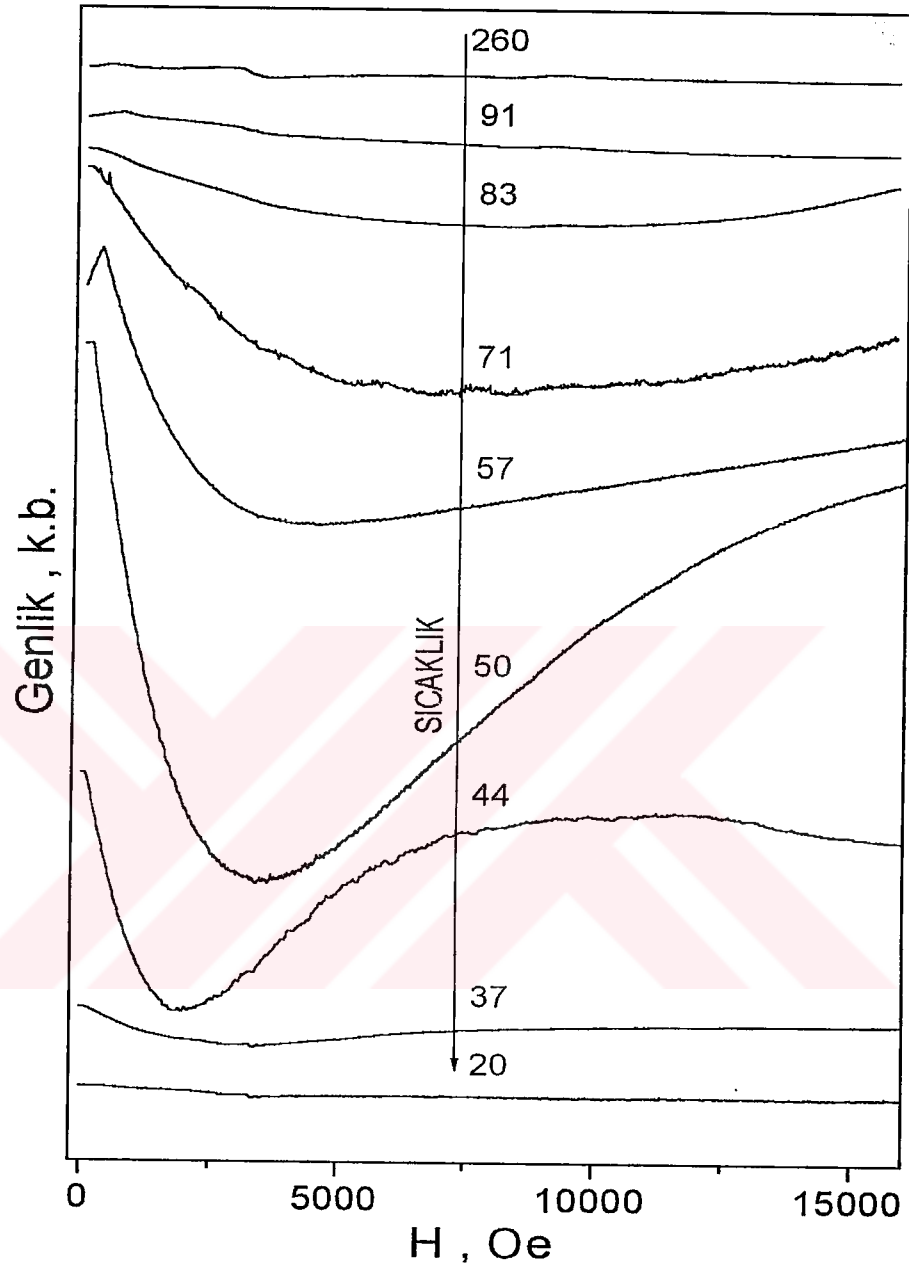


Şekil 7.1. Bütün örnekler için oda sıcaklığında ESR spektrumları. Co miktarları şeklin ortasındaki boşlukta gösterilmiştir.

