

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

İNCE FİLMLERDE MANYETO-OPTİK ÖLÇÜMLER

Fizikçi Numan AKDOĞAN

**F.B.E. Fizik Anabilim Dalı Fizik Programında
Hazırlanan**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Mehmet ŞİRİN (Y.T.Ü)

İSTANBUL, 2004

İÇİNDEKİLER

| | Sayfa |
|--|-------|
| SİMGE LİSTESİ | iii |
| KISALTMA LİSTESİ | v |
| ŞEKİL LİSTESİ | vi |
| ÖNSÖZ..... | vii |
| ÖZET | viii |
| ABSTRACT | ix |
| 1 GİRİŞ..... | 1 |
| 2 MANYETİZMA VE DOMENLER | 3 |
| 3 MANYETO-OPTİK KERR ETKİSİ (MOKE) | 6 |
| 3.1 Vektör-MOKE | 10 |
| 3.2 Bragg-MOKE | 12 |
| 3.3 Manyeto-optik Kerr Etkisinin Teorisi | 14 |
| 4 MOKE DENEY DÜZENEĞİ..... | 22 |
| 4.1 MOKE Düzeneği | 22 |
| 4.2 Bragg-MOKE Düzeneği | 26 |
| 4.3 Şiddet Ölçümleri İçin Kullanılan MOKE Düzeneği..... | 27 |
| 5 ÖLÇÜMLER | 30 |
| 5.1 Co-iyonları Ekilmiş TiO ₂ Örneklerin Boyuna-MOKE Ölçümleri..... | 30 |
| 6 SONUÇLAR..... | 38 |
| KAYNAKLAR..... | 39 |
| ÖZGEÇMİŞ..... | 41 |

SİMGE LİSTESİ

| | |
|-----------------|---|
| θ_K' | Boyuna Kerr Dönmesi |
| θ_K'' | Enine Kerr dönmesi |
| v | Hız |
| λ | Işığın Dalga Boyu |
| Θ_K | Karmaşık Kerr Dönmesi |
| ε_K | Kerr Eliptikliği |
| F | Kuvvet |
| \vec{B} | Manyetik Alan |
| v | Verdet Sabiti |
| θ_1 | Yansıyan Işığın Açısı |
| q | Yük |
| ε | Dielektrik Tensörü |
| ϕ | Mıknatıslanma Vektörünün Açısı |
| χ | Örneği Döndürme Açısı |
| δ | Yoketme Açısı |
| θ_0 | Geliş Açısı (Gelen Işık ile Yüzey Normali Arasındaki Açısı) |
| θ_F | Faraday Dönmesi |
| θ_K | Kerr Dönmesi |
| Θ_n | Normal Geliş İçin Karmaşık Polar Kerr Etkisi |
| θ_{rem} | Kalıcı Mıknatıslanmadaki Kerr Dönmesi |
| θ_{satt} | Doyum Mıknatıslanmasındaki Kerr Dönmesi |
| d_1 | Manyetik 1 Ortamının Kalınlığı |
| E_K | Kerr Bileşeni |
| E_N | Yansıyan Elektrik Alan |
| E_p | P-polarize Dalga |
| E_s | S-polarize Dalga |
| H | Dış Manyetik Alan |
| H_a | Cam Çubuklara Uygulanan Manyetik Alan |
| H_C | Zorlayıcı Alan |
| i | Gelen Işık |
| I | Şiddet |
| I_0 | Kerr Etkisinin Olmadığı Durumdaki Şiddet |
| I_F | Cam Çubukların Etrafındaki Sarımlara Uygulanan Akım |
| k | Kerr Katkısı |
| k_F | Orantı Sabiti |
| l | Cam Çubuğun Uzunluğu |
| M | Mıknatıslanma |
| m_l | Manyetik Alana Paralel Mıknatıslanma Bileşeni |
| M_R | Kalıcı Mıknatıslanma |
| M_S | Doyum Mıknatıslanması |
| m_t | Manyetik Alana Dik Mıknatıslanma Bileşeni |
| m_x, m_y, m_z | Mıknatıslanma Vektörünün Yön Kosinüsleri |
| n_1 | Manyetik 1 Ortamın Kırılma İndisi |
| n_0 | Manyetik Olmayan Ortamın Kırılma İndisi |
| n_s | Manyetik Olmayan Alttaşın Kırılma İndisi |
| Q | Voigts Sabiti |
| R | Fresnel Yansıma Matrisi |

r
 r_{ij}

Yansıyan Işık
Gelen j -polarize Elektrik Alanın Yansıyan i -polarize Elektrik Alana Oranı

KISALTMA LİSTESİ

| | |
|-------|-----------------------------------|
| AC | Alternatif Akım |
| DC | Doğru Akım |
| ESR | Elektron Spin Rezonans |
| MOKE | Manyeto-Optik Kerr Etkisi |
| SMOKE | Surface Magneto-Optic Kerr Effect |

ŞEKİL LİSTESİ

| | | |
|------------|--|----|
| Şekil 1.1 | Işığın manyetik malzemeyle etkileşmesi: Faraday ve Kerr etkileri..... | 1 |
| Şekil 2.1 | Ferromanyetik malzemenin mıknatıslanma eğrisi (histerisiz eğrisi)..... | 4 |
| Şekil 3.1 | Kerr etkisinin üç farklı geometrisi..... | 6 |
| Şekil 3.2 | Polar MOKE..... | 6 |
| Şekil 3.3 | Karmaşık Kerr dönmesi (Atkinson ve Lissberger, 1992)..... | 7 |
| Şekil 3.4 | Boyuna MOKE..... | 8 |
| Şekil 3.5 | Enine MOKE..... | 8 |
| Şekil 3.6 | Mıknatıslanmanın yönüne bağlı olarak, yansıyan ışığın genliğinin enine Kerr etkisiyle değişmesi..... | 9 |
| Şekil 3.7 | Lorentz kuvveti yöntemi kullanılarak manyeto-optik etkileşmenin gösterilmesi..... | 10 |
| Şekil 3.8 | Boyuna (a) ve dik bileşeni (b) ölçmek için, örneğin döndürülmesi ve \vec{M} ~mıknatıslanma vektörünün durumu..... | 11 |
| Şekil 3.9 | Izgara yapılı manyetik malzemenin enine Bragg-MOKE ölçümleri..... | 13 |
| Şekil 3.10 | Rastgele mıknatıslanma yönüne sahip manyetik 1 ortamı ve manyetik olmayan 0 ortamının koordinat sistemi..... | 14 |
| Şekil 3.11 | Rastgele mıknatıslanma yönüne sahip d_1 kalınlığındaki manyetik 1 ortamının ve manyetik olmayan 0 ve 2 ortamlarının koordinat sistemi..... | 16 |
| Şekil 4.1 | Boyuna Kerr etkisini ölçmek için kullandığımız standart düzeneğin şematik çizimi..... | 22 |
| Şekil 4.2 | θ_0 geliş açısının fonksiyonu olarak Kerr dönmesinin grafiği..... | 23 |
| Şekil 4.3 | HeNe lazeri, mıknatısı ve örneğin çevresini gösteren resim..... | 24 |
| Şekil 4.4 | Detektör düzeneğinin resmi..... | 24 |
| Şekil 4.5 | Bragg-MOKE düzeneğinin geometrisi..... | 26 |
| Şekil 4.6 | Ölçüm ünitesinin sadece analizör ve detektörden oluştuğu MOKE düzeneği..... | 27 |
| Şekil 4.7 | Kerr dönmesi ve eliptikliği..... | 28 |
| Şekil 5.1 | Co-iyonları ekilmiş TiO_2 (100) örneğe ait, 0° (kolay eksen), 45° ve 90° (zor eksen) açılarındaki histerisiz eğrileri..... | 31 |
| Şekil 5.2 | Co ekilmiş TiO_2 (100) örneğin, kolay ve zor eksenlerine ait normalize edilmiş histerisiz eğrileri..... | 32 |
| Şekil 5.3 | Co-ekilmiş TiO_2 (100) için, zorlayıcı alanın (H_c), normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanmanın ($\theta_{\text{rem.}}/\theta_{\text{sat.}}$) ve doyum mıknatıslanmasının ($\theta_{\text{sat.}}$), örneğin kendi etrafındaki dönme açısına göre değişimi..... | 33 |
| Şekil 5.4 | Co-ekilmiş TiO_2 (100) için, zorlayıcı alanın, normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanmanın ve doyum mıknatıslanmasının açığa bağlı değişiminin dairesel gösterimi..... | 33 |
| Şekil 5.5 | Co-iyonları ekilmiş TiO_2 (001) örneğe ait, 0° (kolay eksen), 18° ve 45° (zor eksen) açılarındaki histerisiz eğrileri..... | 34 |
| Şekil 5.6 | Co-iyonları ekilmiş TiO_2 (001) örneğin, kolay ve zor eksenlerine ait normalize edilmiş histerisiz eğrileri..... | 35 |
| Şekil 5.7 | Co-ekilmiş TiO_2 (001) için, zorlayıcı alanın (H_c), normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanmanın ($\theta_{\text{rem.}}/\theta_{\text{sat.}}$) ve doyum mıknatıslanmasının ($\theta_{\text{sat.}}$), örneğin kendi etrafındaki dönme açısına göre değişimi..... | 36 |
| Şekil 5.8 | Co-ekilmiş TiO_2 (100) için, zorlayıcı alanın, normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanmanın ve doyum mıknatıslanmasının açığa bağlı değişiminin dairesel gösterimi..... | 36 |
| Şekil 5.9 | Co-ekilmiş TiO_2 (100) ile (001)'in karşılaştırılması..... | 37 |

ÖNSÖZ

Bitirme tezimin hazırlanmasında destek ve yardımlarını benden esirgemeyen, bilgi ve tecrübesinden yararlanma fırsatı veren kıymetli hocam Sayın Doç. Dr. Mehmet Şirin'e çok teşekkür ederim.

Ayrıca, Bochum Ruhr Üniversitesi ve Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'ndeki çalışmalarım için gerekli izin ve desteklerinden dolayı değerli hocam Y.T.Ü Fizik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Emel Çıngı'ya, ölçümlerin alınmasında çok büyük emeği olan ve kendisinin manyetizma konusundaki engin bilgi ve tecrübesinden yararlandığım G.Y.T.E Fizik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Bekir Aktaş'a,

Deneysel çalışmaların yapılabilmesi için enstitüsünün bütün imkanlarını seferber eden Bochum Ruhr Üniversitesi Deneysel Fizik / Katıhal Fiziği Enstitüsü Başkanı Sayın Prof. Dr. Hartmut Zabel'a ve MOKE laboratuvarındaki çalışmalarımda bana yardımcı olan kıymetli arkadaşlarım Andreas Westphalen'a ve Şafak Gök'e şükranlarımı sunarım.

Ölçtüğümüz örneklerin temin edilmesinde ve sonuçların yorumlanmasında çok büyük katkıları olan Sayın Prof. Dr. Lenar Tagirov ve Yrd. Doç. Dr. Bulat Rameev'e,

Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'ndeki çalışmalarım esnasındaki destek ve yardımlarını unutamayacağım Sayın Yrd. Doç. Dr. Fikret Yıldız'a, Yrd. Doç. Dr. S. Eren San'a, Arş. Gör. Dr. Orhan Yalçın'a, Arş. Gör. Sinan Kazan'a ve EMC Elektronik'in sahibi Dr. Bektaş Çolak'a teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Hayatım boyunca bana her zaman destek olan aileme ve bu günlere gelmemde emeği olan bütün hocalarıma çok teşekkür ederim.

Numan Akdoğan

ÖZET

Bu çalışmada, Co-iyonları ekilmiş TiO_2 (100) ve TiO_2 (001) rutile tek kristallerinin manyetik özellikleri manyeto-optik Kerr etkisi (MOKE) yöntemiyle incelenmiştir. Oda sıcaklığındaki mıknatıslanma ölçümleri için yüksek çözünürlüklü boyuna MOKE deney düzeneği kullanılmıştır. İnce film düzlemlerine paralel olarak DC manyetik alan uygulanmış ve bu alan düzlem içinde değişik doğrultulara döndürülerek histerisiz eğrileri ölçülmüştür. Kalıcı mıknatıslanmanın açığa bağlı değerlerinden, (100) örneğinin iki katlı anizotropiye, (001) düzlemine dik olarak Co iyonu ekilen örneğin ise dört katlı anizotropiye sahip olduğu bulunmuştur. Böylece, farklı alttaş kullanımının Co-iyonları ekilmiş örneklerin manyetik özelliklerini etkileyebileceği ve normalde dielektrik ve diamanyetik bir kristal olan TiO_2 örneğinin Co iyonları ekildikten sonra iyi bir ferromanyetik haline geldiği gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Manyeto-optik Kerr etkisi, TiO_2 rutile tek kristali, Manyetik histeresis eğrisi.

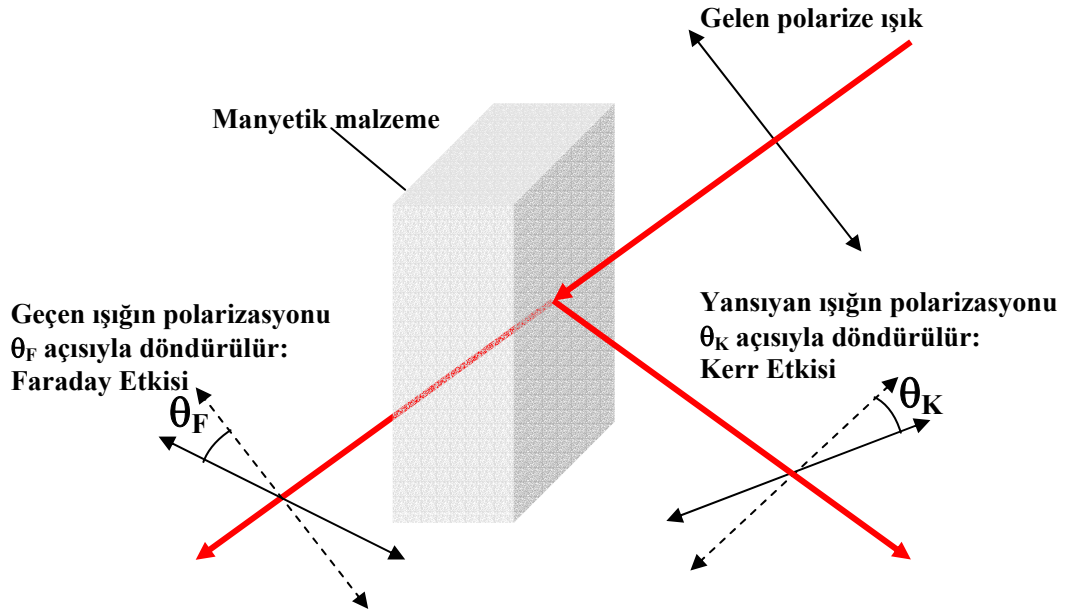
ABSTRACT

In this thesis, Co-implanted single-crystalline, TiO_2 (100) and TiO_2 (001) rutile thin films have been investigated by magneto-optic Kerr effect (MOKE) technique. The ion implantation technique has been used to fabricate Co-rich layer in rutile, for that single-crystalline TiO_2 substrates were heavily irradiated by Co^+ ions with the energy of 40 keV. Magnetic measurements at room temperature were carried out using the high resolution longitudinal magneto-optic Kerr effect set up. Hysteresis curves were measured with different in-plane rotational angles of the applied magnetic field. The angular dependence of the magnetic remanence indicates an in-plane two-fold anisotropy for (100) sample and an in-plane four-fold anisotropy for (001) sample. This indicates that the magnetic properties of the Co-implanted samples are strongly affected by substrate symmetry. We have also shown that the dielectric and diamagnetic single-crystalline TiO_2 substrate becomes a good ferromagnetic material after Co-ion implantation.

Keywords: Magneto-optical Kerr effect, Single-crystalline TiO_2 rutile, Magnetic hysteresis.

