

T.C.
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAGNONİK KRİSTALLERİN MANYETİK ALAN SENSÖRÜ OLARAK
KULLANIMI



ALİ ONUR KAYA

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

HAZİRAN 2016

Tezin Başlığı : Magnonik Kristallerin Manyetik Alan Sensörü Olarak Kullanımı

Tezi Hazırlayan : Ali Onur KAYA

Sınav Tarihi :

Yukarıda adı geçen tez, jürimizce değerlendirilerek Fizik Ana Bilim Dalında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Sınav Jüri Üyeleri

Tez Danışmanı : Prof.Dr. Selçuk ATALAY
İnönü Üniversitesi

Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL
Atatürk Üniversitesi

Yard. Doç. Dr. M.Tolga YURTCAN
Atatürk Üniversitesi

Prof.Dr. Hüseyin GENCER
İnönü Üniversitesi

Doç. Dr. Nevzat BAYRI
İnönü Üniversitesi

Prof. Dr. Alaattin ESEN

Enstitü Müdürü

ONUR SÖZÜ

Doktora Tezi olarak sunduğum “Magnonik Kristallerin Manyetik Alan Sensörü Olarak Kullanımı” başlıklı bu çalışmanın bilimsel ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yardıma başvurmaksızın tarafımdan yazıldığını ve yararlandığım bütün kaynakların, hem metin içinde hem de kaynakçada yöntemine uygun biçimde gösterilenlerden oluştuğunu belirtir, bunu onurumla doğrularım.

.....

Ali Onur KAYA



ÖZET

Doktora Tezi

MAGNONİK KRİSTALLERİN MANYETİK ALAN SENSÖRÜ OLARAK KULLANIMI

Ali Onur KAYA

İnönü Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

142 + xv sayfa

2016

Danışman: Prof. Dr. Selçuk Atalay

Magnonik kristaller, spin dalgalarının uzun erişimli ilerlemesini sağlamak için üretilmiş ve manyetik özelliği periyodik olarak değişen malzemelerdir. Magnonik kristaller spin dalga spektrumları müsaade edilmiş magnonik durumlar ile yasak bant aralığı içerirler. Oluşan bantlar ve yasak bant genişliklerinin manyetik materyalin seçimine, yüzey profiline, materyalin geometrisine ve özellikle uygulanan manyetik alanın yönüne ve büyüklüğüne bağlı olarak değişmesi magnonik kristalleri teknolojik uygulamalar açısından ilgi çekici hale getirmiştir. Özellikle, bant yapısının uygulanan alana duyarlı olması, magnonik kristallerin oldukça hassas manyetik alan sensörü olarak kullanılmalarına imkân sağlamaktadır.

Bu tezde tek ve iki boyuta sahip magnonik kristaller üretilmiştir ve oluşan bant yapısının manyetik alanla değişimi incelenmiştir. Genelde tek kristal YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) ince filimleri kullanılarak magnonik yapı oluşturulmuştur. Yapılan ölçümlerde, pik frekansının manyetik alanla değişim eğrisinin eğiminin 37 pT/Hz olduğu görülmüştür. Buda oluşturulan farklı magnonik kristallerin kullanılarak tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin yaklaşık pT mertebesinde olacağını göstermektedir.

Anahtar Kelimeler: Magnonik kristal, YIG, manyetik alan sensörü, band yapısı

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

THE USAGE OF MAGNONIC CRYSTAL AS MAGNETIC FIELD SENSORS

Ali Onur KAYA

Inonu University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

142 + xv pages

2016

Supervisor: Prof. Dr. Selçuk Atalay

Magnonic crystals, produced for the propagation of spin waves in long range, are magnetic materials with alternating magnetic properties. The spin wave spectrum of magnonic crystals shows bands of allowed magnonic states and forbidden band gaps. The band gap width can be varied via a wide range of parameters such as; the type of magnetic material, the shape of the sample, surface profile and especially the orientation and magnitude of applied magnetic field which makes the magnonic crystals attractive materials for technological applications. In particular, the magnetic field sensitivity of band structure allows the magnonic crystals to be used as an extremely sensitive magnetic field sensor.

In this thesis, one and two dimensional magnonic crystals were produced and the variation of band gap with magnetic field was investigated. Single crystal YIG thin films were used to form magnonic structure. The measurements showed that the slope of peak frequency versus magnetic field is about 37pT/Hz. This clearly indicates that the magnetic field sensor can be developed using magnonic crystal with a sensitivity of pT.

Keywords: Magnonic crystals, YIG, magnetic field sensor, band structure

TEŞEKKÜR

Tez çalışmamın her aşamasında değerli yorumlarını ve desteğini esirgemeyen tez danışmanım, kıymetli hocam, Sayın Prof. Dr. Selçuk ATALAY ve Sayın Prof.Dr. Funda ATALAY'a;

Tez çalışmalarına katkısından dolayı Avustralya'daki danışman hocam Sayın Prof.Mikhail KOSTYLEV'e;

Destekleriyle ve yorumlarıyla bana her konuda yardımcı olan Dr. Gökhan Hıncal BAKIR'a;

Tez çalışmalarına desteklerinden dolayı değerli hocalarım Prof. Dr. Hüseyin GENCER, Doç.Dr. Nevzat BAYRI, Doç.Dr. Tekin İZGİ ve Doç.Dr. Veli Serkan KOLAT ve Doç.Dr. Olgun KAYA ve Yard. Doç. Dr. Harun KAYA' ya;

En zor anımda yanımda olan değerli arkadaşlarım Özden ASLAN ve Erhan CENGİZ'e

Hayatımın her döneminde bana destek olan AİLEME;

Sonsuz teşekkür ederim.

Bu tez çalışması, TÜBİTAK MFAG-112T820, 2014/01nolu proje numarası ile İnönü Üniversitesi BAP birimi ve TÜBİTAK BİDEP-2214/A burs programı tarafından desteklenmiştir. Her iki kuruma da desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
1.GİRİŞ	1
1.1. Tezin Amacı	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	3
2.1. Magnonik Kristaller	3
2.1.1. Spin Dalgaları.....	4
2.2. Magnonik Kristal Türleri	8
2.2.1. YIG Magnonikler	8
2.2.1.1. Ses Dalgası Metodu YIG Magnonik Kristal Üretimi.....	10
2.2.1.2. Bir Boyutta YIG Magnonik Kristaller	11
2.2.1.2.1. Oluk Yöntemi İle Bir Boyutta YIG Magnonik Üretimi.....	12
2.2.1.2.2. Şerit Yöntemiyle Bir Boyutta YIG Magnonik Kristal Üretimi.....	14
2.2.1.2.3. Dinamik YIG Magnonik Kristaller	15
2.2.3. Nikel- Demir (Py) Magnonik Kristaller	16
2.2.3.1 Tabakalı Magnonik Kristaller	16

2.2.3.2. Akım Kontrollü Nikel- Demir (Py) Magnonik Kristaller	18
2.2.3.3. İki Boyutta Nikel- Demir (Py) Magnonik Kristaller.....	20
2.2.4. Üç Boyutta Magnonik Kristaller.....	31
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	33
3.1. Giriş.....	33
3.2. Fotolitografi Yöntemiyle Magnonik Kristal Elde Etme Yöntemi.....	34
3.2.1. Numune Temizleme İşlemi	34
3.2.2. Fotorezist Kaplama İşlemi	34
3.2.3. Maske Camı Hazırlama İşlemi.....	36
3.2.4. Ultraviyole (Uv) İşlemi (Mask Aligner)	37
3.3. Deneysel Ölçüm Sistemi.....	40
3.3.1. Network Analizör.....	40
3.3.2. Anten Tasarımı.....	46
3.3. Nano Magnonik Kristal.....	47
3.3.1. Ölçüm Sistemi.....	48
3.3.1.1. Geniş Band Spin Dalga Spektroskopisi	49
3.3.1.2. Altın Şerit Tabanlı Düzenek(Strip-line).....	50
3.3.1.3. Mikrodalga Alıcı Tekniği.....	51
3.4. Numune Üzerine Nano Parçacık Biriktirilmesi	53
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	54
4. 1. Giriş.....	54

4.2. YIG İçin Ferromanyetik Rezonans (FMR) Ölçüm Sonuçları	54
4.3. YIG Film İçin S_{11} Ölçüm Sonuçları.....	55
4.4. YIG Film İçin S_{21} Ölçüm Sonuçları.....	56
4.5. Farklı Bakır ve Boşluk Boyutlarına Sahip Tek Boyutlu Magnonik Kristalleri Transmisyon Ölçüm Sonuçları	60
4.5.1. 270 μ m Bakır ve 30 μ m Boşluk Boyutuna Sahip Magnonik Kristaller.....	61
4.5.2. 200 μ m Bakır ve 100 μ m Boşluk Boyutuna Sahip Magnonik Kristaller.....	64
4.5.3 250 μ m Bakır ve 50 μ m Boşluk Boyutuna Sahip Magnonik Kristaller.....	66
4.5.4. Bakır Daire ve Boşluklardan Oluşan İki Boyutlu Magnonik Kristal.....	68
4.5.5. 270 μ m Nikel ve 30 μ m Boşluk Boyutuna Sahip Magnonik Kristaller.....	71
4.6. Gradyentli Tek ve İki Boyutlu Magnonik Kristaller.....	73
4.6.1. Tek Boyutlu Gradyentli Magnonik Kristaller	73
4.6.2. İki Boyutlu Gradyentli Magnonik Kristaller.....	75
4.7. Magnet Kullanılarak Elde Edilen Dinamik Magnonik Kristal Tasarımı ve Sonuçları.....	77
4.7.1. Karesel Şekle Sahip Mıknatıslarla Tek Boyutlu Magnonik Kristal Tasarımı..	77
4.7.2. Silindirik Mıknatıslarla Oluşturulan İki Boyutlu Magnonik Kristal Tasarımı.	84
4.8. Nano Magnonik Kristallerin Ferromanyetik Rezonans Eğrileri	89
4.9. Teorik Hesaplamalar ve Sonuçları	94
4.9.1. Landau – Lifshitz Ve Gilbert (LLG) Denklemi	94
4.9.1.1. Zeeman Enerjisi:	96
4.9.1.2. Exchange Etkileşmesi	97

4.9.1.3. Demanyetizasyon Enerjisi.....	97
4.9.1.4. Anizotropi Enerjisi.....	97
4.9.2. İnce Filmlerde Spin Dalgaları	99
4.9.3. Magnonik Kristallerin Dağılım Eğrileri için Yapılan Sayısal Hesaplamalar	100
4.9.4. Düzlem Dalga Açılımı Yöntemi ile Yapılan Benzetimler	100
4.9.5. Zamana Bağlı Yapılan Hesaplamalar.....	109
4.9.6. Bir boyutlu, Bir Bileşenli Magnonik Kristal Üzerinde İlerleyen MSSW Dalgalarının Band Yapılarının Elde Edilmesi İçin Yapılan Hesaplamalar	112
4.9.7. İki boyutlu, Bir Bileşenli Magnonik Kristal Üzerinde İlerleyen MSSW Dalgalarının Band Yapılarının Elde Edilmesi İçin Yapılan Hesaplamalar	119
5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	124
6. KAYNAKÇA	129
7. ÖZGEÇMİŞ.....	140

SİMGELER ve KISALTMALAR

μ	Manyetik geçirgenlik
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği
μ_a	Etkin manyetik geçirgenlik
χ	Manyetik alınganlık
B	Manyetik indüksiyon
D	Demanyetizasyon sabiti
$H_{dış}$	Dış manyetik alan
M	Manyetizasyon
FMR	Ferromanyetik Rezonans
MCs	Magnonik Kristal
Uv	Ultraviyole
MSW	Manyetostatik Spin Dalgaları
ASW	Akustik Dalga
DC	Doğrultulmuş Akım

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. İki- ve üç-boyutta magnonik kristallerin şematik gösterimi[7].	3
Şekil 2.2. Spin dalgalarının spektrumları[52].	5
Şekil 2.3. İnce filmde uygulanan alan yönüne bağlı olarak üç farklı MSW için dağıtıklık bağıntıları ve dağıtıklık eğrilerinin değişimi[63].	6
Şekil 2.4. (a) Mikroşerit trandüserin şematik gösterimi (b) magnonik cihazın genel görünüşü[62].	7
Şekil 2.5. YIG'in Kristal Yapısı [65].	9
Şekil 2.6. (a) ve (b) sırasıyla ölçüm sisteminin yandan ve yukardan görüntüsünü göstermektedir[66].	10
Şekil 2.7. Akustik dalga ile oluşturulan magnonik kristalin (a) 8,6µm kalınlıklı YIG, 41MHz akustik frekans ve $2\Delta H=0,7\text{Oe}$ 7,7µm kalınlıklı YIG, 70MHz akustik frekans ve $2\Delta H=0,5\text{Oe}$; (b) akustik frekansla bant aralığının değişimi[66].	11
Şekil 2.8. Sıcaklıkla bant yapısının değişimi[66].	11
Şekil 2.9. Oluk yöntemiyle oluşturulan YIG magnonik kristal[66].	12
Şekil 2.10. (a) BVMSW tranmisyon eğrisi (b) kayıplar[66].	13
Şekil 2.11. (a) Yüzey derinliğine bağlı olarak yasak bant(kare) ve geçiş bantı(halka) kayıplarının değerleri(b) derinliğine bağlı olarak bant genişliğinin değişimi[66].	13
Şekil 2.12. Gradyentli YIG magnonik kristal[68].	14
Şekil 2.13. (a)Bakır şeritli YIG magnonik kristal, (b) dış manyetik alan ile geçirgenlik katsayısının değişimi, (c) 50Oe manyetik alan altındaki geçirgenlik katsayısı[69].	15
Şekil 2.14. Dinamik magnonik kristal[70].	16
Şekil 2.15. (a)Teorik olarak hesaplanmış (b) deneysel olarak ölçülmüş dispersiyon bağıntısı. Düz çizgiler akım uygulanmış durumu, noktalı çizgiler ise akım uygulanmamış durumu temsil etmektedir[70].	16
Şekil 2.16. Co/NiFe magnonik kristaller[71].	17
Şekil 2.17. Permalloy film üzerinde permalloy teller kullanılarak oluşturulan magnonik kristal[71].	17
Şekil 2.18. Permalloy film üzerinde permalloy teller kullanılarak oluşturulan magnonik kristalin alan ile bant yapısının değişimi[71].	18

Şekil 2.19.	(a) Permalloy üzerine iyon katkılama yöntemiyle oluşturulan magnonik kristal (b) band yapısının değişimi [72].	18
Şekil 2.20.	$\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ akım kıvrımları ile periyodik engel oluşturma[73].	19
Şekil 2.21.	Film dalga kılavuzu üzerinde oluşan periyodik manyetik alan modülasyonu[73].	19
Şekil 2.22.	DC akım kontrollü magnonik kristal[74].	20
Şekil 2.23.	(a) Kobalt şeritli magnonik kristal (b) permalloy şeritli magnonik kristal (c) permalloy-kobat şeritli magnonik kristal[75].	20
Şekil 2.24.	$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ Ferromanyetik ince film üzerinde oluşturulmuş 86nm çaplı boşluklar[76].	21
Şekil 2.25.	Üzerinde 86nm çaplı boşluk bulunan NiFe numunesi için transmisyon eğrisi[76].	21
Şekil 2.26.	$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ nano parçacık kaplı $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ferromanyetik ince film[77].	22
Şekil 2.27.	(a) $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ film üzerine açılmış holler ve bu hollere yerleştirilmiş nano Co disklerden oluşan magnonik kristal, (b) spektrum yapısı[78].	22
Şekil 2.28.	(a) YIG'in silikon taban üzerinde büyütülmesi (b) 650°C'de puls uygulanmış numune (c) 200°C'de atma(puls) uygulanmış numune (d) numunenin üstten görünümü[79].	23
Şekil 2.29.	Darbe lazer biriktirme yöntemiyle doğal olarak oluşturulmuş iki boyutta YIG magnonik kristalin X-ray analiz sonuçları[79].	23
Şekil 2.30.	Darbe lazer biriktirme yöntemiyle doğal olarak oluşturulmuş iki boyutta YIG magnonik kristalin M-H eğrileri[79].	24
Şekil 2.31.	Darbe lazer biriktirme yöntemiyle doğal olarak oluşturulmuş iki boyutta YIG magnonik kristalin ferromanyetik rezonans analizi[79].	24
Şekil 2.32.	(a) Kusurlu magnonik kristal (b) çizgi kusurlu magnonik kristal(c) 50 ohm dirençli uyarıcı ve algılayıcı antenler[80].	25
Şekil 2.33.	İki boyutta kusurlu ve çizgi kusurlu magnonik kristalin (a) 3000Oe'deki bant yapısı (b)3275 Oe'deki bant yapısı[80].	25
Şekil 2.34.	Teorik hesaplamada kullanılan magnoik kristalin şematik gösterimi [80].	26
Şekil 2.35.	Teorik olarak hesaplanmış band diagramı[80].	27
Şekil 2.36.	(a) Transmisyon eğrisi ölçüm sistemi(b) numune üzerindeki boşluklar(c) boşluklar arasındaki sütunlar(örgü kusuru gibi de düşünebiliriz)(d) FVMSW bant yapısı[81].	28

Şekil 2.37. (a) Rezonans frekansı (b) transmisyon eğrisi (c) spin dalga hızı[82].	29
Şekil 2.38. Co/NiFe magnonik kristaller[82].	29
Şekil 2.39. Genişliği periyodik olarak değişen magnonik kristal ve bant yapısı[83].	29
Şekil 2.40. İki boyutlu magnonik kristaller[85,86].	30
Şekil 2.41. (a) Ve-değil geçiti tasarımı (b) akım şiddetinin zamanla değişimi[87].	31
Şekil 2.42. Üç-boyutta magnonik kristal ve bant yapısı [88].	31
Şekil 3.1. Tek kristal YIG filmin resmi.	33
Şekil 3.2. Tek kristal YIG filmin AFM görüntüleri.	33
Şekil 3.3. Numuneye fotorezist kaplama işlemi.	35
Şekil 3.4. AZ5214 fotorezist kaplı YIG ince film.	36
Şekil 3.5. Maske yazma işlemi.	37
Şekil 3.6. Ultraviyole(Uv) İşlemi(Mask Aligner).	38
Şekil 3.7. Yıkama yapılan numunenin son hali.	38
Şekil 3.8. Termal buharlaştırma yöntemiyle tek kristal YIG filme bakır kaplanma.	39
Şekil 3.9. 250µm çapında bakır YIG film üzerine litografi işlem uygulandıktan sonra elde edilen desenler.	39
Şekil 3.10. MSSW ölçüm sistemi.	41
Şekil 3.11. (a) Optik Sistem (b) Network Analizörün çalışma prensibi.	42
Şekil 3.12. Sistemin sinyale katkısı.	42
Şekil 3.13. S parametrelerinin şekilsel gösterimi.	43
Şekil 3.14. Network analizörün blok diyagramı.	43
Şekil 3.15. (a) Yansıma için kalibrasyon (b) İletim için kalibrasyon işlemi.	44
Şekil 3.16. Network analizörle antenleri birbirlerine bağlayan esnek kablo.	45
Şekil 3.17. Ölçüm işleminde kullanılan Agilent PNA N5221A serisi network analizör ve Agilent CXA spektrum analizör.	45
Şekil 3.18. Plastik taban üzerinde altın tellerle anten oluşturma işlemi.	46
Şekil 3.19. (a) Alüminyum taban üzerinde alüminyaya tutturulmuş bakır film ile oluşturulan anten (b) alüminyum taban üzerinde PCB plastiğe tutturulmuş bakır filmle oluşturulan anten (c) Plastik üzerinde PCB plastiğe tutturulmuş bakır filmle oluşturulan anten.	47
Şekil 3.20. Nano magnonik kristallerin elektron mikroskop görüntüsü.	48
Şekil 3.21. Altın Şerit Tabanlı Mikrodalga İletim Sistemi.	50

Şekil 3.22. 12GHz frekansında alınan FMR spektrumu..	51
Şekil 3.23. Mikrodalga algılayıcı devresi.	52
Şekil 3.24. Manyetik Nano Parçacıkların numune üzerindeki elektron mikroskop görüntüsü.....	53
Şekil 4.1. YIG numunenin FMR eğrisi.	55
Şekil 4.2. (a) 477Oe (b) 1677Oe (c) 2408Oe manyetik alanla S_{11} pik değerinin manyetik alanla değişimi (c) S_{11} değerlerinin frekansla değişimi.....	56
Şekil 4.3. 4mm'lik anten sisteminde 5µm kalınlığındaki tek kristal YIG film için transmisyon eğrisi.	57
Şekil 4.4. $H_0 = 1845$ Oe ve $4\pi M_0 = 1750$ G için hesaplanan manyetostatik spin dalgalarının (MSSW) alt ve üst sınır frekans değerleri[18].	58
Şekil 4.5. (a) 4mm'lik anten sisteminde 5µm kalınlığındaki tek kristal YIG için $H_0 = 1938$ Oe manyetik alan altındaki transmisyon eğrisi (b) Eş.4.3 ve 4.4 kullanılarak hesaplanan MSSW alt ve üst frekans sınırları.....	59
Şekil 4.6. Yüksek manyetik alan bölgesinde, transmisyon eğrisindeki pik değerlerinin manyetik alanla değişimi.	60
Şekil 4.7. 270µm enindeki bakır şeritler ve 30µm boşluklardan oluşturulan tek boyutlu magnonik kristal.....	61
Şekil 4.8. (a) Yüksek alanlar için transmisyon eğrileri (b) düşük alan değerleri için transmisyon eğrileri.....	62
Şekil 4.9. Bakır desenli magnonik kristalde pik frekansının manyetik alanla değişimi.	63
Şekil 4.10. 200µm enindeki bakır şeritler ve 100µm boşluklardan oluşturulan tek boyutlu magnonik kristalin şematik gösterimi ve optik resmi.	64
Şekil 4.11. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.	65
Şekil 4.12. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.	65
Şekil 4.13. Bakır desenli magnonik kristalde pik frekansının manyetik alanla değişimi.	66
Şekil 4.14. 250µm enindeki bakır şeritler ve 50µm boşluklardan oluşturulan tek boyutlu magnonik kristal.....	67
Şekil 4.15. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.	67
Şekil 4.16. Bakır desenli magnonik kristalde pik frekansının manyetik alanla değişimi.	68

Şekil 4.17. a) YIG film üzerine 250µm çapında oluşturulan bakır dairelerin şematik gösterimi b) elde edilen magnonik kristalin optik resmi.....	69
Şekil 4.18. Transmisyon eğrilerinin dış manyetik alanla bağlı olan değişimi.	70
Şekil 4.19. Numuneye uygulanan sinyalin gücünün transmisyon eğrisine etkisi..	71
Şekil 4.20. Eni 270µm ve çubuklar arası boşluk 30µm olan Nikelden yapılan tek boyutlu magnonik kristalin (a) şematik gösterimi (b) optik resmi.	72
Şekil 4.21. YIG üzerine oluşturulan Ni çubuklu magnonik kristalin (a) 1300Oe'de(b) 1550Oe'de transmisyon eğrileri.	73
Şekil 4.22. Tek boyutlu gradyentli magnonik kristalin (a) şematik gösterimi, (b) ve (c) farklı boyutlarda gradyentli magnonik kristallerin optik resimleri.	74
Şekil 4.23. Tek boyutlu gradyentli magnonik kristalin transmisyon eğrisi.	75
Şekil 4.24. İki boyutlu gradyentli magnonik kristalin şematik gösterimi ve optik resmi.....	76
Şekil 4.25. İki boyutlu gradyentli magnonik kristalin transmisyon eğrisi.	76
Şekil 4.26. Mıknatıs diziliminin farklı açılardan çekilmiş resimleri.....	78
Şekil 4.27. Kalınlığı 250 µm uzunluğu da 2cm olan ve her bir mıknatıs arası mesafe 270µm olan kare 10 tane mıknatısların dizilimi YIG üzerine yerleştirilme biçimi.	78
Şekil 4.28. (a) Manyetik harita çıkarıcı (b) bilgisayar modellemesi ve ile belirlenen manyetik alan profilleri.....	79
Şekil 4.29. Mıknatıs dizini kullanılarak elde edilen magnonik kristalin ölçüm sistemine yerleştirilmesi.	80
Şekil 4.30. (a) 1600, (b) 1750Oe manyetik alan için transmisyon eğrileri.	81
Şekil 4.31. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.	82
Şekil 4.32. Pik frekanslarının manyetik alanla değişimi.....	82
Şekil 4.33. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.	83
Şekil 4.34. Pik frekanslarının manyetik alanla değişimi.....	84
Şekil 4.35. (a) Üç boyutlu tarayıcı sistem ile periyodik oyuk açma işlemi (b) üzerine oyuk açılan plastik taban.....	84
Şekil 4.36. Silindirik mıknatısların iki boyutta dizilimi.....	85
Şekil 4.37. İki boyutta mıknatıs dizisinin oluşturduğu manyetik alan profili.....	85
Şekil 4.38. Elde edilen mıknatıs diziliminin YIG üzerine yerleştirilmesiyle elde edilen iki boyutlu magnonik kristalin şematik gösterimi.....	86

Şekil 4.39. (a) YIG filmin sisteme yerleştirilmesi (b) dizili mıknatısların sisteme yerleştirilmesi (c) YIG ve mıknatıslarla oluşturulan dinamik magnonik kristalin ölçüm sistemine yerleştirilmiş hali.	87
Şekil 4.40. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.	87
Şekil 4.41. Transmisyon eğrisindeki pik değerlerinin manyetik alanla değişimi. ...	88
Şekil 4.42. 8,5 GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.....	89
Şekil 4.43. 9 GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.....	90
Şekil 4.44. 10GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.....	90
Şekil 4.45. 11GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.....	91
Şekil 4.46. 12GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.....	91
Şekil 4.47. 13GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.....	92
Şekil 4.48. FMR Pik değerlerinin konsantrasyon ile değişimi C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$	93
Şekil 4.49. (a) C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ oranlarında manyetik nano parçacıkların numune üzerine biriktirme (b) mathematica ile manyetik alan gradiyentinin numune içinde gösterimi.	94
Şekil 4.50. İki bileşenli bir boyutlu magnonik kristal geometrisi.	102
Şekil 4.51. (a) $=200$ Oe, (b) $=0$ Oe dış manyetik alanları için $s=250\text{nm}$ ve $d=30\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristalin bant yapıları.	104

Şekil 4.52.	(a) $=200\text{Oe}$ ve (b) $=0\text{Oe}$ dış manyetik alanları için $s=250\text{nm}$ ve $d=30\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristalin bant yapıları[104].	105
Şekil 4.53.	$s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristalin bant yapılarının dış manyetik alan ile değişimi.....	106
Şekil 4.54.	Bu çalışma kapsamında üretilen, $s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristal için ilk 6 bandın genişliğinin dış manyetik alan ile değişimi.....	107
Şekil 4.55.	$s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristal için ilk 5 band aralığı genişliğinin dış manyetik alan ile değişimi.	108
Şekil 4.56.	$s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristal için ilk 5 band aralığı merkezinin dış manyetik alan ile değişimi.	109
Şekil 4.57.	Hesaplamalarda kullanılmış olan örnek bir geometrinin NetGen ile ızgaralandırılması.	111
Şekil 4.58.	Kristal geometrisi ve parametreleri, dış manyetik alan yönü, dalga vektörünün temsili gösterimi.	113
Şekil 4.59.	(a) Spin dalgasının uyarılması için kullanılan sinc fonksiyonu ve (b) Fourier dönüşümü.	115
Şekil 4.60.	Farklı b örgü parametresi için elde edilen dağınım eğrileri.	116
Şekil 4.61.	b parametresine bağlı iletim tayfları.	117
Şekil 4.62.	Band aralığı genişliği ve band aralığı merkezinin b parametresine bağlı değişimi.....	118
Şekil 4.63.	Dış manyetik alana göre bant aralığı değişimi.....	119
Şekil 4.64.	İki boyutlu magnonik kristalin örgü parametrelerinin şematik gösterimi.	120
Şekil 4.65.	Dağınım eğrilerinin delik yarıçapı r ye göre değişimi.	121
Şekil 4.66.	Oluşturulan doğrusal kusurların (a) 0nm (b) $2,5\text{ nm}$ 'deki şematik gösterimi.	122
Şekil 4.67.	Kayma değerine bağlı oluşturulan doğrusal kusurlu yapıların dağınım eğrileri.	123

1.GİRİŞ

1.1. Tezin Amacı

Manyetik alan algılama yöntemleri uzun zamandan beri dikkat çeken bir konu olmuştur. Geçen yıllarda, özellikle oda sıcaklığında manyetik alanın oldukça hassas bir şekilde algılanması ile ilgili oldukça çok emek harcanmıştır. Manyetik alanın oldukça hassas bir şekilde algılanması, öncelikle sağlık ve mühendislik olmak üzere birçok alanda oldukça önemli bir konudur. Geçen yıllarda birçok farklı tipte manyetik alan sensörü geliştirilmiş ve bunların çoğu günümüzde teknolojiye kullanılmaktadır. Fakat boyut, ağırlık, performans ve maliyet gibi nedenler alışılmış bu sensörlerin teknolojik olarak kullanımını sınırlı hale getirmektedir. Günümüzde manyetik alanın algılanması ile ilgili çalışmalar, hassasiyetin artırılması, daha küçük boyut ve ağırlık, hız, düşük gürültü, düşük maliyet ve GHz mertebesine kadar çıkabilen yüksek frekans çalışma aralığı gibi nedenlerden dolayı hala hızla devam etmektedir. Son zamanlarda yapılan çalışmalar, magnonik kristalleri kullanarak oldukça hassas manyetik alan sensörlerinin yapılabileceğini göstermiştir.