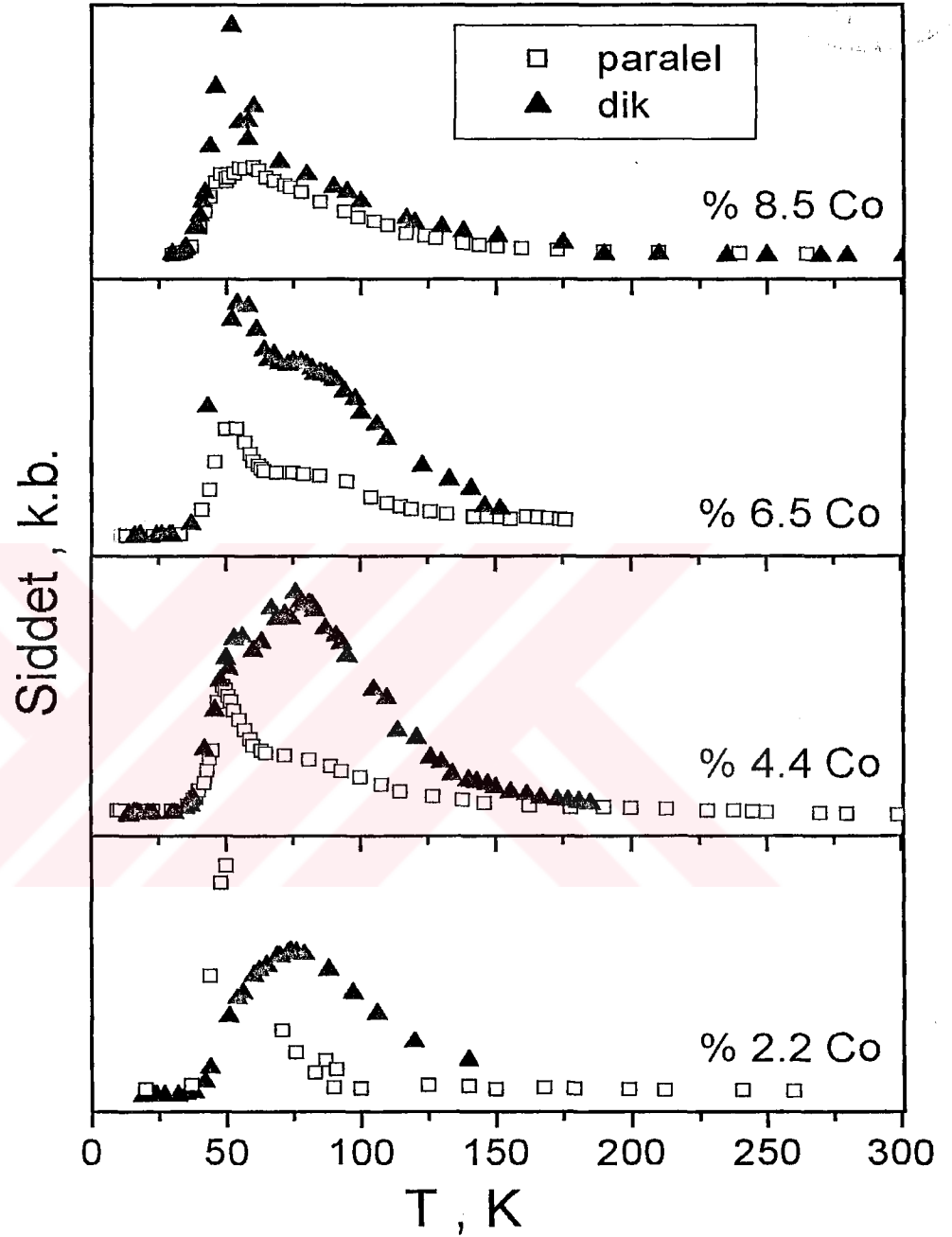
X-band ($\nu = 9.5$ GHz) ESR ölçümleri *Bruker EMX* spektrometresi ile yapıldı. Genelde olduğu gibi ESR sinyalleri modülasyon tekniği ile dP/dH mikrodalga güç soğurulmasının türevi H statik manyetik alanının fonksiyonu olarak kaydedildi. Ölçümler 5-300 K sıcaklık aralığında H alanına göre örneğin farklı yönelimlerinde yapıldı. Mikrodalga güç soğurulma şiddetini elde etmek için ESR eğrilerinin sayısal integrasyonu *Bruker WinEPR* programı ile yapıldı.

7.3. ESR Ölçümlerinin Sonuçları

Şekil 7.1’de X-band 9.5 GHz frekansında oda sıcaklığında bütün örnekler için kaydedilen ESR spektrumları gösterilmiştir. Sol taraftaki şekilde DC manyetik alan film düzlemine paralel, sağ taraftaki şekilde ise statik alan film düzlemine dik yönde yani film düzlemi normaline paralel yönde (düzlem-dışı ölçüm) uygulanmıştır.



Şekil 7.2. %2.2 Co içeren örnek için ESR spektrumunun sıcaklığa bağımlılığı. Manyetik alanın tarama aralığının Şek.1 e göre iki kat olduğuna dikkat edilmelidir.



Şekil 7.3. ESR spektrumlarının şiddetlerinin (ikinci integrallerinin) sıcaklığa bağımlılığı.

Şekil 7.1'den genel olarak oda sıcaklığındaki ESR spektrumlarının Co miktarına büyük ölçüde bağımlı olduğu açıkça görülmektedir. ESR sinyallerinin başlıca özellikleri şunlardır: 1) izotropik ve kısmen dar sinyal (pikten pike çizgi genişliği ~650 Oe olan 3250 Oe civarında rezonans alanı) %2.2 Co ve %3 Co örnekleri için baskındır; 2) geniş bir anizotropik sinyal daha yüksek Co

konsantrasyonlu %4.4, %6.5 ve %8.5 örnekler için baskın olmaktadır². Hem çizgi şekli ve hemde rezonans alan değerleri DC dış alanın yönelimine bağımlıdır ki bu da genel bir demagnetizasyon alanının mevcut olduğuna işaret etmektedir. Mikrodalga güç soğurulması DC alanın film düzlemine paralel ve film düzlemine dik olduğu her iki spektrum için sıfır alandan başlamaktadır.

Co-TiO₂ filmlerinin ESR sinyallerinin sıcaklığa bağımlılığı 10-300K arasında ölçüldü. DC alanın film düzlemine paralel olduğu geometrinin ESR spektrumu %2.2 Co içeren örnek için Şekil 7.2’de verilmiştir. Başlıca özellikleri aşağıdaki gibi verebileceğimiz ESR spektrumlarının sıcaklığa çok büyük oranda bağımlı olduklarını söyleyebiliriz: 1) oda sıcaklığında görece olarak dar olan sinyaller örnek soğudukça düşmekte ve en düşük sıcaklıklarda tamamen kaybolmaktadırlar; 2) soğudukça çok geniş bir sinyal görülmekte ve özellikle 50-80 K civarında bu sinyalin şiddeti çok fazla büyümektedir. Daha düşük sıcaklıklarda (10-20K) şiddet tekrar hızlı bir şekilde düşmektedir. ESR sinyallerinin şiddetlerinin sıcaklık bağımlılıkları Şek.3’de gösterilmiştir. Örneklerimiz aynı zamanda 50-80K aralığında histerik bir davranış da sergilemektedirler.