1. GİRİŞ

Manyeto-optik etki, ışığın manyetik malzemeyle etkileşmesinden kaynaklanır. 1845 yılında ilk manyeto-optik etkiyi bulan Michael Faraday, manyetik alan uygulanmış cam malzemenin içinden geçen ışığın polarizasyonunun değiştiğini gözlemiştir. Aynı etkiyi, manyetik alan uygulanmış metal yüzeyinden yansıyan ışık için deneyen Faraday, yüzey kusurları nedeniyle bu çalışmalarından anlamlı bir sonuç alamamıştır. Faraday'dan otuz iki yıl sonra (1877), John Kerr parlatılmış elektromıknatis kutbundan yansıyan ışığın polarizasyonunu incelerken manyeto-optik etkiyi gözlemiştir. Böylece, manyetik malzemenin içinden geçen ışığın polarizasyonunun değişmesi Faraday etkisi, manyetik malzemedan yansıyan ışığın polarizasyonunun değişmesi ise Kerr etkisi olarak adlandırılmıştır (Şekil 1.1).



Şekil 1.1 Işığın manyetik malzemeyle etkileşmesi: Faraday ve Kerr etkileri.

1985 yılında Moog ve Bader, Kerr etkisini yüzey mıknatıslanmasını incelemek için kullanmışlar ve onu SMOKE (Surface Magneto-Optic Kerr Effect) diye adlandırmışlardır (Moog vd., 1985; Bader ve Qiu, 1999). Böylece SMOKE, dünyanın birçok yerindeki laboratuvarlarda, en fazla kullanılan yüzey mıknatıslanması ölçüm tekniği haline gelmiştir. SMOKE tekniğinin bu kadar çok kabul görmesinin sebebi, çok basit ve ucuz bir teknik olmasının yanında, mıknatıslanma araştırmaları için çok büyük öneme sahip histerisiz eğrilerini çok hızlı bir şekilde belirleyebilmesidir.

Faraday etkisini gözlemleyebilmek için, ışığı geçiren aşırı ince manyetik örnekler gereklidir; manyeto-optik etkileri araştırırken uygulamada daha çok Kerr etkisi tercih edilmektedir. Bu nedenle Faraday etkisi hakkında detaylı bilgi verilmeyecektir. Bununla birlikte, Faraday etkisini anlatan birçok makaleden daha ayrıntılı bilgi elde edilebilir (Argyres, 1955; Mansuripur, 1999).

Bu çalışmada, Co-iyonları ekilmiş TiO_2 örneklerin histerisiz eğrileri, manyeto-optik Kerr etkisi (MOKE) yöntemiyle belirlenmiştir. Ayrıca, (100) ve (001) kristal yönelimlerine sahip farklı TiO_2 alttaş kullanımının, malzemenin manyetik özelliklerini ne kadar değiştireceği araştırılmıştır.

2. MANYETİZMA ve MANYETİK DOMENLER

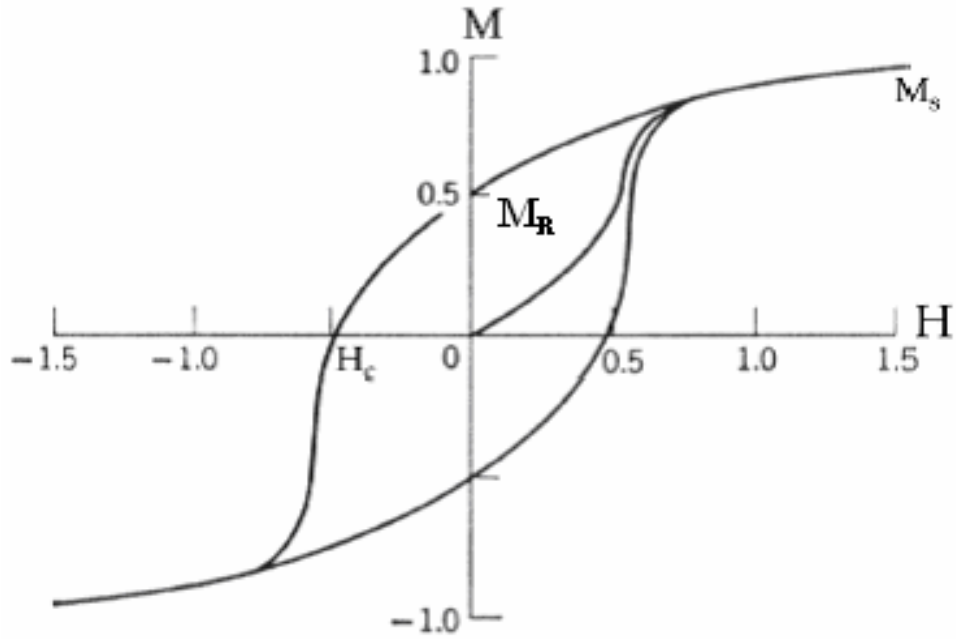
Atomik boyutta, çiftlenmemiş elektronları olan her bir atom manyetik momente sahiptir. Bu manyetik momentler, çiftlenmemiş elektronların yörüngesel açısız momentum ve spin açısız momentumları nedeniyle meydana gelir. Katıların manyetik davranışları; her bir atomun manyetik momentinin komşu atomların manyetik momentleriyle nasıl etkileştiğine ve bu manyetik momentlerin bir dış manyetik alana nasıl tepki verdiklerine bağlıdır.

Paramanyetik ve diamanyetik malzemelerde, her bir atomun manyetik momentinin yönü diğerlerinden bağımsızdır. Böylece, dış manyetik alan olmadığında net manyetik moment sıfırdır. Paramanyetik malzemeye dış manyetik alan uygulandığında her bir manyetik moment üzerine bir tork etki eder. Tüm örnek üzerinde oluşan ortalama manyetik moment dış manyetik alanla aynı yöndedir ve büyüklüğü dış alanın büyüklüğü ile orantılıdır. Diamanyetik malzemeye dış alan uygulandığında ise, dış alan yönüne ters yönde net bir manyetik moment oluşur.

Paramanyetik ve diamanyetik malzemelerin tam tersine, ferromanyetik malzemeler zayıf bir dış manyetik alan içinde bile birbirlerine paralel olarak yönelmeye çalışan atomik manyetik dipol momentlere sahiptirler. Bir kere momentler paralel hale getirildikten sonra, dış alan kaldırılrsa bile ferromanyetik malzeme mıknatıslanmış olarak kalacaktır. Bu sürekli yönelim, komşu olan manyetik momentler arasındaki kuvvetli etkileşimden kaynaklanmaktadır. Bu etkileşim neticesinde ferromanyetik malzeme içinde manyetik momentleri aynı yönde olan atomlardan oluşan bölgeler meydana gelir ve bu bölgeler manyetik domen olarak adlandırılırlar. Domenlerin hacimleri yaklaşık olarak 10^{-12} - 10^{-8} m³ olup, her bir domen 10^{17} - 10^{21} civarında atom içermektedir. Farklı yönelimlere sahip olan domenlerin arasındaki sınırlara domen duvarları denilir (Serway, 1996).

Mıknatıslanmamış bir malzemedeki domenler net manyetik moment sıfır olacak biçimde rastgele yönelirler. Dış manyetik alan uygulandığı zaman, alanla aynı yönelime sahip olmayan bütün dipoller üzerine bir kuvvet etki eder. Bu kuvvet, domen duvarı atomlarının manyetik dipollerini dış alan yönüne doğru döndürür. Böylece, dış alan yönündeki domenler büyür. Eğer dış alan yeterince güçlüyse, malzeme içerisindeki bütün manyetik dipoller alan yönünde yönelir ve malzeme manyetik doyuma ulaşır. Bu durumda dış manyetik alan kaldırılrsa bile, dış alan yönünde net bir manyetik moment (kalıcı mıknatıslanma) kalır.

Domenlerin yapıları ve davranışları, ferromanyetik malzemenin mıknatıslanma eğrisini (histerisiz eğrisi) belirler (Şekil 2.1). Bu eğri, dış manyetik alanın değişimine bağlı olarak, malzemenin net mıknatıslanmasında meydana gelen değişimi verir. Domen yapısı olmayan malzemenin net mıknatıslanması, uygulanan alanla doğrusal olarak artar. Fakat ferromanyetik malzemenin net mıknatıslanmasının değişmesi için, domen yapısının dış alan tarafından değiştirilmesi gerekmektedir. Uygulanan manyetik alan, malzemenin her iki yöndeki manyetik doyum değerine kadar arttırılıp azaltıldığı zaman, uygulanan alana bağlı olarak örneğe ait mıknatıslanma değerleri elde edilir.



Şekil 2.1 Ferromanyetik malzemenin mıknatıslanma eğrisi (histerisiz eğrisi).

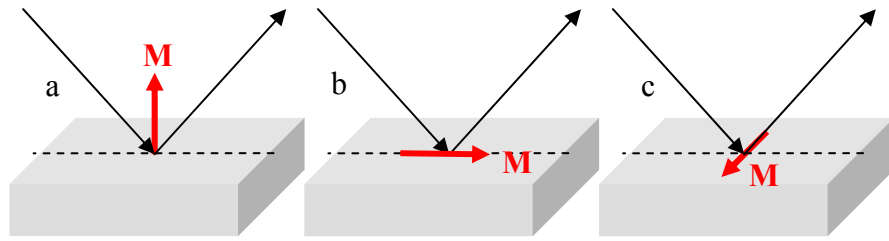
Hiç mıknatıslanmamış veya mıknatıslanması yok edilmiş bir manyetik malzemeye H manyetik alanı uygulanırsa, mıknatıslanma (veya manyetik moment) sıfırdan doyum noktasına kadar (M_s) artar (Şekil 2.1). Manyetik alan azalırken mıknatıslanma ilk yoldan farklı bir yol izleyerek yavaşça azalır. Dış manyetik alan sıfır olduğunda ise, malzeme hala bir mıknatıslanma değerine sahiptir ve bu kalıcı mıknatıslanma (M_R) olarak bilinir. Mıknatıslanmayı sıfır değerine kadar azaltmak için ters yönde manyetik alan (zorlayıcı alan $\sim H_c$) uygulanır. Eğer manyetik alanı ters yönde daha da artırırsak, mıknatıslanma manyetik alana paralel yönde tekrar doyuma ulaşır. Manyetik alan tekrar sıfır değerine doğru azaltıldığında, örnek bir önceki sıfır manyetik alandaki mıknatıslanmaya ters fakat aynı

büyükte bir mıknatıslanmaya sahip olur. Örneği ilk yöndeki doyum mıknatıslanmasına ulaştırmak için manyetik alan artırılır ve böylece simetrik histerisiz eğrisi tamamlanmış olur.

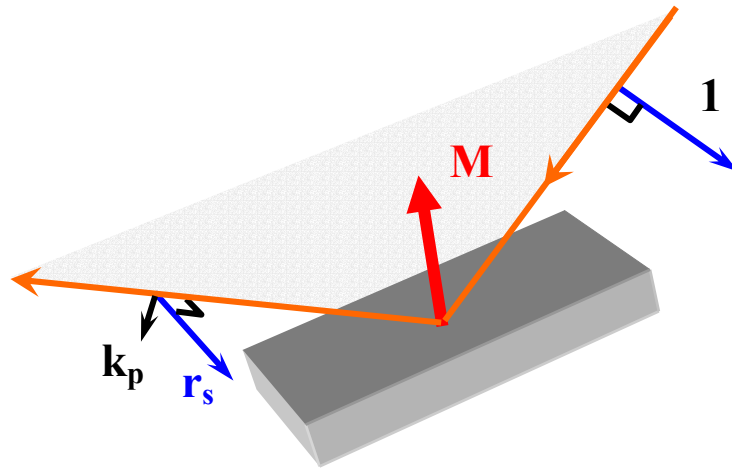
3. MANYETO-OPTİK KERR ETKİSİ (MOKE)

Genel olarak manyeto-optik Kerr etkisi, ferromanyetik bir yüzeyden yansıyan ışığın polarizasyonunun ve/veya şiddetinin değişmesidir. Ölçülen değer, ferromanyetik malzemenin mıknatıslanması ile orantılı bir büyüklüktür.

Örnek ve saçılma düzlemine göre mıknatıslanma vektörünün yönüne bağlı olarak, üç temel Kerr etkisi vardır; kutupsal, boyuna ve enine Kerr etkileri (Hubert ve Schäfer, 1998). Bu üç manyeto-optik geometri (Şekil 3.1), Kerr etkilerinin daha kolay anlaşılabilmesi için gösterilmiştir ve örnek rastgele mıknatıslanma yönüne sahip olsa da, Kerr etkileri oluşur.



Şekil 3.1 Kerr etkisinin üç farklı geometrisi: a) polar, b) boyuna, c) enine.



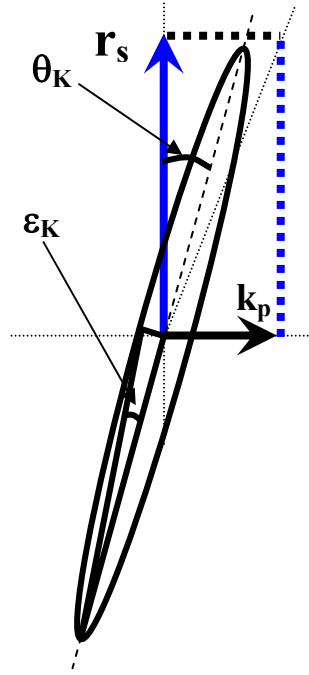
Şekil 3.2 Polar MOKE.

Polar MOKE: Kutupsal (polar) geometride, mıknatıslanma yansıma yüzeyine diktir (Şekil 3.2). Manyetik malzeme üzerine gelen s-polarize (ışığın elektrik alan vektörü saçılma düzlemine dik) dalga (i), yansıdığı zaman birbirine dik iki bileşene sahip olur. Biri r_s genlikli

normal bileşen, diğeri ise p-polarize (elektrik alan vektörü saçılma düzlemine paralel) Kerr katkısıdır (k_p). Işık yüzey normali doğrultusunda geldiğinde (dik geliş, $\theta_0=0$) Kerr katkısı en büyük değerindedir ve polarizasyonun yönünden (s- veya p-polarize) bağımsızdır.

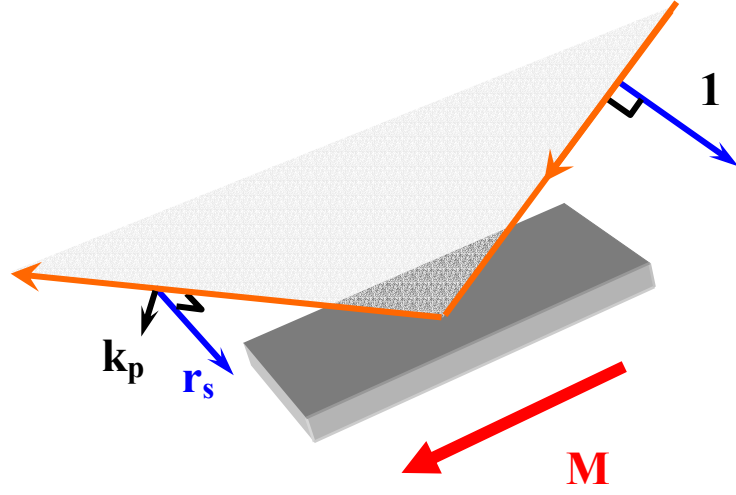
r_s ve k_p 'nin birleşimi, yansıyan ışığı genellikle eliptik polarize hale getirir (Şekil 3.3). Böylece elipsin ana eksenini, Kerr dönmesi olarak bilinen küçük Kerr açısı ve Kerr eliptikliği tarafından hafifçe döndürülür. $k_p \ll r_s$ olduğundan, karmaşık Kerr dönmesi aşağıdaki gibi yazılabilir (Atkinson ve Lissberger, 1992):

$$\Theta_K = \theta_K + i\varepsilon_K = \frac{k_p}{r_s}. \quad (3.1)$$



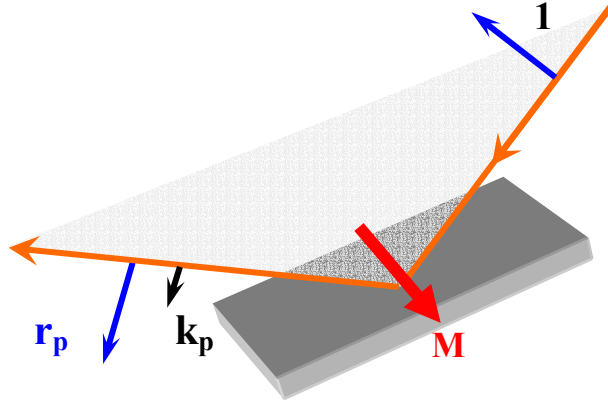
Şekil 3.3 Karmaşık Kerr dönmesi (Atkinson ve Lissberger, 1992).

