

**ÇOK KATLI METALİK İNCE FİLİMLERİN MAGNETİK
ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİ**

**DETERMINATION OF MAGNETIC PROPERTIES OF
MULTILAYER METALLIC THIN FILMS**

Cengiz Birlikseven

97804

**Hacettepe Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetmeliğinin
Fizik Anabilim Dalı İçin Öngördüğü
DOKTORA TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır**

2000

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM BAKANLIĞI
ULUSLARARASI İLİŞKİLER MERKEZİ**

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü' ne

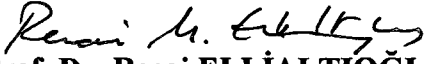
Bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalı' nda Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.



Başkan : Prof. Dr. Hüseyin Zafer DURUSOY (Danışman)



Üye : Prof. Dr. Yiğit GÜNDÜÇ

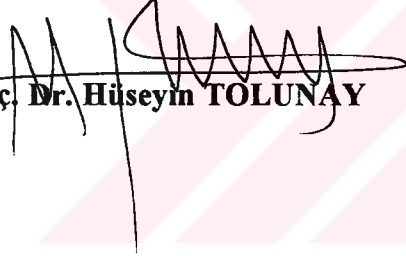


Üye : Prof. Dr. Recai ELLİALTIOĞLU

Üye : Prof. Dr. Tezer FIRAT



Üye : Doç. Dr. Hüseyin TOLUNAY



ONAY

Bu tez/...../2000 tarihinde Enstitü Yönetim Kurulunca belirlenen yukarıdaki jüri üyeleri tarafından kabul edilmiştir.

...../...../2000



Prof. Dr. Seyfi KULAKSIZ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

ÖZET

Son yıllarda, magnetik ince filmlerde keşfedilen, dev magnetik-direnç (Giant-magneto-resistans) (GMR) özelliği her geçen gün daha da fazla önem kazanmaktadır. Bu tür filmlerin uygulama alanları arasında, yüksek duygunluğa sahip magnetik alan sensörleri ve magnetik kayıt ortamları için yüksek duygunluğa sahip okuma kafaları sayılabilir.

Bu çalışmada, çok katlı, tek katlı metalik ince filimlerin çeşitli elektriksel ve manyetik özellikleri incelenmiştir. Çok katlı yapılar Texas Üniversitesinden Prof. Dr. A. Rıza Köymen tarafından sağlanmıştır. Çok katlı magnetik ince filimler, özellikle magnetik yazma ve okuma amaçlarıyla kullanılırlar. Büyük çapta bilginin çok küçük alanlara kaydedilebilmesi bu teknoloji ile olanaklı olmuştur. Tek katlı ince filimler elektron tabancası (e-gun) ile ısıtarak buharlaştırma yöntemiyle yapılmıştır. Kalınlığın kesin olarak belirlenebilmesi için dikkatli bir kalınlık kalibrasyonu yapılmıştır. Hazırlanan filimlerin magnetik özellikleri magnetizasyon, magneto-direnç ölçümleri ve ferromagnetik rezonans tekniği ile çalışılmıştır. Ayrıca, benzetişim teknikleri kullanılarak ölçümlerin kuramsal hesaplamalarla uygunluğu incelenmiştir. Çok katlı yapıların ölçümlerinden, etkin magnetizasyon değerleri, katmanların birbirleriyle yaptığı açı değerleri hesaplanmıştır. Magnetizasyon ve magnetodirenç ölçümlerinin birbirleriyle uyumu değerlendirilmiştir. Magnetodirenç ölçümlerine anizotropik magnetodirencin katkısını görebilmek için, yeni bir deney düzeneği kurulmuş ve anizotropik magnetodirenç ölçümleri yapılmıştır. Bir seri yumuşak permalloy filim yapılmış, bu yapıların sıcaklığa bağlı direnç, magnetodirenç, anizotropik magnetodirenç, magnetizasyon ölçümleri yapılmıştır.

ABSTRACT

In recent years, Giant Magnetoresistance Effect has been attracting an increasingly high interest. High sensitivity magnetic field detectors and high sensitivity read heads of magnetic media can be named as important applications of these films.

In this work, magnetic and electrical properties of single layer and multilayer thin films were investigated. Multilayer thin films were supplied by Prof. Dr. A. Rıza Köymen from Texas University. Multilayer magnetic thin films are used especially for magnetic reading and magnetic writing. Storing of large amount of information into small areas become possible with this technology. Single layer films were prepared using the electron beam evaporation technique. For the exact determination of film thicknesses, a careful calibration of the thicknesses was made. Magnetic properties of the multilayer films were studied using the magnetization, magnetoresistance measurements and ferromagnetic resonance technique. Besides, by fitting the experimental results to the theoretical models, effective magnetization and angles between the ferromagnetic layers were calculated. The correspondence between magnetization and magnetoresistance was evaluated. To see the effect of anisotropic magnetoresistance in the magnetoresistance measurements, a new experimental set-up was built and measurements were taken in this set-up. A series of soft permalloy thin films were made, and temperature dependent resistivity, magnetoresistance, anisotropic magnetoresistance and magnetization measurements were taken.

TEŞEKKÜR

Çalışmam sırasında, sürekli desteğini gördüğüm hocam Hüseyin.Zafer Durusoy'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca örneklerin litografik şekillendirmesini yapan Bilkent Üniversitesi araştırma görevlisi Alpan Bek'e, örneklerin ferromagnetik rezonans ölçümlerinin alınmasını sağlayan ve ölçümlerin değerlendirilmesinde yardımcı olan, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'nden Prof. Dr. Bekir Aktaş hocama, örneklerin ferromagnetik rezonans ölçümlerini değerlendiren Kazan Üniversitesi'nden Prof. Dr. Lenar Tagirov hocama, çok katlı yapıları hazırlayan, Teksas Üniversitesinden Prof. Dr. Ali Rıza Köymen hocama, teşekkür ederim.

Maddi destek sağlayarak bu çalışmanın gerçekleşmesine katkıda bulunan Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma kurumuna, Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği bölümü Mekanik Atölyesi ve Elektronik Atölyesi çalışanlarına, teşekkür ederim. Onlar olmadan deney düzeneklerini hazırlamamız mümkün olmazdı.

İÇİNDEKİLER

Özet.....	ii
Abstract.....	iii
Teşekkür.....	iii
İçindekiler Dizini.....	iv
Şekiller Dizini.....	vii
 1. GİRİŞ.....	 1
2. KURAMSAL BİLGİLER	5
2.1. Dev Magnetodirenç Kuramı.....	5
2.1.1. Ferromagnetik Malzemelerde Spin Bağımlı İletim.....	8
2.1.2. Katmanlı Yapılarda Basit Bir Magnetodirenç Modeli.....	10
2.1.3. Camley Barnas Modeli ve Diğer Yarı Klasik Modeller.....	13
2.1.4. Magnetodirençli Sensör Uygulanması.....	16
2.2 Magnetik İnce Filimlerin Yapımı.....	22
2.3 İnce Film Magnetizasyonu.....	29
2.4 Anizotropik Magneto-Direnç (AMR).....	35
2.5 Ferromagnetik Resonans (FMR).....	38
1.6.1. FMR Yöntemi ve Magnetik Filimlere Uygulanması.....	42
1.6.2. Tek Katlı Magnetik Filim Problemi.....	45
1.6.3. Düzlem İçi Ölçümler İçin Elde Edilen Denklemler.....	47
1.6.4. Düzlem Dışı Geometri İçin Buluna Denklemler.....	48
1.6.5. Çift Katlı Magnetik Filim Problemi.....	49

1.6.6. Magnetizasyon Denklemlerinin Genel Çözümü.....	54
1.6.7. Mikrodalga Güç Soğurumu ve Resonans Kutupları.....	56
1.6.8. Çift Katlı Film Problemi İçin FMR Frekansları.....	59
 3. DENEYSEL ÇALIŞMALAR.....	61
3.1 Katmanlı Film Hazırlama Düzeneği ve Filmlerin Yapımı.....	62
3.2. Magneto-Direnç, $R(T,H)$ Ölçüm Sistemi.....	66
3. 3. Magnetizasyon Ölçümleri.....	73
3. 4. FMR Ölçümleri.....	73
 4. VERİLER VE DEĞERLENDİRMELER.....	74
4.1 Model Çalışması.....	112
 5. SONUÇLAR.....	117
 EKLER	
EK-1 Magnetodirenç okuma programı	
EK-2 Basit bir adım motoru sürme programı	
EK-3 Yayımlanmış çalışmalar	
 KAYNAKLAR	

ŞEKİLLER DİZİNİ

2.1 Magnetodirenç olayının magnetizasyon yönleriyle ilişkisi.....	7
2.2 Magnetik çok katlı sistemde paralel ve antiparalel magnetizasyonlar için iletim elektronlarının saçılması.....	12
2.3 Magnetodirençli bir okuma kafasının şematik gösterimi.....	16
2.4 7.5 Oe'lik anizotropi alanı olan bir magnetodirenç okuma kafasından elde edilen okuma sinyali.....	18
2.5 %21 permalloy filmin oda sıcaklığındaki magnetodirenç eğrisi.....	20
2.6 %21 permalloy filmin oda sıcaklığındaki anisotropik magnetodirenç eğrisi.....	20
2.7 Magnetik ince filim hazırlama vakum sistemi.....	28
2.8 İnce bir film için hesaplanmış magnetizasyon eğrileri.....	31
2.9 Zor mıknatıslanma eksenini için ve kolay mıknatıslanma eksenini için magnetizasyon eğrileri.....	31
2.10 %10 permalloy filmin oda sıcaklığındaki magnetizasyon eğrisi.....	34
2.11 %21 permalloy filmin oda sıcaklığındaki magnetizasyon eğrisi.....	34
2.12 CoNi/Ag/FeNi çok katlı örneğinin anisotropik magnetodirenç ölçümü.....	37
2.13 CoNi/Ag/FeNi çok katlı örneğinin anisotropik magnetodirenç ölçümünün polar gösterimi.....	37
2.14 Ferromagnetik Resonans Düzeneginin Genel Görüntüsü.....	39
2.15 . Statik bir $H = H_0$ magnetik alanı içerisinde, $S = 1/2$ elektronun enerji düzeylerinin ayrılması.....	41

Şekil 2.16 Magnetizasyon vektörü M 'in statik bir magnetik alan içerisinde hareketi.....	41
Şekil 2.17 Magnetik rezonans spektrumunun genel görüntüsü.....	43
Şekil 2.18 Co/Ag/Fe çok katlı örneğinin paralel alan altındaki FMR spektrumu.....	44
Şekil 2.19 Co/Ag/Fe çok katlı örneğinin dik alan altındaki FMR spektrumu.....	44
Şekil 2.20 Tek katlı filim probleminde deneysel geometri.....	46
Şekil 2.21 Filim düzlemine paralel alan içerisinde değiş-tokuş etkileşmesi.....	51
Şekil 2.22 Çok katlı magnetik filimde düzlem dışı, deneysel ölçüm geometrisi.....	51
Şekil 3.1 İnce Filim hazırlama düzeneği.....	65
Şekil 3.2 İskelet ve plexiglass parça.....	66
Şekil 3.3 Elektromagnet.....	67
Şekil 3.4 Magnetin kalibrasyon eğrisi.....	68
Şekil 3.5 Çubuk.....	69
Şekil 3.6 Fiber Parça.....	69
Şekil 3.7 Örnek tutucu ve pabuç.....	70
Şekil 3.8 Filmin örnek tutucuya tutturulması.....	71
Şekil 4.1 FeNi/Ag/CoNi örneğinin yapısı.....	75
Şekil 4.2 FeNi/Ag/CoNi örneğinin magnetizasyon eğrisi.....	76
Şekil 4.3 FeNi/Ag/CoNi örneğinde ölçülen GMR etkisi.....	78
Şekil 4.4 FeNi/Ag/CoNi örneğinin anisotropik magnetodirenç ölçümü.....	79

Şekil 4.5 FeNi/Ag/CoNi örneğinin anisotropik magnetodirenç ölçümünün polar gösterimi.....	80
Şekil 4.6 FeNi/Ag/CoNi örneğinde magnetik alanın örnek düzlemi içerisinde olduğu durumda ölçülen FMR spektrumu.....	82
Şekil 4.7 FeNi/Ag/CoNi örneğinde magnetik alanın örnek düzlemine dik olduğu durumda ölçülen FMR spektrumu.....	83
Şekil 4.8 FeNi/Ag/CoNi örneğinin magnetik alan açısına bağlı olarak rezonans alan değerlerinin kaymasını gösteren eğri.....	85
Şekil 4.9 FeNi/Ag/CoNi örneğinin katmanlarının magnetik alan açısı değiştikçe, magnetik alan yönünde eğilmesini gösteren kuramsal ve deneysel eğriler.....	86
Şekil 4.10 FeAg/Co örneğinin yapısı.....	88
Şekil 4.11 Fe/Ag/Co örneğinin magnetizasyon eğrisi.....	89
Şekil 4.12 Fe/Ag/Co örneğinde ölçülen GMR etkisi.....	91
Şekil 4.13 Fe/Ag/Co örneği tavlandıktan sonra elde edilen GMR etkisi.....	92
Şekil 4.14 Fe/Ag/Co örneğinde magnetik alanın örnek düzlemi içerisinde olduğu durumda ölçülen FMR spektrumu.....	94
Şekil 4.15 Fe/Ag/Co örneğinde magnetik alanın örnek düzlemine dik olduğu durumda ölçülen FMR spektrumu.....	95
Şekil 4.16 Fe/Ag/Co örneğinin magnetik alan açısına bağlı olarak rezonans alan değerlerinin kaymasını gösteren eğri.....	96
Şekil 4.17 Fe/Ag/Co örneğinin katmanlarının magnetik alan açısı değiştikçe, magnetik alan yönünde eğilmesini gösteren kuramsal ve deneysel eğriler.....	97
Şekil 4.18 %15 permalloy 1000 angsröm filmin magnetizasyon eğrisi.....	100
Şekil 4.19 %15 permalloy 1000 angsröm filmin magnetodirenç eğrisi.....	101
Şekil 4.20 %15 permalloy 1000 angsröm filmin anisotropik magnetodirenç eğrisi.....	102

Şekil 4.21 %15 permalloy 1000 angsröm filmin oda sıcaklığına bağlı direnç ölçümü.....	103
Şekil 4.22 %18 permalloy 1000 angsröm filmin magnetizasyon eğrisi.....	104
Şekil 4.23 %18 permalloy 1000 angsröm filmin magnetodirenç eğrisi.....	105
Şekil 4.24 %18 permalloy 1000 angsröm filmin anisotropik magnetodirenç eğrisi.....	106
Şekil 4.25 %18 permalloy 1000 angsröm filmin oda sıcaklığına bağlı direnç ölçümü.....	107
Şekil 4.26 %21 permalloy 1000 angsröm filmin magnetizasyon eğrisi.....	108
Şekil 4.27 %21 permalloy 1000 angsröm filmin magnetodirenç eğrisi.....	109
Şekil 4.28 %21 permalloy 1000 angsröm filmin anisotropik magnetodirenç eğrisi.....	110
Şekil 4.29 %21 permalloy 1000 angsröm filmin oda sıcaklığına bağlı direnç ölçümü.....	111
Şekil 4.30 Fe/Ag/Co çok katlı yapısının ölçülmüş ve katmanlardan gelen katkılar hesaplanarak elde edilmiş magnetizasyon eğrileri.....	113
Şekil 4.31 x-y modeli ve çok çekirdekli İsing modeli ile hesaplanan MR eğrileri.....	115

1. GİRİŞ

Magnetik alan içerisinde konulduğu zaman az veya çok magnetize olan malzemeler magnetik malzemeler olarak adlandırılır. Bir malzemenin birim hacmi içerisindeki toplam magnetik moment, magnetik moment yoğunluğu olarak adlandırılır ve $\mathbf{M}$ ile gösterilir. Mühendislikte daha çok kullanılan ve alan şiddetini gösteren diğer bir büyüklük de magnetik indüksiyon $\mathbf{B}$ 'dir. $\mathbf{B}$ ve $\mathbf{M}$ arasındaki bağıntı,

$$\mathbf{B} = \mathbf{M} + \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.1)$$

ile verilir. Bu eşitlik cgs birim sisteminde kullanıldığında, $\mu_0 \mathbf{H}$ ifadesinin önüne 4π çarpanı gelir. Magnetik moment yoğunluğu $\mathbf{M}$ ile magnetik alan arasındaki bağıntı ise,

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (1.2)$$

ifadesi ile verilir Burada χ magnetik alınganlık olarak adlandırılır. Birim analizinden, alınganlık birimi ile magnetik geçirgenlik biriminin aynı olduğu sonucu çıkar. Dolayısı ile alınganlığı μ_0 cinsinden ifade edebiliriz. Bu büyüklüğe göreli alınganlık denir ve magnetik alınganlığın, boşluğun magnetik geçirgenliğine oranı olarak tanımlanır. Çeşitli malzemeler için göreli alınganlık değerleri, çok zayıf magnetik malzemeler için 10^{-5} 'den başlayıp, güçlü magnetik malzemelerde 10^6 'ya kadar çıkar. Bazen magnetik moment yoğunluğu ve magnetik alan arasındaki ilişki doğrusal değildir ve göreli alınganlık aynı zamanda magnetik alanın bir fonksiyonudur. Magnetik alınganlığın bu davranışını magnetik yapının özellikleriyle anlatabilmek olanaklıdır. Malzemelerin magnetik özelliklerinin asıl kaynağını, elektronların orbital ve spin hareketleri oluşturur. Elektronların spin hareketi veya orbital hareketi sonucunda, magnetik momente sahip atomlar magnetik atomlar olarak adlandırılır. Bu bakış açısı altında, maddenin magnetizma türlerini aşağıdaki şekilde sıralayabiliriz.

- a) Diyamagnetizma, b) Paramagnetizma, c) Antiferromagnetizma,
- d) Ferrimagnetizma, e) Ferromagnetizma

Diyamagnetizma, zayıf bir magnetizma çeşididir. Elektronların orbital hareketlerinden kaynaklanır. Magnetizasyon yönü uygulanan alana terstir, dolayısıyla alınganlık negatiftir. Göreli alınganlık 10^{-5} civarındadır.

Paramagnetizmada, magnetizasyon M magnetik alan ile orantılıdır. Pek çok paramagnetik malzeme, magnetik atomlar veya magnetik iyonlar içerir ve bu atomların spinleri, çevrelerindeki magnetik ortamdan yalıttır. Dolayısıyla spinlerinin, yön değiştirmesi, uygulanan magnetik alan ve sıcaklığın bir fonksiyonudur. Alınganlık pozitifdir ve 10^{-3} ile 10^{-5} arasında değerler alır. Metalik kristallerde bir enerji bandı oluşturan iletim elektronları da paramagnetizma gösterirler. Bu durumda aşağı spin yöneliminden yukarı spin yönelimine geçiş kinetik enerjide artış anlamına geldiğinden, alınganlık sıcaklıktan bağımsızdır.

Antiferromagnetizma da paramagnetizma gibi, pozitif alınganlığı olan zayıf bir magnetizma türüdür. Bu magnetizma türünde, alınganlık sıcaklık eğrisinde Neel sıcaklığı olarak adlandırılan bir faz büküm noktası (phase transition point) bulunur. Neel sıcaklığının altında, dış alanın etkisi güçlü antiferromagnetik etkileşme sebebi ile sıcaklık azaldıkça azalır. Dolayısıyla sıcaklık azaldıkça alınganlık ta azalır. Neel sıcaklığının üzerinde ise sıcaklık arttıkça spinler daha gelişigüzel olmaya başlar ve bu sefer de sıcaklık arttıkça alınganlık azalır.

Ferrimagnetizma, ferritlerin magnetizasyonunu anlatmak üzere Neel tarafından ortaya atılmış bir kavramdır. Bu malzemelerde magnetik iyonlar A ve B olarak adlandırılan iki örgü noktasında otururlar. A örgü noktasındaki magnetik iyon yukarı spin yönelimine, B örgü noktasında oturan magnetik iyon aşağı spin yönelimine sahiptir. A ve B örgü noktalarında oturan magnetik iyonların sayıları ve magnetik momentleri farklı olduğundan net bir magnetizasyon ortaya çıkar.

Ferromagnetizmada, spinler güçlü iç etkileşme dolayısıyla paralel durumdadır. Sıcaklık arttıkça spinler daha gelişigüzel olmaya başlar. Curie noktası üzerinde, malzeme paramagnetik bir malzeme gibi davranmaya başlar. Magnetizasyon eğrisi

ve sabit bir doyum magnetizasyonu miktarı, ferrimagnetik ve ferromagnetik malzemelerin önemli özellikleridir (Chikazumi, 1978).

Tezimizde çalıştığımız malzemeler ferromagnetik ince filim yapılarıdır. Ferromagnetik özellik gösteren malzemeler demir, nikel, kobalt ve bunların çeşitli oksitlerinden oluşan malzemelerdir. İnce filim yapı bir alttaş üzerine kaplanmış, alttaş malzemesinden farklı bir malzeme katmanıdır. Alttaş ve ince filim yapı arakesiti filimin tüm özelliği üzerinde önemli etkilere sahiptir. Bu arakesit, alttaşın yapısı, kaplanan malzemenin çeşidi ve kaplama metoduyla yakından ilgilidir.

İnce filim katmanlar, hacimli malzemelerden bazı önemli farklar gösterirler. Çok küçük kalınlıklardan dolayı (mikrondan az), yüzey/hacim oranı hacimli malzemelerden çok daha fazladır. Filimlerin mikroyapıları çoğunlukla hacimli malzemenin mikroyapısından farklıdır. Alttaş ve filim bütünleşik bir sistem oluşturur ve bu tüm yapının özellikleri, biraz alttaşın özelliğine, biraz da ince filmin özelliğine bağlıdır. Malzemenin asıl yapısı, alttaş ve ince filim arasındaki arakesitte belirlenir. Kaplama parametreleri değiştirilerek filmin yapısı ve özellikleri önemli ölçüde değiştirilebilir (Buschow, Long ve Grandjean, 1993).

İnce filim ferromagnetik yapıların çok çeşitli kullanım alanları vardır. Bunlar arasında magnetometri, data algılama, magnetik kayıt ortamı, konum algılama ve tahribatsız muayene sayılabilir. İnce filim magnetometreler, magnetik alan şiddetini ölçmekte kullanılırlar. Magnetodirençli magnetometreler yapılırken, ölçülecek magnetik alanın düşük ve oldukça düzgün olduğu varsayımına göre yapılırlar. Dolayısı ile böyle bir magnetik alan içerisinde ince filim magnetometrenin boyutları ölçüm sonuçları üzerinde bir sınırlama getirmez. İnce filim MR magnetometreler DC akımla veya AC akımla sürülebilirler. DC akımla sürülen magnetometrelerin çözünürlüğü, ortam sıcaklığındaki değişimler ve ölçüm yapmakta kullanılan diğer elektronik cihazların okuma değerlerinin sıcaklık ile kayması sonucunda sınırlıdır. Zaten ferromagnetik ince filim malzemelerin de dirençleri sıcaklıkla oldukça önemli ölçüde değişir. Dolayısı ile bu tür yapılar çoğunlukla AC akımla sürülerek kullanılır.

Magnetik bilgi kaydı ortamları, bu bilginin yazılması ve okunması ferromagnetik ince filim yapıların önemli uygulama alanlarından bir diğeridir. İnce filim ferromagnetik yapılar, asıl olarak bu amaçla geliştirilmiştir. Daha sonraki uygulama alanları, bu uygulama alanının yan ürünleri olarak ortaya çıkmıştır.

İnce filim MR yapılar, doğrusal veya açısal konum ölçümlerinde son derece geniş uygulama alanı bulmuştur. Konum ölçümü, aynı zamanda titreşim, ivme, basınç gibi büyüklükleri de ölçmeye olanak verdiğiinden bu yapıların kullanım alanları sanıldığından çok daha geniştir. Endüstride çok kullanılan kontaklı aç-kapa anahtarlar, kontaklı tuş takımları, DC motorların kontaklı kontrolü çok bilinen kullanım alanlarıdır.

Magnetodirençli ferromagnetik ince filim yapıların diğer önemli bir uygulama alanı çelik malzemelerin tahribatsız muayenesidir. Değişken bir magnetik alan içerisine konulan, çelik boru veya çelik plaka yüzeyinde, yerel magnetik alan ölçümleri yapılır. Yerel magnetik alan ölçümlerinin büyüklüğü, çelik malzeme içerisinde ki yapı çatlakları, anisotropiler, yerel kayıplar hakkında çok önemli bilgiler verir (Ciureanu, Middlehock, 1992).

2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1 DEV MAGNETODİRENÇ KURAMI

Son yıllarda magnetik okuma kafası teknolojisi, çok katmanlı film yapılarına doğru kaymaktadır. Aşağıdaki bölümlerde bu teknolojinin bazı özellikleri ve bu teknoloji ile gerçekleştirilmiş dev-magneto-direnç yapılarından bahsedeceğiz.

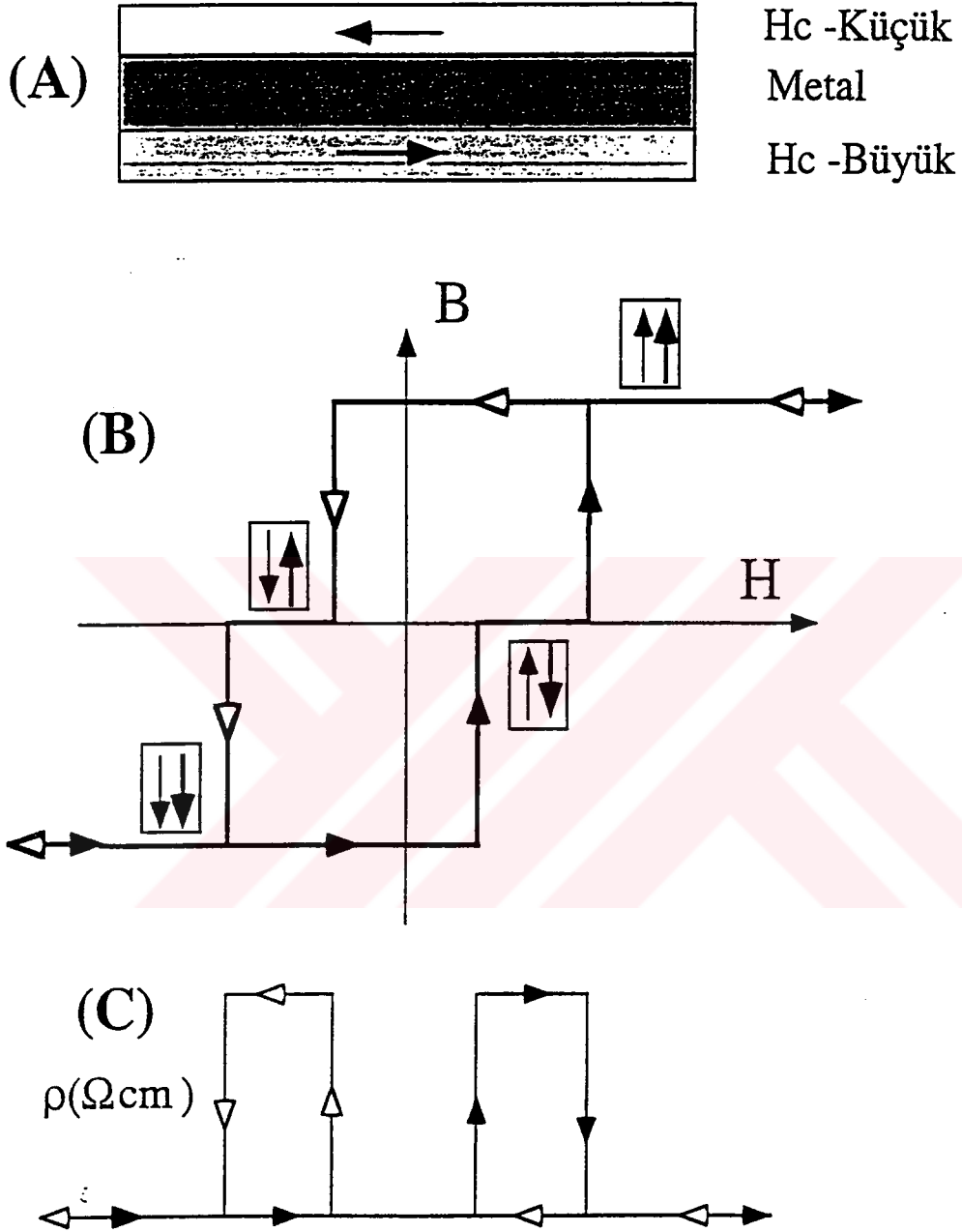
Magnetik ince filmlerde keşfedilen, dev magnetik-direnç (giant-magneto-resistance) (GMR) özelliği her geçen gün daha da fazla önem kazanmaktadır. Bu tür filmlerin uygulama alanları arasında, yüksek duygunluğa sahip magnetik alan sensörleri ve magnetik kayıt ortamları için yüksek duygunluğa sahip okuma kafaları sayılabilir. Bir elektronun ortalama serbest yoluna yakın kalınlıkta katmanlardan oluşan çok katlı magnetik filmlerde quantum-mekaniksel etkileşmeler ön plana çıkmaya başlar. Kuvvetli antiferromagnetik etkileşen ve ferromagnetik (FM)/non-ferromagnetik (NFM) katmanlardan oluşan çok katlı film sistemlerinde (süperlattice) magnetik alan uygulanması ile çok büyük direnç değişimleri gözlenmiştir (Santos, et. al., 1991), (Gijs, Lenczowski, Giesbers, 1993). Önce Fe/Cr sistemlerinde görülen bu etki daha sonra, Co-Ni-Cu-Ag gibi malzemeleri de içeren çok katlı yapılarda ölçülmüştür (Parkin, Li, David, 1991), (Parkin, 1992), (Dieny et al., 1991). Aradaki ferromagnetik olmayan katman nedeniyle, antiferromagnetik olarak yönelen bazı ferromagnetik malzemeler, magnetik alan uygulanması ile tamamen ferromagnetik olarak yönelmekte ve sonuç olarak oda sıcaklığındaki direnç değerlerine göre 1-300% arasında negatif direnç değişimi göstermektedirler (Berkowitz, Mitchell, 1992). Söz konusu filmlerin, tek sorunu arzu edilenden daha yüksek tetikleme alanlarına ($H > 1\text{kOe}$) gereksinim göstermeleridir. Ancak katmanlar arası etkileşmenin olmadığı yapılarda düşük alanlarda da yüksek GMR gösteren yapılar vardır.

Çok katlı magnetik yapılarda gözlenilen dev magneto-direnç (GMR) olayının spin-yukarı ve spin-aşağı iletkenlik elektronlarının ortalama serbest yollarındaki farklılıklardan kaynaklandığı düşünülmektedir. Bilinen spin polarizasyonları, Fe, Cu, NiFe ve Ni için sırasıyla 0.45, 0.35, 0.25 ve 0.15'dir. (Hylton, 1993).

Çok zayıf etkileşen ya da hiç etkileşmeyen, çift magnetik katmanlı ve magnetik katmanları tek çekirdekten oluşan bir filmde görülen GMR olayı Şekil-2.1'de basit bir şekilde anlatılmaktadır. Başlangıçta film düzlemine paralel olarak uygulanan magnetik alanın, her iki katmanın da magnetizasyonlarını aynı yönde yöneltebilecek kadar büyük olduğunu düşünelim. Bu durumda katmanlardan geçen iletim elektronlarının spin polarizasyonları aynıdır, dolayısıyla elektriksel direnç küçüktür. Magnetik alan azaltılıp ters yöne döndürüldüğünde, önce dönme (koersivite) alanı küçük olan katmanın magnetizasyonu ters yöne döner. Bu durumda her iki katmanın magnetizasyonları birbirlerine zıt yönlüdür. İlk katmanda belli bir yönde polarize olmuş elektronlar ikinci katman sınırında saçılırlar. Bu durumda elektriksel direnç yüksektir. Magnetik alanın ters yöndeki büyüklüğünün daha da artırılması ikinci katmanı da magnetik alan yönüne döndürür. Böylece diğer bir düşük direnç bölgesine girilmiş olur.

Magnetik filmlerde görülen diğer önemli bir olay, magnetik anizotropi olayıdır. Magnetik davranışın malzeme içerisinde ya da yüzeyinde yönelmelere bağımlı olması olarak tanımlanan magnetik anisotropy (MA), uygulama açısından çok önemlidir. Bu temele dayanan teknoloji, günümüzde birçok alanda (magnetik kayıt malzemeleri, ince film magnetik alan sensörleri vs.) kullanılmaktadır. (Aktaş, 1993), (Durusoy and Öner, 1990), (Aktaş, Öner and Harris 1989), (Aktaş, Öner and Durusoy 1993) .

Katmanlı yapılarda gözlenen GMR olayı, malzeme içerisindeki magnetik yönelmelere bağlı olarak, yapının öz direncinin değişmesi olarak algılanmalıdır. GMR etkisi olayındaki 'giant' öneki, etkinin büyüklüğünden daha çok, magnetodirenç olayının kaynağına işaret etmektedir. Bu olay Lorentz kuvvetinin elektronlar üzerine etki etmesiyle elektron hareketinin yönünün bükülmesi sonucundan kaynaklanan sıradan magnetodirenç olayından daha farklı bir kaynağa işaret etmektedir. Bu olay aynı zamanda iç mıknatıslanmanın yöneliminin akım yönüyle yaptığı açı sonucu ortaya çıkan magnetodirenç olayından da farklıdır. Öyleyse magnetik alan malzemenin iç magnetik yönelimlerini değiştirdiği zaman GMR olayı gözlenebilir. Örneğin, çok sıkı antiferromagnetik etkileşen katmanlı bir yapıda magnetik alan değeri oldukça yüksek değerlere varmadıkça GMR olayı



Şekil 2.1. Magnetodirenç olayının magnetizasyon yönleriyle ilişkisi

a) Farklı dönü alanlarına sahip katmanlardan oluşan katmanlı film. b) Alanla değişen yönelmeleri takip eden magnetizasyon eğrisi. c) Magnetizasyona bağlı olarak değişen örnek direnci, 180° açı farkında en büyük değeri alır.

gözlenemeyecektir. Çünkü, ancak çok yüksek alan değerleri malzemenin iç magnetik yönelimlerini değiştirebilecektir. Bu sebeble sıradan magnetik malzemeler GMR etkisi göstermezler. Bu etkiyi gözleyebilmek için öncelikle magnetik bölgeleri birbirinden yalıtımak gereklidir. Böylece, daha sonra bu yalıtık magnetik bölgeler magnetik alan altında tekrar mıknatıslanma yönelimlerini değiştirebilsinler.

İletim elektronlarının spinlerine bağlı olarak saçılmaları örnek direncinin mıknatıslanma yönelimlerine bağılılığı sonucunu doğurur. Bu bağımlılık magnetik yapılarıdaki spin ile ilgili potansiyellerin büyüklüğüne göre azalır veya artar. Magnetik alanın ve örnek üzerinden geçen akımın aynı düzlemde olduğu, çok katlı yapılarıdaki ölçümlerde (CIP) eğer iletim elektronları spine bağımlı saçılmaya uğramıyorlarsa MR etkisinden sözedilemez. Fakat akım yönünün magnetik alan yönüne dik olduğu ölçümlerde (CPP) MR olayı yine de gözlenir. Bunun sebebi ferromagnetik ve non-ferromagnetik bölgeler arasındaki saçılmalardır. Çünkü akım bu yapıda ister istemez ferromagnetik ve antiferromagnetik tüm katmanlardan geçecektir. CIP ölçümlerinde magnetizasyonun yöneliminin bir MR etkisi göstermesi için, elektronların ortalama serbest yollarının ferromagnetik katmanlar arası mesafeden (yani magnetik olmayan katmanın kalınlığından) daha büyük olmalıdır. CPP ölçümlerinde elektronların serbest yollarından bağımsız olmak üzere akım tüm çok katmanlı yapıyı dik olarak geçtiğinden MR olayı, bu tür yapılar da her zaman gözlenecektir (Camley, Stamps, 1993).

2.1.1. FERROMAGNETİK MALZEMELERDE SPİN BAĞIMLI İLETİM

Alçak sıcaklıklarda, ferromagnetik metallerde, iletim elektronlarının magnonlarla çarpışarak spin değiştirmesi olayı gözlenmez ve spin durulma zamanı momentum durulma zamanından çok daha yüksektir. Sonuç olarak iletim spin-yukarı çoğunluk ve spin aşağı azınlık elektronları tarafından sağlanır (Fert, Compell, 1976), (Dorleijn, Miedemass, 1975). Eğer spin $\uparrow$ ve spin $\downarrow$ kanalların öz dirençleri $\rho^{\uparrow}$ ve $\rho^{\downarrow}$ ile gösterilirse alçak sıcaklık limitinde ferromagnetin öz direnci,

$$\rho = \frac{\rho^{\uparrow} \rho^{\downarrow}}{(\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow})} \quad (2.1)$$

olacaktır. Her bir ρ_σ içerisinde, s- ve d- bandlarından gelen katkılar veya çeşitli saçılma olaylarından gelen katkılar (örneğin safsızlıklar, yapı kusurları, yüzeyler ve arakesitler) olabilir. Fakat yukardaki formül tüm bunlarla beraber de geçerlidir. Fe, Co, Ni ve bunların alaşımlarında $\rho^\uparrow$ ve $\rho^\downarrow$ değerleri çok çok farklı olabilir.

Genel olarak, öz direnç, σ spinli elektronların ; sayısı n_σ , etkin kütlesi m_σ , durulma zamanı τ_σ , Fermi seviyesindeki durum yoğunluğu $n_\sigma(E_F)$ cinsinden

$$\rho_\sigma = \frac{m_\sigma}{n_\sigma e^2 \tau_\sigma} \quad (2.2)$$

olarak yazılabilir. Born yaklaşımında ve yalnız bir çeşit saçılma potansiyeli için, durulma zamanı,

$$\tau_\sigma \approx |V_\sigma|^2 n_\sigma(E_F) \quad (2.3)$$

olarak alınabilir.

ρ_σ öz direncinin spin bağımlı olmasının önemli iç sebepleri vardır. Örneğin Ni ve Co için, $\text{spin}^\uparrow$ d-bandı fermi seviyesinin altındadır. Dolayısıyla fermi seviyesindeki $\text{spin}^\uparrow$ seviyeleri yalnızca s-p elektronlarından gelir ve $\text{spin}^\downarrow$ (s-p+d) seviyelerinin yoğunluğundan kesinlikle daha azdır. Dolayısıyla bu tür malzemelerde kendiliğinden, $\rho^\uparrow < \rho^\downarrow$ olacak şekilde bir eğilim olacaktır. $\alpha = \rho^\downarrow / \rho^\uparrow$ olarak tanımlanırsa, pek çok Ni ve Co alaşımı için bu değer 10 dan fazladır . Alçak sıcaklık limitinden ayrıldıkça, elektron-magnon saçılmaları sebebiyle ortaya çıkan spin-dönmelerini de dikkate almak gerekir. $\text{Spin}^\uparrow$ ($\text{spin}^\downarrow$) elektronlar hızlı kanaldan yavaş kanala momentum aktararak ve bir magnon yok ederek (yaratarak) $\text{spin}^\downarrow$ ($\text{spin}^\uparrow$) seviyelerine saçılırlar. Bu olay her iki akımı dengelemeye yöneliktir ve spin-karışımı olarak adlandırılır. Hızlı kanal daraldıkça, örneğin direnci artar ve öz direnç denklemi,

$$\rho = \left[\rho^\uparrow \rho^\downarrow + \rho^\uparrow \downarrow (\rho^\uparrow + \rho^\downarrow) \right] / \left[\rho^\uparrow + \rho^\downarrow + 4\rho^\uparrow \downarrow \right] \quad (2.4)$$

olarak elde edilir. Burada $\rho^\uparrow \downarrow$ spin karışma terimidir. Bu terimin sıcaklığa bağlı değeri literatürde bulunabilir (Heinrich, Bland, 1994).

2.1.2. KATMANLI YAPILARDA BASİT BİR MAGNETODİRENÇ MODELİ

En genel anlamda GMR olayı arakesitlerdeki veya hacimli malzemedeki spin bağımlı saçılma ile anlatılır. Hacimli malzemedeki saçılmadan kasıt safsızlıklar ve yapı kusurları yüzünden ortaya çıkan saçılmalardır. Temel varsayım arakesitteki saçılmanın çok çok dar bir bölgede meydana geldiği ve magnetik katmanlar içerisindeki saçılmanın düzgün olduğu varsayımı olacaktır.

Şekil-2.2, en basit anlamda, katmanlar içinde elektronların ortalama serbest yollarının (MFP) (tipik değer 100 Å civarındadır) katmanların kalınlığından çok daha fazla olduğu bir durum için MR olayının oluşumunu göstermektedir. Yüksek magnetik alan içerisinde, tüm katmanların magnetizasyonlarının paralel olduğu zaman (Şekil-2.2a) iki farklı spin yönelimi için, iki farklı saçılma olasılığı ve dolayısıyla, iki farklı öz direnç $\rho^{\uparrow}$ ve $\rho^{\downarrow}$ olacaktır. Hızlı elektronlar ($s_z = 1/2$) örnek içerisindeki düşük direnç kanalını oluştururlar. Akım daha çok bu düşük direnç kanalı tarafından taşınır, ve toplam öz direnç,

$$\rho_F = \rho^{\uparrow} \rho^{\downarrow} / (\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}) \quad (2.5)$$

ile verilir. Bu durumda toplam öz direnç düşüktür. Katmanların antiparalel yöneldiği durumda ise (Şekil-2.2b), bir katman içerisinde az saçılan elektronlar, diğer katman içerisinde çok miktarda saçılırlar. Dolayısıyla, her bir kanal ortalama olarak, $(\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}) / 2$ öz direncine sahip olur. Sonuçta toplam öz direnç,

$$\rho_{AF} = (\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}) / 4 \quad (2.6)$$

olarak elde edilir. Bu daha yüksek bir öz direnç demektir.

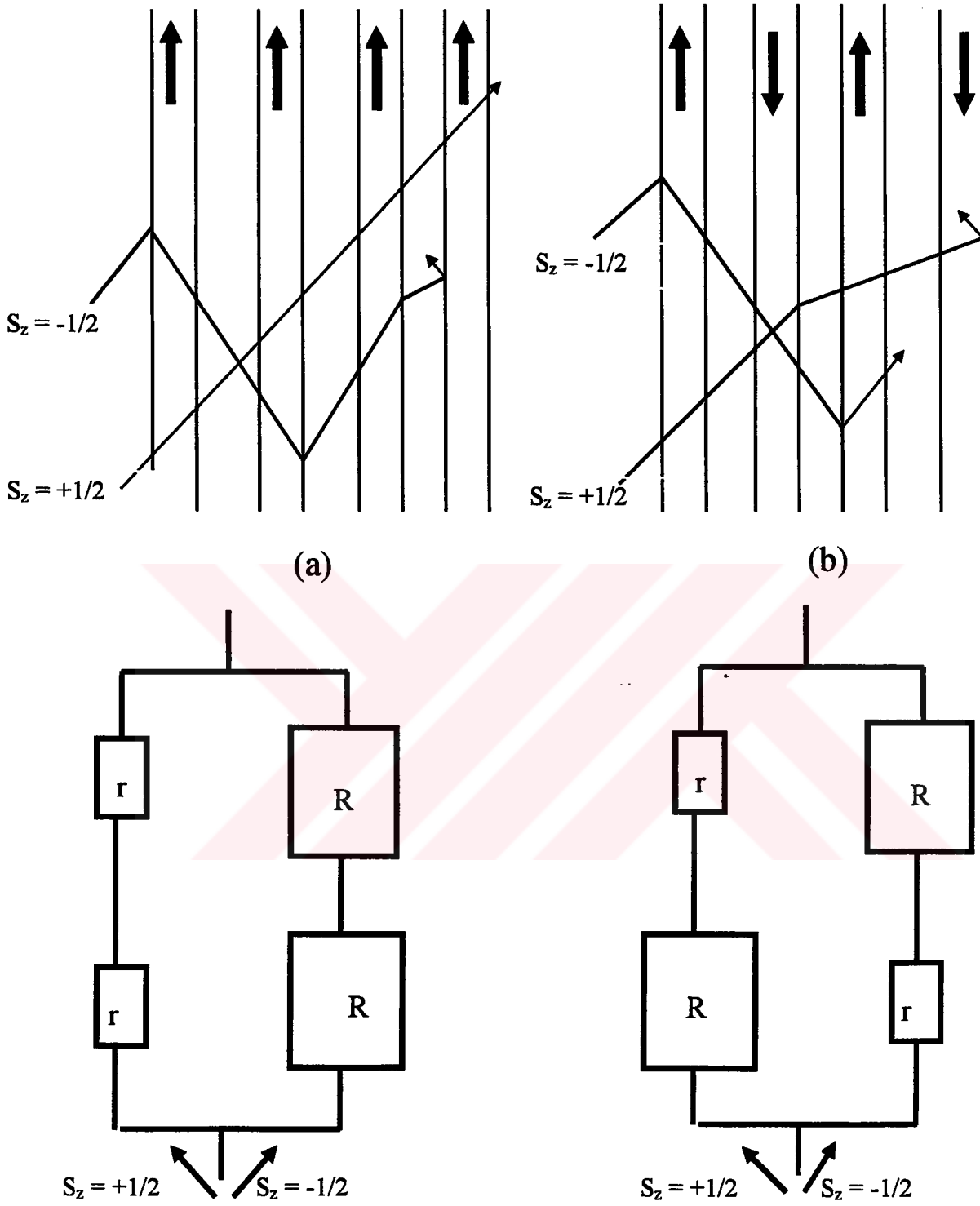
Dikkat edilirse teoride elde edilen sonuç, hacimli alaşımlarda spin saçılması sonucunda elde edilen sonuçla aynı formdadır. Yukardaki formüllerden sonsuz ortalama elektron serbest yolu limiti için MR

$$R = \frac{\rho_{AF} - \rho_F}{\rho_{AF}} = \left(\frac{\rho^{\uparrow} - \rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}} \right)^2 = \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right)^2 \quad (2.7)$$

olarak hesaplanır. Burada $\alpha = \rho^{\downarrow} / \rho^{\uparrow}$ olarak tanımlanmıştır. Yukardaki sonuçların hepsi sonsuz ortalama serbest yol için hesaplanmış değerlerdir. Eğer

serbest yol, elektronun birden fazla katmana uğraması için yeterli büyüklükteyse de hala bir MR etkisi görülür. Ortalama serbest yolun uzunluğunun non-magnetik katmanın kalınlığına oranı azaldıkça, görülen MR etkisinin azalacağını düşünmek hiç de yanlış olmaz. Gerçekte MR büyüklüğünün kalınlıklara bağımlılığı oldukça karmaşık bir olaydır. Çünkü katman kalınlıkları aynı zamanda arakesit saçılımının, örgü saçılmasına oranını değiştirir ve katmanlar arası etkileşmenin de artmasını veya azalmasını sağlar. En üst ve en alt katmanlardan geçen akım miktarının toplam akım miktarına oranının da kalınlık bağımlı olduğu unutulmamalıdır.

Çok katlı yapılarda görülen MR miktarının büyüklüğü ve MR eğrisini biçimi aynı zamanda ferromagnetik katmanların birbirleriyle etkileşip etkileşmemesine de bağlıdır. Co/Cu/Co, Fe/Cr/Fe gibi yapılarda, ferromagnetik katmanlar arasındaki, ferromagnetik olmayan katman, katmanlar arasında antiferromagnetik etkileşmeye neden olur. Bu antiferromagnetik etkileşme katmanlar içerisindeki çekirdeklerin yalnızca birbirlerine paralel veya antiparalel olması sonucunu getirir. Bu durum görülen MR etkisinin oldukça artmasına neden olur (Parkin, Li, Smith, 1996). Parkin Co/Cu/Co yapılarda %65 GMR değeri gözlemiştir. Colino ve Schüller Fe/Cr/Fe çok katlı yapılarında dikkatli yapı analizleri yapmış, filim yapısıyla elde edilen GMR değeri arasındaki ilişkiyi incelemiştir. Yaptığı incelemede %6'dan %13'e kadar GMR değerleri gözlemiştir (Colino, Schüller, et. al., 1996). Swagten, Co/Cu/Co, NiFe/Cu/NiFe gibi katmanları antiferromagnetik bir yalıtkan olan Nikel Oksit (NiO) alt ve üst katmanlar arasına sandviçlemiş, bu sayede elde edilen MR değerinde iyileşme sağlamıştır. Antiferromagnetik katmanın yapı üzerindeki etkisini kuramsal olarak ta incelemiştir (Swagten, et. al., 1996).



Şekil 2.2. Magnetik çok katlı sistemde (a) paralel magnetizasyon, (b) antiparalel magnetizasyon için iletim elektronlarının saçılması.

2.1.3. CAMLEY BARNAS MODELİ VE DİĞER YARI KLASİK MODELLER

İlk GMR modeli Camley ve Barnas tarafından çalışıldı (Heinrich, Bland, 1994). Bu model Fuchs-Sondheimer'in ince filmlerde iletim için buldukları yarı klasik modelin, çok katlı magnetik yapılara genişletilmesi sonucu elde edilmiştir. Camley ve Barnas'ın yaklaşımına göre, elektriksel akım çoğunluk $\rho^{\uparrow}$ elektronları ve azınlık $\rho^{\downarrow}$ elektronları tarafından taşınır. Spine bağımlı saçılmaların çeşitli bölgelerdeki etkilerini teori içerisine katmak için, çeşitli durulma zamanları ve iletim katsayıları tanımlanır. Bunlar magnetik olmayan katman içerisindeki durulma zamanı τ ve magnetik katmanlar içerisindeki durulma zamanları $\tau^{\uparrow}$ ve $\tau^{\downarrow}$, ve arakesitteki saçılmalar için $T^{\uparrow}$ ve $T^{\downarrow}$ iletim katsayılarıdır. Camley ve Barnas daha çok üç katlı yapılarla ilgilenmişlerdir. Bu yapılarda dış yüzeylerdeki saçılmayı da dikkate almak önemlidir. Elektron dağılım fonksiyonuna eklenen bir küçük katkının (pertürbation) nasıl dağıldığını ve komşu magnetik katmanlardan gelen diğer bir katkının bu dağılım fonksiyonuna nasıl etkidiğini bulmak için Boltzman iletim denklemi kullanılmıştır. Eğer z eksen, film düzlemine dik alınırsa, Boltzman denklemi,

$$\frac{\partial g^{\uparrow(\downarrow)}}{\partial z} + \frac{g^{\uparrow(\downarrow)}}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} v_z} = \frac{eE}{mv_z} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_x} \quad (2.8)$$

olarak yazılır. Burada $g^{\uparrow(\downarrow)}(v, z) = f^{\uparrow(\downarrow)}(v, z) - f^{(0)}(v)$ ile verilir. Bu g fonksiyonu, elektron dağılım fonksiyonunun, denge Fermi-Dirac dağılımından $f^{(0)}(v)$ sapmasını verir.

Bu denklemin genel çözümü,

$$g^{\uparrow(\downarrow)}(v, z) = \frac{eE}{m} \tau^{\uparrow(\downarrow)} \frac{\partial f^{(0)}(v)}{\partial v_x} \left[1 + F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(v) \exp \left[\frac{\pm z}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} |v_z|} \right] \right] \quad (2.9)$$

olarak bulunabilir. Burada (+) ve (-) işaretleri, $v_z > 0$ ve $v_z < 0$ değerlerini temsil etmektedir. İletim katsayıları arakesitlerde sınır değerleri olarak ortaya çıkarlar. $z = 0$ 'daki bir arakesit için sınır şartları,

$$g^{\uparrow(\downarrow)}(z = 0^+) = T^{\uparrow(\downarrow)} g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(z = 0^-) \text{ ve} \quad (2.10)$$

$$g^{\uparrow(\downarrow)}(z = 0^-) = T^{\uparrow(\downarrow)} g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(z = 0^+) \quad (2.11)$$

olarak yazılır. Bu sınır şartları, elektronların $T^{\uparrow(\downarrow)}$ kadarının saçılmadan arakesitten geçeceğini, $D^{\uparrow(\downarrow)} = 1 - T^{\uparrow(\downarrow)}$ kadarının ise saçılarak arakesitten geçeceğini göstermektedir. Bu teori elektronların sınırdan ya saçılacağını ya da saçılmadan geçeceğini varsaymaktadır. Sınırdan yansımalar dikkate alınmamıştır.

Dış yüzeylerdeki yansımaları da dikkate almak için çeşitli sınır değerleri de modele konulmuştur. Katmanların magnetik momentleri tamamen aynı yönde yönelmedikleri zaman spin yukarı ve spin aşağı kanalları arasındaki momentum transferini anlatmak için katmanların merkezinde $T^{\uparrow\downarrow}$ iletim katsayısı tanımlanmıştır. Burada, $T^{\uparrow\downarrow} = \cos^2 \theta / 2$ alınır. θ katmanların magnetizasyonları arasındaki açıdır. Daha sonra $g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(v, z)$ fonkiyonları yukardaki eşitliklerden hesaplanır ve buradan herhangi bir θ değeri için öz direnç değeri hesaplanabilir. Camley ve Barnas'ın metodları üç katlı yapılara ve standard çok katlı yapılara uygulanabilir. Çok katlı yapılara bu modelin uygulanması sonucunda aşağıdaki bilgiler elde edilmiştir.

- Magnetik olmayan katman kalınlığının elektron serbest yoluna oranının büyüklüğü arttıkça görülen MR etkisi azalır. Bu olay ardarda katmanlarda görülen spin-bağımlı saçılmanın azalmasına işaret eder.

- Arakesitteki saçılmalar sonucu ortaya çıkan MR etkileri için, magnetik katmanların kalınlığının elektron serbest yoluna oranının büyüklüğü arttıkça MR etkisi azalır. Bunun sebebi şudur; magnetik katmanın kalınlığı artıp elektron serbest yolundan daha büyük oldukça, magnetik katmanın bir kısmı spin kutuplama görevi bakımından etkisiz olur.