7.4. Tartışma

Oda sıcaklığı spektrumları: Örneklerin her iki özel yönelimi için (manyetik alanın film düzlemine paralel ve dik olduğu durumlar) X-bandında oda sıcaklığında %2.2 and %3.0 Co içeren örneklerde zayıf bir ESR sinyali gözlemlendi. Rezonans alanı 3250 Oe (g-değeri yaklaşık 2.15), çizgi genişliği pikten pike ~ 650 Oe olan bu sinyal yönelime bağımlı değildir. Bu sinyale iki yerden katkı beklenebilir: 1) silikon alttaşı içindeki paramanyetik safsızlıklardan (Şekil 7.1’de üstteki spektruma bakınız), ve 2) paramanyetik Co²⁺ iyonlarından veya superparamanyetik kobalt parçacıklarından. Dik geometride (Şekil 7.1’deki sağdaki çerçeve) yüksek konsantrasyonlara gidildikçe dar sinyalin şiddetinin (genliğinin) azaldığı görülmektedir. Örneğin, %4.4 Co katkılı örnekte bu tamamen alttaşı sinyaline indirgenir (Şekil 7.1’de en üstteki sinyal). %2.2

² Oda sıcaklığında rezonans alanı 3500 Oe de genişliği bir kaç Oe lik (serbest elektronun g değeri (=2003)) çok dar bir pik kalibrasyon ihtiyacı için kullanıldı (Şek.2).

and %3 Co katkılı örneklerde bu dar sinyale Co-TiO₂ filmin kendisinin bir katkısının olduğu açıktır.

Yüksek sıcaklıklardada hızlı spin-örgü durulma zamanından dolayı oda sıcaklığı ölçümlerinde oktahedral olarak yerleşmiş paramanyetik Co²⁺ iyonlarından ESR sinyali beklenmez. Genelde Co²⁺ iyonlarında ESR sinyali düşük sıcaklıklarda (tipik olarak <30K) gözlenir [131 G.M. Zverev, 1962, E. Yamaka, 1962, 133 Y. Miyaka, 1967]. Bunun yanı sıra tetragonal (veya trigonal) bozulmanın olduğu oktahedralde Co²⁺ iyonlarının g-faktörü yüksek oranda anizotropiktir ve g-tensör değerleri tipik olarak 2.5-6 aralığındadır (bu bizim durumumuzda 500-2500 Oe lik manyetik alan aralığına karşılık gelir). Bozulmuş bir TiO₂ kristal yapıda tetrahedral olarak (veya daha düşük simetrlili) yerleşik Co²⁺ iyonlarının oda sıcaklığında g-değerleri 2 civarında olacak şekilde ESR sinyali vermesi teorik olarak beklenebilir. Bununla birlikte bu olasılık bizim durumumuzda muhtemel gözükmez, çünkü paramanyetik Co²⁺ iyonlarının ESR sinyalleri oldukça dar olmalı ve sıcaklık 10 K'ne düşerken şiddetlenmelidirler (Curie-yasası davranışı), ama bizim gözlemimiz aksi olmuştur (bak Şekil 7.2). Bunun anlamı izole olmuş Co²⁺ iyonlarının konsentrasyonu yüksek duyarlıklı (~10¹¹ spin) ESR tekniği ile gözlenemedi. Dolayısıyla, değiş-tokuşla çiftlenmiş Co²⁺ iyonlarının, veya birkaç nanometre mertebesinde bloklanmış metalik kobaltın daha küçük süperparamanyetik parçacıklarının bu sinyali vermesi çok daha olasıdır. Burada dikkat edilmesi gereken dar sinyalin g-değerinin (2.15) bulk metalik Co'nın kine çok yakın olduğudur.

Oda sıcaklığında Co miktarı arttıkça şiddetlenen geniş bir ESR sinyali (çizgi genişliği ~ 2000-3000 Oe) görülmektedir. Bu sinyal örnekte ferromanyetik fazın işareti olarak alınabilir (örneğin metal kobalt nanoparçacıkların veya bazı zenginleştirilmiş kobalt fazın). 5000 Oe'lik yüksek alanlara kayan bir bileşeni olan dikkate değer bir açılal bağımlılık serinin ortasındaki %4.4 kobalt içeren örnek için gözlemlendi (Şekil 7.1). Bunun anlamı filmin ortalama şekil anizotropisinin etkili olduğudur. İnce bir tabakaya dik yönde uygulanmış statik manyetik alan için bilinen $h\nu = g\beta(H - 4\pi M_s)$ Kittel FMR eşitlikliği kullanılarak efektif mıknatıslanma değeri 135 emu/cm³ olarak tahmin edilebilir. Bunun mertebesi statik mıknatıslanma ölçümleri ile elde edilen değerden büyüktür. Bu çelişkinin olası nedeni FMR

deneylerinden çıkarılan etkin mıknatıslanma değerinin ferromanyetik fazın toplam örnek hacmi üzerinden ortalamasına değil yerel konsantrasyonuna bağlı olmasıdır. Bunun yanı sıra bazı kristal ve yüzey anizotropilerin katkıları olabilir (örneğin kolay düzlem anizotropi) ve bu katkılar ESR datalarında daha yüksek “etkin” mıknatıslanma değeri verebilirler.

Düşük sıcaklık davranışı: İlk olarak söyleyeceğimiz düşük sıcaklık ölçümlerinde ($T < 20K$) Co katkılı TiO_2 -rutile bulk kristalinde Co^{2+} paramanyetik iyonlarından kaynaklanan ESR sinyalleri görmediğimizdir [131 G.M. Zverev, 1962, E. Yamaka, 1962, 133 Y. Miyaka, 1967]. İkinci olarak ESR sinyal şiddetlerinin çok aşırı bir yükselişinin sıcaklığın 100K nin altına düşmesiyle ortaya çıkmasıdır (Şekil 7.3). ESR eğrisinin ikinci integrali DC manyetik duygunluğa karşılık gelir (daha doğru olması için, eğer sinyal yeterince dar ise yaklaşık olarak DC manyetizasyonla orantılıdır). Şekilden görüldüğü gibi, manyetik duygunluğun sıcaklık davranışında 60K civarında bir tür faz geçişi vardır. Neredeyse aynı kritik sıcaklıklarda daha yüksek Co konsantrasyonu içeren örneklerimiz de benzer davranışı sergilemektedirler (Şekil 7.3).