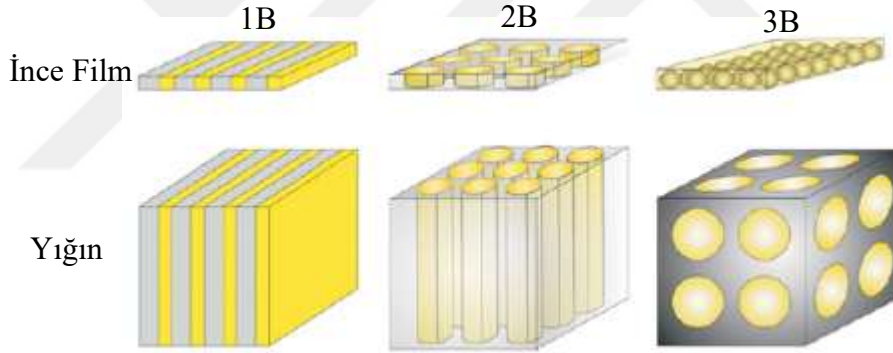
Magnonik kristaller, spin dalgalarının istenilen modda ilerlemesini sağlamak amacı ile üretilen, manyetik özelliği periyodik olarak değişen malzemelerdir. Magnonik kristaller, mikron boyutunda cihazların üretilmesini mümkün kılmaktadır. Magnonik kristallerin diğer bir avantajı ise band aralığı frekansının ve genişliğinin uygulanan dış alanla değiştirilebilir olmasıdır. Bu özellik, magnonik kristallerin oldukça hassas manyetik alan sensörü olarak kullanımına imkân tanımaktadır. Literatürde, magnonik kristallerin birçok farklı şekilde elde edilebileceği gösterilmiştir. Bunlardan bazıları numune üzerinde geometrik olarak metalik şeritler dizini, noktasal yükselteler, kazınmış oluklar ve çukurlar oluşturmaktır. Bahsedilen bu yüzey modifikasyonları değiştirilmesi mümkün olmayan mekanik şekillenimler olup gerçek zamanlı kontrolleri mümkün değildir. Magnonik kristal elde etmenin diğer genel bir yöntemi de dalga kılavuzu üzerine yerleştirilen tellerden geçen akımın yüzeyde periyodik manyetik alan deseni oluşturmaktır. Bunun dezavantajlarından birisi sadece tek boyutlu magnonik kristallerin yapılabilmesi, diğeri ise iletken tellere uygulanması gereken akımın yüksek olmasından dolayı, bu magnonik kristallerin pratik olarak kullanımını imkânsız hale getirmektedir.

Bu tezde, farklı band yapılarına sahip magnonik kristallerin üretilmesi ve bunların manyetik alan sensörü olarak kullanılması incelenmiştir. Bu amaçla, ilk önce farklı kalınlıkta bakır (Cu) ve nikel(Ni) şeritler YIG numunesi üzerinde oluşturularak tek boyutlu magnonik kristaller elde edilmiş ve bant yapıları incelenmiştir. Yine ilk defa bu tezde, akım kontrollü dinamik magnonik kristallere iyi bir alternatif olarak magnet-dinamik magnonik kristaller üretilmiştir. Bu amaçla bir mıknatıs dizini oluşturularak YIG numune üzerinde istenen şekilde ayarlanabilen bir ve iki boyutta manyetik alan desenleri oluşturulmuştur. Ayrıca, yukarıda tasarlanan magnonik kristallerin manyetik alan sensörü olarak kullanımı detaylı bir şekilde incelenmiştir. Aynı zamanda tez kapsamında, nano magnonik kristaller kullanılarak manyetik nanoparçacıkların tespiti yapılmıştır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

2.1. Magnonik Kristaller

Magnonik kristaller, spin dalgalarının istenilen modda ilerlemesini sağlamak için yapay olarak üretilmiş ve manyetik özelliği periyodik olarak değişen malzemelerdir [1-6]. Magnonik kristal oluşturmada periyodiklik ilk şarttır. Magnonik ince film üzerinde oluşturulanlar ve yığın (bulk) yapı içerisinde oluşturulanlar olmak üzere iki grupta incelenir. Gerek yığın (bulk) yapıda ve gerekse de ince film yapıda bir, iki- ve üç-boyutta magnonik kristal oluşturulabilmektedir(Şekil 2.1). Bu tanımlamalar bütün magnonik kristallerin bu sınıflardan birine girme zorunluluğu olduğunu akla getirmemelidir. Şu ana kadar yapılan çalışmalar dikkate alınarak bu sınıflanma yapılmıştır.



Şekil 2.1. İki- ve üç-boyutta magnonik kristallerin şematik gösterimi[7].

Periyodik olarak yapılandırılmış materyallerde dalgaların yayılması son yıllarda modern fiziğin ve teknolojinin temel ilgi alanlarından biri haline gelmiştir[8]. Özellikle kırılma indisinin periyodik olarak değiştiği bir, iki ve üç-boyuttaki elektromanyetik malzemeler ile ilgili çalışmalar oldukça geniş bir yer tutmaktadır. Bu tür yapılar fotonik kristaller olarak adlandırılmakta olup fotonların taşıyıcı ortam rolünü üstlendiği optoelektronik aletlerin tasarlanmasında yaygın olarak kullanılmaktadır[9,10]. Diğer bir periyodik bileşik türü ise, farklı elastik özelliklere sahip materyallerin oluşturduğu bileşik yapılardır. Bu tür yapılar fononların bilgi

taşımada kullanıldığı fononik kristaller olarak adlandırılır[11,12]. Bunların dışında plasmonikler [12] ve yarıiletken süper örgüler [13] özellikle elektronik, optoelektronik ve akustik alanında sıkça kullanılan diğer uzaysal periyodikliğe sahip örneklerdir.

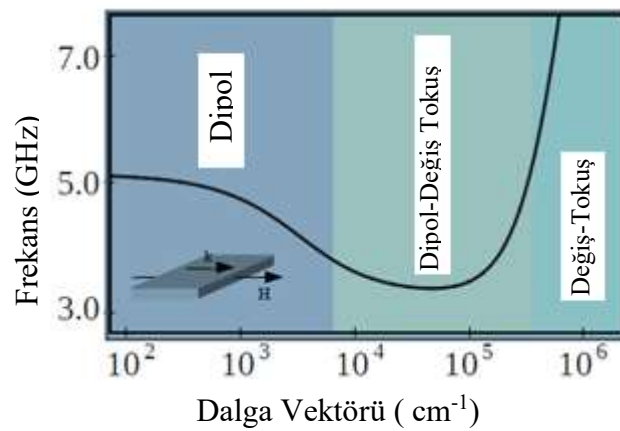
Fotonik ve fononik kristallerin sergilemiş oldukları oldukça ilginç bant yapıları ve teknolojik uygulamaları, bunların manyetik benzeri olan magnonik kristallere olan ilgiyi artırmıştır[14]. Magnonik kristaller en az iki manyetik materyalden oluşan ve magnonların bilgi taşıyıcısı rolü üstlendiği manyetik periyodik yapılardır. Son yıllarda, farklı yapı ve özelliklere sahip magnonik kristaller elde etmek için periyodik olarak düzenlenmiş manyetik materyaller araştırılmakta ve incelenmektedir[15]. Magnonik kristalleri bu kadar ilgi çekici hale getiren nokta spin dalgalarının magnonik kristallerden geçerken göstermiş oldukları spektrum yapılarıdır.

Son yıllarda magnonik kristallere olan artan ilginin temel nedeni onların beklenen potansiyel teknolojik uygulamalarıdır. Magnonik kristallerde genel olarak beklenen, spin dalgalarının belirli özelliklerinden dolayı, magnonik cihazların fononik ve fotonik cihazlarda olmayan yeni birtakım işlevsel özelliklere sahip olmasıdır. Örneğin, magnonik cihazlar uygulanan manyetik alanla kolayca ayarlanabilmektedir. Ayrıca, manyetik nano yapılar nano saniye zaman skalasının altında oldukça hızlı tekrar programlanabilme özelliğine sahip cihazların tasarlanmasına imkan sağlamaktadırlar[16–18].

2.1.1.Spin Dalgaları

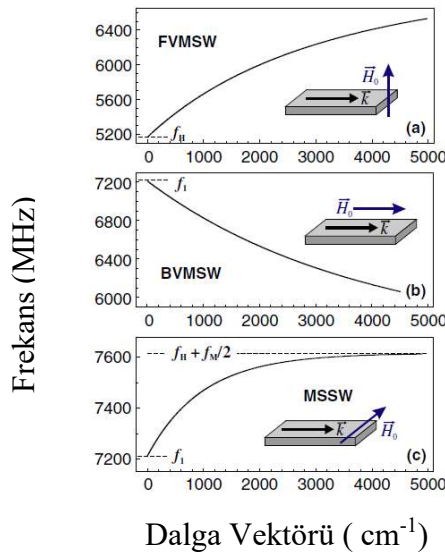
Spin dalgaları veya magnonlar (spin dalgası kuantumları) manyetiksel olarak düzenli bir ortamda (ferromanyetik, ferrimanyetik veya antiferromanyetik) spinlerin uyarılması şeklinde tanımlanır[19-21]. Bu zamana kadar yapılan çalışmalar spin dalgalarının ses ve ışık dalgalarına benzer davranışlar sergilediğini göstermiştir. Örneğin, uyarılma ve yayılma [20–28], yansıma ve kırılma [29–36], odaklama [37–39], tünelleme [40,42], Dopler etkisi [43–45] ve dalga paketi oluşumu [46–48] gibi özellikler spin dalgalarında gözlenmektedir. Spin dalgalarında bu kadar çok sayıda farklı özelliklerin gözlenmesi magnonik adı altında yeni bir araştırma alanının doğmasına neden olmuştur[49–51]. Magnoniklere olan ilginin asıl nedeni, spintroniğe benzer şekilde spin dalgalarının nano boyutta bilgi taşıma kapasitesine sahip olmasıdır.

Spin dalgaları periyodik yapıya sahip manyetik ortamlardan geçerken bilinen diğer elektromanyetik ve akustik dalgalardan çok daha farklı bir dağıtkanlık davranışı sergiler[52]. Spektrum yapıları genel olarak müsaade edilmiş spin dalga durumları ve yasak frekans aralığından (band gap) oluşur[53]. Yasak frekans aralığı herhangi bir spin dalga durumunun bulunmadığı durumları temsil etmektedir. Spin dalgalarının dağıtkanlık özellikleri, manyetik materyalin seçimi, materyallerin şekli, uygulanan alanın yönü ve büyüklüğü gibi çok sayıda parametreye bağlı olarak değiştirilebilmektedir. Ayrıca spin dalgalarının genellikle mikrodalga frekans aralığını kapsamaları dalga boylarının nano boyutta olması, nano boyutta mikrodalga bilgi işleme cihazlarının geliştirilebilmesi için oldukça önemlidir. Spintroniğe benzer şekilde [54,55], magnonik kristaller, nano boyutta bilgi taşıma ve bilgi işleme gibi önemli uygulama alanlarında kullanılabilirler. Alışılmış elektronik sistemlerdeki yükler yerine, spintronik sistemlerde bilgi elektron spinleri üzerine kodlanmaktadır. Spinler akım olmadan da yönlendirilebildiğinden, alışılmış elektronik sistemlerde gün geçtikçe artan güç tüketimi gibi önemli temel bir sınırlamanın üstesinden gelinmiş olur. Magnonik kristallerde gözlenen bant aralığının temeli, spinlerin değiş-tokuş (exchange) etkileşmesi (Şekil 2.2) veya manyetostatik etkileşmeler aracılığı ile spin dalgaların yayılmasına dayanır. Ayrıca, bant aralığının oluşumu yayılan dalgaların frekansına bağlıdır. Giga-hertz basamağındaki frekans bölgelerinde değiş-tokuş (exchange) etkileşmesinin etkisi azalır ve dalgaların yayılımı büyük ölçüde manyetostatik etkileşmeler tarafından kontrol edilir. Sadece manyetostatik etkileşmeler tarafından kontrol edilen bu dalgalar manyetostatik (MSW) dalgalar olarak adlandırılır.



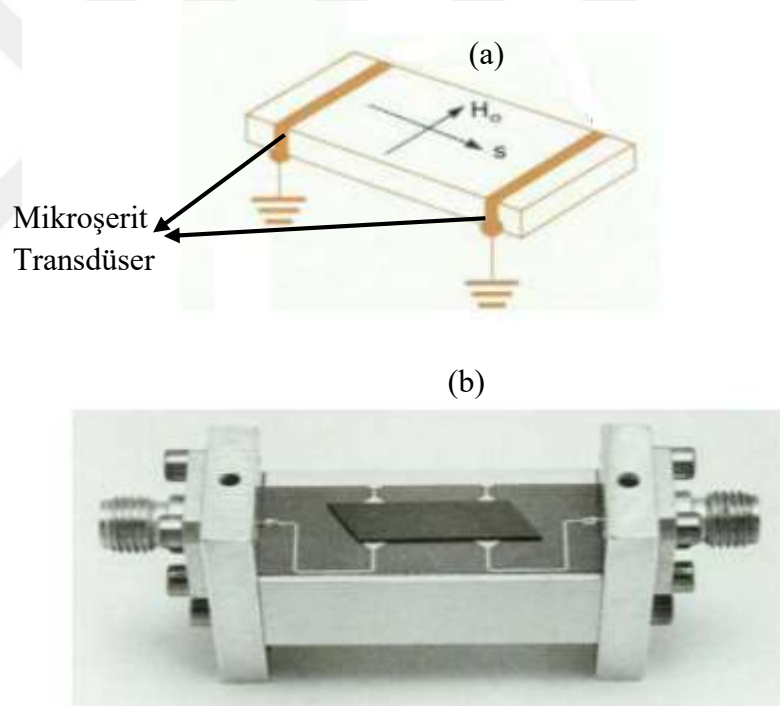
Şekil 2.2. Spin dalgalarının spektrumları[52].

Manyetostatik spin dalgaları (MSW) için manyetostatik kelimesi, dalgaların manyetostatik yaklaşım altında Maxwell denklemlerinin çözümlerini temsil ettiğini vurgulamak için kullanılmaktadır. MSW’de yer değiştirme akımı ihmal edilir büyüklükte ve spin dalgalarının dalga boyu aynı frekanstaki elektromanyetik dalgaların dalga boyundan oldukça düşüktür. MSW’lerin tipik dalga boyları mikrometre ile milimetre aralığında değişmektedir. YIG’lerde ölçülen MSW frekansları 1-40GHz aralığında değişmektedir[56-57]. İnce bir manyetik dalga kılavuzunda üç farklı türde MSW uyarılabilir ve yayılabilir. Verilen bir yapıda, spin dalgalarının yayılma yönüne bağlı olarak manyetik alanın yönünü değiştirerek üç farklı türde spin dalgasının uyarılabileceği gözlenmiştir. Bu üç spin dalgası uygulanan alanın yönlendirilmesine göre, göstermiş oldukları farklı dağıtıklık özellikleri ile birbirinden ayrılır ve literatürde genellikle birbirinden bağımsız olarak çalışılmıştır [58-61]. Bu spin dalgalarından biri olan ileri yönlü hacim dalgası (Forward volume manyetostatic spin waves (FVMSW)), film yüzeyine dik olarak manyetize olmuş manyetik dalga kılavuzunda meydana gelir. Uygulanan bias alanı (H_0), spin dalgası ilerleme yönüne dik durumdadır. FVMSW için dağıtıklık eğrisi Şekil 2.3(a)’da görülmektedir. Eğrinin eğimi temel olarak film kalınlığı ile belirlenir. FVMSW’lerin en önemli ayırt edici özelliği, dağıtıklığının film düzlemindeki yayılma yönüne bağlı olmamasıdır. Bunun nedeni dalganın her zaman bias alanına dik olarak yayılmasıdır .



Şekil 2.3. İnce filmde uygulanan alan yönüne bağlı olarak üç farklı MSW için dağıtıklık bağıntıları ve dağıtıklık eğrilerinin değişimi[63].

Film düzlemine paralel manyetize olmuş bir ince film dalga kılavuzunda iki farklı türden manyetostatik spin dalga modu uyarılabilir. Bunlardan biri yayılma doğrultusu uygulanan bias alanına paralel olan geri yönlü manyetostatik hacim dalgaları (backward volume manyetostatic waves (BVMSW)), diğeri ise bias alanı yayılma doğrultusuna dik olduğu zaman gözlenen manyetostatik yüzey spin dalgalarıdır (magnetostatic surface spin waves, MSSW). BVMSW için dağıtkanlık eğrisi Şekil 2.3(b)'de görülmektedir. Eğrinin şekli FVMSW eğrisinin ayna görüntüsüne benzemektedir. FVMSW'de olduğu gibi BVMSW'de hacimsel modlardır. FVMSW ve BVMSW'lerin aksine MSSW ler ilerlerken filmin bir yüzünde lokalize olurlar. Bias alanı dalgaların ilerleme yönüne dik olarak uygulanmaktadır. MSSW lerin dağıtkanlık eğrisi Şekil 2.3(c)'de görülmektedir. Her üç dalga türü de bir ince film dalga kılavuzunda mikro şerit şeklindeki antenler aracılığı ile uyarılabilir. Bu üç uyarılma türünde MSSW en yüksek uyarılma verimine sahiptir[63] .



Şekil 2.4. (a) Mikroşerit trandüserin şematik gösterimi (b) magnonik cihazın genel görünüşü[62].

Şekil 2.4'de bir magnonik ölçüm sisteminin genel yapısı görülmektedir. Bu cihazlar genel olarak dört yapısal kısımdan oluşur. Spin dalgalarını uyarıcı kaynak ve algılayan detektör, spin dalgalarının giriş ve çıkış arasında yönlendirildiği fonksiyonel bölge ve cihazı tekrar programlamak veya dinamik olarak kontrol etmek için dış

kontrol mekanizmasından oluşur. Spin dalgaları giriş anteni aracılığı ile dalga kılavuzunda uyarılır. Uyarılan spin dalgalarının faz ve genliği fonksiyonel bölgeden geçerken değişime uğrar. Sonuç algılayıcı anten tarafından algılanır. Fonksiyonel bölge, manyetik ve yapısal parametrelerin yerleşik bir profili veya manyetik alanın lokal modifikasyonu olabilir. Genel olarak fonksiyonel bölge, manyetik özellikleri periyodik olarak değişen magnonik kristallerden oluşur. statik veya dinamik olarak tasarlanabilir.

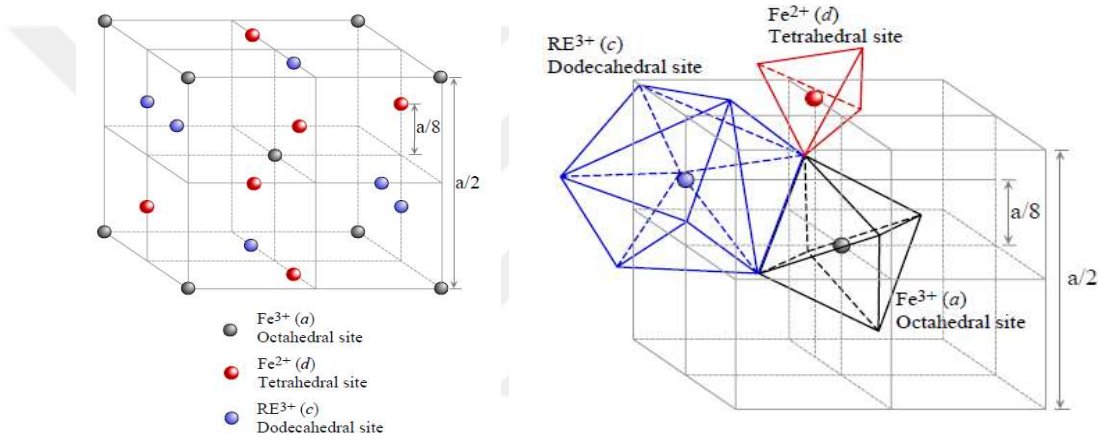
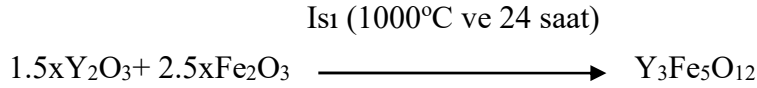
2.2. Magnonik Kristal Türleri

2.2.1. YIG Magnonikler

Magnonların sönüm süreleri saf demir ve demir alaşımı olan permalloyda yaklaşık olarak nanosaniye mertebesinde. Aynı zamanda bu materyallerdeki magnonların hızı düşük olduğu için (ışık hızının dörtte birinden daha düşük) magnonların yayılma mesafeleri on mikrometreden daha azdır [63]. Tek kristal YIG gerek sönüm süresi ve gerekse de sönüm mesafesi dikkate alındığında demir ve permalloya göre daha büyüktür. Ferrimanyetik özelliğe sahip olan tek kristal YIG oldukça dar bir ferromanyetik rezonans çizgi genişliğine sahiptir. Bu değer yaklaşık olarak 0,5 Oe'lik manyetik alan aralığına denk gelmektedir. Ferromanyetik rezonans bölgesinin dar olması magnonların yapı içerisindeki sönüm süresini uzatmaktadır. Aynı zamanda sönüm katsayısının düşük olması nedeniyle magnonların tek kristal YIG üzerinde ilerleme mesafesi birkaç santimetre civarındadır. Bu nedenle bu materyal mikrodalga teknolojisinde oldukça geniş bir kullanım alanına sahiptir [64].

Şekil 2.5'de görüleceği üzere YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) oldukça karmaşık bir kübik kristal yapısına sahiptir. Örgü parametresi $a=12,376\text{\AA}$ 'dur. Kübik garnet yapıda üç çeşit katyon bölge içeren bir kristal yapıya mevcuttur. Kristal örgüde, üç manyetik olmayan iyonu c bölgesinde bulunur ve oniki yüzlü (dodecahedral) koordinasyona sahiptir. İki iyonu sekiz yüzlü (octahedral) a-bölgeye yerleşmiştir ve kalan üç iyonu da üç yüzlü (tetrahedral) bölgelere yerleşmiştir[64]. YIG filmler PLD (Darbeli Lazer Yığma Ünitesi) sistemi ile üretilmiştir. Bu sisteminin tercih edilmesinin nedeni, tek bir elementten karmaşık materyallere kadar hemen her materyale büyütme yapılabilmesidir. Hedef malzemenin stokiometrisi ince film üzerinde başarıyla oluşturulabilmekte ve oksitli malzemelerde tek adımda büyütme işlemi

tamamlanabilmektedir. Bu sistem temel olarak; lazer ünitesi, optik bileşenler, vakum odası, Yansımalı Yüksek Enerjili Elektron Kırınımı (RHEED), programlanabilir ısıtıcı, programlanabilir çoklu hedef tutuculu karosel düzeneği ve bilgisayardan oluşmaktadır. Büyütme işlemi için YIG hedefler veya Y_2O_3 ve Fe_2O_3 toz kimyasallarının uygun stokiometrik oranlarında kullanılması ve katıhal tepkime metodu ile elde edilir.

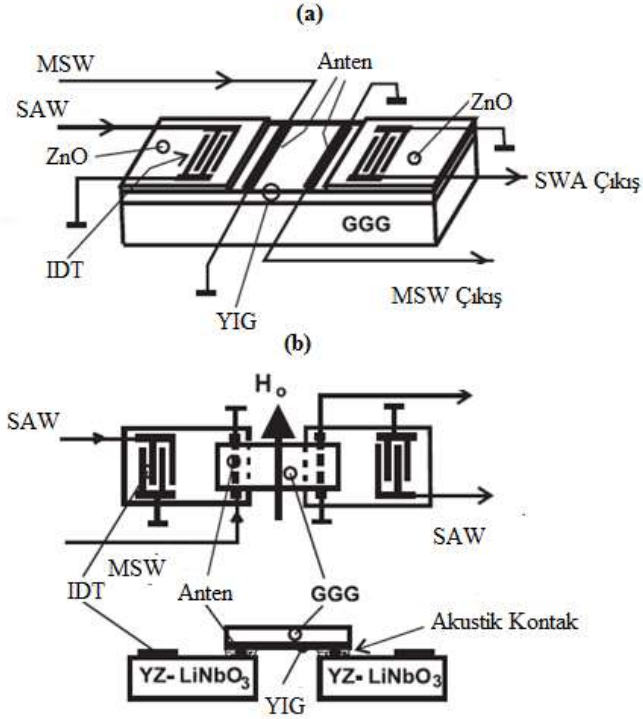


Şekil 2.5. YIG'in Kristal Yapısı [65].

Elde edilen YIG numunelerin XRD spektrumları alınarak YIG yapıların oluştuğu kontrol edildikten sonra yüksek basınç altında 1 inç'lik pelet haline getirilir. Elde edilen YIG hedefler vakum odası içine yerleştirildikten sonra KrF gazından elde edilen lazerden çıkan; çıkış enerjisi maksimum gücü 400mJ olan ve 248nm dalga boyundaki 10Hz lik lazerle bombardıman edilir. Kaplama sırasında plazma oluşabilmesi ve YIG filmlerinin oluşumu sırasında oksijene ihtiyaç olduğu için vakum odasına kontrollü bir şekilde oksijen gazı verilir. Vakum odasının basıncı 50–1000 mTorr ve alt taş sıcaklığı 700–950°C aralığında değiştirilerek en uygun YIG filmleri elde edilir[65].

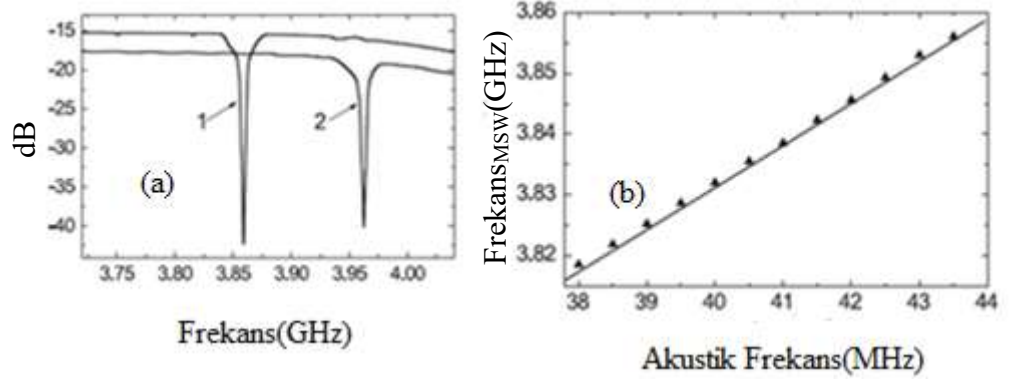
2.2.1.1. Ses Dalgası Metodu YIG Magnonik Kristal Üretimi

YIG film üzerine ses dalgası göndererek magnonik kristal elde edilmiştir [66]. Ölçüm sistemi Şekil 2.6'daki gibidir:



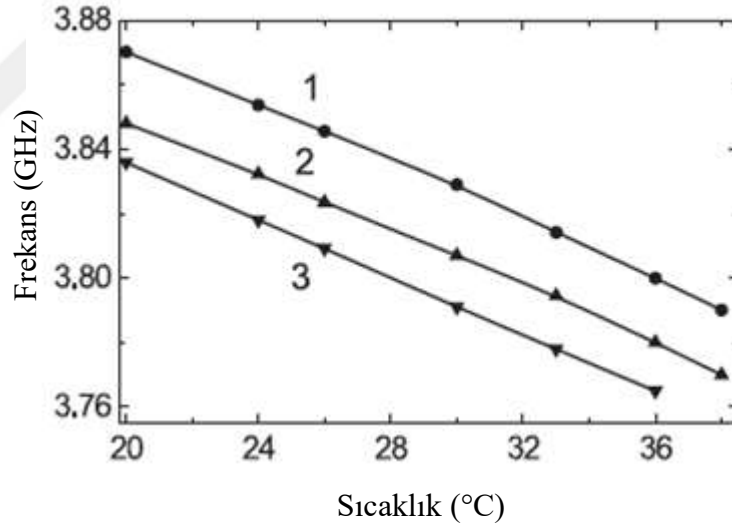
Şekil 2.6. (a) ve (b) sırasıyla ölçüm sisteminin yandan ve yukardan görüntüsünü göstermektedir[66].

Ses dalgasının frekansı değiştirildiğinde, magnonik bant yapısında bir değişim olduğu gözlemlenmiştir (Şekil 2.7). Bu durum magnonik kristalin bant yapısının sadece dış bir manyetik alanla değil ses dalgasıyla da değiştiğini göstermektedir. Bu özelliği ile de sensör olarak kullanılmaktadır[66].



Şekil 2.7. Akustik dalga ile oluşturulan magnonik kristalin (a) 8,6 μ m kalınlıklı YIG, 41MHz akustik frekans ve $2\Delta H=0,7$ Oe 7,7 μ m kalınlıklı YIG, 70MHz akustik frekans ve $2\Delta H=0,5$ Oe; (b) akustik frekansla bant aralığının değişimi[66].

Bu tür magnonik kristali diğer magnonik kristallerden ayıran en önemli etki sıcaklıktır (Şekil 2.8). Bu sistemin sıcaklığa karşı tepkisi diğer magnonik kristallerden yüksektir.



Şekil 2.8. Sıcaklıkla bant yapısının değişimi[66].

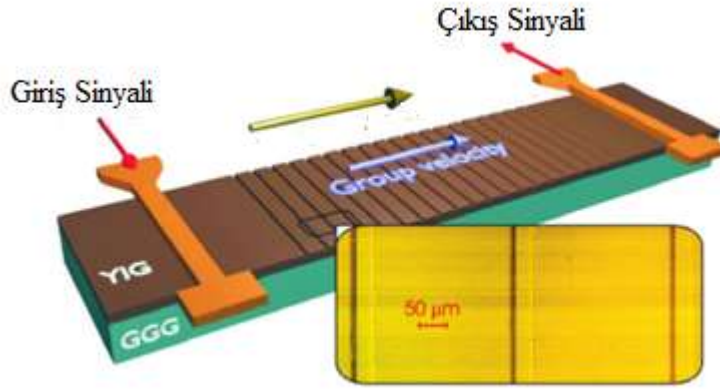
2.2.1.2. Bir Boyutta YIG Magnonik Kristaller

Literatürde, çok farklı şekillerde tasarlanmış tabakalı filmler ve şeritlerin yan yana konulması ile oluşan tek boyutta magnonik kristal tasarımlarına rastlanmaktadır. Yttrium-iron-garnet (YIG) olarak adlandırılan $Y_3Fe_5O_{12}$ alaşımları bir boyutlu magnonik kristal üretiminde diğer materyallere göre daha sık rastlanmaktadır. Bu

durumun en büyük nedeni YIG malzemelerde spin dalgalarının düşük sönüme sahip olmasından dolayı dalgalarının santimetre mesafelerindeki uzaklıklara iletilmesine imkan vermesidir [63].