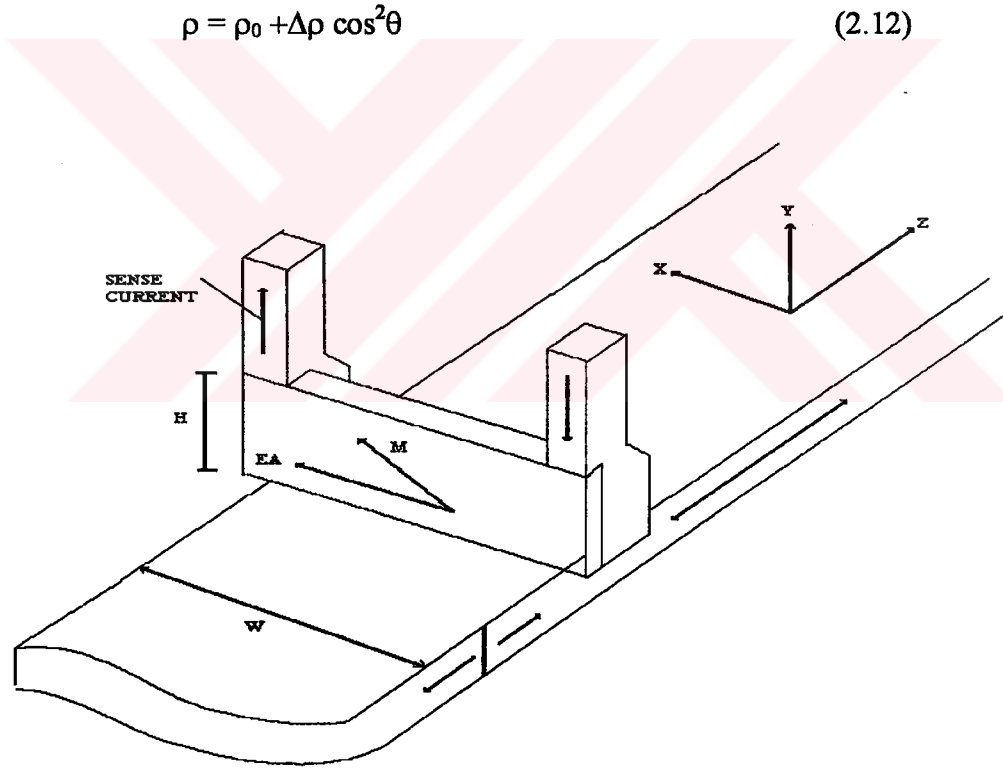
- Yapının toplam kalınlığı elektron serbest yolundan çok daha büyükse, MR etkisi katman sayısından bağımsız olur.

- Sıcaklığın azalması nedeni ile elektron serbest yolunun uzaması, alçak sıcaklıklarda MR etkisinin daha büyük olması sonucunu getirir.

Film kalınlığının, elektron serbest yolundan çok daha küçük olduğu durumlarda quantum mekaniği hesaplarını kullanma zorunluluğu vardır. GMR olayının quantum incelemeleri de vardır (Levy, Zhang and Fert, 1990).

2.1.4 MAGNETODİRENÇLİ SENSÖR UYGULAMASI

Çalıştığımız yapılar temel olarak, magnetik kayıt ortamına yazılan bilginin tekrar okunmasında kullanılmaktadır. Bu yüzden magnetodirençli okuma kafası (magnetoresistive read-head) teknolojisine kısaca değinmekte fayda vardır. Günümüzde kullanılan en önemli magnetik okuma kafaları, magnetodirençli okuma kafalarıdır. Magnetik okuma kafalarının temel prensibi, ferromagnetik bir malzemenin elektriksel direncinin, malzemenin magnetizasyonunun yönü ve akım arasındaki açıya bağımlılık göstermesidir. Şekil 2.3 elektromagnetik korunmasız (unshielded) bir magnetodirenç elemanını göstermektedir. Akım direnç elemanının bir ucundan girerek diğer ucundan çıkar. Kafanın yapıldığı malzemenin (en çok kullanılan permalloydur) direnci



Şekil 2.3. Magnetodirençli bir okuma kafasının şematik gösterimi

ifadesine göre değişir. Burada θ açısı, magnetizasyonun akımla yaptığı açı, ρ_0 izotropik öz direnç ve $\Delta\rho$ magnetodirenç değeridir. Kayıt ortamı magnetik kafa altında kayarken, ortamdaki gelen kaçak alanlar permalloyun magnetizasyon yönünü değiştirir ve bu da direnç değişimine yol açar. Kafayı besleyen sabit bir akım kaynağıyla, permalloy elemanı üzerinden direnç değişimine bağlı bir voltaj değişimi gözlemlenebilir.

Magnetodirençli okuma kafaları indüktif kafalardan daha duyarlıdır ve dolayısıyla okuma sırasında daha yüksek sinyaller üretirler. 1 μm lik bir uzaklıktan 200 μV 'luk bir okuma sinyali elde edilebilir. Bu değer indüktif kafalarla elde edilen okuma değerlerinin hemen hemen 10 katıdır. Artan duyarlılık ve yazma kafasının okuma kafasından bağımsız olmasından dolayı yazma kafası, okuma kafasının algılayabileceğinden daha geniş bir alana yazabilir. Böylece yakın bölgelerin birbirini etkilemesi azaltılabilir.

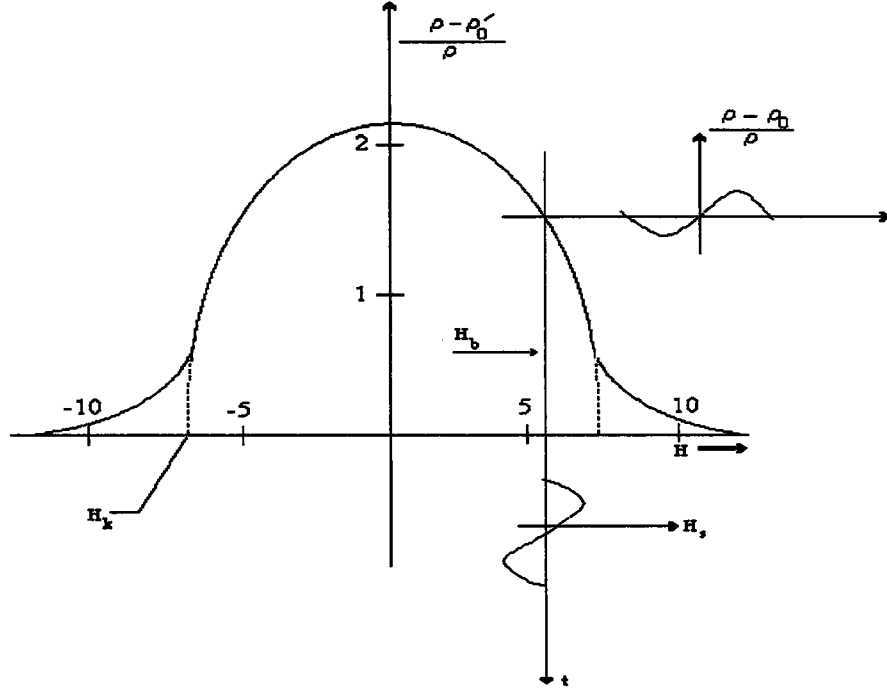
Magnetodirençli okuma kafalarının diğer ve çok önemli bir üstünlüğü de magnetodirençli kafaların magnetik akı değişimini ($d\Phi/dt$) değil direkt olarak magnetik akıyı (Φ) algılamasıdır. Böylece dönü hızı üzerindeki sınırlamalara gerek kalmaz. Sonuç olarak magnetodirençli okuma kafaları, kafanın ortama göre hızından bağımsız olarak magnetik akıyı algılar (Gerber, 1992).

Şekil 2.4'de, anizotropi alanı $H_k = 7.5 \text{ Oe}$ olan bir MR kafanın, ideal cevap eğrisi görülmektedir. Kolay eksene dik uygulanan bir magnetik alan sensörün magnetizasyonunun bir θ açısı kadar dönmesine yol açar. Bu θ açısı ve öz direnç, sırası ile aşağıdaki formüllerle verilir.

$$\theta = \sin^{-1} \frac{H}{H_k} \quad (2.13)$$

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \left[1 - \left(\frac{H}{H_k} \right)^2 \right] \quad (2.14)$$

Burada H_k sensörün toplam anizotropi alanı değeridir.



Şekil 2.4. 7.5 Oe'lik anizotropi alanı olan bir magnetodirenç okuma kafasından elde edilen okuma sinyali

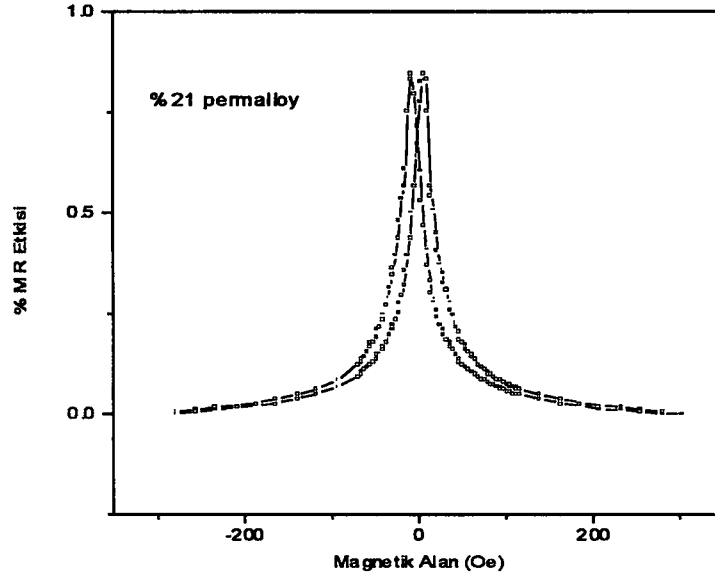
MR yapısından doğrusal bir cevap eğrisi alabilmek için sensör dik yönde sabit bir magnetik alan ile beslenir. Bu değerin üzerine ölçülecek magnetik alan sinyali bindiğinde sensörden doğrusal cevap alınır. Mükemmel bir yapıda, magnetodirenç eğrisi kesikli çizgilerle gösterilen bir eğriyi takip etmelidir. Fakat film anizotropisindeki yerel değişimler ve düzenli olmayan demagnetizasyon alan değerleri yüzünden magnetodirenç eğrisinde etekler görülür. MR kafanın cevap eğrisini doğrusal yapabilmek için dik yönde uygulanan magnetik alana ek olarak, Barkhausen gürültüsünü engellemek için kolay eksen boyunca da bir magnetik alan uygulamak gereklidir. Kolay eksen boyunca magnetik alan uygulanmadığı zaman, MR eğrisi bozuktur ve tam tekrarlanabilir değildir. Bu olayın sebebi sensör yapısının enerji minimizasyonu ve akı kapallılığı için çok domainli bir yapı göstermesidir.

Filmin kolay eksenine dik bir magnetik alan uygulandığında, domain duvarları hareket eder ve keskin duvarlar oluşur. Bu yapılar tekrarlanabilir olmadığından

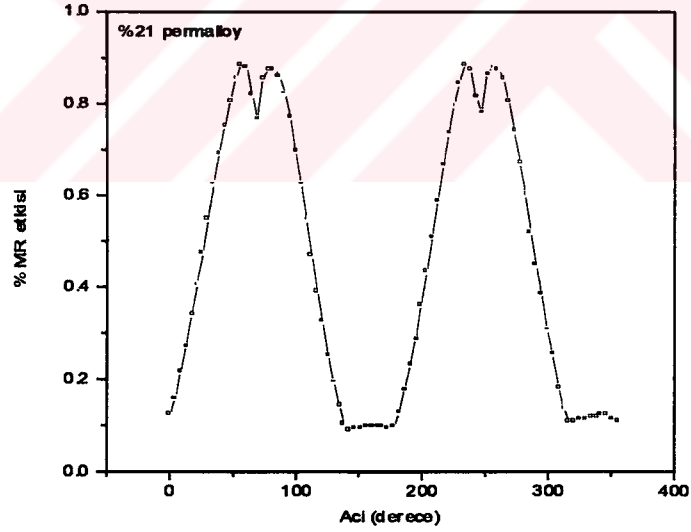
sensörün çıkış eğrisinde gürültüler gözlenir. Bu gürültüyü bastırmak için, kafanın aktif bölgesinde tek domainli bir yapı oluşturmak gereklidir. Bunun için film ekseni boyunca bir alan uygulanır. Şekil 2.4'de 500Å kalınlığında, 32 mikrometre genişliğinde ve 20 mikrometre yüksekliğinde bir yapının 12 Oe'lik kolay eksene paralel bir magnetik alan içerisinde MR eğrisi görülmektedir. Dikkat edilirse eğri düzgündür ve tekrar edilebilir bir yapı göstermektedir. Paralel eksen boyunca alan uygulamanın en kolay yolu, ferromagnetik malzemeyi antiferromagnetik bir yapıyla değiş-tokuş etkileşmesine sokmaktır. Bir antiferromagnet düzenli bir spin yapısına, sıfır magnetizasyona ve spin yönelimini sağlamak için güçlü bir iç anizotropiye sahiptir. Permalloy MR kafa ferromagnetik bir malzemedir ve zayıf anizotropiye sahiptir. Hiç alan uygulanmadığı zaman permalloyun magnetizasyonunun yönü antiferromagnet, ferromagnet arakesitinde antiferromagnetin yönelimi yönüne gelir. Fakat yeterince güçlü ters magnetik alan uygulandığında magnetizasyonun yönü ters çevrilebilir. Fakat magnetik alan kalktığında, arakesitte depolanan değiş-tokuş enerjisi sebebiyle film tek-domainli yapıda kalır. Dolayısıyla arakesit enerjisi permalloy üzerinde kolay eksene paralel bir magnetik alan gibi davranır. Duygunluk akımının antiferromagnet üzerinden şönt etmemesi için, antiferromagnet yalnızca sensörün uç kısımlarına kaplanır.

Şekil 2.5 ve Şekil 2.6 yapılan %21 Permalloy ince filmin magnetodirenç eğrisini ve magnetodirencin açığa bağlı değişimini göstermektedir. $\cos^2\theta$ bağımlılığı anizotropi grafiğinden açık olarak görülmektedir. Film üzerinden geçen akım ve magnetik alan 90° açı yaptığında, %1 civarında bir direnç değişimi göstermektedir. İki tepeli yapı filminden geçen akım yönü ile, kolay magnetizasyon yönünün tam üstüste çakışmadığını göstermektedir.

Son yıllarda magnetik okuma kafası teknolojisi, çok katmanlı film yapılarına doğru kaymaktadır. Aşağıdaki bölümlerde bu teknolojinin bazı özellikleri ve bu teknoloji ile gerçekleştirilmiş dev-magneto-direnç yapılarından bahsedeceğiz.



Şekil 2.5. %21 permalloy filmin oda sıcaklığındaki magnetodirenç eğrisi.



Şekil 2.6. %21 permalloy filmin anizotropik magnetodirenç eğrisi.

Dev Magneto-Direnç (GMR) etkisi

$$GMR = \frac{[R(H) - R_{sat}(H)]}{R_{sat}(H)} \quad 1.1.4$$

olarak tanımlanır. $R_{sat}(H)$, bütün katmanların magnetizasyonlarının aynı yöne yönelmesi durumunda, ölçülen direnç değeridir. $R(H)$ magnetik alanın bir fonksiyonu olan direnç değeridir. Alan uygulandığında direncin düşmesi ile eksilen magneto-direnç olayı gözlenir. GMR etkisinin büyük bir etki olması ve oda sıcaklığında gözlenebiliyor olması, magnetik bilgi saklama alanlarında kullanılabilmesi imkanını doğurmuştur. Bu anlamda, Ni-Fe-Cr çok katlı sistemleri, yüksek GMR göstermesi nedeniyle, magnetik kayıt malzemesi olarak kullanılmak üzere, 1993 yılından itibaren IBM tarafından destek kapsamına alınmıştır.

Bu tip algaçların yapımı, ince film teknolojisi ile gerçekleştirilmektedir. Bu sebeple magnetik ince filimlerin yapımını ve film yapımında dikkat edilmesi gereken noktaları özetlemek faydalı olacaktır.

2.2 MAGNETİK İNCE FİLİMLERİN YAPIMI

Magnetik ince filimlerin, magnetik hacimli malzemelerden farklı davranış göstermesinin temelinde iki etki yatar. Birincisi hacim içi spinlerin, çevrelerinde simetrik bir magnetik alan dağılımı görmeleri, fakat yüzey spinlerinin düşük simetrik bir çevrede bulunmalarıdır. Bu etki film kalınlığı azaldıkça daha da önemli olmaya başlar. İkincisi ise, alttaşın üzerine yapışan ilk katmanların, alttaş özelliklerinden ve sıcaklığından çok etkilenmeleri, fakat daha sonraki katmanlarda bu etkinin giderek azalmasıdır. Alttaş yüzeyindeki yapı kusurları, eğrilikler, girinti ve çıkıntılar kaçınılmaz olarak var olacaktır. Önemli olan bu kusurları en küçük değerlerine indirmektir. Bu kusurlar, alttaş üzerindeki ilk katmanların yapılarına önemli ölçüde etki edecektir. Diğer taraftan alttaşın uzak katmanlar ise tam vakum olmayan bir ortamın etkilerine ve film yapım işlemi yapıldıktan sonra da havanın film yapısını bozucu etkilerine uğrayacaktır. Bu olay özellikle yüzey katmanlarının oksitlenmesine sebep olur ve ince filimlerin davranışlarını önemli ölçüde değiştirebilir. Bu olay yüzey spinlerinin sayısının, toplam spin sayısına oranının önemli miktarda olduğu çok ince magnetik filimlerde, film magnetik özelliklerinin, hacimli magnetik malzeme özelliklerinden oldukça farklı olmasına sebep olabilir. Bütün bu sebeplerden dolayı, ince film yapısı maddenin dördüncü fazı olarak söylenmektedir.

Hacim ve yüzey kusurlarının malzeme yapısında bu kadar etkili olabilmesinden dolayı, ince film çalışmalarının, hacimli malzeme çalışmalarından çok daha karmaşık olduğu söylenebilir. Elektron mikroskopisi çalışmalarından görüldüğü üzere ince filimler genelde tam düzenli olmayan bir yapı gösterirler. Bu yapı düzensizlikleri, ince filimlerde görülen pek çok umulmadık sonuçların da sebebidir. Yüzey katmanlarının oksitlenmesi sonucu yüzeyde antiferromagnetik bir katmanın oluşması ve bu katmanın ferromagnetik rezonans deneylerinde spin çivilenmesi olayına sebep olması, bu tip olayların bir örneği olarak verilebilir.

İnce filimlerin magnetizasyonu da oldukça önemli bir ilgi alanıdır. Eğer film çok inceyse, örneğin 100 Å den küçükse, magnetizasyon değeri hacimli malzemenin magnetizasyon değerinden oldukça farklı olabilir. Çeşitli grupların aynı kalınlıktaki

filimler için oldukça farklı magnetizasyon değerleri bulmaları, magnetizasyonun film yapma koşullarından çok etkilenebildiğini göstermektedir.

Magnetik ince filimlerin hazırlanmasında genel olarak dört temel teknik kullanılmaktadır.

- a) Buharlaştırarak kaplama metodu (Physical Vapor Deposition), b) Katodik koparma yöntemiyle kaplama (Sputtering), c) Kimyasal kaplama (Chemical Vapor Deposition)

Kısaca belirtmek gerekirse, buharlaştırarak kaplama metodu, metallerin vakum içerisinde eritilmesi ve ortaya çıkan buharın alttaş üzerine kaplanmasıdır. Eğer buharlaşma kaynağından alttaş yüzeyine olan uzaklık, metal buharının ortalama serbest yolundan oldukça küçükse, buharlaşan atomlardan önemli bir kısmı, vakum içerisinde pompalanmadan kalan gaz atomlarıyla çarpışmadan alttaş yüzeyine kadar ulaşacaklardır. Gazların kinetik teorisine göre bir kaynaktan yayılan N_0 tane atomdan ortamdaki gaz atomlarıyla çarpışmadan z kadarlık bir mesafeyi kateden kısmına N dersek, kinetik teoride bu büyüklükler arasındaki ilişki

$$\frac{N}{N_0} = e^{\frac{-z}{L}} \quad (2.15)$$

formülü ile verilir. Bu formülde L , yayımlanan atomların ortalama serbest yoludur. Vakum düzeyi 10^{-4} Torr olan bir ortamda, 25°C sıcaklıkta havadaki moleküllerin ortalama serbest yolları 45 cm civarındadır. Aynı sıcaklık ve basınç değerleri için su moleküllerinin ortalama serbest yolu ise 34 cm civarındadır. Gümüş atomları için, 10^{-3} Torr basınçtaki ortalama serbest yol 4.5 cm ve 10^{-7} Torr basınçtaki ortalama serbest yol ise 4.5×10^4 cm civarındadır. Diğer atomların da belirtilen sıcaklıktaki ve basınçlardaki ortalama serbest yolları, eğer atomların atomik yarıçapları çok farklı değilse, çok farklı olmayacaktır. Dolayısıyla, boyutları 50-60 cm civarında rakamlarla ifade edilebilecek tipik bir vakum sistemi için, 10^{-5} Torr basınçta, atomların ortalama serbest yolları, kaynak alttaş uzaklığından çok daha büyük

olacaktır (O. S. Heavens, Optical Properties of Thin Solid Films, Academic Press Inc., London, 1955). Bu vakum seviyesi, sıradan bir vakum sisteminde bile kolaylıkla elde edilebilecek bir vakum seviyesidir. Fakat iyi bir buharlaştırma sisteminde sağlanması gereken önemli şartlardan biri, vakum içerisindeki artık gazın filme etkisini en düşük düzeyde tutmaktır. Nasıl buharlaştırılan malzemeler film yüzeyine çarpıyorsa, aynı şekilde vakum içerisindeki artık gazlarda film yüzeyine çarparlar. Vakum içerisinde yapılan filmlerde bu kontaminasyon olayı genelde çok dikkate alınmaz, fakat metalik ince filimlerdeki etkisi çok büyük olabilir. Gazların kinetik teorisinde, P basıncında ve T sıcaklığında birim yüzeye çarpan gaz moleküllerinin sayısı

$$N = \frac{P}{\sqrt{2\pi mkT}} \quad (2.16)$$

formülü ile verilir. Formülde m gaz molekülünün kütlesi, k Boltzman sabitidir. 10^{-5} torr basınçta, 250°C alttaş sıcaklığında, N yaklaşık olarak 4×10^{15} atom/cm²/sn civarındadır. Yüzeyde absorbe edilen bir oksijen molekülünün kapladığı alanı $1.4 \text{ \AA}^2$ alırsak, vakum içerisindeki artık gazın, yaklaşık 1 saniyelik zaman içerisinde 1 atomik katman oluşturabileceğini hesaplarız.

Dakikada 1000 Å'lük bir buharlaştırma hızında saniyede 17 Å film kaplarız. Bu yaklaşık olarak 6 metalik atom katmanına karşılık gelir. Eğer oksijen ve metalik atomun alttaş yüzeyinde absorblanma katsayıları aynı mertebelerdeyse, film yapımı sırasında alttaş yüzeyinde aynı sayıda metalik atom ve oksijen molekülü absorblanır. Fakat film yapılmadan önce ve film yapıldıktan sonra alttaşın ve film üstyüzeyinin artık gaz atmosferi içerisinde kaldığı süre çok daha uzun olabilir. Bu nedenlerden dolayı alttaş yüzeyine yakın katmanlar ve filmin üst yüzey katmanları önemli ölçüde oksitlenebilir ya da kirlenebilir. Bu ise filmin magnetik özelliklerinde önemli bozulmalara yol çabılır. Fakat alttaş yüksek sıcaklıklarda tutulursa (örneğin 250°C), bu durum alttaş yüzeyine artık gaz atomlarının yapışmasını büyük ölçüde önleyecektir. Çünkü alttaş yüzeyine yapışan su buharı, oksijen ve azot yüzeyden tekrar atılacaktır. Yukarıdaki hesaplamalara göre, 10^{-5} Torr basınçta ve artık gaz atmosferinin tamamen oksijen olduğunu düşünürsek, ince filimdeki oksijen ve metal

atomu oranı 1-6 arasında değişecektir. Fakat pek çok vakum sistemi için atık gaz atmosferinin en önemli bileşeni su buharıdır. Bu sebeble yukarıdaki oksijen oranı hesabı çok kötümser bir hesaptır. Fakat film yapımı tamamlandıktan sonra, film yüksek sıcaklıkta uzun süre kalırsa, film yüzeyinin önemli ölçüde oksitlenebileceğini tahmin etmek zor değildir. Tüm bunlar dikkate alındığında kararlı ve tekrarlanabilir film yapımı için 10^{-7} Torr civarında bir vakuma gereksinim vardır (Behrandt, 1961). Dikkate alınması gereken diğer bir konu da kaplama işlemi başladığında vakum seviyesinin hemen hemen bir mertebe bozulmasıdır. Bu basınç yükselmesinin sebebi metalin ergitilmesi için gereken yüksek sıcaklıkta, kaynağın ve kaynak çevresindeki malzemelerin gaz bırakmasıdır. Vakum göstericileri, genelde alttaş yüzeyinden oldukça uzağa yerleştirildiğinden, alttaş yüzeyi civarında basınçta ne gibi bir değişimin olduğu da tam olarak bilinmemektedir.

Buharlaşma atomlarının ortalama serbest yollarının sistemin boyutlarından oldukça büyük olmasından dolayı moleküler akış rejimi şartları vardır. Kaynaktan y kadar uzaklıkta, ve kaynak normali ile θ açısı yapan bir alttaş yüzeyinde, birim alana birim zamanda gelen parçacık sayısı

$$I = \frac{N_0}{(2\pi M_0 RT)^{1/2}} \frac{pA}{\pi y^2} \cos^4 \theta \quad (2.17)$$

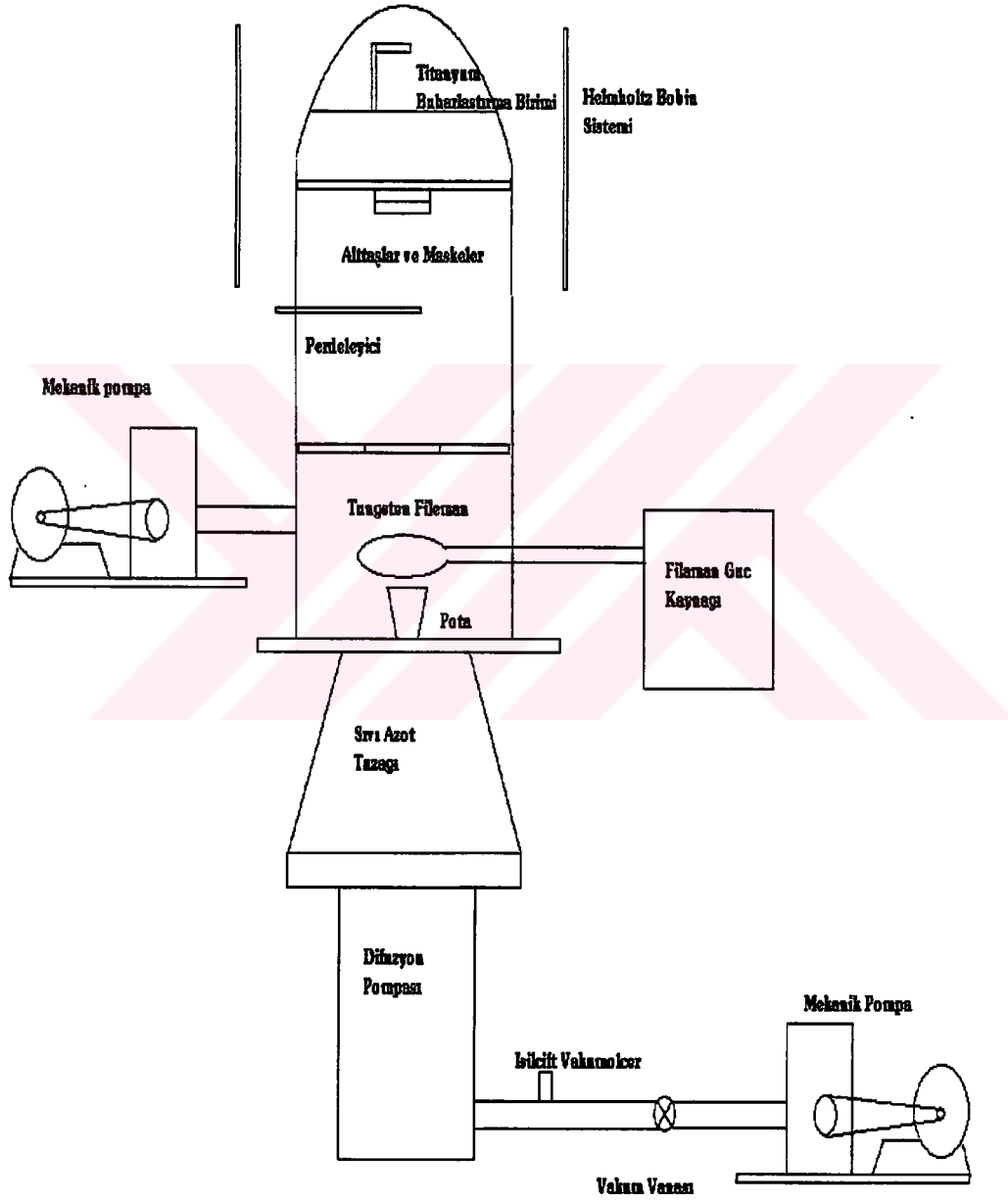
formülü ile hesaplanabilir. Formülde A buharlaşma kaynağının açıklığı, N_0 Avogadro sayısı, R gaz sabiti ve M buharlaştırılan malzemenin moleküler ağırlığıdır. Buharlaştırma oranı değiştirildiğinde, hem alttaş yüzeyine gelen atom sayısı hem de bunların alttaş yüzeyine çarpma hızları değişir. Araştırma laboratuvarlarında kullanılan vakum sistemlerinin çoğu genelde pyrex camlı vakum haznesi, mekanik pompa ile pompalanan yağlı difüzyon pompası, sıvı-azot tuzağı, organik vakum o-ringleri, Meissner tuzağı, örnek ısıtıcısı, örnek perdeleyicileri ve buharlaştırma kaynağından oluşmuştur. Yüksek vakum kısmındaki parçalar sert cam malzemelerden, paslanmaz çelik, bakır, duraluminyum gibi gaz atma oranı düşük malzemelerden ve temiz seramik parçalardan yapılmış olmalıdır. Vakum seviyesi ölçümleri genellikle ısılıçift vakum ölçerler ve iyonizasyon tipi vakum ölçerlerle yapılır. Alttaşları ısıtmak için dirençli ısıtma, tungsten filamanlı lambalar ile ısıtma teknikleri kullanılabilir. Vakum içerisini ısıtmak için tungsten lambalar veya 1 kW'a

kadar ısı yayabilen grafit çubuklar kullanılabilir. Bu ısıtma vakum içerisindeki su buharı seviyesini azaltmada çok etkili olacaktır. Vakum içerisinde, bakır borudan yapılacak bir meissner tuzağı elde edilebilecek vakum seviyesini önemli ölçüde artırabilecektir. Vakum içerisindeki oksijen miktarını azaltmak için, vakum içerisinde film yapılan bölgeden uzak bir yerde, bir tungsten filaman üzerine sarılmış titanyum telden titanyum buharlaştırılabilir. Böyle kurulan bir sistem ile 10^{-7} - 10^{-8} Torr civarında vakum seviyeleri kolaylıkla elde edilebilir. Difüzyon pompasıyla pompalanan vakum sistemlerinde, artık gazların ekserisi su buharıdır. Dolayısı ile vakum ölçerler daha çok bu gazın miktarını gösterecektir. Kütle spektrometrelili sistemlerde yapılan deneyler bu gerçeği doğrulamaktadır. Gerçekten de vakum sistemi içerisindeki artık gazların büyük çoğunluğu su buharıdır. Su buharı miktarı ortam sıcaklığına göre günden güne, veya sistemin atmosfere açık kaldığı zaman miktarına göre önemli değişimler gösterebilmektedir. Kütle spektroskopi analizleri, vakumu ısıtmanın vakum içerisindeki oksijen ve azot miktarını azaltmakta çok önemli olduğunu göstermiştir.

Kütle spektrometresi analizlerinde 14 ayrı maddeye ait soğurum çizgisi gözlenmiştir. Bu soğurum çizgilerinin, kütle yük oranlarına bakıldığında, artık vakum içerisindeki gazların önemli bir miktarı su buharı, çeşitli miktarlarda azot, oksijen, hidrojen, hidrojen, argon, karbon monoksit, karbon dioksit ve çeşitli hidrokarbonlardan oluşmuştur. Belli bir vakum seviyesine ulaştıktan sonra, önemli olan film yapısına zarar verebilecek gazları ortamdaki uzaklaştırmaktır. Bunun için seçici pompalama yöntemleri seçilebilir. Örneğin, Meissner tuzağı, su buharı, karbon dioksit ve bazı hidrokarbonları pompalamak için uygundur. Vakum içerisinde bir köşede titanyum buharlaştırmak, vakum içerisindeki oksijen miktarını azaltacaktır. Demir-Nikel alaşımı buharlaştırmak vakum içerisinde hidrojen miktarını azaltacaktır. Magnetik filimlerin yapısını en çok bozan artık gazlar su buharı, oksijen ve hidrojendir. Bu sebeple magnetik filimleri yapmaya başlamadan önce, sistemi ısıtarak bir müddet pompalamak, Meissner tuzağı kullanmak, titanyum buharlaştırarak oksijen miktarını azaltmak, film yapımına başlamadan önce bir miktar demir-nikel alaşımı buharlaştırarak ortamdaki hidrojen miktarını azalttıktan daha sonra film yapma işlemine başlamak, yapılan filimlerin kalitesini önemli ölçüde artırır. Vakum içerisindeki hidrokarbonların önemli bir kısmı, difüzyon pompasından vakum

içerisine giren difüzyon pompası yağından, vakum sağlamada kullanılan organik o-ringlerden kaynaklanır. Difüzyon pompası üzerine yerleştirilmiş bir sıvı azot tuzağı, veya difüzyon pompası yağı yerine civa kullanmak bu sorunu önemli ölçüde azaltır. Kütle spektroskopisi analizlerinde, Viton, Kel-F ve Teflon o-ringlerin, çok kullanılan neuopran ve Buna-N oringlerine göre çok daha az gaz içerdiği gözlenmiştir. Viton o-ringlerin yalnızca su buharı içerdiği, Kel-F oringlerin, biraz daha fazla su buharı ve çok çok küçük miktarda metan içerdiği, Teflon o-ringlerin su buharı, ayırdedilebilir miktarda propan, bütan ve pentan içerdiği gözlenmiştir. Neopren ve Buna-N teflondan 6-30 kat daha fazla bütan ve propan ve daha fazla su buharı içermektedir. Dolayısı ile doğru o-ring seçimi, vakum içerisindeki hidrokarbon oranının önemli miktarda azaltabilir (Soohoo, 1965).

Günümüzde bu sorunların çoğu 10^{-9} Torr vakum seviyelerinde çalışılabilen, tamamen paslanmaz çelik ve bakır malzemeler kullanılarak imal edilmiş, buharlaşan malzemelerin enerjisi ve sayısının çok hassas kontrol edildiği kaynaklardan buharlaştırma yapılan vakum sistemleriyle çözülmüştür.



Şekil 2.7. Magnetik ince film hazırlama vakum sistemi.

2.3. İNCE FİLİM MAGNETİZASYONU

Deneyler göstermektedir ki magnetik bir ince filim, magnetik alan uygulanmadan da, tek çekirdekli bir yapıya sahip olabilir. Eğer mıknatıslanma yalnızca çekirdeklerin aynı anlı ve eşit miktarda dönüleri sebebiyle değişiyorsa, bu filmin magnetizasyon eğrisi tek çekirdekli hacimli malzemelerin magnetizasyon eğrilerinin hesaplanması yönteminin aynısı kullanılarak hesaplanabilir (Morrish 1965). Film kalınlığı filmin diğer boyutlarına nazaran son derece küçük olduğundan, eğer filmin mıknatıslanması film düzlemi içerisinde değilse, mıknatıslanmayı bozan alan (demagnetization field) çok büyüktür. Bu sebepten dolayı şekil anizotropisine karşı koyacak herhangi bir enerji terimi yoksa, bir ince filmin mıknatıslanma vektörü her zaman film düzlemi içerisinde olur.

Film düzlemi içerisindeki mıknatıslanma ölçümlerinde birbirlerine dik iki magnetik alan kullanılması anlamlı olur. Deneysel ölçüm sırasında bu olay, filmin magnetik alan içerisinde döndürülmesiyle sağlanır. Eğer film tek eksenli bir anizotropiye sahipse, alanlardan biri H_y bu tek eksenli anizotropinin kolay eksenine paralel uygulanır. Diğer bir alan H_x ise bu kolay eksene dik olarak uygulanır. Bu durumda filmin toplam enerjisi,

$$F_T = (K_1' \sin^2 \theta - H_y M \cos \theta - H_x M \sin \theta) V \quad (2.18)$$

olur. Enerji minimumunu bulmak için bu ifadenin türevi alınır, $\frac{\partial^2 F_T}{\partial \theta^2} > 0$ olması

şartıyla beraber,

$$\frac{\partial F_T}{\partial \theta} = 0 = 2K_1' \sin \theta \cos \theta + H_y M \sin \theta - H_x M \cos \theta \quad (2.19)$$

elde edilir. İndirgenmiş büyüklükler cinsinden bu eşitlik,

$$\frac{1}{2} \sin 2\theta + h_y \sin \theta - h_x \cos \theta = 0 \quad (2.20)$$

olarak yazılabilir. Burada,

$$h_y = \frac{H_y}{H_K}, \quad h_x = \frac{H_x}{H_K}, \quad H_K = \frac{2K_1'}{M} \text{ olarak tanımlanmıştır.}$$

Yukarıdaki eşitlik, hacimli malzemeler için bulunan mıknatıslanma eşitliği ile aynıdır. Fakat burada önemli bir noktaya dikkat etmek gereklidir. İnce filmlerin mıknatıslanmalarının ölçülmesinde genelde H_x sabit tutulurken yalnızca H_y değiştirilir. Bu sebeple, $H = (H_x^2 + H_y^2)^{1/2}$ toplam magnetik alanı ve filmin kolay eksenindeki açı sabit kalmaz. Bu şartlar için hesaplanan magnetizasyon eğrileri Şekil-2.8'de görülmektedir (Goodenough ve Smith, 1959). Şekil mıknatıslanmanın kolay eksen yönündeki bileşeni için çizilmiştir. Zaten alışlagelmiş yöntem de budur. $h_x = 0$ (kolay eksene dik bir alanın olmadığı durum) için beklenen magnetizasyon eğrisi tek çekirdekli hacimli malzemelerde beklenen kare magnetizasyon eğrisidir.

Mıknatıslanmanın tam döndüğü kritik değerler ,

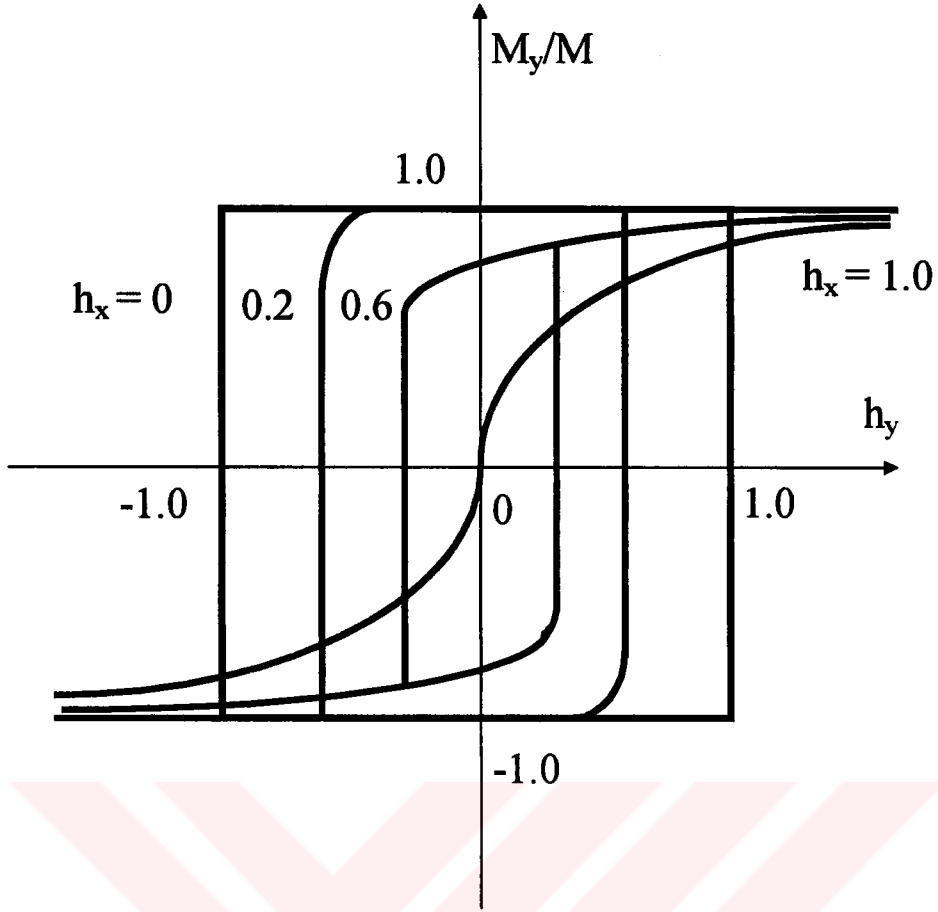
$$\frac{\partial F_T}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 F_T}{\partial \theta^2} = 0 \quad (2.21)$$

şartlarıyla bulunur. Buradan kolaylıkla gösterilebilir ki kritik değerler,

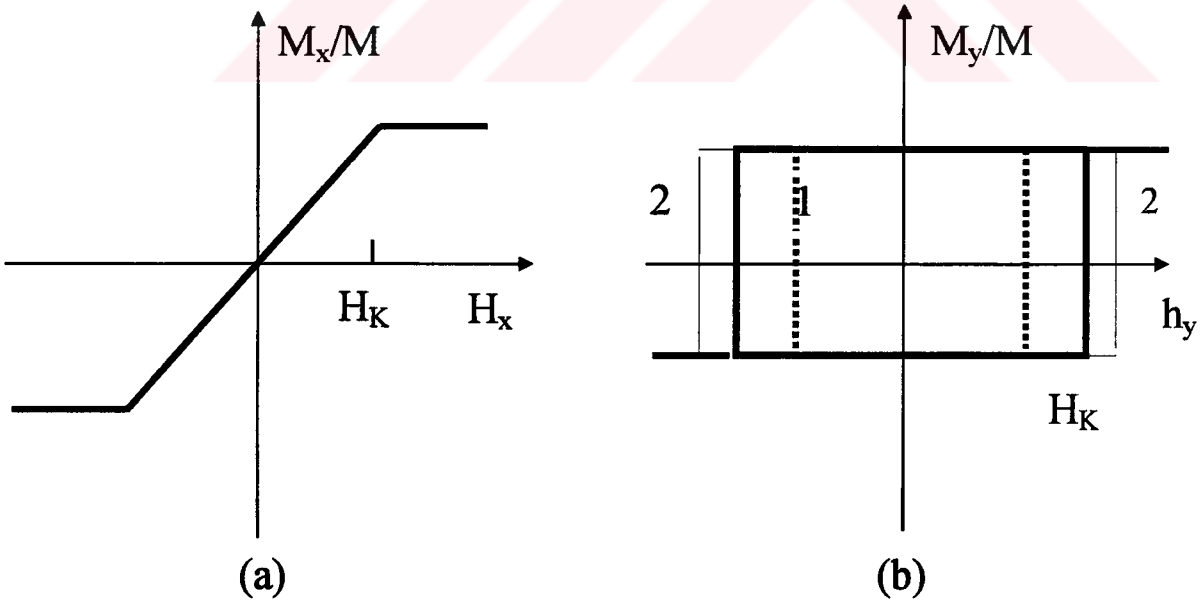
$$h_x^{2/3} + h_y^{2/3} = 1 \quad (2.22)$$

şartını sağlar. Buna göre h_x alanı artırıldıkça, mıknatıslanmanın dönmesi için gerekli h_y magnetik alanının büyüklüğü azalacaktır. h_x alanının büyüklüğü daha da artırıldığında histerisis olayı tamamen ortadan kalkacaktır. Bu davranış Şekil 2.8'deki en iç egride açık olarak görülmektedir.

$H_y = 0$ için elde edilen magnetizasyon eğrisi Şekil 2.9-a'da görülmektedir. Gerçekten, deneysel olarak da birçok filmin düzlem içi, kolay eksene dik magnetizasyon eğrisinin beklenen magnetizasyon eğrisine uyduğu gözlenmiştir. Fakat bazı küçük farklar vardır. Birincisi, H_K anisotropi alanı ($= 2K_1'/M$) civarında magnetizasyon eğrisi bir miktar eğim alır. Anizotropi alanı H_K bütün filmler için aynı değildir. Fakat filmlerin pek çoğu için bu alan ancak bir kaç Gausstur. İkincisi ise magnetizasyon eğrisinin genelde kuramsal değer H_K dan daha düşük bir H_C dönme alanı göstermesidir.



Şekil 2.8. İnce bir film için hesaplanmış magnetizasyon eğrileri.



Şekil 2.9. İnce filmler için magnetizasyon eğrileri. (a) Zor mıknatıslanma eksen
(b) Kolay mıknatıslanma eksen.

Bunun sebebi mıknatıslanmanın dönmesinin aynı anlı ve aynı yönde dönme (coherent rotation of magnetization) sonucu değil, çekirdek duvarlarının hareket etmesi sonucu ortaya çıkmasıdır. Bununla birlikte, pek çok film için magnetizasyon eğrisi dikdörtgenseldir. Bunun da en önemli sebebi çekirdeklenme için gereken magnetik alanın, duvar hareketi için gereken magnetik alandan daha fazla olmasıdır. Şekil-2.9-b'deki kalın çizgi ile gösterilen eğri, kolay eksen boyunca uygulanan bir magnetik alan içerisinde bir film için hesaplanan kuramsal magnetizasyon eğrisini göstermektedir. Şekil 2-9-b'deki 1 ve 2 nolu eğriler ise tek eksenli anizotropiye sahip filimlerde ölçülen magnetizasyon eğrilerini göstermektedir. Bu kuramsal olarak hesaplanan magnetizasyon eğrisi ile karşılaştırılabilir. Genel olarak pek çok filimde dönü alan değeri (coercive field value) anizotropi alan değerinden daha küçüktür. Bu filimlerde gözlenen magnetizasyon eğrisi kuramsal magnetizasyon eğrisinin içerisinde kalır (Şekil 2.9-b 1 nolu eğri). Bazı filimlerde ise dönü alan değerinin anizotropi alanından daha büyüktür. Bu tür bir filmde ise magnetizasyon eğrisinin, kuramsal magnetizasyon eğrisinin dışında olduğu görülür (Şekil 2.9-b 2 nolu eğri). Böyle beklenmedik bir olayın sebebi filmin bazı bölgelerinde mıknatıslanmanın bir tarafa doğru dönerken, filmin diğer bazı kesimlerinde mıknatıslanmanın ters yöne doğru dönmesidir. Bu davranış, eğer filmin anizotropi yönü, film içerisinde bir bölgeden bir bölgeye değişiyorsa gerçekleşir. Bu olay filim magnetizasyonunun dönmesini zorlaştıran bir etken olarak ortaya çıkar.

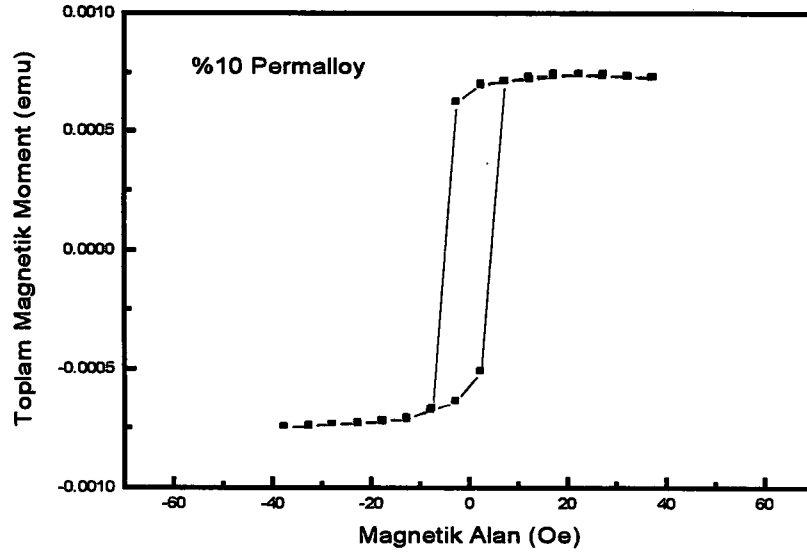
Tek eksenli anizotropinin gerçek sebebi henüz iyi anlaşılmış değildir. Fakat en muhtemel olarak bu olay magnetik atomların bir yöne doğru düzgün olarak yönelmesinden doğduğu söylenebilir. Buharlaşma sırasında uygulanan bir magnetik alan, mıknatıslanmayı alan doğrultusunda yönlendirir. Bunun sonucunda atomlarda, alan yönüne paralel olacak şekilde film yüzeyinde yayınır. Sonuç olarak, filim yapımı durdurulduğunda ve filim sıcaklığı düştüğünde atomlar yerlerinde donarlar ve tek eksen anizotropisi ortaya çıkar. Öte taraftan, alttaş yüzeyinin malzeme buharı ile açtığı durumlarda da tek eksen anizotropisinin ortaya çıktığı gözlenmiştir. Bir filmde aynı zamanda, küçük kristalcik ve stress anizotropileri de bulunur. Film polikristal olduğundan, bu anizotropilerin yönü film üzerinde her yerde başka başkadır. Sonuç olarak, bu küçük lokal anizotropilerde, tek eksen anizotropisinin

hem büyüklüğünde hem de yönünde bir dağılganlığın ortaya çıkmasına sebep olurlar. Bu kolay eksenin dağılganlığı, gözlenen magnetik çekirdek yapısı üzerinde önemli bir etkiye sahiptir (Morrish, 1965).

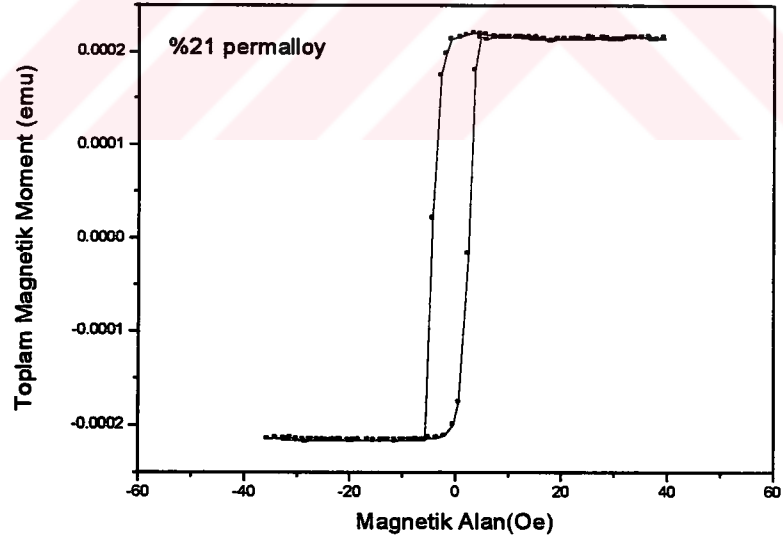
İnce filimlerin alacak sıcaklıklardaki magnetizasyonları, sprin-dalga teorisi ile hesaplanabilir. Spinlerin birbiriyle etkileşmesini inceleyen Ising modeli kullanılarak, iki boyutlu bir yapının ferromagnetizma gösteremeyeceği ispatlanmıştır. İnce filim bir yapı üç boyutlu bir yapıdır, fakat boyutun birisi $10\text{-}10000\text{\AA}$ iken diğer boyutlar milimetreler mertebesinde. Bu nedenle ince filim malzemenin magnetizasyonunun, hacimli malzeme magnetizasyonundan farklı olacağı açıktır. Hesaplamalar $100\text{\AA}$ 'den daha ince filimlerde, filim kalınlığı azaldıkça magnetizasyonun da azalacağını göstermektedir. Bu olayın fiziksel sebebi açıktır. Yüzeyde bulunan atomlar çevrelerinde, ferromagnetik etkileşme yapacakları daha az sayıda atom görürler ve dolayısı ile değiş-tokuş kuvvetleri atomik momentleri aynı yöne yönlendirmeye yetmez. Bu olay, yüzey atomlarının sayısının, toplam filim atomları sayısına oranının yüksek olduğu çok çok ince filimlerde daha da etkin olur. 10^{-9} Torr vakumda yapılan filimlerde, $20\text{\AA}$ 'e kadar filim magnetizasyonunun hacimli malzeme magnetizasyonu ile aynı değeri koruduğu, $20\text{\AA}$ 'den daha ince filimlerde ise magnetizasyonun azaldığı gözlenmiştir (Neugebauer, 1959).

Şekil 2.10 bu çalışma sırasında yapılan %10 permalloy filmin magnetizasyon eğrisini göstermektedir. Eğrinin biçiminden, filmin çok kristalli bir yapıya sahip olduğu ve kolay eksenin bu kristallerin hepsinde aynı olmadığı kolayca söylenebilir. Aksi taktirde gözlenen magnetizasyon eğrisinin tamamen kare bir formda olması gerekirdi. Bilindiği gibi %21 permalloy en yumuşak permalloy yapılarından birisidir. Bu yüzden gözlenen koersive alan değeri küçüktür.

Diğer bir şekil, Şekil 2.11 %21 permalloy filmin magnetizasyon eğrisini göstermektedir. %10 permalloy %21 permalloya göre daha sert bir magnetik malzemedir. Bu yüzden dönme alan değeri daha yüksektir. Benzer şartlarda üretilmiş olmalarına rağmen %21 lik permalloy tanecikleri alan altında daha hızlı dönmekte ve dikdörtgensel magnetizasyon eğrisi formuna yaklaşmaktadır.



Şekil 2.10. %10 permalloy ince filmin magnetizasyon eğrisi



Şekil 2.11. %21 permalloy ince filmin magnetizasyon eğrisi

2.4 ANİSOTROPİK MAGNETO-DİRENÇ (AMR)

Akım taşıyan bir metal, magnetik alan içerisine konulduğu zaman galvonometrik etkiler ortaya çıkar. Akımın ve alanın birbirlerine olan konumuna bağlı olarak, homojen ve isotropik yapılarda, üç tür etki gözlenir.

- a) Boyuna alanda boyuna etki: Magnetik alan akım doğrultusuna paraleldir ve etki akım doğrultusunda ölçülür. Buna boyuna magnetodirenç denilir. $\rho_{||}$ ile gösterilir.
- b) Dik alanda boyuna etki : Magnetik alan akım yönüne diktir ve etki akım yönünde ölçülür. Buna enine magnetodirenç denilir. $\rho_{\perp}$ ile gösterilir.
- c) Dik alanda dik etki : Magnetik alan akım yönüne diktir ve etki hem magnetik alana, hem de akıma dik yönde ölçülür. Buna Hall etkisi denir.