Biz bu davranışı sistemde zenginleştirilmiş Co fazının ferromanyetik nanoparçacıkları arasında meydana gelen uzun mesafe dipol-dipol etkileşimleri ve anizotropi alanından kaynaklanan spin-glas tipi bir düzen olduğu şeklinde yorumladık. Başka çalışmalarda da manyetik parçacık sistemlerinin bu spin-glas tipi davranışı mevcuttur [134 A. Hernando, 1999, S.Sankar, 2000, S. Yamamuro, 1999, 137 G. A. Held, 2001]. Gerçekte eğer ferromanyetik parçacıklar yeterince küçük iseler (50nm daha küçük boyutlarda), manyetik domain duvarları kararsızdır ve nanoparçacık sadece tek bir manyetik domainidir. Dışarıdan bakıldığında, bu gibi nanoparçacıklar bütün manyetik atomların spinlerinin toplamının oluşturduğu tek bir büyük süper spinler topluluğu gibi görülebilirler. Her bir nano-parçacıkta örgü, yüzey ve şekil manyetostatik alanı ile süperspinin etkileşmesinden kaynaklanan yerel bir manyetik anizotropi vardır. Sıcaklık yüksek olduğu zaman, termal dalgalanmalar bu anizotropi enerjisinden baskındır ve nanoparçacıkların manyetizasyonunu neredeyse serbest bir şekilde döndürebilirler. Bu durumda nano-parçacıkların manyetizasyonunun zaman üzerinden ortalaması sıfıra yakındır ve bu nano-parçacıklar gurubu superparamagnet olarak isimlendirilirler. Düşük sıcaklıklarda

(bloklanma sıcaklığının altında) superspin belli bir yönde sıfırdan farklı manyetik moment verecek şekilde nano-parçacıkların enerjik olarak elverişli olduğu bir eksen boyunca (kolay ekseni) yönelir. Eğer nano-parçacıklar sistemi yeteri kadar seyreltik ise, bu nano parçacıkların kendi arasındaki (interparticle) etkileşmeleri ihmal edilebilir ve bloklanma sıcaklığı altında donmuş bir durumda bunların manyetik özellikleri sadece bireysel nano-parçacıkların fiziksel özelliklerine ve dış manyetik alana bağımlı olur. Bununla birlikte, daha yüksek yoğunluklu durumda uzun-mesafe dipol-dipol etkileşmesi nanoparçacıklar grubunun davranışlarını güçlü bir şekilde etkiler. Sistem soğutulduğu zaman nanoparçacıkların manyetik momentleri bireysel olarak değil, anizotropi alanlarının kombinasyonu ve çevredeki nano parçacıklarının dipol alanlarının oluşturduğu yerel bir manyetik alanda donarak parçacık kolay ekseni boyunca rasgele yönelirler. Böylece spin-glass tipi donmuş bu sistem dış manyetik alan, sıcaklık ve yönelime bağımlılığın yanı sıra nanoparçacık yoğunluğuna da bağımlı hale gelir.

Açığtırki zengileştirilmiş Co fazı ve TiO_2 'nin Rutile fazı arasındaki ara yüzey özellikle nanoparçacık manyetik durumlarını belirler. Dolayısıyla spin-glas durumu düşük sıcaklıklarda manyetik fazda yüzeyin ve bulk manyetik anizotropi etkeleşmesinin rekabetinden dolayı şekillenecektir. Diğer yandan, rasgele yönelmiş bireysel parçacıkların şekil ve boyut dağılımı yerel kolay eksenin dağılımını meydana getirecektir. Aslında iç-dipol alanının ortalama bir değeri olan 1500 Oe civarında ki dipol-dipol etkileşmesi düzlem dışı ölçümlerde (out-of-plane) ESR spektrumunun ortalama anizotropisini üretmek için yeterince güçlüdür. Dolayısıyla rasgele yönelmiş manyetik nano- parçacıklar arasındaki dipol-dipol etkileşmesinin yüksek konsatrasyonlu kobalt içeren filmler için önemli olması beklenir. Sonuç olarak yukarıda tanımlanan klasik olmayan spin-glas geçiş senaryosu daha önce dielektrik oksit matrise gömülmüş oksitlenmiş ince manyetik parçacıklarda görülen spin-glas gibi davranışa benzer biçimde bizim $\text{Co}:\text{TiO}_2$ granular filmlerimizde de meydana gelir [134 A. Hernando - H.Hasmonay, 2000, 139 L.Del Bianco, 1998].



7.5. Sonuç

Co-katkılı TiO_2 filmlerin manyetik özellikleri. 10-300 K'lık geniş bir sıcaklık aralığında ESR metoduyla incelenmiş ve şu sonuçlara ulaşılmıştır.

1. Oda sıcaklığında bile zenginleştirilmiş kobalt fazında manyetik bir düzenin kurulduğu görülmüştür.
2. Manyetik duygunlukta 50-80 K sıcaklık aralığında zenginleştirilmiş kobalt fazında oluşan manyetik nanoparçacıklar sisteminde spin-glass gibi davranış olarak nitelediğimiz bir anomali gözlemlendi.



8. SONUÇ VE DEĞERLENDİRME

Bu tez çalışmasında Fe tabanlı ve tabansız olarak hazırlanmış Co/Cu çok katmanlı filmler, $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$, $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ ve $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ formülleriyle verilen amorf manyetik mikroteller ve silisyum altaş üzerine hazırlanmış Co katkılanmış TiO_2 ince filmlerinin manyetik özellikleri incelenmiştir.