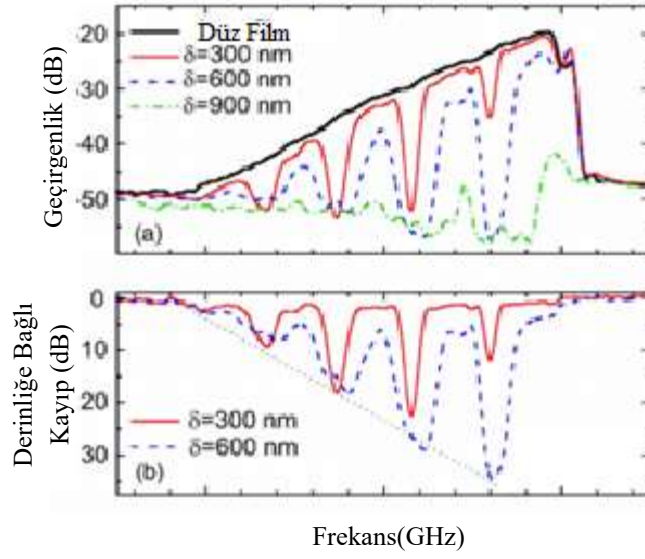
2.2.1.2.1. Oluk Yöntemi İle Bir Boyutta YIG Magnonik Üretimi

Üretim yöntemi olarak kalınlığı 5,5 μm olan YIG ince film üzerine fotolitografi ve sıcak asit uygulama kullanılmıştır. Fotolitografi için AZ5214 fotorezisti kullanılmıştır. Asit olarak 160°C’de, ortofosforik asit kullanılmıştır. Numune üzerinde birbirine paralel yirmi adet genişliği 30 μm ve aralarındaki mesafe 230 μm olan boşluklar oluşturulmuştur. Bu yapının örgü parametresi 300 μm dir. Oluşturulan boşlukların derinliği (δ) 100nm’den 1 μm ’ye kadar değiştirilmiştir. Yüzey derinliği asitte bekletilme süresi ile kontrol edilmiştir (Şekil 2.9). Ölçüm işlemi aralarındaki mesafe 8mm olan antenler ile gerçekleştirilmiştir [67].



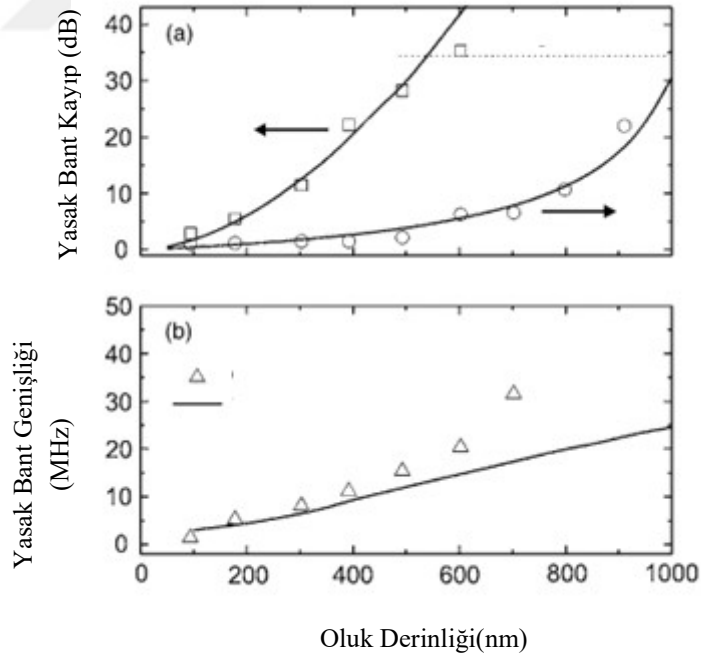
Şekil 2.9. Oluk yöntemiyle oluşturulan YIG magnonik kristal[66].

Bias manyetik alan olarak $B_0=1845\text{Oe}$ alan uygulanmıştır. Ölçülen BVMSW değerleri $\delta=300,600$ ve 900nm değerleri Şekil 2.10’da görülmektedir.



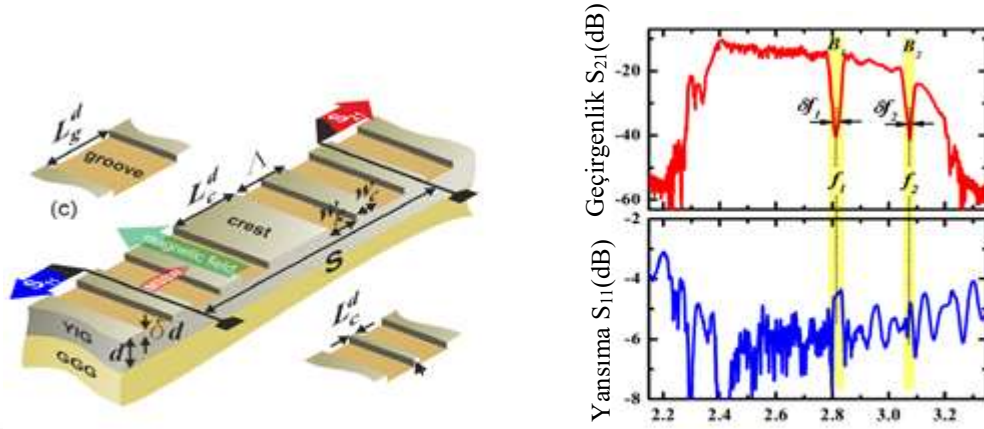
Şekil 2.10. (a) BVMSW transmisyon eğrisi (b) kayıplar[66].

Şekil 2.10 ve Şekil 2.11’de yasak bant ve geçiş bant aralığının derinliğe bağlı olarak değişimi açıkça görülmektedir[66].



Şekil 2.11. (a) Yüzey derinliğine bağlı olarak yasak bant(kare) ve geçiş bantı(halka) kayıplarının değerleri(b) derinliğine bağlı olarak bant genişliğinin değişimi[66].

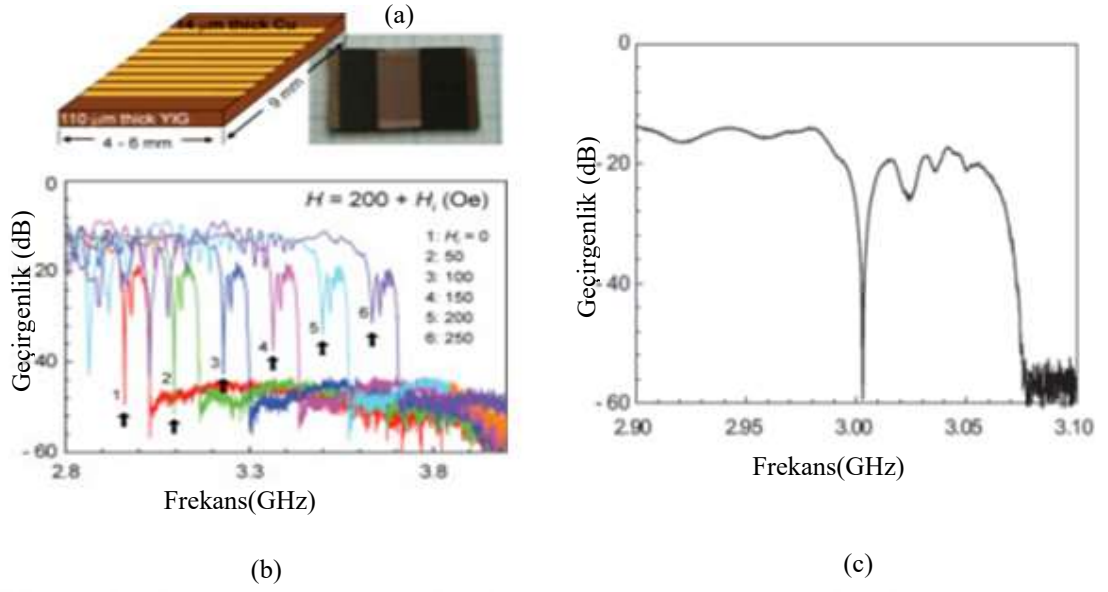
Son zamanlarda gradiyentli yapıda olan oluklu magnonik kristaller üzerine çalışmalar yapılmıştır[68]. YIG film üzerinde oluşturulan gradiyentli yapı kimyasal aşındırma ile elde edilmiştir (Şekil 2.12).



Şekil 2.12. Gradiyentli YIG magnonik kristal[68].

2.2.1.2.2. Şerit Yöntemiyle Bir Boyutta YIG Magnonik Kristal Üretimi

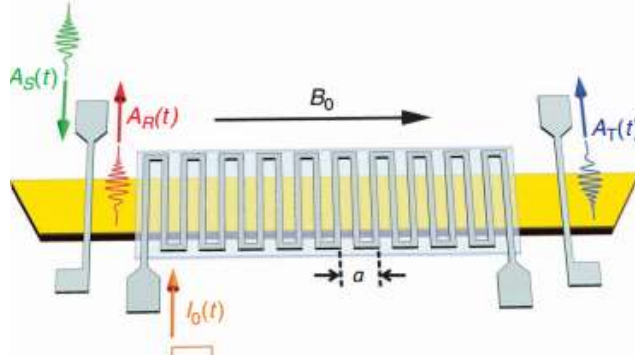
Tek boyutta magnonik kristal olarak kullanılan diğer bir yöntem ise numune üzerine şeritler (bakır) oluşturularak elde edilen yöntemdir(Şekil 2.13). Numune üzerine şerit oluşturmaktaki amaç, oluk yöntemiyle oluşturulan magnonik kristallerde olduğu gibi duran dalgalar oluşturmak ve manyetik alan ile bant yapısının değişmesini sağlamaktır[69].



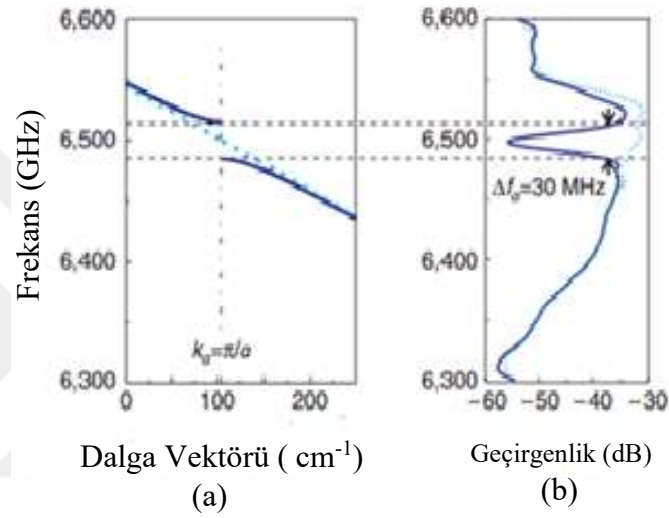
Şekil 2.13. (a) Bakır şeritli YIG magnonik kristal, (b) dış manyetik alan ile geçirgenlik katsayısının değişimi, (c) 50 Oe manyetik alan altındaki geçirgenlik katsayısı[69].

2.2.1.2.3. Dinamik YIG Magnonik Kristaller

Magnonik kristalin bu tasarımı için kalınlığı beş mikrometre ve uzunluğu iki milimetre olan YIG ince film kristali kullanılmıştır. İnce film YIG üzerinde şekil 2.14’de görüldüğü gibi filme yakın bir şekilde periyodik bir metalik desen oluşturulmuştur. Desenler ile film arasındaki mesafe yaklaşık yüz mikron mesafesindedir. Periyodik desenler arası mesafe $a=300\mu\text{m}$ dir [70]. Burada A_S ve A_T sırasıyla uyarıcı ve algılayıcı antenleri temsil etmektedir. Antenler arası mesafe 1mm olacak şekilde ayarlanmıştır. Antenler ile metalik desen arası mesafe 1mm’dir. Metalik desen üzerine yaklaşık 1 amper genlikli puls uygulanmıştır. Uygulanan bu puls sonucu meydana gelen manyetik alan değeri yaklaşık olarak 1mT değerine denk gelmektedir. Sistem üzerine uygulanan bias manyetik alan $B_0=180\text{mT}$ büyüklüğündendir. Şekil 2.15’de numune üzerine akım uygulanmış ve uygulanmamış durumdaki dispersiyon bağıntısı görülmektedir.



Şekil 2.14. Dinamik magnonik kristal[70].



Şekil 2.15. (a) Teorik olarak hesaplanmış (b) deneysel olarak ölçülmüş dispersiyon bağıntısı. Düz çizgiler akım uygulanmış durumu, noktalı çizgiler ise akım uygulanmamış durumu temsil etmektedir[70].

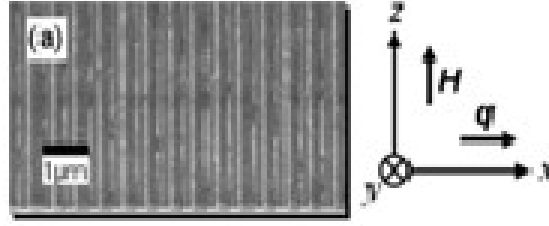
Şekil 2.15’de görüldüğü gibi metal üzerine akım uygulandığı zaman yasak bant aralığı oluşmuştur. Değişen akımla birlikte bant aralığı da değişmiştir. Bu tür magnonik kristaller dinamik magnonik kristaller olarak adlandırılmıştır.

2.2.3 Nikel- Demir (Py) Magnonik Kristaller

2.2.3.1 Tabakalı Magnonik Kristaller

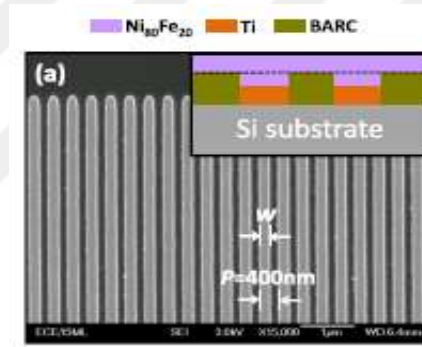
Tek boyutta en sık rastlanan diğer bir magnonik kristaller türü, yapay olarak elde edilen nano yapıda ve iki farklı manyetik materyallerin farklı dizilişlerinden oluşan

katmanlı manyetik yapılarıdır(Şekil 2.16)[69-70]. Bu materyeller kobalt ve nikel-demirdir(permalloy).



Şekil 2.16. Co/NiFe magnonik kristaller[71].

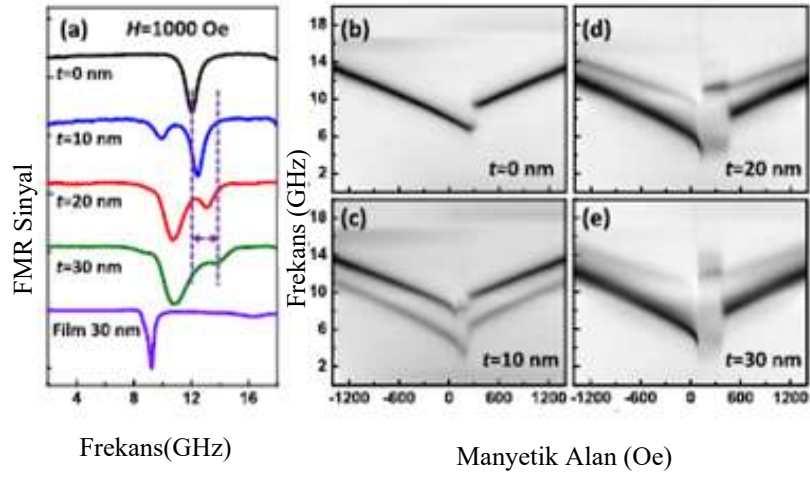
Nikel demir kullanılarak elde edilen nano yapıya sahip diğer bir çalışma, permalloy film üzerinde permalloy nano teller oluşturarak magnonik kristal elde edilmesidir (Şekil 2.17)[71].



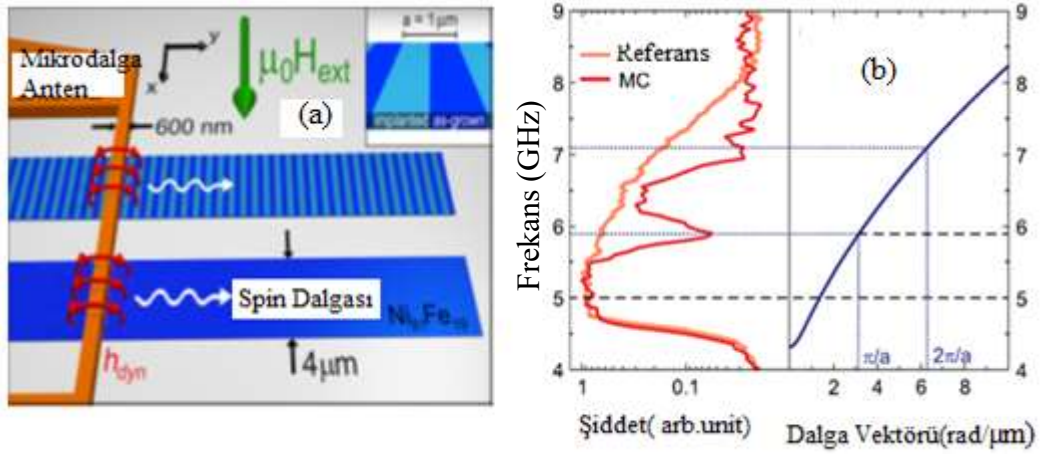
Şekil 2.17. Permalloy film üzerinde permalloy teller kullanılarak oluşturulan magnonik kristal[71].

Nikel-demir film üzerinde oluşturulan nikel-demir teller, numune içerisindeki alana tıpkı diğer magnonik kristallerdeki engellerin yaptığı gibi pertürbasyon sağlarlar ve böylece bant aralığı oluştururlar. Bu bant aralığı da uygulanan manyetik alan ile değişim gösterir(Şekil2.18).

Nikel-Demir film üzerinde uygulanan diğer bir yöntem, permalloy numune üzerine lokal-iyon ekleme yöntemiyle madde katılması yapılmasıdır. Yapı üzerine periyodik olarak katılan iyonlar tıpkı diğer magnonik kristallerdeki engellerin yaptığı gibi pertürbasyon sağlarlar ve böylece bant aralığı oluştururlar. Bu bant aralığı da uygulanan manyetik alan ile değişim gösterir(Şekil 2.19)[72].



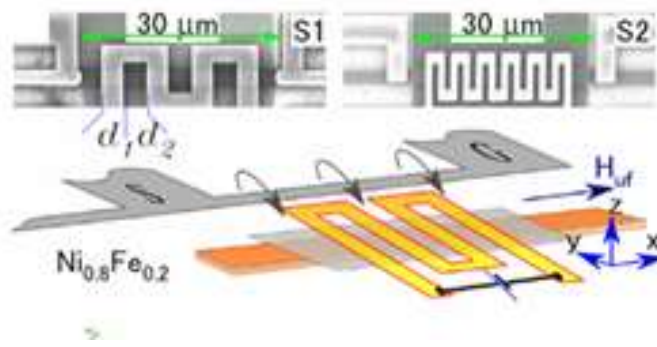
Şekil 2.18. Permalloy film üzerinde permalloy teller kullanılarak oluşturulan magnonik kristalin alan ile bant yapısının değişimi[71].



Şekil 2.19. (a) Permalloy üzerine iyon katkılama yöntemiyle oluşturulan magnonik kristal (b) band yapısının değişimi [72].

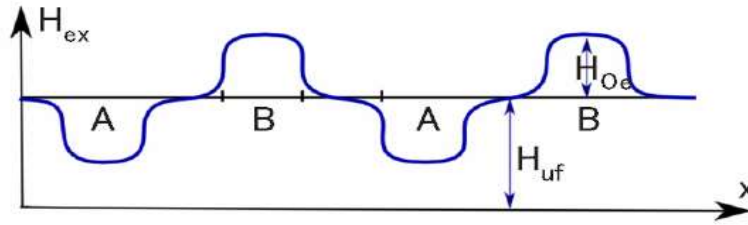
2.2.3.2 Akım Kontrollü Nikel- Demir (Py) Magnonik Kristaller

Tek boyutta magnonik kristal olarak kullanılan diğer bir malzeme türü $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ alaşımlarından yapılan filmlerdir[73]. Şekil 2.20’de elektron beam lithography yöntemi ile üretilmiş $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ film malzemenin magnonik kristal olarak kullanımı görülmektedir.



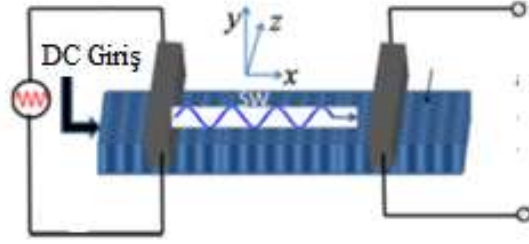
Şekil 2.20. $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ akım kıvrımları ile periyodik engel oluşturma[73].

Şekil 2.21’de görüldüğü gibi film yüzeyinde bölgesel olarak modüle edilmiş bir manyetik alan deseni oluşturulur. Böylece film yüzeyinde manyetik alan modülasyonuna sahip bir magnonik kristal elde edilmiş olur.

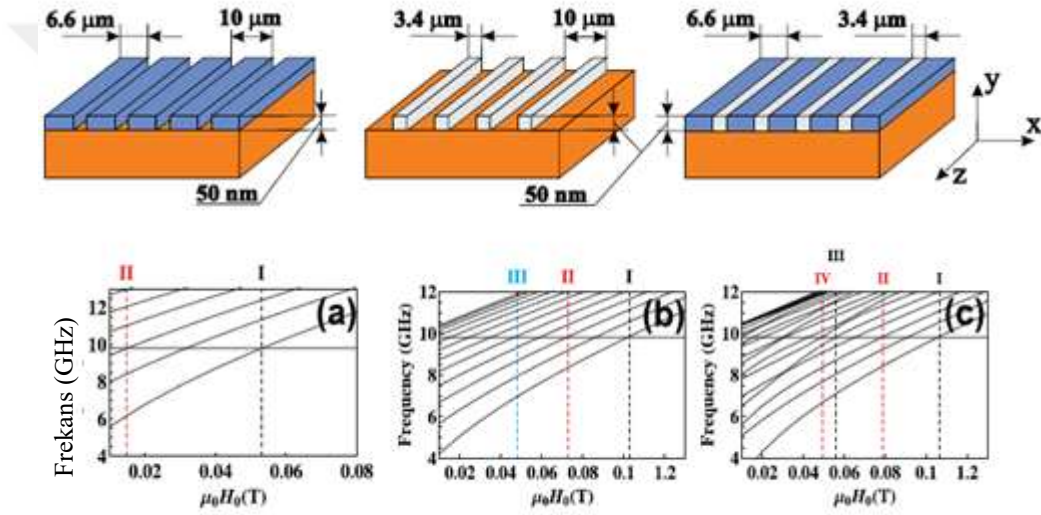


Şekil 2.21. Film dalga kılavuzu üzerinde oluşan periyodik manyetik alan modülasyonu[73].

Akım kontrollü bir başka magnonik kristal türü ise Şekil 2.22’de görüldüğü gibi doğrultulmuş akım (DC) kontrollü magnonik kristaldir [74]. Magnonik kristal üzerine uygulanan DC akım spin dalgalarının bant yapısında değişime neden olur. Böylece dinamik magnonik kristal elde edilmiş olur. Tek boyutta silisyum taban üzerinde büyütülmüş kobalt ve permalloy şeritli magnonik kristal Şekil 2.23’de görülmektedir [75].



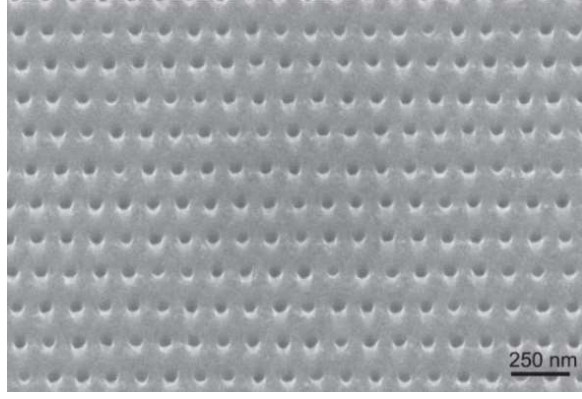
Şekil 2.22. DC akım kontrollü magnonik kristal[74].



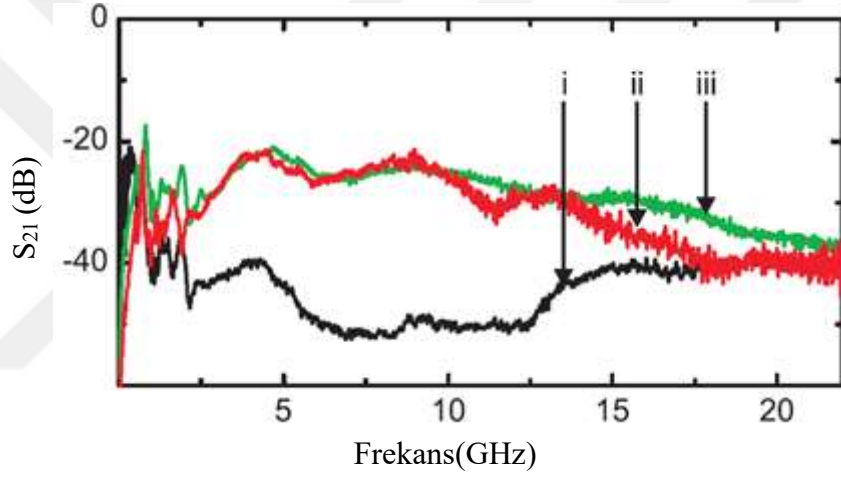
Şekil 2.23. (a) Kobalt şeritli magnonik kristal (b) permalloy şeritli magnonik kristal (c) permalloy-kobalt şeritli magnonik kristal[75].

2.2.3.3. İki Boyutta Nikel- Demir (Py) Magnonik Kristaller

Bir boyutlu magnonik kristallere benzer şekilde film tabakası üzerine periyodik manyetik nokta benzeri desenler oluşturularak veya manyetik film üzerinde periyodik delikler açarak anti nokta desen şeklinde iki-boyutlu yapay magnonik kristaller üretilmiştir. Nano boyutta periyodikliği sağlamak için farklı teknikler denenmiştir. Şekil 2.24’de permalloy (NiFe) ferromanyetik ince film üzerine odaklanmış iyon demet litografyası (Focused Ion Beam lithography, FIB) yöntemiyle oluşturulmuş nano boşluklar verilmiştir. Oluşturulan bu yapının transmisyon eğrisi Şekil 2.25’de verilmektedir.

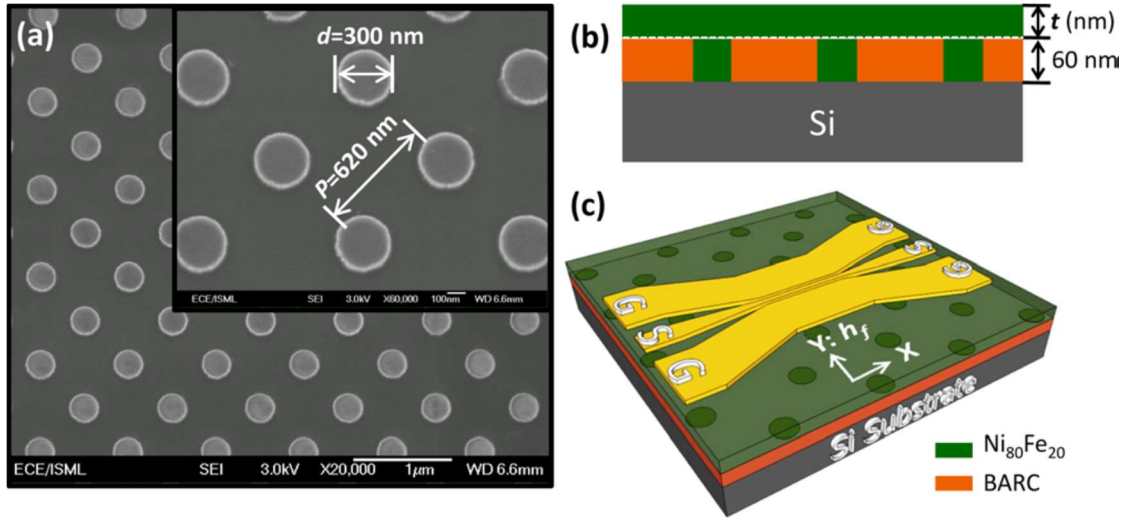


Şekil 2.24. $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ Ferromanyetik ince film üzerinde oluşturulmuş 86nm çaplı boşluklar[76].



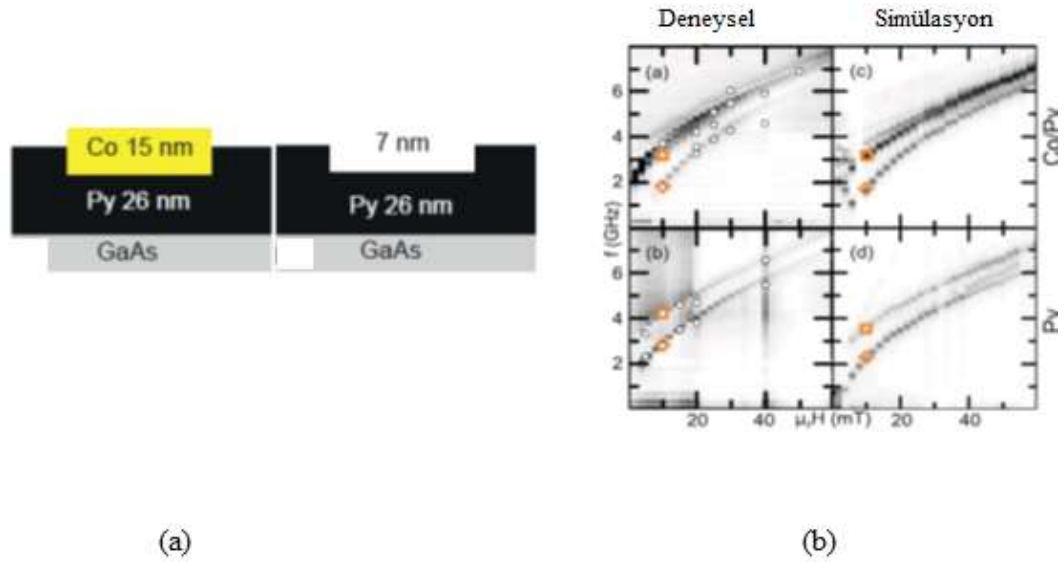
Şekil 2.25. Üzerinde 86nm çaplı boşluk bulunan NiFe numunesi için transmisyon eğrisi[76].