Magnetik olmayan malzemelerin direnci, genelde hem boyuna magnetik alanda, hem de enine magnetik alan içerisinde alan arttıkça artar. Dirençteki artış oranı, küçük alanlarda B^2 ile orantılıdır. Alan büyüdükçe, direncin alana bağılılığı doğrusal bir davranış gösterir. Küçük alanlarda, magneto-direnç sabiti, $[\rho(B)-\rho(0)]/\rho(0)=\Delta\rho/\rho_0=AB^2$ ifadesi ile verilir. Tüm alanlardaki genel davranış için, serbest elektron teorisinin çıkarımı daha uygundur. Serbest elektron teorisi, $\Delta\rho/\rho(B)=AB^2/(1+CB^2)$ eşitliğini verir. Bu eşitlik küçük alanlarda B^2 bağımlılığı gösterir, yüksek alanlarda ise magneto-direnç doyuma gider (Ciorenau and Middelhoek, 1992).

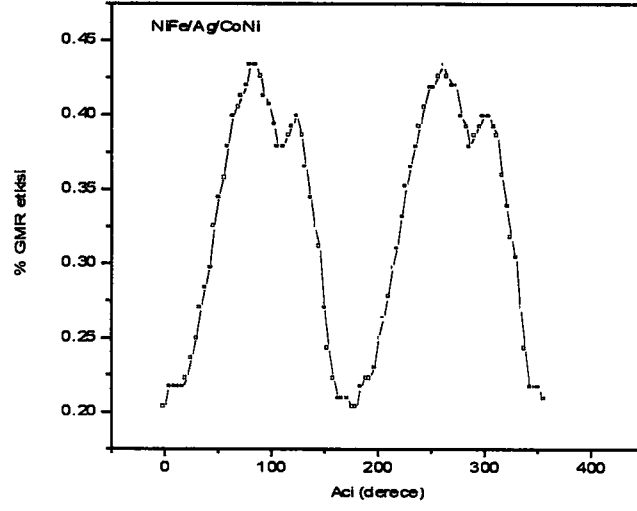
Çok çekirdekli bir yapıdan oluşan ferromagnetik bir yapıda dış magnetik alan, kolay eksene paralel uygulandığında çekirdekler $\rho_{||}$ yönünde, magnetik alan kolay eksene dik uygulandığında ise çekirdekler $\rho_{\perp}$ yönünde yönelir. Bu dirençler arasındaki, maximum fark, $\Delta\rho=\rho_{||}-\rho_{\perp}$ anizotropik magneto-direnç olarak adlandırılır. Ferromagnetik kristallerde magnetizasyon ve magnetik alan altında yönelme olayı ferromagnetik malzemenin kristal yapısı ile direkt olarak ilgilidir. Ferromagnetik malzemeyi, kolay eksen yönünde magnetize etmek için gerekli enerji ve zor eksen yönünde magnetize etmek için gerekli olan enerji arasındaki farka kristal anizotropi enerjisi denir. Demir, nikel gibi metaller ve bunların alaşımlarının anizotropileri kübik simetriye sahiptir. Polikristal bir malzemede, kübik kristallerin eksenlerinin gelişigüzel dağılmasından dolayı, polikristal malzeme isotropik bir yapı gösterir.

Anizotropik magneto-direnç olayı ferromagnetik malzemelerde görülen bir olaydır. Miknatıslanma vektörü ile malzeme üzerinden geçen akımın aralarındaki açığa bağlı olarak malzemenin direnci değişir. Anizotropik magnetodirenç özelliğini diğer galvometrik direnç özellikleriyle karıştırmamak gerekir. Tüm magnetik olmayan malzemeler magnetik alan altında bir direnç artışı olayını gösterirler. Genel olarak bu malzemelerde direnç artışı B^2 ile orantılıdır. Buna ilaveten akımla magnetik alanın dik olduğu konumdaki direnç artışı, akımla magnetik alanın paralel olduğu konumdaki direnç artışından daha büyüktür. Bu olay ferromagnetik malzemelerde görülen anizotropik magnetodirenç olayının tam tersidir. Ferromagnetik malzemelerde akımla magnetik alan dik olduğunda, magnetik alan artırıldığında direnç artışı, akımla magnetik alan paralel olduğu durumdaki direnç artışından daha küçüktür. GMR olayının yönden bağımsız bir olay olduğu düşünülürse, GMR etkisinin akım ve magnetik alan arasındaki açının 0° olduğu durumda ölçülmesi gerektiği anlaşılır. Açı 0° olduğunda ölçülen GMR etkisinin ve açı 90° olduğunda ölçülen GMR etkisinin farkı AMR etkisinin katkısını verecektir.

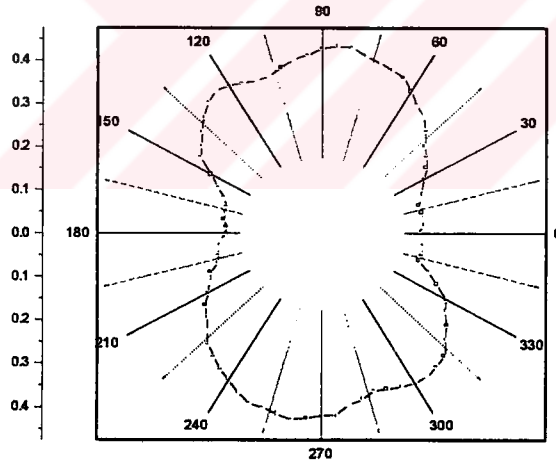
Filmlerde görülen AMR etkisi hakkında kuramsal olarak şunlar söylenebilir (McGuire, 1975).

- Anizotropik magneto-direnç oranı, film kalınlığına, tanecik boyutuna, ve film yüzeyi şartlarına bağlıdır.
- Magnetodirenç miktarı aynı zamanda, film yapılırken mevcut olan vakum kalitesi, alttaş sıcaklığı ve film kaplama hızı gibi parametrelerden de son derece etkilenir.
- Filmlerin GMR ölçümleri yalnızca oda sıcaklığı civarında güvenilir ölçümlerdir. Alçak sıcaklıklarda, yüzey saçılmaları baskın mekanizmalar olmakta ve MR verisinin değerlendirilmesi zorlaşmaktadır.

Şekil 2.12 CoNi/Ag/FeNi örneğinde ölçülen anizotropik magnetodirenç eğrisini göstermektedir. Magnetik alan, akım ile 90 derecelik açı yaptığında, gözlenen MR değeri en büyük olmaktadır. Bunun sebebi MR değerine anizotropik magnetodirenç katkısıdır. Literatürde genelde anizotropik magnetodirenç eğrisi polar gösterimde verilir. Bu sebeble anizotropik magnetodirenç eğrisinin polar bir gösterimi de verilmiştir (Şekil 2.13).



Şekil 2.12. FeNi/Ag/CoNi çok katlı örneğinin anizotropik magnetodirenç ölçümü



Şekil 2.13. FeNi/Ag/CoNi çok katlı örneğinin anizotropik magnetodirenç ölçümünün polar gösterimi

2.5 FERROMAGNETİK REZONANS (FMR)

Ferromagnetik bir malzeme statik bir H , magnetik alanı içerisine konulduğu zaman, malzeme içerisinde denge konumlarından ayrılan magnetik momentler, denge konumları etrafında ω iç frekansıyla dönü hareketi yaparlar. Bu dönü hareketinin frekansı, malzeme içerisindeki magnetik enerjilerle ve bu enerjilerin büyüklüğüyle ilgilidir. Bu sabit magnetik alan dışında, eğer aynı zamanda bir de rf dış alanı malzemeye uygulanıyorsa ve bu rf alanının frekansı malzemedeki magnetik momentlerin iç frekansıyla uyuyorsa, bu dönü hareketi daha düzenli bir biçimde olmaya başlar ve bu durumda rf alanından enerji soğurumu gerçekleşir. İç dönme frekansı ω yalnız iç magnetik enerjilere değil aynı zamanda uygulanan dış magnetik alan H_0 'ın da büyüklüğüne bağlıdır. Sonuç olarak, H_0 ve ω arasındaki ilişkiden (bu ilişki dağılğanlık ilişkisi olarak da adlandırılır) yararlanarak malzeme içerisindeki magnetik enerjiler hakkında bilgi sahibi olunabilir (Morrish, 1965). Çok katlı filmlerde katmanlar arası etkileşme enerjisi ve yüzey anisotropisi enerjilerinin çalışılması için en çok kullanılan yöntem FMR yöntemidir. Şekil 2.14 bir ferromagnetik rezonans spektrometresinin blok diyagramıdır. Ferromagnetik malzemelerde dağılğanlık bağıntısını elde etmenin iki yolu vardır. Birinci yöntem mikroskopik yöntem olarak adlandırılır. Bu yöntemde her bir magnetik atomdaki elektronun bir μ magnetik momentine ve bir $\hbar S$ spin açısal momentine sahip olduğu düşünülür. Bu büyüklükler birbirlerine paraleldir ve aralarında,

$$\mu = -\gamma \hbar S = -g\mu_B S, \quad (2.23)$$

bağıntısı vardır. Burada γ ciromagnetik oran, ve μ_B Bohr magnetonudur.

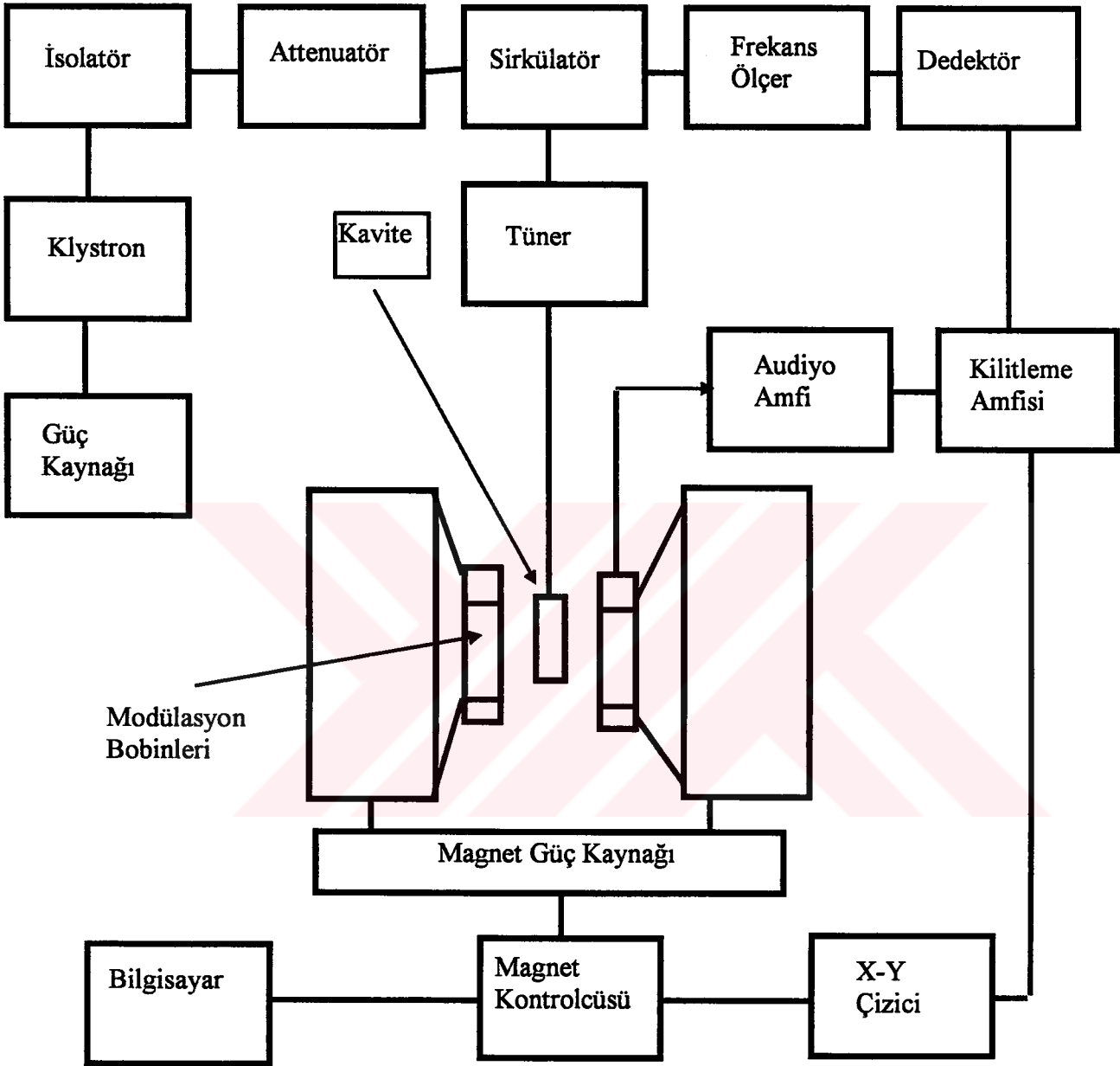
Dış H magnetik alanı ve bir magnetik atomun etkileşmesinden kaynaklanan enerji,

$$E = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} \quad (2.24)$$

bağıntısı ile verilir. Eğer H , z eksenı boyunca uygulanıyorsa,

$$E = -\mu_z H = \gamma \hbar S_z \quad (2.25)$$

olur. S_z ancak, $S, S-1, \dots, -S$ değerlerini alabilir.



Şekil 2.14. Ferromagnetik Resonans Düzeneginin Genel Görüntüsü

Magnetik alan içerisinde $S = \frac{1}{2}$ olan bir elektron, Şekil 2.15'de gösterildiği gibi,

$S_z = \pm \frac{1}{2}$ değerlerinden hangisini aldığına bağlı olarak, iki farklı enerji düzeyine sahip olabilir. Eğer $\hbar\omega$ bu iki enerji düzeyi arasındaki farkı gösteriyorsa,

$$\omega = \gamma H \quad (2.26)$$

temel bağıntısı elde edilir. Bu şart magnetik rezonansta güç soğurumu için temel şarttır. Dağılganlık (dispersion) bağıntısının eldesinde, diğer bir yol, tork hareket denkleminde faydalanmaktır. Bir sistemin toplam açısal momentumundaki değişiklik, bu sistem üzerinde dışarıdan uygulanan torka eşittir. Magnetik alan H içerisinde bir μ magnetik momentine etkiyen tork, $\mu \times H$ ile verildiğine göre, hareket denklemleri,

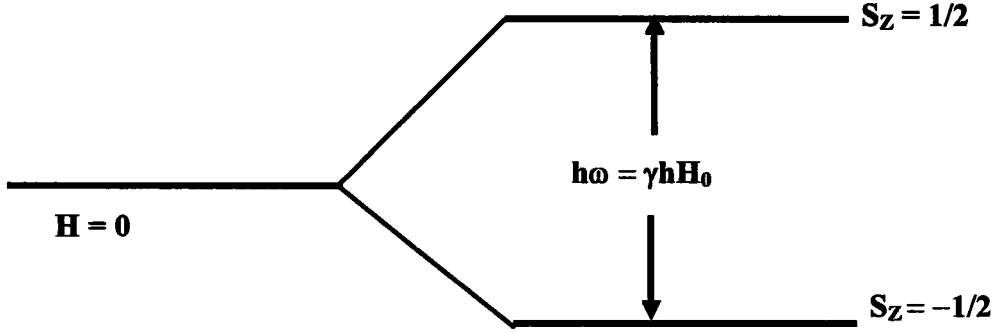
$$\hbar \frac{dS}{dt} = \mu \times H \quad \text{veya} \quad \frac{d\mu}{dt} = -\gamma \mu \times H \quad (2.27)$$

olur. Bu eşitlikler aynı zamanda, Heisenberg spin Hamiltoniyeni komutatör bağıntılarındaki spin operatörlerinin, zaman bağımlılığını kullanarak da elde edilebilir. Deneysel olarak toplam magnetik moment M , daha çok kullanılan bir ifadedir. M birim hacim içerisindeki tüm magnetik iyonlar üzerinden μ_1 toplamına eşittir. Her magnetik iyonun aynı γ değerine sahip olduğunu varsayarsak (Eşitlik 2.27) M cinsinden,

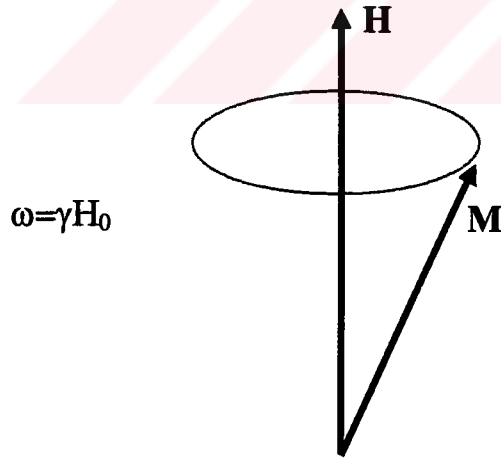
$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H \quad (2.28)$$

ifadesiyle verilebilir. Eğer dış magnetik alan H yalnızca z eksenine doğrultusunda uygulanan alansa, $H = Hk$, (Eşitlik 2.28) in çözümü z -ekseni etrafında ω açısal frekansıyla ($\omega = \gamma H$) dönen M vektörüne karşılık gelecektir. Bu ifade ilk yaklaşım sonucu çıkarılan (Eşitlik 2.26) ifadesinin aynısıdır. Gerçek bir magnetik malzemede, her bir magnetik iyon üzerindeki magnetik alan, dışardan uygulanan magnetik alana eşit değildir. Her bir magnetik iyonun gördüğü alan aynı zamanda iyon spininin kristal eksenleriyle ilgili konumuna da bağlıdır (magnetokristalline anisotropi alanı). Bu alanı etkileyen diğer katkılar, yakın iyonların spin konumları (etkileşme alanı), örnek içerisindeki makroskopik spin dağılımı (magnetik dipolar alan) sayılabilir.

Dolayısıyla gerçek dağılganlık bağıntısı Eşitlik 2.26'da yazılından çok daha karmaşık olabilir.



Şekil 2.15. Statik bir $H = H_0$ magnetik alanı içerisinde, $S = 1/2$ elektronun enerji düzeylerinin ayrılması.



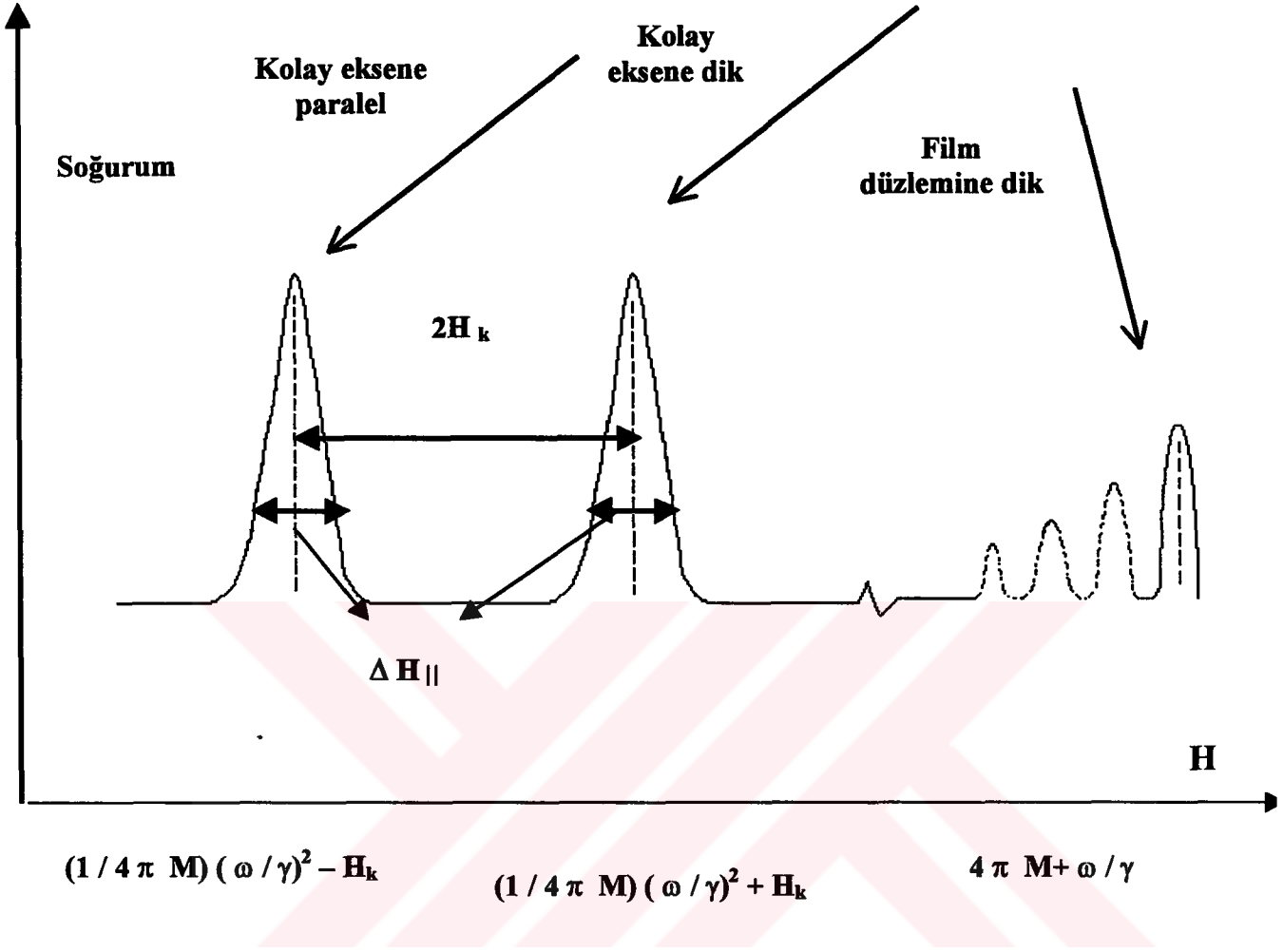
Şekil 2.16. Magnetizasyon vektörü M in statik bir $H = H_0$ magnetik alanı içerisinde hareketi.

2.5.1. FMR YÖNTEMİ VE MAGNETİK FİLİMLERE UYGULANMASI

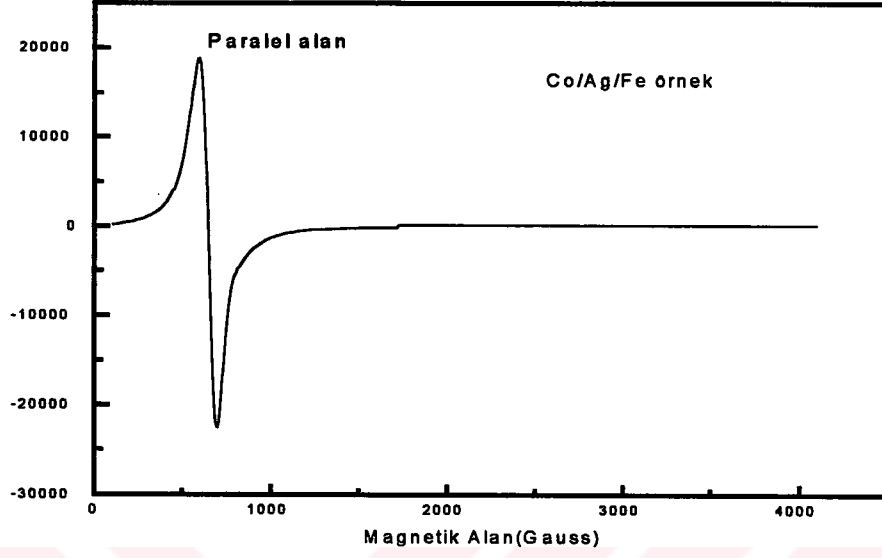
Ferromagnetik rezonans (FMR) magnetik filmlerin özelliklerinin çalışılmasında en güçlü yöntemlerden birisidir. Bu tekniğin bir gösterimi Şekil-2.14 'de verilmiştir.

Denge durumundan ayrılan magnetik momentler uygulanan magnetik alanın etkisiyle denge konumları etrafında dönü (precession) hareketi yaparlar. Bu dönünün frekansı uygulanan dış magnetik alanın gücüne, denge magnetizasyonunun dış magnetik alanla yaptığı açıya sıkı sıkıya bağlıdır. FMR ölçümlerinde, dışardan uygulanan rf alanının frekansının, denge durumundan ayrılan magnetik momentlerin doğal presesyonlarının frekansına eşit olması durumunda, mikrodalga alanından enerji soğurur. Bu enerji soğurumu, dc magnetik alanın değiştirilmesi ile doğal presesyon frekansının değiştirilerek rf alanının frekansına eşitlenmesi ile sağlanır. Malzemenin geometrisinden kaynaklanan boyut etkileri, malzemeyi oluşturan bileşenlerin kristal yapılarından kaynaklanan magnetik anisotropi gibi faktörler FMR spektrumunda gözlenen rezonans alan değerinin büyüklüğünü etkiler. Malzemenin kolay mıknatıslanma eksenini (easy axis) boyunca uygulanan bir magnetik alan için sistem anisotropi enerjisi bakımından minimumdur, dolayısıyla spektrumda gözlenen rezonans alan değeri küçük olacaktır. Zor mıknatıslanma doğrultusu boyunca magnetik alan uygulandığında ise, spinleri film düzlemine dik hale getirmek için oldukça yüksek magnetik alana gereksinim vardır.

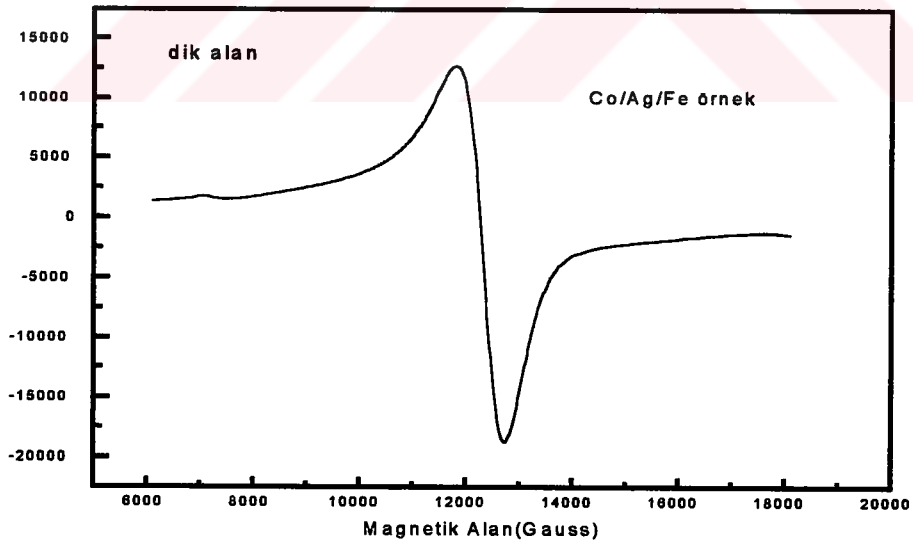
Şekil 2.17 kolay ve zor mıknatıslanma yönlerinde elde edilen ferromagnetik rezonans spektrumun genel bir gösterimini vermektedir. Şekil 2.18 örnekle magnetik alanın aynı düzlemde olduğu ve alanın kolay eksene paralel olduğu durumda Co/Ag/Fe örneğinin ferromagnetik rezonans spektrumunu göstermektedir. Şekil 2.19 yine aynı örneğin, magnetik alan örnek düzlemine dikken elde edilen FMR spektrumudur.



Şekil 2.17 Magnetik rezonans spektrumunun genel görüntüsü.



Şekil 2.18. Co/Ag/Fe çok katlı örneğin paralel alan altındaki FMR spektrumu



Şekil 2.19. Co/Ag/Fe örneğin dik alan altındaki FMR spektrumu

2.5.2. TEK KATLI MAGNETİK FİLİM PROBLEMİ

Film düzlemi içerisinde bulunan bir simetri eksenine φ_h ve film düzlemine dik normalle θ_h açısı yapan bir magnetik alan içerisinde bulunan 10 – 100 Å kalınlığında bir film düşünelim. Filmin mıknatıslanma vektörünün aynı eksenlerle yaptığı açılara da φ ve θ diyelim (Şekil- 2.20). O zaman sistemin toplam serbest enerjisi

$$F = F_h + F_d + F_{cub} + F_u \quad (2.29)$$

ile verilebilir (Morrish, 1965). Bu denklemde

$$F_h = -HM(\sin(\theta)\sin(\theta_h)\cos(\varphi - \varphi_h) + \cos(\theta)\cos(\theta_h)) \quad (2.30)$$

olarak verilmiştir. F_h terimi H alan vektörüyle M vektörünün skalar çarpımından gelen, magnetik alan içerisinde bulunan herhangi bir malzemenin serbest enerji terimidir.

$$F_d = 2\pi M\tilde{M} \cos^2(\theta) \quad (2.31)$$

Burada $\tilde{M} = M + K_u / (2\pi M)$ etkin mıknatıslanmayı-bozma alanı (effective demagnetization field) olarak tanımlanmıştır. Burada K_u film düzlemine dik uniaxial anisotropisi ve M gerçek doyum mıknatıslanmasıdır. F_d terimi boyut etkisinden kaynaklanır. Eğer sonlu bir malzeme magnetik alan içerisinde mıknatıslanırsa, malzemenin sonlu uçlarında magnetik kutuplar oluşur. Bu olay sonucunda malzeme içerisinde, uygulanan magnetik alanın tersi yönünde bir mıknatıslanmayı-bozma alanı oluşur. Bu alanın serbest enerjiye katkısı F_d terimi ile verilmiştir. Diğer önemli terimler anisotropi terimleridir.

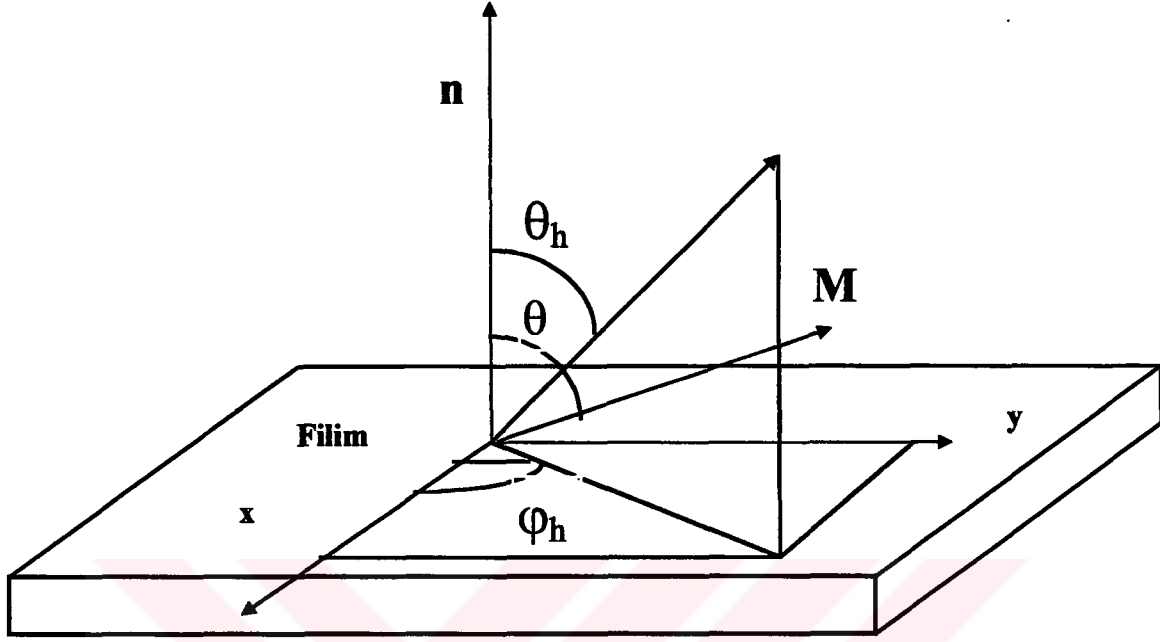
$$F_{cub} = \frac{K_1}{4} (\sin^2(2\theta) + \sin^4(\theta)\sin^2(2\varphi))$$

ve

(2.32)

$$F_u = K_2 \sin^2(\theta)\sin^2(\varphi) + K_4 \sin^4(\theta)$$

F_{cub} kübik kristallerde magnetik anisotropi etkisi dolayısıyla ortaya çıkan serbest enerji terimidir. K_1 kübik anisotropinin birinci sabitidir. Daha yüksek mertebeden kübik anisotropi terimleri ihmal edilmiştir. Bu eşitlikte görülen $\sin^2(2\varphi)$ terimi, düzlem içerisinde bütün 90° dönmelerin aynı anisotropi değerine karşılık geldiğini göstermektedir.



Şekil 2.20. Tek katlı film probleminde deneysel geometri

F_u hexagonal kristaller için bulunan anisotropi kaynaklı serbest enerji terimidir. Hexagonal kristaller için kolay mıknatıslanma eksenini asal eksen boyuncadır. Bu olay $\sin^2(\theta)$ ve $\sin^4(\theta)$ terimlerinden kolayca görülebilir. $\theta = 0^\circ$ için hexagonal anisotropi 0 değerini alır.

Doyum mıknatıslanmasının film düzlemi açısına (φ) göre türevi, bu açı için serbest enerjinin minimum olduğu denge durumunu verir. Yine aynı şekilde, denge durumundaki θ açısı, serbest enerjinin θ açısına göre türevinin sıfıra eşitlenmesiyle bulunur.

$$\frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0 = H \sin(\theta) \sin \theta_h \sin(\varphi - \varphi_h) + H_1 \sin^4(\theta) \sin(2\varphi) \cos(2\varphi) \quad (2.33)$$

$$+ H_2 \sin^2(\theta) \sin(2\varphi)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} = 0 = -HM(\cos(\theta)\sin(\theta_h)\cos(\varphi - \varphi_h) - \sin(\theta)\cos(\theta_h)) - 2\pi M \sin(2\theta) \quad (2.34)$$

$$+ H_1 \left(\frac{1}{2} \sin(4\theta) + \sin^3(\theta)\cos(\theta)\sin^2(2\theta) \right) + H_2 \sin(2\theta)\sin^2(\varphi) + 4H_4 \sin^3(\theta)\cos(\theta)$$

Yukardaki eşitliklerde $H_i = K_i / M$ olarak tanımlanmıştır ve anisotropi alanlarını göstermektedir. H_1 , kübik anisotropi terimi K_1 'e karşılık gelen anisotropi alanı olarak, H_2 ve H_4 hexagonal anisotropi terimleri K_2 ve K_4 'e karşılık gelen anisotropi alanları olarak tanımlanmıştır. Bu türev eşitliklerinin eldeki bir H magnetik alanı ve (φ_h, θ_h) ile verilen magnetik alan yönelimi için birlikte çözümü doyum mıknatıslanması M 'in denge açıları (φ, θ) 'yı verir.

Ferromagnetik rezonans koşulu, en genel halde, serbest enerjiye bağlı olarak aşağıdaki eşitlikle verilir (Gurevich, 1973).

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]_{eq} \quad (2.35)$$

Sağ taraf magnetizasyonun denge durumu için çözümlidir. Burada ω ESR spektrometresinin mikrodalga frekansı ve γ incelenen ferromagnetik malzemenin jromagnetik oran sabitidir. (2.35) eşitliği, (2.29), (2.33) ve (2.34) eşitlikleriyle aynı anda çözülerek herhangi bir dış magnetik alan büyüklüğü ve yönelimi (φ, θ) için FMR rezonans alan değeri bulunur. Bu genel eşitlikler bazı özel durumlar için daha sade bir biçimde elde edilebilirler.

2.5.3. DÜZLEM İÇİ ÖLÇÜMLER İÇİN ELDE EDİLEN DENKLEMLER

Eğer DC magnetik alan film düzlemi içerisinde olacak şekilde yalnız φ yönünde döndürülürse böyle ölçümlere düzlem içi (in-plane) ölçümler diyoruz. Bu durumda $\theta = \theta_h = \pi/2$ değerindedir. $\theta = \theta_h = \pi/2$ değerleri (2.29), (2.33) ve (2.34) denklemlerinde yerine konulursa düzlem içi geometriye ait denklem çifti aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left\{ H \cos(\varphi - \varphi_h) + 4\pi M + \frac{H_1}{2} [3 + 4 \cos(4\varphi)] - H_2 (1 - \cos(2\varphi)) - 4H_4 \right\}$$

$$x \left\{ H \cos(\varphi - \varphi_h) + 2H_1 \cos(4\varphi) + 2H_2 \cos(2\varphi) \right\} \quad (2.36)$$

$$H \sin(\varphi - \varphi_h) + H_1 \sin(2\varphi) \cos(2\varphi) + H_2 \sin(2\varphi) = 0. \quad (2.37)$$

Bu iki denklem düzlem içerisinde verilen herhangi bir φ_h açısı için FMR resonans alan değerini bulmak üzere birlikte çözümlenmelidir. Düzlem içerisindeki kolay eksen boyunca uygulanan ($\varphi = \varphi_h = 0^\circ$) bir dış magnetik alanın resonans alan değeri şu şekilde bulunur.

$$H_{res\parallel}^{easy} \cong -2H_1 - 2H_2 + \frac{(\omega / \gamma)^2}{|4\pi M - 2H_2 - 4H_4|} \quad (2.38)$$

Düzlem içi zor eksen için (bu bölgede kübik anisotropi baskındır) dış magnetik alan M doyum mıknatıslanmasını kendi yönünde yöneltebilecek kadar güçlü olmak üzere FMR resonans alan değeri

$$H_{res\parallel}^{hard} \cong 2H_1 + \frac{(\omega / \gamma)^2}{|4\pi M + 3H_1 - H_2 - 4H_4|} \quad (2.39)$$

olarak bulunur.

2.5.4. DÜZLEM DIŞI GEOMETRİ İÇİN ELDE EDİLEN DENKLEMLER

Eğer DC magnetik alan film düzleminden dışarı film normaline doğru döndürülürse ($\theta_h \neq 0^\circ$), bu tarzda bir ölçüm düzlem dışı (out of plane) ölçüm olarak adlandırılır. Düzlem dışı ölçümler $\varphi = \varphi_h = 0^\circ$ olacak şekilde yapılır. Bu değerler (2.29), (2.33) ve (2.34) en genel resonans denklem takımlarında yerine konulursa düzlem dışı geometriye ait aşağıdaki denklem takımı elde edilir.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left\{ H \cos(\theta - \theta_h) - 4\pi M \cos(2\theta) + 2H_1 \cos(4\varphi) + 2H_4 [\cos(2\theta) - \cos(4\theta)] \right\} \\ \times \left\{ H \cos(\theta - \theta_h) - 4\pi M \cos^2(\theta) + \frac{H_1}{2} [3 + 4 \cos(4\varphi)] + 2H_2 + H_4 \sin^2(2\theta) \right\} \quad (2.40)$$

$$H \sin(\theta - \theta_h) - 2\pi M \sin(2\theta) + \frac{H_1}{2} \sin(4\theta) + H_4 \left[\sin(2\theta) - \frac{1}{2} \sin(4\theta) \right] = 0 \quad (2.41)$$

Bu iki denklemin verilen herhangi bir dış magnetik alan değeri ve yönelimi için çözümü FMR resonans alan değerini verecektir. Dış magnetik alanın film düzlemine

dik olduğu durumda ve dış magnetik alanın mıknatıslanmayı kendi yönünde yöneltebileceği kadar güçlü olduğu durum için ($\theta = \theta_h = 0^\circ$), resonans alan değeri

$$H_{res.L} \equiv 4\pi M - 2H_1 - H_2 + |\omega / \gamma| + \frac{1}{2} \frac{H_2^2}{|\omega / \gamma|} \quad (2.42)$$

olarak elde edilir.

2.5.5. ÇİFT KATLI MAGNETİK FİLİM PROBLEMİ

Etkileşen Katmanlar Modeli

Tek katlı film probleminden sonra, bu çalışma sırasında incelediğimiz filmlere daha yakın olan çift katlı film problemini ele alarak, aradaki magnetik olmayan katman üzerinden iletkenlik elektronları aracılığı ile etkileşen iki magnetik katmanın bir modelini oluşturacağız. Bu filmlerin etkileşimi yüzey değiş-tokuş enerjisi yolu ile oluşmaktadır. Bu enerjinin formülü

$$E_{ex} = -J \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2, \quad (2.43)$$

şeklinde önerilmiştir (Hoffman, Stankoff, Pascard, 1970). Burada $\mathbf{M}_1$ birinci magnetik katmanın $\mathbf{M}_2$ ikinci magnetik katmanın magnetizasyon vektörleridir. Bu modelin geometrisi (Şekil-2.21) de görülmektedir. L_1 birinci magnetik katmanın kalınlığı, L_2 ikinci magnetik katmanın kalınlığıdır. Denge magnetizasyonları uygulanan dış magnetik alana H_0 paraleldir. x, y, z eksenleri kübik olarak düşünülen kristalin, sırasıyla $[100]$, $[010]$ ve $[001]$ eksenlerine paraleldir. Uygulanan dış magnetik alan H_0 filmlerin düzleminde. Daha ilerideki çıkarımlarda, kolay mıknatıslanma eksenini $[100]$ yönüne ve zor mıknatıslanma eksenini $[110]$ yönüne paralel olarak düşünülmüştür.

Magnetizasyon Denklem Çözümü ve Sınır Koşulları

Kullanacağımız modelde Landau-Lifshitz denklemini kullanacağız (Gurevich, 1973) ve bu denklemde sönüm terimini dikkate almayacağız. Magnetik alan içerisinde toplam magnetik momentin presesyonunun hareketi,

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (2.44)$$

denklemleriyle verilir. Burada γ malzemenin kendine özgü jiromagnetik oranıdır ve H_{eff} malzemenin toplam magnetizasyon vektörünün etkisi altında kaldığı etkin magnetik alandır.

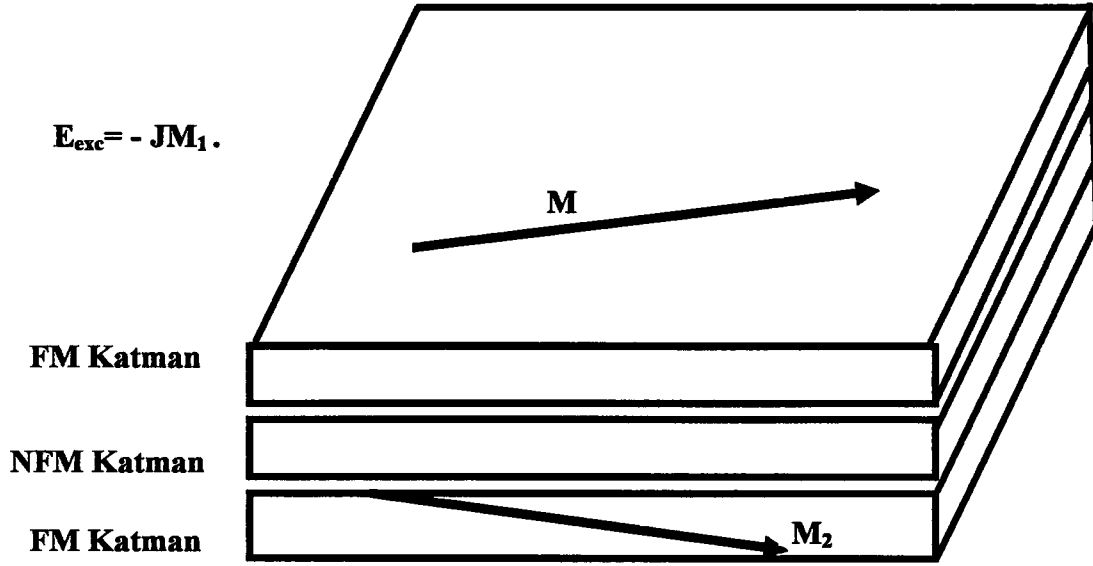
Bu alanın değeri,

$$\mathbf{H}_{eff} = H_0 \mathbf{e}_x + h(z,t) \mathbf{e}_y + H_k - 4\pi M \alpha_3(z,t) \mathbf{e}_z + \frac{2A}{M^2} \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial z^2} \quad (2.45)$$

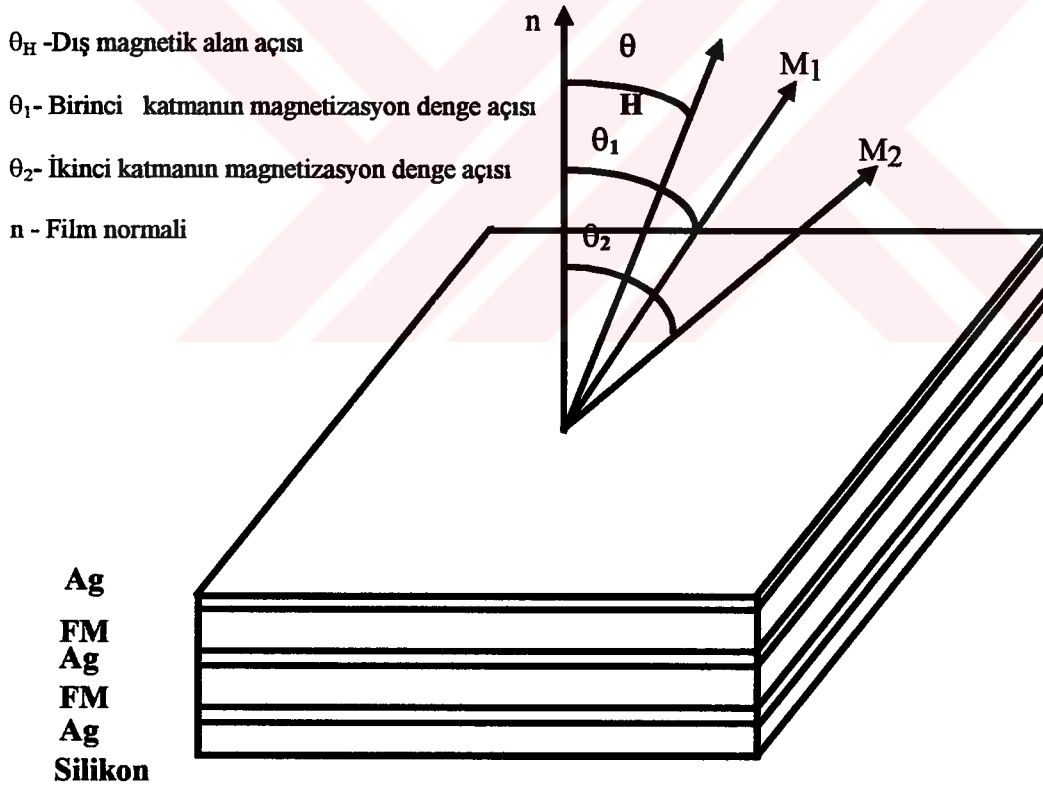
ifadesiyle verilir. Burada H_0 , film yüzeyine paralel DC magnetik alan değeridir; $h(z,t)$ film düzlemi içerisinde kalan, filme uygulanan mikrodalga alanıdır. Bu alan ESR spektrometresinde, daima dc magnetik alana dik olacak şekildedir ve gösterimde y eksenine paralel olarak alınmıştır. H_k kübik anisotropi alanıdır ve değeri magnetizasyonun kristal eksenleriyle yaptığı açığa bağlıdır. x ekseninin kristalin $[100]$ yönelimi ile aynı olması basitleştirmesini yaparsak bu eksen boyunca anisotropi alanı $H_k = 2K_1 / M$ sabit olarak alınabilir, burada K_1 anisotropi sabitidir.

Yada y ve z yönelimleri boyunca anisotropi alanları

$-2K_1 \alpha_2 / M_A$ ve $-2K_1 \alpha_3 / M_A$ olarak alınabilir (α_1, α_2 ve α_3 , x, y ve z yönlerinde magnetizasyon yön kosinüsleridir). Her iki yöntem de birinci mertebeden yaklaşımda aynı tork değerlerini verir. Eğer üst yüzeyin $[001]$ doğrultusu film yüzeyine dik ise ve magnetik alan $[110]$ yönelimindeyse, anisotropi alanının, y yönünde $2K_1 \alpha_2 / M_A$ ve z yönünde $-K_1 \alpha_3 / M_A$ olan bileşenleri dikkate alınmalıdır.



Şekil 2.21. Film düzlemine paralel alan içerisinde değiş tokuş etkileşmesi.



Şekil 2.22. Çok katlı magnetik filmde düzlem dışı, deneysel ölçüm geometrisi. İnce ve kalın katmanlar, tekrar eden magnetik ve magnetik olmayan malzemelerden oluşur.

$-4\pi M\alpha_3(z,t)\mathbf{e}_z$ verilen deneysel geometride ince bir filmin demagnetizasyon alanıdır. $\frac{2A}{M^2} \frac{\partial^2 M}{\partial z^2}$ inhomojen değiş tokuş alanıdır ve bu etkileşmenin enerjisi

$$E_{ex} = \frac{A}{M^2} [(\nabla \cdot \mathbf{M})^2 + (\nabla \times \mathbf{M})^2] \quad (2.46)$$

ile verilir. A değiş tokuş sertlik katsayısıdır (exchange stiffness coefficient). Bu katsayı en basit kristal yapıları için, yalnızca en yakın komşu etkileşimleri dikkate alındığında

$$A = c \frac{JS^2}{a_{NN}} \quad (2.47)$$

ile verilir. a_{NN} en yakın komşular arası uzaklıktır. c kristal latis yapısına bağlıdır ve basit kübik yapı için $c = 1$, hacim merkezli kübik yapı için $c = \sqrt{3}$ ve yüzey merkezli kübik kristal için ve ideal hexagonal yapı için $c = 2\sqrt{2}$ dir.

Mikrodalga alanının zaman bağımlılığı $\sim \exp(i\omega t)$ olarak alındığında mıknatıslanma bileşenleri için doğrusallaştırılmış hareket denklemleri

$$i \frac{\omega}{\gamma} m_y + B m_z - E \frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} = 0 \quad (2.48)$$

$$H m_y - i \frac{\omega}{\gamma} m_z - E \frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} = h_y M \quad (2.49)$$

olarak elde edilir. Burada dış magnetik alan H_0 , film düzleminde $[100]$ yönelimindeyse $H = H_0 + 2K_1 / M$ ve $B = H_0 + 2K_1 / M + 4\pi M$ olarak alınır. Eğer dış dc magnetik alan $[110]$ yöneliminde uygulanırsa $H = H_0 + K_1 / M + 4\pi M$ olarak alınır. $E = \frac{2A}{M}$ spin sertlik sabitidir (spin stiffness constant). Yukardaki (2.48) ve (2.49) eşitlik sistemine

$$m_{\pm} = m_y \pm i m_z$$

harmonik değişkenler (circular variables) uygulanarak

$$E_j \frac{\partial^2 m_{j+}}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega}{\gamma} - H_0 - 2\pi M_j - H_1^j \right) m_{+} + \left(2\pi M_j + H_2^j \right) m_{-} = -h M_j \quad (2.50)$$

$$E_j \frac{\partial^2 m_{j-}}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega}{\gamma} - H_0 - 2\pi M_j - H_1^j \right) m_{-} + \left(2\pi M_j + H_2^j \right) m_{+} = -h M_j \quad (2.51)$$

denklemleri elde edilir. Burada kolay mıknatıslanma yönü için $H_1^j = 2K_1^j / M_j$, $H_2^j = 0$ ve zor mıknatıslanma yönelimi için $H_1^j = -K_1^j / 2M_j$, $H_2^j = 3K_1^j / 2M_j$ olarak alınır. j harfi katman numarasını göstermektedir ve $E_j = 2A_j / M_j$ olarak tanımlanmıştır.

Yüzey alanları, Cochran'ın kullandığı metodun aynısı kullanılarak (Cochran, Heinrich, Arrot, 1986), küçük α_2 , α_3 ve β_2 , β_3 limiti için hesaplanmıştır. α ve β sembolleri birinci ve ikinci katmanın mıknatıslanmalarına ait yön kosinüslerini göstermektedir. Birinci filmi etkileyen alan

$$\mathbf{T}_1 = -\mathcal{M}_2 [(\alpha_2 - \beta_2)\mathbf{e}_y + (\alpha_3 - \beta_3)\mathbf{e}_z]_{z=0} \quad (2.52)$$

ile, ve ikinci filme etki eden alan

$$\mathbf{T}_2 = -\mathcal{M}_1 [(\alpha_2 - \alpha_3)\mathbf{e}_y + (\beta_2 - \beta_3)\mathbf{e}_z]_{z=0} \quad (2.53)$$

ile verilir. Rado-Weertman sınır şartları (Gurevich, 1973), bizim durumumuz için yazılırsa

$$\left[\frac{2A_1}{(M_1)^2} \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial z} \right]_{z=0} = \mathbf{T}_1, \quad (2.54)$$

$$\left[\frac{2A_2}{(M_2)^2} \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial z} \right]_{z=0} = \mathbf{T}_2 \quad (2.55)$$

denklemleri elde edilir. Bu iki eşitlikten

$$\left[\frac{2A_1}{(M_1)^2} \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial z} \right]_{z=0} = \left[\frac{2A_2}{(M_2)^2} \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial z} \right]_{z=0} \quad (2.56)$$

sonucu elde edilir. Bu eşitlikler m_y ve m_z nin denge mıknatıslanmalarından sapmaları üzerinde doğrusallaştırılırsa

$$\frac{2A_1}{M_1} \frac{\partial m_{1j}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \mathcal{M}_1 M_2 \left[\frac{m_j(0)}{M_2} - \frac{m_j(0)}{M_1} \right] = \frac{2A_2}{M_2} \frac{\partial m_{2j}}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2.57)$$

Burada $j = y$ ve z olarak alınmıştır. Harmonik değişkenler cinsinden bu eşitlik,

$$\frac{2A_1}{M_1} \frac{\partial m_{1\pm}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \lambda_1 m_{1\pm}(0) - \lambda_2 m_{2\pm}(0) = \frac{2A_2}{M_2} \frac{\partial m_{2\pm}}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2.58)$$

olarak yazılabilir. $\lambda_1 = -JM_2$ ve $\lambda_2 = -JM_1$ olarak alınmıştır.

Bizim problemimizde, yapının sınırlarında mıknatıslanma akımları bulunmamaktadır, buna göre (Cochran, Heinrich, Arrot, 1986),

$$\left. \frac{\partial m_{1\pm}}{\partial z} \right|_{z=-L_1} = 0, \quad \left. \frac{\partial m_{2\pm}}{\partial z} \right|_{z=L_2} = 0 \quad (2.59)$$

elde edilir. (2.58) ve (2.59) eşitlikleri, bu model için sistemin sınır değerlerinin tümünün birden tarifini verir.