İyon-plazma saçılma tekniği kullanılarak Kharkov Politeknik Enstitüsünde (Ukrayna) Fe tabanlı ve tabansız olarak hazırlanmış çok katmanlı Co/Cu yapıların özellikleri ferromanyetik rezonans yöntemiyle 20-37 GHz bandında ve rezonans olmayan şartlarda 30-140 GHz frekans bandında incelenmiştir. Fe tampon içeren örneklerde manyetik rezonans alanının iç tabakaların kalınlıklarının fonksiyonu olduğu görülmüştür. Fe/Co ince filmlerde birisi 200 G ve diğeri 1300 G genişliğinde civarında iki ferromanyetik rezonans piki gözlemlendi ve bu pikler sırasıyla demir ve kobalt tabakalarına ait oldukları sonucuna varıldı. Doyum mıknatıslanma değerleri için Cu kalınlığı arttıkça azalmakta olduğu ve yaklaşık 1 kG civarında olduğu hesaplandı. Doğru akım için ($\Delta R/R$) ve elektromanyetik dalganın ($\Delta T/T$) geçirme katsayılarının manyetik alana bağımlılıkları arasında bir korelasyon olduğu ve durulma/anahtarlama süresinin $\tau_s < 7 \times 10^{-12}$ s mertebesinde olduğu tahmin edildi.

İkinci olarak $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$, $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ ve $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ mikrotellerin manyetik özellikleri ferromanyetik rezonans (FMR) tekniği ile 9.5-37 GHz frekans bandında çalışıldı. Ayrıca X-bandta 6-300 K sıcaklık aralığında FMR ölçümleri yapıldı. 5 μm çaplı bu teller için FMR soğurmanın mikrodalga alanının elektrik alan bileşenin indüklediği çevresel manyetik alandan kaynaklandığı ve dolayısıyla telin sadece kabuk katmanından ortaya çıktığı sonucuna ulaşıldı. İçi boş silindirik bir tüp modelinin bu çeşit tellerin FMR özelliklerini tanımlamak için içi dolu silindirden daha uygun bir model olduğu tespit edildi. Kullanılan modelle manyetik amorf tellerin g-faktörü, doyum mıknatıslanması ve anizotropi alanı değerleri hesaplandı. Bunlar $\text{Fe}_{69}\text{Si}_{16}\text{B}_{10}\text{C}_5$ için – $g=2.139$, $M_s=1016$ G, $H_a=396$ Oe; $\text{Co}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ için – $g=2.134$, $M_s=740$ G, $H_a \sim 0$ (=15) Oe; ve $\text{Co}_{68}\text{Mn}_7\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ için – $g=2.138$, $M_s=648$ G, $H_a \sim 0$ (=10) Oe dir. Sıcaklık fonksiyonu olarak yapılan FMR ölçümlerinden düşük sıcaklıklarda mıknatıslanmanın arttığı sonucuna varıldı.



Son olarak Co-katkılı TiO_2 filmlerin manyetik özellikleri. 10-300 K'lık geniş bir sıcaklık aralığında ESR metoduyla incelendi. Oda sıcaklığında zenginleştirilmiş kobalt fazında manyetik bir düzenin kurulduğu gözlemlendi. Sıcaklık düşerken ESR piklerinin şiddedinin arttığı, 50-80 K aralığında maksimumdan geçerek daha küçük sıcaklıklarda tekrar şiddetin azaldığı ve sinyalin en düşük sıcaklıklarda tamamen kaybolduğu gözlemlendi. Buaradan manyetik duygunlukta 50-80 K sıcaklık aralığında zenginleştirilmiş kobalt fazında oluşan manyetik nanoparçacıklar sisteminde spin-glass gibi davranış olarak nitelediğimiz bir anomalinin olduğu sonucuna varıldı.



KAYNAKLAR

- 1 J. I. Rafael, *J. Appl. Phys.* **30**, 60S (1959)
- 2 M. S. Cohen, in *Thin Film Phenomena*, K. L. Chopra, ed., McGraw-Hill, New York (1969).
- 3 A. Kundt, *Wied. Ann.* **23**, 228 (1884).
- 4 A. Hubert, R. Schafer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer, New York (2001, reissued).
- 5 J. Nogues, I Schuler, *J. Magn. Magn. Mater* **192**, (1999) 203
- 6 A.E. Berkowitz, K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater*, **200** (2000) 552
- 7 Peter Grünberg, *Physics Today* **54** (2001) p31.
- 8 U. Gradmann, in *Handbook of Magnetic Materials*, vol. 7, K. H.J. Buschow ed, Elsevier North-Holland, Amsterdam (1993), p.1
- 9 Y. Li, K. Baberschke, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 1208.
- 10 G.H. O. Daalderop, P. J. Kelly, F. J. A. den Broeder, *Phys Rev. Lett.* **68** (1992) 682
- 11 D. Burgler, S.O. Demokritov, P. Grünberg, M.T. Johnson, in *Handbook of Magnetic Materials*, vol. 13.
- 12 M.N. Baibich et al, *Phys. Rev. B* **61** (1988) 2472
- 13 G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39** (1989) 4828
- 14 <http://crism.stanford.edu/~web/webpage/gmr.pdf>
- 15 N.F. Mott, *Adv. Phys.* **13**, pp. 325 ff, 1965
- 16 <http://www.stoner.leeds.ac.uk/research/gmr.htm>
- 17 <http://www.almaden.ibm.com/st/magnetism/ms/gmr/>
- 18 Meservey and Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994)
- 19 C. Tang et al., *IEEE Trans. Magn.* **30** (1994) 3801
- 20 M. Dax, *Semicond. Int.* **20** (no.10), (1997) 84
- 21 M. Juliere, *Phys. Lett. A* **54** (1975) 225
- 22 J. Moodera, L. Kinder, T. Wong, R. Meservey, *Phys Rev Lett.* **74** (1995) 5260
- 23 C. Smith, *Proc. UK Conf. for Sensors, Test and Measurement Technology*, Birmingham, England, Jan. 22-23, 1997.
- 24 M.M. Miller, G.A. Prinz, P. Lubitz, L. Hoines, J.J. Krebs, S.F. Cheng, F.G. Parsons, *J. Appl. Phys.* **81** (1997) 4284.