$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ Ferromanyetik ince film üzerine nano boyutta $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ parçacıklarını kaplayarak periyodik yapı oluşturmaya yönelik yapılan çalışmalardır. Kaplama işlemi için, elektron ile buharlaştırma (electron beam evaporation) tekniği kullanılmıştır (Şekil 2.26).



Şekil 2.26. $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ nano parçacık kaplı $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ferromanyetik ince film[77].

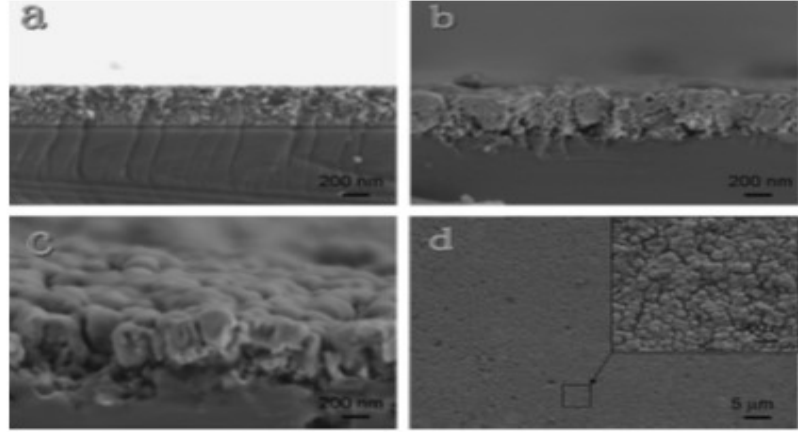
NiFe ferromanyetik film kullanılarak iki boyutlu diğer bir magnonik kristal elde etme yöntemi ise $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ film üzerinde boşluklar açarak bu boşlukların Co ile doldurulması ile elde edilir[78]. Bahsedilen magnonik kristal ve bant yapıları Şekil 2.27’de görülmektedir.



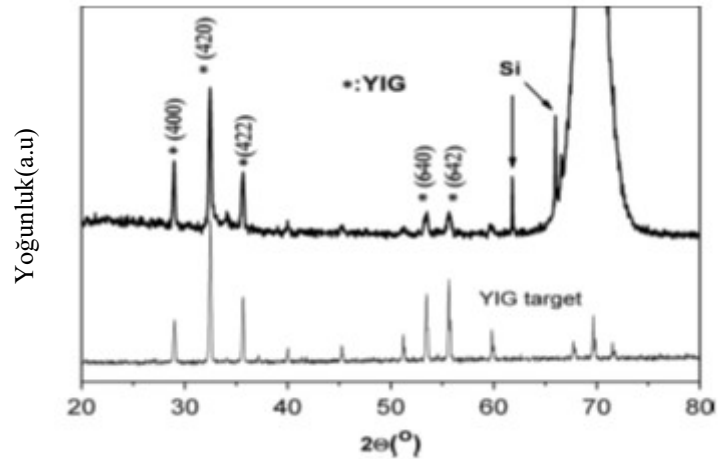
Şekil 2.27. (a) $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ film üzerine açılmış holler ve bu hollere yerleştirilmiş nano Co disklerden oluşan magnonik kristal, (b) spektrum yapısı[78].

İki boyutta YIG ile ilgili yapılan diğer ilginç bir çalışma gözenekli silisyum taban üzerinde darbeli lazer yığma yöntemiyle doğal olarak oluşturulmuş iki boyutta YIG magnonik kristalidir(Şekil2.28). Numune üzerindeki porların çapı 50nm

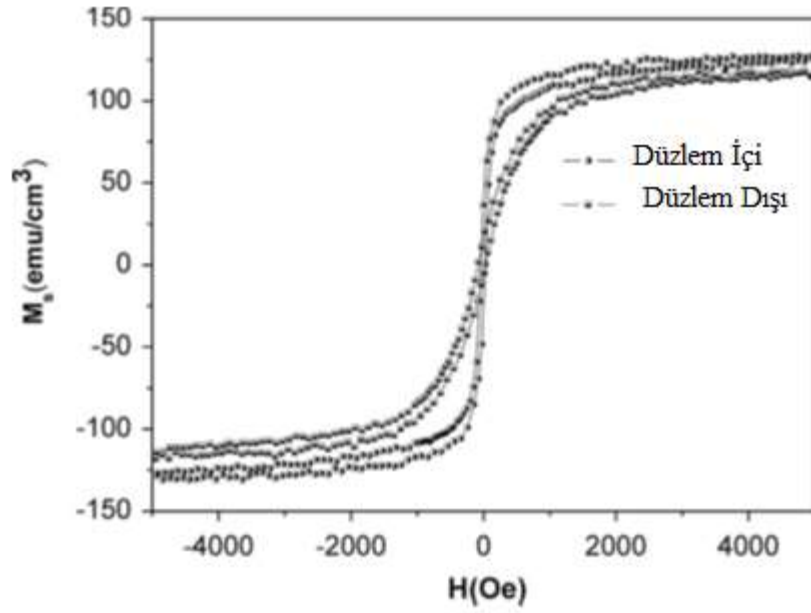
civarındadır. Bu çalışmada üretilen yapının morfolojisi, kristal özellikleri ve manyetik özellikleri ayrıntılı bir şekilde incelenmiş olup X-ray analiz sonuçları, M-H eğrileri ve ferromanyetik rezonans analizi sonuçları sırası ile Şekil 2.29, Şekil 2.30 ve Şekil 2.31’de verilmiştir. Üretilen malzemenin doyum manyetizasyonu 125 emu/cm^3 , kovarsivitesi 30Oe ve manyetik rezonans frekans aralığı da 96Oe olarak belirlenmiştir[79].



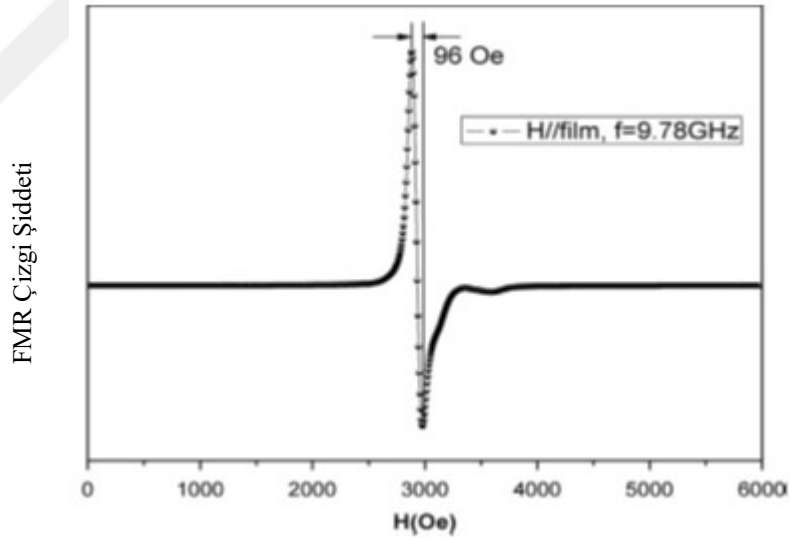
Şekil 2.28. (a) YIG’in silikon taban üzerinde büyütülmesi (b) 650°C’de puls uygulanmış numune (c) 200°C’de atma(puls) uygulanmış numune (d) numunenin üstten görünümü[79].



Şekil 2.29. Darbe lazer biriktirme yöntemiyle doğal olarak oluşturulmuş iki boyutta YIG magnonik kristalin X-ray analiz sonuçları[79].



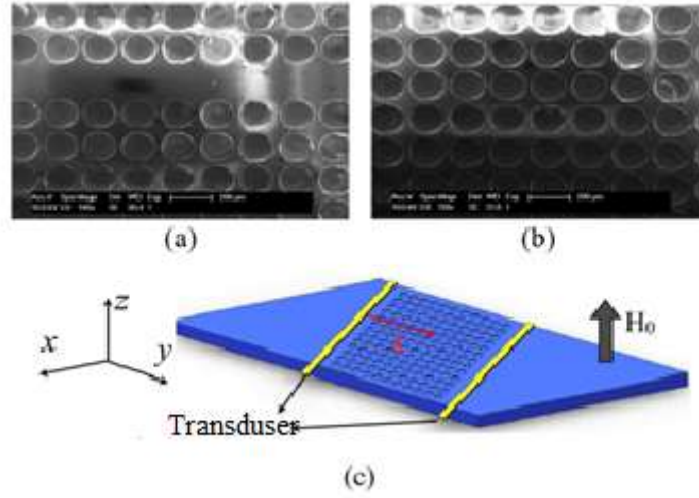
Şekil 2.30. Darbe lazer biriktirme yöntemiyle doğal olarak oluşturulmuş iki boyutta YIG magnonik kristalin M-H eğrileri[79].



Şekil 2.31. Darbe lazer biriktirme yöntemiyle doğal olarak oluşturulmuş iki boyutta YIG magnonik kristalin ferromanyetik rezonans analizi[79].

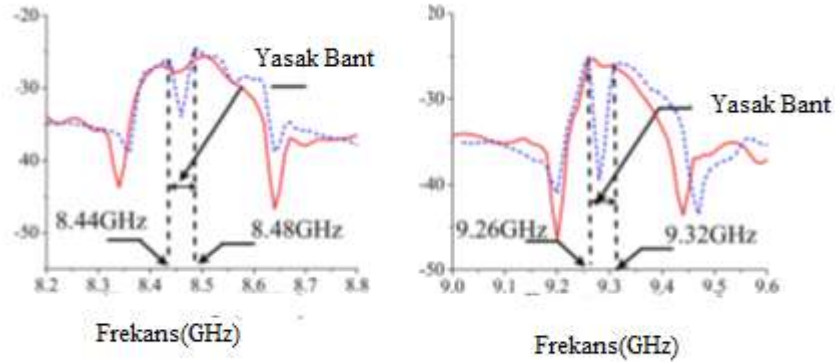
Yukarıda verilen bu değerler daha önce elde edilen YIG magnonik kristallerle benzerlik göstermektedir. Bu da doğal olarak magnonik kristal üretimini mümkün olduğunu göstermektedir. Şekil 2.32’de YIG filmde, kare örgü kalınlığının periyodik değişimi ile elde edilen iki boyutlu magnonik kristal görülmektedir. Verilen bu

magnonik kristal için manyetostatik ileri yönlü hacim dalgasının(MSFVW) mod şekillenimleri hem deneysel hem de teorik olarak incelenmiştir[80].



Şekil 2.32. (a) Kusurlu magnonik kristal (b) çizgi kusurlu magnonik kristal(c) 50 ohm dirençli uyarıcı ve algılayıcı antenler[80].

Deneysel olarak incelenen band yapısı Şekil 2.33’de görülmektedir.



Şekil 2.33. İki boyutta kusurlu ve çizgi kusurlu magnonik kristalin (a) 3000Oe’deki bant yapısı (b)3275 Oe’deki bant yapısı[80].

Walker eşitliğine teorik bir yaklaşım getirerek çizgi kusurlu ince film üzerinde dispersiyon bağıntıları elde edilmiştir (Eş. 2.1- Eş.2.6). Teorik ve deneysel sonuçların uyum içinde olduğu gösterilmiştir[80].

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\tilde{\mu} \vec{\nabla} \Psi \right) = 0 \quad (2.1)$$

Burada Ψ manyetik potansiyeli, $\tilde{\mu}$ ise permabilite tensörünü göstermektedir.

$$\tilde{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

$$\mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2} \quad \mu_a = \frac{\omega \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2} \quad (2.3)$$

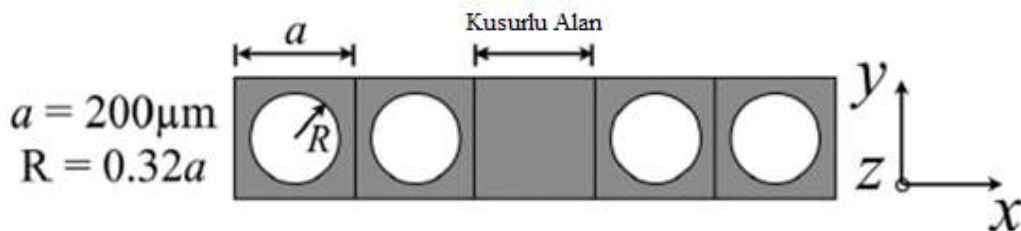
$$\omega_H = \gamma H_0 \quad \omega_M = \gamma 4 \pi M_s \quad (2.4)$$

Burada γ gyromanyetik oranı, H_0 bias alanını, M_s ferromanyetik materyalin doyum manyetizasyonunu göstermektedir. MSFVW dalgaların z-yönünde d kalınlığına sahip manyetik tabakada x-y düzleminde (Şekil 2.34) yayılması durumunda Eş. 2.1 aşağıdaki gibi (Eş. 2.5) yazılabilir.

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\tilde{\mu} \vec{\nabla} \Psi \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \quad (2.5)$$

Manyetik tabakanın alt ve üst sınırlarının kusursuz iletken oldukları kabul edilirse manyetik potansiyel aşağıdaki gibi (Eş. 2.6) ifade edilebilir.

$$\Psi = A \cos(k_z z) \exp[-i(k_x x + k_y y)] \quad k_z = n\pi/d \quad (2.6)$$

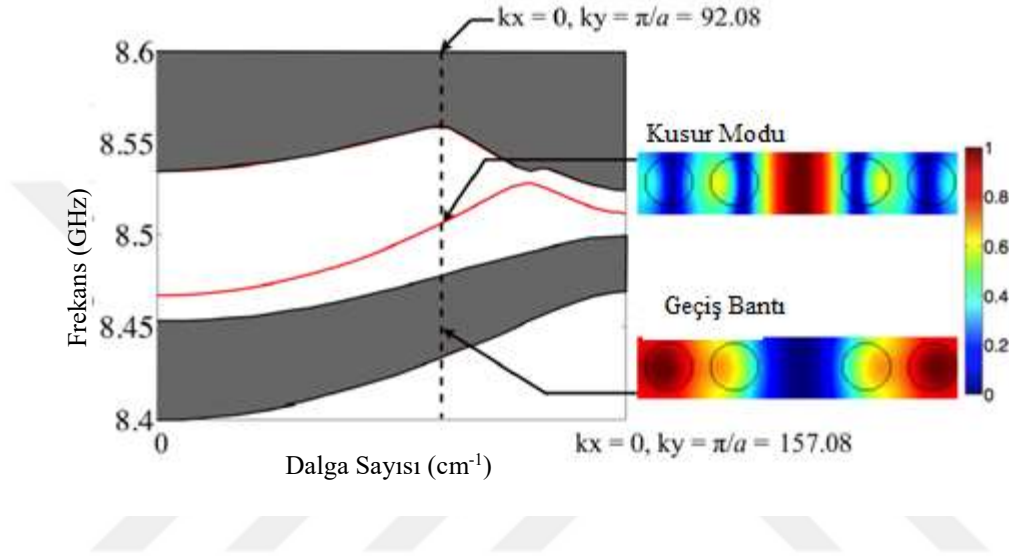


Şekil 2.34. Teorik hesaplamada kullanılan magnoik kristalin şematik gösterimi [80].

Eş. 2.3 Eş.2.5’de yerine konulursa MSFVW dalgalarının özdeğer denklemi elde edilir.

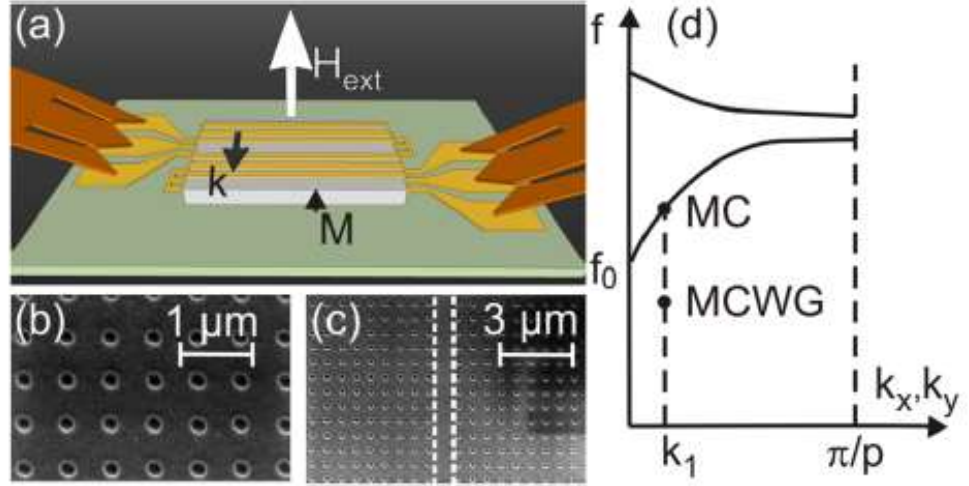
$$\gamma^2 \left(D_2 - k_z^2 \right)^{-1} \left[H_0 (4\pi M_s + H_0) D_2 - H_0^2 k_z^2 \right] \Psi = \omega^2 \Psi \quad (2.7)$$

Şekil 2.35 teorik hesaplamalardan elde edilmiş band yapısını göstermektedir. Teorik ve deneysel sonuçların uyum içinde olduğu açıkça görülmektedir.



Şekil 2.35. Teorik olarak hesaplanmış band diagramı[80].

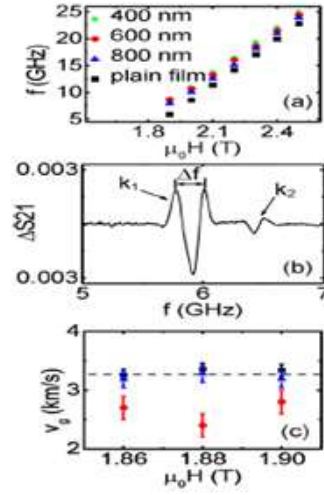
İki boyutta diğer bir magnonik kristal türü CoFeB film üzerinde nanometre mertebesinde açılmış boşluklardan oluşmaktadır. CoFeB filmler püskürtme (sputtering) yöntemiyle, numune üzerindeki boşluklar ise odaklanmış iyon bombası yöntemiyle üretilmiştir. Boşlukların çapları yaklaşık olarak 190nm’dir. Magnonik kristalin geometrisi Şekil 2.36(b) ve (c)’de görülmektedir. Boşlukların birbirlerine olan uzaklığı yaklaşık 600nm civarındadır. Nano boşluklar arası mesafeler değiştirilerek elde edilen magnonik kristallerin transmisyon eğrileri ayrıntılı bir şekilde incelenmiş olup transmisyon eğrileri Şekil 2.36(d)’de görülmektedir[81].



Şekil 2.36. (a) Transmisyon eğrisi ölçüm sistemi(b) numune üzerindeki boşluklar(c) boşluklar arasındaki sütunlar(örgü kusuru gibi de düşünebiliriz)(d) FVMSW bant yapısı[81].

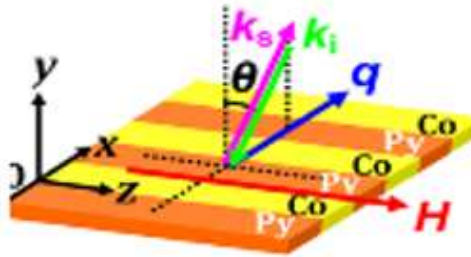
Yapılan çalışmada numune üzerindeki boşluklar arası mesafe değiştirildiği zaman spin dalgalarının hızı değişmekte ve buna bağlı olarak da dağılım bağıntısı değişmektedir. Boşluklar arası mesafe 800nm'ye kadar arttırılmıştır. Boşluklar arası mesafe 800nm'ye yaklaşıldığı zaman spin dalgalarının dağılım hızının azaldığı gözlenmiştir. Boşluklar arası mesafe 600nm civarında spin dalgaların hızı 800nm/sn'den daha hızlı olduğu belirlenmiştir(Şekil 2.37).

Literatürde, çok farklı şekillerde tasarlanmış tabakalı filmler ve şeritlerin yan yana veya üst üste konulması ile oluşan magnonik kristal tasarımlarına rastlanmaktadır. En çok rastlanan yapılar, Co/NiFe şerit veya çubukların ferromanyetik veya antiferromanyetik düzende bir araya getirilmesi ile elde edilen magnonik kristallerdir. Şekil 2.38'de farklı kalınlıkta şeritler kullanılarak hazırlanmış magnonik kristaller ve bant yapıları görülmektedir. Yapılan çalışmalar Co/NiFe magnonik kristallerde bant aralığının magnonik kristalin geometrisine ve uygulanan alana bağlı olarak değiştirilebileceğini göstermektedir .

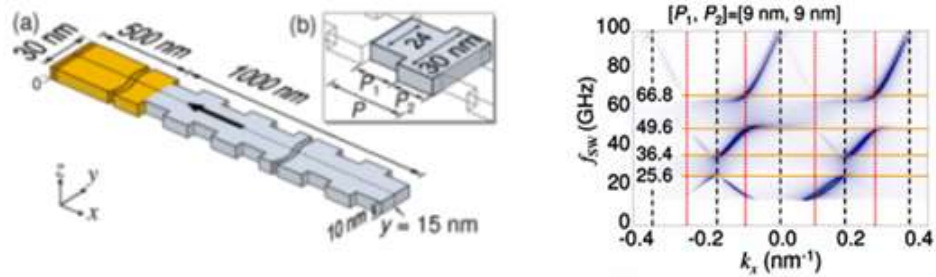


Şekil 2.37. (a) Rezonans frekansı (b) transmisyon eğrisi (c) spin dalga hızı[82].

Lee[83] ve Kim [84], genişliği periyodik olarak değişen soft, tek bir manyetik şeritten oluşan magnonik kristaller üreterek özelliklerini incelemişlerdir (Şekil 2.39). Yapılan çalışmalar sonucunda bu tür magnonik kristallerin spin dalga filtreleri olarak kullanılabileceğini göstermiştir[83,84].

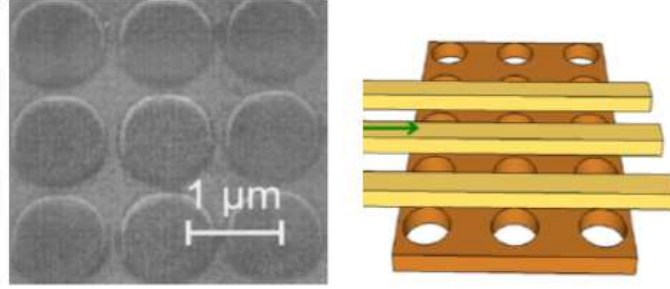


Şekil 2.38. Co/NiFe magnonik kristaller[82].



Şekil 2.39. Genişliği periyodik olarak değişen magnonik kristal ve bant yapısı[83].

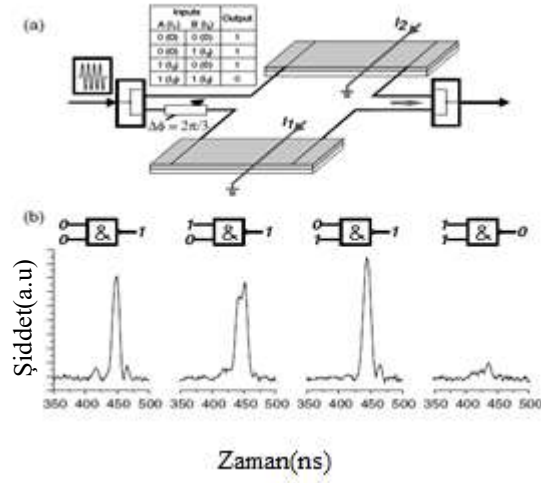
Bir boyutlu magnonik kristallere benzer şekilde film tabakası üzerine periyodik manyetik dotlar oluşturularak veya manyetik film üzerinde periyodik delikler açarak anti nokta(anti-dot) şeklinde iki-boyutlu yapay magnonik kristaller üretilmiştir(Şekil 2.40)[85,86].



Şekil 2.40. İki boyutlu magnonik kristaller[85,86].

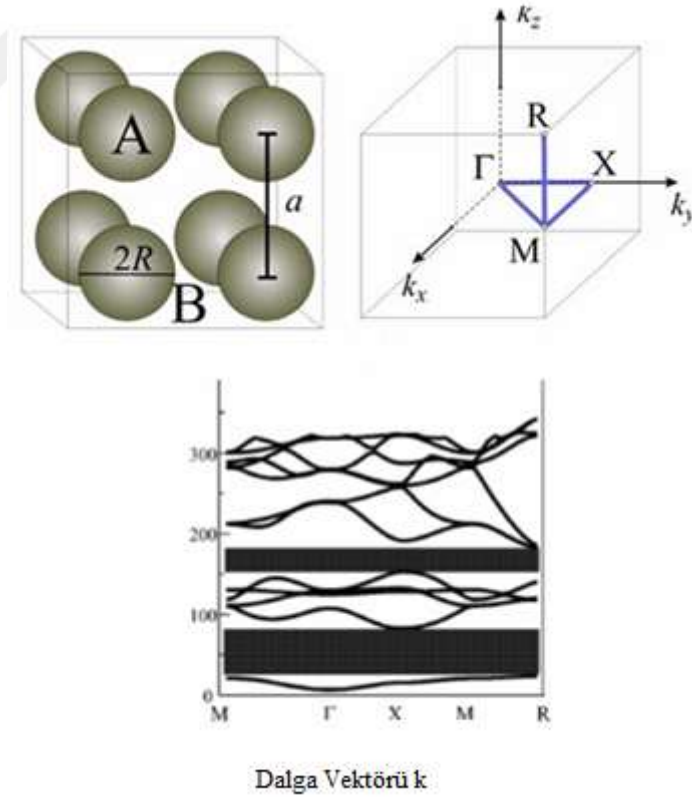
Magnonik kristaller ayrıca dijital elektronikte, mantık geçidi olarak tanımlanan devrelerdeki kullanımı ile ilgili çalışmalar bulunmaktadır. Şekil 2.41’de böyle bir tasarım görülmektedir. I_1 ve I_2 akım değerlerine göre magnonik kristalin ve-değil geçidi olarak kullanımı görülmektedir[87].

Son yıllarda düşük boşluk(hol) konsantrasyonuna sahip manganitler kullanılarak üç boyutlu magnonik kristallerin elde edilebileceği gösterilmiştir[88]. Şekil 2.42’de görüldüğü gibi antiferromanyetik yapı içinde kübik örgü oluşturacak şekilde yerleşmiş ferromanyetik kümelerin oluşturduğu yapılar üç boyutta magnonik kristaller gibi davrandığı ve spin dalga spektrumlarının bant aralığı içerdiği tespit edilmiştir[89,90]. Ferromanyetik A küreleri B manyetik yapı içine gömülü durumdadır. A ve B nin manyetik özellikleri birbirinden farklıdır.



Şekil 2.41. (a) Ve-değil geçiti tasarımı (b) akım şiddetinin zamanla değişimi[87].

2.2.4. Üç Boyutta Magnonik Kristaller



Şekil 2.42. Üç-boyutta magnonik kristal ve bant yapısı [88].

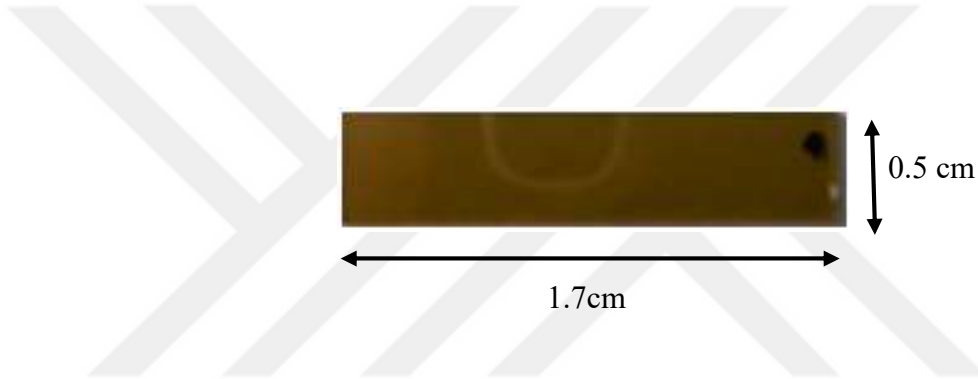
Deneyisel araştırmaların zorlukları, üretimdeki sınırlamalar ve teorik incelemelerdeki zorluklar nedeni ile üç boyutlu magnonik kristaller en az çalışılan malzemelerdir. İlk olarak manyetik olmayan materyal içindeki ferromanyetik parçacıklardan oluşan üç boyutlu magnonik kristaller çalışılmıştır. Üç boyutlu ferromanyetik magnonik kristallerin bant yapıları Krawczyk ve arkadaşları[88-90] tarafından modellenerek hesaplanmıştır. Şekil 2.42’de üç boyutlu magnonik kristal için teorik olarak elde edilen band yapısı görölmektedir.