1.6.6. MAGNETİZASYON DENKLEMLERİNİN GENEL ÇÖZÜMÜ

Mıknatıslanma için verilen denklemlerin, genel çözümü elde edildiğinde,

$$\begin{pmatrix} m_+ \\ m_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \cosh k_1 z + B \sinh k_1 z + C \cosh k_2 z + D \sinh k_2 z + m_+^0 \\ A \frac{p}{b_-} \cosh k_1 z + B \frac{p}{b_-} \sinh k_1 z + C \frac{p}{b_-} \cosh k_2 z + D \frac{p}{b_-} \sinh k_2 z + m_-^0 \end{pmatrix} \quad (2.60)$$

bulunur. Burada,

$$k_{1,2} = \sqrt{\frac{s \mp \sqrt{\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + p^2}}{E}},$$

$$s = H_0 + H_1 + 2\pi M$$

$$P = H_2 + 2\pi M,$$

$$b_{\pm} = \frac{\omega}{\gamma} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + p^2},$$

$$m_{\pm}^0 = \pm \gamma M \frac{\omega \pm \gamma(s + p)}{\omega^2 - \omega_0^2},$$

$\omega_0^2 = \gamma^2(s^2 - p^2)$ olarak tanımlanmış büyüklüklerdir.

Genel çözüm bulunduğuna göre, şimdi genel çözümlerde geçen A_j , B_j , C_j , D_j bilinmeyenlerini ($j = 1, 2$ katman numarasıdır) bilinenler cinsinden açıklamak gereklidir. (2.57)'deki sınır şartlarının uygulanması sonucunda,

$$\begin{aligned} A_1 &= B_1 \coth k_1^1 L_1 \\ C_1 &= D_1 \coth k_2^1 L_1 \end{aligned} \quad (2.61)$$

ve

$$\begin{aligned} A_2 &= -B_2 \coth k_1^2 L_2 \\ C_2 &= -D_2 \coth k_2^2 L_2 \end{aligned} \quad (2.62)$$

denklemleri elde edilir. k 'nın üst indisi katman numarasını, k 'nın alt indisi ise salınım modunu göstermektedir.

(2.56) eşitliğinin çözümü,

$$D_1 = \frac{b_{1+} B_1 E_1 k_1^1 (p_1 b_{2+} - p_2 b_{1-}) b_{2-} + B_2 E_2 k_1^2 p_2 (b_{2-} - b_{2+}) b_{1-}}{k_2^1 E_1 (b_{1+} p_2 - b_{2+} p_1) b_{1-} b_{2-}} \quad (2.63)$$

$$D_2 = \frac{b_{2+} B_2 E_2 k_1^2 (p_1 b_{2-} - p_2 b_{1+}) b_{1-} + B_1 E_1 k_1^1 p_1 (b_{1+} - b_{1-}) b_{2-}}{k_2^2 E_2 (b_{1+} p_2 - b_{2+} p_1) b_{1-} b_{2-}} \quad (2.64)$$

sonucunu verir.

$$B_1 = \frac{\Delta_{B_1}}{\Delta}$$

$$B_2 = \frac{\Delta_{B_2}}{\Delta} \text{ olarak alınmıştır.}$$

Burada

$$\Delta_{B_1} = E_2 k_1^2 R [\Theta \Xi - \Lambda \Pi],$$

$$\Delta_{B_2} = E_1 k_1^1 R [\Lambda \Phi - \Theta \Psi] \text{ ve}$$

$$\Theta = \lambda_1 m_{1+}^0 - \lambda_2 m_{2+}^0, \quad \Lambda = \lambda_1 m_{1-}^0 - \lambda_2 m_{2-}^0$$

$$\Xi = \nu p_1 \sigma - \lambda_2 R \frac{\coth k_1^2 L_2}{E_2 k_1^2} \frac{p_2}{b_{2-}} - \lambda_2 q p_2 \frac{\coth k_2^2 L_2}{k_2^2}$$

$$\Pi = \nu b_{1+} \sigma - \lambda_2 R \frac{\coth k_1^2 L_2}{E_2 k_1^2} - \lambda_2 q b_{2+} \frac{\coth k_2^2 L_2}{k_2^2}$$

$$\Phi = R + l b_{1+} \sigma - \lambda_1 R \frac{\coth k_1^1 L_1}{E_1 k_1^1} + \lambda_2 \mu b_{2+} \frac{\coth k_2^2 L_2}{k_2^2}$$

olarak verilmiştir. Yukardaki eşitliklerde

$$l = E_2 Q b_{2-}, \quad q = E_1 Q' b_{1-},$$

$$Q = p_1 b_{2+} - p_2 b_{1-}, \quad Q' = p_1 b_{2-} - p_2 b_{1+}$$

$$\mu = E_1 p_1 (b_{1-} - b_{1+}) b_{2-}, \quad \nu = E_2 p_2 (b_{2-} - b_{2+}) b_{1-},$$

$$\sigma = E_1 - \lambda_1 \frac{\coth k_2^1 L_1}{k_2^1},$$

$R = E_1 E_2 (b_{1+} p_2 - b_{2+} p_1) b_{1-} b_{2-}$, kısaltmaları kullanılırsa

$\Delta = \Gamma Y$ olarak bulunur. Burada,

$$\Gamma = (E_1 E_2)^2 k_1^1 k_1^2 R p_1 p_2 (b_{1-} - b_{1+}) (b_{2-} - b_{2+}) ,$$

$$Y = 1 - \lambda_1 \frac{\coth k_1^1 L_1}{k_1^1 E_1} - \lambda_1 \frac{\coth k_2^1 L_1}{k_2^1 E_1} \left(1 - \lambda_1 \frac{\coth k_1^1 L_1}{k_1^1 E_1} \right)$$

$$- \lambda_2 \frac{\coth k_1^2 L_2}{k_1^2 E_1} - \lambda_2 \frac{\coth k_2^2 L_2}{k_2^2 E_2} \left(1 - \lambda_2 \frac{\coth k_1^2 L_2}{k_1^2 E_1} \right)$$

$$\frac{\lambda_1}{E_1} \frac{\lambda_2}{E_2} \frac{\coth k_2^1 L_1}{k_2^1} \frac{\coth k_2^2 L_2}{k_2^2} (1 + \xi) - \frac{\lambda_1}{E_1} \frac{\lambda_2}{E_2} \xi \frac{\coth k_2^1 L_1}{k_2^1} \frac{\coth k_1^2 L_2}{k_1^2}$$

$$\frac{\lambda_1}{E_1} \frac{\lambda_2}{E_2} \xi \frac{\coth k_1^1 L_1}{k_1^1} \frac{\coth k_2^2 L_2}{k_2^2} - \frac{\lambda_1}{E_1} \frac{\lambda_2}{E_2} \eta \frac{\coth k_1^1 L_1}{k_1^1} \frac{\coth k_1^2 L_2}{k_1^2} ,$$

$$\xi = \frac{(p_1 b_{2+} - p_2 b_{1-})(p_1 b_{2-} - p_2 b_{1+})}{p_1 p_2 (b_{1-} - b_{1+})(b_{2-} - b_{2+})}$$

$$\eta = \frac{p_1 p_2 + b_{1-} b_{2+} + b_{2-} b_{1+}}{(b_{1-} - b_{1+})(b_{2-} - b_{2+})} \text{ olarak verilmiştir.}$$

Böylece eşitlik (2.60) daki tüm katsayılar bilinenler cinsinden açıklanmış olur.

2.5.7. MİKRODALGA GÜÇ SOĞURUMU VE REZONANS KUTUPLARI

FMR Mikrodalga Güç Soğurumu

Mikradalga alanından soğurulan gücün genel ifadesi aşağıdaki şekilde verilebilir.

$$P = h \cdot \text{Im} \left\{ \int_{-L_1}^0 (m_{1+} - m_{1-}) dz + \int_0^{L_2} (m_{2+} - m_{2-}) dz \right\} \quad (2.65)$$

Bu eşitlik daha detaylı bir şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$P = I_1 + I_2 \quad (2.66)$$

$$I_1 = \frac{1}{u} \left\{ \Delta_{B_1} \left[(b_{1-} - p_1) (k_2^1)^2 R' + (b_{1+} - p_1) (k_1^1)^2 Q \right] E_1 b_{2-} + \Delta_{B_2} (b_{1+} - p_1) k_1^1 k_1^2 v \right\} \\ + m_{1+}^0 - m_{1-}^0$$

$$I_2 = \frac{1}{v} \left\{ \Delta_{B_2} \left[(b_{2-} - p_2) (k_2^2)^2 R' + (b_{2+} - p_2) (k_1^2)^2 Q \right] E_2 b_{1-} + \Delta_{B_1} (b_{2+} - p_2) k_1^1 k_1^2 \mu \right\} \\ + m_{2+}^0 - m_{2-}^0$$

Burada,

$$u = k_1^1 L_1 (k_2^1)^2 E_1 R' b_1 - b_2 - \Delta$$

$$v = k_1^2 L_2 (k_2^1)^2 E_2 R' b_1 - b_2 - \Delta$$

$$R' = b_{1+} p_2 - b_{2+} p_1 \quad \text{ile verilir.}$$

FMR Güç Soğurumu Resonans Kutupları

Yukardaki (2.65) eşitliğinin çözümlerinden FMR frekansları emilen gücün kutupları olarak bulunabilir. Bu kutupları bulmak için eşitlik (2.65) in paydası sıfıra eşitlenir. Sonuç olarak bu eşitlik

$$(\omega^2 - \omega_{01}^2)(\omega^2 - \omega_{02}^2)Y = 0 \quad (2.67)$$

şeklinde ifade edilebilir. (2.67) eşitliğine göre eğer λ_1 ve λ_2 sıfıra eşitlenirse, iki etkileşmeyen katmandan gelen ayrı ayrı FMR sinyallerinin süperpozisyonu elde edilir. FMR frekansları her bir katmanın kendisine özgü uyarılmamış ω_{01} ve ω_{02} temel frekanslarıdır.

Eğer ya $\lambda_1 = 0$ yada $\lambda_2 = 0$ dersek, problem yüzey anisotropisi olan tek kat film problemine dönüşür. O zaman (2.67) eşitliğindeki resonans şartı, $\lambda_1 = 0$ için ,

$$(\omega^2 - \omega_{02}^2) \left(1 - \lambda_2 \frac{\coth k_1^2 L_2}{k_1^2 E_2} \right) \left(1 - \lambda_2 \frac{\coth k_2^2 L_2}{k_2^2 E_2} \right) = 0 \quad (2.68)$$

ve $\lambda_2 = 0$ için

$$(\omega^2 - \omega_{01}^2) \left(1 - \lambda_1 \frac{\coth k_1^1 L_1}{k_1^1 E_1} \right) \left(1 - \lambda_2 \frac{\coth k_2^2 L_{21}}{k_2^1 E_1} \right) = 0 \quad (2.69)$$

olarak elde edilir. Eğer film kalınlıkları ,

$k_i^i L_i \ll 1$ ve $i, i' = 1, 2 \quad i \neq i'$ şartlarını taşıyorsa (Gorynov, 1995) hiperbolik kotanjant, eşitlik (1.6) da görüldüğü gibi kL 'nin kuvvetleri cinsinden seriye açılabilir.

$$\coth k_i^i L_i = \frac{1}{k_i^i L_i} + \frac{k_i^i L_i}{3} - \dots \quad (2.70)$$

Bu serinin yalnız birinci terimini dikkate alalım ve

$$(k_2^i)^2 = -\frac{1}{E_i} \frac{\omega^2 - \omega_{0i}^2}{2\gamma^2 S_i} \quad (2.71)$$

ve $i = 1, 2$ diyelim. Bu şart resonans yakınında iyi bir yaklaşımdır.

Böylece $\lambda_1 = 0$ için ve $\lambda_2 = 0$ için resonans şartları,

$$(\omega^2 - \omega_{01}^2) \left(1 - \frac{\lambda_1}{L_1} \frac{1}{(k_1^1)^2 E_1} \right) \left(1 + \frac{\lambda_1}{L_1} \frac{2\gamma^2 S_1}{\omega^2 - \omega_{01}^2} \right) = 0 \quad (2.72)$$

$$(\omega^2 - \omega_{02}^2) \left(1 - \frac{\lambda_2}{L_2} \frac{1}{(k_1^2)^2 E_2} \right) \left(1 + \frac{\lambda_2}{L_2} \frac{2\gamma^2 S_2}{\omega^2 - \omega_{02}^2} \right) = 0 \quad (2.73)$$

olur. Şimdi,

$$\frac{\lambda_i}{L_i} = -\frac{JM_{i\odot}}{L_i} = -\frac{JM_i M_{i\odot}}{L_i M_i} = -\frac{2E_{surf}}{2L_i M_i} \quad (2.74)$$

dönüşümünü yapalım.

$$K^{surf} = \frac{E^{surf}}{2} \text{ ile gösterirsek,}$$

$$\frac{\lambda_i}{L_i} = -2 \frac{K^s}{L_i M_i} \text{ elde ederiz.}$$

(1.4.8) ve (1.4.9) eşitliklerinin simetrik olduklarını dikkate alırsak, bundan sonra i altındislerini kullanmamıza gerek kalmaz. Buna göre tek kat film için resonans şartını,

$$(\omega^2 - \omega_0^2) \left(1 + \frac{2K^s}{LM} \frac{1}{(k_1)^2 E} \right) \left(1 - \frac{K^s}{LM} \frac{2\gamma^2 S}{\omega^2 - \omega_0^2} \right) = 0 \quad (2.75)$$

olarak elde ederiz.

$$\frac{2K^s}{LM} \ll S, P, \text{ olduğunda dikkate alırsak, FMR frekansları için,}$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left(H + H_1 + H_2 + 4\pi M + \frac{2K^s}{LM} \right) \left(H + H_1 - H_2 + \frac{2K^s}{LM} \right) \quad (2.76)$$

ifadesi elde edilir.

Bu ifade çok çok ince ve yüzey anisotropisine sahip bir filmin resonans şartı ifadesidir ve Rado 'nun çalışmasında bulduğu ifadenin aynısıdır (Rado, 1982).

2.5.8. ÇİFT KATLI MAGNETİK FİLİM PROBLEMİ İÇİN FMR FREKANSLARI

Şimdi modelimizi iki katlı film problemine uygulayalım. Her bir katmanın kalınlığının değiş tokuş sıklığı uzunluğundan daha küçük olduğunu varsayıyoruz. Rado, (Rado, 1982) bunu en ince film kalınlığı limiti olarak vermektedir. (2.70) ve (2.71) formüllerini (2.67) genel çözümüne uygularsak, FMR şartını elde ederiz.

$$\left(\omega^2 - \omega_{01}^2\right)\left(\omega^2 - \omega_{02}^2\right)a + \left(\omega^2 - \omega_{02}^2\right)\frac{\lambda_1}{L_1}2\gamma^2 S_1 \varepsilon' + \left(\omega^2 - \omega_{01}^2\right)\frac{\lambda_2}{L_2}2\gamma^2 S_2 \varepsilon'' + d = 0 \quad (2.77)$$

burada,

$$a = 1 - \frac{\lambda_1}{L_1} \frac{1}{E_1 (k_1^1)^2} - \frac{\lambda_2}{L_2} \frac{1}{E_2 (k_1^2)^2}$$

$$- \frac{\lambda_1 \lambda_2}{L_1 E_2 E_1 E_2} \frac{1}{(k_1^1)^2 (k_1^2)^2} \frac{p_1 p_2 + b_{1-} b_{2+} + b_{2-} b_{1+}}{(b_{1-} - b_{1+})(b_{2-} - b_{2+})}$$

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\lambda_1}{L_1} \frac{1}{E_1 (k_1^1)^2} + \frac{\lambda_2}{L_2} \frac{\xi}{E_2 (k_1^2)^2},$$

$$\varepsilon'' = 1 - \frac{\lambda_2}{L_2} \frac{1}{E_2 (k_1^2)^2} + \frac{\lambda_1}{L_1} \frac{\xi}{E_1 (k_1^1)^2},$$

$$d = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{L_1 L_2} (1 + \xi) 4\gamma^2 S_1 S_2 \text{ olarak tanımlanmıştır.}$$

Bu koşul eğer,

$$a\omega^4 - b\omega^2 + c = 0, \quad (2.78)$$

$$b = \left(\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2\right)a - \frac{\lambda_1}{L_1} 2\gamma^2 S_1 \varepsilon' - \frac{\lambda_2}{L_2} 2\gamma^2 S_2 \varepsilon'',$$

$$c = \omega_{01}^2 \omega_{02}^2 - \omega_{02}^2 \frac{\lambda_1}{L_1} 2\gamma^2 S_1 \varepsilon' - \omega_{01}^2 \frac{\lambda_2}{L_2} 2\gamma^2 S_2 \varepsilon'' + d,$$

şekline dönüştürülürse, buradan FMR frekansları,

$$\left(\omega_{1,2}^2\right)^2 = \frac{1}{2a} \left[b \pm \left((b')^2 - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{L_1 L_2} 4\gamma^4 S_1 S_2 4(a(1 + \xi) - \varepsilon' \varepsilon'') \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.79)$$

elde edilir. Burada,

$$b' = (\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)a - \frac{\lambda_1}{L_1} 2\gamma^2 S_1 \varepsilon' - \frac{\lambda_2}{L_2} 2\gamma^2 S_2 \varepsilon'',$$

olarak verilir. Yukardaki eşitliğin çıkarımında ,

$$\frac{\frac{\lambda_1}{L_1} \frac{\lambda_2}{L_2} 4\gamma^4 S_1 S_2 (a(1 + \xi) - \varepsilon' \varepsilon'')}{\left((\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)a - \frac{\lambda_1}{L_1} 2\gamma^2 S_1 \varepsilon' + \frac{\lambda_2}{L_2} 2\gamma^2 S_2 \varepsilon'' \right)^2} \ll 1 \text{ yaklaşımı kullanılmıştır.}$$

En nihayet FMR frekans kutupları,

$$(\omega_1)^2 = \omega_{01}^2 - \frac{\lambda_1}{L_1} 2\gamma^2 S_1 \frac{\varepsilon'}{a} - \frac{\frac{\lambda_1}{L_1} \frac{\lambda_2}{L_2} 4\gamma^4 S_1 S_2 (a(1 + \xi) - \varepsilon' \varepsilon'')}{a \left| (\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)a - \frac{\lambda_1}{L_1} 2\gamma^2 S_1 \varepsilon' + \frac{\lambda_2}{L_2} 2\gamma^2 S_2 \varepsilon'' \right|}, \quad (2.80)$$

$$(\omega_2)^2 = \omega_{02}^2 - \frac{\lambda_2}{L_2} 2\gamma^2 S_2 \frac{\varepsilon''}{a} - \frac{\frac{\lambda_1}{L_1} \frac{\lambda_2}{L_2} 4\gamma^4 S_1 S_2 (a(1 + \xi) - \varepsilon' \varepsilon'')}{a \left| (\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)a - \frac{\lambda_1}{L_1} 2\gamma^2 S_1 \varepsilon' + \frac{\lambda_2}{L_2} 2\gamma^2 S_2 \varepsilon'' \right|} \quad (2.81)$$

olarak elde edilir.

Bu son iki eşitlikte, film etkileşmesinin ilk terimi alınarak yapılan yaklaşım için, uyarılan anisotropi alanının film kalınlığıyla ters orantılı olduğu görülmektedir. Diğer bazı çalışmalarda da yüzeyde indüklenmiş anisotropi için aynı sonuca ulaşılmıştır (Cochran. J.F. 1986), (Rado, 1982). Bu olay film kalınlıklarıyla oynanarak anisotropi alanlarının değiştirilebileceğini göstermektedir. Eğer katmanların normalize edilmemiş frekansları birbirlerine yakın ise, (2.80) ve (2.81) eşitliklerindeki ikinci terimler frekansların birbirlerinden bir miktar ayrılacaklarını göstermektedir. Bu olaya frekans itmesi etkisi (frequency pushing effect) adı verilir.

3. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

Çok katlı MR yapıları Argon bombardımanı ile hedeften kopartarak kaplama (sputter deposition, SD) ya da elektron demeti ile buharlaştırarak kaplama (e-beam deposition, EBD) yöntemleri ile hazırlanırlar. Bizim örneklerimizden bir kısmı SD yöntemi ile yurtdışında hazırlanmış örneklerdir. Hedeften kopararak film kaplama sisteminin tercih edilmesinin nedeni bu sistemlerin, aşağıya sıralanan özellikleridir.

1. Yüksek boşlukta (10^{-9} Torr) çalışma avantajı ve buna eşlik eden temizlik,
2. Sistemin genel olarak hem kurulurken hem de çalışırken ucuz olması,
3. Sistemin yalnız tek bir malzemeyle değil, farklı malzemelerle de çalışmaya izin vermesi ve kullanım esnekliği,
4. SD sisteminde EBD sistemine göre daha kaliteli (tek kristale yakın) filmler elde edilebilmektedir. Aslında en iyi örnekler MBE, (Molecular Beam Epitaxy) yöntemi ile hazırlanır.
5. Dönen alttaş tutucu/ısıtıcı yardımıyla epitaksiyel büyümüş, birden fazla örneğin eşdeğer olarak elde edilmesi mümkün olacaktır. Bilimsel araştırmalarda, birbirinin tıpkısı örnek hazırlamak, çok temel bir gereksinimdir. Daha önceki deneyimlerimiz, bu alanda örnek hazırlama işleminin son derece önemli olduğunu gösteriyor.

Öte yandan bazı noktalara dikkat edilerek, bu yapıları elektron demeti ile ısıtarak kaplama yöntemiyle de elde edebilmek olanaklıdır. Çalışmamız sırasında yaptığımız filmler elektron tabancasıyla buharlaştırma metodu kullanılarak yapıldı. Bu yöntem diğer ısıtma yöntemlerine göre çok daha temiz ve verimlidir. Alumina veya vitrous karbon potalar içerisine konulan örnekler üzerine, yüksek sıcaklıktaki bir filamandan çıkan elektronlar, yüksek potansiyel altında hızlandırılırlar pota içerisindeki malzeme üzerine düşürülürler. Malzemenin her taraftan homojen olarak ısınmasını sağlamak amacıyla, elektron demeti malzeme üzerinde gezdirilir. Bunun için ek saptırma bobinleri kullanılmıştır. Bu filmlerin FMR spektrumlarından alaşımlarda istenilen yüzdelik oranların tutturulduğu anlaşılmaktadır.

3.1 FİLİM HAZIRLAMA DÜZENİĞİ VE FİLİMLERİN YAPILMASI

Çalışma odası, alttabanında alüminyum besleme flanşı ve pyreks bir silindirden oluşmaktadır. Bu alüminyum flanş üzerinde çeşitli elektrik, mekanik ve su girişleri bulunur. Bu girişlerdeki sızdırmazlık viton o-ringler ile sağlanmaktadır.

Çalışma odasında bulunan önemli cihazlardan birisi quartz-kristalli kalınlık ve buharlaştırma oranı ölçen cihazdır. Bu quartz kristal üzerine film malzemesi kaplandıkça, quartz kristalin rezonans frekansı değişir ve bu değişme miktarı filmin kaplanma oranı veya kaplanan toplam film miktarı olarak okunur. Vakum sistemindeki vakum düzeyini iyileştirmek için, quartz lambalar kullanılmıştır. Düzenğin pompalanması sırasında bu lambalara güç verilerek sistemin içerisi 60-70 °C sıcaklığa kadar çıkarılır. Böylece sistemden su buharının atılması kolaylaşır ve ulaşılabilecek vakum seviyesi daha iyi düzeylere varır. Sistemde ince film yapmak için temel olarak elektron demeti ile ısıtma yöntemi kullanılmaktadır. Bu yöntemin avantajları olarak, temizlik ve bilhassa metalik malzemelerde, buharlaşma oranının oldukça yeterli bir seviyede kontrol edilmesi sayılabilir. Elektron demeti ile buharlaştırma sistemi, elektron demetinin elde edilmesinde kullanılan tungsten bir filaman, bu filamana yüksek akım sürebilen isole bir yüksek akım ayarlı ototrafosu, filamanı eritilecek malzemeye göre yüksek negatif gerilimde tutan bir yüksek voltaj güç kaynağı, eritilecek malzemenin içerisine yerleştirildiği bakır potalardan oluşmuştur. Bu bakır potalar bir ileri geri sürgü sistemi ile hareket ettirilebilmektedir. Böylece her potaya ayrı bir malzeme koyarak katmanlı filimlerin hazırlanması olanaklı olmaktadır.

Vakum sisteminin vakum seviyesi, çalışma odası mekanik pompa ile pompalanırken, ısıçift vakumölçerlerle ve çalışma odası difüzyon pompası ile pompalanırken iyonizasyon vakum ölçerle sürekli izlenmektedir. Sistemdeki diğer parçalar olarak bir tanesi eritme potalarının önünü kapatan, diğeri film yapılan alttaşın önünü kapatan perdeleyiciler ve yüksek sıcaklıkta film yapımına imkan veren örnek ısıtıcısı sayılabilir. Örnek ısıtıcısı optik ısıtma sistemine göre çalışmaktadır. Bakır bir yuvanın içerisine yerleştirilmiş 4 tane quartz lamba, örneklerin bağlandığı plakayı ısıtmaktadır. Bu sayede örnek yüzeyinde 700°C'ye kadar sıcaklıklar elde etmek olanaklı olmaktadır. Quartz lambaların tutturulduğu bakır yuvanın ısınmaması için

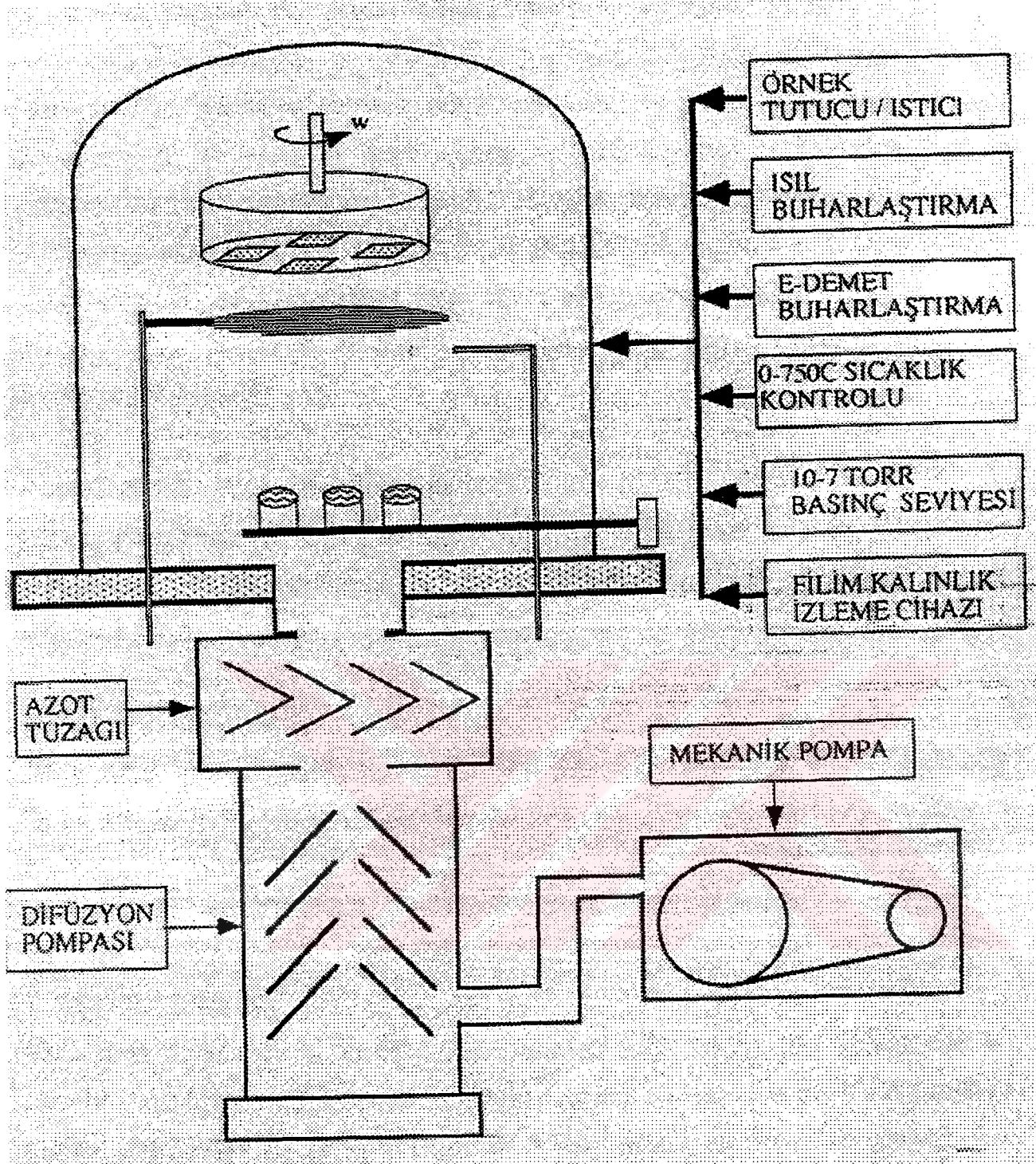
bu bakır yuva aynı zamanda su ile soğutulmaktadır. Bu sistem aynı zamanda örneklerin vakum ortamında veya herhangi bir gaz ortamında tavlınması için de son derece uygundur.

Film yapım işlemine başlanılmadan önce, alttaşlar dikkatli bir mekanik ve kimyasal temizlikten geçirilir. Bu alttaşlar ısıtıcı üzerindeki örnek tutucusuna, metal çengellerle tutturulurlar. Örneklerin bu şekilde tutturulması düşük alttaş sıcaklıklarında, hiçbir zaman önemli bir sorun çıkarmamıştır. Alttaşlar örnek tutucusuna bağlandıktan sonra, elektron demeti ile buharlaştırma sisteminin bakır potaları içerisine, buharlaştırılacak malzeme konulur ve çalışma odası tekrar kapatılır. Vakum sistemi ısıtılarak, difüzyon pompası ile uzunca bir müddet pompalanır. Böylece bir sonraki günde film yapımı sırasında gerekli olan vakum seviyesi kolaylıkla elde edilebilecektir. Film yapımına başlamadan önce alttaşlar yüksek sıcaklıkta bir miktar tavlınır. Böylece alttaşlar üzerinde kalan son kirlilik artıklarında alttaş yüzeyinden atılmış olacaktır. Alttaşlar, tekrar oda sıcaklığına veya film yapma sıcaklığına geldiği zaman, kaplama işlemine başlanılabilir. Elektron demeti potalarının önündeki perdeleyici ve alttaşlar önündeki perdeleyici kapatılarak, eritilecek malzeme üzerine oldukça düşük güçte bir elektron demeti çarptırılır. Böylece eritilecek malzeme bir miktar ısıtılarak, malzeme içerisine hapsolmuş gazın malzemeden atılması ve elektron demeti sisteminin etrafındaki kirliliklerinde ısıtarak ortamdan atılması sağlanır. Elektron demetinin potaları üzerindeki perdeleyici açılır. Bu aşamada, eriyen malzemenin buharı kalınlık ölçere ulaşabilmektedir. Kalınlık ölçerden buharlaşma oranı okunmaya başlanır. Net ve dengeli bir buharlaşma oranı yakalandığında kaplama işlemine başlamak için alttaşların önündeki perdeleyici açılır. Kalınlık ölçerin sayıcısı sıfırlanır ve kaplama işlemi başlar.

Alttaşların Temizlenmesi

Magnetik ince filmler safir ($\frac{1}{4} \times \frac{1}{4}$ inç²) ve kuvars (6x9 mm²) alttaşlar üzerine hazırlanmıştır. Alttaşların temiz olup olmaması filmin kalitesine son derece etki eder. Temiz alttaşlar üzerine yapılmayan filimlerin, kristallenmesi kötüdür, film alttaş yüzeyine zayıf yapışır ve film yüzeyinde gözle görülebilecek seviyede kusurlar oluşabilir. Bu yüzden alttaşlar kimyasal temizlikten geçirilmektedirler. Vakuma giren parçaların tamamı aslında bu kimyasal işlemde geçmiştir. Ek olarak bir kısmı mekanik temizleme ve parlatmadan (zımparalama) da geçmektedir.

Alttaşlar hiçbir zaman çıplak elle tutulmazlar, cımbızla tutulmalıdırlar. Öncelikle kimyasal temizlikte kullanılan tüm beherler temiz olmalıdır. Alttaşların temizlenmesindeki ilk aşama, yağın atılması için sabunlu sudan geçirilmeleridir. Alttaş yüzeyi, sabunlu suda ıslatılmış pamuklu çubukla temizlenmelidir, sonrada bu behere konulup ultrasonik temizleyicide temizlenirler. Bundan sonraki tüm işlemler ultrasonik temizleyicide yapılır. Öncelikle saf su ile durulanırlar. Kimyasal aşındırma için asetik asitle yıkanır ve tekrar durulanırlar. Sonra sırasıyla aseton ve izopropil alkolle temizlenirler. Kurutma tek yönde üflenen Ar/N₂ gazlarıyla yapılmalıdır. Temizlenen alttaşlar ve hazırlanan filmler plastik kapalı tüplerde saklanmaktadır.



Şekil 3.1 İnce film hazırlama düzeneği

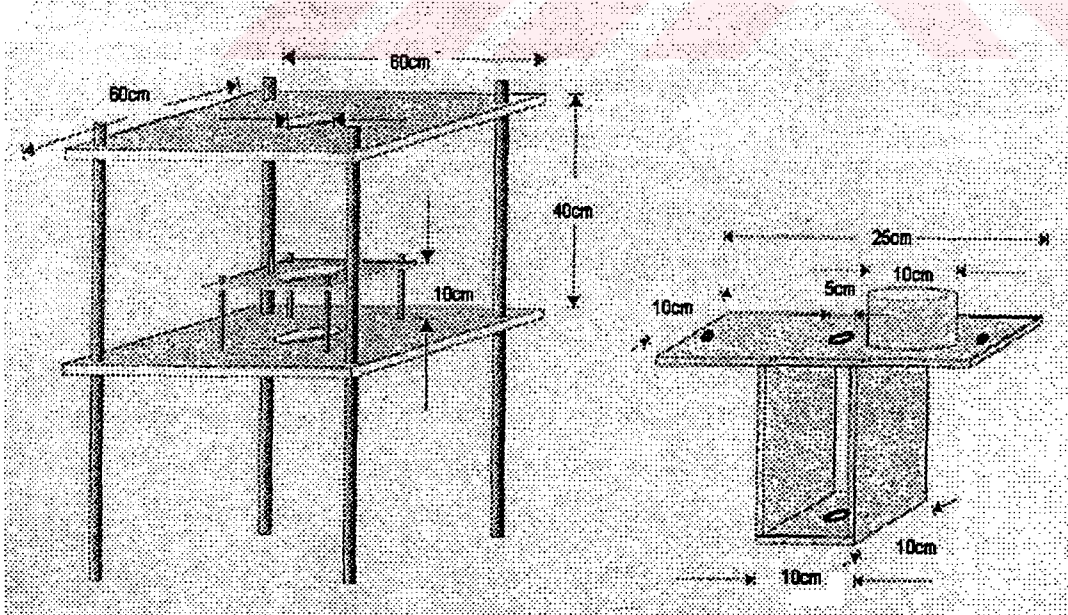
3.2. MAGNETO-DİRENÇ, $R(T,H)$ ÖLÇÜM SİSTEMİ

Çok katlı magnetik filimlerin, üzerine uygulanan magnetik alana karşı gösterdiği direnç değişimini ölçebilmek için tasarladığımız ölçüm düzeneğinde iki konuya önem verilmiştir. Birincisi, ölçümlerde hata oranını en aza indirebilmek, ikinci olarak da örnek değişiminin kolayca gerçekleştirilmesini sağlamaktır.

Bu sebeple düzener tamamen bilgisayar kontrollü olarak çalışır, ölçümler bilgisayar ortamında bir kütüğe kaydedilir. Turbo C programlama dilinde yazılmış, programın bir örneği Ek-1'de verilmiştir. Örnek tutucu, düzeneğin omurgasını oluşturan çubuktan ayrılabilir şekilde tasarlandığı için örnek değiştirme işlemleri düzeneği hiç bozmadan başka bir yerde gerçekleştirilebilir.

Düzener 5 ana bölümden oluşmaktadır.

1. İskelet
2. Elektromagnet
3. Çubuk
4. Adım motoru ve kontrol devresi
5. Bilgisayar programları



Şekil 3.2. İskelet ve plexiglass parça

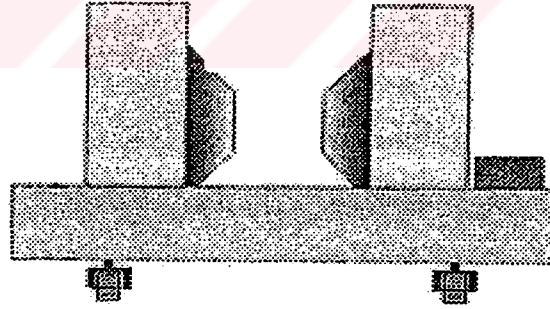
1. İskelet

İki raflı bir sehpadır (Şekil 3.2). Rafların ortası merkez noktasından 20cm çapında delinerek, çubuğun bu bölgede düşey doğrultuda hareket etmesi sağlanmıştır. Çubuğu tutan plexiglass parça iskeletin orta rafına yerleştirilmiştir (Şekil 3.2). Bu parçanın sökölüp takılması sırasında konumunun hep aynı kalması amacıyla orta raf üzerine 5'er cm boyunda iki adet pim vidalanmıştır. Bu pimler plexiglass parça üzerindeki yuvalarına oturtulur.

İskeletin alt kısmına, bir Keithley 224 akım kaynağı ile akım sürülen ve bu şekilde değişken magnetik alan oluşturulan bir elektromagnete yerleştirilmiştir.

2. Elektromagnet

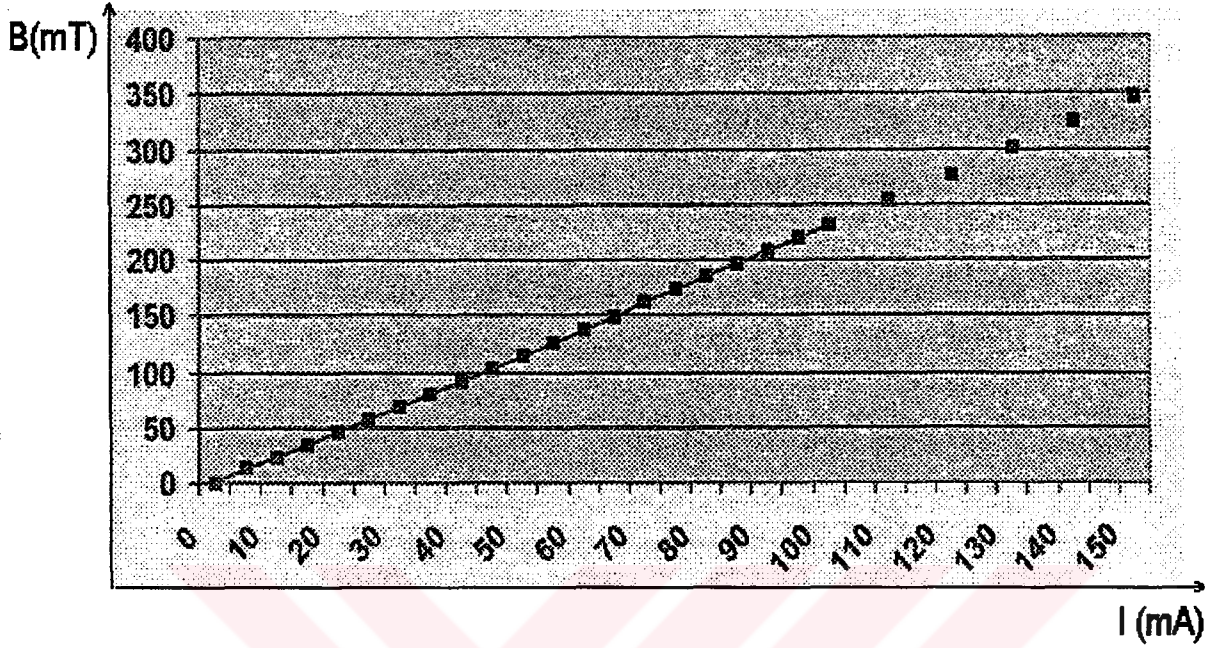
Üzerine Keithley 224'den uygulanan akımla 10 mT adımlı değişken magnetik alan oluşturabilen, 600 sarımlı iki sarımdan oluşan, Helmholtz Bobini geometrilili, permalloy nüveli bir magnettir (Şekil 3.3).



Şekil 3.3. Elektromagnet

Elektromagnet, 5 nA'lık adımlarla akım sürebilen bir akım kaynağı olan GPIB kontrollü Keithley 224 ile çok küçük adımlar ile sürülür. Elektromagnetin kalibrasyonu daha önceki çalışmalarda yapılmış, merkez noktasında oluşan magnetik

olarak doğrusal bir davranış gösterdiği test edilmiştir. Bu deney sonuçları ile ilgili grafik aşağıdadır (Şekil 3.4).



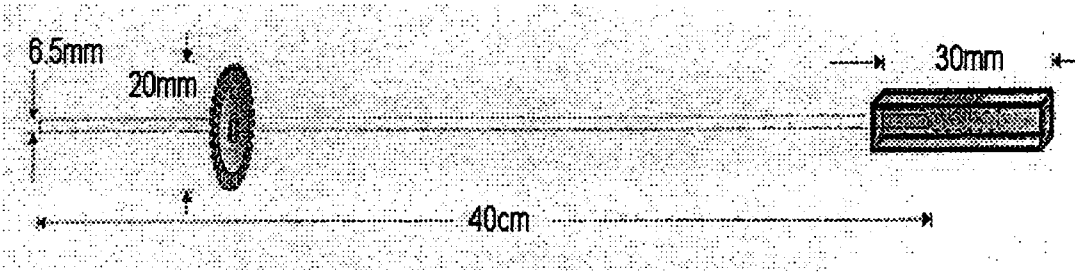
Şekil 3.4. Magnetin kalibrasyon eğrisi.

Örnek tutucu, birbirine paralel iki solenoidten oluşan elektromagnetin, magnetik alan çizgilerinin birbirine tam olarak paralel ve homojen olduğu orta noktaya yerleştirilmiştir. Akım kaynağına gönderilen bilgisayar komutlarıyla örnek üzerine uygulanan magnetik alan değişirken, bu magnetik alan değeri, bilgisayar tarafından bir kalibrasyon katsayısı ile uygulanan akımın değeri çarpılarak bulunur ve kütüğe kaydedilir.

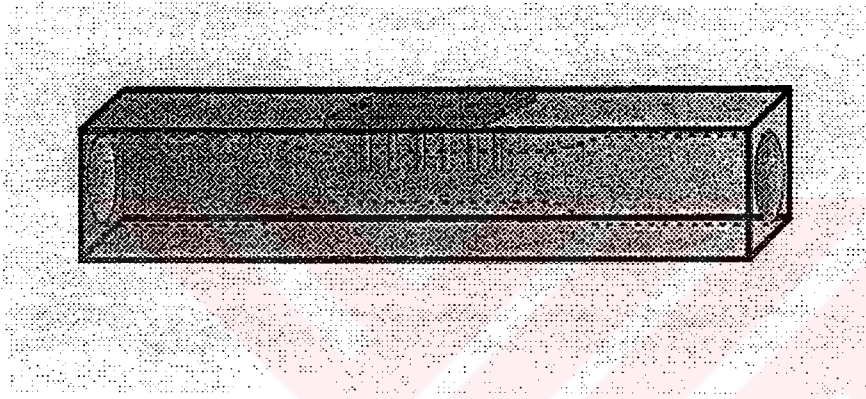
1. Çubuk

Sistemin omurgasını oluşturan en önemli parçadır. Örneğin magnetik alan içerisinde küçük adımlarla 360° dönebilmesini sağlayan düzenek ögesidir.

Bir ucu açık ve içerisinde örnekten gelen kablolar bulunan çubuk, diğer ucunda örnek tutucunun yerleştirildiği başka bir ara parçaya sahip 40cm boyunda ve 0.63 cm çapında metal bir borudur (Şekil 3.5). Örnek tutucuyu çubuğa bağlayan fiber malzemeden yapılmış parça aşağıda görülmektedir (Şekil 3.6).



Şekil 3.5. Çubuk

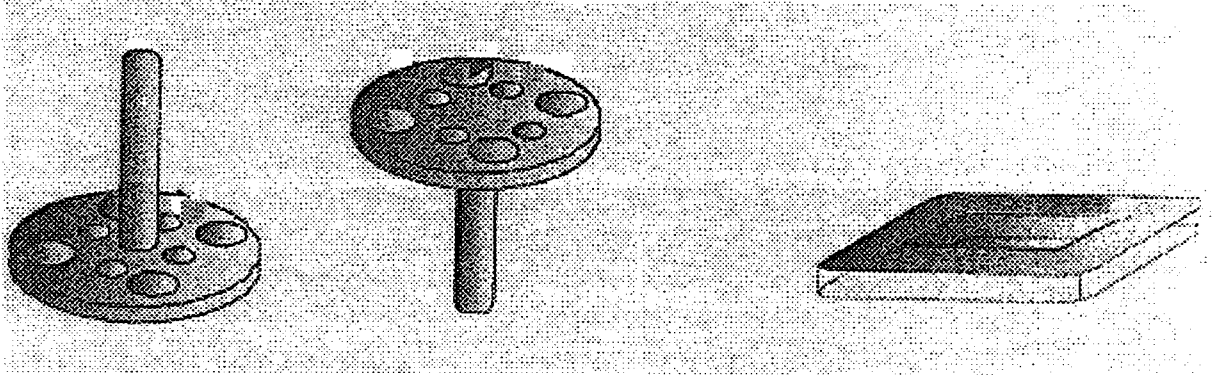


Şekil 3.6. Fiber Parça

Örnek tutucudan gelen, ölçüm kablolarının, ara parça üzerine yerleştirilen dişi soket sayesinde, çubuğun içerisinden geçerek dönme hareketini engellemesi veya burkulması ortadan kalkmıştır. Örnek tutucudan gelen ve çubuk içerisinden geçen kablo sayısı 4'dür. Bu kablolar, çubuğun üst ucundan çıkarılarak bir erkek dörtlü sokete bağlanmış, soketin ters takılması durumunda bir sorun ortaya çıkmaması için kabloların soketle olan bağlantısının dış iki ucu voltaj, iç iki ucun akım taşıyıcı şekilde olması düşünülmüştür. Dönme hareketi, çubuk üzerine sabitlenmiş olan yaklaşık 4 cm çapında, 0.7 cm kalınlığında bir çarkla, bilgisayardan gelen tetiklemelerle hareket eden stepper motordan alınır. Çubuğun dönme hareketi sırasında, örneğin merkez noktasından kaymasını (yalpalamayı) engellemek için çubuk iki noktadan (rulmanlar sayesinde) Şekil 3.3'de görülen plexiglass parçaya tutturulmuştur. Bu parça aynı zamanda çubuğa dönme hareketi veren adımli motoru da üzerinde taşır.

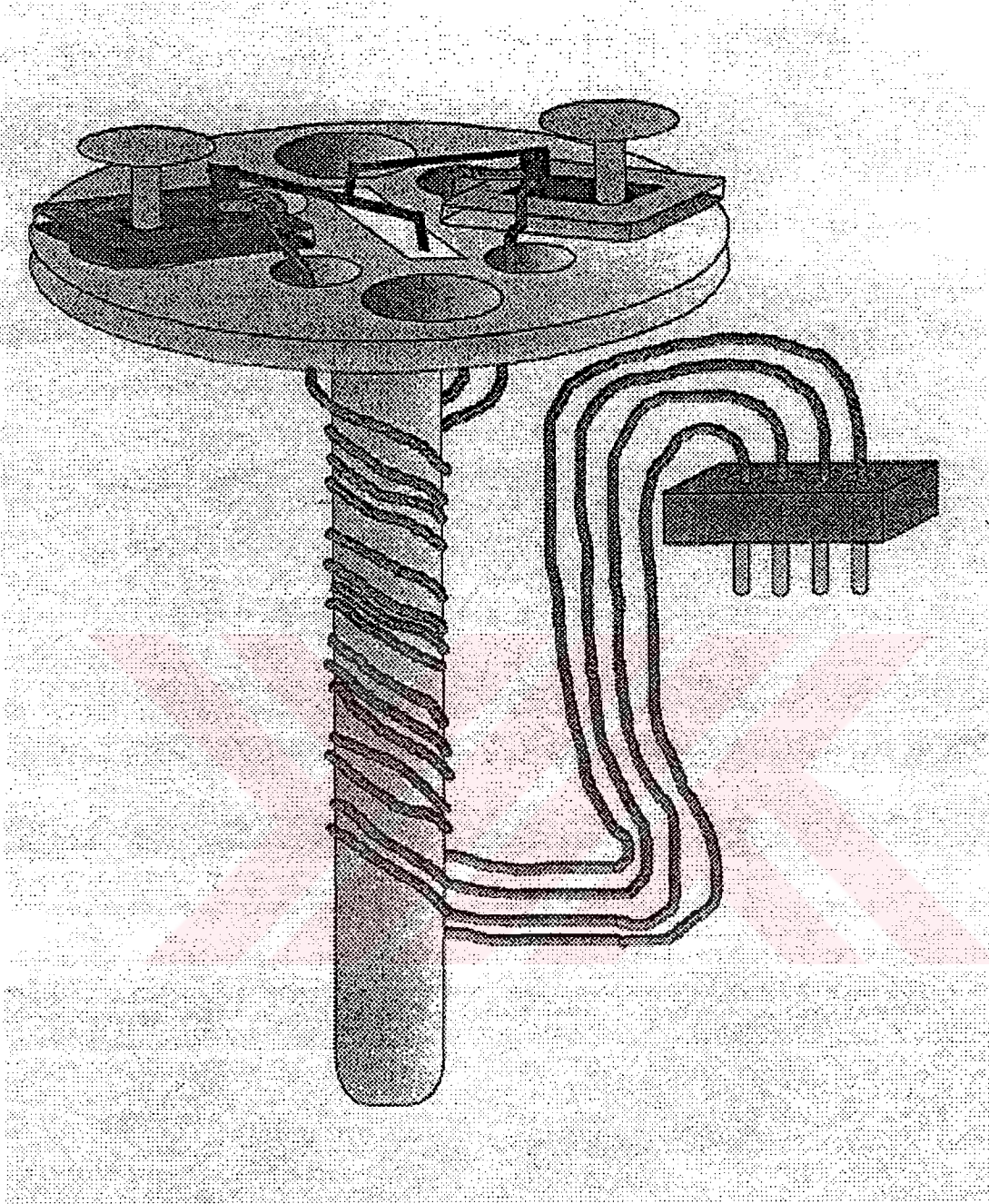
Çubuk içerisinde gelen 4 adet kablo, ölçüm birimlerine bir terminal kutu aracılığı ile ulaştırılır. Terminal kutu ile ölçüm araçları arasında koaksiyel bir kablo vardır.

Örnek tutucu, üzerinde örneği taşıyan, çubuğa Şekil 3.6'daki ara parçaya sıkı geçerek tutturulan ve magnetik alandan etkilenmemesi için bakırdan yapılmış bir parçadır (Şekil 3.7).



Şekil 3.7. Örnek tutucu ve pabuç

Örnek, örnek tutucunun alt kısmı olan daire şeklinde ve üzerinde 8 adet delik bulunan yüzeyin tam orta noktasına, kontak ayaklarının ölçüm noktalarına basmasıyla tutturulur. Bu tabla üzerinde, dış kısımdaki delikler, kontak ayaklarının filim yüzeyinin herhangi bir noktasına basmasını sağlamak için tasarlanan pabuçların monte edilmesi için açılmıştır (Şekil 3.7). Bu pabuçların 4 adet olması, filim üzerinde dört noktadan ölçüm yapılabilmesini sağlar. Pabuçlar bakırlı fiberden yapılmıştır. Kontak ayakları pabuçlar üzerine lehimlenir, aynı şekilde ölçüm kabloları da burada lehimlidir. İç kısımdaki dört adet delikten de ölçüm kabloları geçer. Bu kablolar tablanın üst kısmına sarılarak yapıştırılmıştır. Kabloların ucuna dörtlü erkek soket bağlıdır. Bu soketin de bağlantı şekli daha önce anlatıldığı gibi yapılmıştır. Örnek tutucunun ara parçaya geçirilmesi sonrasında bu soket ara parça üzerindeki dişi sokete takılır (Şekil 3.8).



Şekil 3.8. Filmin örnek tutucuya tutturulması

4. Adım motoru ve kontrol devresi

Örneklerin GMR ölçümlerini, farklı yönelimlerde tekrarlamak için düzeneğe eklenen bir ünedir. Adım motoru, sürücü devre ve tetiklemeyi yapan bilgisayar programından oluşur. Adım motoru, dört sarımdan oluşmuş, 5V DC gerilimle çalışan, 200mA akım çeken, bir ucu toprak olmak üzere 5 kablosu olan bir motordur. Sürücü devre, bilgisayardan gelen küçük genlikli tetiklemeleri alarak motorun kullanabileceği gerilim değerine yükseltir ve uygular. 220 V AC şehir şebekesiyle beslenir. Üzerinde 5'li giriş ve çıkış soketleri vardır. Tetikleyici program, GMR ölçümlerini yapan programla eşgüdümlü olarak çalışır, ölçüm bittiğinde örneğin yeni bir yönelimi için bilgisayarın paralel çıkışından sürücü devreye bilgi gönderir. Örneğin dönme hareketini bilgisayarın paralel çıkışı kullanılarak sağlanır. Bu çıkış 25 pinli bir çıkıştır ve kodları aşağıdaki gibidir.

1	kontrol	çıkış
2-9	bilgi	çıkış
10	durum	giriş
11	durum	giriş
12	durum	giriş
13	durum	giriş
14	kontrol	çıkış
15	durum	giriş
16	kontrol	çıkış
17	kontrol	çıkış
18-25	toprak	

Paralel çıkış üç ayrı porttan oluşur, bilgi portu, durum portu, kontrol portu.

Bu portların adresleri:

Bilgi	Hekzadesimal	378
Durum	Hekzadesimal	379
Kontrol	Hekzadesimal	37A

Bu adresler bazı bilgisayarlarda farklılıklar gösterebilir. Bu sebeble paralel çıkışın adresi, windows'da aygıt yöneticisinden, veya bilgisayar ilk açılırken ESC tuşuna basarak setup menüsünün içerisinde öğrenilebilir. Adım motorunun uçlarını belli bir sırada sürmek gereklidir. Aksi takdirde motor sıkışır. Bu sıranın tam tersi verildiğinde motor ters yönde döner. Programda paralel çıkışın, bilgi portuna aşağıdaki sıralamada bilgi yollar.

İlk	0 0 0 1 = 1
İkinci	0 0 1 0 = 2
Üçüncü	0 1 0 0 = 4
Dördüncü	1 0 0 0 = 8

5. Program

Basit bir adım motoru tetikleyici program turbo C dilinde yazılmış olarak Ek-2 de verilmiştir.