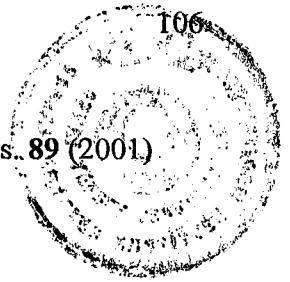
- 25 A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, D. Rao, A. Starr, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, S. Thomas, *J. Appl. Phys.*, **73** (1993) 5320.
- 26 R.L. White, *IEEE Trans. Magn.*, **28** (1992) 2482 .
- 27 C.L. Chien, J.Q. Xiao and J. S. Jiang, *J. Appl. Phys.*, **73** (1993) 5309.
- 28 R. von Helmolt, J. Wecker, B. Kolzapfel, L. Schultz and K. Samwer, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993) 2331.
- 29 K. Mandal and S.K. Ghatak, *Phys. Rev. B*, **47** (1993) 14233.
- 30 F.L.A. Machado, B. Lopes de Silva, and E. Montarroyos, *J. Appl. Phys.*, **73** (1993) 6387.
- 31 T. Masumoto, I. Ohnaka, I. Inoue, and M. Hagiwara, *Scripta Metall*, **15** (1981) 293.
- 32 A.O. Olofinjana and H.A. Davies, *Mater. Sci. Eng. A* **186** (1994) 293.
- 33 J. Velazquez, M. Vazquez, A. Hernando, H.T. Savage, and M. Wun-fogle, *J. Appl. Phys.* **70** (1991) 6525
- 34 J. Nixdorf, *Drah-Welt* **53**, 693 (1967).
- 35 J. Valazquez, M. Vazquez, A.P. Zhukov, *J. Mater. Res.* **11** (1996) 2499.
- 36 M. Vazquez, P. Marin, H.A. Davies, A.O. Olonjana, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 3184.
- 37 J. Arcas, C. Gomez-Polo, A. Zhukov, M. Vazquez, V. Larin, A. Hernando, *Nanostruct. Mater.* **2** (1996) 823.
- 38 A.N. Antonenko, E. Sorkine, A. Rubshtein, V.S. Larin, and V. Manov, *J. Appl. Phys.*, **83** (1998) 6587
- 39 K. Mohri, T. Kohzawa, K. Kawashima, H. Yoshida, L.V. Panina, *IEEE Transactions on Magnetism*, **25** (1992) 3150.
- 40 K. Mandal, S. Puerta, M. Vazquez, A. Hernando, *Phys. Rev. B* **62** (2000) 6598.
- 41 R.S. Beach, N. Smith, C.L. Platt, F. Je.ers, A.E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 2753.
- 42 J.P. Sinnecker, J.M. Garcia, A. Asenjo, M. Vazquez, A. Garcia-Arribas, *J. Mater. Res.* **15** (2000) 751.
- 43 F.B. Humphrey, K. Mohri, J. Yamasaki, H. Kawamura, R. Malmh. all, I. Ogasawara, in: A. Hernando, et al., (Eds.), *Magnetic Properties of Amorphous Metals*, Elsevier, Amsterdam, 1987, p. 110.

- 44 M. Vazquez, D.-X. Chen, IEEE Trans. Magn. 31 (1995)1229.
- 45 S.E. Lofland, S.M. Bhaget, M. Dominguez, J.M. Garcia-Beneytez, F. Guerrero, M. Vazquez, J. Applied Physics 85 (1999) 4442
- 46 L. V. Panina and K. Mohri, Appl. Lett. 65, (1994) 1189.
- 47 R. S. Beach and A. E. Berkowitz, Appl. Phys. Lett. 64, (1994) 3652.
- 48 P. Ciureanu, M.Britel, D. Menard, A. Yelon, C. Akyel, M. Rouabhi, R.W. Cochrane, P. Rudkowski, J.O. Stöm-Olsen, J. Applied Physics 85 (1988) 6563.
- 49 A. Yelon, D. Menard, M. Britel, and P. Ciureanu, Appl. Phys. Lett. 69 (1996) 3084.
- 50 J.Wiggins, H. Srikanth, K-Y. Wang, L. Spinu, and J. Tang, J. Appl. Physics 2000
- 51 H. Chiriac, C.N. Colesniuc, T.A. Ovari, F. Castano, J. Appl. Phys. 87 (2000) 4816.
- 52 A. Hernando and J.M. Barandiaran, J. Phys. D: Appl. Phys., 11 (1978) 1539.
- 53 J. Velazquez, E. Vazquez, D.X. Chen and A. Hernando, Phys. Rev. B, 50 (1994) 16737.
- 54 K. Mohri, K. Bushida, M. Noda, H. Yoshida, L.V. Panina and T. Uchiyama, IEEE.. Trans. Magn., 31 (1995) 2455.
- 55 M. Vazquez, M. Knobel, M.L. Sanchez, R. Valanzuela, A.P. Zhukov, Sensors and Actuators A 59 (1997) 20.
- 56 K. V. Rao, F. B. Humphrey and J. L. Costa-Kramer, J. Appl. Phys., 76 (1994) 6204.
- 57 M. Knobel, M. L. Sanchez, J. Velazquez, J. Phys.: Condens. Matter., 7 (1995) L115.
- 58 R.L. Sommer and C. L. Chien, Appl. Phys. Lett., 67 (1995) 857.
- 59 V.E. Makhotkin, B.P. Shurukhin, V.A. Lopatin, P. Yu. Marchokov and Yu.K. Levin, Sensors and Actuators A, 25-27 (1991) 759.
- 60 F.L. Machado, C.S. Martins, B.M. Razende, Phys. Rev. B, 51 (1995) 3926.
- 61 M. Tejedor, B. Hernando, M.L. Sanchez, M. Vazquez, M. Knobel, J. Mang. Magn. Mater., 152 (1996) 191.
- 62 R.L. Sommer and C. L. Chien, Appl. Phys. Lett., 67 (1995) 3346.
- 63 L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Electrodynamics of Continuous Media, Pergamon, Oxford, 1975, p. 195.