Boyuna MOKE: Boyuna (longitudinal) durumda, mıknatıslanma yansıma yüzeyine ve geliş düzlemine paraleldir (Şekil 3.4). Bu geometride, hem s-polarize hem de p-polarize ışık için, yansıyan ışığın polarizasyonunda dönme meydana gelir.



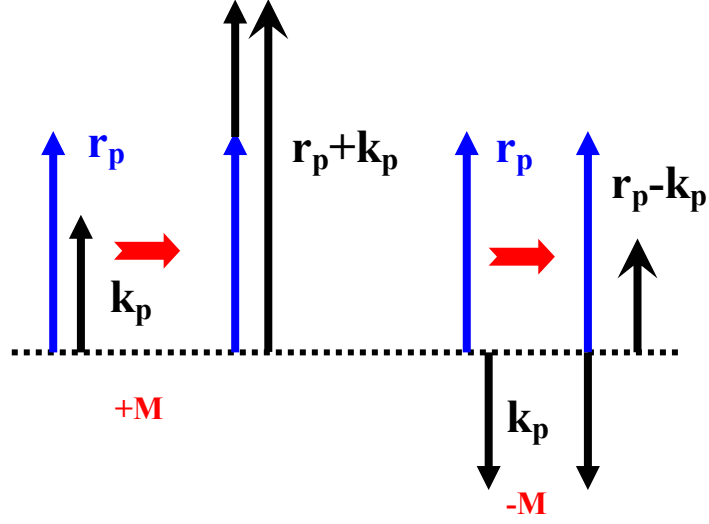
Şekil 3.4 Boyuna MOKE.

Boyuna durumda, ışık yüzey normali doğrultusunda (dik geliş, $\theta_0=0$) gelirse Kerr dönmesi gözlenmez (Şekil 3.6). Çünkü, k_p ışık boyuncadır (s-polarize için) veya sıfırdır (p-polarize için). Böylece, bu geometride θ_0 geliş açısı büyüdükçe Kerr etkisi artar.



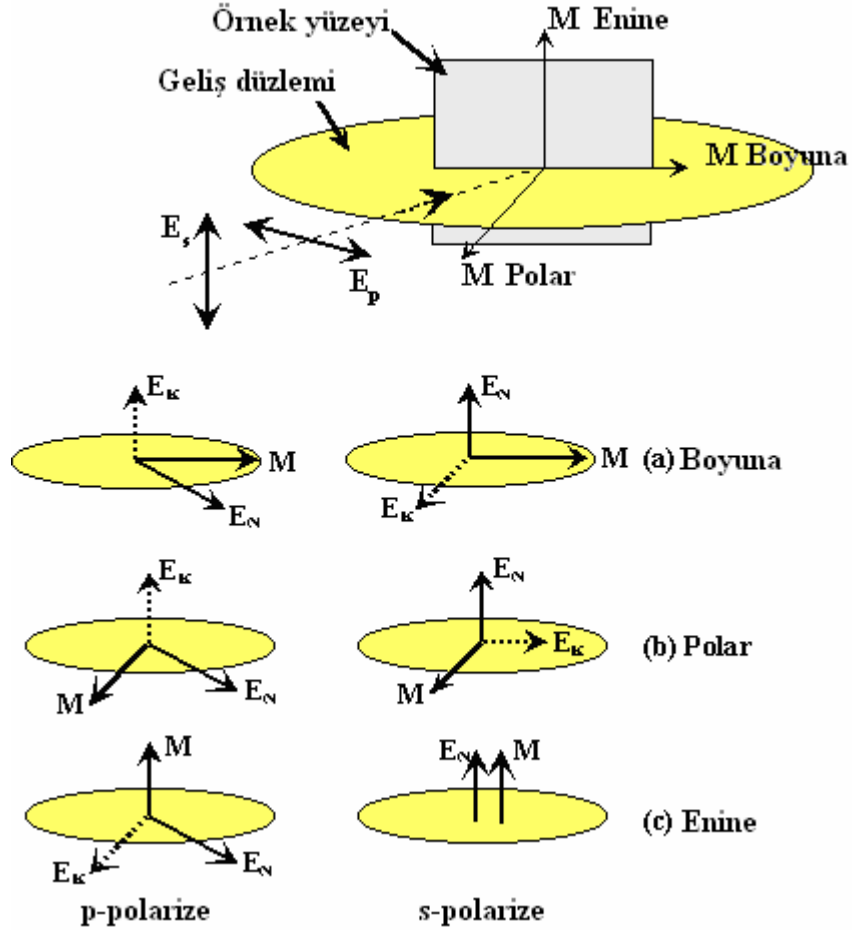
Şekil 3.5 Enine MOKE.

Enine MOKE: Enine (transverse) durumda, mıknatıslanma geliş düzlemine dik ve yüzeye paralel olarak yönelmiştir (Şekil 3.5). Bu durumda, p-polarize ışık yansıyan ışığın genliğinin değişmesine neden olur, fakat Kerr dönmesi gözlenmez. (Şekil 3.6)'da mıknatıslanmanın yönüne bağlı olarak, yansıyan ışığa enine Kerr etkisinin katkısı gösterilmiştir.



Şekil 3.6 Mıknatıslanmanın yönüne bağlı olarak, yansıyan ışığın genliğinin enine Kerr etkisiyle değişmesi. +M durumunda yansıyan ışıktaki Kerr katkısı, gelen p-polarize ışıkla aynı yöndedir ve yansıyan ışığın genliği gelen ışığın genliğinden daha büyüktür. -M durumunda ise, Kerr katkısının yönü gelen p-polarize ışığın yönüne terstir ve yansıyan ışığın genliği azalır.

Şekil 3.7'de Lorentz kuvveti ($\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$) yöntemi kullanılarak, üç manyeto-optik Kerr geometrisi için yansıyan ışıkta meydana gelen değişimler gösterilmiştir. Gelen polarize ışığın elektrik alanı, elektronları geliş polarizasyonuna paralel olarak titreştirir. Bu da yansıyan ışıkta bir E_N normal bileşenine yol açar. Bu bileşene ek olarak Lorentz kuvveti nedeniyle de bir Kerr bileşeni (E_K) oluşur. Bu küçük bileşen, ilk bileşene ve mıknatıslanma yönüne diktir. Bu iki bileşenin bileşkesi, mıknatıslanmaya bağlı polarizasyon dönmesine neden olur. Bu mekanizma, gelen dairesel polarize dalga ile yansıyan dalganın Jones vektörleri (polarizasyonun matris gösterimi) arasındaki ilişkiyi veren R yansıma matrisinin (Bölüm 3.2) elemanları ile ifade edilir (Fowles, 1968).



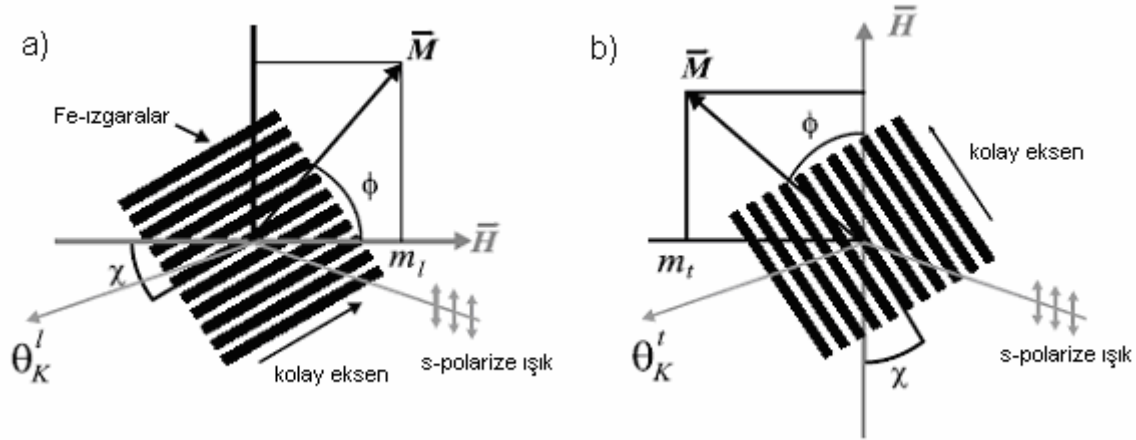
Şekil 3.7 Lorentz kuvveti yöntemi kullanılarak manyeto-optik etkileşmenin gösterilmesi (Ali, 1999).

Polarizasyondaki dönme daha kolay detekte edilebildiği için, bu çalışmada yalnızca boyuna durum kullanılmıştır ve bütün ölçümler s-polarize ışık ile yapılmıştır.

3.1 Vektör-MOKE

Manyetik histeresiz ölçümleri için kullandığımız manyeto-optik Kerr etkisi (MOKE) deney düzeneği, uygulanan manyetik alanın bir fonksiyonu olarak Kerr açısını ölçmektedir. Manyetik alan saçılma düzleminde ve Kerr açısı, manyetik alan yönündeki mıknatıslanma bileşeniyle orantılıdır ($\theta_K \sim m_l$). Buradaki m_l , \vec{M} 'nin boyuna bileşenidir ve \vec{H} 'a paraleldir. Bu tür bir ölçümde, mıknatıslanmadaki dönmenin domen dönmesiyle mi ve/veya domen oluşumu ve domen duvarı hareketi ile mi meydana geldiğini ayırt etmek mümkün değildir. Bu nedenle, deney düzeneğinin diğer sabitleri korunarak, örnek kendi yüzey normali etrafında 90° derece döndürülür ve saçılma düzlemine dik manyetik alan uygulanarak ölçümler tekrarlanır (Şekil

3.8). Böylece, saçılma düzlemine paralel ve manyetik alana dik mıknatıslanma bileşeni de ($\theta_K \sim m_t$) belirlenmiş olur (Schmitte, 2002).



Şekil 3.8 Boyuna (a) ve dik bileşeni (b) ölçmek için, örneğin döndürülmesi ve \vec{M}^{ρ} ~mıknatıslanma vektörünün durumu. Manyetik alana dik mıknatıslanma bileşenini (m_t) ölçmek için, manyetik alan ve örnek 90° döndürülür. Böylece, m_t saçılma düzlemine getirilmiş olur. Bu döndürme işlemi sırasında χ açısı sabit tutulmalıdır (Schmitte, 2002).

m_l ve m_t bileşenlerinin vektör toplamı, lazerin aydınlattığı bölgedeki ($\sim 1\text{mm}^2$) \vec{M}^{ρ} ortalama mıknatıslanma vektörünü verir ve mıknatıslanma vektörü şu şekilde yazılabilir:

$$\vec{M}^{\rho} = \begin{pmatrix} m_l \\ m_t \end{pmatrix} = |M| \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

(3.1)'den aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$\frac{m_l}{m_t} = \frac{\cos \phi}{\sin \phi} = \frac{\theta_K^l}{\theta_K^t}. \quad (3.2)$$

Buradan da mıknatıslanma vektörünün dönme açısı bulunur:

$$\phi = \arctan \left(\frac{\theta_K^t}{\theta_K^l} \right). \quad (3.3)$$

$|M|$ 'yi doyum mıknatıslanmasına normalize edelim:

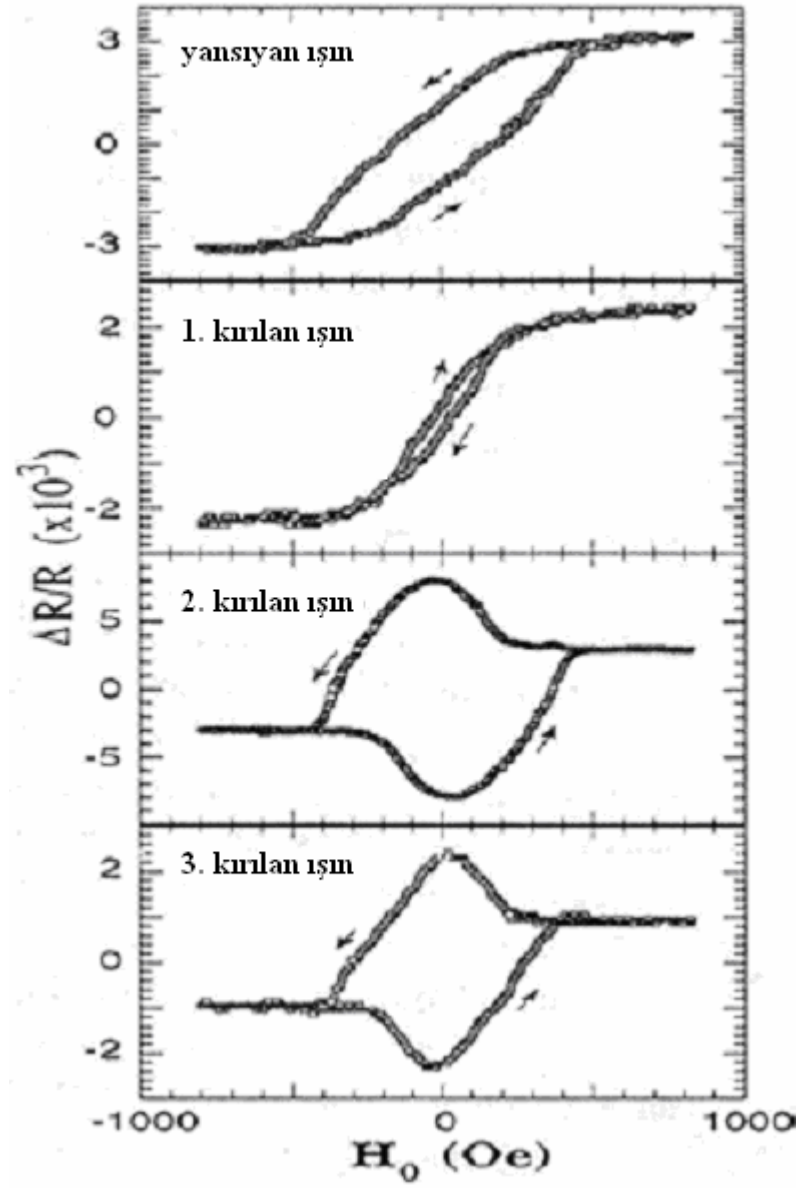
$$\frac{|M|}{|M|^{doyum}} = \frac{\theta_K^l}{\theta_K^{l,doyum}} \frac{1}{\cos \phi} . \quad (3.4)$$

MOKE ölçümleri ile mıknatıslanma vektörü hakkında bilgi almanın diğer bir yolu da, enine ve boyuna Kerr etkisinin birleşimini kullanmaktır. Enine Kerr etkisinde, yansıyan ışığın şiddetindeki değişimden mıknatıslanma hakkında bilgi elde edilir. Şiddetteki değişim de, saçılma düzlemine dik uygulanan manyetik alan doğrultusundaki mıknatıslanma ile orantılıdır. Bu yöntemde, polarizasyonda meydana gelen herhangi bir dönme, açıkça boyuna Kerr etkisine atfedilebilir. Çünkü bu yöntemde, boyuna etki manyetik alana dik mıknatıslanma bileşenine duyarlıdır. Böylece dönme ve şiddetin ölçümü, her iki mıknatıslanma bileşeni hakkında bilgi verebilir. Bu yöntemin avantajı, manyetik alanın ve örneğin aynı konumda kalması ve her iki mıknatıslanma bileşeninin eşzamanlı ölçülebilmesidir. Deteksiyonun çok karışık olması ve iki tane sinyalin ölçülmesi ise, bu yöntemin güçlüklerindedir.

3.2 Bragg-MOKE

Manyetik ince film araştırmaları için iyi bir teknik olan MOKE, lazer ışını dalga boyu mertebesindeki yanal (lateral) yapıları örnekler için de kullanılmaktadır. Optik ızgara gibi hareket eden yanal yapıları örnek, yansıyan lazer ışınından başka kırılan ışınların da oluşmasına neden olur. Böylece sadece yansıyan ışında değil, farklı kırılma ışınlarında da Kerr histeresis eğrileri ölçülür. Bu teknik Bragg-MOKE (veya Diffracted-MOKE) olarak adlandırılır (Grimsditch ve Vavassori, 2004).