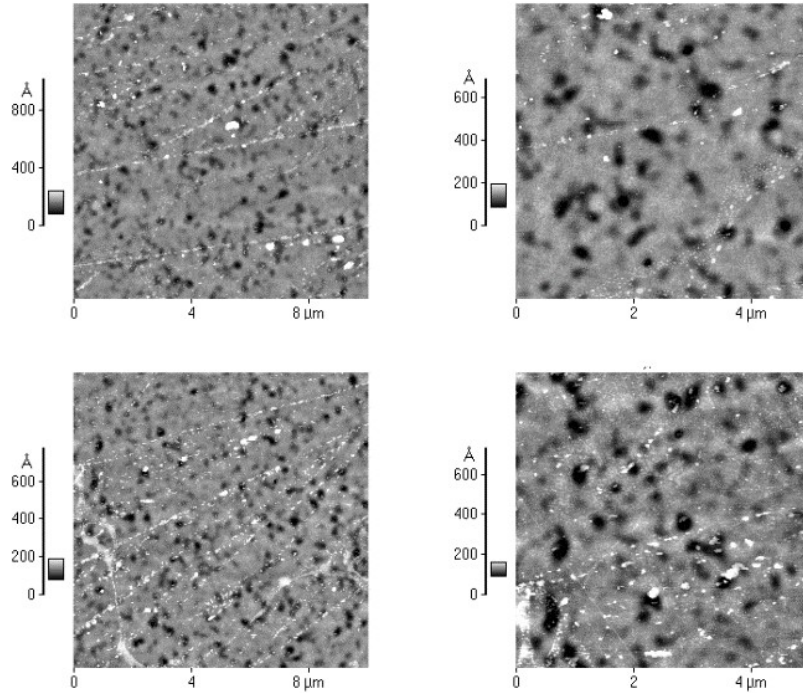
3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Giriş

Bu bölümde tez kapsamında gerçekleştirilen deneysel yöntemler ve ölçüm sistemleri anlatılmıştır. YIG numunesi ticari olarak elde edilmiştir. Şekil 3. 1’ de GGG taban üzerinde 1.5cm x 3cm boyutlarında, 5µm kalınlığında büyütülen tek kristal YIG filmi göstermektedir. Filmde görülen yarım daire yansıma kameradan kaynaklanmaktadır. Tek kristal YIG filminin atomik kuvvet mikroskobu (AFM) görüntüleri şekil 3.2’ de verilmiştir. Şekillerden de görüldüğü gibi film yüzeyi oldukça düzgün ve homojen yapıya sahiptir.



Şekil 3.1. Tek kristal YIG filmin resmi.



Şekil 3.2. Tek kristal YIG filmin AFM görüntüleri.

Tez kapsamında daha sonra, fotolitografi yöntemi kullanılarak YIG magnonik kristal oluşturma ve oluşturulan bu magnonik kristalin transmisyon(Geçirgenlik; S_{21}) eğrilerini gözlemlemek için ölçüm sistemi açıklanmıştır. Daha sonra tez kapsamında Avustralya- The University of Western Australia’da gerçekleştirilen ve magnonik kristallerin nano uygulaması olan nano magnonik kristallerin ve bu magnonik kristallerin manyetik nano parçacıkların tespitinde kullanımı ilgili bilgi verilecektir.

3.2. Fotolitografi Yöntemiyle Magnonik Kristal Elde Etme Yöntemi

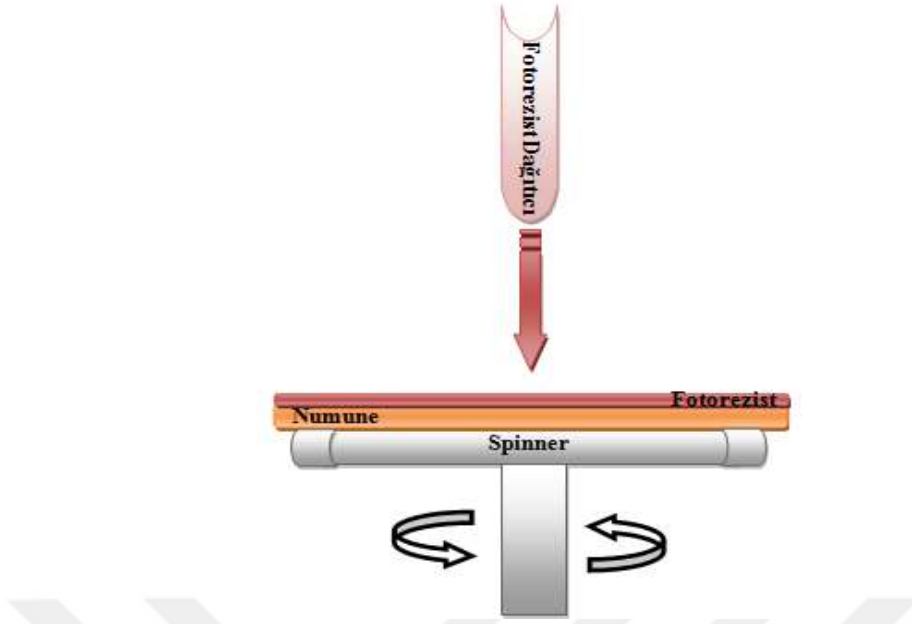
Fotolitografi, önceden hazırlanmış bir maske üzerindeki geometrik desenin, istenilen hedef üzerine kaplanmış ve ışığa karşı duyarlı olan fotorezistin üzerine düşürülmesi işlemidir. Fotolitografi yöntemi numunenin temizlenmesi, numune üzerine fotorezist (ışığa duyarlı madde) kaplanması ve kaplı olan bu malzemenin fırınlanması, maske camı oluşturma, ultraviyole (UV) işlemi ve yıkama (development) işlemi gibi süreçlere ayrılır. Bu yöntemler(kullanılan fotorezistin türü, fotorezistin kalınlığı,...vb) yapılmak istenen duruma göre farklılık gösterebilir; ama fotolitografi yöntemiyle numune üretim sırası yukarıda belirtildiği gibidir. Yöntem olarak, pozitif fotolitografi yöntemi kullanılmıştır. Fotolitografi işlemi Bilkent Üniversitesi Ulusal Nano Araştırma Merkezi (UNAM)’da yapılmıştır.

3.2.1 Numune Temizleme İşlemi

Numune üzerindeki kirlilikler, numuneye fotorezistin homojen bir şekilde kaplanmasını engellemektedir. Bu homojen olmayan kaplama numune üzerine fotolitografi işleminin sağlıklı bir şekilde yürütülmesini engelleyecektir. Bu nedenle numune işlem görmeden önce damıtılmış su (DI) ile yakanmıştır. Numune üzerindeki nemi gidermek için ilk önce azot gazı kullanılmış ve daha sonra 100°C’de 120 saniye ısıtıl işlem uygulanmıştır.

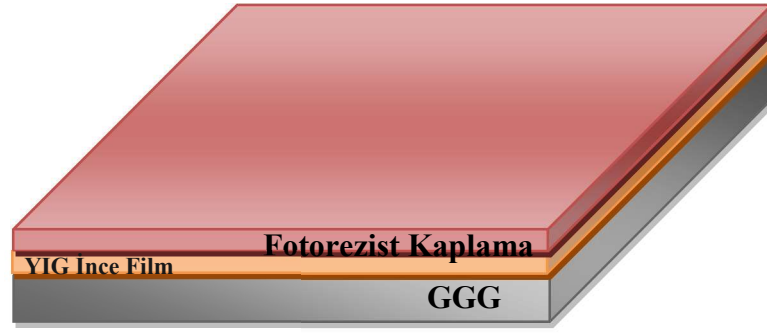
3.2.2. Fotorezist Kaplama İşlemi

İşlem görecektir olan numune, spinner vasıtasıyla ışığa karşı duyarlı olan fotorezist sıvısı ile kaplanır. Numune Şekil 3.3’de görüldüğü gibi vakumlu spinner üzerine yerleştirilir ve yerleştirilen bu numune üzerine istenilen türde fotorezist kaplanır. Kaplama işlemi için AZ5214 fotorezist kullanıldı.



Şekil 3.3. Numuneye fotorezist kaplama işlemi.

İki tür fotorezist vardır. Bunlar pozitif ve negatif fotorezistlerdir. Pozitif fotorezistlerde, ışılama esnasında ultraviyole (UV) ışın, fotorezistin kimyasal yapısını değiştirerek, yıkama (Developer) işlemi ile fotorezistin ultraviyole (UV) ışın almayan yerlere göre daha kolay kaldırılmasını sağlar ve böylece istenilen desen elde edilmiş olur. Negatif fotorezist ise pozitif fotorezistin tam tersi özelliğe sahiptir. Işıllama esnasında ultraviyole (UV) ışın fotorezisti daha çok polimerleştirerek, aşındırma işleminde fotorezistin daha zor bir şekilde aşınmasını sağlar. 4000rpm’de yaklaşık 45 saniye süreli AZ5214 fotorezist, numune üzerinde 1,4µm’lik bir kalınlık oluşturur. Kaplama yapıldıktan sonra numune yaklaşık olarak 110°C’de 50 saniye ısıtılma işlemine tabi tutulur. Isıl işlem, fotorezistin yapısını değiştirerek ışığa daha duyarlı hale getirir. Isıl işlemin süresi önemlidir. Eğer yeteri derece ısıtılma işlemi uygulanmazsa, fotorezistin ışığa karşı duyarlılığı istenilen düzeyde olmaz. Gereğinden fazla ısıtılma işlemi ise fotorezistin yapısını bozabilir veya fotorezistin buharlaşmasına yol açarak numune üzerindeki kalınlığı değiştirebilir. Numunenin cinsine göre gereğinden fazla ısıtılma işlemi uygulanacak olan numuneye de zarar verebilir. Bu yöntem kullanılarak elde edilen fotorezist kaplama Şekil 3.4’de görülmektedir.

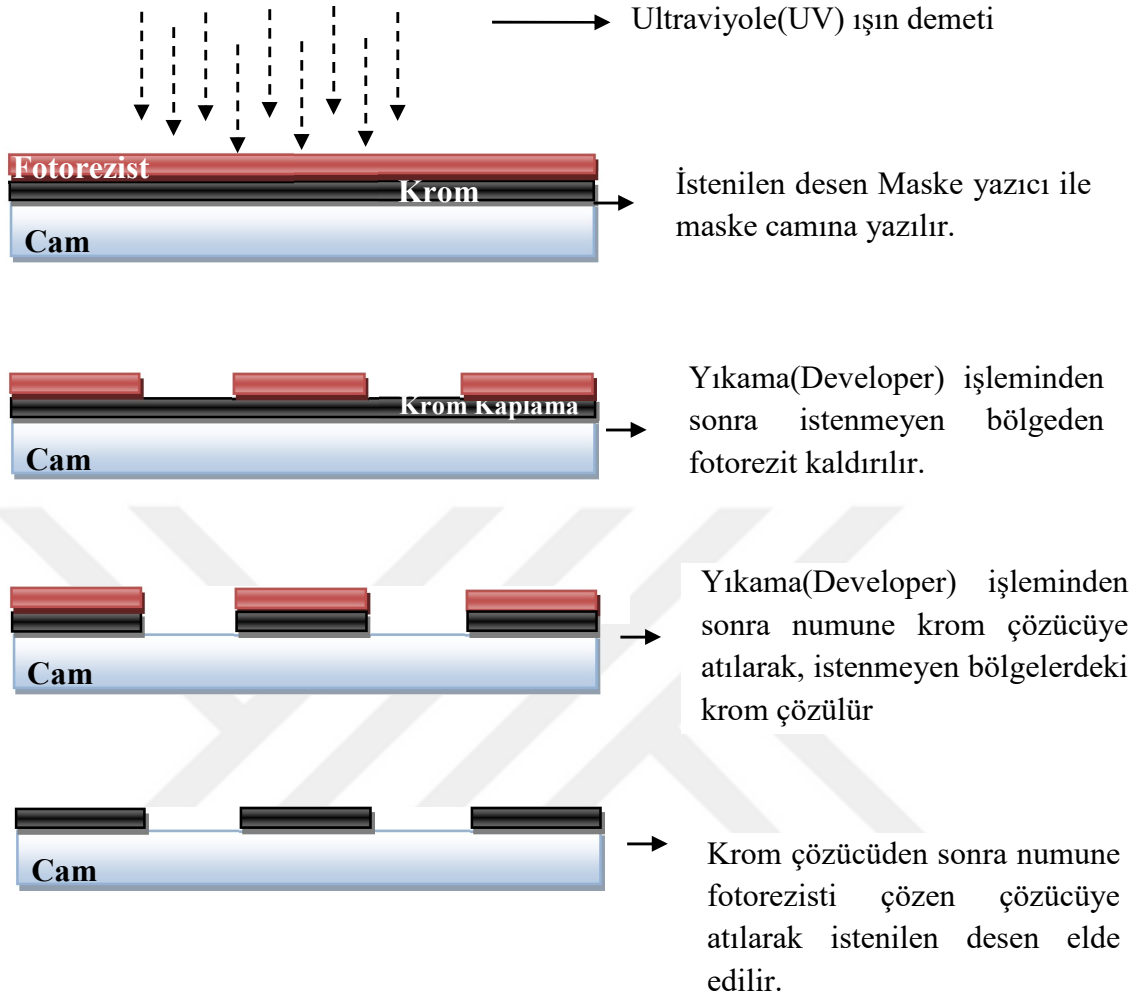


Şekil 3.4. AZ5214 fotorezist kaplı YIG ince filminin şematik gösterimi.

3.2.3. Maske Camı Hazırlama İşlemi

Maske camı, cam bir taban üzerinde krom (Cr) ve rezist kaplı bir yapıdır. Fotolitografi için numune üzerinde oluşturmak istenilen desen, maske yazıcıyla (mask writer) ile maske camına cihazın türüne göre lazer veya elektron demetiyle yazdırılır. Biz maske camı yazdırmak için L-Edit Tanner programıyla oluşturmak istediğimiz deseni oluşturduk. Oluşturulan bu deseni Heidelberg Instruments Model DWL-66 laserli maske yazıcıya yükledik. L-Edit Tanner programıyla maske camı üzerinde desen oluşturma işlemi Şekil 3.5’deki gibidir.

Maske camının yazılması kullanılacak fotorezistin türüne göre belirlenir. Eğer pozitif fotorezist kullanılacaksa, desen oluşturmak istenilen bölgedeki fotorezist ışığı görecektir. Işığı gören fotorezistin kimyasal yapısı değişeceğinden uygun kimyasal kullanılarak o bölgedeki fotorezist kolay bir şekilde kaldırılır. Eğer negatif fotorezist yöntemi kullanılsaydı, süreç tam tersi bir şekilde işleyecekti. Desen oluşturulacak olan bölge ısıtıldığında, ışığı alan bölgede kullanılan fotorezist ışık almayan bölgeye göre daha da polimerleşeceğinden yıkama işleminde ışık almayan kısım daha kolay bir şekilde çözülecek ve böylece istenilen desen oluşturulmuş olacaktır.

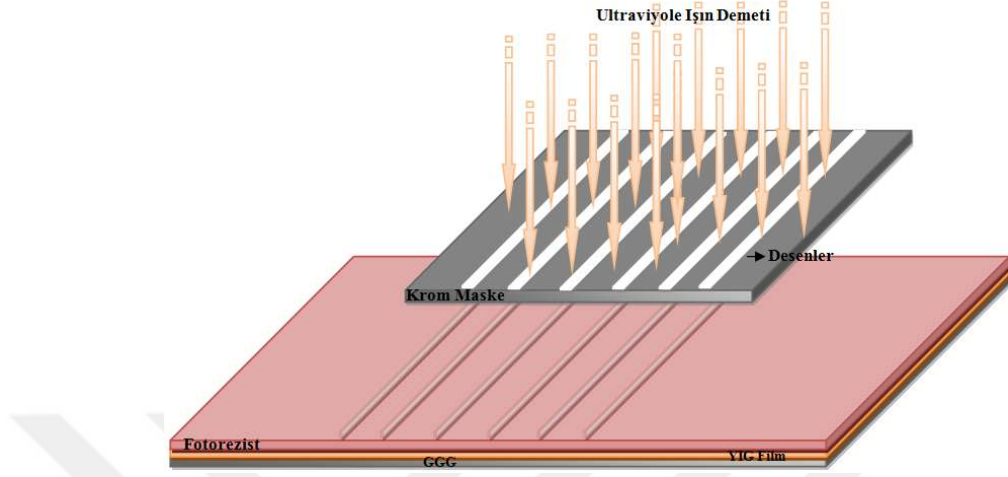


Şekil 3.5. Maske yazma işlemi.

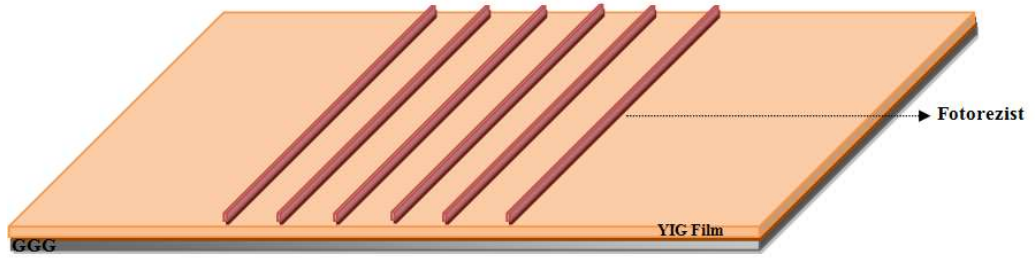
3.2.4. Ultraviyole (Uv) İşlemi (Mask Aligner)

Maske üzerinde oluşturulan desenin numune üzerine düşürülmesi işlemidir (Şekil 3.6). Burada dikkat edilmesi gereken parametrelerden bir tanesi, maske camı üzerindeki desenin numune üzerinde ve istenilen bölgede oluşturulabilmesi için maske camı ve numunenin iyi bir şekilde hizalanması gerekmektedir. Dikkat edilmesi gereken diğer bir parametre ise kullanılan ışığının yoğunluğunun fotorezistin türüne göre ayarlanmasıdır. Işınlama işleminden sonra, numuneye kullanılan fotorezistin türüne göre, uygun bir çözelti (AZ 400K, 1:4 oranında sulu çözelti yaklaşık 50 saniye) ile yıkama yapılarak istenilen desen Şekil 3.7’de görüldüğü gibi elde edilmiş olur.

Yıkama yapılan numune en son işlem olarak saf su ile de yıkanarak kullanıma uygun hale getirilir.



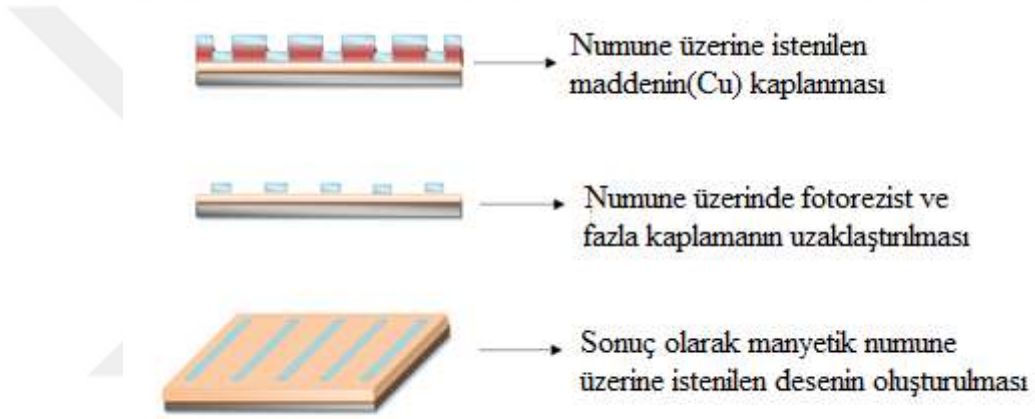
Şekil 3.6. Ultraviyole (Uv) İşlemi (Mask Aligner).



Şekil 3.7. Yıkama yapılan numunenin son hali.

Litografinin hemen hemen her adımında yapılması gereken optik kontrol, litografi odasında bulunan mikroskop ile yapılmaktadır. 50, 100, 200, 500 ve 1000 büyötmeye sahip bu mikroskopta 1 μ m'lik yapılara kadar yapılar rahatlıkla görölüp ölçülebilir.

YIG filme Şekil 3.9’da görülen halini aldıktan sonra PVD kaplama tekniği ile bakır (Cu) kaplandı. PVD diğerlerine göre oldukça kolay bir kaplama tekniği olduğu için bu teknik kullanılmıştır. Bizim kullandığımız sistem, buharlaştırılacak malzemenin, doğrudan konulduğu potaya direnç olarak bağlanması yöntemidir. Bu yöntem için, Vaksis firması tarafından üretilen termal buharlaştırma sistemi kullanılmıştır. Bu yöntemle bakırı (Cu) üzerine önceden fotolitografi yöntemiyle maske yapılmış YIG filme bakır (Cu) kaplayarak Şekil 3.8’de görülen magnonik kristali elde etmeye çalıştık. Ancak bakır (Cu), YIG numunesine iyi tutunamadığı için önce 25nm kalınlığında Cr kaplaması yapıldı üzerine 500nm bakır kaplanarak istenen desen oluşturuldu. Bakır kaplama işlemi İnönü Üniversitesi Merkezi Araştırma Laboratuvarı’nda yapıldı.



Şekil 3.8. Termal buharlaştırma yöntemiyle tek kristal YIG filme bakır kaplanma.

Tez kapsamında YIG üzerine bakır dairelerden oluşan desenlerin etkilerinin incelenmesi için yukarıdaki bahsedilen üretim yöntemlerini kullanılarak Şekil 3.9’da verilen desenler elde edildi.



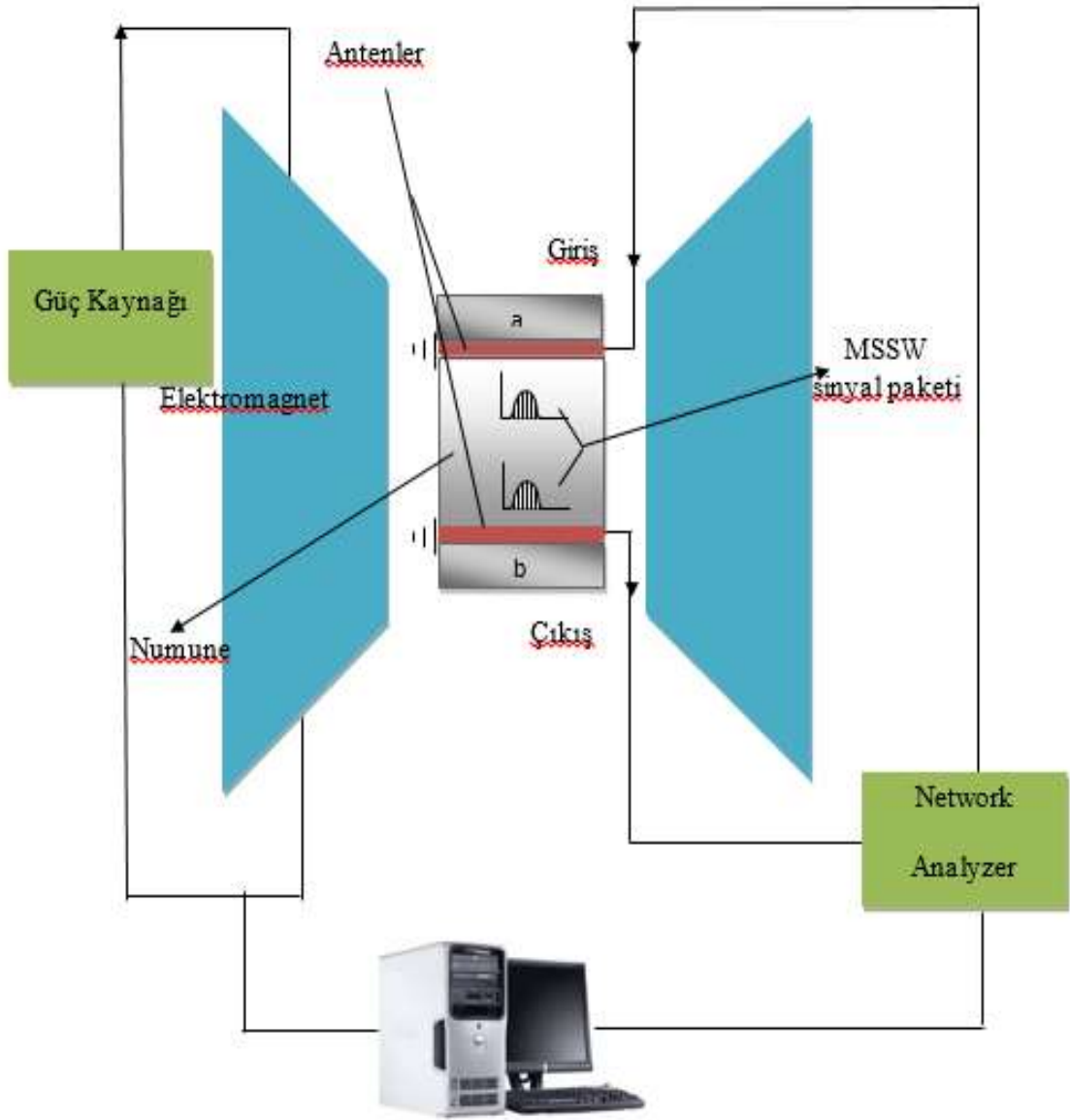
Şekil 3.9. 250µm çapında bakır YIG film üzerine litografi işlem uygulandıktan sonra elde edilen desenler.

3.3. Deneysel Ölçüm Sistemi

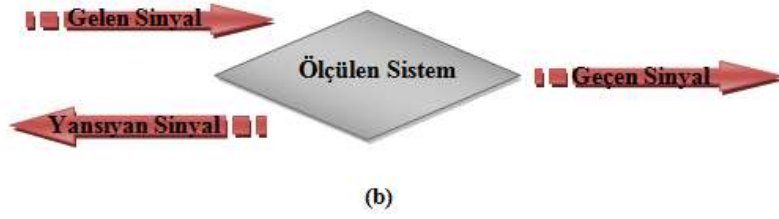
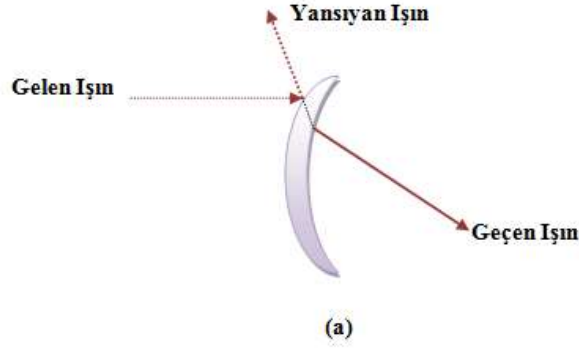
Tez kapsamında transmisyon eğrileri, Şekil 3.10'da verilen ölçüm sistemi kullanılarak elde edilmiştir. Yüksek frekanslı sinyaller, network analizör vasıtasıyla elde edilmiştir. Sinyal, istenen frekans değerinden(örneğin 1GHz) son frekans değerine kadar (örneğin 6GHz) tarama yapacak şekilde ayarlanmıştır. Sinyal numuneye antenler aracılığıyla iletilmektedir. Numunenin bir ucundaki antenden, mikrodalga frekansında akım geçirilerek mikrodalga frekansında manyetik alan üretilmiştir. Üretilen bu alan, numune üzerinde spin dalgasının oluşmasına neden olmaktadır. Numune üzerindeki bu spin dalgaları, numunenin diğer ucunda bulunan alıcı antenler aracılığı ile vektör network analizör a gönderilerek, transmisyon eğrisi elde edilmiştir. Vektör network analizör hem sinyal üretmede hem de spin dalgalarının tespitinde kullanılmıştır.

3.3.1. Network Analizör

Network analizi, karmaşık sistemlerde kullanılan cihazlarının ve elektrik devre elemanlarının elektriksel performanslarını ölçen bir süreçtir. Bu sistemlerde bir noktadan başka bir noktaya bilgi yüklü sinyallerin geçişinde maksimum etki ve minimum bozulma beklenilir. Vektör Network Analizör, bu sistemlerden geçen sinyalin genliğini, fazını ve gücünü doğru bir şekilde analiz eden bir sistemdir. Sistemin temel çalışma ilkesi optik sistemlere benzetilmektedir. Optik bir merceği dikkate alalım. Bu merceğe gelen elektromanyetik dalgaların bir kısmı mercekten geçer bir kısmı yansır. Network analizörün çalışma sistemi sinyal üretilmesi, üretilen bu sinyalin bir kısmının sistem elemanlarından geçmesi, bir kısmının da yansması şeklindedir(Şekil 3.11'a ve b)

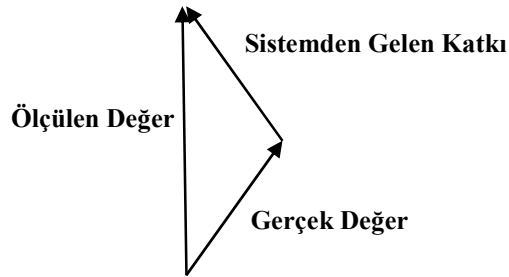


Şekil 3.10. MSSW ölçüm sistemi.



Şekil 3.11. (a) Optik Sistem (b) Network Analizörün çalışma prensibi.

Vektör network analizör, sistemdeki sinyallerin fazlarını da ölçtüğü için skaler network analizöre göre daha doğru bir ölçüm gerçekleştirir. Şekil 3.12’den de görüldüğü gibi, ölçülen sinyal, sinyalin gerçek değeri ile cihazdan veya çevreden gelen katkıların bileşiminden oluşmaktadır.



Şekil 3.12. Sistemin sinyale katkısı.

Network analizörler, genellikle amfiler ve filtreler gibi 2 portlu devre ölçümlerinde kullanılır. Port sayısı 2’den farklı da olabilir. Şekil 3.13’de iki portlu sistemdeki geçiş ve yansıma parametreleri görülmektedir.