3. 3. MAGNETİZASYON ÖLÇÜMLERİ

Çok katlı magnetik ince filimlerin magnetizasyon ölçümleri, Amerika Birleşik Devletleri'nde, Arlington Üniversitesi'nde, Lake Shore 7300M titreşen örnek magnetometresi kullanılarak, A.R. Köymen tarafından yapılmıştır. Permalloy örneklerin ölçümleri ise, Gebze'de Ulusal Metroloji Enstitüsünde LDJ 9600 Model bir titreşen örnek magnetometresinde yapılmıştır. Tüm magnetizasyon ölçümleri oda sıcaklığında (~295 K) yapılmıştır.

3. 4. FMR ÖLÇÜMLERİ

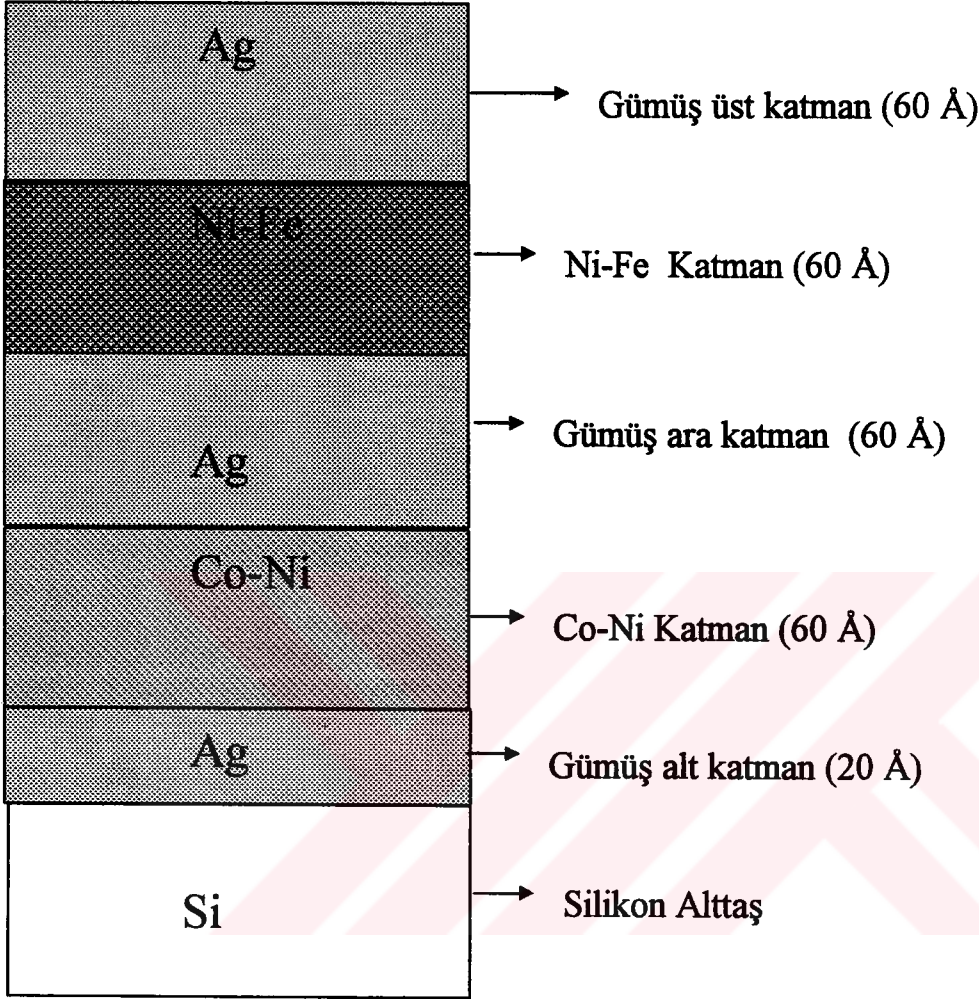
Ferromagnetik rezonans deneyleri, Gebze'de bir BRUKER X-band spektromesinde gerçekleştirilmiştir. Bu spektrometrenin mikrodalga frekansı 9.7 Ghz dir. Tüm ölçümler oda sıcaklığında alınmıştır. Örneklerin magnetik alan açısına bağlı spekturumlarını alabilmek için örnekler bir gonyometre üzerine yerleştirilmiş 1 derece hassasiyetiyle açıya bağlı ölçümler alınmıştır.

4. VERİLER VE DEĞERLENDİRMELER

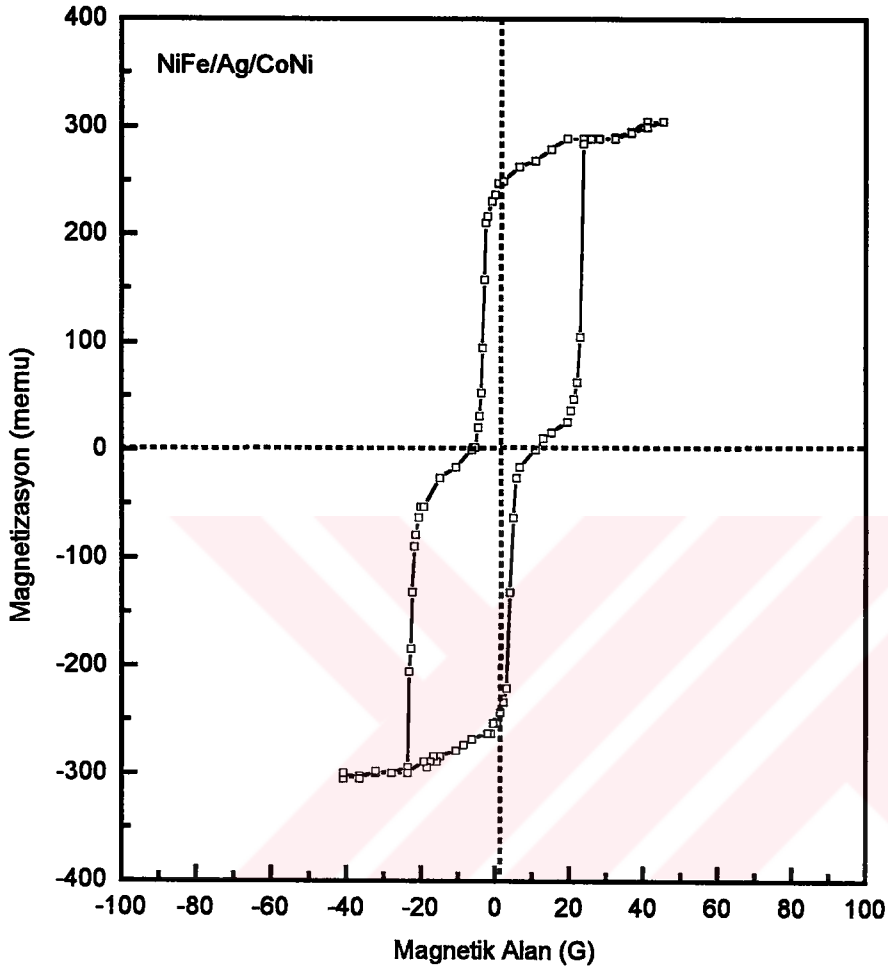
Çok katlı örnekler DC magnetron kopartma tekniği kullanılarak Si(100) alttaşlar üzerine, oda sıcaklığında kaplanmışlardır. Kaplama saniyede 0.2 angström kaplama hızında yapılmıştır. Alttaş yüzeyine önce 30Å gümüş katman kaplanmıştır. Bu kaplamanın amacı, magnetik katmanın daha düzgün bir yüzey üzerine kaplanmasıdır. Bu şekilde en alt katmanla alttaş arasındaki arakesit saçılması azaltılmaya çalışılmıştır. Yine filmin üst yüzeyi 30Å kalınlığında bir koruyucu gümüş tabaka ile kaplanmıştır. Bu üst kaplamanın görevi hem filim yapısını korozyondan korumak, hemde kolay kontakt alabilmek için oksitlenmeyen metalik bir yüzey oluşturmaktır. Bu örneğin genel yapısı Şekil 4.1'de görülmektedir.

Tez sırasında çalıştığımız yapılardan birisi NiFe(40Å)/Ag(60Å)/CoNi(40Å) yapısıdır. Alışım oranları, Co(%80)Ni(%20) ve Ni(%81)Fe(%19) dur. Ara gümüş katman, katmanlar arası magnetik etkileşme olmaması için kalın tutulmuştur. Her bir katmandan gelen FMR sinyali net olarak gözleyebilmek için ve katmanların koersivite alanlarının düşük olması için, iki ayrı yumuşak magnetik malzeme seçilmiştir. Örnek üzerindeki yapı çalışmaları, örneğin polikristal yapıda olduğu sonucunu vermiştir.

NiFe/Ag/CoNi filmin magnetizasyon ölçümleri düzlem içi bir geometride yapılmıştır. Bu ölçümler iki basamaklı bir yapı göstermiştir (Şekil-4.2). Birinci basamağın koersivite alanı ≈ 3.5 Gausstur. Permalloy malzemelerin koersif alan değerleri CoNi malzemelerden daha düşük olduğundan, bu alan değeri permalloyun alan değeri olarak alınmıştır. Tek katlı permalloy yapılarında koersivite alan değerleri zaten 2-5 Gauss civarındadır. İkinci basamağın koersivite alan değeri ise ≈ 24.0 Gausstur. Bu alan değeri de CoNi katmanın koersivite alan değeridir. İki basamaklı magnetizasyon eğrisi katmanlardan gelen magnetizasyon katkılarının ağırlıklı olarak ölçüme katkı vermesinden kaynaklanmıştır.



Şekil 4.1. NiFe/Ag/CoNi örneğinin yapısı. Örnek çok yüksek vakum seviyesinde argon gazı altında koparma (sputter) tekniği ile hazırlandı.



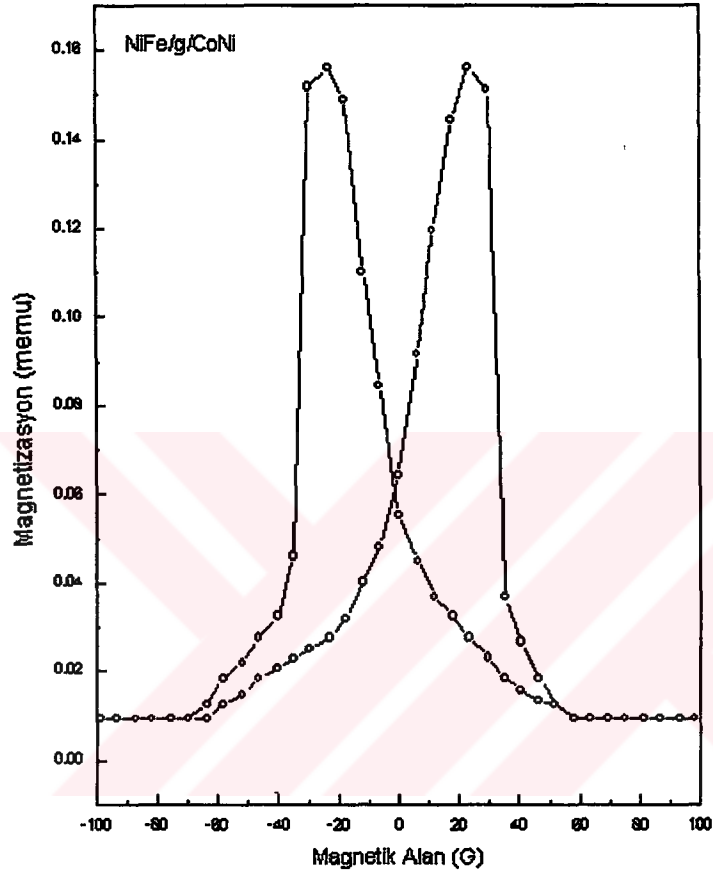
Şekil 4.2. NiFe/Ag/CoNi örneğinin magnetizasyon eğrisi. ± 3.5 G civarı FeNi katmanın koersivite alanı, ± 24.0 G civarı CoNi katmanın koersivite alanı.

Magnetodirenç ölçümleri için, örnekler litografik olarak şekillendirilmiştir. Örnekler metalik örnekler olduğundan ve dirençleri çok küçük olduğundan, litografik şekillendirme mutlak bir zorunluluk olarak ortaya çıkmıştır. Örnekler, $100\ \mu\text{m} \times 4\ \text{mm}$ boyutunda ince çizgiler halinde şekillendirilmiştir. Örneklerin magnetik alan (H) içerisindeki direnci $R(H)$, standart düzlem içi geometride, akım ve magnetik alan birbirlerine 90° açıda olacak şekilde yapılmıştır.

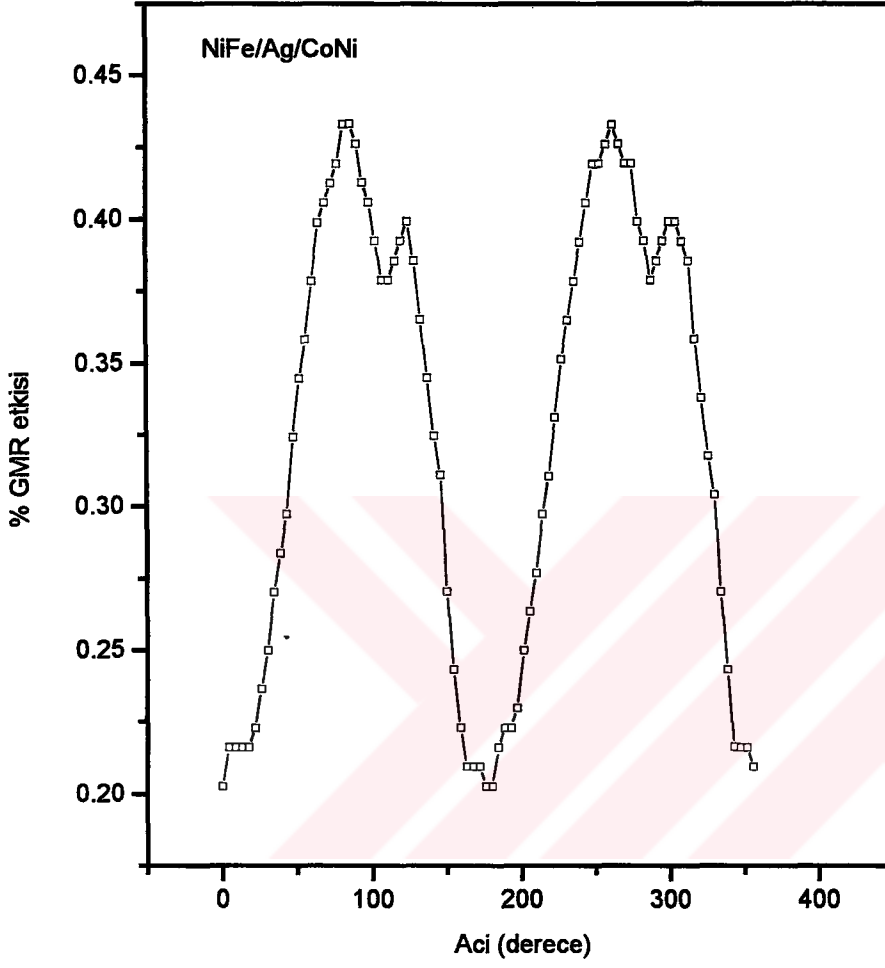
Magnetodirenç ölçüm sonucu Şekil 4.3'de görülmektedir. MR ölçümleri $\approx \pm 23\text{G}$ civarında beklenen histerisis davranışını göstermektedir (Şekil -19). MR eğrisindeki artma ve azalma magnetizasyon ölçümlerinden elde edilen NiFe ve CoNi katmanlarının dönme magnetik alan değerleri ile uyumludur. Elde edilen tipik GMR değeri, %0.16 dır. Bu Hylton'un, (Hylton,1993) $\text{NiFe}(20\text{\AA})/\text{Ag}(40\text{\AA})/\text{NiFe}(20\text{\AA})$ filmi için elde ettiği değerin yaklaşık yarısıdır. Hylton bu GMR değerini örnekleri, argon atmosferinde bir miktar tavladıktan sonra elde etmiştir. Hylton'un tersine bizim en iyi sonuç aldığımız örnekler yine tavlansamış örnekler olmuştur. Hatta tavlansamış, örneklerden birisi $\approx \%0.43$ GMR göstermiştir.

Örnekteki anisotropik magnetodirenç katkısını dev magnetodirenç katkısından net olarak ayırt edebilmek için, örneğin GMR değerinin magnetik alan ve akım arasındaki açığa bağlılığı da incelenmiştir. GMR verilerinin açığa bağımlılığı Şekil 4.4 'de gösterilmiştir. Şekil 4.5 bu açığa bağımlılığın polar gösterimidir. Literatürde açığa bağımlılık datası genelde polar gösterim ile verilir.

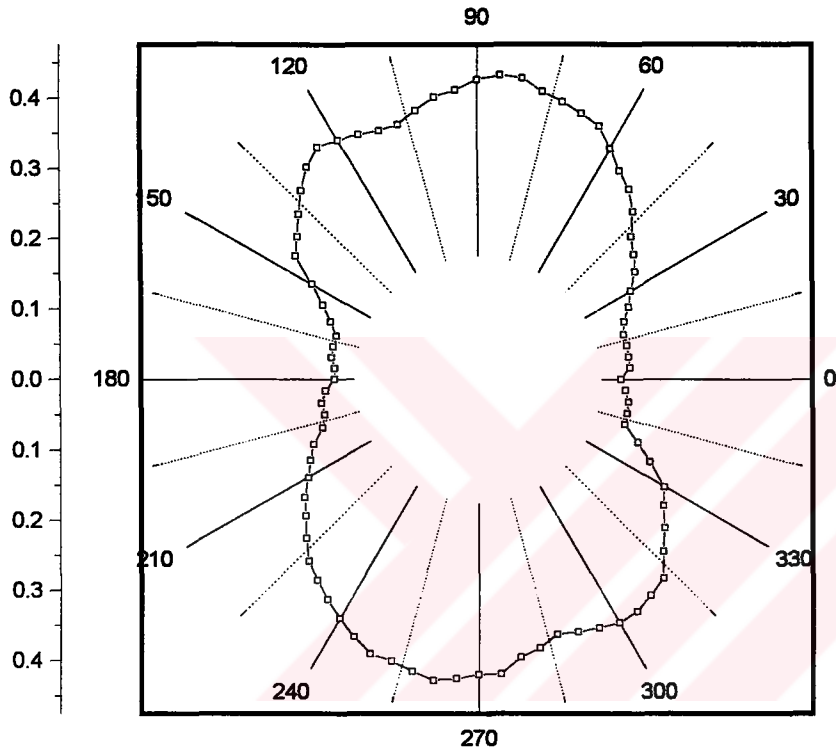
Örnekte gözlenen magnetodirenç eğrisi, her bir katmanın içerisinde magnetik alana paralel ve magnetik alana antiparalel çekirdekler dikkate alınarak geliştirilmiş çok çekirdek modeli (multidomain model) ile açıklanabilir (Idzerda , 1994). Akımın yapı içerisinde geçerken karşılaştığı iki farklı durum söz konusudur. Bu durumlar, iki çekirdeğin birbirine paralel ve antiparalel olduğu durumlardır. Eğer çekirdek büyüklükleri, elektron ortalama saçılma yolundan (mean scattering length) ve ara-katmanın kalınlığından daha büyükse, bu iki konfigürasyon birbirlerinden farklı direnç değerine sahip olur.



Şekil 4.3. NiFe/Ag/CoNi örneğinde ölçülen GMR etkisi.



Şekil 4.4. NiFe/Ag/CoNi çok katlı örneğinin anisotropik magnetodirenç ölçümü



Şekil 4.5. NiFe/Ag/CoNi çok katlı örneğinin anisotropik magnetodirenç ölçümünün polar gösterimi

Ferromagnetik rezonans ölçümleri, bazı açı değerlerinde birbirinden ayrık, bazı açı değerlerinde içiçe geçmiş rezonans çizgileri göstermiştir. Magnetik alan ve film normali arasındaki açı sifira yaklaştıkça rezonans alan değeri beklendiği gibi yüksek magnetik alan değerlerine kaymıştır (Şekil-4.6 ve Şekil-4.7).

Ölçümler iki ayrı rezonans çizgisi göstermiştir. Bu çizgiler belli açı değerlerinde birbiri içerisine girmişlerdir. Bu çizgilerin, bizim üç katlı sistemimizi oluşturan magnetik katmanlardan geldiği sonucuna ulaşılmıştır. Bilgisayar analizleriyle, bu iki çizginin matamatiksel formları elde edilmiş, böylece her bir çizginin rezonans alan değerlerini açığa bağli olarak çizmek olanaklı olmuştur. FMR sonuçları θ açısının, magnetizasyon vektörü M 'in [001] yöneliminden sapmasını gösterdiği bir koordinat sisteminde irdelenmiştir. Bu koordinat sistemi için, serbest enerji yoğunluğu,

$$E=-(M \bullet H)+(2\pi M^2-K_n)\cos^2\theta+K_2\sin^2\theta\sin^2\phi+E_{anis} \quad (4.1)$$

formülü ile verilir. Burada efektif magnetizasyon,

$$4\pi M_{eff}= 4\pi M-2K_n/M \quad (4.2)$$

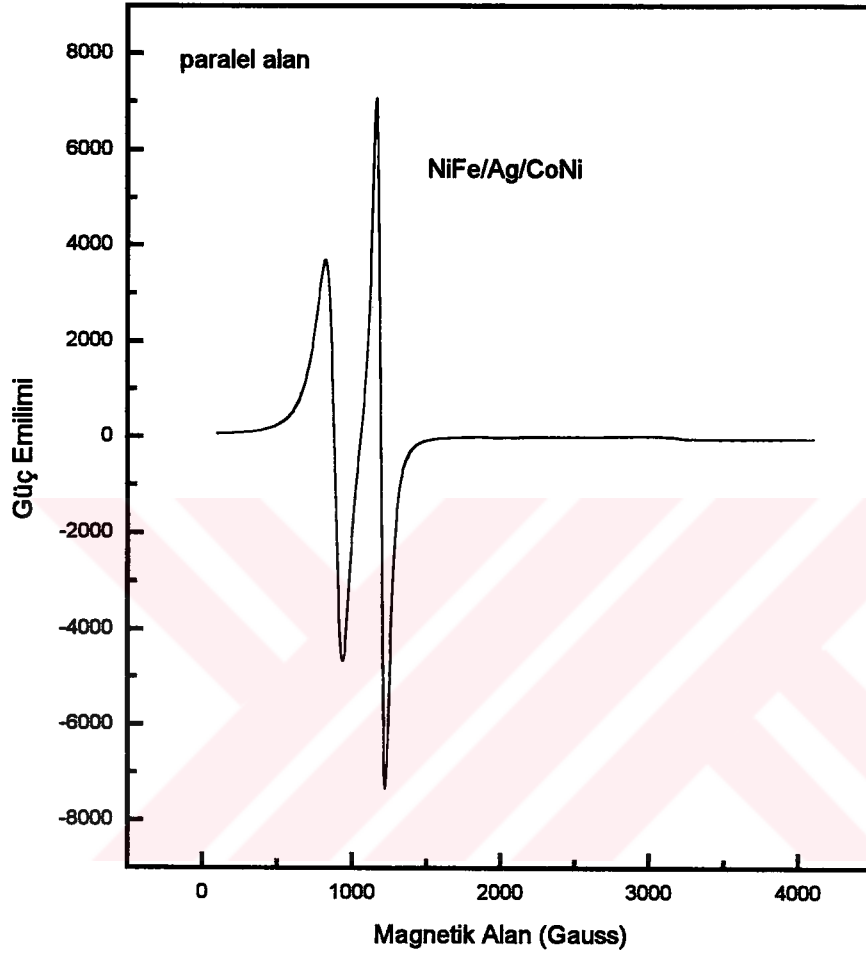
θ açısı magnetizasyon vektörünün film normali ile yaptığı açı, ϕ açısı film düzlemi içerisindeki magnetizasyonun filmin kolay eksenini ile yaptığı açıdır.

Burada K_n film düzlemine dik tek eksenli anisotropiyi, M gerçek doyum magnetizasyon değerini ve E_{anis} tek eksenli anisotropi dışındaki diğer anisotropi katkılarını göstermektedir. Çok kristalli örneklerde bu değeri sifir alınabilir.

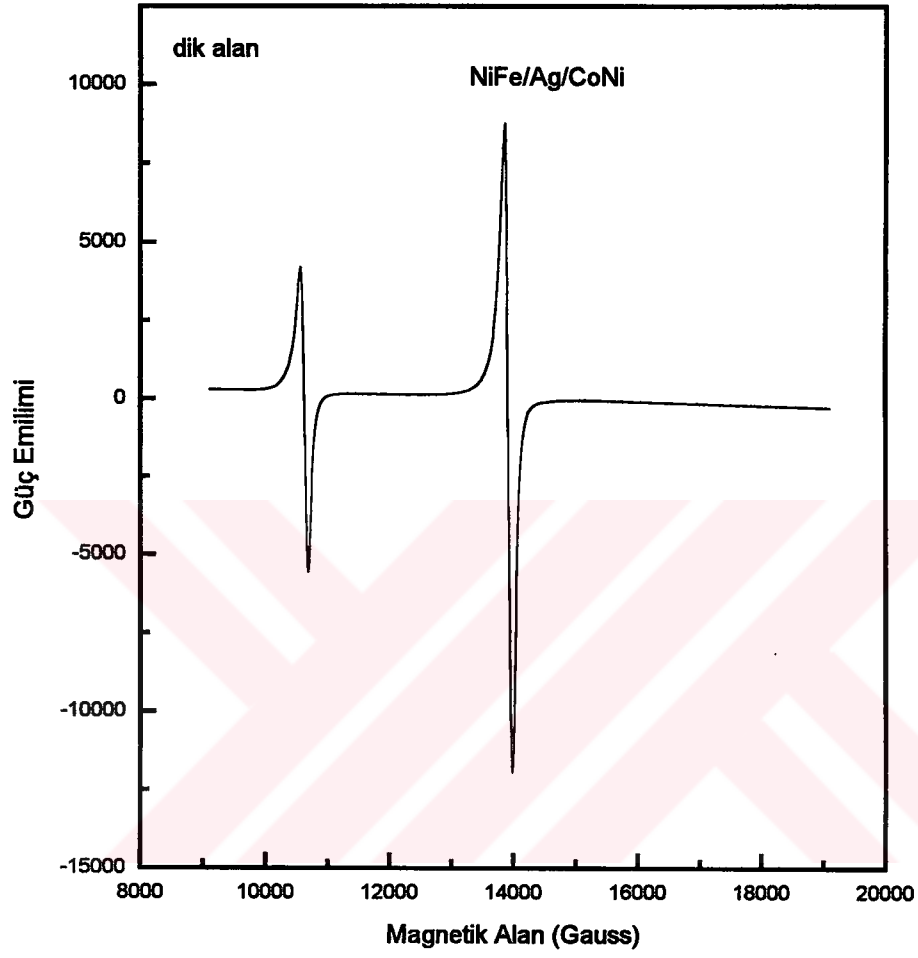
Genel ferromagnetik rezonans şartı,

$$\omega = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.3)$$

serbest enerjinin birinci türevinin sifira eşitlenmesiyle birlikte çözülerek FMR rezonans alan değeri, magnetik alan açıları θ_H ve ϕ_H açılarının fonksiyonu olarak bulunur. Yukardaki eşitlikte, ω ferromagnetik rezonans spektrometresinin mikrodalga frekansı ve γ jiromagnetik orandır (Birlikseven et al., 1999).



Şekil 4.6. NiFe/Ag/CoNi örneğinde örnek düzlemi ile magnetik alan arasındaki açının 0° olduğu durumda alınan FMR spektrumu

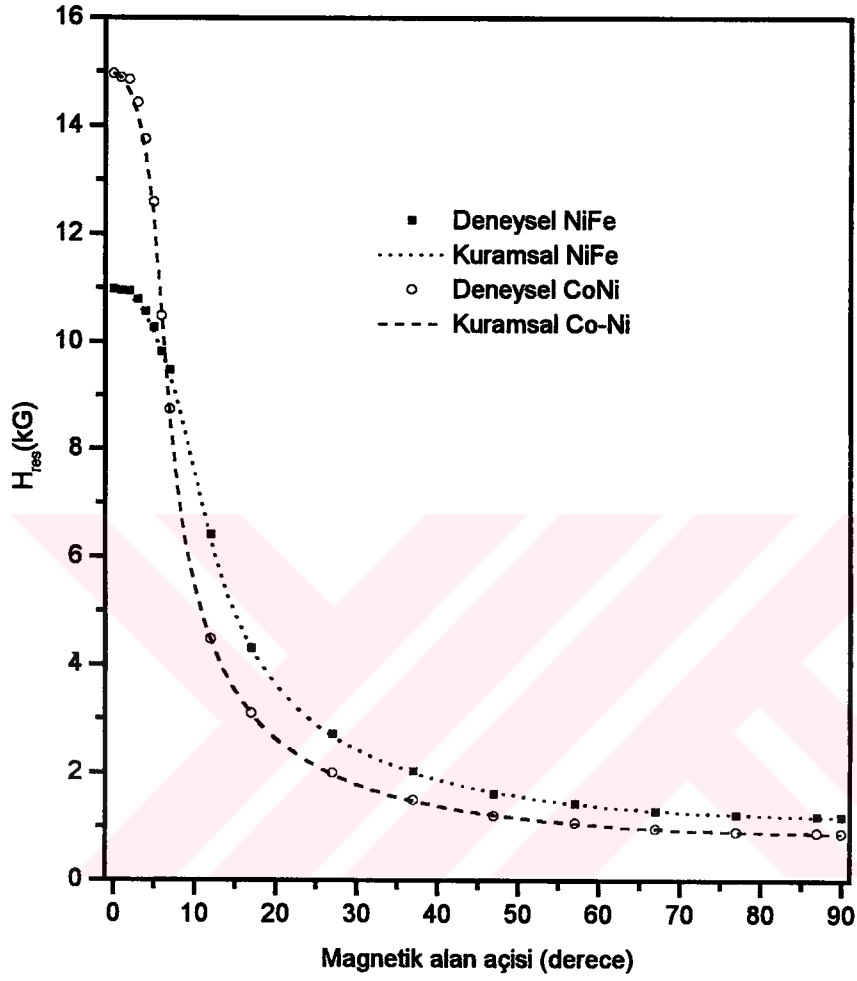


Şekil 4.7. NiFe/Ag/CoNi örneğinde örnek düzlemi ile magnetik alan arasındaki açının 90° olduğu durumda alınan FMR spektrumu

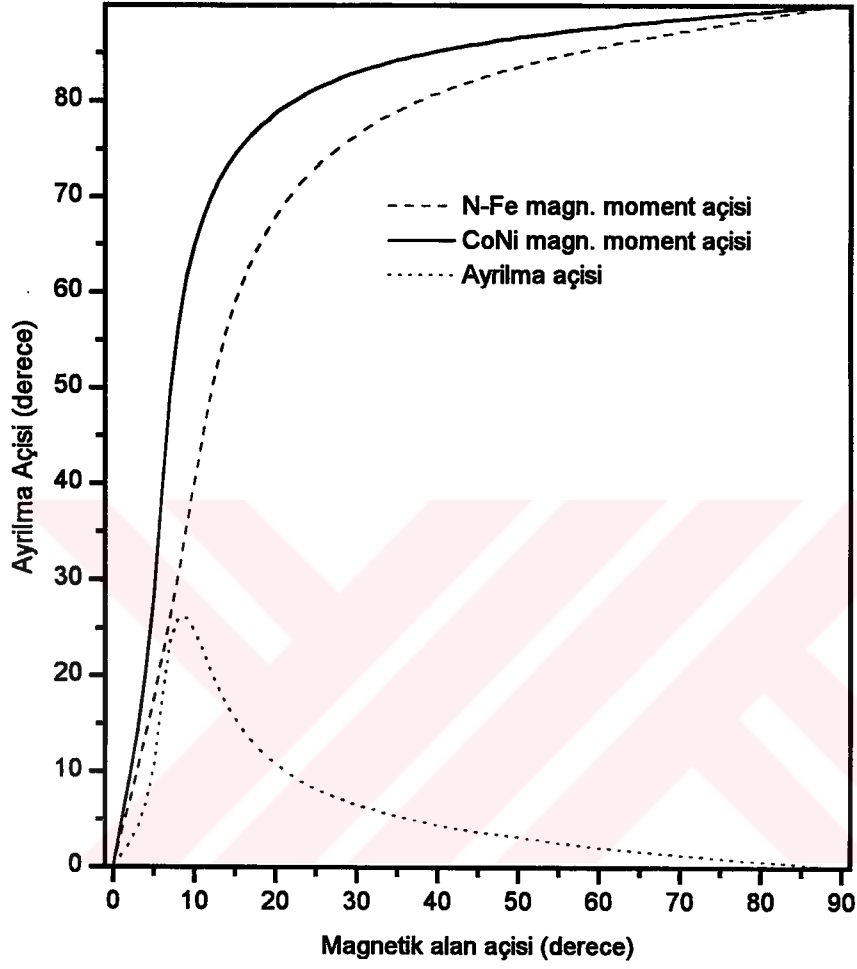
Ferromagnetik rezonans şartının, genel denge şartı ile birlikte çözülmesi sonucunda, FMR rezonans alan değerlerinin, açıya bağıllığı elde edilir. Efektif alan değeri, teorik değerlerin deneysel değerlere fit işlemi sırasında bulunur.

Çalışma sırasında geliştirilen bilgisayar programları aracılığıyla rezonans alan değerleri hesaplanmıştır. FeNi katman için $4\pi M_{\text{eff}} \approx 7736\text{G}$ ve CoNi katman için $4\pi M_{\text{eff}} \approx 11668\text{G}$ değerleri elde edilmiştir. NiFe için hesaplanan 7.736 kG değeri hacimli malzeme değeri 10.25 kG 'dan daha düşüktür. Bunun kalınlığın çok küçük olmasından kaynaklandığı düşünülmüştür. $100\text{\AA}$ 'den daha ince yapılarda, magnetizasyonun, kalınlık azaldıkça azaldığı iyi bilinen bir olgudur. Hesaplamalar sonucu, herbir katmanın denge magnetizasyon açısını tesbit etmek ve CoNi ile NiFe katmanlarının magnetizasyonları arasındaki açıyı, magnetik alanın film düzlemiyle yaptığı açısının fonksiyonu olarak elde etmek mümkün olmuştur. Şekil 4.8 katmanların rezonans alan değerlerinin açıya bağıllığını, Şekil 4.9 katmanların magnetik moment açılarının, magnetik alanın açısına nasıl bağlı olduğunu göstermektedir. Katmanların magnetizasyonlarının, magnetik alanla farklı açılar yapmasının nedeni, katmanların farklı demagnetizasyon alanları görmesidir. Magnetik katmanlar arasındaki açı, maksimum 26 derece olmuştur. Tüm hesaplamalar katmanların birbirleriyle etkileşmediği varsayımı üzerine yapılmıştır. Hesaplanan değerlerin kuramsal eğrilerle iyi uyumundan, etkileşme alan değerlerinin FMR ölçümlerinde görülen rezonans alan değerlerinden çok daha küçük olduğu söylenebilir.

FeNi katman için spektroskopik yarılmama sabiti $g_{\text{FeNi}} \cong 2.153$ ve CoNi katman için spektroskopik yarılmama sabiti $g \cong 2.108$ bulunmuştur. Yine FeNi katman için $(\omega/\gamma)_{\text{FeNi}} \cong 3.318\text{ kG}$ ve CoNi katman için $(\omega/\gamma)_{\text{CoNi}} \cong 3.318\text{ kG}$ hesaplanmıştır. Bu değerlerden faydalanarak, FeNi katmanın düzlem içi anizotropi sabiti $H_{A2} = 4.04\text{ G}$ ve CoNi katmanın düzlem içi anizotropi sabiti $H_{A2} = 15.2\text{ G}$ hesaplanmıştır.



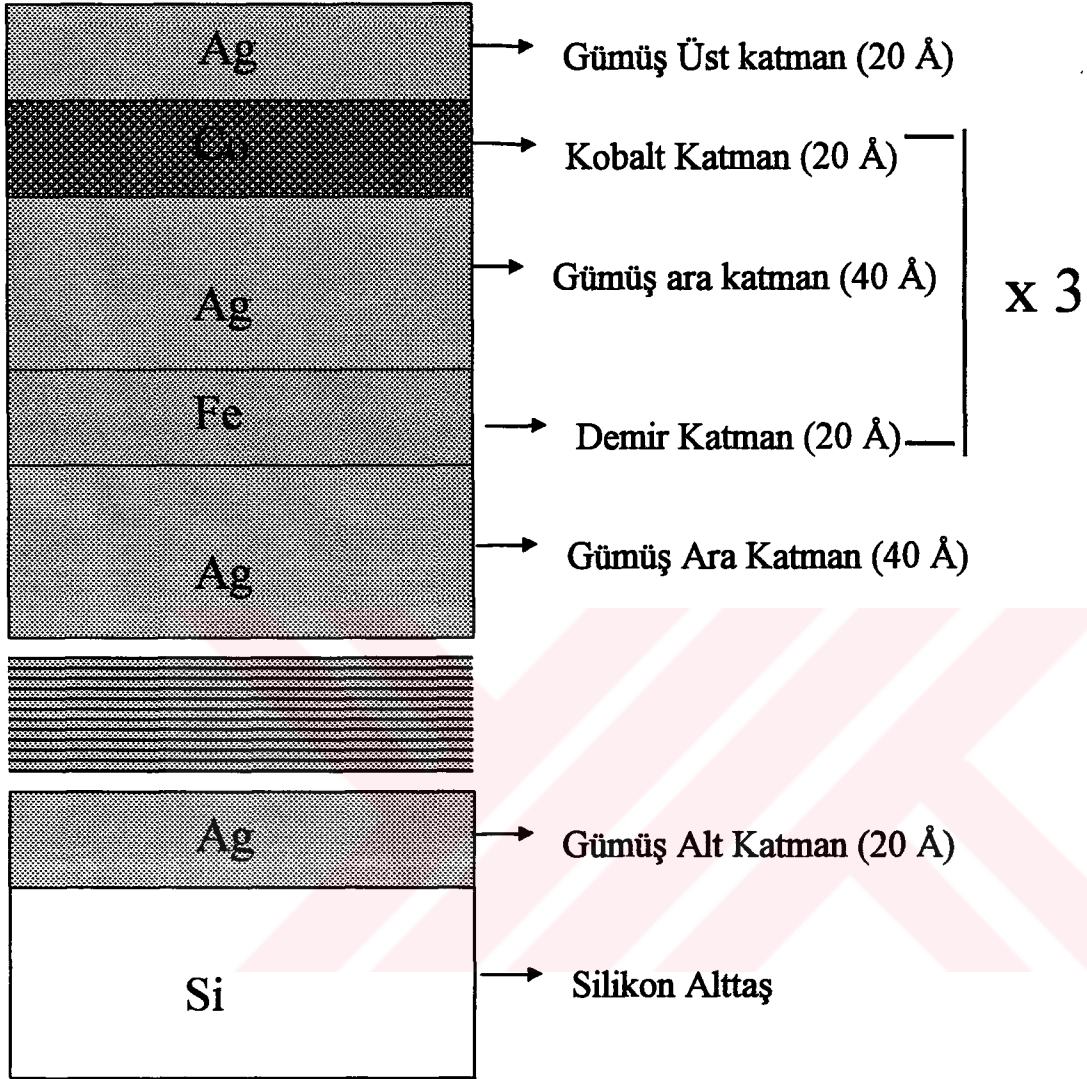
Şekil 4.8 . NiFe/Ag/CoNi örneğinin magnetik alan açısına bağlı olarak, rezonans alan değerlerinin kaymasını gösteren eğri. Örnek düzlemine dik alan altında, rezonans alan değerinin çok büyük olduğu görülüyor.



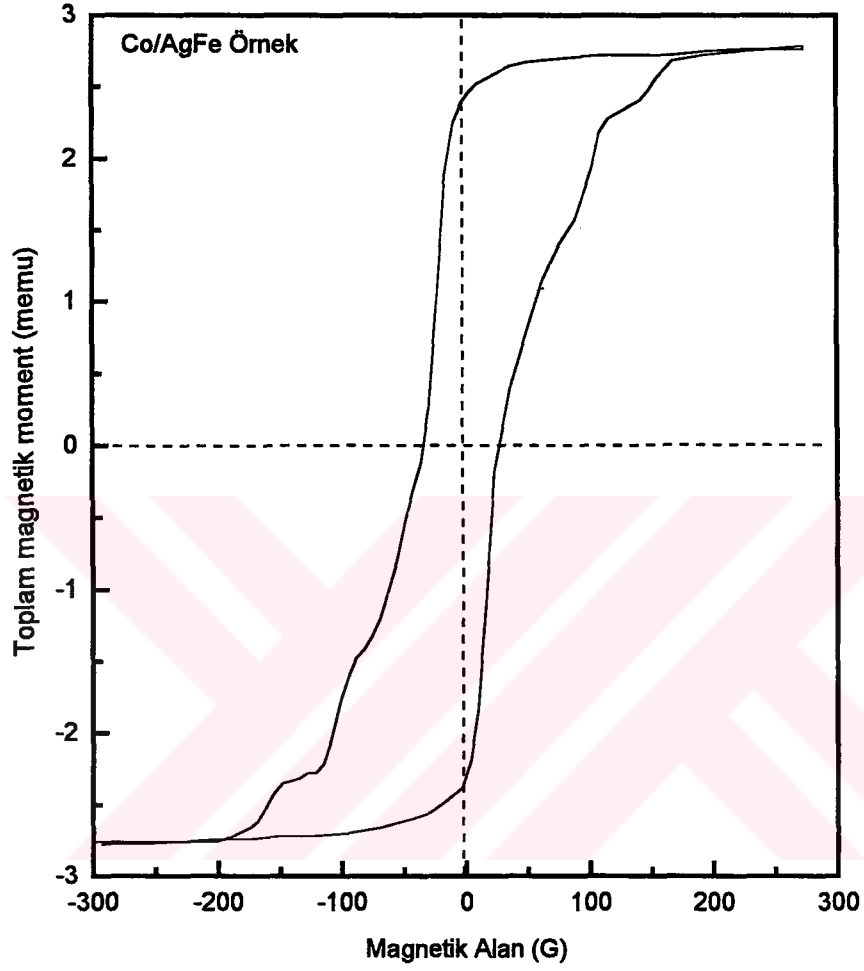
Şekil 4.9. NiFe/Ag/CoNi örneğinin katmanlarının magnetik alan açısı değişikçe alan yönünde eğilmesini gösteren kuramsal ve deneysel eğriler.

Co/Ag/Fe filmleri, dc magnetron kopartma yöntemi kullanarak, tek kristal Si (100) alttaşlar üzerine oda sıcaklığında kaplanmıştır. Kaplama hızı yaklaşık olarak saniyede 0.15Å'dür. Kaplamanın yavaş olması hem ara kesitlerde düzgün bir kristal büyümesine, hem de filmin genel yapısının homojen olmasına katkıda bulunur. 20Å gümüş katmanı hem alttaş üzerine, hemde film yüzeyine kaplanmıştır. Alttaş yüzeyindeki gümüş katman filim büyümesine olumlu katkıda bulunurken, film yüzeyindeki en üst katman filmin bozulmasını engeller. Filmlerin yapı analizi JOEL JEM-1200EX marka bir taramalı elektron mikroskopunda yapılmıştır. Yapı analizi filmlerin 300-400Å büyüklüğünde kristalciklerden oluştuğunu göstermiştir. Bunun anlamı filmin polikristal yapıda olmasıdır. Örneğin yapısı Şekil 4.10'da görülmektedir.

Magnetizasyon ölçümleri duyarlı (10^{-6} - 10^{-7} emu) bir LakeShore 7300 titreşen örnek magnetometresi (VSM) ile yapılmıştır. [Co/Ag/Fe] $\times 3$ örneğinin mıknatıslanma ölçüm sonucu Şekil-4.11'de görülmektedir. Mıknatıslanma eğrisinin, doyuma yaklaşırken keskin değil yuvarlak hatlara sahip olması, katmanlar içerisinde magnetik momentlerin uygulanan alan yönüne tam olarak dönememesinden kaynaklanmıştır. Bu olayın asıl sebebini filmlerin polikristal yapısında aramak gerekir. ± 26 G civarındaki koersivite alanları demir katmanın koersivite alanı olarak düşünülmüştür. Yüksek alanlara doğru görülen üç girinti çıkıntının merkezi $\approx \pm 90$ G kobalt katmanın koersivite alanı olarak belirlenmiştir. Demir için belirtilen bu koersivite alan değeri, Idzerda'nın 50Å demir katman için ölçtüğü değerden azdır. Kobalt için belirtilen değer ise Idzerda'nın 50Å kobalt için ölçtüğü değere oldukça yakındır. Ölçülen mıknatıslanma ayrı ayrı katmanların magnetizasyonlarından gelen katkının genel toplamı olarak düşünülmüştür. Magnetizasyon eğrisinin genel görüntüsü Idzerda'nın elde ettiği magnetizasyon eğrisiyle çok benzerdir (Idzerda, 1994).



Şekil 4.10. $[Fe/Ag/Co]_3$ örneğinin yapısı. Örnek çok yüksek vakum seviyesinde argon gazı altında koparma (sputter) tekniği ile hazırlandı.

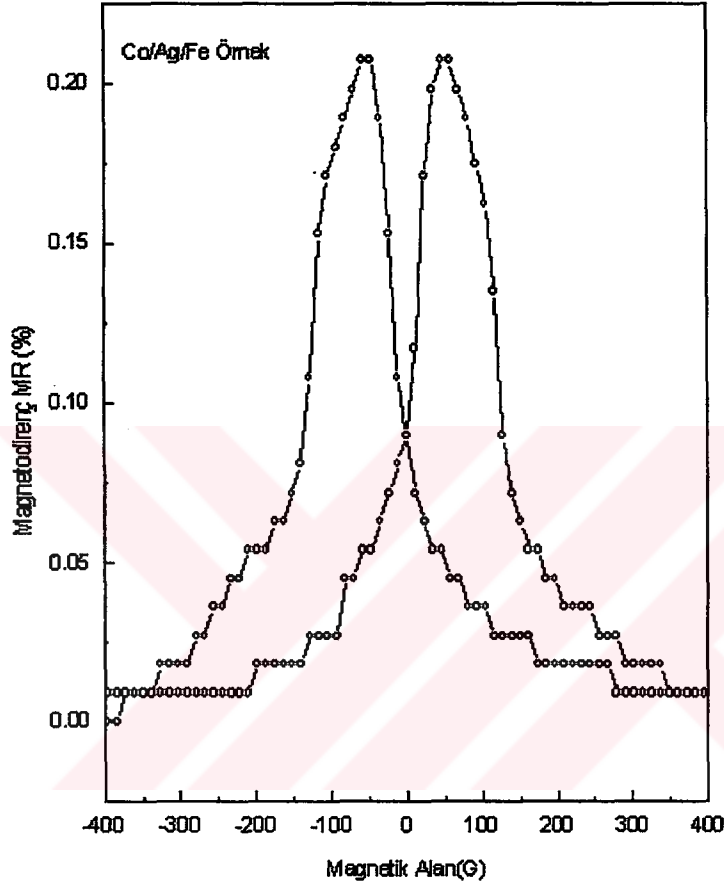


Şekil 4.11. $[\text{Fe}/\text{Ag}/\text{Co}] \times 3$ örneğinin magnetizasyon eğrisi. $\pm 26\text{G}$ civarı Fe katmana ait koersivite alanı. $\pm 90\text{G}$ civarı, Co katmana ait koersivite alanı.

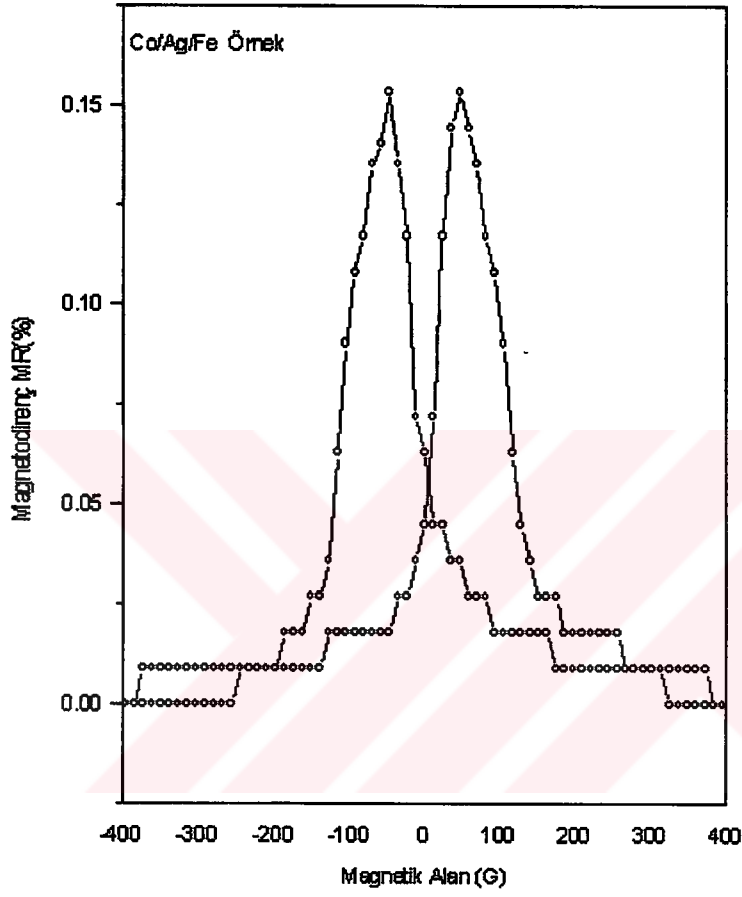
Magnetodirenç ölçümleri (Şekil-4.12) örneğin mıknatıslanmasının $\approx 500\text{G}$ civarında doyuma gittiğini göstermektedir. MR ölçümündeki direncin en hızlı değiştiği alan değeri $\approx 26\text{G}$ değeridir. Bu değer magnetizasyon ölçümünde demir katmanına atfedilen değer aynısıdır. Diğer taraftan magnetodirenç ölçümünde açıkça görülen bir omuz yapısı vardır. Bu yapının oluştuğu magnetik alan değeri kobalt katmanların koersivite alan değerleri olarak belirlenmiştir. MR ölçümlerindeki merdiven tipindeki görünüm, ölçüm sırasında, akım kaynağından magnete sürülen akım adımlarının kesikli değerlerden oluşması nedeniyledir. Normalde eğrinin tamamı yuvarlak hatlardan oluşur.

Elde edilen GMR değeri $\%0.21$ civarındadır. Örnekler aynı zamanda, argon atmosferinde tavlama işlemine de tabi tutulmuşlardır. Fakat tavlama işlemi GMR değerinin daha da düşmesine yol açmıştır. Hylton benzer yapıdaki örnekleri tavlarken GMR değerinde belli bir artış kaydetmiştir. Bunun sebebi muhtemelen magnetik olmayan ara kesitin gereğinden kalın tutulmasıdır. Örnekler tavlama magnetik katmanlar, magnetik olmayan arakesite yayınmışlar (difusion) ve magnetik olmayan katman kalınlığı azalmıştır (Hylton, 1993). Uzun bir çizgi şeklindeki örneklerimiz için, anisotropik magnetodirenç katkısının da oldukça yüksek olabileceği düşünülmüştür. Bu sebeple, örnek üzerinden geçen akım ve magnetik alan aynı doğrultuda olacak şekilde bir ölçüm daha yapılmıştır. Bu ölçüm sonucunda elde edilen GMR değeri $\%30$ daha azalmıştır. Dolayısıyla bu örnekteki anisotropi katkısının $\%30$ olduğunu söylemek çok yanlış olmaz.

Şekil 4.12 tavlama Co/Ag/Fe örneğin magnetodirenç eğrisini, Şekil 4.13 örnek tavlandıktan sonra elde edilen magnetodirenç eğrisini göstermektedir. Örnek tavlandıktan sonra dikkati çeken diğer bir durum da, örneğin yarı eğri genişliğinin artmış olmasıdır.



Şekil 4.12. [Fe/Ag/Co] $\times$ 3 örneğinde ölçülen GMR etkisi.

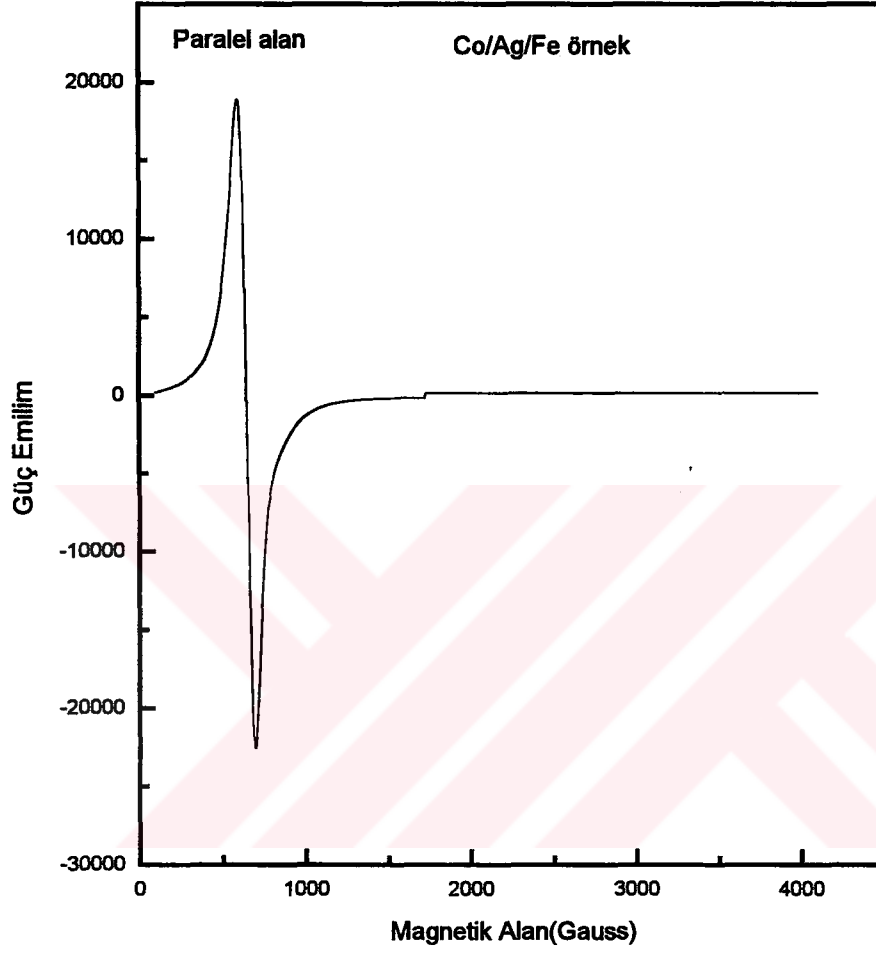


Şekil 4.13. [Fe/Ag/Co] $\times$ 3 örneği tavlandıktan sonra elde edilen GMR eğrisi.