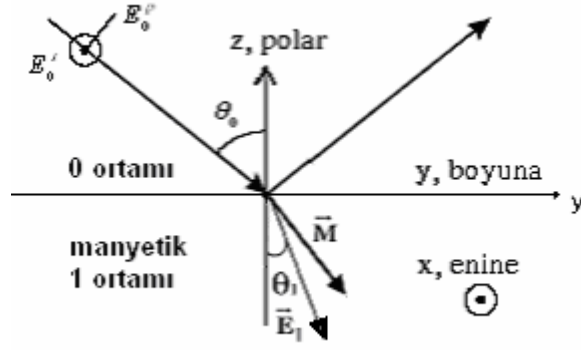
Izgara yapılarından kırılan ışınlar, Kerr etkisiyle ilk defa 1993 yılında Geoffroy vd. tarafından ölçülmüştür. Bu çalışmada, kırılan ışınlar ait histeresiz eğrilerinin yansıyan MOKE eğrilerine göre epeyce farklı olduğu ve doyumda ölçülen Kerr etkisi büyüklüğünün her bir kırınım ile birlikte değiştiği gözlenmiştir. Bu ölçümler Şekil 3.9'da görülmektedir. Bu gözlenen etkileri açıklayabilmek için bir kırınım teorisi de oluşturulmuştur (Geoffroy vd., 1993).



Şekil 3.9 Izgara yapıli manyetik malzemenin enine Bragg-MOKE ölçümleri (Geoffroy vd., 1993).

3.3 Manyeto-optik Kerr Etkisinin Teorisi

Manyeto-optik etkilerin hesaplarını ilk yöntemlerle yapmak oldukça karmaşık bir iştir (Argyres, 1955). Bununla birlikte, bu işin üstesinden gelebilecek daha basit bir teori mevcuttur (You ve Shin, 1996, 1998, 1999).



Şekil 3.10 Rastgele mıknatıslanma yönüne sahip manyetik 1 ortamı ve manyetik olmayan 0 ortamının koordinat sistemi.

İlk olarak, çoklu yansımaların ihmal edilebileceği kalın manyetik filmleri göz önüne alalım. Işığın, manyetik olmayan 0 ortamından manyetik 1 ortamına geçtiği durum için (Şekil 3.10), dielektrik tensörü (ϵ) şu şekilde yazılabilir (You ve Shin, 1998):

$$\epsilon = \epsilon_{xx} \begin{pmatrix} 1 & -iQm_z & iQm_y \\ iQm_z & 1 & -iQm_x \\ -iQm_y & iQm_x & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Buradaki Q , malzemeye ait manyeto-optik sabitidir (Voigts sabiti olarak da isimlendirilir) ve şöyle tanımlanır (You ve Shin, 1998):

$$Q = i \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}}. \quad (3.6)$$

m_x , m_y ve m_z ; M mıknatıslanma vektörünün yön kosinüsleridir. Yukarıdaki dielektrik tensörü için Maxwell denklemleri çözüldüğünde, manyeto-optik Fresnel yansıma matrisi aşağıdaki gibi yazılabilir (You ve Shin, 1998):

$$\mathfrak{R} = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

buradaki r_{ij} 'ler ($r_{pp} = \frac{E_p^r}{E_p^i}$, $r_{sp} = \frac{E_s^r}{E_p^i}$, $r_{ps} = \frac{E_p^r}{E_s^i}$, $r_{ss} = \frac{E_s^r}{E_s^i}$); gelen j polarize elektrik alanının yansıyan i polarize elektrik alana oranıdır (Zak vd., 1990; You ve Shin, 1998):

$$r_{pp} = \frac{n_1 \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1} - \frac{i2n_0n_1 \cos \theta_0 \sin \theta_1 m_x Q}{n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1}, \quad (3.8)$$

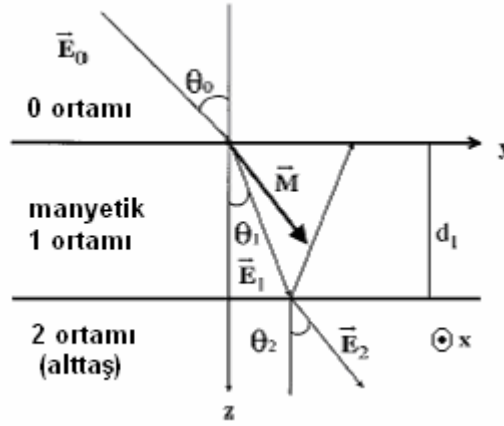
$$r_{sp} = \frac{in_0n_1 \cos \theta_0 (m_z \cos \theta_1 + m_y \sin \theta_1) Q}{(n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1)(n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1) \cos \theta_1}, \quad (3.9)$$

$$r_{ss} = \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1}, \quad (3.10)$$

$$r_{ps} = \frac{in_0n_1 \cos \theta_0 (m_z \cos \theta_1 - m_y \sin \theta_1) Q}{(n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1)(n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1) \cos \theta_1}. \quad (3.11)$$

Yukarıdaki ifadelerdeki θ_0 , geliş açısıdır. n_0 ise, ferromanyetik malzeme üzerindeki manyetik olmayan ortamın kırılma indisidir. Hava için $n_0 = 1$ alınmıştır. n_1 , manyetik 1 ortamının kırılma indisini göstermektedir. Yansıyan ışığın açısı (θ_1), Snell yasası ($n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1$) kullanılarak hesaplanır.

Şimdi de, çoklu yansımaların da hesaba katılacağı çok ince manyetik filmleri göz önüne alalım. Çoklu yansımaların çözümü oldukça zordur. Hatta ferromanyetik ince film üzerinde bir oksit tabakası da varsa, bu tabakadan kaynaklanan parazit katkılar da çözümü oldukça güçleştirecektir.



Şekil 3.11 Rastgele mıknatıslanma yönüne sahip d_1 kalınlığındaki manyetik 1 ortamının ve manyetik olmayan 0 ve 2 ortamlarının koordinat sistemi.

Manyetik olmayan 0 ve 2 (alttaş) tabakalarının ortasında, d_1 kalınlıklı ve rastgele mıknatıslanma yönüne sahip manyetik 1 tabakasının bulunduğu, Şekil 3.11'deki gibi bir yapı için, r_{ij} ifadeleri şu şekilde yazılabilir (You ve Shin, 1999):

$$r_{pp} = \frac{n_s \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_2}{n_s \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_2} + \frac{4\pi n_0 d_1 \cos \theta_0 (n_s^2 \cos^2 \theta_1 - n_1^2 \cos^2 \theta_2)}{\lambda (n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_0)^2}, \quad (3.12)$$

$$r_{sp} = \frac{4\pi n_0 n_1 Q d_1 \cos \theta_0 (m_z n_1 \cos \theta_2 + m_y n_s \sin \theta_1)}{\lambda (n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2) (n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_0)}, \quad (3.13)$$

$$r_{ss} = \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_s \cos \theta_2}{n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2} + \frac{4\pi n_0 d_1 \cos \theta_0 (n_1^2 \cos^2 \theta_1 - n_s^2 \cos^2 \theta_2)}{\lambda (n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2)^2}, \quad (3.14)$$

$$r_{ps} = \frac{4\pi n_0 n_1 Q d_1 \cos \theta_0 (m_z n_1 \cos \theta_2 - m_y n_s \sin \theta_1)}{\lambda (n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2) (n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_0)}. \quad (3.15)$$

Yukarıdaki denklemlerdeki n_0 , n_1 , n_s , θ_0 , θ_1 ve θ_2 ; manyetik olmayan 0, 2 tabakalarının ve manyetik 1 tabakasının kırılma indisleri ve karmaşık kırılma açılarıdır. λ ise, malzeme üzerine gelen ışığın dalga boyudur.

Böylece, (3.8), (3.9), (3.10) ve (3.11) denklemleriyle kalın manyetik ortamın; (3.12), (3.13), (3.14) ve (3.15) denklemleriyle de ince manyetik ortamın Fresnel yansıma katsayılarını verdikten sonra, karmaşık Kerr etkileri aşağıdaki gibi tanımlanır (Schmitte, 2002):

$$\Theta_K^p = \theta_K^p + i\varepsilon_K^p = r_{sp}/r_{pp} , \quad (3.16)$$

$$\Theta_K^s = \theta_K^s + i\varepsilon_K^s = r_{ps}/r_{ss} . \quad (3.17)$$

buradaki θ_K ve ε_K , sırasıyla Kerr dönmesi ve eliptikliğidir. Üstel ifadeler de, gelen ışığın p-veya s-polarize olup olmadığını göstermektedir.

Yukarıdaki ifadeleri basitleştirmek için, karmaşık Kerr etkilerini şu şekilde tanımlayabiliriz:

$$\theta_K^p \equiv r_{sp}/r_{pp} , \quad (3.18)$$

$$\theta_K^s \equiv r_{ps}/r_{ss} . \quad (3.19)$$

Bu ifadeleri kullanarak; kalın ve ince filmlerin, önce polar ve boyuna geometrilerdeki basit durumlarını , daha sonra da genel durumlarını ele alacağız.

Kalın filmler için, polar durumda ($m_z=1$ ve $m_y=m_x=0$) p-polarize ışık kullanılıp, Denklem 3.8 ve 3.9'u Denklem 3.18'deki yerlerine yazarsak, aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$\left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right)^{pol.} = \frac{in_0n_1 \cos \theta_0 Q}{(n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1)(n_1 \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_1)} . \quad (3.20)$$

Paydayı aşağıdaki gibi açabiliriz:

$$(n_1^2 - n_0^2) \cos \theta_0 \cos \theta_1 + n_0 n_1 (\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta_1) . \quad (3.21)$$

$\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta_1 = \sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_0$ bağıntısını ve Snell yasasını ($n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1$) kullanarak, paydanın ikinci terimini basitleştirebiliriz.

$$\begin{aligned} n_0 n_1 (\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta_1) &= n_0 n_1 (\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_0) \\ &= n_0 n_1 \sin^2 \theta_1 \left(1 - \frac{n_1^2}{n_0^2} \right) = \sin \theta_0 \sin \theta_1 (n_0^2 - n_1^2) . \end{aligned} \quad (3.22)$$

Bu sonucu Denklem 3.21'de yerine yazarsak, payda aşağıdaki hale gelir:

$$(n_1^2 - n_0^2)(\cos \theta_0 \cos \theta_1 - \sin \theta_0 \sin \theta_1) = (n_1^2 - n_0^2) \cos(\theta_0 + \theta_1). \quad (3.23)$$

Denklem 3.23'ü Denklem 3.20'deki yerine yazdığımızda, $(\theta_K^p)^{pol.}$ basitleştirilmiş olur:

$$(\theta_K^p)^{pol.} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right)^{pol.} = \frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_1)} \cdot \frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}. \quad (3.24)$$

Bu ifadedeki $\frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}$, normal gelişteki polar Kerr etkisidir. Böylece, normale açı yapacak şekilde gelen p-polarize dalga için, Kerr etkisi iki faktörle tanımlanabilir. Birinci faktör, $\frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_1)}$, geliş ve kırılma açılarının basit bir fonksiyonudur. Ana faktör de, $\frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}$, 1 ortamının manyeto-optik özellikleri hakkında bilgi içerir.

Denklem 3.10 ve 3.11'den s-polarize dalga için benzer bir ifade elde edebiliriz:

$$(\theta_K^s)^{pol.} \equiv \left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right)^{pol.} = \frac{-\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 - \theta_1)} \cdot \frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}. \quad (3.25)$$

Denklem 3.24 ile 3.25 arasındaki tek fark, birinci faktördeki kosinüs fonksiyonunun işaretinin değişik olmasıdır.

Boyuna geometride, $m_y=1$ ve $m_z=m_x=0$ 'dır. Polar geometride olduğu gibi, Denklem 3.8-3.11 ile benzer matematiksel işlemler yapılarak, boyuna geometri için karmaşık Kerr etkileri aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$(\theta_K^p)^{long.} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right)^{long.} = \frac{\cos \theta_0 \tan \theta_1}{\cos(\theta_0 + \theta_1)} \cdot \frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}, \quad (3.26)$$

$$(\theta_K^s)^{long.} \equiv \left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right)^{long.} = \frac{\cos \theta_0 \tan \theta_1}{\cos(\theta_0 - \theta_1)} \cdot \frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}. \quad (3.27)$$

Boyuna Kerr etkisinin ifadeleri ile polar Kerr etkisinin ifadeleri birbirlerine benzemektedir ve boyuna Kerr etkisinin ifadeleri de iki faktöre ayrılabilir. İlk faktör, $\frac{\cos \theta_0 \tan \theta_1}{\cos(\theta_0 \pm \theta_1)}$, optik parametrelerin benzer bir fonksiyonudur. Ana faktör de, $\frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}$, normal geliş için polar Kerr etkisidir. Polar durumda olduğu gibi boyuna durumda da, p-polarize ile s-polarize dalga arasındaki tek fark, ilk faktörün paydasındaki kosinüs fonksiyonunun işaretinin değişik olmasıdır.

Geliş düzlemine dik mıknatıslanma bileşeninden katkı gelmediği ve geliş düzlemine paralel bileşenden mıknatıslanma katkısı geldiği için, m_x ihmal edilir ve sadece m_y ile m_z hesaba katılır. Rasgele mıknatıslanma yönü ve normalle açı yaparak gelen ışık için, Denklem 3.24, 3.25, 3.26 ve 3.27 kullanılarak, Kerr etkileri şöyle ifade edilebilir (You ve Shin, 1996):

$$\theta_K^p \equiv \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \frac{\cos \theta_0 (m_z + m_y \tan \theta_1)}{\cos(\theta_0 + \theta_1)} \cdot \frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}, \quad (3.28)$$

$$\theta_K^s \equiv \frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \frac{\cos \theta_0 (m_z - m_y \tan \theta_1)}{\cos(\theta_0 - \theta_1)} \cdot \frac{in_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}. \quad (3.29)$$

Bu denklemlerden de anlaşılacağı gibi Kerr etkisi iki basit faktörün çarpımıdır. Birinci faktör, ortamın optik parametrelerinin ve mıknatıslanma yönünün bir fonksiyonudur. Ana faktör de, çok iyi bilinen normal gelişteki polar Kerr etkisidir.

Çok ince manyetik filmler için ($2\pi|n_1|d_1 \ll \lambda$); yine polar geometride ($m_z=1$ ve $m_y=m_x=0$) p-polarize ışık kullanılıp, Denklem 3.12 ve 3.13'ü Denklem 3.18'deki yerlerine yazarsak, aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$\left(\theta_K^p\right)^{pol.} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right)^{pol.} = \frac{4\pi n_0 n_1 Q d_1 \cos \theta_0 n_1 \cos \theta_2}{\lambda(n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2)(n_s \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_2)}. \quad (3.30)$$

Yukarıdaki ifadenin paydası basitleştirilirse;

$$\lambda(n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2)(n_s \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_2) = \lambda(n_s^2 - n_0^2) \cos(\theta_0 + \theta_2), \quad (3.31)$$

olur ve Denklem 3.31'i Denklem 3.30'da yerine yazarsak, $(\theta_K^p)^{pol.}$ şu şekilde verilir:

$$(\theta_K^p)^{pol.} = \frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_2)} \cos \theta_2 \Theta_n, \quad (3.32)$$

buradaki Θ_n , çok ince film limitinde ($2\pi|n_1|d_1 \ll \lambda$), normal geliş için karmaşık polar Kerr etkisidir (You ve Shin, 1998):

$$\Theta_n \equiv \frac{4\pi n_0 n_1^2 d_1 Q}{\lambda(n_s^2 - n_0^2)}. \quad (3.33)$$

Denklem 3.14 ve 3.15 kullanılarak, s-polarize dalga için $(\theta_K^s)^{pol.}$ elde edilir:

$$(\theta_K^s)^{pol.} \equiv \left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right)^{pol.} = \frac{4\pi n_0 n_1 Q d_1 \cos \theta_0 n_1 \cos \theta_2}{\lambda(n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_0)(n_0 \cos \theta_0 - n_s \cos \theta_2)}. \quad (3.34)$$

Yukarıda p-polarize dalga için yapılan işlemi, s-polarize için de yapalım:

$$(\theta_K^s)^{pol.} = \frac{-\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 - \theta_2)} \cos \theta_2 \Theta_n. \quad (3.35)$$

Çok ince manyetik filmlerin karmaşık Kerr etkileri, boyuna geometri için ($m_y=1$ ve $m_z=m_x=0$) şu şekilde ifade edilebilir:

$$(\theta_K^p)^{long.} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right)^{long.} = \frac{4\pi n_0 n_1 n_s d_1 \cos \theta_0 \sin \theta_1 Q}{\lambda(n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2)(n_s \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_2)}, \quad (3.36)$$

$$(\theta_K^s)^{long.} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right)^{long.} = \frac{4\pi n_0 n_1 n_s d_1 \cos \theta_0 \sin \theta_1 Q}{\lambda(n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_0)(n_0 \cos \theta_0 - n_s \cos \theta_2)}. \quad (3.37)$$

Denklem 3.36 ve 3.37'yi aşağıdaki gibi basitleştirebiliriz:

$$(\theta_K^p)^{long.} = \frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_2)} \frac{\sin^2 \theta_1}{\sin \theta_2} \Theta_n, \quad (3.38)$$

$$(\theta_K^s)^{long.} = \frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 - \theta_2)} \frac{\sin^2 \theta_1}{\sin \theta_2} \Theta_n. \quad (3.39)$$

Sonuç olarak çok ince manyetik filmlerdeki manyeto-optik Kerr etkileri, optik olarak kalın filmlerde olduğu gibi iki faktörün çarpımı şeklinde ifade edilebilir. İlk faktör, optik parametrelerin basit bir fonksiyonudur. Ana faktör ise (Θ_n) , çok ince film limitindeki normal geliş için karmaşık polar Kerr etkisidir.