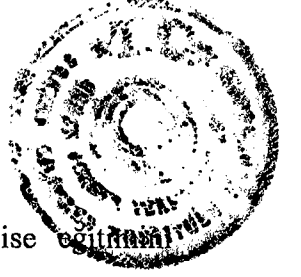
- 64 M. Knobel, M.L. Sanchez, C. Gomez-Polo, P. Marin, M. Vazquez and A. Hernando, J. Appl. Phys, 79 (1996) 1646.
- 65 M.L. Sanchez, R. Valenzuela, M. Vazquez and A. Hernando, J. Mater. Res., 11 (1996) 2486.
- 66 A.P. Zhukov, C. Fernandez, J.M. Garcia-Beneytez, M.Vazquez, Patent P9600172.
- 67 M. Vazquez, Physica B, 299 (2001) 302.
- 68 H. Chiriac, C.S. Marinescu, T.A. Ovari, IEEE Trans. Magn. 33 (1997) 3349.
- 69 F.J. Castano, M. Vazquez, D.-X. Chen, M. Tena, C. Prados, E. Pina, A. Hernando, G. Rivero, Appl. Phys. Lett. 75 (1999) 2117.
- 70 R. Valenzuela, M. Vazquez, A. Hernando, J.J. Freijo, Patent P95502081.
- 71 W. Wulfskel, H.H. Ding, W. Lutzke, G. Steierl, M. Vazquez, P. Marin, A. Hernando, J. Kirschner, Appl. Phys. A 72 (2001) 463.
- 72 B. Aktas, Thin Solid Films 307 (1997) 250-259.
- 73 M.Farle, Rep. Prog. Phys.61 (1998) 755-826.
- 74 Maksymowicz L. J. ve Sendorek D, J. Magn. Magn. Mater. 37 (1983) 177-188.
- 75 Y.Oner, M. Ozemir, B. Aktaş, C. Topaçli, E.A. Harris, S. Senoussi, J.Magn.Magn.Mat. 170 (1997) 129
- 76 M. Özdemir, Y. Öner, B. Aktaş, Physica B 252 (1998) 138-148.
- 77 P. E. Wigen, Thin Solid Films 114 (1984) 135-186
- 78 C. P.Slichter, Principle of Magnetik Resonance; Harper and Row, (1963) Newyork
- 79 C. Birlikseven, C. Topaçli, H.Z.Durusoy, L.R. Tagirov, A.R.Koymen, B. Aktas, J. Mag. Mag. Mat. 202 (1999) 342-348.
- 80 H.Sato, P.A.Schroeder, J.M.Slaughter, W.P.Pratt, Jr., and W.Abdul-Razzaq, Superlattices Microstruct., 4, N45, (1987).
- 81 M. N.Baibich et al., Phys. Rev. Lett. 61, p.2472 (1988).
- 82 P.M.Levy, Solid State Phys. 47, p.367 (1994).
- 83 J.Q.Xiao, J.Samuel Jiang, C.L.Chen, Phys. Rev. Lett., 68, N25, p.2472, (1988).
- 84 Z.J.Wang, S.Mitsudo, K.Watanable et.al., Journ. of Magn. and Magn. Mat., 176 p.127, (1997).
- 85 J.J.Krebs, P.Lubitz, A.Chaiken, G.A.Prinz, J. Appl. Phys, 68, N8 p.4795, (1988).
- 86 A.B.Rinkevich, L.N.Romashev, V.V.Ustinov, JETP, 117, N5, p.960, (2000).

- 87 D.P.Belozorov, A.G.Ravlik, B.Z.Rameev, S.T.Roschenko, I.G.Shipkova, S.I.Tarapov, Intern. Journ. of Infrared and Millimeter Waves, **21**, N10, p.1627, (2000).
- 88 S.T. Roshchenko, A.G.Ravlick, I.G.Shipkova, A.Yu.Zolotarev, The Physics of Metals and Metallography, **90**, N3, p.266, (2000)
- 89 S.T.Roshchenko, I.G.Shipkova, A.A.Koz'ma, V.I.Pinegin, The Physics of Metals and Metallography, **85**, N1, p.65, (1998).
- 90 K. Mohri, T. Kohzawa, K. Kawashima, H.Y. Yoshida, L.V. Panina, IEEE Trans. Magn. **28** (1992) 3150.
- 91 R.S. Beach, A.E. Berkowitz, Appl. Phys. Lett. **64** (1994) 3652.
- 92 L.V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, K. Noda, J. Appl. Phys. **76** (1994) 6198.
- 93 K.V. Rao, F.B. Humphrey, J.L. Costa-Krämer, J. Appl. Phys., **76** (1994) 6209.
- 94 J. Velázquez, M. Vázquez, D.-X. Chen, A. Hernando, Phys.Rev.B **50** (1994) 16737.
- 95 F.L.A. Machado, C.S. Martins, S.M. Razende, Phys. Rev. B **51** (1995) 3926.
- 96 G.F.Taylor, Phys. Rev. **23** (1924) 655.
- 97 S.A.Baranov, V.S. Larin, A.V.Torcunov, A.Zhukov, M.Vázquez (in Nanostructured and Non-crystalline materials, edited by M.Vázquez and A.Hernando. World Scientific, Singapore). (1995) 567.
- 98 S.E. Lofland, S.M. Bhagat, M. Domínguez, J.M. García-Beneytez, F. Guerrero, M. Vázquez, J. Appl. Phys. **85** (1999) 4442.
- 99 D. Menard, M. Britel, P.P. Ciureanu, A. Yelon. J. Appl. Phys. **84** (1998) 2805.
- 100 P. Marin, A. Henando, J. Magn. Mater. **215-216** (2000) 729
- 101 C. Kittel. Introduction to Solid State Physics – 7th ed. (John Wiley & Sons, N.Y., USA). (1996) 505.
- 102 H. García-Miquel, J.M. García, J.M. García-Beneytez, M. Vázquez, J.Magn.Magn.Mater. **231** (2001) 38.
- 103 H. Garcia-Miquel, M.J. Esbri, J.M. Andres, J.M. Garcia, J.M. Garcia-Beneytez, M. Vázquez, IEEE Trans. Magn. **37** (2001) 561.
- 104 H. Garcia-Miquel, M. Vázquez, Physica B **299** (2001) 225.
- 105 J. Velázquez, M. Vázquez, A.P. Zhukov, J. Mater. Res. **11** (1996) 2499.
- 106 M.Vázquez, M.Knobel, M.L. Sanchez, R.Valenzuela, A.P. Zhukov. Sensor and Actuators **A59** (1997) 20.