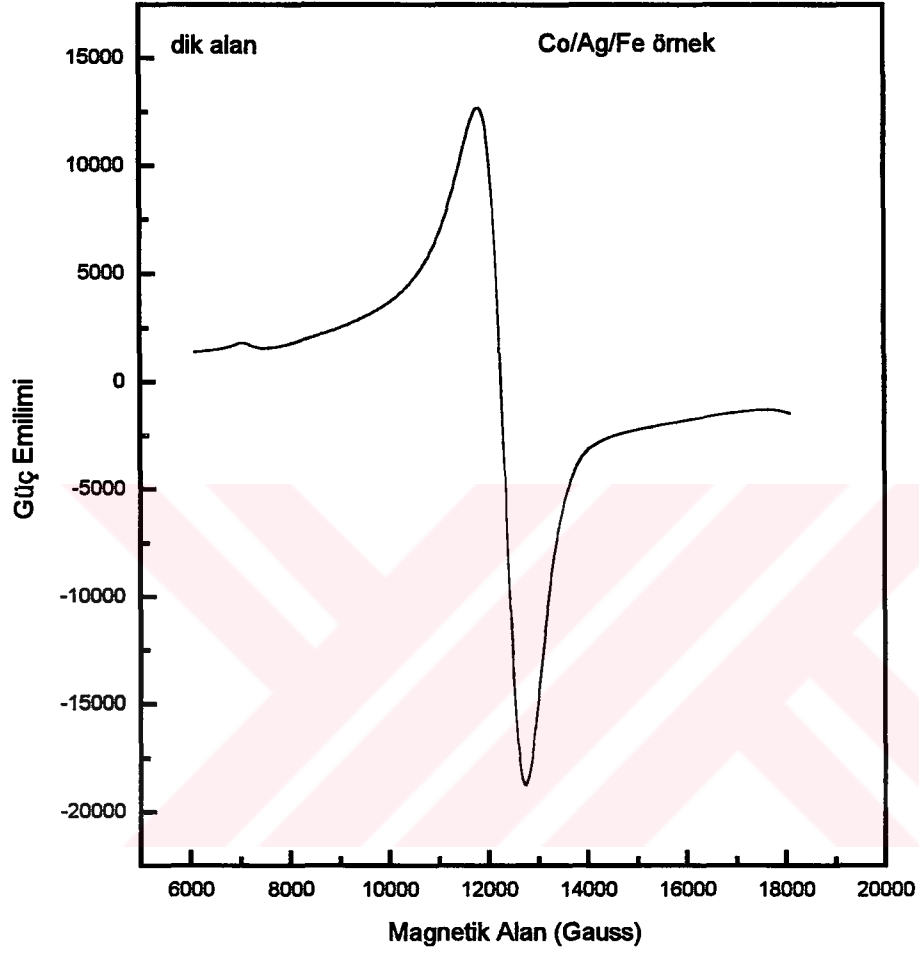
Ferromagnetik rezonans deneyleri için örnek bir goniometre üzerine yerleştirilmiş, böylece düzlem dışı geometride çeşitli açı değerleri için ölçümler almak mümkün olmuştur . Ölçümler içiçe geçmiş rezonans çizgileri göstermiştir. Magnetik alan ve film normali arasındaki açı sıfıra yaklaştıkça rezonans alan değeri beklendiği gibi yüksek magnetik alan değerlerine kaymıştır (Şekil-4.14 ve Şekil-4.15). Çalışma sırasında geliştirilen bilgisayar programları aracılığıyla rezonans alan değerleri teorik olarak da hesaplanmıştır (Şekil-4.16). Yapılan hesaplar sonucunda demir için $4\pi M_{eff} \approx 16653\text{G}$ ve kobalt için $4\pi M_{eff} \approx 14207\text{G}$ olarak hesaplanmıştır. Bu değerler hacimli malzemeler için hesaplanan (Landolt, 1986), $(4\pi M_{eff})_{Fe} \approx 21.6\text{ kG}$ ve $(4\pi M_{eff})_{Co} \approx 17.8\text{kG}$ değerlerinden daha azdır. Bu olayın nedeni olarak film kalınlığı azaldıkça magnetizasyon miktarının azalması düşünülmüştür. Etkin magnetizasyon değerinin hacimli malzemeler için bulunan değerlerden küçük olmasının diğer bir nedeni, film arakesit pürüzlülüğüdür. Kopartma yöntemiyle yapılan filmlerin arakesit pürüzlülüğü 1-2 atomik katman olmaktadır. 6-7 atomik katman kalınlığındaki yapılarda bu pürüzlülük büyük önem taşır.

Hesaplamalar her bir katmanın, herhangi bir magnetik alan açısı altında yönelim açısını vermiştir. Bu sayede katmanlar arası açıların farkı da çizilebilmiştir. Bu çizim Şekil-4.17'de görülmektedir.

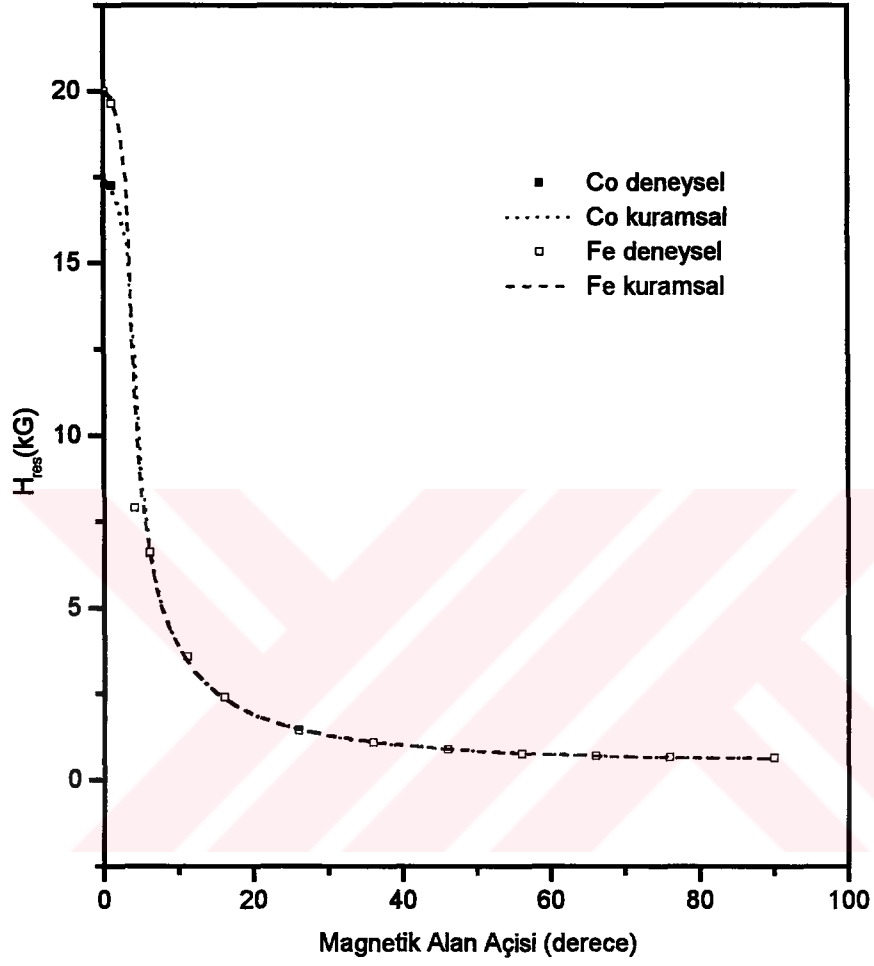
Demir katman için spektroskopik yarıma sabiti, $g_{Fe} \cong 2.101$ ve kobalt katman için spektroskopik yarıma sabiti, $g_{Co} \cong 2.2734$ bulunmuştur. Demir katman için hesaplanan spektroskopik yarıma çarpanı, hacimli malzeme için hesaplanan $g_{Fe} \cong 2.09$ değerinden biraz fazladır. Kobalt katman için hesaplanan spektroskopik yarıma sabiti ise, hacimli kobalt malzeme için hesaplanan $g_{Co} \cong 2.18$ değerinden bir miktar uzaktır (Landolt, 1986).



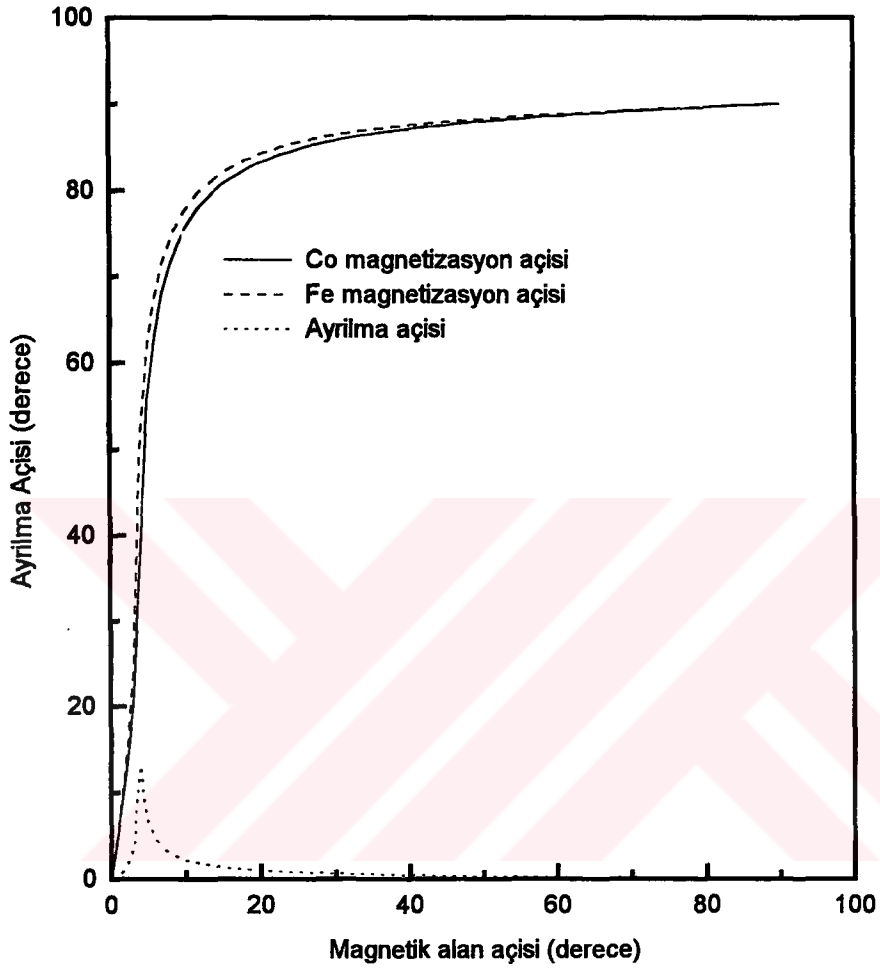
Şekil 4.14. [Fe/Ag/Co] $\times 3$ örneğinde örnek düzlemi ile magnetik alan arasındaki açının 0° olduğu durumda alınan FMR spektrumu



Şekil 4.15. [Fe/Ag/Co] $\times 3$ örneğinde örnek düzlemi ile magnetik alan arasındaki açının 90° olduğu durumda alınan FMR spektrumu



Şekil 4.16. $[Fe/Ag/Co]_{x3}$ örneğinin magnetik alan açısına bağlı olarak, rezonans alan değerlerinin kaymasını gösteren eğri.



Şekil 4.17. [Fe/Ag/Co] $\times 3$ örneğinin katmanlarının magnetik alan açısı değişikçe alan yönünde eğilmesini gösteren kuramsal ve deneysel eğriler.

Diğer bir çalışma permalloy örnekler üzerine yapılan çalışmalardır. Permalloy demir ve nikel alaşımıdır ve bilinen en yumuşak magnetik malzemelerden birisidir.

Literatürde en yüksek anisotropik magneto-direnç değeri permalloy %12 yapısında gözlenmiştir. Alaşımda demir oranı arttıkça, örneklerin hem öz direnci, hemde doyum magnetizasyon değerleri artar. Bu tür alaşımlarda, gözlenen anisotropik magneto-direnç değeri %6'ya yaklaşabilir. Bu tür filmlerde gözlenen önemli diğer bir olay, magnetizasyonla genleşme-daralma (magnetostriction olayıdır). Sensör yapımı için, malzemenin magneto-direnci büyük, magnetizasyonla genleşme-daralması küçük olmalıdır. Bunun için en uygun malzeme %20 permalloy yapısıdır.

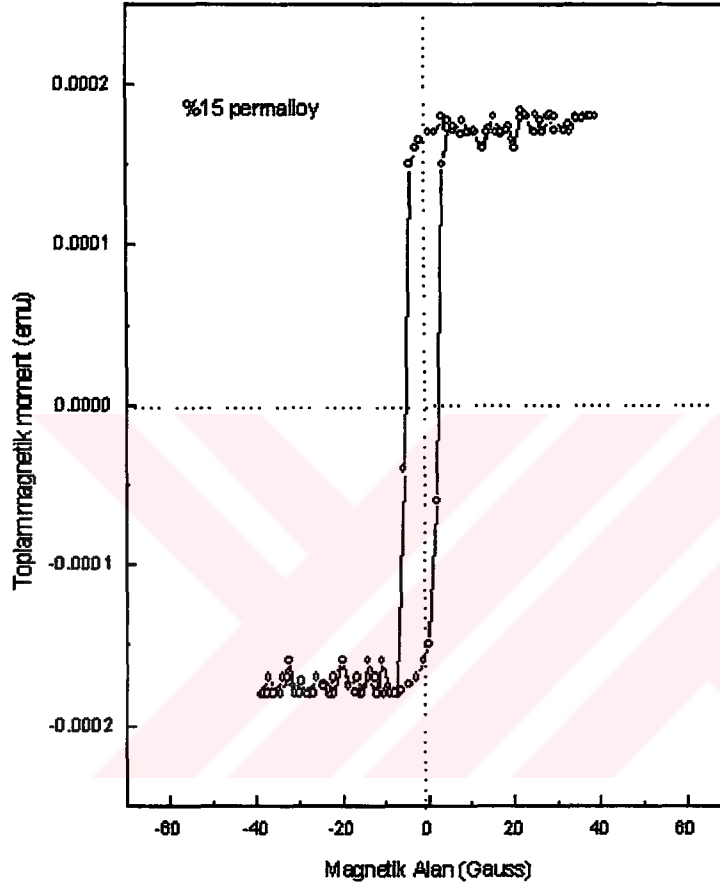
Permalloy malzemelerde içerdikleri demir ve nikel oranlarına göre, daha yumuşak ve daha sert malzemeler diye içlerinde sınıflandırılabilir. Teknolojide en çok uygulama alanı bulan yapılar %15, %18, %21 demir içeren permalloy yapıları olmuştur. Bilhassa magnetik kayıt teknolojisinde, magnetik kayıt ortamı olarak veya kayıt edilen bilginin okunmasında kullanılan sensör yapıları olarak geniş uygulama alanları bulmuştur. Önemli özelliklerinden birisi, dikdörtgensel bir magnetizasyon eğrisine sahip olmalarıdır. Bu bilhassa digital kayıta veya digital olarak kaydedilmiş bilgilerin okunmasında oldukça önemlidir. Digital kayıt için önemli diğer bir üstünlükleri de çok küçük magnetik alan değerlerinde magnetizasyonlarının ters dönebilmesidir.

Örneklerin sıcaklığa bağlı direnç eğrileri, metalik alaşımların tipik özelliği olan parabolik yapıyı göstermektedir. Permalloy filmler için literatürde belirtilen öz direnç değerleri, $9 \mu\Omega\text{-cm}$ ile $15 \mu\Omega\text{-cm}$ arasında değerler alır. %15, %18 ve %21 permalloy yapılarında ölçülen sıcaklık direnç eğrileri, Şekil 4.21 Şekil 4.26 ve Şekil 4.31'de görülmektedir. Direnç ölçümlerinden de görülebileceği gibi, alaşım içerisinde demir oranı arttıkça örneğin öz direnci artmaktadır. Öz direnç değerleri $10\text{-}12 \mu\Omega\text{-cm}$ civarlarındadır.

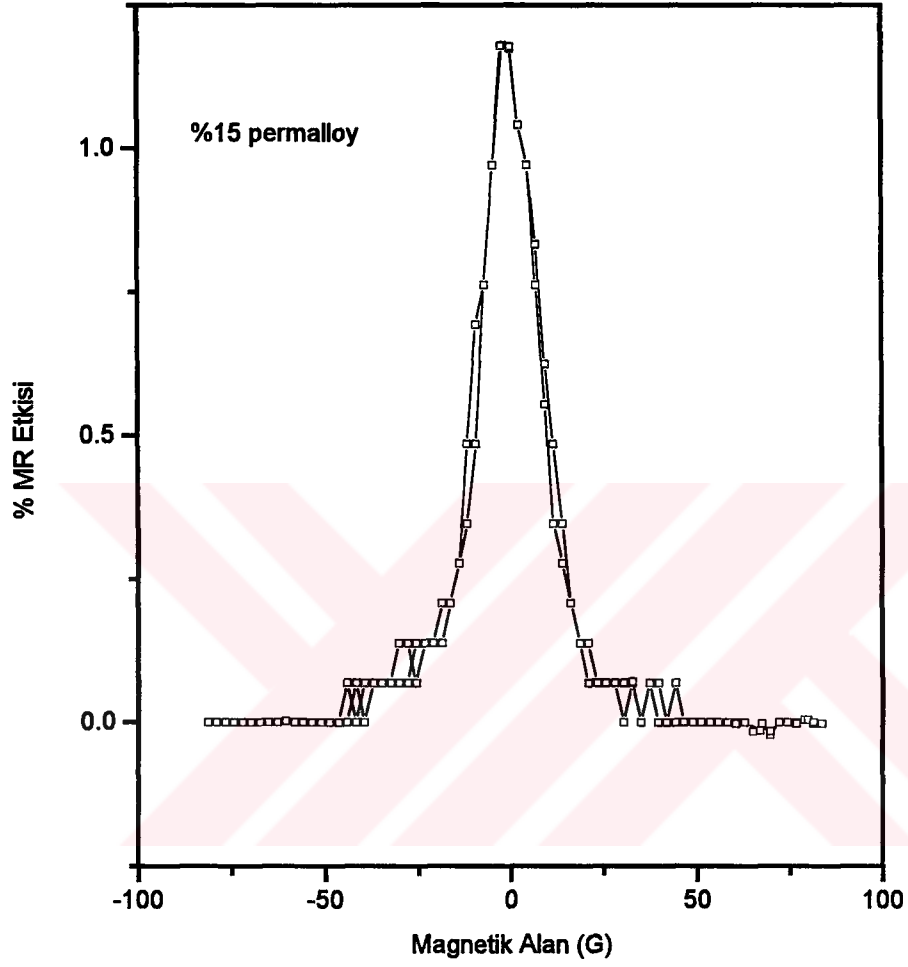
Bu tür yapılar için en önemli ölçümlerden birisi de anisotropik magnetodirenç ölçümleridir. Çünkü bu yapılar sensör olarak kullanıldıklarında, üzerlerinden geçen akım magnetik alana dik olacak şekilde kullanılmaktadır. Elde edilen en yüksek anisotropik magnetodirenç değeri %1 civarındadır. Elde edilen anisotropik magneto-

direnç değerleri literatürde belirtilen değerlerden daha düşüktür. Bunun sebebinin filmlerin magnetik alan dışındaki öz dirençlerinin de oldukça yüksek olmasından kaynaklandığı düşünülmüştür. Polikristal filmlerde iki tane boyut etkisi ön plana çıkar. Birincisi filmin kalınlığıyla, ikincisi filmin tanecik boyutuyla ilgilidir. Çok iyi bilinen bir olgu, filmin kalınlığı azaldıkça, yüzey saçılmaları sebebiyle filmin öz direncinin artmasıdır. İkincisi ise çok küçük taneciklerden oluşan polikristal yapılarda, tanecik sınırlarından saçılmaların öz dirence önemli bir katkı getirmesidir. Bu arada filmin tanecik boyutunun aynı zamanda kalınlığın da bir fonksiyonu olduğunu unutmamak gerekir. Yapılan filmlerde ölçülen, anisotropik magnetodirenç verileri Şekil 4.20, Şekil 4-24 ve Şekil 4-28 de görülebilir. Ferromagnetik filmlerde anisotropik magneto-direnç, $\rho(\varphi) = \rho_0 + \Delta\rho \cos^2 \varphi$ ifadesi ile açıklanır. Burada $\Delta\rho$ örneğin anisotropik magnetodirenç değeri, ρ_0 örnek alan içerisinde değilken ölçülen öz direnç değeridir. Burada φ açısı, magnetizasyon vektörü ile, akım yoğunluğu arasındaki açıyı göstermektedir. Biz filmlerimizde açıyı, magnetik alan vektörüne dik yönelimin, akım yoğunluğu ile yaptığı açı olarak kabul ettik. Dolayısıyla filmleri, $\rho(\varphi) = \rho_0 + \Delta\rho \sin^2 \varphi$ formülü üzerinden değerlendirmek gerekir. Görüldüğü gibi 90° ve 180° açılarında direnç en büyük, 0° ve 360° açılarında direnç en küçüktür. Eğrilerde gözlenen diğer çukur ve tepeler, filmin şekillendirilmesinin kolay eksene paralel yapılmadığını göstermektedir.

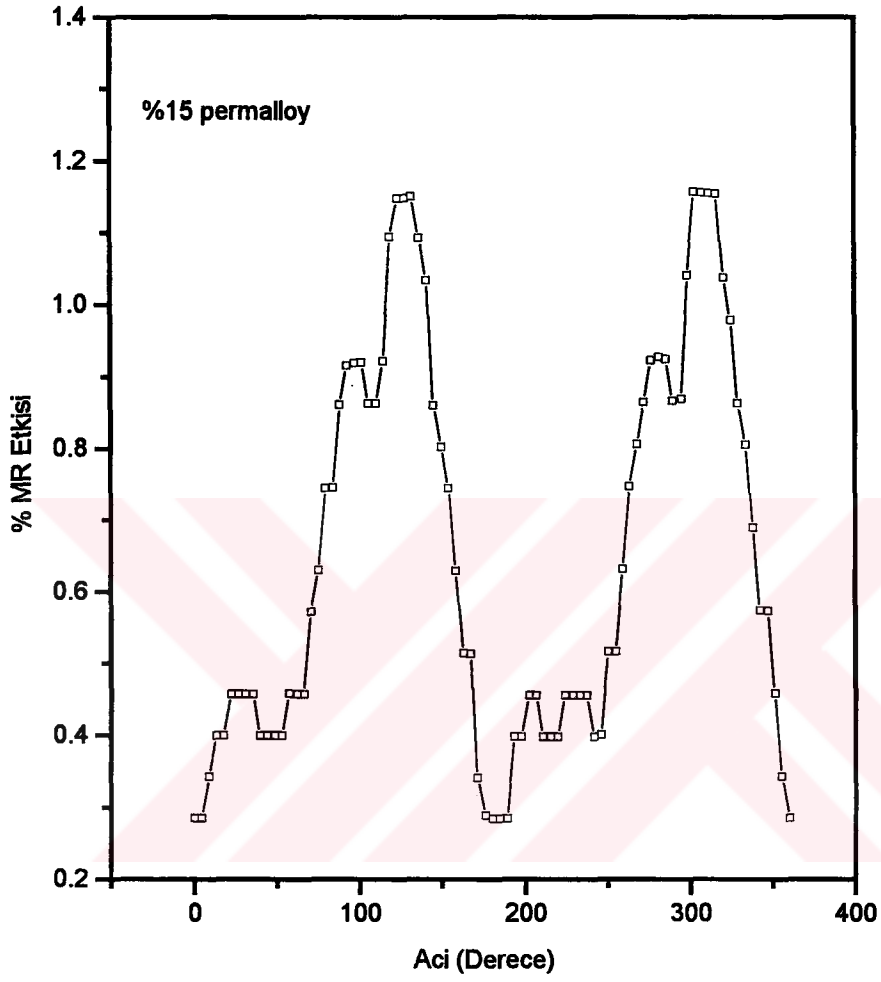
Şekil 4.18, şekil 4.22 ve şekil 4.26 örneklerin magnetizasyon ölçümelerini göstermektedir. NiFe filmlerin koersivite alanları film kalınlığına çok bağlıdır. Aslında koersivite alanı, domain duvarlarının hareketleri sırasında karşılaştıkları potansiyel engellerini aşmak için sahip olmaları gereken enerjiyle ilgilidir. Bu duvar potansiyelleri, taneciklerin büyüklüğüne, alttaş yüzeyinin düzgün olup olmamasına göre farklı değerler alır. Filmin koersivite alanına, kolay eksen anisotropisinin etkisi de oldukça büyüktür. Bu sebeple kolay eksen anisotropisinin az olduğu yapılar (örneğin %20 permalloy) daha düşük koersive alan değerleri gösterir (McGuire and Potter 1975).



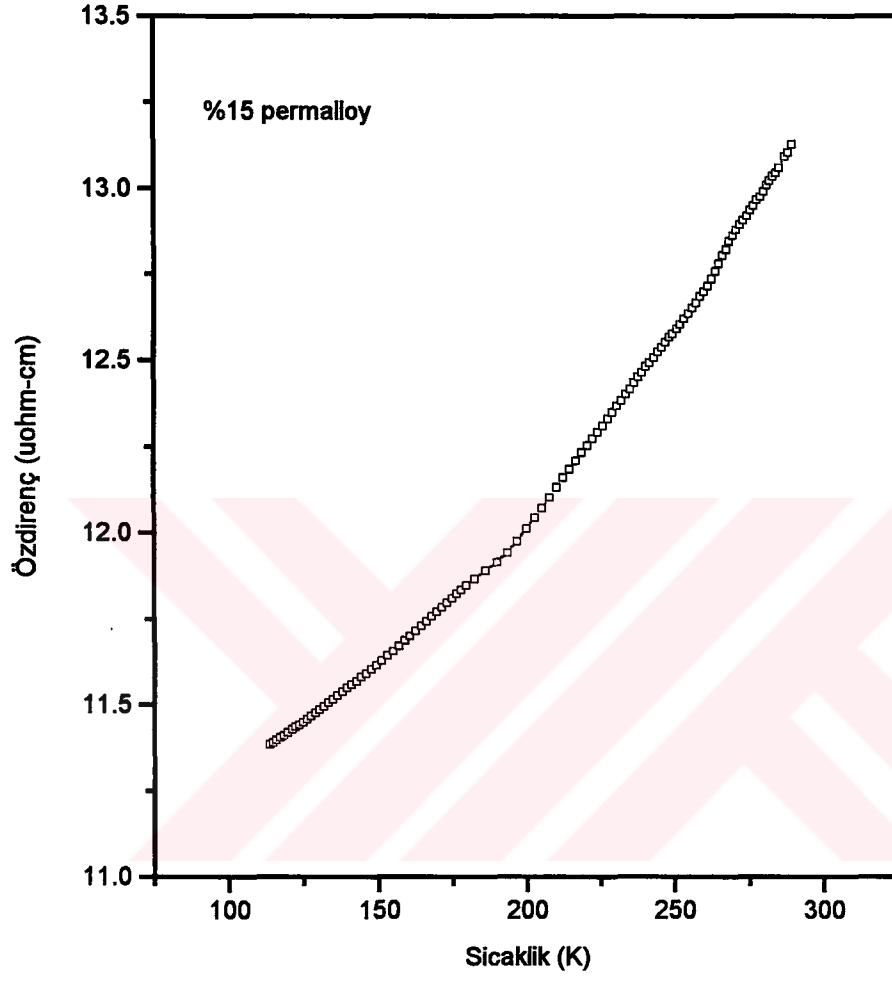
Şekil 4.18. %15 permalloy 1000 Å ince filmin magnetizasyon eğrisi



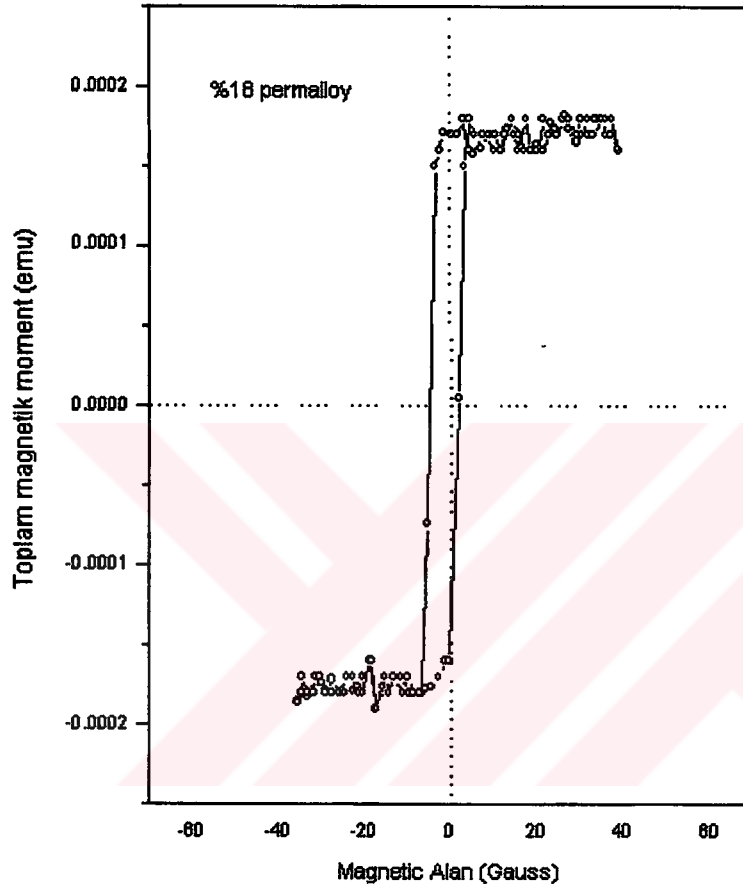
Şekil 4.19. %15 permalloy 1000 Å ince filmin magnetodirenç eğrisi



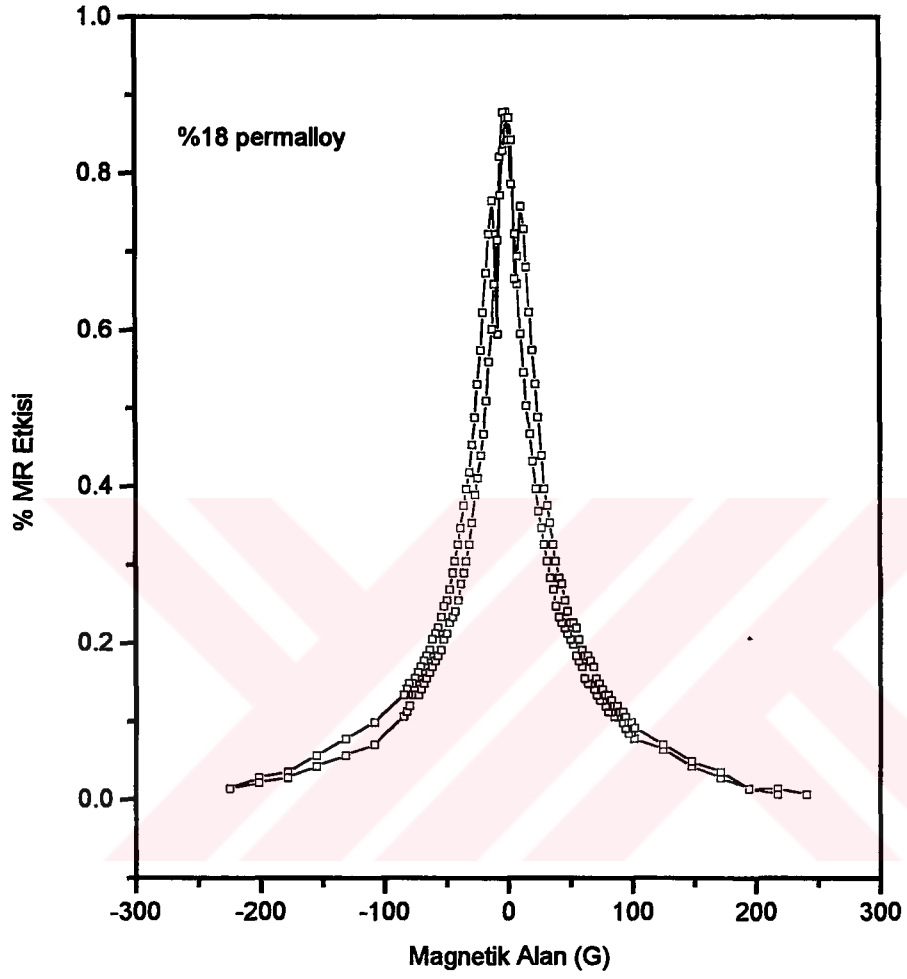
Şekil 4.20. %15 permalloy 1000 Å ince filmin anisotropik magnetodirenç eğrisi



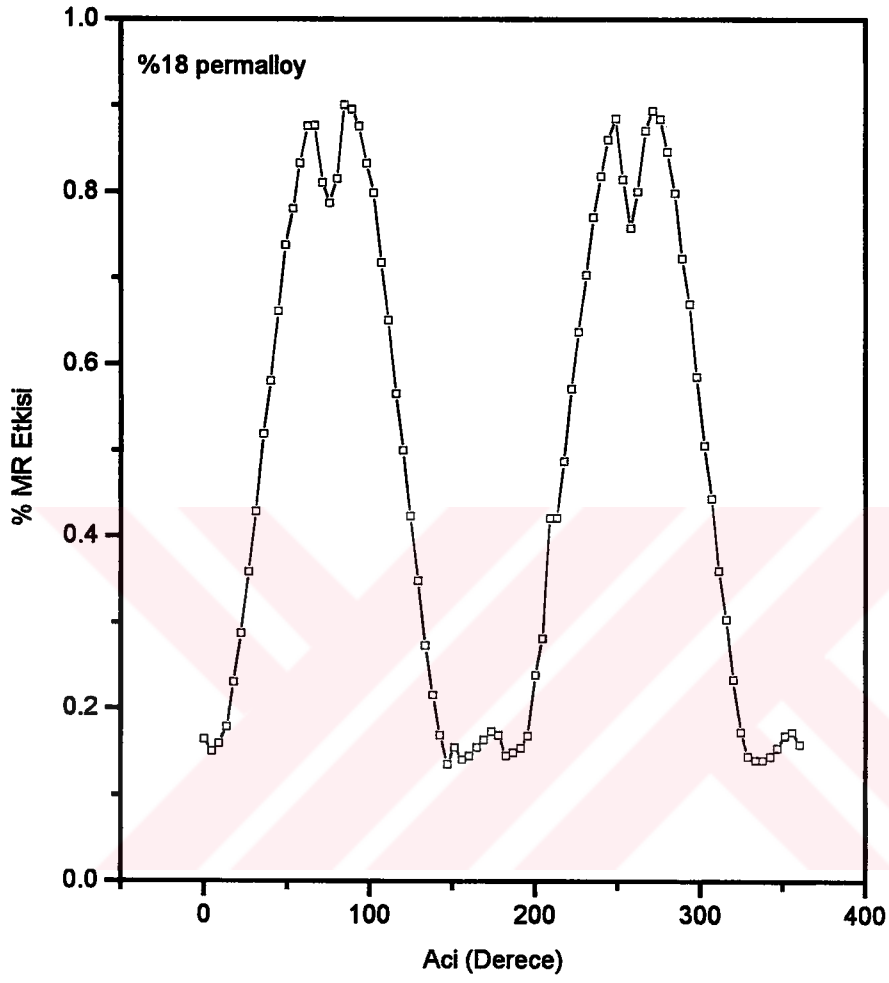
Şekil 4.21. %15 permalloy 1000 Å ince filmin sıcaklığa bağlı direnç ölçümü



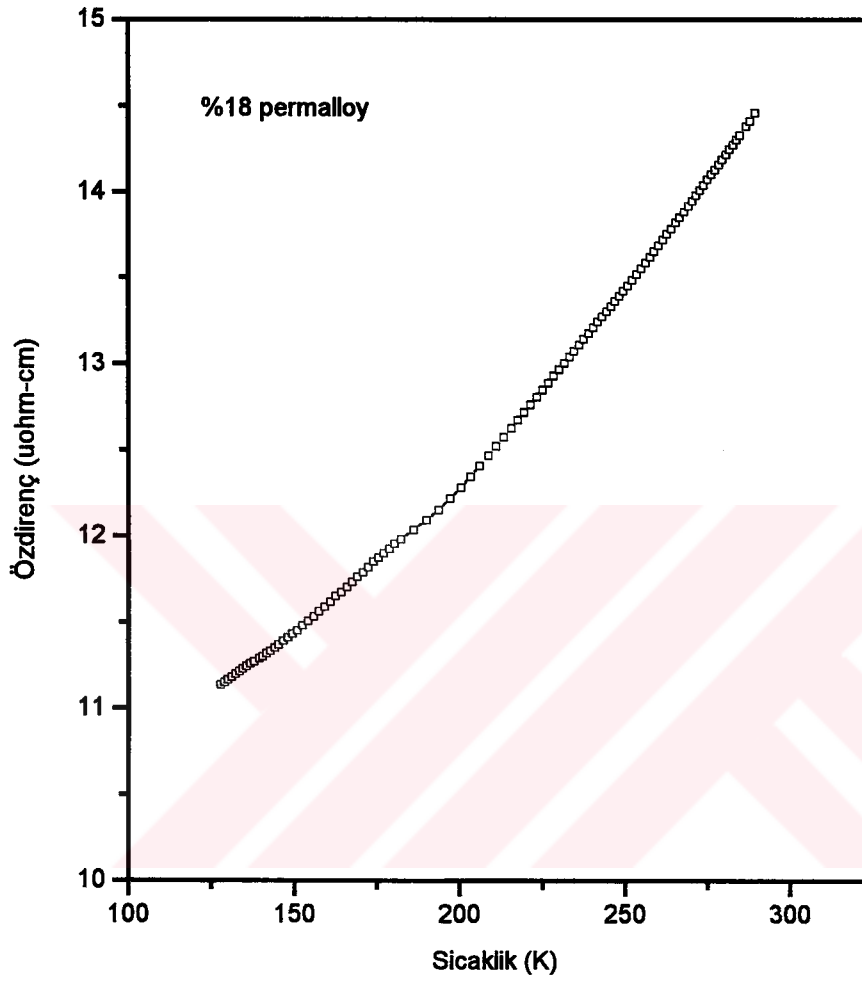
Şekil 4.22. %18 permalloy 1000 Å ince filmin magnetizasyon eğrisi



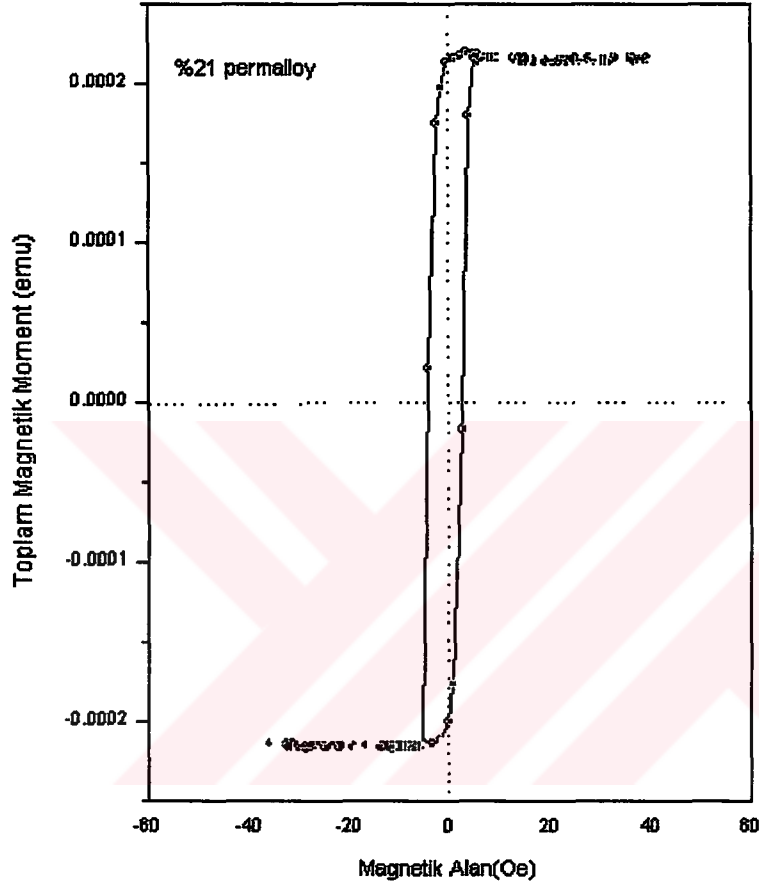
Şekil 4.23. %18 permalloy 1000 Å ince filmin magnetodirenç eğrisi



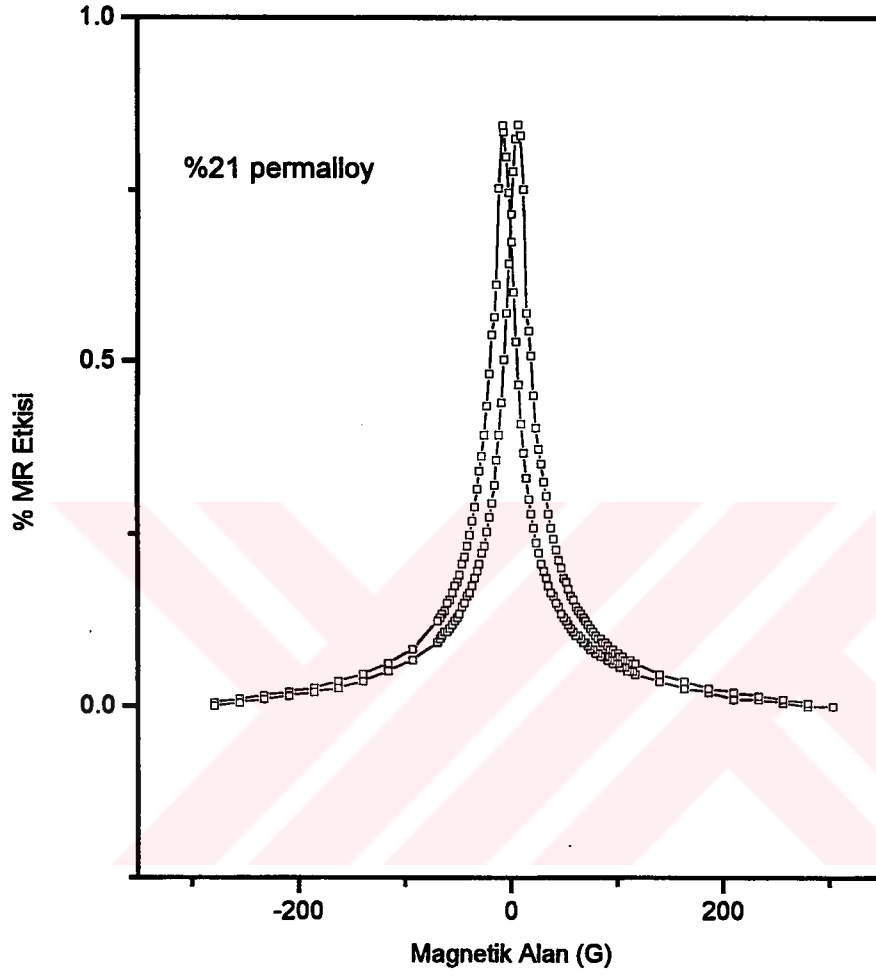
Şekil 4.24. %18 permalloy 1000 Å ince filmin anisotropik magnetodirenç eğrisi



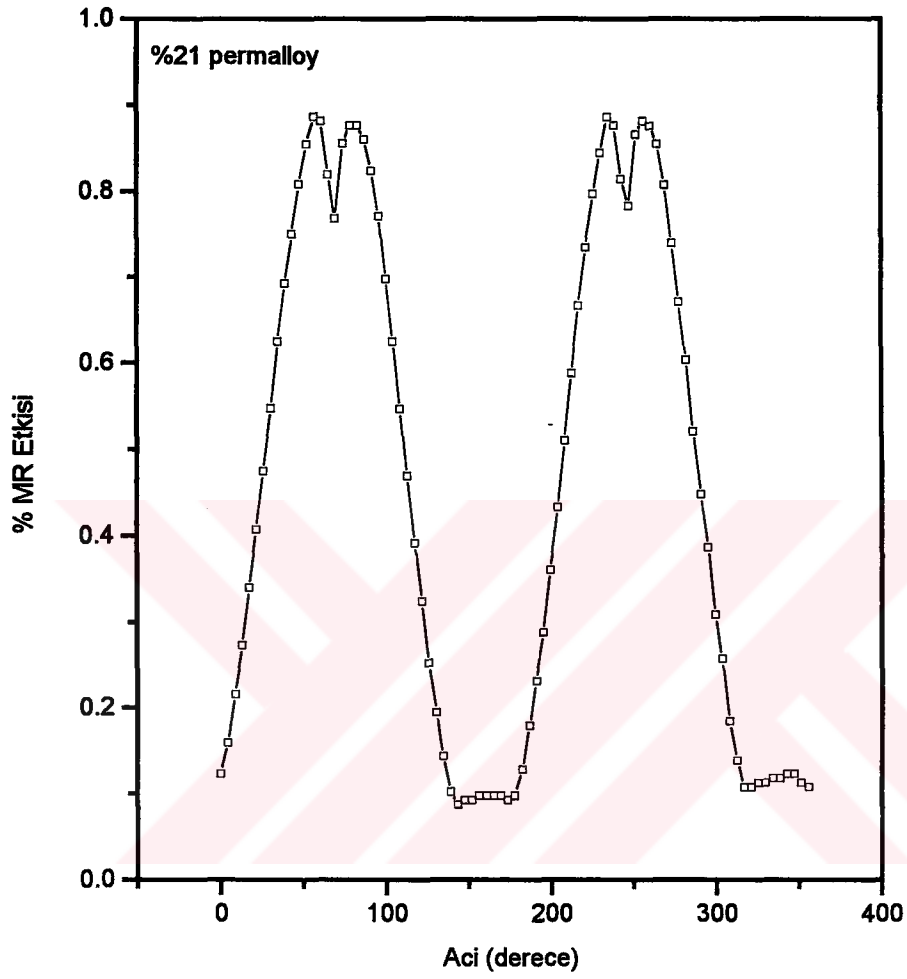
Şekil 4.25. %18 permalloy 1000 Å ince filmin sıcaklığa bağlı direnç ölçümü



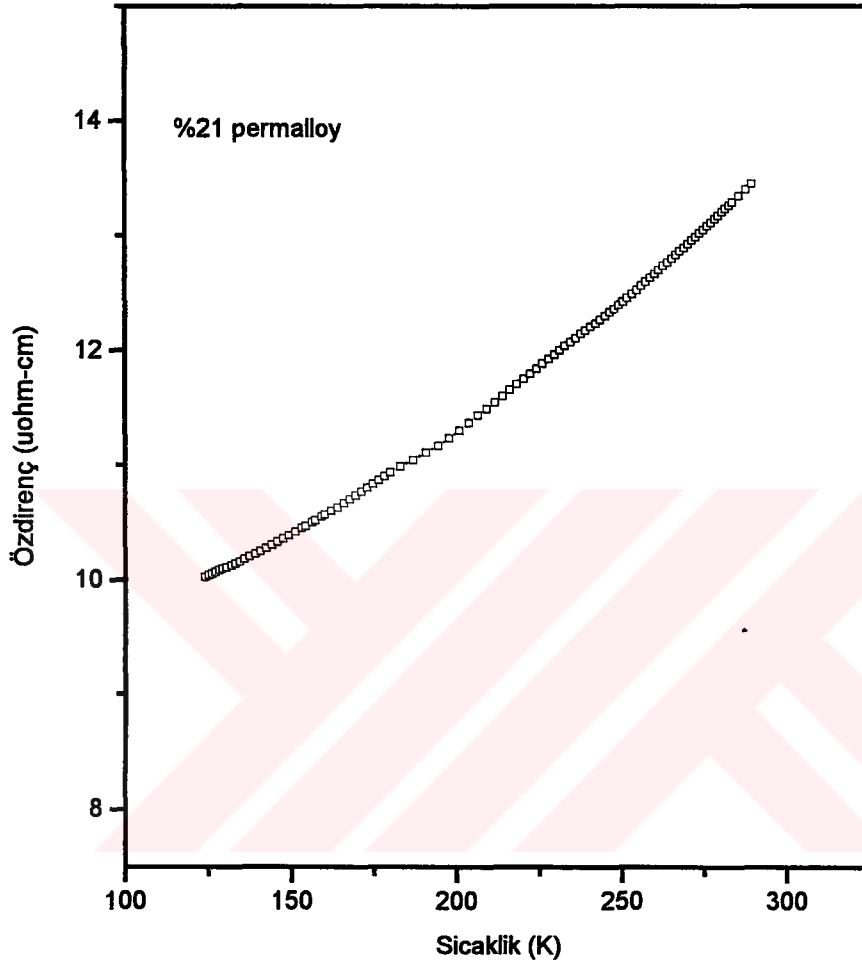
Şekil 4.26. %21 permalloy 1000 Å ince filmin magnetizasyon eğrisi



Şekil 4.27. %21 permalloy 1000 Å ince filmin magnetodirenç eğrisi



Şekil 4.28. %21 permalloy 1000 Å ince filmin anisotropik magnetodirenç eğrisi



Şekil 4.29. %21 permalloy 1000 Å ince filmin sıcaklığa bağlı direnç ölçümü

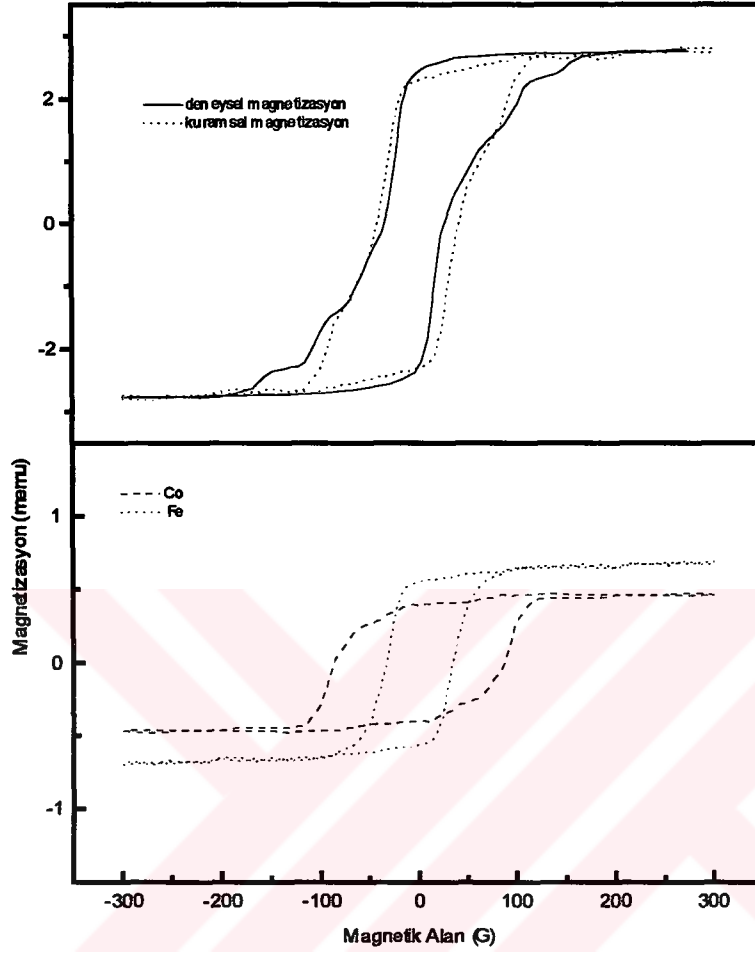
4.1. MODEL ÇALIŞMASI

Yukarıda bahsedilen basit modellerde, GMR olayını yaratan olaylardan bahsedildi ve spin polarizasyonundan yola çıkarak, katmanların magnetizasyonları aynı yönde yönelmişken ve katmanların magnetizasyonları ters olarak yönelmişken direnç değerleri bulunmaya çalışıldı.

Gerçekte magnetik malzemelerden elde edilen veriler, magnetizasyon, magnetodirenç ve ferromagnetik rezonans gibi çok temel yöntemlerden elde edilir. Bu anlamda, bir malzemenin magnetodirenç eğrisi ve magnetizasyon eğrisi arasında dikkate değer ilişkiler vardır. Çok katlı bir malzemenin ve bu malzemeyi oluşturan katmanların, magnetizasyon eğrilerinden yola çıkarak, dev magneto-direnç eğrisini hesaplamanın yolları vardır.

Bir adım daha ileri gidersek, her malzemenin kuramsal olarak magnetizasyon eğrilerini oluşturmak, bu malzemeleri çeşitli kalınlıklarda ardarda dizerek kuramsal süperörgüler oluşturup, bu süperörgülerden elde edilecek kuramsal dev magneto-direnç eğrilerini hesaplamak da olanaklıdır (Idzerda, 1994). Bu çalışmayı daha da geliştirerek, bu eğrilere anisotropik magneto-direnç katkılarını da hesaplamak olanaklıdır.

Bu çalışmada, dev magnetodirenç eğrilerinin hesaplanması için, iki temel model kullanılmıştır. Modellerden birisi x-y modeli, diğeri ise çok çekirdekli Ising modelidir.



Şekil 4.30 Fe/Ag/Co çok katlı yapısının ölçülmüş ve katmanlardan gelen katkılar hesaplanarak elde edilmiş magnetizasyon eğrileri. Altteki grafik Fe ve Co katmanların magnetizasyon eğrilerini göstermektedir.