Rasgele mıknatıslanma yönü ve normalle açı yaparak gelen ışık için, Denklem 3.32, 3.35, 3.38 ve 3.39 kullanılarak, çok ince filmlerin Kerr etkileri şöyle ifade edilebilir (You ve Shin, 1998):

$$\theta_K^p = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_2)} \left(m_y \frac{\sin^2 \theta_1}{\sin \theta_2} + m_z \cos \theta_2 \right) \Theta_n, \quad (3.40)$$

$$\theta_K^s = \frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 - \theta_2)} \left(m_y \frac{\sin^2 \theta_1}{\sin \theta_2} - m_z \cos \theta_2 \right) \Theta_n. \quad (3.41)$$

Malzemenin mıknatıslanmasına, yalnızca geliş düzlemine paralel mıknatıslanma bileşenlerinden katkı geleceği için, m_x ihmal edilmiş ve sadece m_y ile m_z hesaba katılmıştır.

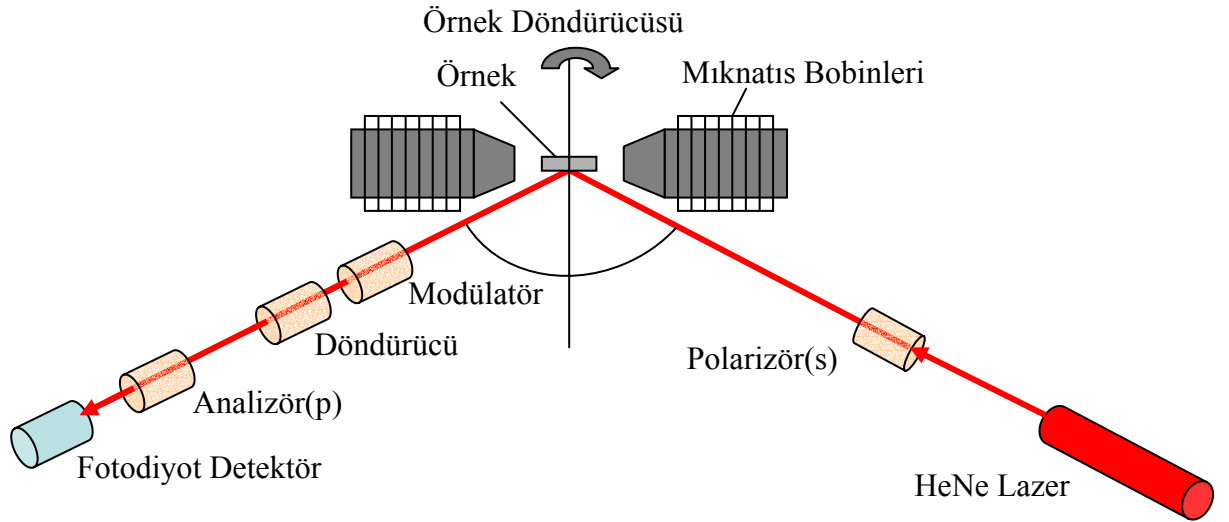
Rasgele mıknatıslanma yönlerine sahip çok ince manyetik filmlerin manyetik özelliklerini MOKE ile incelerken bu basitleştirilmiş formüller çok işe yaramaktadır.

4. MOKE DENEY DÜZENEGİ

Bu bölümde MOKE ve Bragg-MOKE düzeneğinden bahsedilecektir. Ayrıca, şiddet ölçümleri için kullanılan alternatif bir MOKE düzeneğinin ayrıntıları ve ölçüm yöntemi de bölüm sonuna ilave edilmiştir.

4.1 MOKE Düzenegi

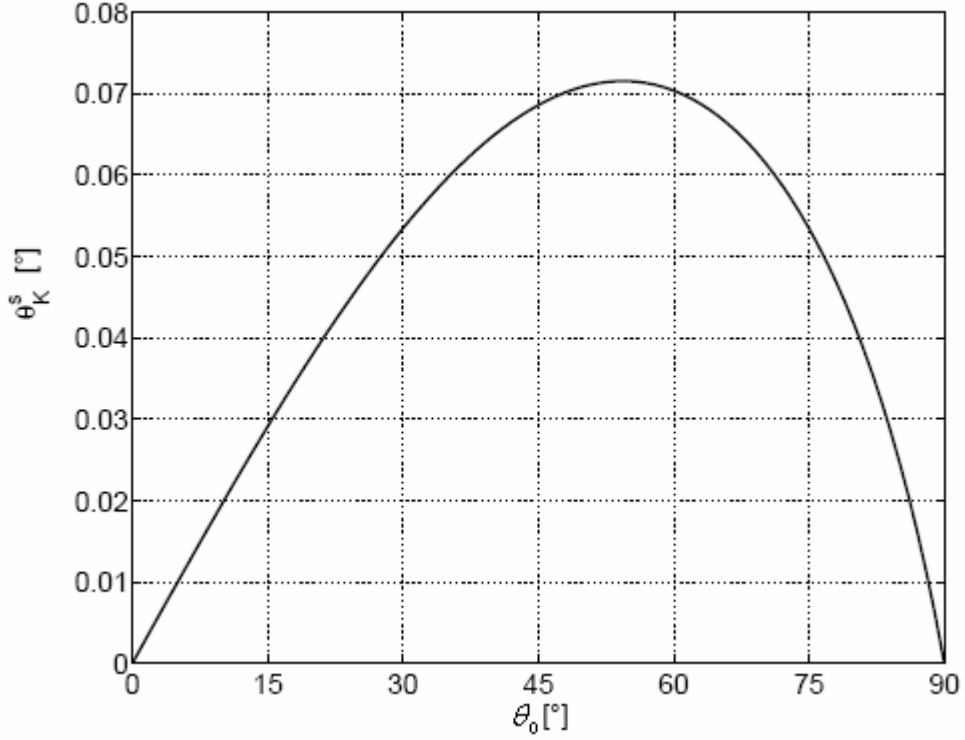
Boyuna MOKE'un en çok rastlanan uygulaması, in-planede (düzlem içinde) değişik açılarda döndürülen ferromanyetik ince filmlerin, herbir χ dönme açısı için histeresiz eğrilerinin ölçülmesidir. Böylece ferromanyetik ince filmin in-plane anizotropisi ve çok katlı ferromanyetik malzemelerin çiftlenimi anlaşılabilir (Zeidler vd., 1996; Theis-Bröhl vd., 1996). Şekil 4.1'de MOKE ölçümleri için kullandığımız düzenek gösterilmektedir. HeNe lazerinden çıkan ışık, örneğe gelmeden önce bir Glan-Thompson prizmasıyla saçılma düzlemine dik olarak (s-polarize) polarize edilir. Örnekten yansıyan ışık; önce iki Faraday düzeneğinin, sonra da polarizasyon durumunun belirlendiği bir analizörün (p-durumunda) ve detektör olarak kullanılan bir fotodiyotun içinden geçer (Şekil 4.4).



Şekil 4.1 Boyuna Kerr etkisini ölçmek için kullandığımız standart düzenegin şematik çizimi.

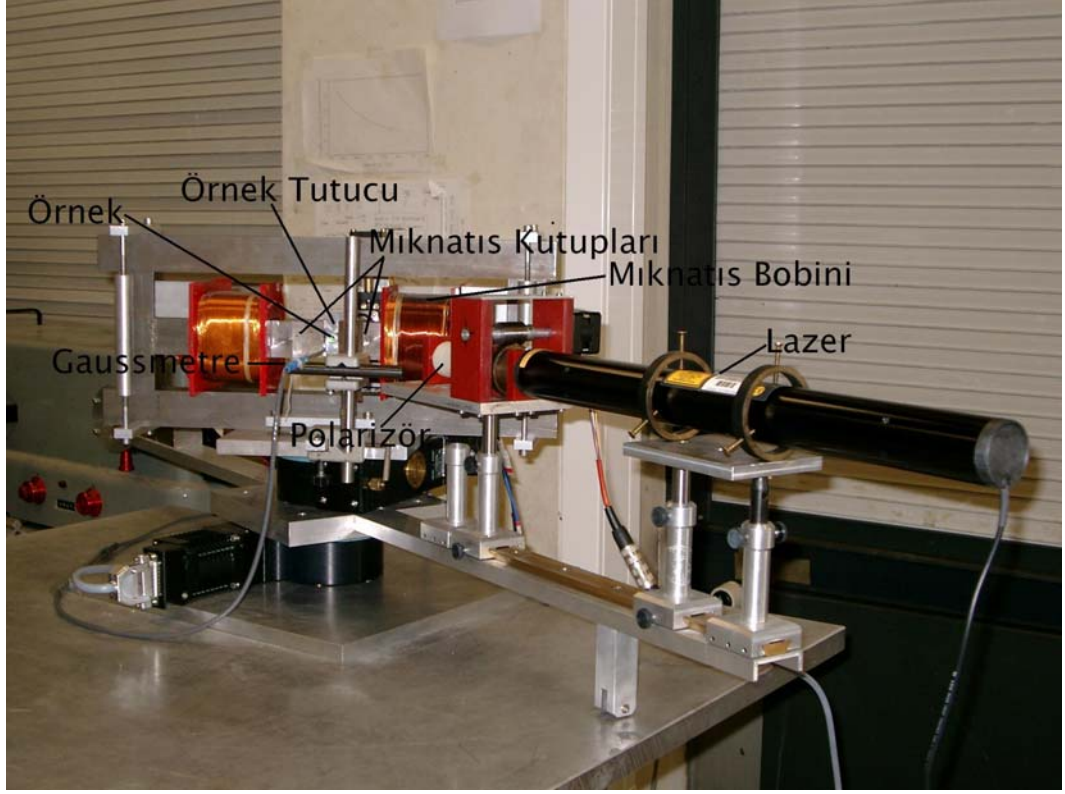
Mıknatısın kutupları arasındaki boşluk 2,5 cm iken, elde edilen manyetik alan yaklaşık olarak ± 2600 Oe'dir. Şekil 4.1'den de görülebileceği gibi, mıknatısın kutupları arasındaki aralığın küçük olması nedeniyle, θ_0 geliş açısı sınırlandırılmıştır. 2,5 cm'lik aralık için en büyük θ_0

açısı 45° 'dir. Kerr etkisi θ_0 açısına bağlıdır ve 55° civarında boyuna Kerr etkisi en büyük değerine ulaşır (Şekil 4.2).

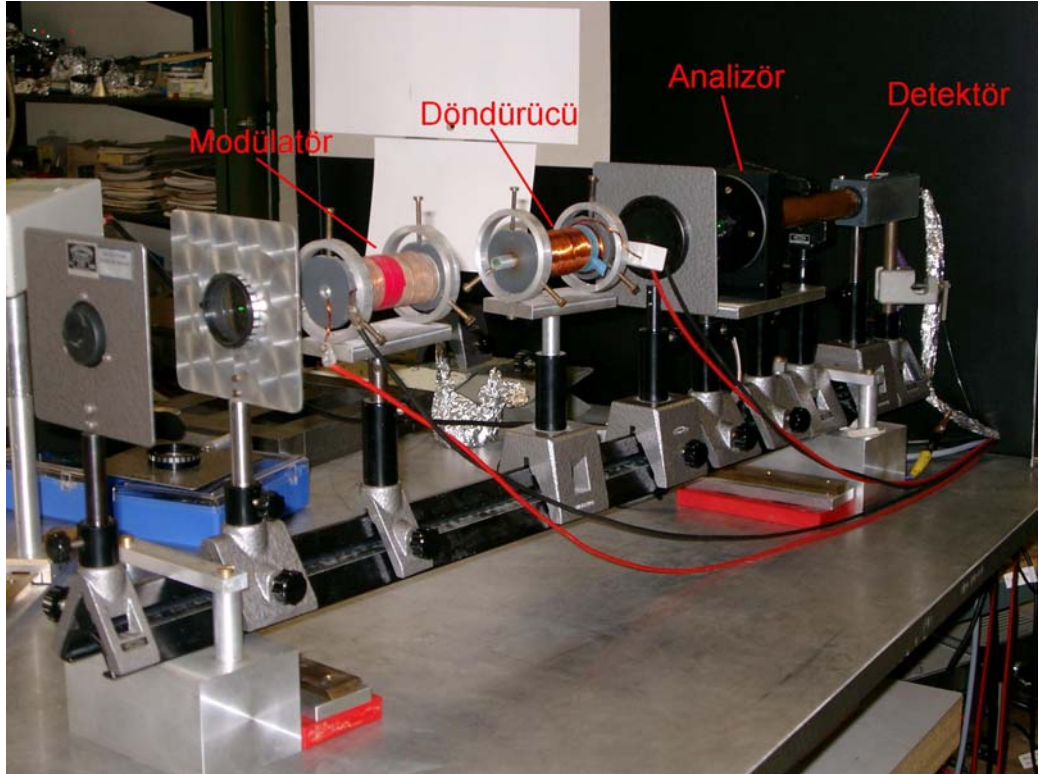


Şekil 4.2 θ_0 geliş açısının fonksiyonu olarak Kerr dönmesinin grafiği (Schmitte, 2002).

Saçılma ve örnek düzlemine paralel manyetik alan uygulayan mıknatısın kutupları arasına örnek yerleştirilir. Bilgisayar kontrollü motor kullanılarak, örnek kendi yüzey normali etrafında döndürülebilmektedir. Dönme esnasında örnek yüzeyinin saçılma düzlemine dik doğrultuda kalması önemlidir. Aksi takdirde yansıyan ışın ölçüm sisteminin içinden geçemez. Bu nedenle örnek tutucusu, üç yönde (x,y,z) ayarlanabilen bir motor üzerine monte edilmiştir. Şekil 4.3'de mıknatıs ile birlikte örneğin çevresini gösteren ayrıntılı bir resim bulunmaktadır.



Şekil 4.3 HeNe lazeri, mıknatısı ve örneğin çevresini gösteren resim.



Şekil 4.4 Detektör düzeneğinin resmi.