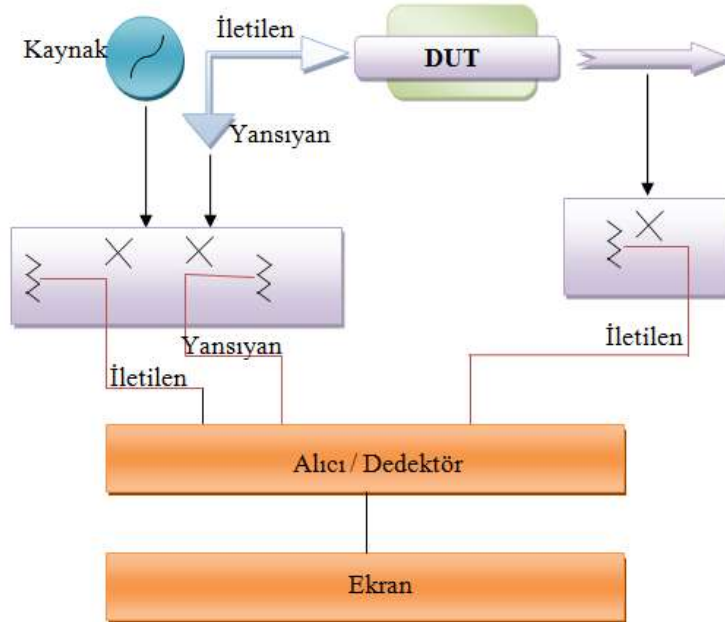


Şekil 3.13. S parametrelerinin şekilsel gösterimi.

Buradaki saçılma (S) değerleri geçiş ve yansıma katsayılarını temsil ederler. S_{21} , sinyalin geçiş katsayısıdır(transmisyon değeri) ve sinyalin bir numaralı girişten iki numaralı girişe doğru olduğunu göstermektedir. Sistemin blok diyagramı Şekil 3.14’de görülmektedir.

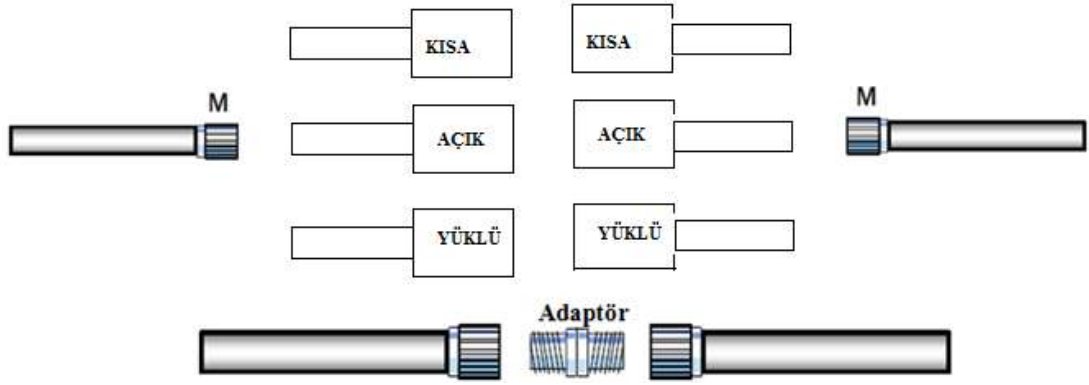
$$\text{Yansıma Katsayısı}_{S_{11}} = \frac{\text{Yansıyan Sinyal}}{\text{Giriş Sinyali}}$$

$$\text{Geçiş Katsayısı}_{S_{21}} = \frac{\text{Geçen Sinyal}}{\text{Giriş Sinyali}}$$



Şekil 3.14. Network analizörün blok diyagramı.

Network analizörlerdeki her portta çift yönlü birleştirici ve kompleks oran ölçüm aleti bulunmaktadır. Network analizörlerdeki diğer seçenekler, veriyi idare etmek ve depolamak için voltaj ve akım uygulayıcısı ile bir bilgisayar kontrolünü kapsar. Buna göre kullanıcının isteği doğrultusunda network analizörlerde istenilen frekans değerlerinde ölçüm yapılabilir. Vektör network analizör ile ölçümlere başlanmadan önce, network analizörü kalibre etmek gerekmektedir. Bu konuda değişik kalibrasyon teknikleri ve bir çok kalibrasyon standartları bulunmaktadır. Tipik bir kalibrasyon referans düzlemindeki test kablolarının sonuna kadar yapılır. Kullanıcı isteğe bağlı olarak sadece iletim ve yansıma kalibrasyonu yaparken, 2 portu teker teker veya ikisini birden kalibre edebilme seçeneğine sahiptir. Genel olarak kullanıcıların 2 portlu s-parametresi ölçümleri yapabilmek için hem iletim hem de yansıma portlarını kalibre etmesi gerekmektedir(Şekil 3.15).



Şekil 3.15. (a) Yansıma için kalibrasyon (b) İletim için kalibrasyon işlemi.

Kalibrasyon işlemine ilave olarak, YIG magnonik kristal yokken anten sistemleri için belirlenen frekans aralığında ölçüm alındı. Daha sonra da anten sistemi üzerine YIG magnonik kristal konularak ölçüm alındı. Alınan bu iki ölçüm arasındaki fark alınarak, anten sisteminden gelen ölçümü bozucu etkilerin de etkisi yok edilmiş oldu. Antenleri network analizöre bağlamak için kullanılan SMA konektörlerin kalitesi hem kalibrasyonun hem de ölçümün doğru yapılması için iyi olmalıdır. Ölçümler için Çin'den alınmış SMA 3,5mm konektörler kullanıldı. Bu konektörlerle yapılan ölçümlerde, sistemin standart kalibrasyonunun yapılmasına rağmen doğru bir ölçüm gerçekleştirilemedi. Bu nedenle ölçümlerde Çinden alınan SMA 3,5mm konektörler kullanılmadı. Doğru bir ölçüm yapmak için dikkat edilmesi gereken diğer

bir parametre de network analizörü antenlere bağlayan kablonun iyi seçilmesidir. Deneyin ilk kısımlarında esnemenin olmadığı kablolar kullanıldı. Bu kablolar ile numuneyi sisteme yerleştirme pratiklik sağlamadığı için esnek olan ve Şekil 3.16’da verilen konnektör kullanıldı.



Şekil 3.16. Network analizörle antenleri birbirlerine bağlayan esnek kablo.

Deneylerde, Şekil 3.17’de görülen Agilent PNA N5221A serisi iki portlu network analizör ve Agilent CXA spektrum analizör kullandı.

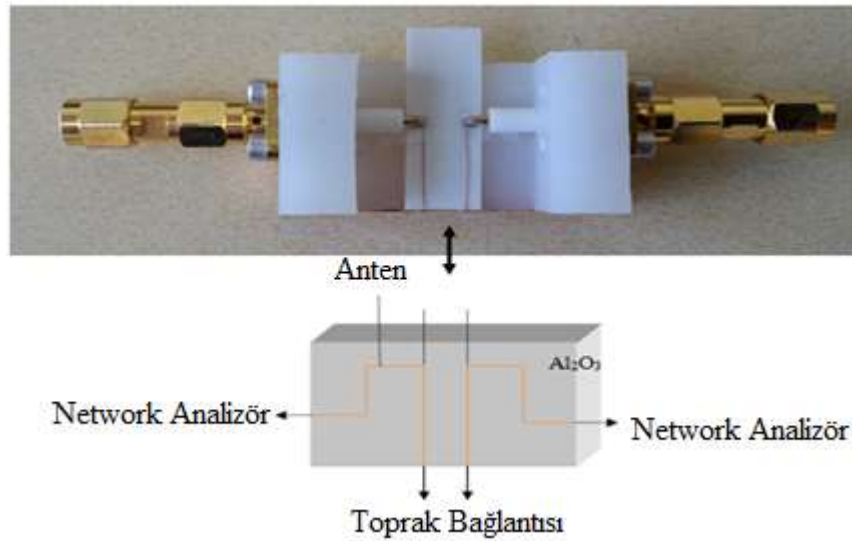


Şekil 3.17. Ölçüm işleminde kullanılan Agilent PNA N5221A serisi network analizör ve Agilent CXA spektrum analizör.

3.3.2. Anten Tasarımı

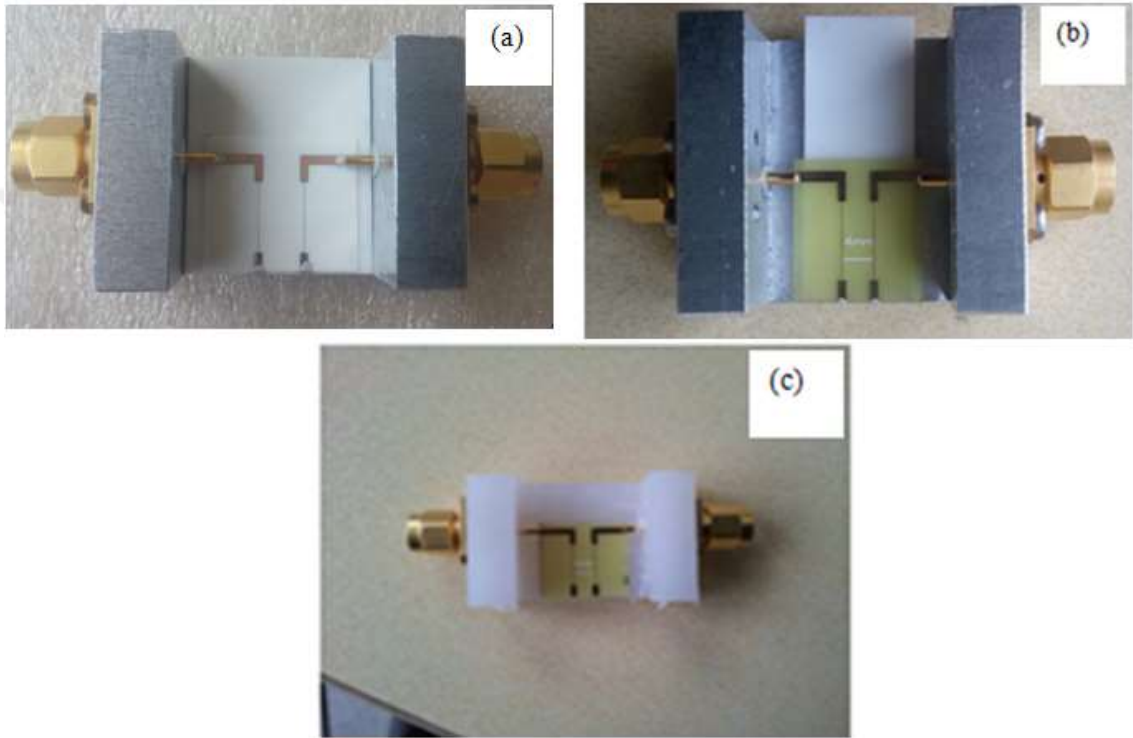
Tez çalışması kapsamında, şekil 3.18’de görüldüğü gibi, SMA konektörler tutturulmuş ve konektörlerin ucuna 50µm çapında anten olarak kullanılan altın teller bağlanarak plastik üzerinde anten sistemi oluşturulmuştur. Anten olarak kullanılan altın teller arası mesafe 6mm’dir. Tellerin alt ucu plastiğin yan tarafında bulunan bakır şeride bağlanmıştır bakır şerit aynı zamanda SMA konektörlerin toprak hattına bağlıdır. Antenlerin alt tarafında Al_2O_3 bulunmaktadır. Bu tasarımdaki en büyük problem, tellerin düzgün bir şekilde Al_2O_3 üzerine yerleştirilememesidir. Teller düz olacak şekilde plastik üzerine yerleştirilemediğinden tellerde eğilmeler meydana gelecektir. Bu eğilmeler, sinyalin numune üzerinde homojen bir şekilde dağılamamasına neden olmuştur. Bu nedenle, altın tellerle anten oluşturma yönteminden vazgeçilmiştir

Ölçüm işlemleri için farklı anten tasarımları yapılmıştır. Antenler için genel olarak kullanılan metot yüksek dielektrik değere sahip bir taban (ör: Al_2O_3) üzerine bakır iki adet film oluşturup bunlardan birisini sinyal göndermek birisi de sinyali algılamada kullanmaktır. Antenler arasındaki mesafeler 4, 6, 8 ve 10mm olarak tasarlanmıştır. Plastik ve Al numune tutucular ile farklı tasarımlar yapılmıştır. Ayrıca, PCB üzerine de yine 100 mikrometre eninde bakır antenlerde tasarlanmış ve ölçümlerde kullanılmıştır. Bunlara ek olarak ODTÜ’de Al_2O_3 üzerine 25µm enine sahip antenlerin üretimi yapılmıştır. Tez kapsamında bu antenler kullanılarak ölçümler yapılmıştır.



Şekil 3.18. Plastik taban üzerinde altın tellerle anten oluşturma işlemi.

Tez kapsamında anten oluşturmak için yapılan diğer bir çalışma ise, yüksek dielektrik değere sahip olan alimüna taban (Al_2O_3) ve PCB üzerinde şekil 3.19’da görüldüğü gibi bakır iki adet film oluşturulması yöntemidir. Alimüna üzerinde oluşturulan anten sisteminde bakır filmlerin iki ucu network analizöre bağlanmak için SMA konektörlere tutturulmuş ve diğer uçları ise toprak hattı için alüminyum tabanda doğrudan gümüş boya ile plastik tabanda ise plastiğin yan tarafında bulunan bakır şeritlere gümüş boya ile kontak yapılmıştır.

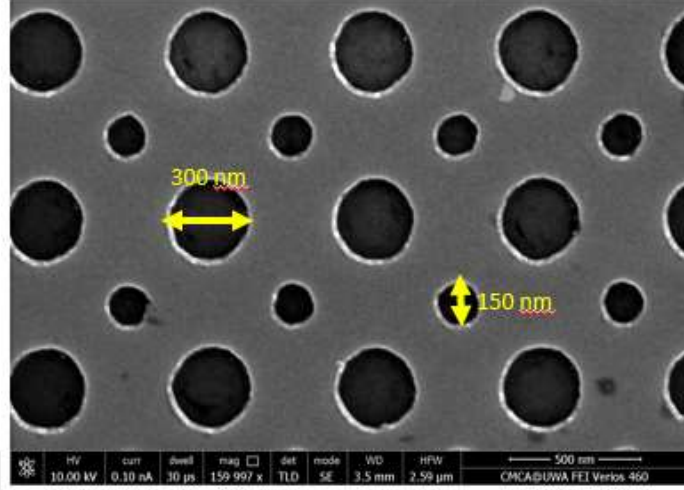


Şekil 3.19. (a)Aliminyum taban üzerinde alüminaya tutturulmuş bakır film ile oluşturulan anten (b) aliminyum taban üzerinde PCB plastiğe tutturulmuş bakır filmle oluşturulan anten (c) Plastik üzerinde PCB plastiğe tutturulmuş bakır filmle oluşturulan anten.

3.3. Nano Magnonik Kristal

Tezin bu kısmında nano boyutlarda $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Permalloy) magnonik kristali ve bu magnonik kristalin kullanılarak manyetik nano parçacıkların nasıl dedekte edildiği hakkında bilgiler verilecektir. Nano magnonik kristalin kalınlığı 50nm olup, numunenin yüzey alanı $4 \times 4 \text{mm}^2$ ’dir. Numune üzerinde periyodik sıralar halinde genişliği 300nm ve 150nm olan silindir şeklinde boşluklar bulunmaktadır. Geometrik

olarak kullanılan magnonik kristal iki boyutlu magnonik kristal türüne örnektir. Nano magnonik kristalin elektron mikroskop görüntüsü Şekil 3.20’deki gibidir.



Şekil 3.20. Nano magnonik kristallerin elektron mikroskop görüntüsü.

3.3.1. Ölçüm Sistemi

Magnonik kristal kullanılarak manyetik nanoparçacık dedektasyonu ferromanyetik rezonans(FMR) yöntemiyle yapılmıştır. Ferromanyetik materyal üzerindeki manyetizasyon vektörü presesyon hareketi yapmaktadır. Presesyon hareketi rezonans karakterlidir. Presesyon açısı, sürücü kuvvetin frekans değerinin sistemin frekans değerine yaklaşması halinde hızlı bir şekilde artış göstermektedir. Bu durumda sistemin soğurduğu enerji miktarı maksimum olmaktadır. Bu özeliği ile FMR nano parçacıkların dedektasyonuna olanak sağlamaktadır.

Tez kapsamında FMR tekniği kullanılarak yapılan ölçümler University Of Western Australia’da Prof.Dr. Mikhail KOSTYLEV’in laboratuvarında gerçekleştirilmiştir. Kullanılan yöntem geniş-bant, şerit tabanlı, modüle edilmiş manyetik alanlı (broadband, stripline-based, magnetic field modulated) FMR spektroskopisi yöntemidir. Kullanılan teknik ise Lock-in yükseltgeç (SR830, Stanford Research Systems) ve interferometrik alıcı (interferometric receiver) tekniğidir.

3.3.1.1. Geniş Band Spin Dalga Spektroskopisi

Tipik bir geniş band dalga işleminde mikrodalgaların absorpsiyonu sürücü frekansın veya sürücü dış manyetik alanın fonksiyonu olarak ölçülmesi mantığına dayanmaktadır. Tez kapsamında yapılan FMR ölçümlerinde mikrodalga frekansı sabit tutularak, uygulanan dış manyetik alan değeri değiştirilmiştir.

Ölçüm sistemine yerleştirilen numune üzerine (DUT: Device Under Test) iletilen sinyal, verilen frekans değerinde uygulanan dış manyetik alanın fonksiyonu olarak ölçülmektedir. Dış manyetik alan değeri iki küçük akım sarmalının elektromagnetin uç kısımlarına monte edilmesi ile elde edilir. Modülasyon frekansı 220Hz ve bu sarmallar tarafından elde edilen manyetik alan değeri yaklaşık olarak 9Oe'dir. Sisteme giren ve yansıyan sinyaller mikrodalga diyotlar kullanılarak yönlendirilir ve 220Hz referans sinyali ile module edilmiş Lock-in amplifier tarafından besleme yapılmaktadır. Bu şekilde elde edilen sinyal radyo dalga(RF) manyetik alınganlık fonksiyonun imajiner kısmının manyetik alana göre türeviyle orantılıdır. Bu işlemin matematiksel ifadesi aşağıdaki gibidir:

$\chi(H)$:Manyetik alanın fonksiyonu olarak RF manyetik alınganlık

$\chi(H + he^{i\omega t})$:Modülasyon alanın oluşturduğu ilave katkı (3.1)

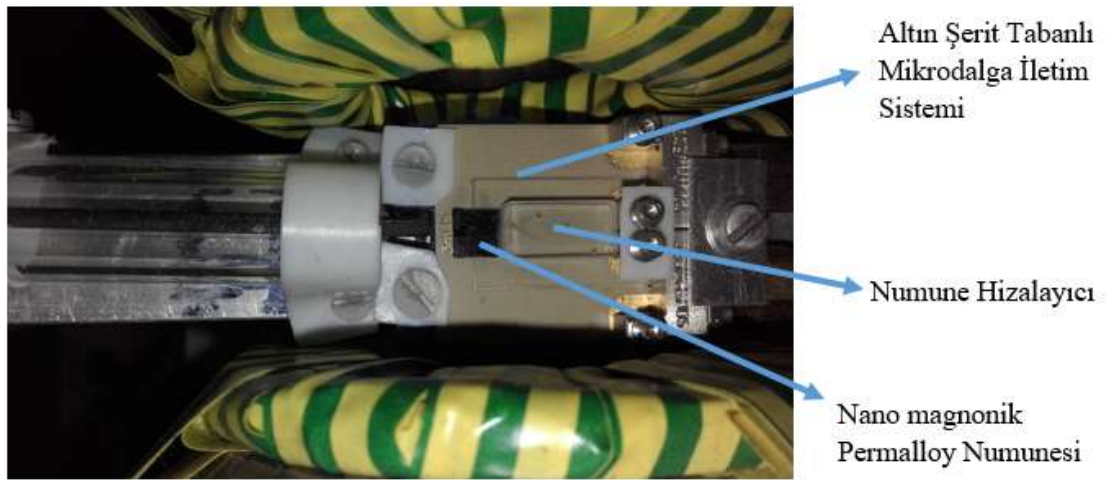
3.1 eşitliğini Taylor serisine açarsak, eşitlik 3.2'deki değer elde edilir.

$$\chi(H) + i\omega h e^{i\omega t} \frac{d\chi}{dH} \quad (3.2)$$

3.2 numaralı eşitliğin ilk kısmı ağırlıklı olarak zamanla değişmeyen(dc) alınganlık terimidir ve Lock-in yükselteç tarafından tarafından yok edilir. İkinci terim ise modülasyon manyetik alan frekansı ile aynı olan salınımlı sinyaldir ve ferromanyetik alınganlık eğrisinin türeviyle orantılıdır.

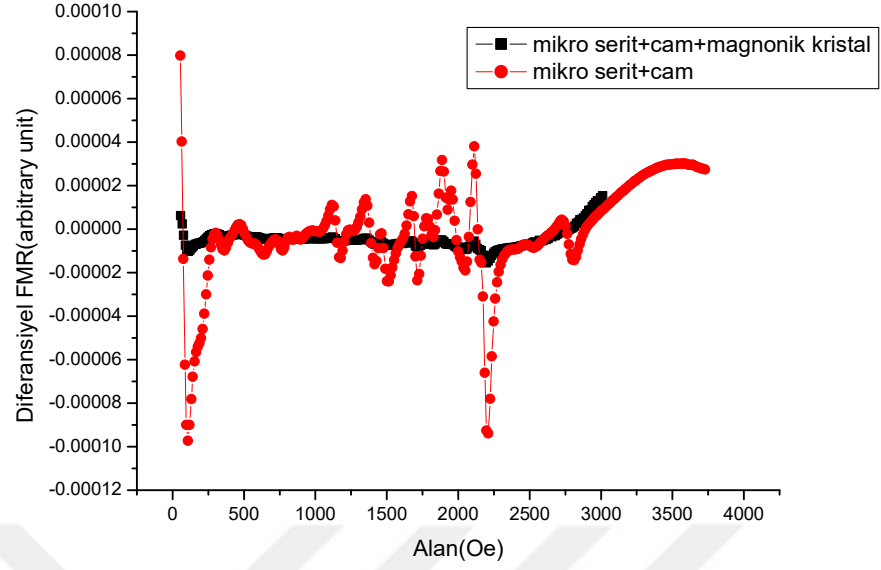
3.3.1.2. Altın Şerit Tabanlı Düzenek(Strip-line)

Ölçümlerde altın şeritli mikrodalga akım ileten şeritler kullanılmıştır. Şekil 3.21’de gösterildiği gibi numune, uygulanan dış alana dik olacak şekilde yerleştirilmiştir. Numunenin, elektromagnet tarafından üretilen manyetik alana hizalama işlemi için cam şeritler kullanılmıştır. Numunenin şerit üzerindeki konumundaki sapmalar FMR pik değerini önemli ölçüde değiştirmektedir. Bu sistemin en önemli dezavantajlarından biri ise numunenin altın şeritlere sürtünmesi ile ortaya çıkan problemlerdir.



Şekil 3.21. Altın Şerit Tabanlı Mikrodalga İletim Sistemi.

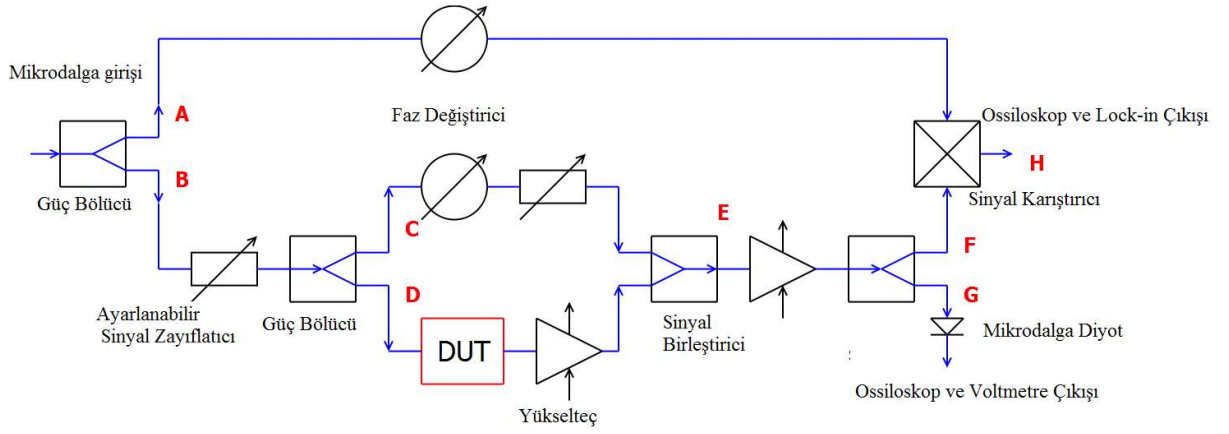
Özellikle numune üzerine manyetik nano parçacıklar konulduğu zaman, numuneden dökülen manyetik nano parçacıklar sisteme çok kolay zarar verebilmektedir. Bu durumun önüne geçebilmek için, mikro şeritler ile numune arasına Şekil 3.22’de görüldüğü gibi mikroskop camı kullanılmıştır. Deneyde kullandığımız cam yaklaşık olarak bir milimetredir. Camın kalınlığı önemlidir. Çünkü cam ne kadar kalın olursa şeritlerden soğurulan enerji miktarı o kadar değişecek ve bu durumda FMR spektrumunun genişlemesine veya pik değerlerinin yerinin sapmasına neden olacaktır. Sistemin diğer dezavantajlarından biri, sistemin kendi özelliğinden kaynaklanan manyetik gürültüdür. Bu da FMR spektrumunda istenmeyen geniş kalınlıkta pikler ortaya çıkartmaktadır(Şekil 3.22). Şekil 3.22’de siyah çizgiyle temsil edile FMR değeri numune ile şerit arasına cam konulmasından dolayı değişim göstermektedir. kırmızı çizgi ise camsız alınan ölçümü göstermektedir.



Şekil 3.22. 12GHz frekansında alınan FMR spektrumu.

3.3.1.3. Mikrodalga Alıcı Tekniği

Temelde sistem çift Mach-Zehnder tipi interferometredir. Ana sinyal iki kısma ayrılır. Bu sinyallerden biri referans sinyaldir diğeri ise ölçüm altındaki sisteme gönderilir. Her iki sinyal daha sonra tekrardan birleştirilir. İkiye ayrılan sinyallerden biri büyük loop diğeri de küçük loop olarak tanımlanır. Ölçüm sisteminin kilit noktası Şekil 3.23'ten de görüleceği üzere sinyal karıştırıcı mikser cihazıdır. Mikser iki sinyali çarparak frekans dönüşümü yapmaktadır. Mikser üç çıkışa sahiptir: radio frekans çıkışı (RF), yerel ossilatör çıkışı ve ortadüzey(intermediate) frekans çıkışıdır.



Şekil 3.23. Mikrodalga algılayıcı devresi.

Şekil 3.23'den de görüleceği üzere mikrodalga sinyali iki yola ayrılmaktadır: A ve B. A sinyali Lock-in ve osiloskop için sürücü sinyali niteliğindedir. B sinyali daha sonra C ve D sinyallerine ayrılmaktadır. D sinyali ölçüm altındaki sisteme (DUT) gittikten sonra E noktasında C sinyali ile bir araya gelmektedir. C sinyali Şekil 3.23'de de görüleceği üzere faz ve zayıflatıcı ile C sinyalinin hem fazı hem de sinaylinde ayarlama yapılarak E noktasında, D noktasından gelen sinyale yıkıcı girişim etkisi yapar. Bu ölçüm sisteminin kullanılmasının iki amacı vardır. Bu amaçlardan birincisi sadece DUT sinyalinin E noktasına gitmesine olanak sağlamaktır. İkincisi ise yıkıcı dalganın E noktasında birleştirilmesi aşırı radio dalga frekansının sistem üzerinde birikmesini önler. E noktası daha sonra tekrar iki kısma ayrılır: G ve F. F sinyali mikserin RF çıkışını besler. G sinyali de küçük loopun görüntülenmesi için kullanılır. Mikserin H çıkışı hem sinyalin osiloskopta sinyalin görüntüleme hem de lock-in data giriş yeridir.

Sistemin matematiksel olarak gösterilmesi aşağıdaki gibidir:

$$V_{LO} = A_{LO} \cos(w_{LO}t) \quad \text{A sinyali} \quad (3.3)$$

$$V_{RF}(t) = a(t) \cos(w_{RF}t + \phi(t)) \quad \text{DUT ile etkileşen modüle edilmiş sinyal} \quad (3.4)$$

Mikser, 3.3 ve 3.4 eşitliklerini bir araya getirerek eşitlik 3.5'deki denklemlerin ortaya çıkmasını sağlar:

$$V_{IF}(t) = C V_{LO}(t)V_{RF}(t)$$

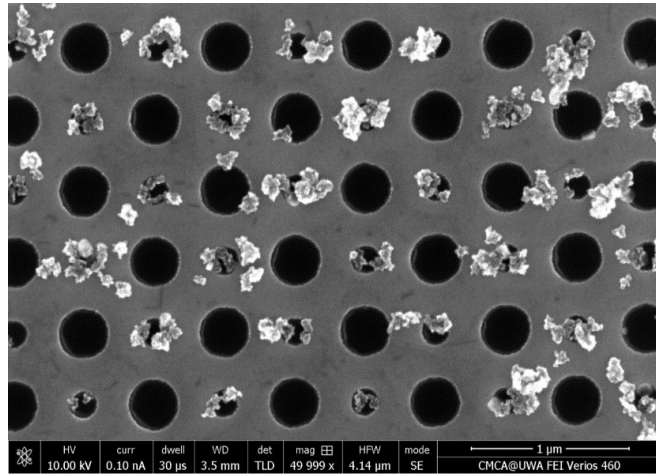
$$V_{IF}(t) = C A_{LO} \cos(w_{LO}(t)a(t)\cos(w_{RF}(t) + \phi(t))$$

$$V_{IF}(t) = C A_{LO} (\cos((w_{RF} - w_{LO})t + \phi(t)) + \cos(w_{RF} + \phi) t + \phi(t)) \quad (3.5)$$

Eşitlik 3.5’de yüksek ve düşük frekanslı eşitlikler bulunmaktadır. Yüksek frekanslı eşitlikler Lock-in tarafından yok edilir ve sadece eşitliğin düşük frekanslı değeri kalır. Böylece IF sinyali çok düşük modülasyon frekanslı sinyale indirgenmiş olur. Bu sinyali zamanla değişmeyen (dc) sinyal olarak kabul edebiliriz.