(a) Magnetizasyonun Skala Faktörlerinin Hesabı

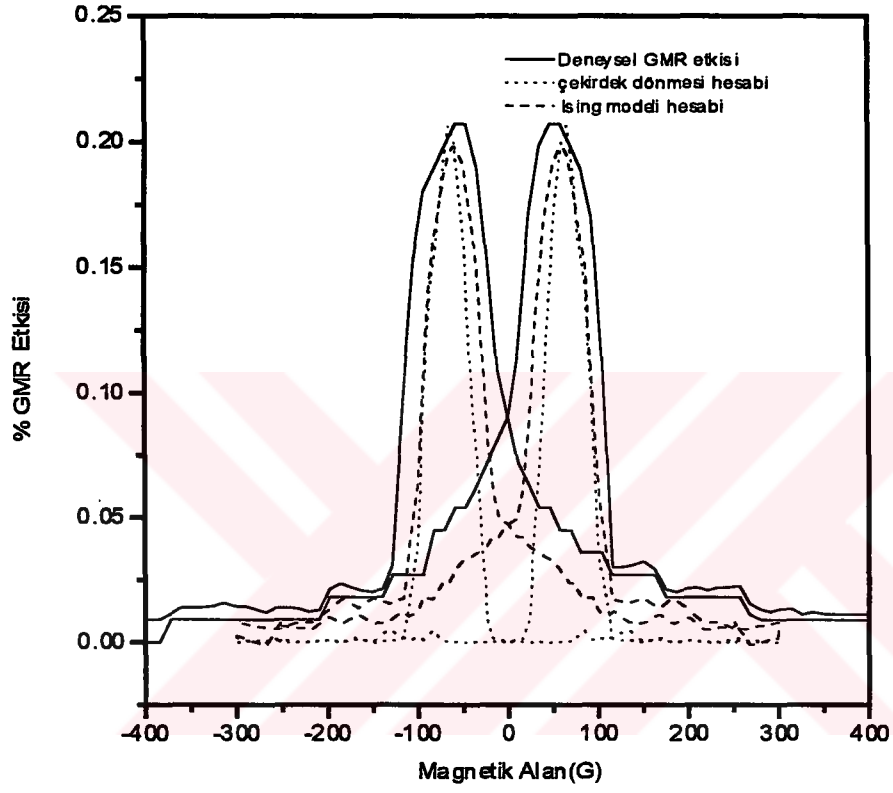
Çok katlı bir filminden alınan magnetizasyon ölçümünün, bu filmi oluşturan katmanların magnetizasyonlarının bir toplamı olduğu iyi bilinen bir olgudur. Bu sebeple elimizde Kinetik Ising modeliyle hesaplanmış, her bir katmana ait magnetizasyon eğrileri varsa, bu magnetizasyon eğrilerini belli katsayılarla çarpıp daha sonra eğrileri her bir magnetik alan değeri için üstüste toplayarak, çok katlı malzemeye ait magnetizasyon eğrisini hesaplayabiliriz (Şekil 4.30).

(b) x-y Modelini Kullanarak GMR eğrisinin hesabı

Bu modele göre, çok katlı süperörgüyü oluşturan her bir ferromagnetik katman, tek magnetik çekirdek gibi davranır. Bu çekirdeğin magnetik momenti, alan uygulanmadığı zaman filim düzlemi içerisinde herhangi bir yöne yönelmiştir. Malzemeye filim düzlemi içerisinde bir magnetik alan uygulandığı zaman, her bir katmanın magnetizasyon vektörü magnetik alanı takip etmeye çalışır. Fakat spinlerin birbirleriyle kuvvetli etkileşmesi sonucu, bu magnetizasyon vektörü alanı tam olarak takip edemez ve magnetizasyon vektörü ve uygulanan alan arasında bir θ açısı ortaya çıkar. Katmanlar farklı malzemelerden oluştuğu için bu θ açıları da farklıdır. İki ferromagnetik katmanlı bir yapıda bu açılar, θ_1 ve θ_2 olarak adlandırılır. Herhangi bir katmanın magnetik alanla yaptığı açı,

$$M_{xy}(H) = M_0 \cos[\theta(H)] \quad (4.3)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Burada M_0 ilgili katmanın doyum magnetizasyon değerini göstermektedir. Her bir katmanın magnetik alanla yaptığı açı bulunduğundan sonra, katmanların magnetizasyon vektörleri arasındaki açı da bulunabilir. Bu açılar bulunduğundan sonra MR eğrisi,



Şekil 4.31. x-y modeli ve çok çekirdekli Ising modeli ile hesaplanan MR eğrileri

$$MR_{xy}(H) = G \sin^2 \frac{\Delta\theta(H)}{2} = G \sin^2 \left(\frac{\theta_1(H) - \theta_2(H)}{2} \right) \quad (4.4)$$

formülünü kullanarak hesaplanabilir (Şekil 4.31). Buradaki G katsayısı, GMR katsayısı olarak da adlandırılır ve elde edilebilecek maksimum GMR etkisini gösterir (Dieny, 1992 , Chaiken, 1990).

(c) Çok Çekirdekli Ising Modeli ile MR Eğrisinin Hesabı

Bu modele göre, her bir magnetik katman, küçük magnetik çekirdekciklerden oluşmuştur. Her bir magnetik moment uygulanan magnetik alana paralel ve anti-paralel olacak şekilde yönlenebilir. Magnetizasyon ölçümü, temel olarak bu çekirdeklerin ne kadarının magnetik alana paralel, ne kadarının magnetik alana anti-paralel olduğunun bir ölçüsüdür.

$$M_{I \sin g}(H) = M_0 [f^\uparrow(H) - f^\downarrow(H)] \quad (4.5)$$

(Zhang ve Levy, 1992) gösterdiğine göre, eğer GMR katsayısı küçükse, çok çekirdekli Ising modelinden hesaplanan magnetodirenç,

$$MR_{I \sin g}(H) \approx G [f_1^\uparrow(H) f_2^\downarrow(H) + f_1^\downarrow(H) f_2^\uparrow(H)] \quad (4.4)$$

sonucunu verir. Bu formül sonucu hesaplanan MR eğrisi Şekil 4.31'de görülmektedir.

5. SONUÇLAR

Çeşitli tek katlı ve çok katlı magnetik ince filim yapıları oluşturuldu. Bu yapıların magnetik ve elektriksel özellikleri incelendi. Çok katlı yapılarda dev magnetodirenç ölçümleri yapıldı. Ölçüm sonuçları filmlerin öngörülen kuramsal modellere uygun olduğunu gösterdi. Film yapısını oluşturan katmanların, magnetizasyon ve magnetodirenç ölçümlerinin birbirleriyle uyum içerisinde olduğu gösterildi. Filmlerin düzlem içi ve düzlem dışı ferromagnetik rezonans ölçümleri yapıldı. Bazı açı değerlerinde ayrı katmanlardan gelen rezonans çizgileri birbiri içine geçmiş durumdaydı. Bilgisayarla bu veriler işlenerek, her bir katmana ait rezonans alan değerleri elde edildi. Daha sonra bu değerlerden faydalanarak katmanlara ait etkin magnetizasyon değerleri, düzlem içi ve düzlem dışı anisotropi sabitleri hesaplandı. Fe/Ag/Co çok katlı yapısında magnetodirenç modellemesi yapıldı. Yapılan modelleme sonucunda, yapının polikristal bir yapı gösterdiği, yapının x-y modeline göre, çok çekirdekli Ising modeli ile hesaplanan eğriye daha iyi uyum gösterdiği anlaşıldı. Yine bu yapının ferromagnetik rezonans analizlerinden demir katman için etkin magnetizasyon değeri 16.43 kG ve kobalt katman için etkin magnetizasyon değeri 13.94 kG olarak bulundu. Bu değerlerin hacimli malzemelerde görülen etkin magnetizasyon değerlerinden neden daha düşük olduğu tartışıldı. Yine bu yapıda katmanların magnetizasyonların, magnetik alan ve örnek düzlemi arasındaki açıyla nasıl değiştiği hesaplandı. Bu açı değerinin 13 dereceye kadar ulaştığı görüldü. Benzer hesaplar NiFe/Ag/CoNi çok katlı yapısı için yapıldı. NiFe katmanının etkin magnetizasyon değeri 7725 G ve CoNi katmanının etkin magnetizasyon değeri 11632 G olarak hesaplandı. NiFe/Ag/CoNi yapıda, katmanların magnetizasyon vektörlerinin birbirleriyle yaptığı açı 26 dereceye ulaştı. Permalloy ince filim yapıları incelendi. Elde edilen öz direnç değerlerinin literatüre yakın olduğu belirlendi. Beklendiği gibi örneklerin koersive alan değerleri 3-5 G civarında elde edildi.

EK-1 Magnetodirenç Okuma Programı

Ana program

```
****Tarih 7-7-1998*****/
****CENGİZ BİRLİKSEVEN****/
/* KART HPIB */
/* Program sabit sıcaklıkta çalışmak için yazılmıştır. Magnetic alan ve öz direnc değerlerini okur.*/
/* öz direnc ölçerken akım kaynağının ne kadar süre akım basacağı ve kadar süre idle kalacağını
kontrol */edebilir. bu olay bazı hassas örnekler de örneğin ısıtılmaması açısından önemlidir...*/

#define CLIP_ON 1

#include <stdio.h>
#include <conio.h>
#include <string.h>
#include <stdlib.h>
#include <dos.h>
#include <graphics.h>
#include <ctype.h>
#include <math.h>

int file_number,data_pointer=0,error;

float magnetic_field[5000], resistance[5000];
float hr_constant_current,voltage,magnet_current;
float magf,res,stp,min_resistance,max_resistance;
float max_magnet_current,min_magnet_current,magnet_current_step;
float x_axis_step,y_axis_step;
float x_max,x_min,y_max,y_min;

char init_string[30];
char disk_drive[4],*sample_name,filename[12];
char *fileextension=".HR";
char *s1=" Enter HR constant current in amps.";
char *s2=" Enter Max-Min mag.current in Amps.";
char *s3=" Enter magnet current step in Amps";

FILE *domates,*stream;
struct date meas_date;
#include "CHPIB.H"
#include "CFUNC.H"
#include "norm.h" /* common file */
#include "fileop.h" /* common file */
#include "textscr.h" /* common file */
#include "shortmod.h" /* common file */
#include "grap-hr1.h"
#include "disp-hr1.h"
#include "ieee-hr1.h"
```

```

{
char ch;
ch=tolower(toupper(kkey));
bioskey(0);
switch (ch)
{

case 'Q' : {return 1;}
case 'Y' : {change_y_axis();return 0;} /* beyivgr.h modulunde */
case 'X' : {change_x_axis();return 0;} /* beyivgr.h modulunde */
case 'P' : {make_short_pause();return 0;} /* shortmod.h modulunde */
case 'S' : {save_data_file(filename,magnetic_field,resistance);return 1;} /* fileop.h modulunde */
default :{ return 0;}
}
}

```

```

display_hr_curve()
/* bu alt program daha onceden alinmis bir datanin tekrar cizilmesinde kullanilir..*/

```

```

{
int i,key,outflag=0;
recall_data_file(filename,magnetic_field,resistance);
init_graphics2(); /* beyhrgr.h modulunde */
draw_axes(); /* beyhrgr.h modulunde */
setup_hr_menu();
for (i=1;i<=data_pointer;i++)
{magf=magnetic_field[i];
res=resistance[i];
xy_plot_point(magf,res);
}
do {
key=any_key_pressed();
if (key){outflag=check_input(key);}
}while (!outflag);
return;
}

```

```

/***** TEMEL MODULLER *****/

```

```

hr()
{
int key;
make_filename(fileextension);
yaziekrani();
show_hr_parms();
show_menu_1();
do {
key=getch();
if (key=="\0") key=getch()+0XFF;
switch (key){
case F1 : {start_measurement();return;}
case F2 : {display_hr_curve();return;}
case F3 : {increment_file_number(fileextension,38,4);break;}

```

```

        case F5 : {hr_constant_current=select_value(s1,38,5);break;}
        case F6 : {max_magnet_current=select_value(s2,38,6);
                    min_magnet_current=select_value(s2,38,7);break;}
        case F7 : {magnet_current_step=select_value(s3,38,8);break;}
        case F10 : {return;}
    }
} while (key!=ESC);
return;
}

instrument_setup()
{
    int key;
    show_instr_parms();
    show_menu_2();
    do {
        key=getch();
        if (key=='\0') key=getch()+0XFF;
        switch (key){
            case F1 : {change_delay();break;}
            case F2 : {toggle_drive();break;}
            case F3 : {strcpy(init_string,""); get_multimeter_init_string();break;}
            case F10: {return;}
        }
    } while (key!=ESC);
return;
}

void mainly()
{
    int key;
    do {
        yaziekrani();
        show_menu_3();
        key=getch();
        if (key=='\0') key=getch()+0XFF;
        switch (key){
            case F1 : {hr();break;}
            case F2 : {instrument_setup();break;}
            case F10: {key=ESC;break;}
        }
    } while (key!=ESC);
}

void init_var()
{ int i;
  struct date d;
  getdate(&d);
  meas_date=d;
  hr_constant_current=1.0e-6;
  max_magnet_current=1.0e-6;

```

```

magnet_current_step=1.0e-7;
stp=1.00000;
x_max=10;
x_min=-10;
y_max=10;
y_min=0;
for (i=0;i<5000;i++){magnetic_field[i]=0.0;resistance[i]=0.0;}
strcpy(disk_drive,"C.");
sample_name="lahana";
file_number=1;
strcpy(init_string,"FOROT5X");
}

```

```

void main()
{
init_var();
init_graphics1();
restorecrtmode();
mainly();

```

```

restorecrtmode();
closegraph();
}

```

```

/*disp-hr1.h *****/

```

```

int show_instr_parms()
{ char string1[10];
int ndig=5;
gcvt(stp,ndig,string1);
top();
gotoxy(2,2);cprintf("Multimeter used for sample = Keithley 196");
gotoxy(2,4);cprintf("Current source in use = Keithley 224");
gotoxy(2,6);cprintf("Current source delay time = ");
gotoxy(2,8);cprintf("Disk drive for data store = ");
gotoxy(33,6);cprintf(string1);
gotoxy(37,6);cprintf("seconds");
gotoxy(33,8);cprintf(disk_drive);
}

```

```

void show_hr_parms()
{
char string1[10],string2[10],string3[10];
char string4[10],string5[10],string6[10];
int ndig=2;
gcvt(hr_constant_current,ndig,string1);
/*gcvt(thickness,ndig,string2);*/
/*gcvt(geometry_factor,ndig,string3);*/
gcvt(max_magnet_current,ndig,string4);

```

```

gcvf(magnet_current_step,ndig,string6);

top();
gotoxy(15,1);cprintf("*****WRITTEN on 7//7//1998*****");
gotoxy(8,4);cprintf("sample Name      :");
gotoxy(8,5);cprintf("hr constant current(amps) :");
/*gotoxy(8,5);cprintf("thickness(angstroms)   :");*/
/*gotoxy(8,6);cprintf("geometry factor      :");*/
gotoxy(8,6);cprintf("max_magnet_current   :");
gotoxy(8,7);cprintf("min_magnet_current   :");
gotoxy(8,8);cprintf("magnet_current_step  :");
gotoxy(38,4);cprintf(filename);
gotoxy(38,5);cprintf(string1);
gotoxy(38,6);cprintf(string4);
gotoxy(38,7);cprintf(string5);
gotoxy(38,8);cprintf(string6);

}

```

```

void show_menu_1()
{
bot();
gotoxy(8,1);cprintf("F1 = start measurement");
gotoxy(8,2);cprintf("F2 = display hr curve");
gotoxy(8,3);cprintf("F3 = increment hr#");
gotoxy(8,4);cprintf("F4 = select sample name");
gotoxy(8,5);cprintf("F5 = select hr constant current");
gotoxy(48,1);cprintf("F6 = select max magnet current");
gotoxy(48,2);cprintf("F7 = select magnet current step");
/*gotoxy(48,3);cprintf("F8 = select thickness in (Angs)");*/
/*gotoxy(48,4);cprintf("F9 = select geometry factor");*/
gotoxy(48,3);cprintf("F10= return to main menu");
}

```

```

void show_menu_2()
{
bot();
gotoxy(8,1);cprintf(" F1 = Change Delay Time of I source");
gotoxy(8,2);cprintf(" F2 = Switch Disk Drive B<-->C");
gotoxy(8,3);cprintf(" F3 = Enter Multimeter Init String");
gotoxy(8,4);cprintf(" F10 = Return to Main Menu");
}

```

```

void show_menu_3()
{
top();
gotoxy(8,2);cprintf("This program makes magnetoresistance measurement");
gotoxy(8,3);cprintf("At the starting program initializes current source");
gotoxy(8,4);cprintf("and digital multimeter. Then makes the current");
}

```

```

gotoxy(8,6);cprintf("voltage on the sample and calculates the resistance");
gotoxy(8,7);cprintf("It goes down through minumum and again comes to maximum");
bot();
gotoxy(8,1);cprintf(" F1 = R VS H Field");
gotoxy(8,2);cprintf(" F2 = SETUP INSTRUMENTS");
gotoxy(8,3);cprintf(" F10 = EXIT FROM THE PROGRAM");

}

```

```

int setup_hr_menu()
{
bot();
gotoxy(5,3);printf("%s","Q>>> Quit without saving   P>>> make a pause");
gotoxy(5,4);printf("%s","S>>> Save data and quit   X>>> change X axis");
gotoxy(5,5);printf("%s","Y>>> change Y axis   RESISTANCE = ");
gotoxy(5,6);printf("%s","                Field   = ");
return 0;
}

```

/* grap-hr1.h */

```

int xy_plot_point(float a,float b)
{
/* a=magnetic field, b=resistance */

```

```

float x_skale,y_skale;
int x,y,ndig=2;
char string1[10],string2[10];

```

```

gcvt(res,ndig,string1);
gcvt(magf,ndig,string2);

```

```

/* x ekseni her pixel kac ampere. */
/* y ekseni her pixel kac volt.   */
/* pozitif ve negatifler dikkate alinir. */

```

```

x_skale=(x_max-x_min)/400.0;
y_skale=(y_max-y_min)/200.0;
x=300.+a/x_skale;
y=210.-b/y_skale+y_min/y_skale;
outtextxy(x,y,"o");
gotoxy(45,5);printf(" ");
gotoxy(45,5);printf("%1.2E",b);
gotoxy(45,6);printf(" ");
gotoxy(45,6);printf("%1.2E",a);
return 0;
}

```

```

{int i;
/* Eger okunan bir deger ekrana sigmazssa ekran bu degeri de,*/
/* gostermek icin kendisini yeniden ayarlar..*/
/* ekran ve eksenler yeniden cizilir ve Bu deger de gosterilir..*/

init_graphics2();
/* yeniden grafik ekranini sil **/
draw_axes();
/* yeniden eksenleri ciz**, draw_axes altprogrami ekrana sigmayan*/
/* bu veriyi de ekrana sigdiracak sekilde eksen degerlerini*/
/* yeniden ayarlar...*/
setup_hr_menu();
/* Grafik ekraninin altindaki menuyu tekrar yaz..*/
for (i=1;i<=data_pointer;i++)
{ magf=magnetic_field[i];
  res=resistance[i];
  if (magf<=x_max && magf>=x_min)
  { if(res<=y_max && res >=y_min)
    xy_plot_point(magf,res);
  }
}
return 0;
}

int change_x_axis()
{
/*yeni maximum ve minumum x degerlerine gore ekrani yeniden ciz..*/
state();
printf("%s", "Enter new minumum temperature :");
scanf("%f",&x_min);
state();
printf("%s", "Enter new maximum temperature :");
scanf("%f",&x_max);
state();
restorecrtmode();
rescale();
return 0;
}

int change_y_axis()
{
/* yeni maximum ve minumum y degerlerine gore ekrani yeniden duzenle..*/
state();
printf("%s", "Enter new minumum resistivity :");
scanf("%f",&y_min);
state();
printf("%s", "Enter new maximum resistivity :");
scanf("%f",&y_max);
state();
restorecrtmode();
rescale();
}

```

```

}

int init_graphics1()
{
    int gdriver = DETECT, gmode, errorcode;

    initgraph(&gdriver,&gmode,"");
    /*Bu program temel olarak egaHI modu icin yapildi..*/
    errorcode = graphresult();

    if (errorcode != grOk) /* an error occurred */
    {
        printf("Graphics error: %s\n", grapherrormsg(errorcode));
        printf("Press any key to halt:");
        getch();
        exit(1);          /* return with error code */
    }
    return 0;
}

```

```

int init_graphics2()
{
    /*Bu program temel olarak egaHI modu icin yapildi..*/
    setgraphmode(EGAHI); /******EGAHI 640-350 PIXELS *****/
    setviewport(1,1,getmaxx()-1,getmaxy()-1,CLIP_ON);
    setcolor(EGA_WHITE);
    clearviewport();

    rectangle(30,0, getmaxx()-100,getmaxy()-90);
    setfillstyle(SOLID_FILL,MAGENTA);
    floodfill(100,100,EGA_WHITE);
    return 0;
}

```

```

int draw_axes()
{int i,j;
  char str1[20];
  char str2[6],*ptr;
  float value;

  setcolor(EGA_WHITE);
  line(100,210,100,10);
  line(100,210,500,210);
  for (i=0;i<11;i++){ line(100+i*40,210-5,100+i*40,210+5);}
  for (i=0;i<6;i++){ line(100+5,10+i*40,100-5,10+i*40);}
  settextstyle(DEFAULT_FONT,HORIZ_DIR,1);
  outtextxy(200,245,"Magnetic field(Gausses)");
  settextstyle(DEFAULT_FONT,VERT_DIR,1);
  outtextxy(60,60,"Resistance(ohm)");
  .....
```

```

setcolor(EGA_WHITE);
outtextxy(200,50,"BEYTEPE H-R");
setcolor(EGA_WHITE);
settextjustify(CENTER_TEXT,CENTER_TEXT);
x_axis_step=(x_max-x_min)/10;
y_axis_step=(y_max-y_min)/5;
settextstyle(SMALL_FONT,HORIZ_DIR,1);
setusercharsize(2,3,3,3);
for (i=0;i<11;i++)
{
    value=x_min+i*x_axis_step;
    sprintf(str1,"%1.1E",value);
    outtextxy(100+i*40,230,str1);
}

for (i=0;i<6;i++)
{
    value=y_max-i*y_axis_step;
    sprintf(str1,"%1.1E",value);
    outtextxy(80,10+i*40,str1);
}
return 0;
}

```

/* ieee-hr1.h */

```

void error_handle(int error, char *routine)
{
    if ( error != NOERR)
    {
        printf("HPIB error in call to %s: %d, %s\n",routine, error,
            errstr(error));
        exit(1);
    }
}

void writeisource1(float ii)
{
    int sig=5,length;
    char destination[25],*ieeestr;
    /* ii ile gelen akim degerini al. Bu akim degerini stringe cevir. */
    /* sonra bu stringin basina "I" sonuna "X" getir ve */
    /* elde edilen bu stringi akim kaynagina yolla. */
    strcpy(destination,"I");
    gcvt(ii,sig,ieeestr);
    strcat(destination,ieeestr);
    strcat(destination,"X");
    length=strlen(destination);
    error_handle(IOOUTPUTS(719L,destination,length),"IOOUTPUTS");
    delay(500);
}

```

```

{
float vvolt;
int length;
unsigned l;
char readstring[40];
/* One shot on X formati gecerli.. */
/* Voltmetreye X komutu yolla ve stringi oku.. */
/* daha sonra bu stringi sayiya cevir.. */
length=1;
error_handle(IOOUTPUTS(710L,"X",length),"IOOUTPUTS");
length=25;
error_handle(IOENTERS(710L,readstring,&length),"IOENTERS");
vvolt=atof(readstring);
return vvolt;
}

float calculate_resistance(float vv)
{
float r;
r=fabs(vv/hr_constant_current);
return r;
}

void meas_record_show(int k)
{
magf=magnet_current*23.26;
writeisource1(magnet_current);
voltage=readdmm1();
res=calculate_resistance(voltage);
xy_plot_point(magf,res);
resistance[k]=res;
magnetic_field[k]=magf;
write_to_domates(magf,res);
}

void initgpib()
{
error_handle(IORESET(7L), "IORESET");
}

void initinstruments()
{
int length;
error_handle(IOOUTPUTS(710L,init_string,strlen(init_string)),"IOOUTPUTS");
/* 10 numarali cihaz Keithley 196 Multimetre... */
delay(2000);
length=8;
error_handle(IOOUTPUTS(719L,"V100D0F1X",length),"IOOUTPUTS");
delay(1000);
}

```

```

{
int key,length,status,outflag=0,x_factor;
char ch;
initgplib();
initinstruments();
open_domates();

x_min=-1*max_magnet_current*23.26;
x_max= max_magnet_current*23.26;
y_min=0.0;
y_max=10;
voltage=readdmm1();
res=calculate_resistance(voltage);
if (res>40.) y_max=50;
if (res>50.) y_max=60;
if (res>60.) y_max=70;
if (res>70.) y_max=80;
if (res>80.) y_max=90;
if (res>90.) y_max=100;
if (res>100) y_max=1000;
if (res>1.E3) y_max=1.E4;
if (res>1.E4) y_max=1.E5;
if (res>1.E5) y_max=1.E6;

init_graphics2();
draw_axes();
setup_hr_menu();

/* dongu basliyor..... */
magnet_current=0.0+magnet_current_step;
data_pointer=0;
do
{
data_pointer=data_pointer+1;
writeisource1(magnet_current);
delay(5000);
magnet_current=magnet_current+magnet_current_step;
key=any_key_pressed(); /* shortmod.h modulunde */
if (key){outflag=check_input(key);}
}while(!outflag && magnet_current<max_magnet_current+magnet_current_step);
delay(10000);

magnet_current=max_magnet_current;
if(!outflag)
{
do { data_pointer=data_pointer+1;
meas_record_show(data_pointer);
magnet_current=magnet_current-magnet_current_step;
key=any_key_pressed(); /* shortmod.h modulunde */
if (key){outflag=check_input(key);}
} while(!outflag && magnet_current >= min_magnet_current);
}
}

```

```

/* if the information comes that the outflag = true, ***/
/* dont process the lines inside the if statement .... ***/

if (!outflag)
{
    magnet_current=min_magnet_current;

    do { data_pointer=data_pointer+1;
        meas_record_show(data_pointer);
        magnet_current=magnet_current+magnet_current_step;
        key=any_key_pressed(); /* shortmod.h modulunde */
        if (key){outflag=check_input(key);}
    } while(!outflag && magnet_current <= max_magnet_current);
}/* endif*/

/* following lines are written for the purpose of not producing*/
/* large induction voltages... ***/
/*****/
if (magnet_current>0)
{do
    {magnet_current=magnet_current-magnet_current_step;
      writeisource1(magnet_current);
    }while(magnet_current>0);
}/*end if*/

if (magnet_current<0)
{do
    {magnet_current=magnet_current+magnet_current_step;
      writeisource1(magnet_current);
    }while(magnet_current<0);
}/*end if*/
/*****/

length=5;
error_handle(IOOUTPUTS(719L,"I0.0X",length),"IOOUTPUTS");
length=3;
error_handle(IOOUTPUTS(719L,"F0X", length),"IOOUTPUTS");
do {
    key=any_key_pressed();
    if (key){outflag=check_input(key);}
}while (!outflag);
fclose(domates);
}

/*fileop.h*/
int if_file_exists(char *filename)
{
    if ((stream = fopen(filename,"r")) == NULL )

```

```

else
{fclose(stream);
return 1;}
}

void open_domates()
{
domates=fopen("domates.txt","wt");
}

void write_to_domates(float a, float b)
{
fprintf(domates,"%10.4E\t%10.4E\n",a,b);
}

int create_write(char *filename,float *aa,float *bb)
{ int i;
stream=fopen(filename,"wt");
fprintf(stream,"maximum y value is %8.2E\n",y_max);
fprintf(stream,"minumum y value is %8.2E\n",y_min);
fprintf(stream,"maximum x value is %8.2E\n",x_max);
fprintf(stream,"minumum x value is %8.2E\n",x_min);
for (i=1;i<=data_pointer;i++)
{
fprintf(stream,"%10.4E\t%10.4E\n",aa[i],bb[i]);
}
fclose(stream);
return 0;
}

int message1(char *filename,float *aa,float *bb)
{ char ch;
state();
printf("%s\n","File exists. Do you want to overwrite it...");
ch=getch();
if(toupper(ch)=='Y') create_write(filename,aa,bb);
return 0;
}

int message2()
{
state();
printf("%s\n","File does not exists...");
getch();
return 0;
}

int save_data_file(char *filename,float *aa,float *bb)
{
int i,bool;
bool=if_file_exists(filename);

```

```

if (bool==1)
    message1(filename,aa,bb);/* want to overwrite */
else
    create_write(filename,aa,bb);
return 0;
}

```

```

int recall_data_file(char *filename,float *aa,float *bb)
{
int bool,i;
float a,b;

```

```

bool=if_file_exists(filename);
if (bool==0)
{
    message2();
    return 0;
}

```

```

else
{ stream=fopen(filename,"rt");
  for (i=1;i<5000;i++){ aa[i]=bb[i]=0.0;}
  fscanf(stream,"%f\n",&y_max);
  fscanf(stream,"%f\n",&y_min);
  fscanf(stream,"%f\n",&x_max);
  fscanf(stream,"%f\n",&x_min);

```

```

  data_pointer=0;
  while (1)
  {
    fscanf(stream,"%f%f\n",&a,&b);
    data_pointer=data_pointer+1;
    aa[data_pointer]=a;
    bb[data_pointer]=b;
    if (feof(stream)) break;
  }

```

```

fclose(stream);
} /* close of else */
return 1;
}

```

/* norm.h baslik dosyasi */

```

#ifndef __NORM_KEY__
#define __NORM_KEY__

```

```

#define ENTER 0XD
#define CR 0XD
#define SPACE 0X20
#define ESC 0X1B
#define INSERT 0X151

```

```
#define HOME 0X146
#define END 0X14E
#define PGUP 0X148
#define PGDOWN 0X150
#define LEFT 0X14A
#define RIGHT 0X14C
#define UP 0X147
#define DOWN 0X14F
#define BACKSPACE 0X8
#define TAB 0X9
#define F1 0X13A
#define F2 0X13B
#define F3 0X13C
#define F4 0X13D
#define F5 0X13E
#define F6 0X13F
#define F7 0X140
#define F8 0X141
#define F9 0X142
#define F10 0X143
#define F11 0X184
#define F12 0X185
#endif
```

```
/*shortmod.h */
```

```
void make_short_pause()
{
    state();
    printf("%s", "Press any key to continue:");
    while (!kbhit()) /* do nothing */ ;
    state();
}
```

```
int any_key_pressed()
{
    return bioskey(1);
}
```

```
void make_filename(char *aa)
{
    char string1[1];
    itoa(file_number, string1, 10);
    strcpy(filename, disk_drive);
    strcat(filename, sample_name);
    strcat(filename, aa);
    strcat(filename, string1);
}
```

```

void increment_file_number(char *aa,int xx,int yy)
{
file_number=file_number+1;
if (file_number>9) file_number=1;
make_filename(aa);
window(1,1,80,19);
gotoxy(xx,yy);cprintf("          ");
gotoxy(xx,yy);cprintf(filename);
/*xx= 24 yy= 2*/
}

```

```

void select_sample_name(char *aa,int xx,int yy)
{
query();
gotoxy(5,1);cprintf("Enter sample name (8 letters) or less");
gotoxy(45,1);cscanf("%s",sample_name);
make_filename(aa);
window(1,1,80,19);
gotoxy(xx,yy);cprintf("          ");
gotoxy(xx,yy);cprintf(filename);
/* xx= 24 yy =2*/
query();
}

```

```

void get_multimeter_init_string()
{
char str1[20];
query();
gotoxy(5,1);cprintf("Enter init. str. for multimeter");
gotoxy(5,2);cprintf("Finish with the character X");
gotoxy(48,1);cscanf("%s",str1);
strcpy(init_string,str1);
query();
}

```

```

float select_value(char *ss,int xx,int yy)
{ float aa;
char string1[10];
do {
query();
gotoxy(5,1);cprintf(ss);
gotoxy(45,1);cscanf("%s",string1);
aa=atoff(string1);
}while (!atoff(string1));
window(1,1,80,19);
gotoxy(xx,yy);cprintf("          ");
gotoxy(xx,yy);cprintf(string1);
/*xx =24 yy =4*/
query();
}

```

```
}
```

```
void change_delay()
{ char string1[2];
  query();
  gotoxy(5,1);cprintf("Enter current source delay time in seconds");
  gotoxy(50,1);cscanf("%s",string1);
  stp=atoi(string1);
  show_instr_parms();
}
```

```
void toggle_drive()
{int ptr;
 ptr=strcmpi(disk_drive,"C:");
 if (ptr==0) strcpy(disk_drive,"B:");
 else strcpy(disk_drive,"C:");
 show_instr_parms();
}
```

```
/*textscr.h*/
```

```
void cerceve(int x1, int y1, int x2, int y2)
{
  int i;
  gotoxy(x1,y1); cprintf("%c",201); gotoxy(x2,y1); cprintf("%c",187);
  gotoxy(x1,y2); cprintf("%c",200); gotoxy(x2,y2); cprintf("%c",188);
  for (i=x1+1; i<=(x2-1); ++i)
    {gotoxy(i,y1);cprintf("%c",205);
     gotoxy(i,y2);cprintf("%c",205);
    }
  for (i=y1+1; i<=(y2-1); ++i)
    {gotoxy(x1,i);cprintf("%c",186);
     gotoxy(x2,i);cprintf("%c",186);
    }
}
```

```
int top()
{ window(1,1,80,19);
  normvideo();
  textbackground(BLUE);
  textcolor(BLACK);
  clrscr();
  cerceve(1,1,79,19);
  return 0;
}
```

```
int query()
{ window(3,10,77,18);
  lowvideo();
  textbackground(BLUE);
  textcolor(BLACK);
```

```
return 0;  
}
```

```
int bot()  
{ window(1,20,80,25);  
normvideo();  
textbackground(WHITE);  
textcolor(BLACK);  
clrscr();  
return 0;  
}
```

```
int state()  
{ window(1,24,80,25);  
lowvideo();  
textbackground(WHITE);  
textcolor(BLACK);  
clrscr();  
return 0;  
}
```

```
int yaziekrani()  
{ clrscr();  
textmode(C80);  
top();  
bot();  
return 0;  
}
```

EK-2 Basit bir Stepper Motor Sürme Programı

```
#include <stdio.h>
#include <dos.h>

/* A Simple program to test the stepper motor. */
/* Program uses the paralel port */

int main(void)
{
    char ch;
    int val0=0x00;
    int val1=0x01;
    int val2=0x02;
    int val3=0x04;
    int val4=0x08;

    int port=0x3BC;
    outport(port,val0);
    delay(3000);
    getch();
    do {
        outport(port,val1);
        getch();
        printf("1 okey");
        outport(port,val0);
        getch();

        outport(port,val2);
        getch();
        printf("2 okey");
        outport(port,val0);
        getch();

        outport(port,val3);
        getch();
        printf("3 okey");
        outport(port,val0);
        getch();

        outport(port,val4);
        getch();
        printf("4 okey");
        outport(port,val0);
        ch=getch();

    } while(ch!='0');
    return 0;
}
```

A Magnetization and GMR Study on Multilayered Fe/Ag/Co Thin Film

C. BİRLİKSEVEN

*TUBİTAK UME Laboratories,
P.O.Box 21, 41470 Gebze, Kocaeli-TURKEY*

A. BEK

*Physics Department, Bilkent University,
06533, Beytepe, Ankara-TURKEY*

H. Z. DURUSOY

*Physics Department, Hacettepe University,
06532, Beytepe, Ankara-TURKEY*

Received 27.07.1999

Abstract

Single layer Fe(20Å) and Co(20Å) and multilayered Ag(20Å)/[Fe(20Å)/Ag(40Å)/Co(20Å)/Ag(40Å)]₃/Ag(20Å) films were prepared in UHV by magnetron sputtering technique onto the silicon substrates. Films were determined to have polycrystalline nature through SEM examination. Magnetization measurements were made on single and multilayer films. Due to the polycrystalline structure of the films, rounded magnetization curves were obtained. The GMR effect showed a rounded behaviour which also is an indication of the polycrystallinity of the films. The GMR effect, measured in Fe/Ag/Co multilayer structure, was analyzed with the help of magnetization behaviour of the multilayer structure and magnetization behaviour of the single layer films Fe(20Å) and Co(20Å).

1. Introduction

Since the discovery of giant magnetoresistance (GMR) effect in magnetic multilayers, materials showing GMR have attracted interest due to their importance both for a fundamental understanding of the spin-dependent electron transport mechanism and for device applications. In recent years, multilayers composed of Fe, Ni, Co and their alloys separated with very thin buffer layers like Ag, Cu or Au become a major area of interest [1-8]. Magnetic layers interact antiferromagnetically and show significantly different magnetoresistance (MR) when small fields (typically 10-100 Gauss) are applied.

These structures yield promising sensors for magnetic read-write head applications as the effect manifests at small fields at room temperature. However if the spacer layer is made thick enough, multilayers don't interact ferromagnetically or anti-ferromagnetically. Such systems are called uncoupled systems yet still show GMR effect due to the coercive field differences of the layers. It is a well known phenomena, that the total hysteresis behaviour of a multilayer structure is, to a good extent, addition of the contributions from the layers that constitute the structure. The contributions from the layers can be used to calculate the GMR effect [5]. In this study, we report magnetization, and (MR) measurements of the polycrystalline $[\text{Fe}(20\text{\AA})/\text{Ag}(40\text{\AA})/\text{Co}(20\text{\AA})] \times 3$ multilayer film. In addition we calculated the GMR effect through hysteresis loops of the layers using single domain film and multidomain film approximations.

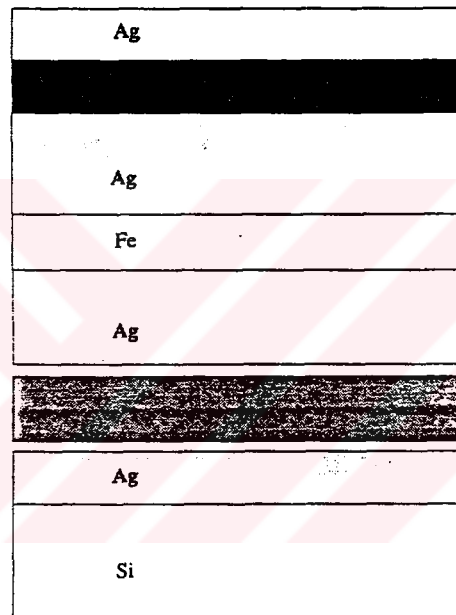


Figure 1. Cross section of the magnetic multilayer deposited on a silicon substrate.

2. Experimental Details

The films were grown on Si (100) substrates at room temperature, with a growth rate of $0.15 \text{ \AA}$ per second in UHV by DC magnetron sputtering. For the multilayer film Ag layers of $20 \text{ \AA}$ thickness were used as buffer and top layers. The Ag spacer layer was $40 \text{ \AA}$ thick to insure the absence of any magnetic interaction between layers (Fig. 1). The unit structure was repeated three times to obtain larger MR effect. Structural investigation was made by a SEM, which revealed the polycrystalline nature of the films. Grain structures of typical size $200\text{--}400 \text{ \AA}$ were observed. Magnetization measurements were taken with a sensitive vibrating sample magnetometer [9] (Lake Shore 7300). During

measurement, the magnetic field was parallel to the film surface. The rounded shape of the magnetization loops is interpreted to reflect the incomplete magnetic moment alignment of the polycrystalline film (Fig. 2). For the MR measurements, the stripe-shaped samples with dimensions of $100\ \mu\text{m} \times 3\text{mm}$ were prepared by lithography technique with current and potential leads attached to the springed contacts using silver-paint dots. The resistivity $R(H)$ of the samples in the magnetic field was measured via standart in-plane geometry with current and magnetic field being parallel to each other in the film plane.

3. Calculation

Single Domain Film Approximation

This model assumes that layers of the film are single magnetic domains. According to this model, the moments point in any direction, but they stay in film plane because of the large shape anisotropy of the films. It is assumed that the magnetization at any magnetic field value is related with the saturation magnetization value of the single domain layers. It is found that this dependence can be explained as the rotation of total magnetic moment i.e. saturation magnetization vector. Magnetization measurement of a sample gives the total magnetization along the field direction. So the angle that the total magnetic moment makes with the magnetic field can be calculated from the magnetization measurements.

$$M_{xy}(H) = M_{sat} \cos[\theta(H)].$$

Here M_{sat} denotes the magnitude of the saturation magnetization vector. As a first approximation, it can be assumed for a multilayered noninteracting structure that the magnetic moments of the layers behave in the same way as those of the separate films. Therefore, the magnetization curve of multilayer sample is simply the sum of the magnetizations of the separate Fe and Co films multiplied by an appropriate constant and the sum of the magnetization of the separate films can be fitted to the measured magnetization curve of the multilayer. Next, for the Fe(20Å) and Co(20Å) films, the angles between the magnetic moments and magnetic field can be obtained from these normalized magnetization curves. Finally, the MR of the film can be calculated by the following formula [7,8]:

$$MR_{xy}(H) = G \sin^2 \frac{\nabla\theta(H)}{2} = G \sin^2 \left(\frac{\theta_1(H) - \theta_2(H)}{2} \right),$$

where G is the GMR coefficient which is a measure of the maximum achievable MR. Here, $\nabla\theta(H)$ is the angle between the magnetic moments of separate layers. So from measured magnetization curves of the layers, the MR curve of the sample can be calculated. Figure 3 shows the result of the MR measurement and the result of the above-mentioned calculation. All y coordinates are normalized values. Normalization is needed because the measured GMR effect is dependent many other parameters, one being the measurement geometry.

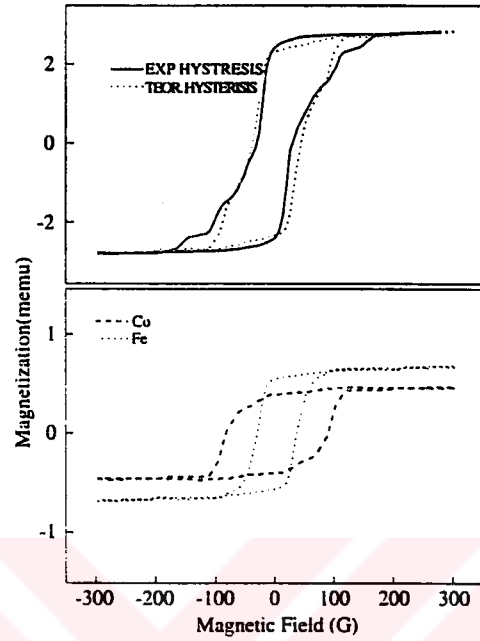


Figure 2. Room temperature magnetization measurements of $\text{Ag}(20\text{\AA})/\text{Fe}(20\text{\AA})/\text{Ag}(20\text{\AA})$, $\text{Ag}(20\text{\AA})/\text{Co}(20\text{\AA})/\text{Ag}(20\text{\AA})$ and multilayer films.

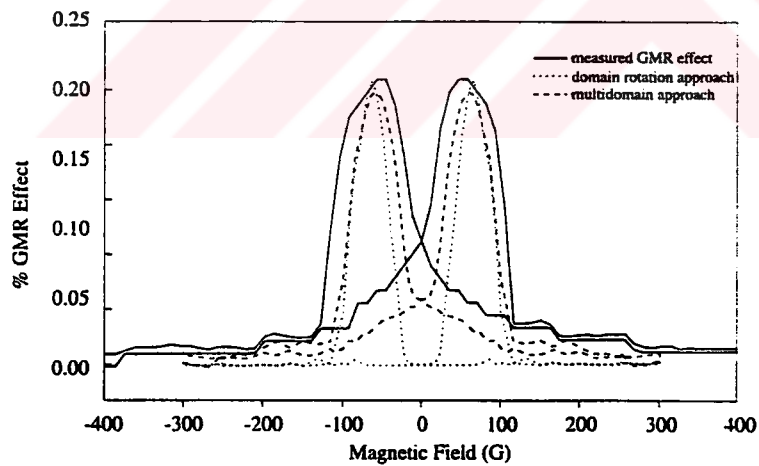


Figure 3. The result of the calculation using both both approaches. It can easily be seen that multidomain model better fits to the measured MR curve.

The Multidomain Film Approximation

According to this model each magnetic layer is composed of many, small magnetic domains. In the magnetic field each magnetic domain can only be parallel or antiparallel to the field. The magnetization measurements of a sample is only a measure of how many of the magnetic domains are parallel and how many of the magnetic domains are antiparallel to field. From the normalized magnetization curves of Fe and Co films the percent of aligned and antialigned domains can be calculated [5]: $M_{I \sin g}(H) = M_{sat} [f^\uparrow(H) - f^\downarrow(H)]$. It is shown that [7], if the GMR coefficient G is small, magnetoresistance calculation using the multidomain Ising model yields the following formula: $MR_{I \sin g}(H) \simeq G [f_1^\uparrow(H)f_2^\downarrow(H) + f_1^\downarrow(H)f_2^\uparrow(H)]$

Figure 3 shows the result of calculations using this approach. It can easily be seen that this model fits much better to the measured curve.

4. Results

We prepared the samples and measured the magnetization and MR of the films. The SEM of the films exhibited polycrystalline nature. Finally, the independent magnetization loop parameters of the layers were calculated using single domain and multidomain film approach. From those we calculated the MR behaviour. Calculated MR behaviour is in accordance with the literature [5]. In our case, films are polycrystalline and in each layer there are many grains, and in each grain there are magnetic domains minimizing the free energy of the layers. Calculations strongly supports these findings and assumptions.

Acknowledgment

This research was supported by TUBITAK through TBAG-1271.

References

- [1] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Withoit, D. Mauri, Phys. Rev. B 43 (1991) 1297.
- [2] W. R. Pratt, Jr., S. -F. Lee, J. M. Slaughter, R. Lolee, P.A. Schroeder, J. Bass, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 3060.
- [3] T. L. Hylton, K. R. Coffey, M. A. Parker, J. K. Howard, Science 261 (1993) 1021.
- [4] D. Miyauchi, S. Araki, Appl. Phys. Lett. 63 (1993) 1702.
- [5] Y. I. Idzerda, C. -T. Chen, S. F. Cheng, W. Vavra, G. A. Prinz, G. Meigs, H. -J. Lin, G. H. Ho, J. Appl. Phys. 76 (1994) 6525.
- [6] C. Cowache, B. Dieny, A. Chamberod, D. Benizri, F. Berthet, S. Auffret, L. Giacomoni, S. Nossou, Phys. Rev. B 53 (1996) 15027.

BİRLİKSEVEN, BEK, DURUSOY

- [7] B. Dieny, P. Humpert, V. S. Speriosu, S. Metin, B. A. Gurney, P. Baumgart, and H. Lefakis, Phys. Rev. B 45, 806 (1992).
- [8] A. Chaiken, G. A. Prinz, and J. J. Krebs, J. Appl. Phys. 67, 4892 (1990).
- [9] C. Birlikseven, A. R. Koymen, L. R. Tagirov, R. T. Gilmutdinov, C. Topacli, H. Z. Durusoy, B. Aktas, JMMM, V. 192, N2, p258-262, (1999).

FMR and Magnetization Study of NiFe/Ag/CoNi Trilayer Film

A. R. Koymen

University of Texas at Arlington, Arlington, Texas 76019, USA

L. R. Tagirov, R. T. Gilmudinov

Kazan State University, Kazan 420008, Tatarstan, Russian Federation

C. Topacli, C. Birlikseven, H. Z. Durusoy

Hacettepe University, Beytepe 06532, Ankara, Turkey

B. Aktas

Gebze Institute for Advanced Technologies, 41410 Cayirova-Gebze/Kocaeli, Turkey

Abstract— The polycrystalline FeNi/Ag/CoNi asymmetric trilayer films were prepared by the UHV magnetron sputtering on silicon. In plane magnetization showed double-step hysteresis loops. Magnetoresistance (MR) measurements revealed negative giant magnetoresistance effect with magnitudes in 0.15 – 0.29% range at room temperature. The saturation magnetizations and the interaction between layers were studied by ferromagnetic resonance and revealed an undistinguishably weak interlayer coupling from out-of-plane geometry of measurements. The MR data are interpreted based on incomplete domain alignment model for polycrystalline magnetic films.

Index Terms— FMR, GMR, magnetic films, magnetization

I. INTRODUCTION

There has been a great interest to investigate the magnetoresistance of multilayers composed of a Fe, Ni and Co based ferromagnets alternated with noble metals like Cu or Ag [1]–[6]. These multilayers, being the so-called *uncoupled* systems in the sense that the magnetic layers are not coupled by the conduction electron mediated exchange, nevertheless show an appreciable change of resistance up to few percent for trilayer [5], which commonly called Giant Magnetoresistance (GMR). The importance of the above systems is that they exhibit the GMR effect at small values of magnetic field (typically 5 – 50 G), which make them promising sensors for magnetic read-write head applications. In this paper we report the layer sensitive magnetization and ferromagnetic resonance (FMR) as well as resistivity studies of the polycrystalline NiFe(40Å)/Ag(60Å)/CoNi(40Å) trilayer films at room temperature.

Manuscript received October 17, 1997.

H.Z.Durusoy, 90-312-235-2551, fax 90-312-235-2550, HZD@eti.cc.hun.edu.tr.

This work was supported by the Welch Foundation and Texas Higher Education Coordinating board.

II. RESULTS

A. Sample preparation

The films were deposited by DC magnetron sputtering on Si(100) substrate at UHV system at room temperature with growing rate of about 0.2 angstroms per second. Ag layers of 30Å thickness were used as buffer and top layers. The nominal compositions of magnetic layers were Co(80%)Ni(20%) and Ni(81%)Fe(19%) for CoNi(40Å) and NiFe(40Å) layers, respectively. The Ag spacer layer was 60Å thick to ensure the absence of conduction electron mediated exchange interaction between magnetic layers. Different magnetically soft materials with relatively low saturation magnetizations were chosen to distinguish the magnetization reversal and the FMR signal from each of magnetic layers. Structural investigation revealed the polycrystalline growth of the films.

B. Magnetization

Magnetization measurements by a sensitive vibrating sample magnetometer (VSM) were made with in-plane geometry for the magnetic field. They revealed a double-step structure of the hysteresis loop shown on the upper panel of Fig. 1. The slightly rounded shape of the loop indicates the incomplete magnetic moment alignment within the layers, that is expected for our polycrystalline films. The coercitivity field of the first step is $H_{c1} \approx 3.5$ G, and the second one is $H_{c2} \approx 24.0$ G. Note that for the chosen composition of the layers (see previous paragraph) and their equal thickness, at the field sweep in the range $\pm(3.5 \div 24.0)$ G the magnetization of the trilayer is close to zero. The double-step shape of the hysteresis loop can be well described by the weighted superposition of hysteresis loops for both materials, similar to [5].

C. Magnetoresistance

The resistivity $R(H)$ of the samples in the magnetic field H was measured in standard in-plane geometry with current and magnetic field laying in the film plane being perpendicular to each other. The GMR $MR(H)$ (percents) as a function of the field has been defined as

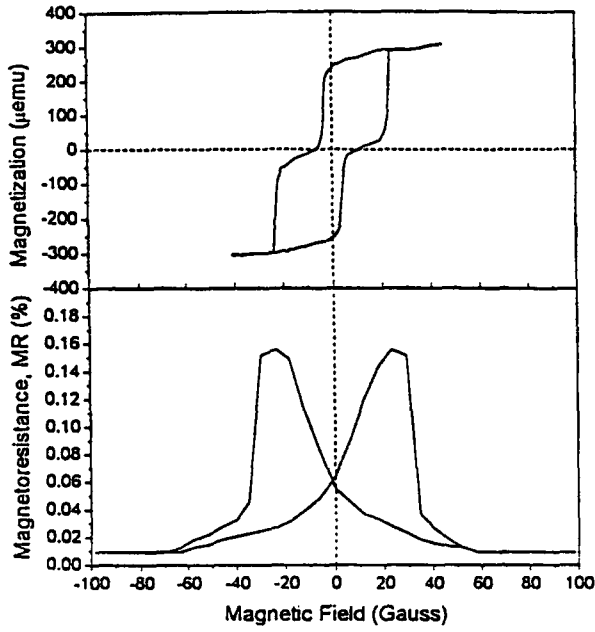


Fig. 1. VSM measured magnetization (upper panel) and magnetoresistance measurements, (lower panel) for NiFe(40Å)/Ag(60Å)/CoNi(40Å) trilayer film at room temperature.

$$MR(H) = \frac{R(H) - R(H_s)}{R(H_s)} \times 100 \quad (1)$$

where H_s is the saturation field. The results of the measurements are displayed on the lower panel of the Fig. 1. They clearly show hysteretic behavior of MR with the field for maximum values of $MR(H)$ $H_m \approx \pm 23$ G correlating closely with both films alignment field $H_{c2} \approx \pm 24$ G obtained from the magnetization measurements (upper panel). The magnitude of the $MR(H)$ results presented is about 0.16%, that is half of the magnitude found in [3] for NiFe(20Å)/Ag(40Å)/NiFe(20Å) trilayer after the heat treatment made to reach the maximum value of MR. In contrast to [3] we obtained our results on as-prepared, unannealed samples, one of them also showed $\approx 0.29\%$ magnitude of $MR(H)$. We also have made the heat treatment with our samples, according to Hylton *et al* [3], but annealing lead to decreasing of the magnitude and broadening of MR curves.

D. FMR

Ferromagnetic resonance experiments were carried out on BRUKER X-band spectrometer at 9.7 GHz at room temperature. The samples were mounted on goniometer which allowed to rotate them with minimal step 0.5 deg in out-of-plane geometry with DC magnetic field changing its angle θ_H from the film normal ($\theta_H = 0$) to the film plane ($\theta_H = 90$ deg) and AC field laying always in the film plane. The measurements showed two resonance lines (overlapped for certain angles) for every angle of DC magnetic field between the film normal and the film plane. These two lines were attributed to the FMR signals com-

ing from the magnetic layers constituting our trilayer system. We developed the computer decomposition of the FMR spectrum on two lines, the results for the angular dependence of the resonance fields for the individual lines are shown on the upper panel of the Fig. 2 by solid square and circle symbols (see the figure caption).

The FMR results are analyzed using a coordinate system in which θ is the polar angle measuring the deviation of magnetization vector M from the [001] direction. The free energy density is given by

$$E = -(M \cdot H) + (2\pi M^2 - K_n) \cos^2 \theta + E_{anis}, \quad (2)$$

which defines the effective magnetization

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M - 2K_n/M. \quad (3)$$

Here K_n is uniaxial anisotropy normal to the film plane. M is the true saturation magnetization at current temperature, E_{anis} term may include any type of magnetocrystalline anisotropy, it is set to be equal zero for our polycrystalline samples. The general ferromagnetic resonance condition [7] together with the condition for equilibrium, given by the zeros of the first angular derivatives of E with respect to the angle θ , determine the FMR resonance field H_{res} as a function of the angle θ_H . The effective magnetization $4\pi M_{eff}$ can be obtained from the fitting of the calculated curve to the experiment. The results

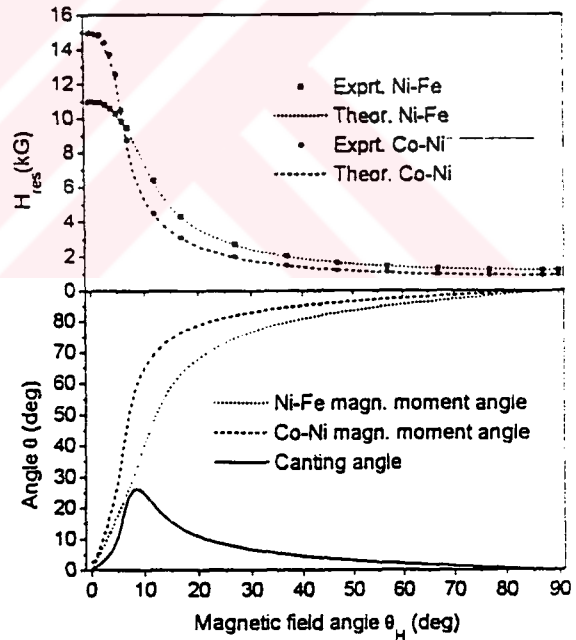


Fig. 2. FMR fields for resonance (upper panel) and layers magnetizations and canting angle (lower panel) versus angle of DC magnetic field with respect to the film normal. Upper panel: symbols show the experimental results, curves display the results of the theory. Lower panel: dashed and dotted curves show the equilibrium angles of magnetic moments with respect to the film normal, solid line gives the canting angle between magnetizations of the layers.

of the analysis are given on the upper panel of the Fig.2 by

dashed and dotted lines, they show good agreement with experimental data. We obtain the values of the effective magnetizations of the layers: $(4\pi M_{eff})_{CoNi} = 11632$ G and $(4\pi M_{eff})_{NiFe} = 7725$ G. The calculations give the possibility to determine the equilibrium magnetization angle θ for each of the layers and canting angle between the magnetizations of CoNi and NiFe layers as a function of the DC magnetic field angle θ_H . The results for the magnetizations angle are displayed on the lower panel of Fig. 2.