Her iki Faraday düzeneğinin içinde birer cam çubuk vardır ve bunlara ışık yolu doğrultusunda manyetik alan uygulanmaktadır. Bu düzeneklerden geçen ışığın polarizasyonu Faraday etkisiyle, θ_F açısıyla döndürülür:

$$\theta_F = \nu l H_a \quad (4.1)$$

Burada ν Verdet sabitini, l cam çubuğun uzunluğunu ve H_a da cam çubuklara uygulanan manyetik alanı göstermektedir. H_a manyetik alanı, cam çubukların etrafındaki sarımlara uygulanan I_F akımıyla oluşturulduğundan, buradaki Faraday dönmesi aslında I_F akımıyla orantılıdır:

$$\theta_F = k_F I_F \quad (4.2)$$

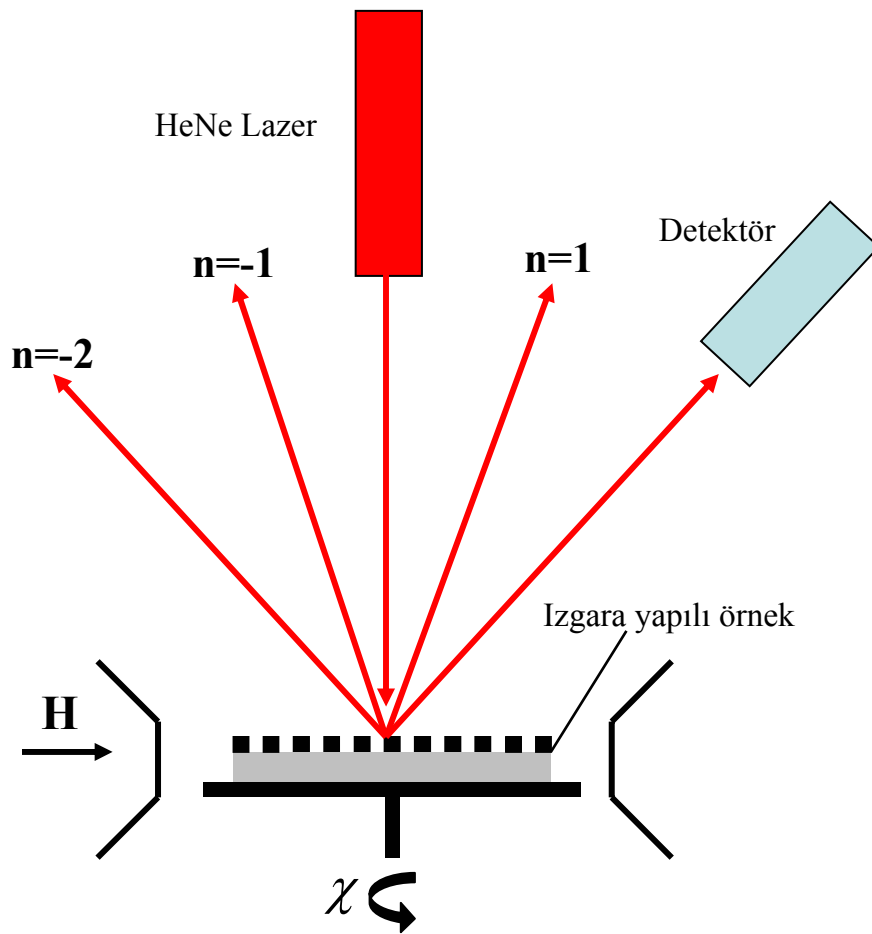
k_F , deneysel bir değerdir ve $k_F = 0,7165$ %/A olarak belirlenmiştir (Schmitte, 2002). Faraday düzeneklerinden birine (modülatör) frekansı 1 kHz'den biraz küçük alternatif akım (AC), diğerine ise (rotatör) doğru akım (DC) uygulanmaktadır. Rotatör; örnekten kaynaklanan Kerr dönmesini geriye döndürmek için kullanılmaktadır. Modülatör ise; lock-in teknikleri için tercih edilmiştir (Zeidler, 1991).

Kullandığımız HeNe lazerin gücü 5mW'dır ve standart ölçümler için bu kadar güçlü bir lazere ihtiyaç yoktur. Fakat ızgaralardan kırılan ışınları ölçmek istediğimizde (Bragg-MOKE), bu güçteki bir lazer çok işimize yarayacaktır. Detektör olarak bir fotodiyot kullanılmaktadır. Çok küçük Kerr dönmelerinin ölçümü bile fotodiyot kullanılarak yapılabilmektedir. Manyetik alana duyarlı olduğu için, detektör yerine ışık çoğaltıcı (photomultiplier) kullanmak pek uygun değildir (Zeidler, 1991, 1996).

MOKE düzeneği tamamen bilgisayar kontrollüdür. LabView'de yazılmış program, geri döndürme işlemini ve örneğe uygulanan dış alanı düzenler. Her bir ölçüm için, I_F akımı ve H dış alanı (kalibre edilmiş gaussmetre ile ölçülür) kaydedilir. Bir histeresiz ölçümü yapıldıktan sonra, kalibre edilmiş k_F orantı sabiti kullanılarak Eşitlik 4.2'den Kerr dönmesi hesaplanır.

4.2 Bragg-MOKE Düzeneği

Gelen ve çıkan ışığın açısını istediğimiz gibi belirleyebilmek için, düzeneğin tamamı bir gonyometre üzerine yerleştirilmiştir. Eksenleri birbirinden bağımsız iki dönme aşaması olan bu düzenek, bilgisayar kontrollü motorlarla döndürölmektedir. İlk motor, lazer ile polarizörü birlikte döndürür. İkinci motor ise, mıknatıs ve örnek tutucudan ibaret olan bölümü döndürür. şekil 4.3 ve şekil 4.5'de gösterilen bu düzenek, Bragg-MOKE deneylerinde farklı kırılma ışınlarını ölçebilmek için çok kullanışlıdır.

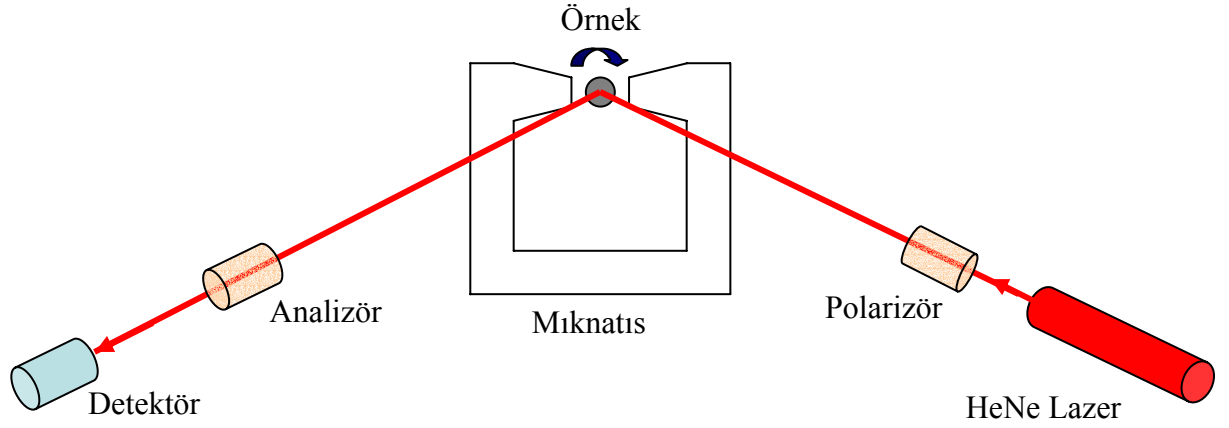


şekil 4.5 Bragg-MOKE düzeneğinin geometrisi. S-polarize ışık malzeme üzerine dik olarak ($\theta_0=0^\circ$) gelirken, çubuklara dik yönde manyetik alan uygulanmaktadır.

Bragg-MOKE ölçümlerinde geliş açısı $\theta_0=0^\circ$ seçildiğinde, genel simetri sebeplerinden dolayı n . Bragg-MOKE histeresiz eğrisi ile $-n$. histeresiz eğrisi aynı olur (Schmitte, 2002).

4.3 Şiddet Ölçümleri İçin Kullanılan MOKE Düzenegi

Şiddet ölçümleri için, polarizasyon ölçüm ünitesinin tamamı basit bir fotodiyot ile yerdeğiştirebilir (Şekil 4.6).



Şekil 4.6 Ölçüm ünitesinin sadece analizör ve detektörden oluştuğu MOKE düzenegi.

Örneğin net mıknatıslanması sıfır ise, yansıyan ışığın elektrik alanı hiçbir E_x bileşenine sahip olmayacaktır. Eğer örnek manyetik olursa, yansıyan ışığın elektrik alanına çok küçük bir E_x katkısı gelecektir (Şekil 4.7 (b)):

$$E_x = E_y \tan \theta \approx E_y \theta, \quad (4.3)$$

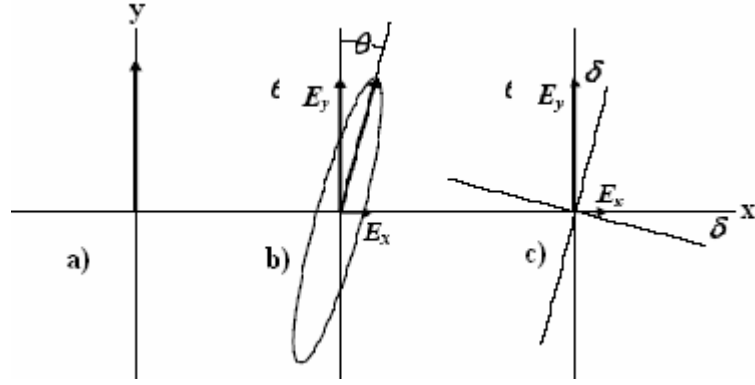
buradaki θ , çok küçük bir açıdır ve karmaşıktır. Eğer θ 'yı gerçekte ve sanal kısımlarına ayırırsak aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$\theta = \theta_K + i\varepsilon_K \quad (4.4)$$

θ_K , Kerr dönmesi olarak isimlendirilir ve mıknatıslanmış malzemenin kırılma indisinin gerçekte kısmındaki değişiklik nedeniyle oluşur. ε_K , Kerr eliptikliği olarak adlandırılır ve kırılma indisinin sanal kısmındaki değişiklik nedeniyle oluşur (Argyres, 1955; Bader vd., 1999). Eşitlik 4.4'ü 4.3'de yerine yazarsak;

$$E_x = E_y (\theta_K + i\varepsilon_K), \quad (4.5)$$

ifadesini elde ederiz.



Şekil 4.7 Kerr dönmesi ve eliptikliği. a) Gelen ışığın elektrik alanı y yönünde polarize edilmiştir. b) Manyetik malzemeden yansıyan ışığın polarizasyonu karmaşık Kerr açısıyla(θ) döndürülür. c) Gelen ışığın polarizasyonuna dik olarak ayarlanan analizör, ilk polarizasyon durumuyla çok küçük bir δ açısı yapacak şekilde döndürülür.

Bu düzenekte, lazerden çıkan ışık ilk polarizör ile s-polarize hale getirilir. P-polarize olarak ayarlanan analizör, bu durumundan çok küçük bir δ açısıyla döndürülür (Şekil 4.7(c)) ve böylece çıkan ışığın elektrik alanı aşağıdaki gibi olur:

$$\vec{E} = E_y \sin \delta + E_x \cos \delta \quad (4.6)$$

δ açısı çok küçük olduğu için ($\delta \rightarrow 0$), Eşitlik (4.6)'yı şu şekilde yazabiliriz:

$$\vec{E} = E_y \delta + E_x. \quad (4.7)$$

Eşitlik 4.5'i, 4.7'de kullanalım:

$$\vec{E} = E_y (\delta + \theta_K + i \varepsilon_K). \quad (4.8)$$

Elektrik alanın karesini alıp, θ_K^2 ve ε_K^2 ifadelerini ihmal edersek; detektör tarafından okunan şiddeti bulmuş oluruz:

$$I = |E|^2 = |E_y|^2 (\delta^2 + 2\delta\theta_K). \quad (4.9)$$

Hiçbir Kerr etkisinin olmadığı zamandaki şiddeti, $I_0 = |E_y|^2 \delta^2$ olarak tanımlarsak;

$$I = I_0 \left(1 + \frac{2\theta_K}{\delta} \right), \quad (4.10)$$

sonucunu buluruz. Bu eşitlikten θ_K çekilebilir:

$$\theta_K = \frac{\delta (I - I_0)}{2 I_0}. \quad (4.11)$$

Ayrıca, bir çeyrek dalga düzlemi kullanılarak Kerr eliptikliğini de ölçmek mümkündür. Çeyrek dalga düzlemi, bir bileşeni diğerine göre $\pi/2$ radyanlık geciktirir. Böylece, çıkan ışıkta bir faz değişikliği meydana gelir:

$$e^{i\left(\frac{\pi}{2}\right)} = \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) - i \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) = -i. \quad (4.12)$$

Böylece Kerr açısı aşağıdaki gibi olur;

$$\theta = (\theta_K + i\varepsilon_K)(-i) = -i\theta_K + \varepsilon_K, \quad (4.13)$$

ve elektrik alan şu hale gelir:

$$E = E_y (\delta + \varepsilon_K - i\theta_K). \quad (4.14)$$

Tekrar, şiddeti bulmak için elektrik alanın karesini alalım:

$$I = |E|^2 = |E_y|^2 (\delta^2 + 2\delta\varepsilon_K). \quad (4.15)$$

Yine I_0 yukarıdaki gibi tanımlanırsa ($I_0 = |E_y|^2 \delta^2$);

$$I = I_0 \left(1 + \frac{2\varepsilon_K}{\delta} \right), \quad (4.16)$$

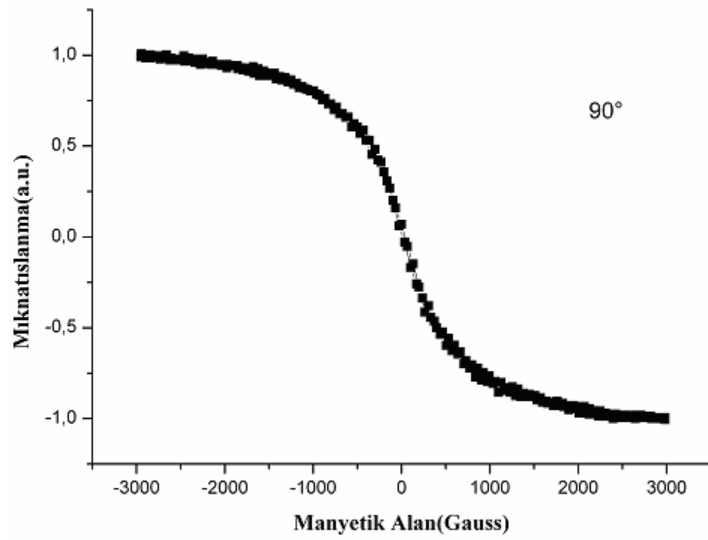
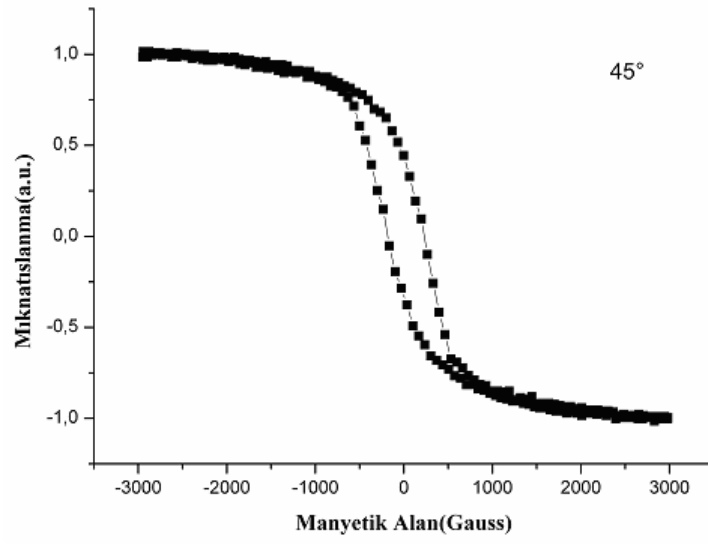
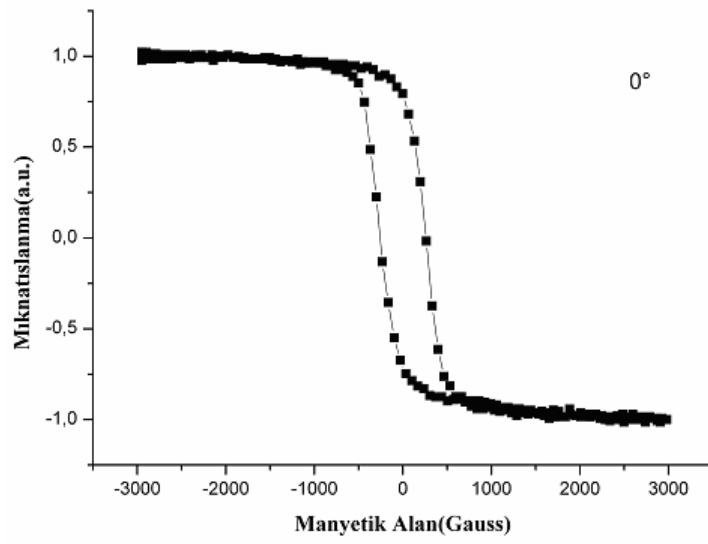
bulunur.