3.4. Numune Üzerine Nano Parçacık Biriktirilmesi

Manyetik nano parçacıklar (Ticari olarak elde edilmiştir.) Kor ve kabuk yöntemine göre üretilen Nanomag®-D nano parçacıklarda, kor olarak demir-oksit super paramanyetik nano parçacıkları, kabuki olarak ise dekstrandan kullanılmıştır. Nano parçacıkların yarıçapları yaklaşık olarak 10-15nm civarındadır. Nano parçacık süspansiyon çözeltisi belirlenen oranlarda (0.025µg/µL, 0.075µg/µL, 0.225µg/µL, 0.675µg/µL, 2.25µg/µL) numune üzerine bırakılır. Daha sonra, çözeltinin numune üzerinde kuruması beklenilir ve bu işlem sonucunda manyetik nano parçacıklar numune üzerine yapışarak tutunurlar. Bu işlemler oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir(Şekil 3.24).



Şekil 3.24. Manyetik Nano Parçacıkların numune üzerindeki elektron mikroskop görüntüsü.

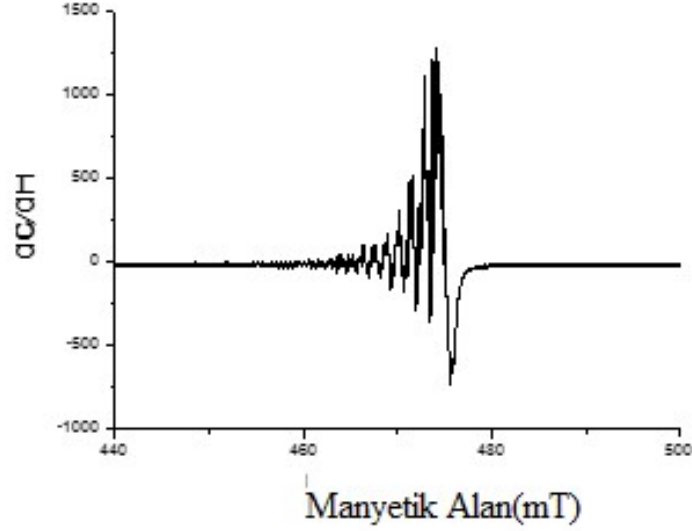
4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4. 1. Giriş

Tezin bu kısmında YIG numunesinin FMR ölçümü ve saçılım parametre ölçümleri alınmıştır. YIG kullanılarak değişik geometrilerde(yüzey deseni) magnonik kristaller elde edilmiştir. Daha sonra bu sensörlerin alan sensörü olarak kullanılıp kullanılmayacağı araştırılmıştır. Magnonik kristallerin diğer bir tür olan ve mıknatıs kullanılarak elde edilen dinamik magnonik kristallerin, manyetik alan dedektasyonu araştırılıp, manyetik sensör olarak kullanılıp kullanılamayacağı araştırılmıştır. Daha sonra, nano magnonik kristaller incelenmiş ve bu kristallerin manyetik nano parçacık dedektasyonunda kullanılıp kullanılmayacağı araştırılmıştır. Yöntem olarak ferromanyetik rezonans yöntemi kullanılmıştır. Son olarak, teorik yaklaşımlar ile magnonik kristaller araştırılmış ve çıkan sonuçlar daha önce yapılan çalışmalarla kıyaslanmıştır.

4.2. YIG İçin Ferromanyetik Rezonans (FMR) Ölçüm Sonuçları

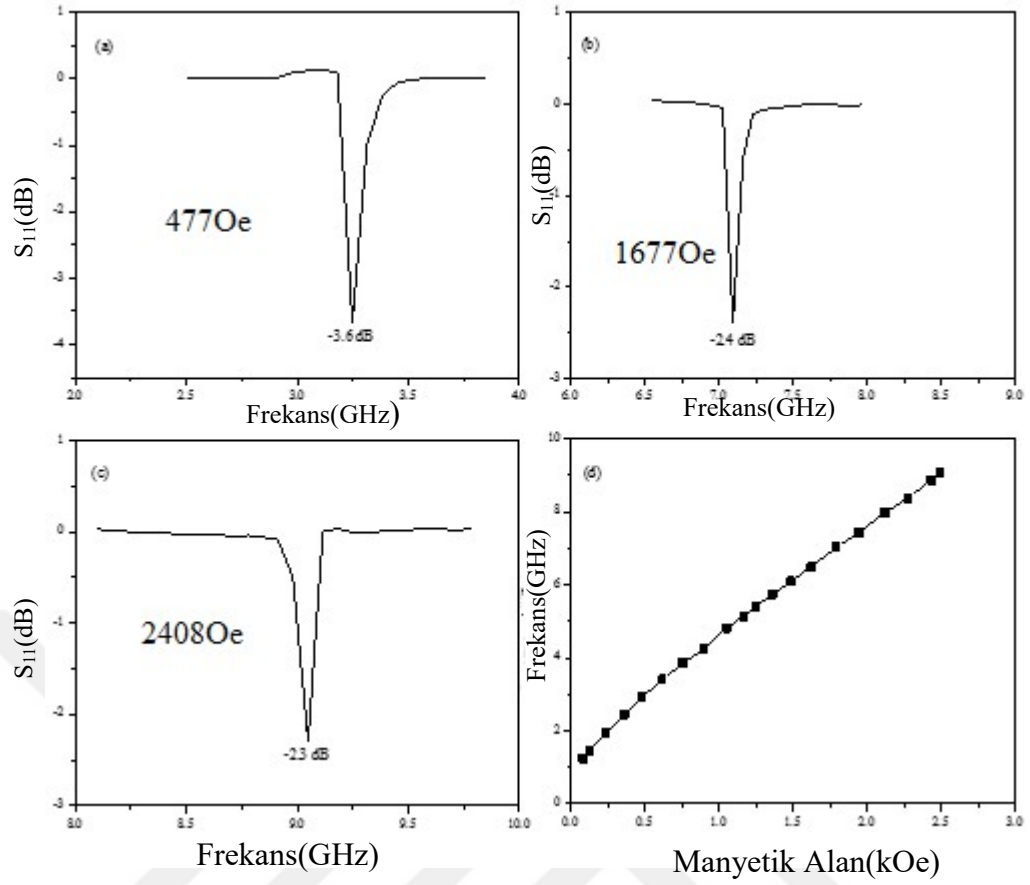
Ferromanyetik rezonans ölçümü Gebze İleri Teknoloji Enstitü'sünde yapıldı. FMR ölçümü, tek kristal YIG filmin ferromanyetik çizgi genişliğini ölçerek magnonik kristal oluşturmak için kullanılıp kullanılmayacağını belirlemek için yapıldı. Yapılan ölçümlerde, çok sayıda pikin (Şekil 4.8) iç içe girdiğini gözlemledik. Bu durumun nedeni, filmin kalınlığı veya M-H eğrisinde de gördüğümüz manyetik açıdan homojen olmayan bölgelerden kaynaklanabilir. Ölçüm sonucu elde edilen FMR eğrisi Şekil 4.1'de verilmiştir.



Şekil 4.1. YIG numunenin FMR eğrisi.

4.3. YIG Film İçin S_{11} Ölçüm Sonuçları

Bu çalışmada, S_{11} eğrilerini gözlemlemek için 5 mikron kalınlığında, 1,7cm uzunluğunda ve 0,5cm eninde olan YIG ince film numunesini kullanılmıştır. S_{11} parametresi yansıyan dalgaları temsil eden parametredir. MSSW dalgalarını uyarmak için dış bir elektromagnet tarafından film yüzeyine paralel, dalganın yayılma doğrultusuna dik olacak şekilde bir bias alanı uygulanmıştır. Farklı manyetik alanlarda S_{11} eğrileri ölçülmüştür. Şekil 4. 2’de (a-c) sırasıyla 477, 1677 ve 2408 Oe alan altında ölçülen S_{11} eğrilerini göstermektedir. Şekilden de görüleceği gibi S_{11} pikine karşılık gelen frekans 477Oe alanda 4.23GHz değerinden 2408Oe alanda 9.18GHz değerine artmıştır. Bu artışı açık bir şekilde göstermek için pik frekansının bütün alan boyunca değişimi şekil 4.3’de verilmiştir. Şekil 4.2’den de görüleceği gibi bias alanı 0 değerinden 2.5kOe değerine artırıldığında pik frekansı yaklaşık olarak 1GHz değerinden 9GHz değerine artmaktadır. Bu sonuç, üretilen YIG filmi kullanılarak 0 ile 2.5kOe aralığındaki geniş bir bölgede manyetik alanın oldukça hassas bir şekilde dedekte edilebileceğini göstermektedir.



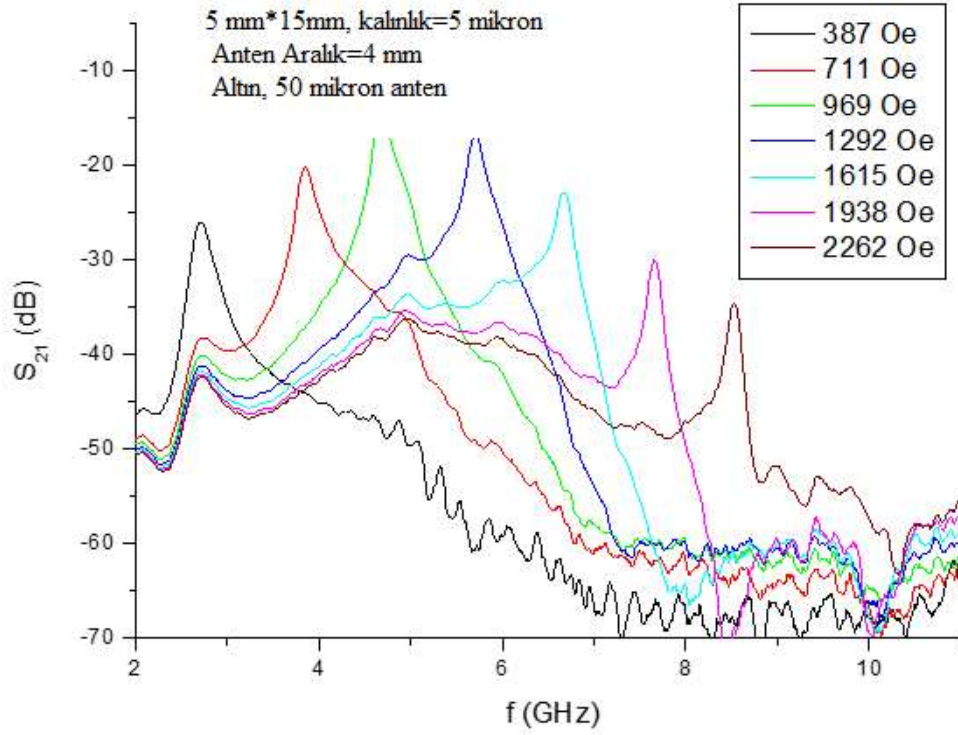
Şekil 4.2. (a) 477Oe (b) 1677Oe (c) 2408Oe manyetik alanla S_{11} pik değerinin manyetik alanla değişimi (c) S_{11} değerlerinin frekansla değişimi.

4.4. YIG Film İçin S_{21} Ölçüm Sonuçları

Transmisyon ölçümleri için 5 mikron kalınlığında, 1.7cm uzunluğunda ve 0.4cm eninde YIG film kullanılmıştır. Şekil 4.3’de transmisyon eğrilerinin dış manyetik alanla bağlı olan değişimi gösterilmektedir. Şekil 4.3’den de görüldüğü gibi, artan dış manyetik alan ile transmisyon eğrilerinin(S_{21}) pik değerleri değişim göstermektedir.

YIG Film için MSSW dispersiyon bağıntısı Eş. 4.1’de verilmektedir:

$$f_{MSSW} = \sqrt{(f_H + f_M / 2)^2 - (f_M / 2)^2} \exp(-2kd_0) \quad (4.1)$$



Şekil 4.3. 4mm'lik anten sisteminde 5µm kalınlığındaki tek kristal YIG film için transmisyon eğrisi.

Burada $f_H = \gamma H_0$ ve $f_M = 4\pi \gamma M_0$ (4.2)

şeklinde verilmektedir.

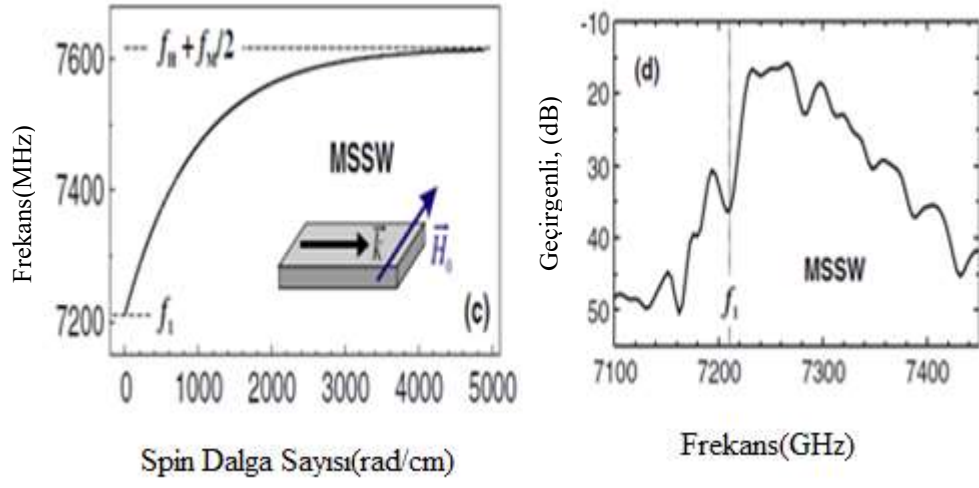
Küçük dalga sayısı sınırında ($k \rightarrow 0$) Eş.4.1'de verilen MSSW dispersiyon bağıntısı

$$f_{MSSW} = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_0)} \quad (4.3)$$

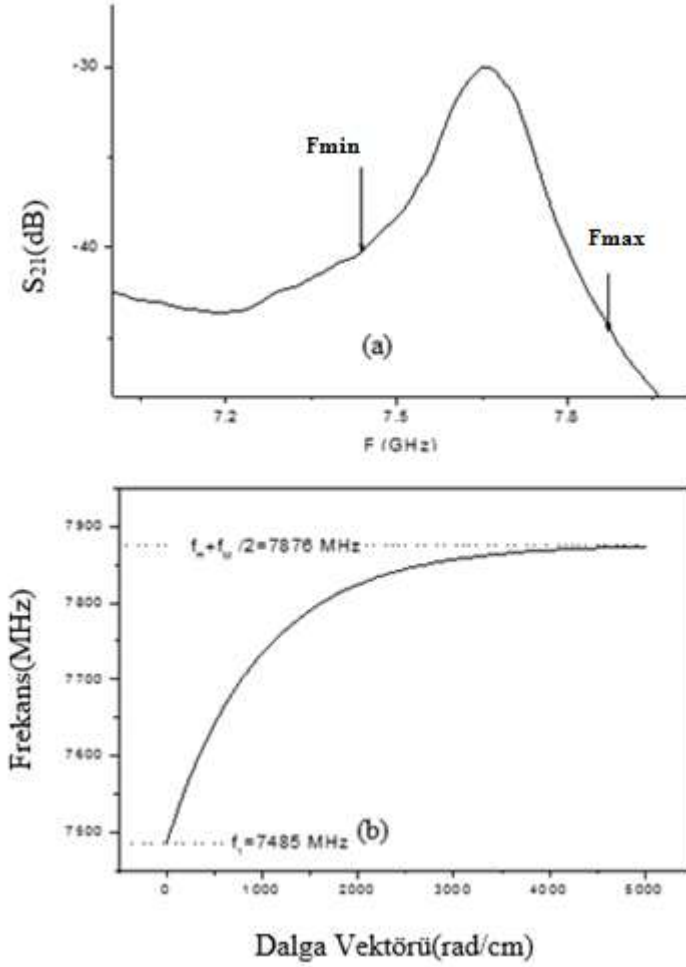
şekline dönüşür. Artan dalga sayısı ile ($k \rightarrow \infty$) Eş. 4.1'de verilen dispersiyon bağıntısı

$$f_{MSSW} = f_H + f_M / 2 \quad (4.4)$$

şeklinde ifade edilir. Serga ve arkadaşları[18] Eş.4.3 ve Eş.4.4'de verilen ifadeleri kullanarak YIG film için 1845Oe manyetik alan altında MSSW nin alt ve üst sınırları hesaplanmıştır. Yapılan hesaplama sonuçları Şekil 4.4'de görülmektedir.



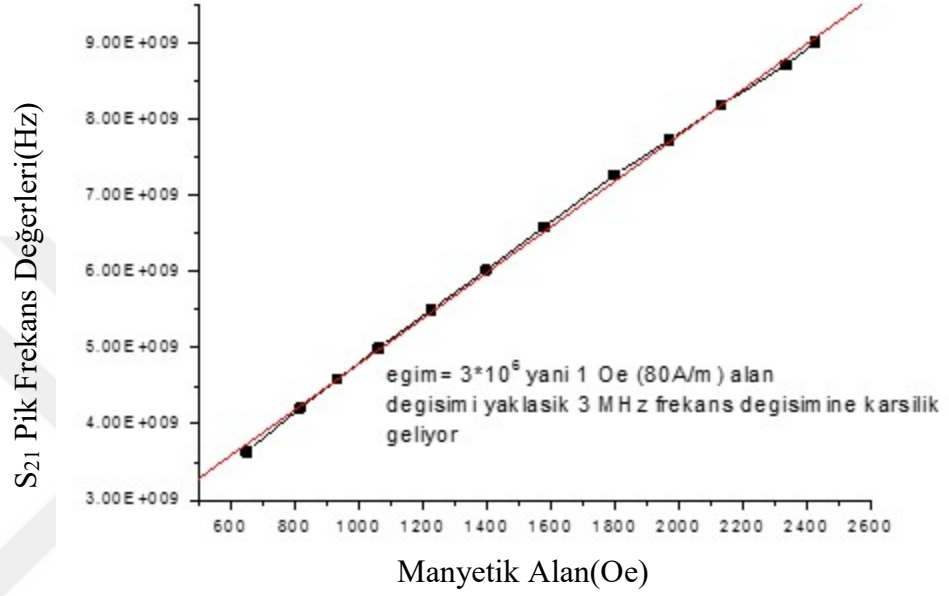
Şekil 4.4. $H_0 = 1845$ Oe ve $4\pi M_0 = 1750$ G için hesaplanan manyetostatik spin dalgalarının (MSSW) alt ve üst sınır frekans değerleri[18].



Şekil 4.5. (a) 4mm'lik anten sisteminde 5 μ m kalınlığındaki tek kristal YIG için $H_0=1938$ Oe manyetik alan altındaki transmisyon eğrisi (b) Eş.4.3 ve 4.4 kullanılarak hesaplanan MSSW alt ve üst frekans sınırları.

Benzer şekilde, bu tez kapsamında üretilen YIG film için 1938Oe manyetik alan için MSSW alt sınır değeri $f_{min} = 7.48$ GHz ve üst sınır değeri $f_{maks} = 7.87$ GHz olarak hesaplanmıştır. Elde edilen bu sonuç, üretilen YIG filmlerde manyetostatik spin dalgalarının bu frekans aralığında yayılabileceğini göstermektedir. Şekil 4.5'de 1938Oe manyetik alan için üretilen YIG filmin S_{21} eğrisi görülmektedir. Şekil 4.5 (a) belirgin bir bant aralığı içermeyen sürekli düzgün bir YIG filmin transmisyon karakteristiğini taşımaktadır. Ayrıca elde edilen deneysel sonuçlar teorik olarak hesaplanan alt ve üst frekans sınır değerleri ile yaklaşık olarak uyum içinde olup deneysel olarak ölçülen alt ve üst frekans sınırların biraz daha büyük olduğu görülmüştür. Bunun nedeni FMR pik genişliğinin daha büyük olmasından kaynaklanmaktadır.

Şekil 4.3’de görüldüğü gibi transmisyon eğrilerinin pik değeri uygulanan alanla değişmektedir. S_{21} ölçümlerinden elde edilen bu sonuç üretilen YIG filmin manyetik alan sensörü olarak kullanılabileceğini göstermektedir. YIG filmin manyetik alan sensörü olarak kullanılabileceğini göstermek için pik frekanslarının manyetik alanla değişimi Şekil 4.6’da çizilmiştir.



Şekil 4.6. Yüksek manyetik alan bölgesinde, transmisyon eğrisindeki pik değerlerinin manyetik alanla değişimi.

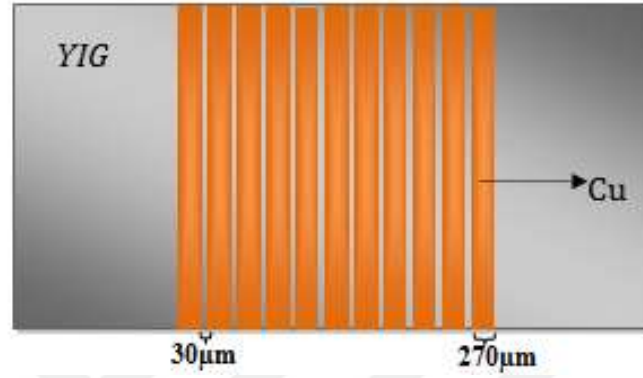
Şekil 4.6’da görüldüğü gibi eğrinin eğimi yaklaşık olarak 33pT/Hz değerine karşılık gelmektedir. Bu sonuç elde edilen YIG filmde MSSW için S_{21} ölçümü ile pT ölçeğinde hassasiyetine sahip manyetik alan sensörü tasarlanmanın mümkün olduğunu göstermektedir.

4.5. Farklı Bakır ve Boşluk Boyutlarına Sahip Tek Boyutlu Magnonik Kristalleri Transmisyon Ölçüm Sonuçları

Farklı bakır şerit ve boşluk boyutlarına sahip magnonik kristallerin transmisyon ölçümleri yapılarak bant yapıları ve manyetik alan sensörü olarak kullanımları ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir.

4.5.1. 270 μ m Bakır ve 30 μ m Boşluk Boyutuna Sahip Magnonik Kristaller

Tez kapsamında 5 μ m kalınlığına, 1.7cm uzunluğuna ve 0.4cm enine sahip YIG film üzerinde, her birinin arasında 30 μ m boşluk olacak şekilde, kalınlığı 500nm, eni 270 μ m olan 11 adet bakır şerit oluşturularak Şekil 4.7’de görülen tek boyutlu magnonik kristal elde edilmiştir.

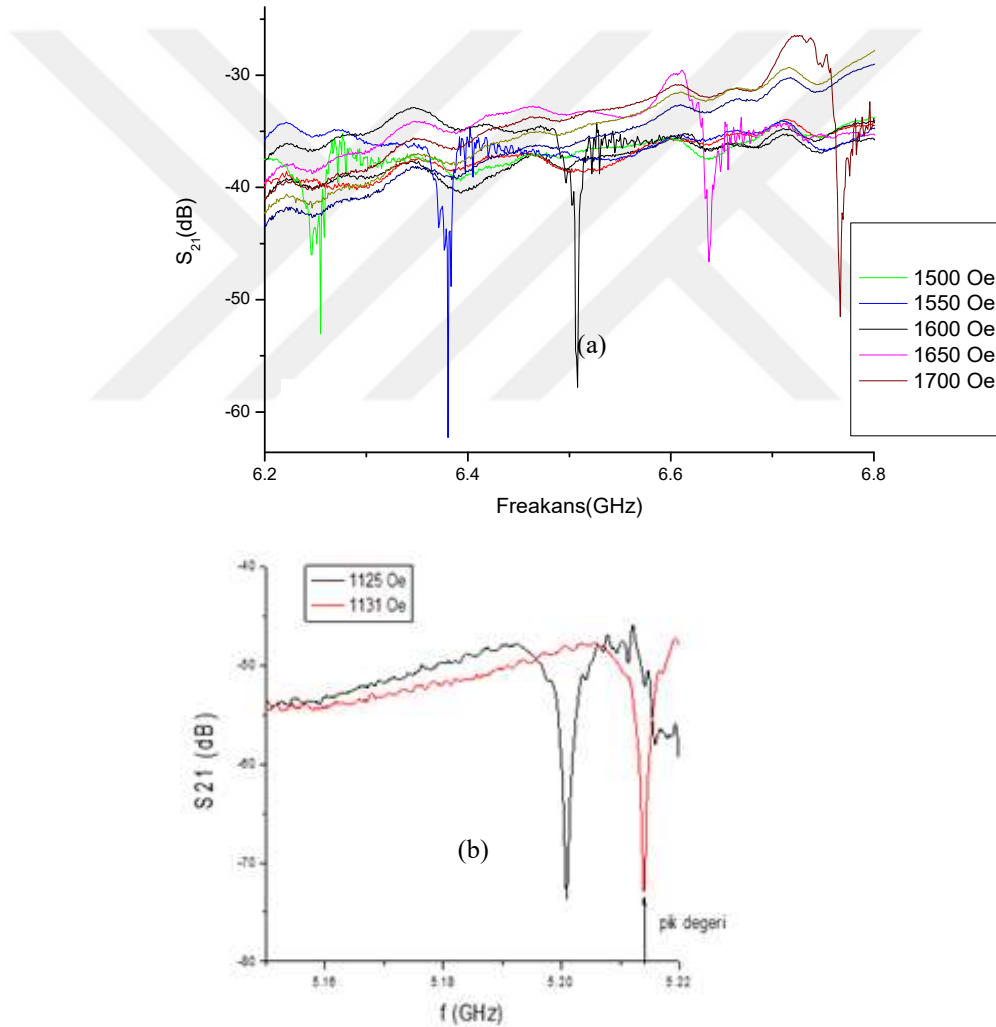


Şekil 4.7. 270 μ m enindeki bakır şeritler ve 30 μ m boşluklardan oluşturulan tek boyutlu magnonik kristal.

YIG film üzerinde yüzey profili oluşturulmadan önce elde edilen transmisyon eğrileri(S_{21}) Şekil 4.3’de görülmektedir. Dalga kılavuzu olarak kullanılan YIG filmde alt ve üst frekans sınır değerleri aralığında MSSW dalgalarının ilerlediği görülmüştür. YIG film oluşturulduktan sonra elde edilen magnonik kristal için transmisyon eğrileri tekrar incelenmiş ve bant yapılarının tamamen değiştiği, yüzey şekillenimine bağlı olarak transmisyon eğrilerinin üzerinde belirli frekanslarda oldukça belirgin ve keskin bant aralıklarının(band gap) oluştuğunu gösteren pikler gözlenmiştir. Gözlenen bu piklerin uygulanan dış manyetik alanla değişimi ayrıntılı olarak incelenerek elde edilen magnonik kristalin manyetik alan sensörü olarak kullanılıp kullanılamayacağı incelenmiştir.

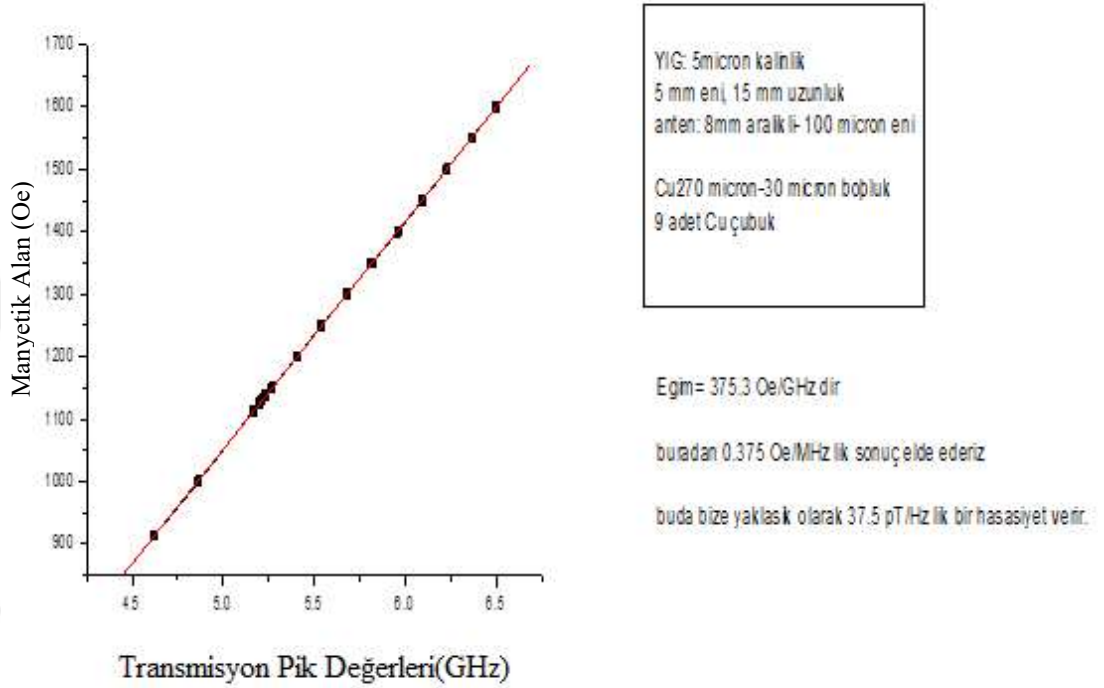
Şekil 4.8 (a-c)’de farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri görülmektedir. Şekil 4.23(a)’da 1600Oe manyetik alandan 1650Oe alan değerine kadar 2Oe adımlarla bant yapıları incelenmiş ve bant aralığına karşılık gelen pik frekanslarının 6.4GHz ile 6.5GHz aralığında değiştiği gözlenmiştir. Her bir ölçüm için manyetik alandaki değişimler çok küçük olduğu için pik frekansındaki değişimler birbirine çok yakın bir şekilde gözlenmiştir. Şekil 4.8(b)’de manyetik alan 1500Oe

değerinden 1700Oe değerine 50Oe adımlarla değiştirilerek beş farklı manyetik alanda transmisyon ölçümleri yapılmıştır. Şekil 4.8’de görüldüğü gibi pikler ve pik frekanslarındaki değişimler daha açık bir şekilde görülmektedir. Şekil 4.8(c)’de piklerin keskinliğinin ve pik frekanslarının daha net bir şekilde tespit edilebilmesi için 1125Oe ve 1131Oe olmak üzere sadece iki alan değerlerinde transmisyon eğrisi verilmiştir. Şekil 4.8’den de görüldüğü gibi, pikler oldukça keskin olup pik frekansları daha net okunabilir durumdadır. 1125Oe alan için pik frekansı 5.200GHz, 1131Oe alan için ise 5.215GHz olarak ölçülmüştür. Bu da 1Oe manyetik alan değişiminin pik frekansında yaklaşık 2.5MHz lik kaymaya neden olduğunu göstermektedir.