III. DISCUSSION

Note first of all, that we were able to separate FMR responses from both layers with good accuracy because of 3 to 7 times difference in the linewidth in the line overlapping range of angles θ_H . Then, we have performed calculations for the Fig. 2 in assumption that the magnetic layers are noninteracting. From the lower panel we can learn that in the field angle range $5 \div 20$ deg the angle between magnetizations (canting angle), which is mainly due to different demagnetization fields, reaches its maximum value ≥ 26 deg. If the appreciable magnetostatic interaction exists between canted magnetizations, then, according to our estimations, it should manifest itself by the resonances pushing at the crossing point, which occurs at the angles θ_H $5.5 \div 6$ deg apart from the film normal. As may be seen from Fig. 2 the experimental points match well with the theoretical curves, calculated for the noninteracting layers, in the whole range of θ_H angle. Thus, we may conclude that the strength of the magnetostatic fields is considerably lower than the FMR fields for resonance.

The magnetoresistance data can be qualitatively explained in the multidomain model with certain fraction of mutually opposite oriented counterpart domains in the different layers [5]. There exist two configurations for the current flow across the layers: between two domains of opposite orientation and two domains of aligned orientation of magnetizations. If the domains are larger compared

to mean spin scattering length and the spacer thickness, these two configurations will have different resistivities. Then the magnetoresistance peaks will be confined to the coercitivity field at which the magnetizations of both layers become aligned. Fig. 1 clearly confirms that physical picture. We believe that the multidomain model adequately reflects the polycrystalline nature of our samples.

ACKNOWLEDGMENTS

The research of L.R.T at Hacettepe University, Ankara is supported by TÜBİTAK within NATO-CPC AFP. C.T. and H.Z.D. acknowledge TÜBİTAK for supporting the research through TBAG-1271 and NATO-B2.

REFERENCES

- [1] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Withoit, D. Mauri, "Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers," *Phys. Rev. B*, vol. 43, pp. 1297-1306, January 1991.
- [2] W. R. Pratt, Jr., S. -F. Lee, J. M. Slaughter, R. Lolee, P. A. Schroeder, J. Bass, "Perpendicular giant magnetoresistance of Ag/Co multilayers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 66, pp. 3060-3063, June 1991.
- [3] T. L. Hylton, K. R. Coffey, M. A. Parker, J. K. Howard, "Giant magnetoresistance at low fields in discontinuous NiFe-Ag multilayer thin films," *Science*, vol. 261, pp. 1021-1024, August 1993.
- [4] D. Miyauchi, S. Araki, "Linear magnetoresistive change at zero field in Cu/Co/Cu/NiFe multilayers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 1702-1704, September 1993.
- [5] Y. I. Idzerda, C. -T. Chen, S. F. Cheng, W. Vavra, G. A. Prinz, G. Meigs, H. -J. Lin, G. H. Ho, "Multidomain and incomplete alignment effect in giant magnetoresistance trilayers," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, pp. 6525-6527, November 1994.
- [6] C. Cowache, B. Dieny, A. Chamberod, D. Benizri, F. Bertnet, S. Auffret, L. Giacomoni, S. Nossov, "Magnetic and transport properties of NiFe/Ag and Co/NiFe/Co/Ag multilayers," *Phys. Rev. B*, vol. 53, pp. 15027-15035, June 1996.
- [7] H. Suhl, "Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles," *Phys. Rev.*, vol. 55, pp. 555-557, January 1955.



ELSEVIER

Journal of Magnetism and Magnetic Materials 192 (1999) 258–262



Magnetoresistance, magnetization and FMR study of Fe/Ag/Co multilayer film

C. Birlikseven^a, C. Topaçli^{a,*}, H.Z. Durusoy^a, L.R. Tagirov^{a,1}, A.R. Koymen^b,
B. Aktas^c

^a*Faculty of Engineering, Department of Physics, Hacettepe University, Beytepe 06532, Ankara, Turkey*

^b*University of Texas at Arlington, Arlington, TX 76019, USA*

^c*Gebze Institute for Advanced Technologies, 41410 Cayirova-Gebze/Kocaeli, Turkey*

Received 10 June 1998

Abstract

The polycrystalline $[\text{Fe}/\text{Ag}/\text{Co}/\text{Ag}] \times 3$ asymmetric multilayer film was prepared by the UHV magnetron sputtering method on silicon. In-plane magnetization measurements showed structured hysteresis loops. Magnetoresistance (MR) measurements revealed giant magnetoresistance effect with magnitudes in 0.14–0.21% range at room temperature. The saturation magnetizations and the interaction between layers were studied by ferromagnetic resonance and revealed an indistinguishably weak interlayer coupling from out-of-plane geometry of measurements. The MR data are interpreted based on incomplete domain alignment model for polycrystalline magnetic films. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 75.60; 75.70

Keywords: FMR; GMR; Magnetic films; Magnetization

1. Introduction

There has been a great interest to investigate the magnetoresistance of multilayers composed of Fe-, Ni- and Co-based ferromagnets alternated with noble metals like Cu or Ag [1–6]. These multilayers, being the so-called uncoupled systems in the sense that the magnetic layers are not coupled by

the conduction electron mediated exchange, nevertheless show an appreciable change of resistance up to few percents, which are commonly called giant magnetoresistance (GMR). The importance of the above systems is that they exhibit the GMR effect at small values of magnetic field (typically 5–50 G), which make them promising sensors for magnetic read–write head applications. In this paper we report the magnetoresistance, magnetization and ferromagnetic resonance (FMR) studies of the polycrystalline $[\text{Fe}(20 \text{ Å})/\text{Ag}(40 \text{ Å})/\text{Co}(20 \text{ Å})/\text{Ag}(40 \text{ Å})] \times 3$ multilayer films at room temperature.

* Corresponding author. Tel.: +90 4 235 25 51; fax: +90 4 235 25 50.

¹ On leave from Kazan State University, Kazan 420008, Tatarstan, Russian Federation.

2. Results

2.1. Sample preparation

The films were deposited by DC magnetron sputtering method on single crystalline Si(1 0 0) substrate in a UHV system at room temperature with growing rate of about 0.15 Å/s. Ag layers of 20 Å thickness were used as buffer and top protective layers. Iron and cobalt layers were grown of 20 Å thickness, the Ag spacer layer was 40 Å thick to ensure the absence of conduction electron mediated exchange interaction between magnetic layers. Structural investigation made on the scanning electron microscope JEOL JEM-1200EX revealed the polycrystalline growth of the films with grain size ~ 300 – 400 Å.

2.2. Magnetization

Magnetization measurements by a sensitive vibrating sample magnetometer (VSM) LakeShore 7300 were made with in-plane geometry for the magnetic field. They revealed the structured hysteresis loop shown in Fig. 1a. The rounded shape of the loop indicates the incomplete magnetic moment alignment within the layers because of mosaicity of in-plane easy-axes of crystallites, that is expected for our polycrystalline films. The coercivity field of the main step is $H_{c1} \approx \pm 26$ G, which we referred to the iron layers, is markedly smaller than the coercivity field for the 50 Å thick Fe layer in Ref. [5]. There are also three visible shoulders on higher fields, the central one of them has the coercivity field $H_{c2} \approx 90$ G, which is slightly smaller than that seen in the hysteresis loop for 50 Å thick Co layer presented in Ref. [5]. We attribute those features of the hysteresis loop to the responses of the Co layers of our triply repeated Fe/Ag/Co/Ag structure. Overall view of the magnetization loop is qualitatively similar to Ref. [5] and may be explained by the weighted superposition of hysteresis loops of each of the materials.

2.3. Magnetoresistance

The stripe-shaped samples with dimensions $100 \mu\text{m} \times 3 \text{ mm}$ were prepared by lithography tech-

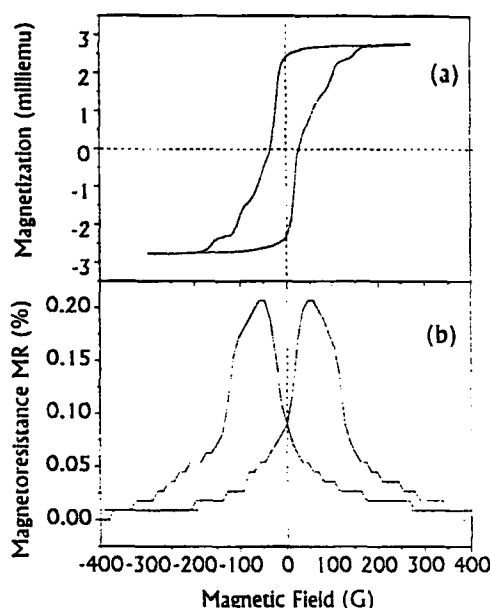


Fig. 1. VSM measured magnetization (panel (a)) and magnetoresistance $MR(H)$ measurements (panel (b)) for $[\text{Fe}(20 \text{ Å})/\text{Ag}(40 \text{ Å})/\text{Co}(20 \text{ Å})/\text{Ag}(40 \text{ Å})] \times 3$ multilayer films at room temperature. Solid curve on the panel (b) displays the MR results for unannealed sample, the dotted curve shows $MR(H)$ after annealing in $\text{Ar}(95\%)/\text{H}_2(5\%)$ atmosphere at 300°C during 10 min.

nique with current and potential leads being attached by the springed contacts via the silver paint dots. The resistivity $R(H)$ of the samples in the magnetic field H was measured in standard in-plane geometry with current and magnetic field lying in the film plane being perpendicular to each other. The GMR $MR(H)$ (percents) as a function of the field has been defined as

$$MR(H) = \frac{R(H) - R(H_s)}{R(H_s)} \times 100. \quad (1)$$

where $H_s \approx 500$ G is the saturation field. The results of the measurements are displayed on the panel (b) of Fig. 1. They clearly show hysteretic behavior of MR with the field for maximum derivative of $MR(H)$ correlating closely with $H_{c1} \approx \pm 26$ G obtained from the magnetization measurements (panel (a) of Fig. 1). The magnitude of the $MR(H)$ results presented is about 0.21% for the unannealed sample. We have made the heat

treatment with our samples, according to Hylton et al. [3], but annealing did not lead to increase of the MR magnitude (see the dashed curve on Fig. 1b and figure caption). For our long-stripe samples we expect also the contribution of anisotropic magnetoresistance (AMR) to $MR(H)$, that is why we have measured magnetoresistance with current and magnetic field being parallel to each other, but lying in the film plane. This resulted in approximately 30% reduction of $MR(H)$ with respect to the previous case when current and magnetic field were perpendicular. This reduction may be considered as the estimate of AMR effect in our samples.

2.4. FMR

Ferromagnetic resonance experiments were carried out on BRUKER-EMX X-band ESR spectrometer at $\nu = 9.79$ GHz at room temperature. The samples were mounted on a goniometer which allowed them to rotate with 1.0° step in out-of-plane geometry with DC magnetic field changing its angle θ_H from the film normal ($\theta_H = 0$) to the film plane ($\theta_H = 90^\circ$) and AC field lying always in the film plane. The measurements showed overlapped resonance lines in the main domain of measured angles, and two separate lines at angles close to the film normal. These two lines were attributed to the FMR signals coming from the Fe and Co layers constituting our multilayer system. We developed the computer procedures for the decomposition of the spectra to two lines, the results for the angular dependence of the resonance fields for the individual lines are shown on the panel (a) of Fig. 2 by solid square and opened circle symbols (see the figure caption). The linewidths for the resonance lines were: $\Delta H_{Co} \approx 587$ G and $\Delta H_{Fe} \approx 303$ G at $\theta_H = 0$, and $\Delta H_{res} \approx 101$ G for the overlapped line at $\theta_H = 90^\circ$.

The FMR results are analyzed using a coordinate system in which θ is the polar angle measuring the deviation of magnetization vector M from the film normal. The free energy density is given by

$$E = -(M \cdot H) + (2\pi M^2 - K_n) \cos^2 \theta + E_{anis}, \quad (2)$$

which defines the effective magnetization

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M - 2K_n/M. \quad (3)$$

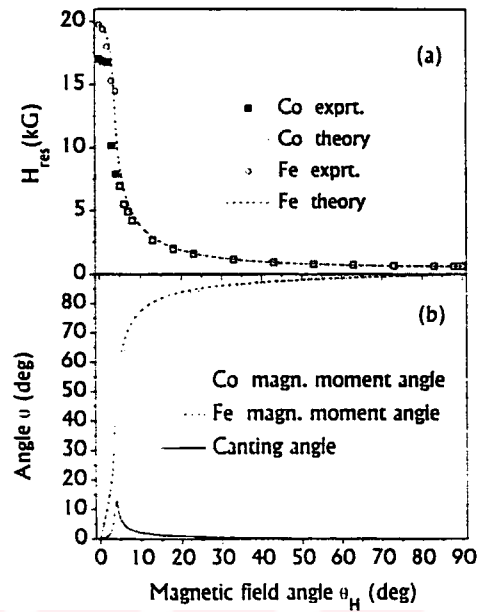


Fig. 2. FMR fields for resonance (panel (a)) and layers magnetizations and canting angles (panel (b)) versus angle of the DC magnetic field measured from the film normal. Panel (a) symbols show the experimental results, curves display the results of the theory. Panel (b) dashed and dotted curves show the equilibrium angles of magnetic moments with respect to the film normal, solid line gives the canting angle between magnetizations of Fe and Co layers.

Here K_n is uniaxial anisotropy normal to the film plane, M is the true saturation magnetization at current temperature, E_{anis} term may include any type of magneto-crystalline anisotropy, it was set to be equal to zero for our polycrystalline samples. The general ferromagnetic resonance condition [7] together with the condition for equilibrium, given by the zeros of the first angular derivatives of E with respect to the angle θ , determine the FMR resonance field H_{res} as a function of the angle θ_H . The effective magnetization $4\pi M_{eff}$ can be obtained from the fitting of the calculated curve to the experiment. The results of the analysis are given on the upper panel of Fig. 2 by dashed and dotted lines, they show good agreement with experimental data. We obtained the values of the effective magnetizations of the layers: $(4\pi M_{eff})_{Fe} = 16.43$ kG and $(4\pi M_{eff})_{Co} = 13.94$ kG. The values $(\omega/\gamma)_{Fe} \approx 3.3294$ kG and $(\omega/\gamma)_{Co} \approx 3.0767$ kG have been

obtained upon fitting ($\omega = 2\pi\nu$, γ is the gyromagnetic ratio), which correspond to spectroscopic g -factors, $g_{\text{Fe}} \approx 2.101$ and $g_{\text{Co}} \approx 2.2734$ for Fe and Co layers, respectively.

The calculations give the possibility to determine the equilibrium magnetization angle θ for each of the layers and canting angle between the magnetizations of Co and Fe layers as a function of the DC magnetic field angle θ_H . The results for the magnetization angles are displayed on the panel (b) of Fig. 2.

3. Discussion

Note first of all, that we have performed calculations as in Fig. 2 with the assumption that the magnetic layers are noninteracting. From the lower panel we can learn that in the field angle range $3\text{--}8^\circ$, the angle between magnetizations (canting angle), which is mainly due to different demagnetization fields, reaches its maximum value $\geq 13^\circ$. If an appreciable magnetostatic interaction exists between canted magnetizations, then, according to our estimations, it should manifest itself by the appearance of resonances as the maximum canting angle is reached. The experimental data on angular dependence of the resonance field do not reveal the influence of interlayer interaction. Thus, we may conclude that the strength of the magnetostatic field is considerably lower than the FMR field for resonance.

The value for $4\pi M_{\text{eff}}$ of the iron layers differs markedly from the bulk value ≈ 21.6 kG at room temperature [8], quoted in Ref. [9], but according to their measurements on the single-crystal iron films on GaAs substrate with variable Fe layer thickness d_{Fe} , upon changing d_{Fe} from 120 Å down to 16 Å, $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{Fe}}$ decreased from ≈ 17.5 to ≈ 7.5 kG. Prinz et al. [9] attributed the experimentally observed reduction of the effective magnetization to the influence of perpendicular surface anisotropy, arising at the interface with substrate. In a recent investigation of the sputtered iron films on MgO substrate [10] a decrease of the effective $4\pi M$ from near the bulk value at the thickness $d_{\text{Fe}} = 500$ Å to $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{Fe}} \approx 16.0$ kG at $d_m = 30$ Å was found. Goryunov et al. [10] (see also the review

by Heinrich and Cochran [11]) have discussed in detail possible contributions of magnetostriction and Néel [12] mechanism to the uniaxial surface anisotropy. First one comes from the strain due to the lattice mismatch between the magnetic layer and the spacer (or substrate) and was found to be insufficient to explain the observed values of perpendicular anisotropy, as the bulk magnetoelastic coefficient has been used for the quantitative estimation. The Néel mechanism attributes the surface uniaxial anisotropy to arise from the abrupt breaking of local symmetry at the interface, and was found to give correct sign and order of magnitude, if the enhancement by the interface dislocations is taken into account. Another mechanism of $4\pi M$ reduction is the roughness of interface [13]. The magnetostatic energy associated with roughness always leads to reduction of effective $4\pi M$, it can be important for our samples, because the common roughness of the sputtered films of about two monolayers is comparable with total film thickness ~ 20 Å (6–7 monolayers). It is worth to note that Eq. (5) of Ref. [13] is not appropriate for quantitative estimations in the case of ultrathin films, because it is derived for the roughness much smaller than the film thickness. According to Eq. (3) the energy of effective uniaxial anisotropy being interpreted as the surface one $K_n = K_n^s/d_{\text{Fe}}$, can be estimated as $(K_n^s)_{\text{Fe}} \approx 0.89$ erg cm $^{-2}$ at $d_{\text{Fe}} = 20$ Å, which is close to the values 0.69 and 0.81 erg cm $^{-2}$ for the Fe/Ag interfaces quoted in Table 1 of Ref. [11]. The value of g -factor $g_{\text{Fe}} \approx 2.101$ is only slightly greater than the corresponding one for the bulk iron $g_{\text{Fe}} \approx 2.09$ [8].

The value of $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{Co}} = 13.94$ kG for the cobalt layers also differs well from the bulk value $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{Co}} = 17.8$ kG [8]. In the investigation of Co films grown on MgO and Al $_2$ O $_3$ substrates [14] a substantial reduction of the saturation moment upon decreasing the film thickness in the range 350–120 Å was found. According to Ref. [11] the uniaxial perpendicular anisotropy for Co layers in Co/Au and Co/Cu superlattices contains substantial constant (bulk) contribution and a surface term proportional to $1/d_{\text{Co}}$. As our samples have the constant thickness of Co layers, we restrict our estimation only by quoting the value of $(K_n)_{\text{Co}} \approx 2.7 \times 10^6$ erg cm $^{-2}$. The value of g -factor $g_{\text{Co}} \approx 2.2734$ lies

well beyond the quoted value $g \approx 2.18$ for bulk hcp Co [8]. In a recent investigation of Co/Cr multilayers [15] with Co layers thicknesses t_{Co} around 20 Å the monotonous increase of g -factor value from $g_{\text{Co}} \approx 2.20$ at $t_{\text{Co}} = 34$ Å to $g_{\text{Co}} \approx 2.26$ at $t_{\text{Co}} = 12$ Å have been observed, which correlates with our observation of increased g -factor value for the thin Co film ($t_{\text{Co}} \approx 20$ Å) with respect to the bulk value.

The magnetoresistance data can be qualitatively explained in the multidomain model with the existence of certain fraction of mutually oppositely oriented, counterpart domains in different layers [5]. There exist two configurations for the current flow across the layers: between two domains of opposite orientation and two domains of aligned orientation of magnetizations. If the domains are larger compared to mean spin scattering length and the spacer thickness, these two configurations will have essentially different resistivities. Then the magnetoresistance rises and drops will be confined to the coercivity fields at which the magnetizations of the layers experience reversal. Fig. 1 clearly confirms that physical picture: the maxima of the MR curve for the unannealed sample correspond to the magnetization reversal paths for the Fe layer magnetization. Moreover on the $\text{MR}(H)$ curves, there clearly are the shoulder-like features, which we attribute to the reversal fields for the Co layers. We believe that the multidomain model adequately reflects the polycrystalline nature of our samples.

Acknowledgements

This work was supported by the Welch Foundation and Texas Higher Education Coordinating

board. The research of L.R.T. at Hacettepe University, Ankara is supported by TÜBİTAK within NATO-CPC AFP. C.T. and H.Z.D. acknowledge TÜBİTAK for supporting the research through TBAG-1271 and NATO-B2.

References

- [1] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Withoit, D. Mauri, *Phys. Rev. B* 43 (1991) 1297.
- [2] W.R. Pratt Jr., S.-F. Lee, J.M. Slaughter, R. Lolee, P.A. Schroeder, J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 3060.
- [3] T.L. Hylton, K.R. Coffey, M.A. Parker, J.K. Howard, *Science* 261 (1993) 1021.
- [4] D. Miyauchi, S. Araki, *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993) 1702.
- [5] Y.I. Idzerda, C.-T. Chen, S.F. Cheng, W. Vavra, G.A. Prinz, G. Meigs, H.-J. Lin, G.H. Ho, *J. Appl. Phys.* 76 (1994) 6525.
- [6] C. Cowache, B. Dieny, A. Chamberod, D. Benizri, F. Berthet, S. Auffret, L. Giacomoni, S. Nossov, *Phys. Rev. B* 53 (1996) 15027.
- [7] H. Suhl, *Phys. Rev.* 55 (1955) 555.
- [8] Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Landolt-Börnstein, New Series, vol. III, 19a, Springer, Heidelberg, 1986.
- [9] G.A. Prinz, G.T. Rado, J.J. Krebs, *J. Appl. Phys.* 53 (1982) 2087.
- [10] Yu.V. Goryunov, N.N. Garifyanov, G.G. Khaliullin, I.A. Garifullin, L.R. Tagirov, F. Schreiber, Th. Mühge, H. Zabel, *Phys. Rev. B* 52 (1995) 13450.
- [11] B. Heinrich, J.F. Cochran, *Adv. Phys.* 42 (1993) 523.
- [12] L. Néel, *J. Phys. Radiat.* 15 (1954) 376.
- [13] C. Chappert, P. Bruno, *J. Appl. Phys.* 64 (1988) 5736.
- [14] Yu.V. Goryunov, G.G. Khaliullin, I.A. Garifullin, L.R. Tagirov, F. Schreiber, P. Bödeker, Ch. Morawe, Th. Mühge, H. Zabel, *J. Appl. Phys.* 76 (1994) 6096.
- [15] F. Schreiber, Z. Frait, Th. Zeidler, N. Metoki, W. Donner, H. Zabel, *J. Phys. Rev. B* 51 (1995) 2920.



ELSEVIER

Journal of Magnetism and Magnetic Materials 202 (1999) 342–348

Journal of
Magnetism
and
Mmagnetic
materials

www.elsevier.com/locate/jmmm

Layer-sensitive magnetization, magnetoresistance and ferromagnetic resonance (FMR) study of NiFe/Ag/CoNi trilayer film

C. Birlikseven^a, C. Topaçlı^a, H.Z. Durusoy^{a,*}, L.R. Tagirov^{a,1}, A.R. Koymen^b,
B. Aktas^c

^aDepartment of Physical Engineering, Hacettepe University, Beytepe 06532, Ankara, Turkey

^bUniversity of Texas at Arlington, Arlington, TX 76019, USA

^cGebze Institute for Advanced Technologies, 41410 Cayirova-Gebze/Kocaeli, Turkey

Received 24 July 1998; received in revised form 9 April 1999

Abstract

We present the layer-sensitive magnetization, magnetoresistance and ferromagnetic resonance (FMR) measurements for the polycrystalline FeNi/Ag/CoNi asymmetric trilayer films at room temperature. The samples were prepared by the UHV magnetron sputtering on silicon. In-plane magnetization measurements showed double-step hysteresis loops. Magnetoresistance (MR) measurements revealed giant magnetoresistance (GMR) effect with magnitudes in 0.15–0.43% range at room temperature. The saturation magnetizations and the interaction between layers were studied by ferromagnetic resonance and revealed an undistinguishably weak interlayer coupling from out-of-plane geometry of measurements. The MR data are interpreted based on incomplete domain alignment model for polycrystalline magnetic films. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: FMR; GMR; Magnetic films; Magnetization

1. Introduction

There has been a great interest to investigate the magnetoresistance of multilayers composed of a Fe, Ni and Co based ferromagnets alternated with noble metals like Cu or Ag [1–6]. These multilayers, being the so-called *un-coupled* systems in the sense that the magnetic layers are not coupled by

the conduction electron mediated exchange, nevertheless show an appreciable change of resistance up to few percent for trilayer [5], which is commonly called giant magnetoresistance (GMR). The importance of the above systems is that they exhibit the GMR effect at small values of magnetic field (typically 5–50 G), which make them promising sensors for magnetic read–write head applications. In this paper we report the layer-sensitive ferromagnetic resonance (FMR), magnetization and resistivity studies of the polycrystalline NiFe(40 Å)/Ag(60 Å)/CoNi(40 Å) spin-value-type trilayer films at room temperature. The special emphasis is paid

*Corresponding author.

¹On leave from Kazan State University, Kazan 420008, Tatarstan, Russian Federation.

to FMR as an ultra-high sensitivity technique for establishing the directions of easy and hard axes as well as anisotropy fields. It is also suitable in probing the interaction between ferromagnetic layers by resonances pushing phenomena at crossing point, where the resonance fields of isolated layers coincide.

2. Sample preparation

The films were deposited by DC magnetron sputtering on Si(100) substrate at UHV system at room temperature with growing rate of about 0.2 Å/s. Ag layers of 30 Å thickness were used as buffer and top layers. The nominal compositions of magnetic layers were Co(80%)Ni(20%) and Ni(81%)Fe(19%) for CoNi(40 Å) and NiFe(40 Å) layers, respectively. The Ag spacer layer was 60 Å thick to ensure the absence of conduction electron mediated exchange interaction between magnetic layers. Different magnetically soft materials with relatively low-saturation magnetizations were chosen to distinguish the magnetization reversal and the FMR signal from each of magnetic layers. Structural investigation made on the scanning electron microscope (SEM) JEOL JEM-1200EX revealed the polycrystalline growth of the films with grain size $\sim 300\text{--}400$ Å.

3. Results

3.1. FMR

Ferromagnetic resonance experiments were carried out on BRUKER-EMX X-band spectrometer at 9.7 GHz at room temperature. 13" electromagnet of the spectrometer could sweep the magnetic field up to 23 kG. The samples were mounted on the goniometer, which allowed to rotate them with the step 1.0° in the in-plane geometry with DC magnetic field rotating over the full range of azimuth angle ϕ_H in the film plane, and in the out-of-plane geometry with DC magnetic field changing its angle θ_H from the film normal ($\theta_H = 0$) to the film plane ($\theta_H = 90^\circ$). AC field always being laid in the film plane.

3.1.1. In-plane geometry measurements

The in-plane geometry measurements showed two resonance lines for every angle of DC magnetic field rotating in the film plane. These two lines were attributed to the FMR signals coming from the magnetic layers constituting our trilayer system: low-field signal — to CoNi layer and high-field signal — to the NiFe layer (see details in the next subsection). The resonance fields and the linewidths of the spectra were determined by computer simulation, both lines showed angular dependence of the field for resonance, which corresponds to the two-fold in-plane anisotropy. The results are displayed on the panel (a) of Fig. 1 for the NiFe layer and panel (b) for the CoNi layer, respectively. They show that the easy axes of the layers are turned on $\sim 30^\circ$ with respect to each other. The linewidths exhibited weak angular dependence with values lying in the range $\sim 91\text{--}114$ G for the CoNi layer signal and in the range $\sim 54\text{--}57$ G for the NiFe layer signal.

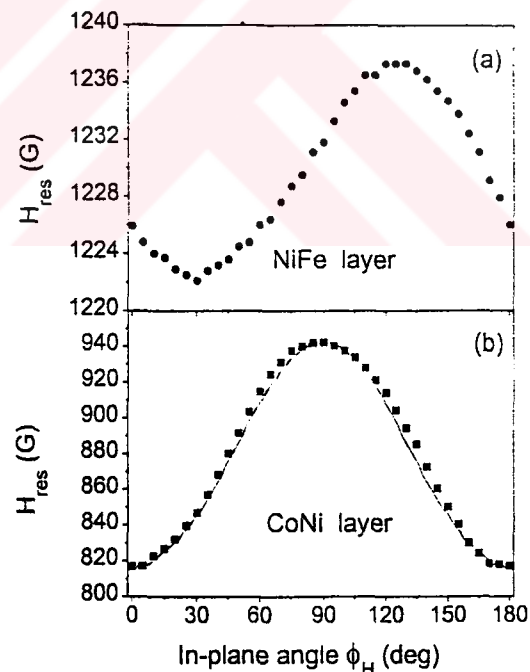


Fig. 1. The in-plane geometry FMR fields for resonance for the NiFe layer (panel (a)) and CoNi layer (panel (b)). Solid curve on the panel (b) is the result of fitting.

3.1.2. Out-of-plane geometry measurements

The out-of-plane measurements also showed two resonance lines (overlapped for certain angles) for every angle of DC magnetic field between the film normal and the in-plane easy axis for the CoNi layer. We developed the computer decomposition of the FMR spectrum on two lines, the results for the angular dependence of the linewidths and resonance fields for the individual lines are shown on

the panel (a) and panel (b) of Fig. 2, respectively. From the magnitude of the resonance field for low-field signal (about 7.7 kG) at $\theta_H = 0$ and much smaller anisotropy of both the field for resonance and the in-plane linewidth of this signal was referred to the NiFe (permalloy) layer.

3.1.3. Analysis of FMR measurements

The FMR results for the resonance field are analyzed using a coordinate system in which θ is the polar angle measuring the deviation of magnetization vector M from the film normal, azimuth angle ϕ is measured from the easy-axis direction for the magnetization in the film plane. The free energy density is given by

$$E = -(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}) + (2\pi M^2 - K_u) \cos^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi \quad (1)$$

which defines the effective magnetization

$$4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M - 2K_u/M, \quad (2)$$

where K_u is the constant of uniaxial anisotropy normal to the film plane. M is the true saturation magnetization at current temperature. K_2 is the constant of magneto-crystalline anisotropy. The general ferromagnetic resonance condition [7]

$$\omega = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

together with the condition for equilibrium, given by the zeros of the first angular derivatives of E with respect to the angles θ and ϕ , determine the FMR resonance field H_{res} as a function of DC magnetic field angles θ_H and ϕ_H . In Eq. (3) ω is the microwave frequency of a spectrometer, γ is the gyromagnetic ratio. Using Eqs. (1)–(3) we obtain the following set of equations for the in-plane geometry of the experiment:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \{ H_{\text{in}} \cos(\phi - \phi_H) + 4\pi M_{\text{eff}} + H_{A2} [1 - \cos(2\phi)] \} \times \{ H_{\text{in}} \cos(\phi - \phi_H) + 2H_{A2} \cos(2\phi) \}, \quad (4)$$

$$H_{\text{in}} \sin(\phi - \phi_H) + H_{A2} \sin(2\phi) = 0 \quad (5)$$

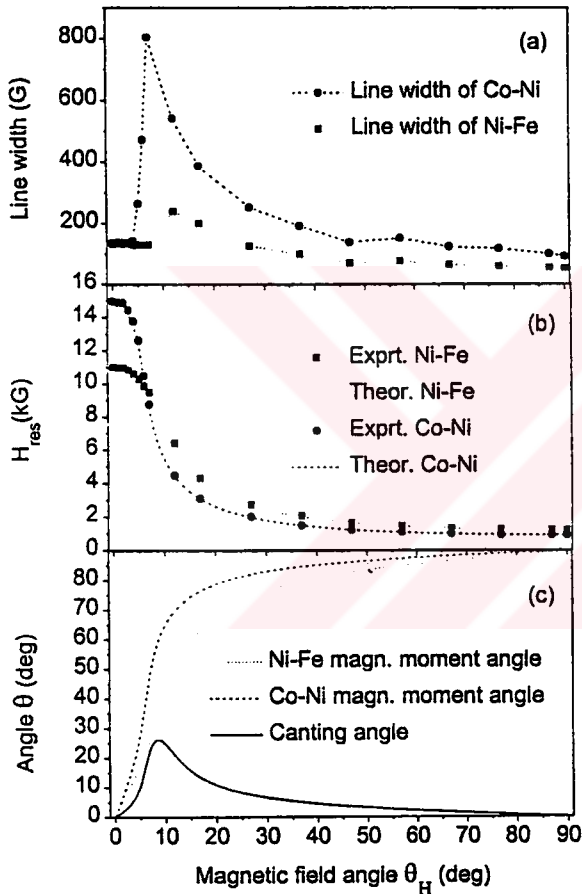


Fig. 2. FMR linewidths (panel (a)), fields for resonance (panel (b)) and layers magnetizations angles and canting angle (panel (c)) versus angle of DC magnetic field with respect to the film normal. Panel (a): symbols show the experimental results for the linewidths, straight lines connect experimental points. Panel (b): symbols show the experimental results for the resonance fields, curves display the results of the fitting. Panel (c): dashed and dotted curves show the equilibrium angles of magnetic moments with respect to the film normal, solid line gives the canting angle between magnetizations of the layers.

and for the out-of-plane geometry of the experiment

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \{H_{\text{out}} \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos(2\theta)\} \times \{H_{\text{out}} \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos^2\theta + 2H_{A2}\}, \quad (6)$$

$$H_{\text{out}} \sin(\theta - \theta_H) - 2\pi M_{\text{eff}} \sin(2\theta) = 0. \quad (7)$$

The anisotropy field $H_{A2} = K_2/M$, the effective magnetization M_{eff} and $(\omega/\gamma)^2$ have to be found from the simultaneous fitting of in-plane and out-of-plane angular dependencies of the resonance fields for every layer to the experimental data. The results of the full fitting for CoNi layer and the fitting of the out-of-plane data for NiFe layer are given on the panels (b) of Fig. 1 and panel (b) of Fig. 2 (see the figure captions for details), they show good agreement with experimental data. We obtained the values of the following parameters for the layers: $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{CoNi}} \simeq 11.668$ kG, $(\omega/\gamma)_{\text{CoNi}} \simeq 3.318$ kG, $(g_{\text{CoNi}} \simeq 2.108)$ and $(H_{A2})_{\text{CoNi}} \simeq 32.5$ G; $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{NiFe}} = 7.736$ kG, $(\omega/\gamma)_{\text{NiFe}} = 3.245$ kG ($g_{\text{NiFe}} \simeq 2.153$). The anisotropy field for the NiFe layer is very small (see panel (a) of Fig. 1), it does not influence the out-of-plane angular dependence of the resonance field within the experimental errors, but can be found with good accuracy from the formula for the difference between the in-plane resonance fields in hard and easy directions, which can be derived from Eqs. (4) and (5):

$$(H_{\text{in}})_{\text{hard}} - (H_{\text{in}})_{\text{easy}} \simeq H_{A2} \{3 + 2\pi M_{\text{eff}} / \sqrt{(2\pi M_{\text{eff}})^2 + (\omega/\gamma)^2}\}. \quad (8)$$

Using the experimental value $[(H_{\text{in}})_{\text{hard}} - (H_{\text{in}})_{\text{easy}}]_{\text{NiFe}} \simeq 15.2$ G from the panel (a) of Fig. 1 we can find from Eq. (8) $(H_{A2})_{\text{NiFe}} \simeq 4.04$ G.

The calculations give the possibility to determine the equilibrium magnetization angle θ for each of the layers and canting angle between the magnetizations of CoNi and NiFe layers as a function of the DC magnetic field angle θ_H . The results for the magnetization angles are displayed on the panel (c) of Fig. 2.

3.2. Magnetization

Magnetization measurements by a sensitive vibrating sample magnetometer (VSM) LakeShore 7300 were made with in-plane geometry for the magnetic field with DC magnetic field being applied along the NiFe easy-axis direction. They revealed a double-step structure of the hysteresis loop shown on the panel (a) of Fig. 3. The slightly rounded shape of the loop indicates the incomplete magnetic moment alignment within the layers, that is expected for our polycrystalline films. The coercive field of the first step is $H_{c1} \simeq 3.7$ G, and the coercive field of the second one is $H_{c2} \simeq 24.0$ G, which is markedly smaller than is expected from FMR because of 30° turn of CoNi easy axis (see Section 3.1.1) against the direction of measuring field. We refer these fields to NiFe and CoNi layers, respectively. Note that for the chosen composition of the layers and their equal thickness, at the field sweep in the range $\pm (3.7 - 24.0)$ G the magnetization of the trilayer is close to zero. The double-step shape of the hysteresis loop can be well described by the weighed superposition of hysteresis loops for both materials, similar to Idzerda et al. [5].

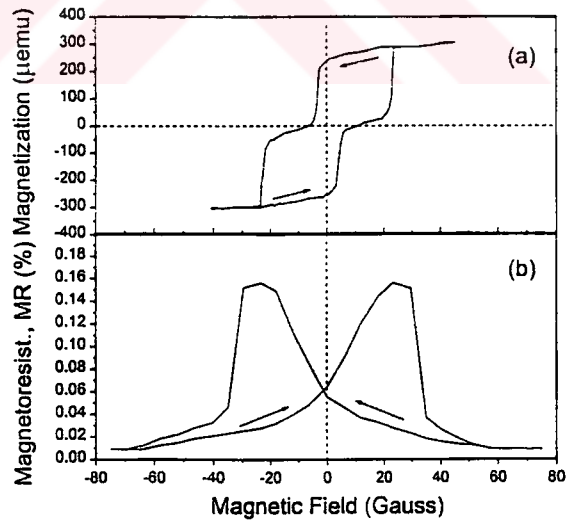


Fig. 3. VSM measured magnetization (panel (a)) and magnetoresistance measurements (panel (b)) for NiFe(40 Å)/Ag(60 Å)/CoNi(40 Å) trilayer film at room temperature.

3.3. Magnetoresistance

The samples for the magnetoresistance measurements have been prepared by lithography technique. They were strips of $100\text{ }\mu\text{m} \times 4\text{ mm}$ size with contacts attached by the springed contacts via the silver paste dots. The resistivity $R(H)$ of the samples in the magnetic field H was measured in standard in-plane geometry with current and magnetic field lying in the film plane being perpendicular to each other. The $MR(H)$ (percents) as a function of the field has been defined as

$$MR(H) = \frac{R(H) - R(H_s)}{R(H_s)} \times 100, \quad (9)$$

where H_s is the saturation field. The results of the measurements are displayed on panel (b) of Fig. 3. They clearly show hysteretic behavior of MR with the field for maximum values of $MR(H)H_m \simeq \pm 23\text{ G}$. The MR raisings and drops correlate with magnetization reversal fields of NiFe and CoNi films that follow from the FMR measurements. The typical magnitude of the $MR(H)$ results presented is about 0.16%, that is half of the magnitude found in [3] for NiFe(20 Å)/Ag(40 Å)/NiFe(20 Å) trilayer after the heat treatment made to reach the maximum value of MR. In contrast to Hylton et al. [3] we obtained our results on as-prepared, unannealed samples, one of them also showed $\simeq 0.43\%$ magnitude of $MR(H)$. We have also made the heat treatment with our samples, according to Hylton et al. [3], but

annealing leads to decreasing of the magnitude and broadening of MR curves.

To avoid confusing with anisotropic magnetoresistance (AMR) effect, which should also take place in our long-strip samples, we have measured the angular dependence of magnetoresistance, rotating the DC magnetic field in the film plane. The angle is measured from the direction of current in the strip. The polar plot for the angular dependence of the maximum MR value is displayed in Fig. 4. The magnitude of anisotropy reveals the contribution of AMR to the measured magnetoresistance.

4. Discussion

Note first of all, that we were able to separate FMR responses from both layers with good accuracy because of 3 to 7 times difference in the linewidths in the line overlapping range of angles θ_H (see panel (a) of Fig. 2). Following the analysis of Goryunov et al. [8] we may assume that the linewidth consists of three contributions: one is intrinsic, second is due to lattice defects and third is due to mosaicity of the samples investigated. According to the analysis of that paper made for the iron film, the intrinsic contribution to the linewidth is small and does not exceed 10 G, the contribution due to lattice defects is almost angle-independent, but the contribution due to mosaicity may be of few hundred gauss, it is strongly angular dependent and the maxima in the angular dependence of that contribution are confined to the angles, at which the angular derivative of the resonance field reaches maxima [9]. Panel (a) of Fig. 2 clearly demonstrates the behavior which corresponds to the dominance of mosaicity broadening of the FMR resonance line.

Next, we have performed calculations of the angular dependence of the resonance fields for Fig. 2 with the assumption that the magnetic layers are noninteracting. From panel (c) we can learn that in the field angle range $5\text{--}20^\circ$ the angle between magnetizations (canting angle), which is mainly due to different demagnetization fields, reaches its maximum value $\geq 26^\circ$. If the appreciable magnetostatic interaction exists between canted magnetizations, then, according to our estimations, it should manifest

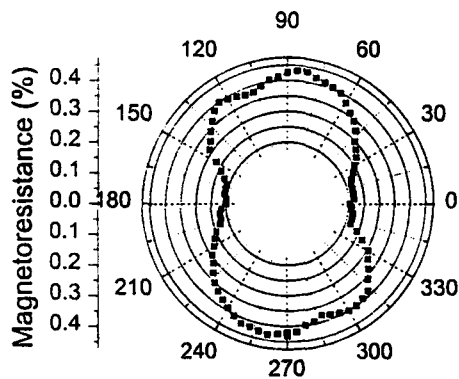


Fig. 4. The polar plot of the in-plane angular dependence of magnetoresistance maxima.

itself by the resonances pushing at the crossing point, which occurs at the angles $\theta_H \sim 5.5\text{--}6^\circ$ apart from the film normal. As may be seen from Fig. 2b, the experimental points match well with the theoretical curves, calculated for the noninteracting layers, in the whole range of θ_H angle. Thus, we may conclude that the strength of the magnetostatic fields is considerably lower than the FMR fields for resonance.

The value for $4\pi M_{\text{eff}}$ of the NiFe (permalloy) layer differs markedly from the bulk value ≈ 10.25 kG at room temperature quoted in Ref. [10], but according to their measurements on permalloy/carbon multilayers with variable permalloy layers thickness $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{NiFe}}$ varies from near the bulk value at permalloy layer thickness $d_{\text{Py}} = 300$ Å to $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{NiFe}} \approx 6$ kG at $d_{\text{Py}} = 50$ Å. The authors attributed the experimentally observed reduction of the effective magnetization to the influence of perpendicular surface anisotropy, arising at the interface with substrate. In a recent investigation of the sputtered iron films on MgO substrate [8] a decrease of the effective $4\pi M$ from near the bulk value at the thickness $d_{\text{Fe}} = 500$ Å to $(4\pi M_{\text{eff}})_{\text{Fe}} \approx 16.0$ kG at $d_{\text{m}} = 30$ Å was found. They have discussed in detail (see also the review by Heinrich and Cochran [11]) possible contributions of magnetostriction and Néel [12] mechanisms to the uniaxial surface anisotropy. Magnetostriction contribution arises from the strain due to the lattice mismatch between the magnetic layer and the spacer (or substrate) and was found to be insufficient to explain the observed values of perpendicular anisotropy, as the bulk magnetoelastic coefficient has been used for the quantitative estimation. The Néel mechanism attributes the surface uniaxial anisotropy to arise from the abrupt breaking of local symmetry at the interface, and was found to give correct sign and order of magnitude, if the enhancement by the interface dislocations is taken into account. Another mechanism of $4\pi M$ reduction is the roughness of the interface [13]. The magnetostatic energy associated with roughness always leads to reduction of effective $4\pi M$, it can be important for our samples, because the common roughness of the room temperature sputtered films is about two monolayers, which is a marked portion of the total ($\sim 14\text{--}20$ monolayers) films thickness in our case.

The value of spectroscopic g -factor $g_{\text{NiFe}} \approx 2.15$ lies well beyond the quoted value $g \approx 2.09$ for thick permalloy films [14]. In a recent investigation of Co/Cr multilayers [15] the monotonic increase of g -factor value from $g_{\text{Co}} \approx 2.20$ at $t_{\text{Co}} = 34$ Å to $g_{\text{Co}} \approx 2.26$ at $t_{\text{Co}} = 12$ Å have been observed, which correlates with our observation of increased g -factor value for the thin NiFe film ($t_{\text{NiFe}} \approx 40$ Å) with respect to the bulk value.

The magnetoresistance data can be qualitatively explained in the multidomain model with certain fraction of mutually oppositely oriented counterpart domains in different layers [5]. There exist two configurations for the current flow across the layers: between two domains of opposite orientation and two domains of aligned orientation of magnetizations. If the domains are larger compared to mean spin scattering length and spacer thickness, these two configurations will have different resistivities. Then the magnetoresistance peaks will be confined to the coercive field at which the magnetizations of both layers becomes aligned. Fig. 3 clearly confirms this physical picture. We believe that the multidomain model adequately reflects the polycrystalline nature of our samples.

Acknowledgements

This work was supported by the Welch Foundation and Texas Higher Education Coordinating board. The research of L.R.T. at Hacettepe University, Ankara is supported by TÜBİTAK within NATO-CPC AFP. C.T. and H.Z.D. acknowledge TÜBİTAK for supporting the research through TBAG-1271 and NATO-B2.

References

- [1] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Withoit, D. Mauri, *Phys. Rev. B* 43 (1991) 1297.
- [2] W.R. Pratt Jr., S.-F. Lee, J.M. Slaughter, R. Lolee, P.A. Schroeder, J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 3060.
- [3] T.L. Hylton, K.R. Coffey, M.A. Parker, J.K. Howard, *Science* 261 (1993) 1021.
- [4] D. Miyauchi, S. Araki, *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993) 1702.
- [5] Y.I. Idzerda, C.-T. Chen, S.F. Cheng, W. Vavra, G.A. Prinz, G. Meigs, H.-J. Lin, G.H. Ho, *J. Appl. Phys.* 76 (1994) 6525.

- [6] C. Cowache, B. Dieny, A. Chamberod, D. Benizri, F. Berthet, S. Auffret, L. Giacomoni, S. Nossov, *Phys. Rev. B* 53 (1996) 15027.
- [7] H. Suhl, *Phys. Rev.* 55 (1955) 555.
- [8] Yu.V. Goryunov, N.N. Garifyanov, G.G. Khaliullin, I.A. Garifullin, L.R. Tagirov, F. Schreiber, Th. Mühge, H. Zabel, *Phys. Rev. B* 52 (1995) 13450.
- [9] C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillian, H. Hurdequint, D. Renard, *Phys. Rev. B* 34 (1986) 3192.
- [10] H.O. Gupta, H. Niedoba, L.J. Heyderman, I. Tomas, I.B. Puchalska, C. Sella, *J. Appl. Phys.* 69 (1991) 4529.
- [11] B. Heinrich, J.F. Cochran, *Adv. Phys.* 42 (1993) 523.
- [12] L. Néel, *J. Phys. Radiat.* 15 (1954) 376.
- [13] C. Chappert, P. Bruno, *J. Appl. Phys.* 64 (1988) 5736.
- [14] A.Z. Maksymovich, *J. Magn. Magn. Mater.* 94 (1991) 109.
- [15] F. Schreiber, Z. Frait, Th. Zeidler, N. Metoki, W. Donner, H. Zabel, J. Peisl, *Phys. Rev. B* 51 (1995) 2920.



KAYNAKLAR

- Aktaş B. (1993), Clear evidence for field induced unidirectional anisotropy in NiMn alloys, **Solid St. Comm.** **87-11**,1067, 1993
- Aktaş B., Öner Y. and Harris. E. A.(1989), Magnetic resonance study and computer simulation for the induced unidirectional anisotropy of reentrant NiMn alloys, **Phys. Rev. B.** **39**, 528
- Aktaş B., Öner Y. and Durusoy H. Z. (1993), A spin wave resonance study on reentrant NiMn films, **J. Magn. Mag. Matter.** **119**, 339
- Behrndt K. H., (1961) **Vacuum Symposium Transactions**, p.912.
- Berkowitz A. E., Mitchell J. R., et. al. (1992), Giant magnetoresistance in heterogeneous CuCo alloys, **Phys. Rev. Lett.** **68**, 3745
- Birlikseven C., Topaçlı C., Durusoy H. Z., Tagirov L.R., Koymen A. R., Aktaş B. (1999), Layer-sensitive magnetization, magnetoresistance and ferromagnetic resonance (FMR) study of NiFe/Ag/CoNi trilayer film, **J. Magn. Mag. Matter.** **202**, 342-348
- Buschow K. H. J. Long G. J. and Grandjean (1993), **High Density Digital Recording**, Nato ASI Series, Series E: Applied Sci.-Vol. 229
- Camley R. E., Stamps R. L. (1993), Magnetic multilayers: spin configurations, excitons and giant magnetoresistance, **J. Phys.** **5**, 3727
- Chikazumi S. (1978), **Physics of Magnetism**, Robert E. Krieger Publishing Company, Inc.
- Ciureanu P and Middlehoek S. (1992), **Thin Film Resistive Sensors**, IOP Publishing Ltd.
- Cochran J. F., Heinrich B., Arrot A. S. (1986), Ferromagnetic resonance in a system composed of a ferromagnetic substrate and an exchange coupled thin ferromagnetic overlayer, **Phys. Rev.** **34**, 7788
- Coline J.M., Schüller K.I., et. al. (1996), Connection between giant magnetoresistance and structure in molecular beam epitaxy and Fe/Cr superlattices, **Phys. Rev. B.** **53**, 766
- Dieny B., et. al. (1991), Giant magnetoresistance of magnetically soft sandwiches: Dependence on temperature and on layer thicknesses, **Phys. Rev. B.** **43**, 1297
- Dorleijn J. W. F., Miedemass A. R. (1975), A quantitative investigation of the two current conduction in nickel alloys, **J. Phys.** **F5**, 487

Durusoy H. Z. and Öner Y. (1990), Electrical resistivity and ac susceptibility measurements on Ni-Mn and Ni-Mn-Pt ternary alloys, **Phys. Rev. B.** **42**,6831

Durusoy H.Z., Topaçlı C., Birlikseven C., Aktaş B., Fırat T., Aydınlı A. (1998), **Çok katlı magnetik ince filimlerde dev magneto direnç ve magnetik anisotropi olaylarının incelenmesi**, Tübitak Projesi, TBAG-1271

Fert A, Compell I. A. (1976), Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys, **J. Phys F6**, 849

Gerber R., Wright C. D., Asti G. (1992) **Applied Magnetism**, Kluwer Academic Publishers

Gijs M. A .M., Lenczowski S. H .J., Giesbers J. B. (1993), Perpendicular giant magnetoresistance of microstructured Fe/Cr magnetic multilayers from 4.2 to 300 K, **Phys. Rev. Lett.** **70**, 3343

Goodenough J. B. and Smith D. O. (1959), **Magnetic properties of metals and alloys**, Am. Soc. Metals

Gorynov Y., et. al. (1995), Magnetic anisotropies of sputtered Fe films on MgO substrates, **Phys. Rev.** **52**,13450

Gurevich A. G. (1973), **Magnetic resonance in ferromagnets and antiferromagnets**.-Moscow: Nauka.

Heavens O. S. (1955), **Optical Properties of Thin Solid Films**, Academic Press Inc., London

Heinrich B., Bland J. A. C. (1994), **Ultrathin Magnetic Structures II**, ed. Springer Verlag, pp 330

Hoffman F., Stankoff A. and Pascard H. (1970), Evidence for an exchange coupling at the interface between two ferromagnetic films, **J. Appl. Phys.** **41**,1022

Hylton T. L., Coffey K. R., Parker M. A., Howard J. K. (1993), Giant Magnetoresistance at low Fields in discontinuous NiFe-Ag multilayer thin films, **Science** **261**, 1021-1024

Idzerda Y. I. et. al. (1994), Multidomain and incomplete alignment effect in giant magnetoresistance trilayers, **J. Appl. Phys.** **76**,6525-6527

Landolt B. (1986), **Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology**, New Series. vol. III, Springer Verlag

Levy P. M., Zhang S., Fert A. (1990), Electrical conductivity of magnetic multilayered structures, **Phys Rev. Lett.** **65**, 1643

McGuire T. R., Potter R. I. (1975), Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic Fe^{13}C alloys, **IEEE Trans. on Magn. Mag-11**, 1018

Morrish A. H. (1965), **The Physical Principles of Magnetism**, John Wiley & Sons Inc.

Neugebauer C. A. (1959), **Structure and Properties of Thin Films**, John Wiley & Sons Inc.

Parkin S. S., Li Z. G., David J. S. (1991), Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers, **Appl. Phys. Lett.** **58**, 2710

Parkin S. S. P. (1992), Oscillations in giant magnetoresistance and antiferromagnetic coupling in $[\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}]$ multilayers, **Appl. Phys. Lett.** **60**, 512

Parkin S.S.P, Li Z.G., Smith D.J. (1991), Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu Multilayers, **Appl. Phys. Lett.** **58**, 2710

Rado G. T. (1982), Theory of ferromagnetic resonance and static magnetization in ultrathin crystals, **Phys. Rev.** **26**, 295.

Santos C. A., Rodmacq B., Vaazzadeh M., George B. (1991), Oscillatory magnetic coupling in Ag/Ni superlattices, **App. Phys. Lett.** **59**, 126

Soohoo R. F. (1965), **Magnetic Thin Films**, John Weatherhill, Inc., Tokyo.

Swagten H.J.M., et al. (1996), Enhanced giant magnetoresistance in spin-valves sandwiched between insulating NiO, **Phys. Rev. B** **53**, 9108