5. ÖLÇÜMLER

5.1 Ferromanyetik Co-iyonları Ekilmiş TiO₂ Örneklerin Boyuna-MOKE Ölçümleri

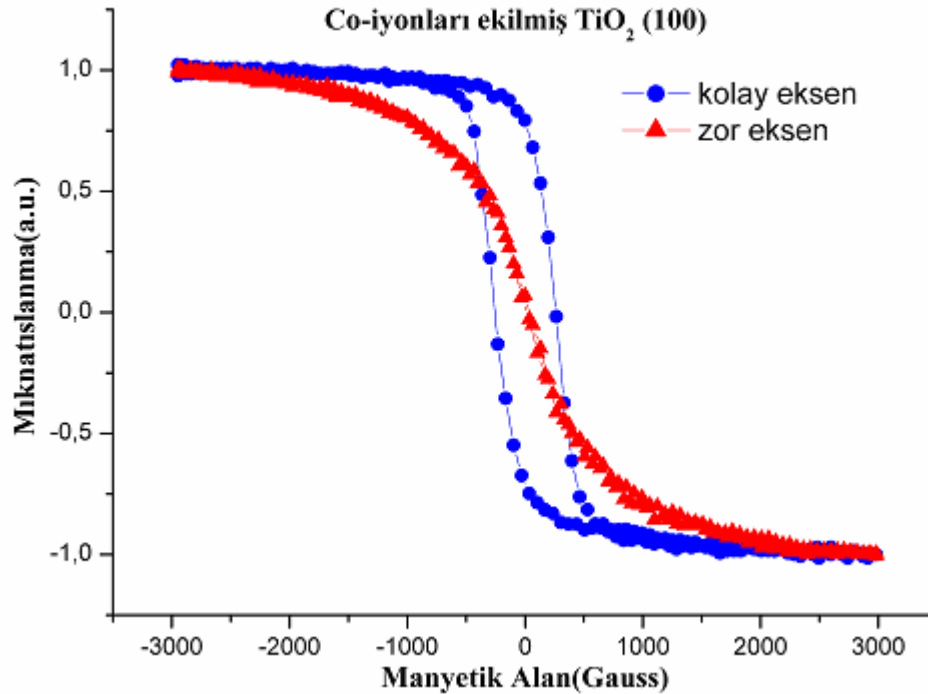
Bu ölçümler için kullandığımız Co-iyonları ekilmiş TiO₂ örnekler, ILU-3 iyon hızlandırıcısı kullanılarak Kazan Fizik Teknik Enstitüsü'nde hazırlanmıştır. 40 keV enerjili Co⁺ iyonları (2×10^{17} iyon/cm², lik doz ile), (100) ve (001) kristal yönlerine sahip tek kristal TiO₂ alttaşlar ($10 \times 10 \text{ mm}^2$) üzerine ekilmiştir. Co iyonlarının TiO₂ kristal yüzeyinden içeriye ortalama giriş derinlikleri yaklaşık olarak 100 nm ve Co iyonu dağılım bölgesinin kalınlığı ise 70 nm düzeyindedir. İyon akı yoğunluğu ve süresine bağlı olarak TiO₂ içindeki ortalama Co iyon yoğunluğu %50 civarında seçilmiştir. Bu örneklerin yapısal, manyetik ve elektrik özellikleri; elektron kırınım mikroskobu (EMR-100), indüktif manyetometri (Iasonov vd., 1998), Faraday manyetometresi (Bourov vd., 1996) gibi yöntemlerle Kazan'da ve taramalı elektron mikroskobu (Philips XL30 ESEM), x-ışını kırınımı (Rikagu RINT 2000 serisi) ve Elektron Spin Rezonans (ESR) Spektrometresi (Bruker EMX serisi) gibi yöntemlerle de Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'nde incelenmiştir (Khaibullin vd., 2004). Bu incelemeler sonucunda, manyetik olmayan TiO₂'in, Co iyonları ekildikten sonra iyi bir ferromanyetik haline geldiği görülmüştür (Khaibullin vd., 2004).

Aynı örneklerle Bochum Ruhr Üniversitesi'nde yaptığımız MOKE çalışmaları da, Khaibullin vd. tarafından yapılan çalışmaları doğrulamaktadır. Şekil 5.1'de Co-iyonları ekilmiş TiO₂ (100) örneğe ait, 0° (kolay eksen), 45° ve 90° (zor eksen) açılarındaki histerisiz eğrileri görülmektedir. Kolay eksen için zorlayıcı alan 260 gauss iken, bu değer 45° için 207 Gauss'a ve zor eksen için ise 9,6 Gauss'a kadar düşmektedir. Aynı şekilde normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanma değerleri de, sırasıyla 0,75, 0,38 ve 0,016'dır. Kolay ekseninde manyetik momentler alan doğrultusunda yönelmeyi tercih edecekleri için, kalıcı mıknatıslanmanın kolay ekseninde daha büyük olması beklenen bir durumdur ve alan doğrultusunda yönelmiş olan bu manyetik momentleri başka bir yöne döndürmek için diğer eksenlerdekine göre tabiki daha fazla alan uygulamamız gerekecektir. Bu da zorlayıcı alanın kolay ekseninde daha büyük olacağı sonucunu vermektedir. Zor eksen için tam tersi durum söz konusu olduğundan, zorlayıcı alan ve kalıcı mıknatıslanma en küçük değerindedir.



Şekil 5.1 Co-iyonları ekilmiş TiO₂(100) örneğe ait, 0° (kolay eksen), 45° ve 90° (zor eksen) açılarındaki histerisiz eğrileri.

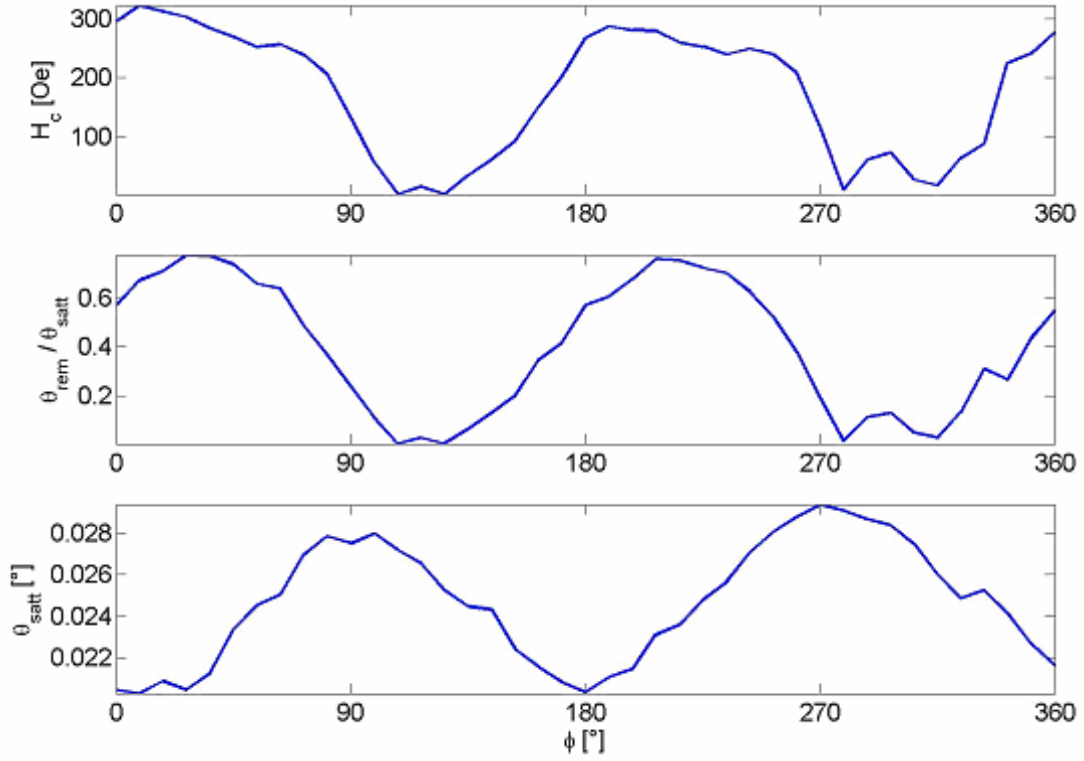
Şekil 5.2’de, Co ekilmiş TiO_2 (100) örneğin kolay ve zor eksenlerine ait normalize edilmiş histeresiz eğrileri, karşılaştırma amacı ile aynı grafikte verilmiştir. Kolay eksende zorlayıcı alan yaklaşık olarak 260 Gauss iken, zor eksende bu değer 9,6 Gauss’a kadar düşmektedir. Buradan, malzemenin zor eksenindeki mıknatıslanmasının, kolay eksenine göre çok daha kolay değiştirilebileceği gerçeği ortaya çıkmaktadır. Yani, kolay eksende malzemenin mıknatıslanmasını sıfıra indirmek için 260 Gauss’luk dış alan uygulamamız gerekirken, zor eksende bu alan yalnızca 9,6 Gauss’ dur. Aynı şekilde, kolay eksende normalize kalıcı mıknatıslanma değeri 0,75 iken, zor eksende bu değer 0,016’ dır. Normalize doyum mıknatıslanması ise, hem kolay hem de zor eksen için 1’ dir.



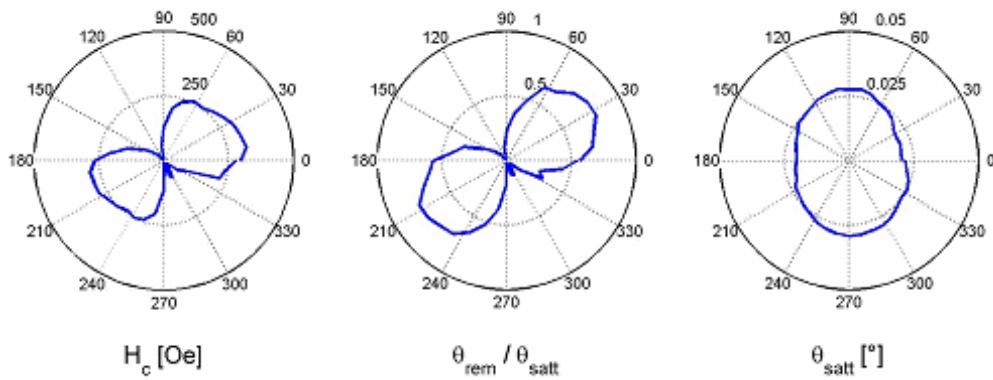
Şekil 5.2 Co ekilmiş TiO_2 (100) örneğinin, kolay ve zor eksenlerine ait normalize edilmiş histeresiz eğrileri. Kalıcı mıknatıslanması ve zorlayıcı alanı daha büyük olan eğri, örneğin kolay eksenindeki histeresiz eğrisidir.

(100) örneği in-planede döndürülerek (9° ara ile toplam 360°), her açı için bir histeresiz eğrisi alınmış (41 eğri) ve bu eğrilerden elde edilen kalıcı mıknatıslanma, doyum mıknatıslanması ve zorlayıcı alan gibi değerler açığa bağli olarak Şekil 5.3 ve Şekil 5.4’de gösterilmiştir. Açığa bağli kalıcı mıknatıslanma eğrisi, bize örneğin anizotropisi hakkında fikir vermektedir ve Şekil 5.3 ve Şekil 5.4’de görüldüğü gibi bu örnek iki katli aksenal anizotropiye sahiptir. İlginç olanı, doyum mıknatıslanmasının açığa bağli olarak az da olsa değışmesidir. Bu gözlem, MOKE sinyalinin sadece M mıknatıslanmasıyla ilgili kalmayıp iç anizotropi

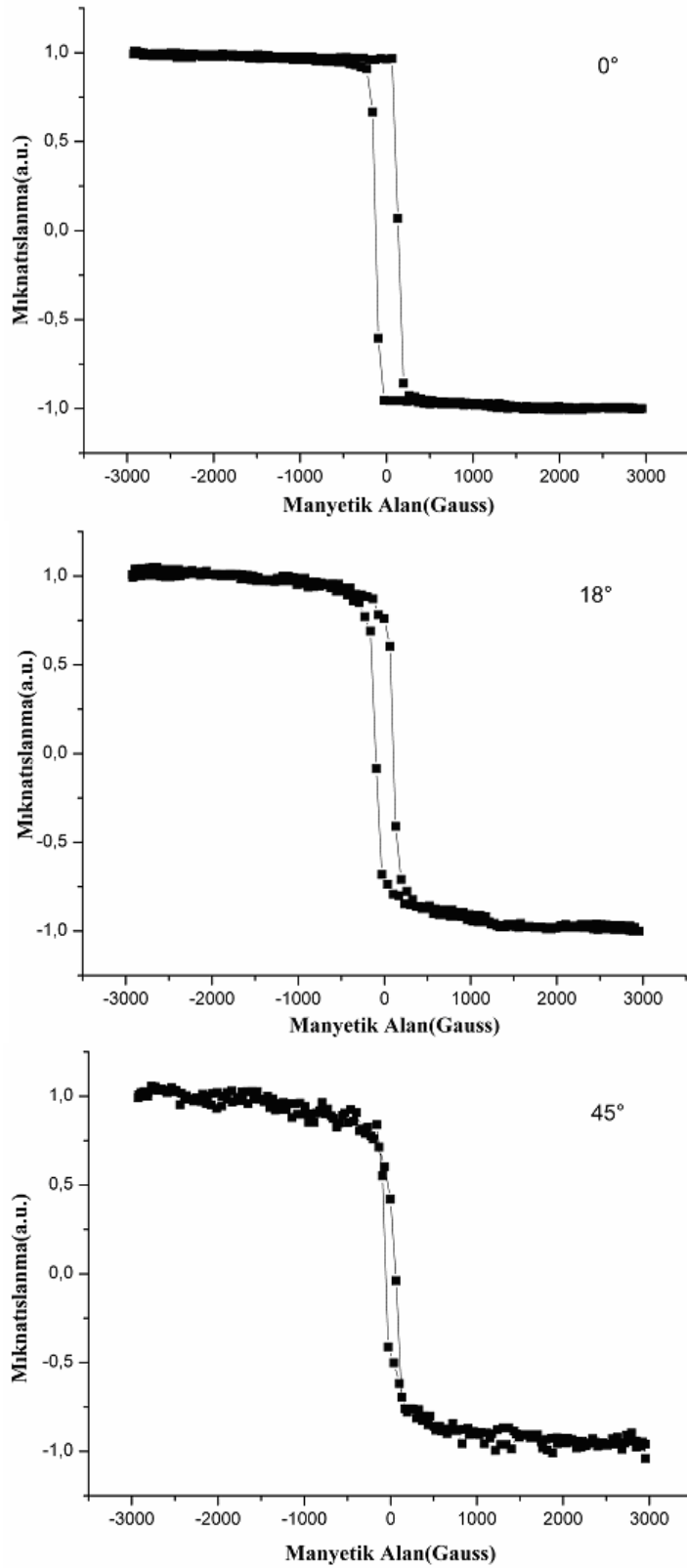
alanlarının etkisini de içerdiğinin açık bir göstergesidir. Çünkü doyum mıknatıslanmasının yönden bağımsız olması gerekirdi.



Şekil 5.3 Co-ekilmiş $TiO_2(100)$ için, zorlayıcı alanın (H_c), normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanmanın ($\theta_{rem}/\theta_{sat.}$) ve doyum mıknatıslanmasının ($\theta_{sat.}$), örneğin kendi etrafındaki dönme açısına göre değişimi.



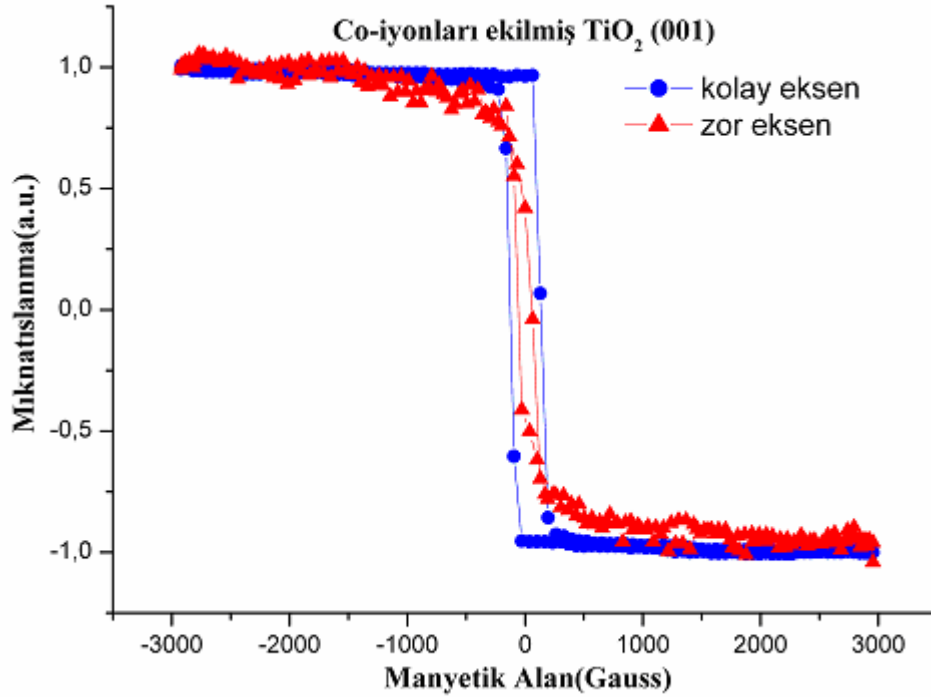
Şekil 5.4 Co-ekilmiş $TiO_2(100)$ için, zorlayıcı alanın, normalize kalıcı mıknatıslanmanın ve doyum mıknatıslanmasının açıya bağlı değişiminin dairesel gösterimi.