- 107 A.N. Antonenko, E. Sorkine, A. Rubshtein, V.S. Larin, V. Manov. *J. Appl. Phys.* **83** (1998) 6587.
- 108 L.V. Panina, H. Katoh, K. Mohri, and K. Kawashima, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 2524 (1993)
- 109 G. A. Prinz, *Physics Today* **48** (1995) 58; *Science* **282** (1998) 1660; H. Ohno, *ibid.* **281** (1998) 951; D. D. Awschalom, J. M. Kikkawa, *Physics Today* **52** (1999) 33.
- 110 J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, *Nature (London)* **397** (1999) 139.
- 111 B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett, H. D. Cheong, G. Kioseoglou, A. Petrou, *Phys. Rev. B* **62** (2000) 8180.
- 112 I. Malajovich, J. J. Berry, N. Sarmath, D. D. Awschalom, *Nature (London)* **411** (2001) 770.
- 113 M. Johnson, *Physica E (Amsterdam)* **10** (2001) 472.
- 114 J. A. C. Bland, A. Hirohata, C. M. Guertler, Y. B. Xu, M. Tselepi, *J. Appl. Phys.* **89** (2001) 6740.
- 115 F.G. Monzon, M.L. Roukes, *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199** (1999) 632.
- 116 P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang, M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 203.
- 117 G. Schmidt and L. W. Molenkamp, *J. Appl. Phys.* **89** (2001) 7443.
- 118 H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnár, A. Segmüller, L. L. Chang, and L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1849.
- 119 B. T. Jonker, L. D. Peterson, and J. J. Krebs, *J. Appl. Phys.* **73**, 5742 (1993).
- 120 H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) 363.
- 121 T. Fukumura, Z. Jin, J. A. Ohtomo, H. Koinuma, and M. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999) 3366.
- 122 H. Akinaga, S. Németh, J. De Boeck, L. Nistor, H. Bender, G. Borghs, H. Ofuchi, and M. Oshima, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 4378.
- 123 Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D. D. Awschalom, *Nature (London)* **402** (1999) 790.
- 124 T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, *Science* **287** (2000) 1019.



- 125 K. Takamura, F. Matsukura, Y. Ohno, and H. Ohno, J. Appl. Phys. **89** (2001) 7024.
- 126 Y. Matsumoto *et al.*, Science **291** (2001) 854.
- 127 P. K. Tien, Appl. Opt. **10** (1971) 2395.
- 128 J. Rams, A. Tejada, and J. M. Cabrera, J. Appl. Phys. **82** (1997) 994.
- 129 F. A. Grant, Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 646; J. B. Goodenough, Prog. Solid State Chem. **5** (1971) 145; V. E. Henrich, Rep. Prog. Phys. **48** (1985) 1481.
- 130 W.K.Park, R.J.Ortega-Hertogs, J.S.Moodera, A. Punnoose, M. S. Seehra. J. Appl. Phys. (2002), . J. Appl. Phys. 91 (2002) 8093.
- 131 G.M. Zverev, A.M. Prokhorov. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **43** (1962) 422.
- 132 E. Yamaka, R.G.Barnes. Phys.Rev. **125** (1962) 1568.
- 133 Y. Miyaka. Physics Lett. **A24** (1967) 635.
- 134 A. Hernando. J.Phys.: Condens. Matter **11** (1999) 9455.
- 135 S.Sankar, D.Dender, et al. J. Magn. Magn. Mater. **221** (2000) 1-9.
- 136 S. Yamamuro, K. Sumiyama, T. Kamiyama, and K. Suzuki J. Appl. Phys. **86** (1999) 5726.
- 137 G. A. Held, G. Grinstein, H. Doyle, Shouheng Sun, C. B. Murray, Phys.Rev. **B 64** (2001) 012408.
- 138 H.Hasmonay, et al. J. Appl. Phys. **88** (2000) 6628.
- 139 L.Del Bianco, A.Hernando, et al. J. Appl. Phys. **84** (1998) 2189.



ÖZGEÇMİŞ

8.2.1966 tarihinde Şumnu'da dünyaya geldi. İlk, orta ve lise eğitimi İstanbul'da tamamladı. Daha sonra Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümüne devam etti ve tamamladı. 1993 yılında Celal Bayar Üniversitesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı ve aynı bölümde yüksek lisansını tamamladı. Daha sonra Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında doktora programını başladı.