Şekil 5.5 Co-iyonları ekilmiş $\text{TiO}_2(001)$ örneğe ait, 0° (kolay eksen), 18° ve 45° (zor eksen) açılarındaki histerisiz eğrileri.

Şekil 5.5'de de Co-iyonları ekilmiş $\text{TiO}_2(001)$ örneğe ait, 0° (kolay eksen), 18° ve 45° (zor eksen) açılarındaki histerisiz eğrileri görülmektedir. Kolay eksen için zorlayıcı alan yaklaşık

olarak 130 gauss iken, bu değer 18° için 102,7 Gauss'a ve zor eksen için ise 59 Gauss'a kadar düşmektedir. Bu örneğe ait normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanma değerleri ise, sırasıyla 0,95, 0,73 ve 0,43'dür.

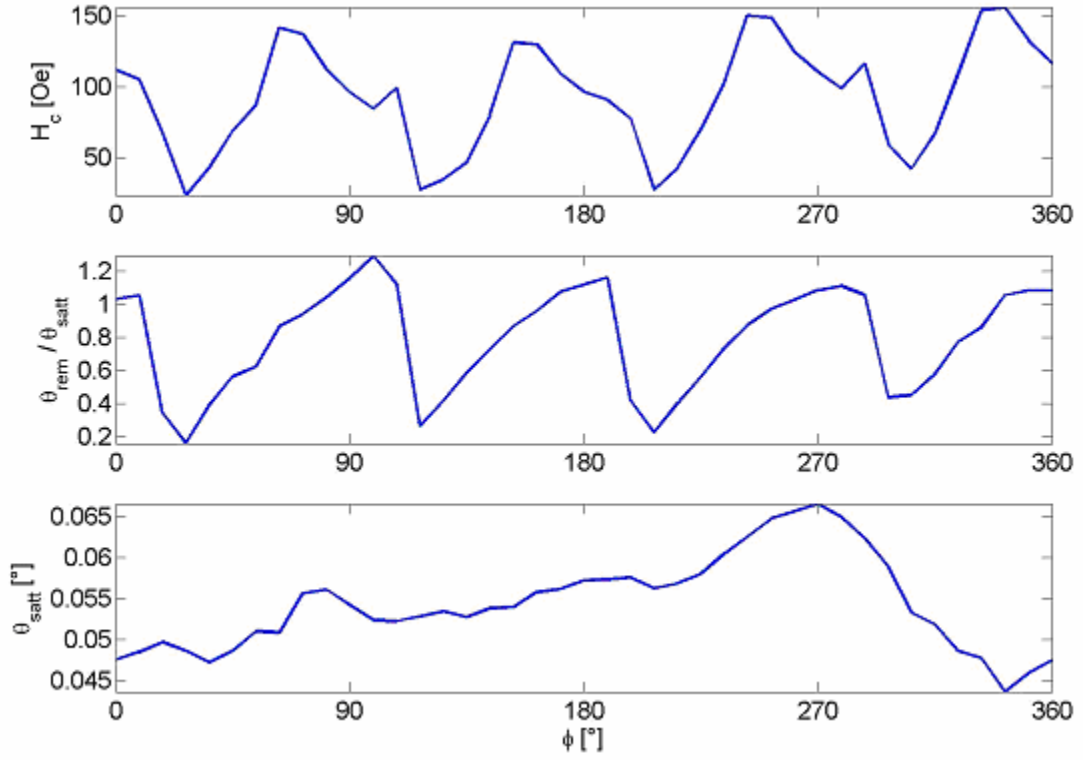


Şekil 5.6 Co-iyonları ekilmiş TiO₂(001) örneğinin, kolay ve zor eksenlerine ait normalize edilmiş histeresiz eğrileri.

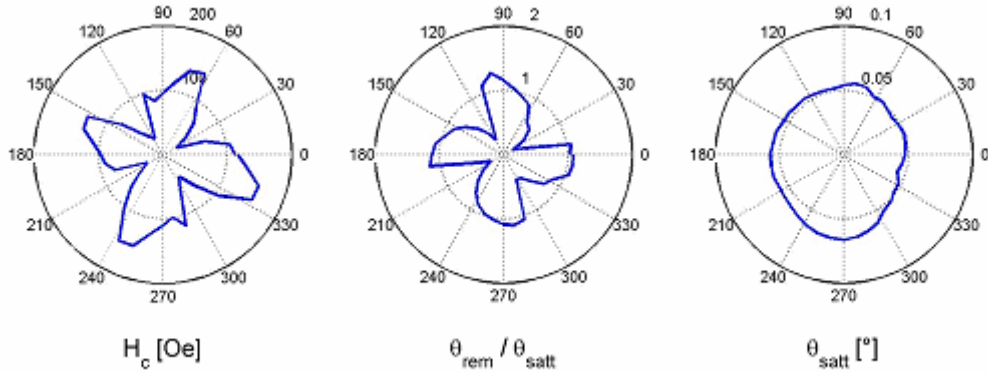
Yine Şekil 5.6'da, (001) örneğinin kolay ve zor eksenlerine ait normalize edilmiş histeresiz eğrileri aynı grafik içerisinde karşılaştırılmıştır. Fakat (100) örneğinden oldukça farklı olarak, zor ekseninde zorlayıcı alan 59 Gauss iken, kolay ekseninde bu değer yaklaşık iki kat daha büyüktür ve 130 Gauss' dur. Yine (100) örneğinden çok farklı olarak, kolay ekseninde normalize kalıcı mıknatıslanma değeri 0,95 iken, zor ekseninde bu değer 0,43' dür ve yaklaşık olarak kolay eksenindeki değerin yarısıdır. Normalize doyum mıknatıslanması ise, hem kolay hem de zor eksen için 1'dir.

(001) örneği için farklı bir durum da, açığa bağlı kalıcı mıknatıslanma ve zorlayıcı alan grafiklerinde karşımıza çıkmaktadır. Şekil 5.7 ve Şekil 5.8'den de çok açık bir şekilde görülebileceği gibi, bu örnek dört katlı şekil anizotropisine sahiptir. Yani kolay ve zor eksenler her 90°de bir kendini tekrar etmektedir.

-



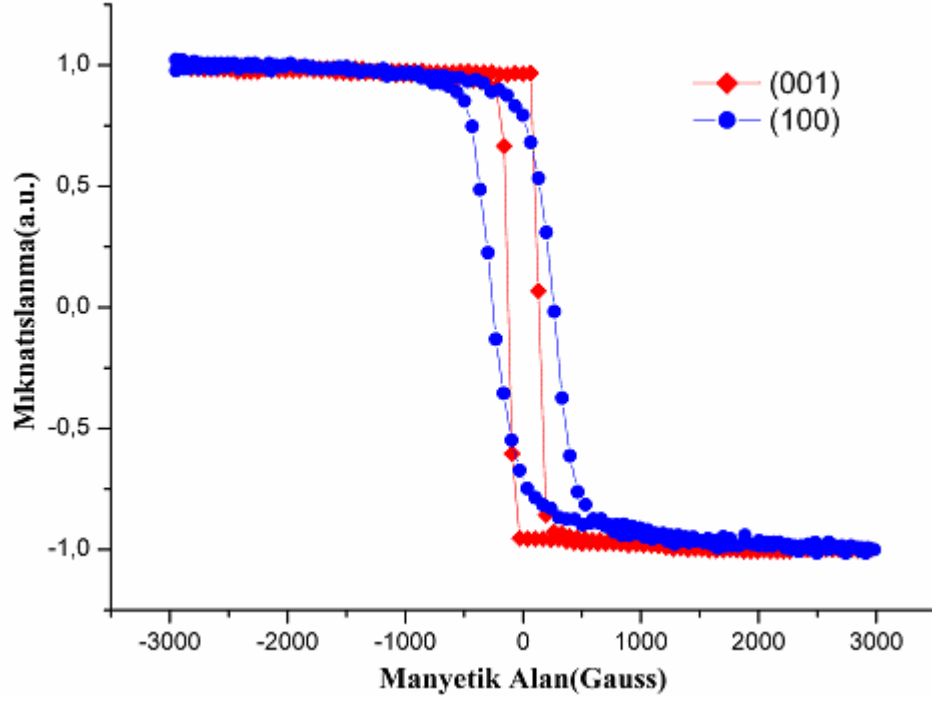
Şekil 5.7 Co-ekilmiş TiO_2 (001) için, zorlayıcı alanın (H_c), normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanmanın ($\theta_{rem}/\theta_{sat}$) ve doyum mıknatıslanmasının (θ_{sat}), örneğin kendi etrafındaki dönme açısına göre değişimi.



Şekil 5.8 Co-ekilmiş TiO_2 (001) için, zorlayıcı alanın, normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanmanın ve doyum mıknatıslanmasının açığa bağlı değişiminin dairesel gösterimi. Doyum mıknatıslanması bazı açılarda daha büyük çıksa da, 360° boyunca neredeyse sabittir.

Şekil 5.9'da, (100) ve (001) örneklerinin kolay eksenindeki histerisiz eğrileri karşılaştırılmıştır. (001) için zorlayıcı alan 130 Gauss iken, (100) için bu alan tam iki kat daha büyüktür (260 Gauss). Fakat bunun aksine, (001)'in kalıcı mıknatıslanması da (100)'inkinden daha büyüktür

ve normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanma (001) için 0,95, (100) için 0,75'dir. Ayrıca (001)'in histerisiz eğrileri neredeyse dikdörtgen iken, (100)'in eğrileri daha yumuşak hatlara sahiptir.



Şekil 5.9 Co-ekilmiş TiO₂ (100) ile (001)'in karşılaştırılması.

6. SONUÇLAR

Bu çalışmada, Co-iyonları ekilmiş TiO_2 ferromanyetik ince filmler, manyeto-optik Kerr etkisi yöntemiyle incelenmiştir. (100) ve (001) kristal yönelimlerine sahip TiO_2 alttaşlar kullanılarak hazırlanmış örneklerin histerisiz eğrileri ölçülmüş, her bir örneğin kolay ve zor eksenlerindeki kalıcı mıknatıslanma ve zorlayıcı alan değerleri belirlenmiştir.

(100) örneği için kolay eksenindeki zorlayıcı alan 260 Gauss, (001) örneği için ise bu değer 130 Gauss olarak ölçüldü. Kolay eksenindeki normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanma değerleri de, (100) için 0,75 ve (001) için 0,95 olarak belirlendi. Zor eksenindeki zorlayıcı alan değerleri; (100) için 9,6 Gauss iken, (001) için 59 Gauss, normalize edilmiş kalıcı mıknatıslanma da; (100) için 0,016 ve (001) için 0,43 olarak ölçüldü. Böylece, zor ekseninde (100)'in histerisiz eğrisi neredeyse yok olurken, (001)'in zor eksenindeki kalıcı mıknatıslanma ve zorlayıcı alan değerlerinin yaklaşık olarak kolay eksenindeki değerlerinin yarısı olduğu belirlenmiştir.

Ayrıca, (100) ve (001) örneklerinin in-plane anizotropilerinin de birbirlerinden farklı olduğu ve (100) örneğinin iki katlı eksenel anizotropiye (Şekil 5.4), (001) örneğinin ise dört katlı anizotropiye sahip olduğu gözlemlendi (Şekil 5.8).

Bu çalışmadan aşağıdaki esas sonuçlar alınmıştır:

1. Manyetik olmayan TiO_2 alltaşın, Co iyonları ekildikten sonra iyi bir ferromanyetik haline geldiği manyeto-optik Kerr etkisi yöntemiyle gösterilmiştir.
2. Aynı koşullarda hazırlanmış ve aynı yöntemle (MOKE) ölçülmüş, yalnızca alttaşlarının kristal yönelimleri farklı ferromanyetik ince filmlerin mıknatıslanma ölçümlerinin birbirinden farklı olması; farklı kristal yönelimine sahip alttaş kullanımının örneğin manyetik özelliklerini etkileyebileceği sonucunu vermektedir.

KAYNAKLAR

- Ali, M., (1999), Doktora Tezi, The University of Sheffield.
- Argyres, P.N., (1955), Physical Review, Vol. 97: 334.
- Atkinson, R. ve Lissberger, P. H., (1992), Appl. Optics, 31: 6076.
- Bader, S.D. ve Qiu, Z.Q., (1999), J. Magn. Magn. Mater., 200: 664
- Bourov, B., Iasonov, P., Nourgaliev, D. ve Ibragimov, Sh., (1996), Annales Geophysicae, 14 (1): 133.
- Fowles, G.R., (1968), Introduction to Modern Optics, Chapter 2, Holt, Rinehart and Winston, Inc. Salt Lake City.
- Geoffroy, O., Givord, D., Otani, Y., Pannetier, B., Santos, A., Schlenker, M. ve Souche, Y., (1993), J. Magn. Magn. Mater., 121: 516.
- Grimsditch, M. ve Vavassori, P., (2004), J. Phys.: Condens. Matter, 16: 275-294
- Hubert, A. ve Schäfer, R., (1998), Magnetic Domains, chap. 2, Springer-Verlag, Berlin.
- Iasonov, P.G., Nourgaliev, D.K., Bourov, B.V. ve Heller, F., (1998), Geologica Carpathica, 49: 224.
- Khaibullin, R.I., Tagirov, L.R., Rameev, B.Z., Ibragimov, Sh.Z., Yıldız, F. ve Aktaş, B., (2004), Journal of Physics C: Solid State Phys., Yayında.
- Mansuripur, M., (1999), Optics and Photonics News.
- Schmitte, T., (2002), Doktora Tezi, Ruhr-Universität Bochum.
- Serway, R.A., (1996), Physics (IV. Kısım), Çev. Editörü: Çolakoğlu, K., Palme Yayıncılık, Ankara.
- Theis-Bröhl, K., Scheidt, R., Zeidler, T., Schreiber, F., Zabel, H., Mathieu, T., Mathieu, C. ve Hillebrands, B., (1996), Phys. Rev. B, 53, 11613.
- You, C.Y. ve Shin, S.C., (1996), Appl. Phys. Letters, 69 (9): 1315.
- You, C.Y. ve Shin, S.C., (1998), Journal of Appl. Phys. Vol. 84 (1): 541.
- You, C.Y. ve Shin, S.C., (1999), J. Magn. Magn. Mater., 198: 573-577.
- Zak, J., Moog, E.R., Liu, C. ve Bader, S.D., (1990), J. Appl. Phys., 68 (8): 4203.
- Zeidler, T., (1991), Master Tezi, Ruhr-Universität Bochum.
- Zeidler, T., (1996), Doktora Tezi, Ruhr-Universität Bochum.

Zeidler, T., Schreiber, F., Zabel, H., Donner, W. ve Metoki, N., (1996), Phys. Rev. B, 53.

ÖZGEÇMİŞ

| | | |
|------------------------|------------|---|
| Doğum Tarihi | 04.05.1979 | |
| Doğum Yeri | Kocaeli | |
| Lise | 1994-1997 | İzmit Gazi Lisesi |
| Lisans | 1997-2001 | Yıldız Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fak. Fizik Bölümü |
| Yüksek Lisans | 2002-2004 | Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı |
| Çalıştığı Kurumlar | | |
| Mart,2004-Haziran,2004 | | Bochum Ruhr Üniversitesi (Almanya) Deneysel Fizik / Katıhal Fiziği Enstitüsü |