Şekil 4.8. (a) Yüksek alanlar için transmisyon eğrileri (b) düşük alan değerleri için transmisyon eğrileri.

Şekil 4.8’de görüldüğü gibi bant aralıklarını temsil eden pikler oldukça keskindir. Piklerin bu keskinliği oldukça hassas frekans değişimlerinin (10-100 Hz) ölçülebileceğini göstermektedir. Yine Şekil 4.8’de görüleceği gibi pik frekansları magnonik kristale uygulanan manyetik alanla oldukça hassas bir şekilde değişmektedir. Şekil 4.9’da pik frekanslarının manyetik alanla değişimi görülmektedir.

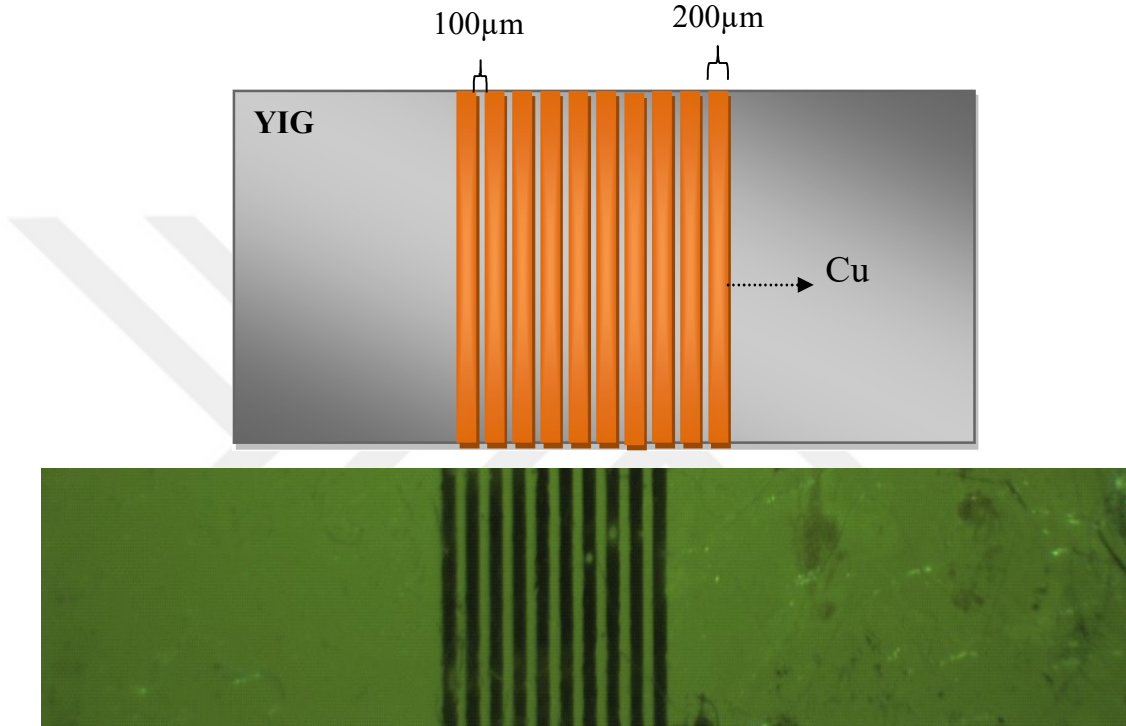


Şekil 4.9. Bakır desenli magnonik kristalde pik frekansının manyetik alanla değişimi.

Şekil 4.9’dan görüleceği gibi, 900Oe ile 1600Oe manyetik alan aralığında pik frekansları manyetik alanla oldukça düzgün ve lineer bir şekilde değişmektedir. Eğrinin eğimindeki bu kusursuz lineerlik hazırlanan magnonik kristalin manyetik alan sensörü olarak kullanılabilmesi açısından oldukça önemlidir. Şekilde görülen eğrinin eğimi 37pT/Hz olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değer, hazırlanan magnonik kristal kullanılarak tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin yaklaşık pT mertebesinde olacağını göstermektedir. Elde edilen sonuçlar Inoue[69] ve arkadaşlarını yaptığı çalışma ile uyum içinde olduğu görülmüştür.

4.5.2 200 μ m Bakır ve 100 μ m Boşluk Boyutuna Sahip Magnonik Kristaller

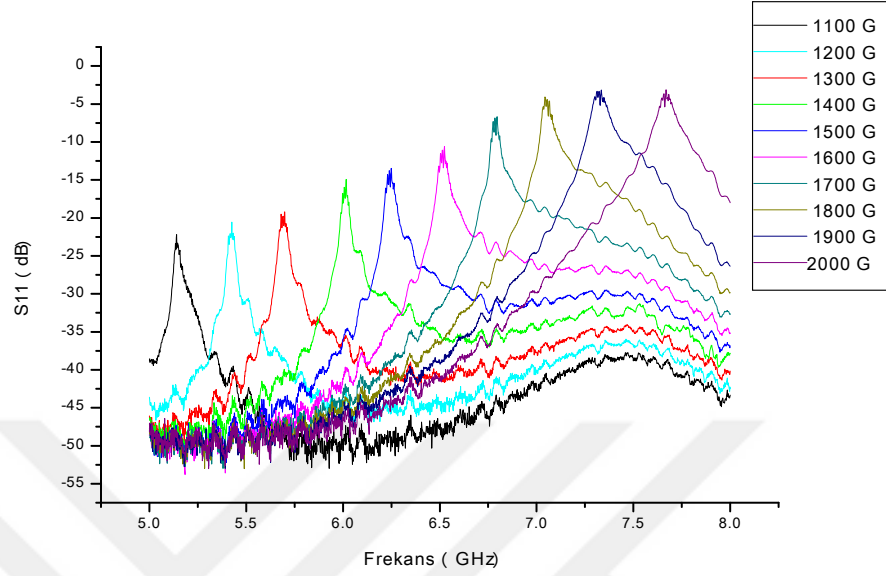
Tez kapsamında 5 μ m kalınlığına, 1.7cm uzunluğuna ve 0.4cm enine sahip YIG film üzerinde, her birinin arasında 100 μ m boşluk olacak şekilde, kalınlığı 500nm, eni 200 μ m olan 10 adet bakır şerit oluşturularak Şekil 4.10'da görülen tek boyutlu magnonik kristal elde edilmiştir.



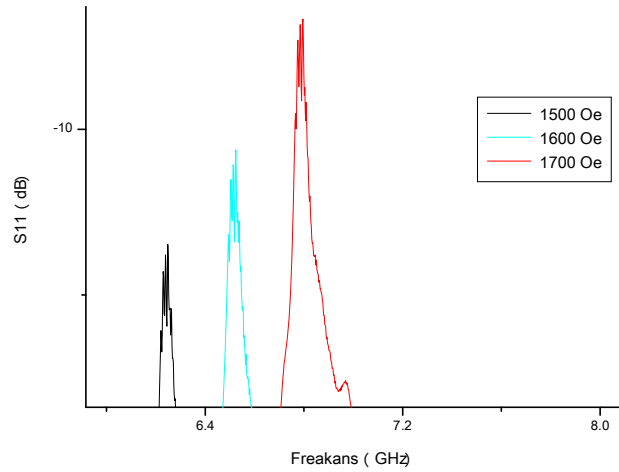
Şekil 4.10. 200 μ m enindeki bakır şeritler ve 100 μ m boşluklardan oluşturulan tek boyutlu magnonik kristalin şematik gösterimi ve optik resmi.

Şekil 4.11, 1100Oe manyetik alandan 2000Oe manyetik alana değerine kadar 100Oe artışlarla elde edilen transmisyon eğrilerini göstermektedir. Şekil 4.11'den de görüleceği gibi bant aralığını temsil eden pik frekansları 1100Oe alan için 5.14GHz değerinden 2000Oe alan için 7.66GHz değerine kadar değişim göstermektedir. Uygulanan alan ile piklerin ve pik frekanslarının değişiminin daha net olarak gözlenebilmesi için Şekil 4.12'de 1500, 1600 ve 1700Oe alan değerleri için transmisyon eğrileri verilmiştir. Görüldüğü gibi pikler yeteri kadar keskin olup uygulanan manyetik alanla pik frekanslarının kayması (1500Oe için 6.243GHz, 1600 Oe için 6.518GHz ve 1700Oe için 6.790GHz) açık bir şekilde görülmektedir. Buna

göre 1Oe manyetik alan değişimi pik frekansında yaklaşık 2.75MHz lik kaymaya neden olmaktadır.



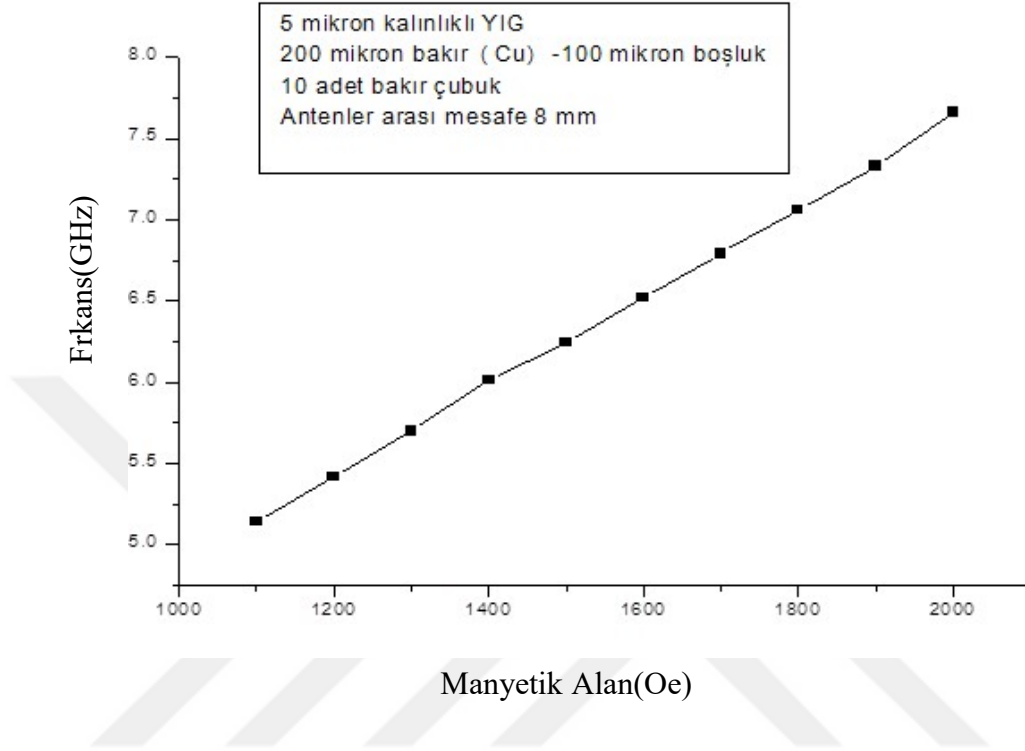
şekil 4.11. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.



şekil 4.12. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.

şekil 4.12’de pik frekanslarının manyetik alanla değişimi görölmektedir. şekil 4.13’ de göröleceği gibi, 1100Oe ile 2000Oe manyetik alan aralığında pik frekansları manyetik alanla oldukça düzgün ve lineer bir şekilde değişmektedir. Eğrinin eğimindeki bu kusursuz lineerlik hazırlanan magnonik kristalin manyetik alan sensörü olarak kullanılabilmesi açısından oldukça önemlidir. şekilde görölen eğrinin eğimi

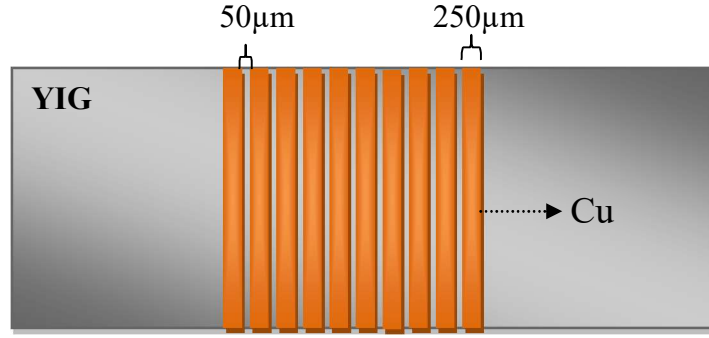
35pT/Hz olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değer, hazırlanan magnonik kristal kullanılarak tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin yaklaşık pT mertebesinde olacağını göstermektedir.



Şekil 4.13. Bakır desenli magnonik kristalde pik frekansının manyetik alanla değişimi.

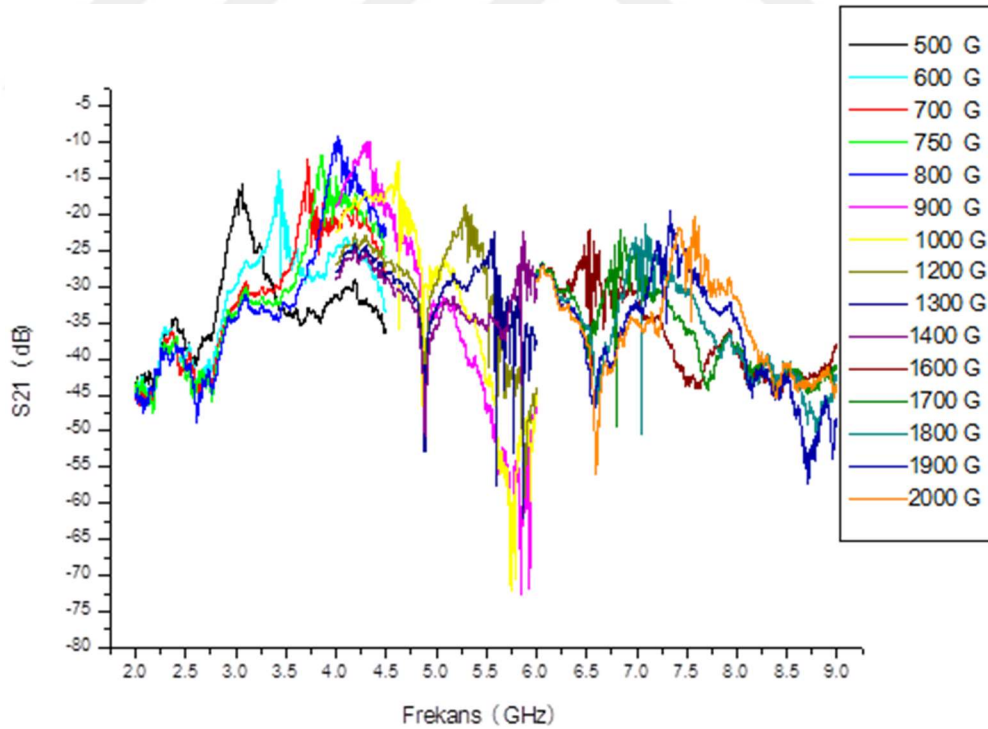
4.5.3 250µm Bakır ve 50µm Boşluk Boyutuna Sahip Magnonik Kristaller

Tez kapsamında 5µm kalınlığına, 1.7cm uzunluğuna ve 0.4cm enine sahip YIG film üzerinde, her birinin arasında 50µm boşluk olacak şekilde, kalınlığı 500nm, eni 250µm olan 10 adet bakır şerit oluşturularak Şekil 4.14’de görülen tek boyutlu magnonik kristal elde edilmiştir.



Şekil 4.14. 250μm enindeki bakır şeritler ve 50μm boşluklardan oluşturulan tek boyutlu magnonik kristal.

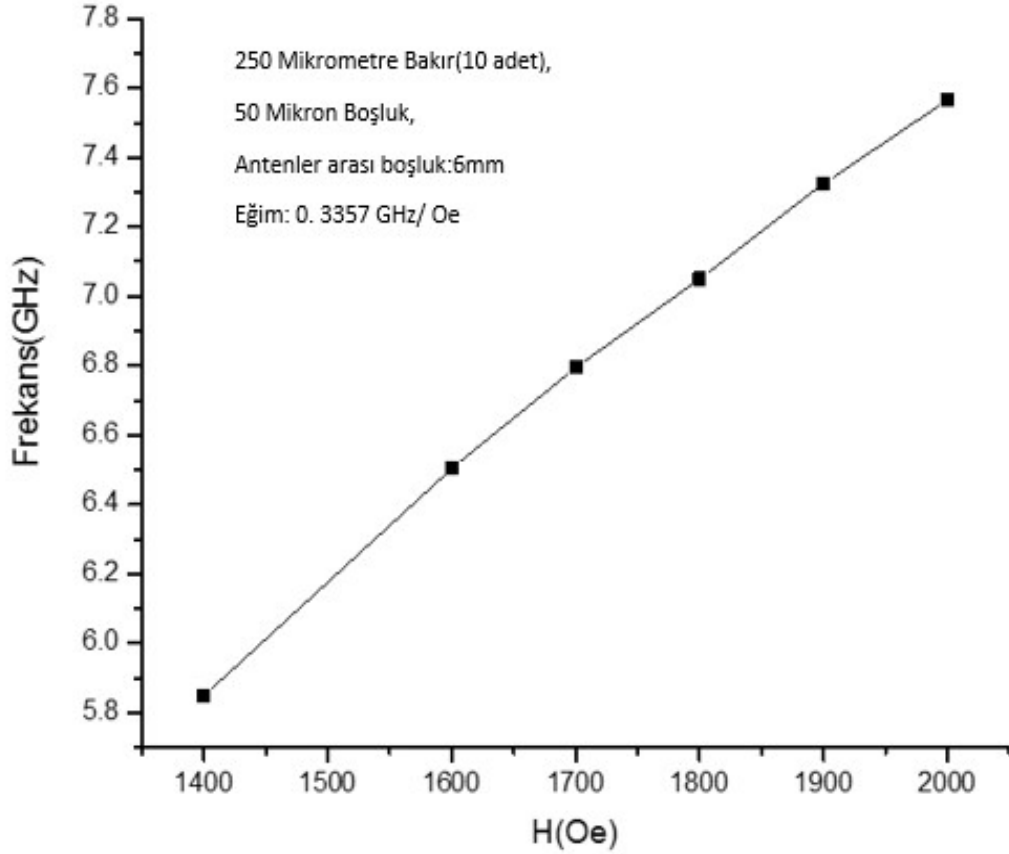
Şekil 4.15, 500Oe manyetik alandan 2000Oe manyetik alana değerine kadar 100Oe artışlarla elde edilen transmisyon eğrilerini göstermektedir. Şekilden de görüleceği gibi, bant aralığını temsil eden pik frekansları 1400Oe alan için 4.88GHz değerinden 2000Oe alan için 6.59GHz değerine kadar değişim göstermektedir. Uygulanan manyetik alanla pik frekanslarının kayması açık bir şekilde görülmektedir. Buna göre 1Oe manyetik alan değişimi pik frekansında yaklaşık 2.84MHz lik kaymaya neden olmaktadır.



Şekil 4.15. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.

Şekil 4.16'da pik frekanslarının manyetik alanla değişimi görülmektedir. Şekil 4.16'dan da görüleceği gibi, 1400Oe ile 2000Oe manyetik alan aralığında pik

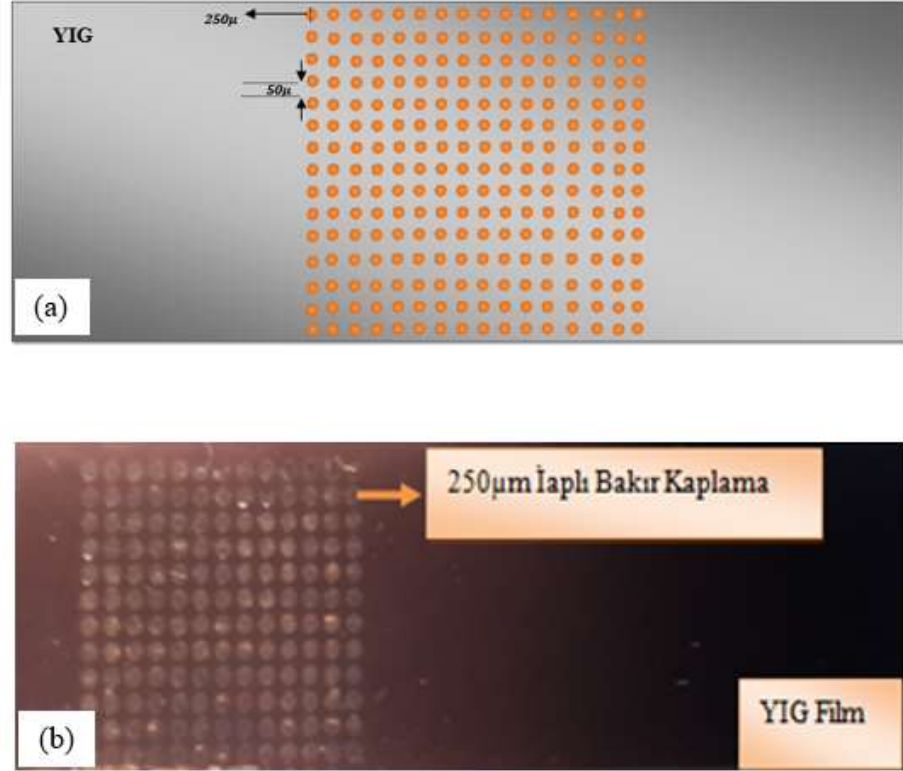
frekansları manyetik alanla oldukça düzgün ve lineer bir şekilde değişmektedir. Eğrinin eğimindeki bu kusursuz lineerlik hazırlanan magnonik kristalin manyetik alan sensörü olarak kullanılabilmesi açısından oldukça önemlidir. Şekil 4.16’da görülen eğrinin eğimi 33pT/Hz olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değer, hazırlanan magnonik kristal kullanılarak tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin yaklaşık pT mertebesinde olacağını göstermektedir.



Şekil 4.16. Bakır desenli magnonik kristalde pik frekansının manyetik alanla değişimi.

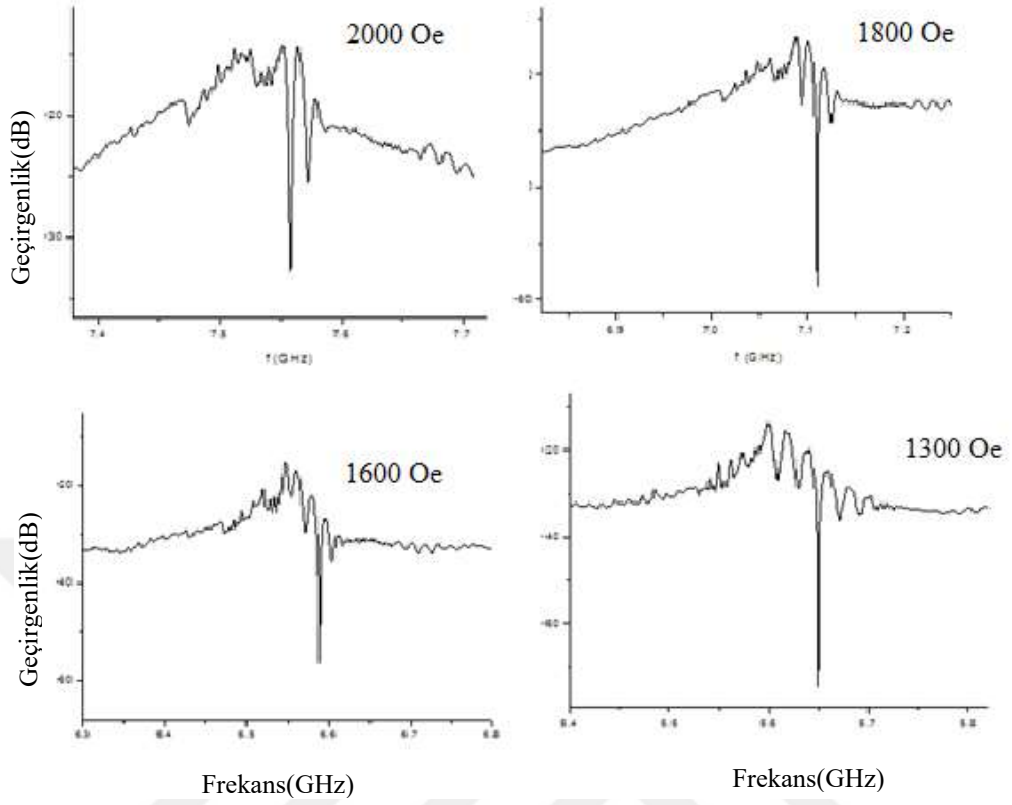
4.5.4. Bakır Daire ve Boşluklardan Oluşan İki Boyutlu Magnonik Kristal

Tez kapsamında 5µm kalınlığına, 1.7cm uzunluğuna ve 0.4cm enine sahip YIG film üzerinde çapı 250µm olan dairesel bakır ve 50µm boşluklardan oluşan iki boyutlu magnonik kristaller hazırlanmıştır. Elde edilen magnonik kristalin şekil 4.17 a’da şematik gösterimi ve optik resmi şekil 4.17 b’de görülmektedir.

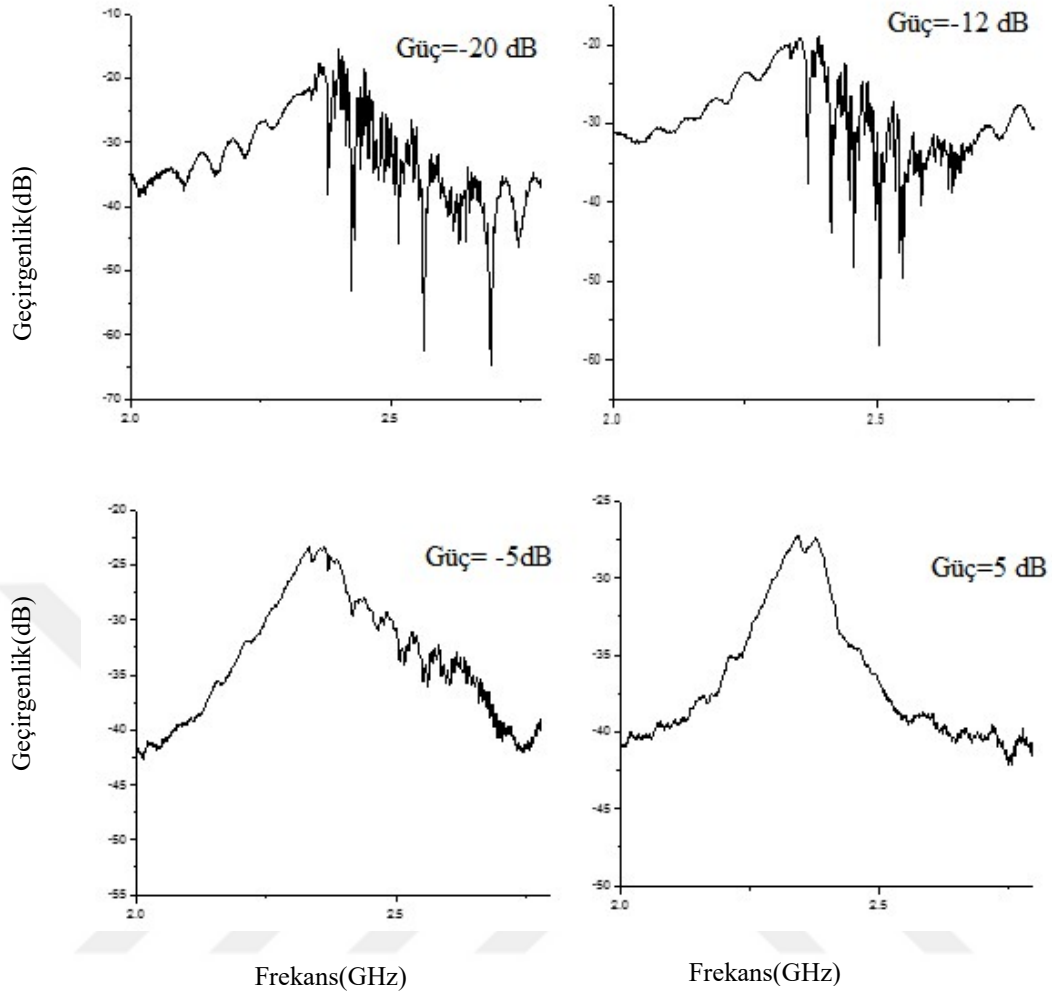


Şekil 4.17. a) YIG film üzerine 250µm çapında oluşturulan bakır dairelerin şematik gösterimi b) elde edilen magnonik kristalin optik resmi.

Şekil 4.18’de elde edilen iki boyutlu magnonik kristal için farklı manyetik alanlardaki transmisyon eğrileri görülmektedir. Eğrilerin iç içe girmesini engellemek için transmisyon eğrileri ayrı ayrı çizilmiştir. Ölçümlerde veri sayısı 6000AV %1.09 dur. Anten aralığı 6mm, anten eni 100µm ve kalınlık 20µm seçilmiştir. Ölçümler sırasında Network Analizörden uygulanan güç (Power) -5dB değerinde alınmıştır. Şekil 4.18’den de görüleceği gibi bant aralığına karşılık gelen pikler oldukça keskin olup pik frekansları manyetik alanla kayma göstermektedir. Şekil 4.19’da farklı güç değerlerinde transmisyon eğrileri ve piklerin değişimi görülmektedir. Power azaldıkça bazı piklerin daha belirginleştiği gözlenmiştir.



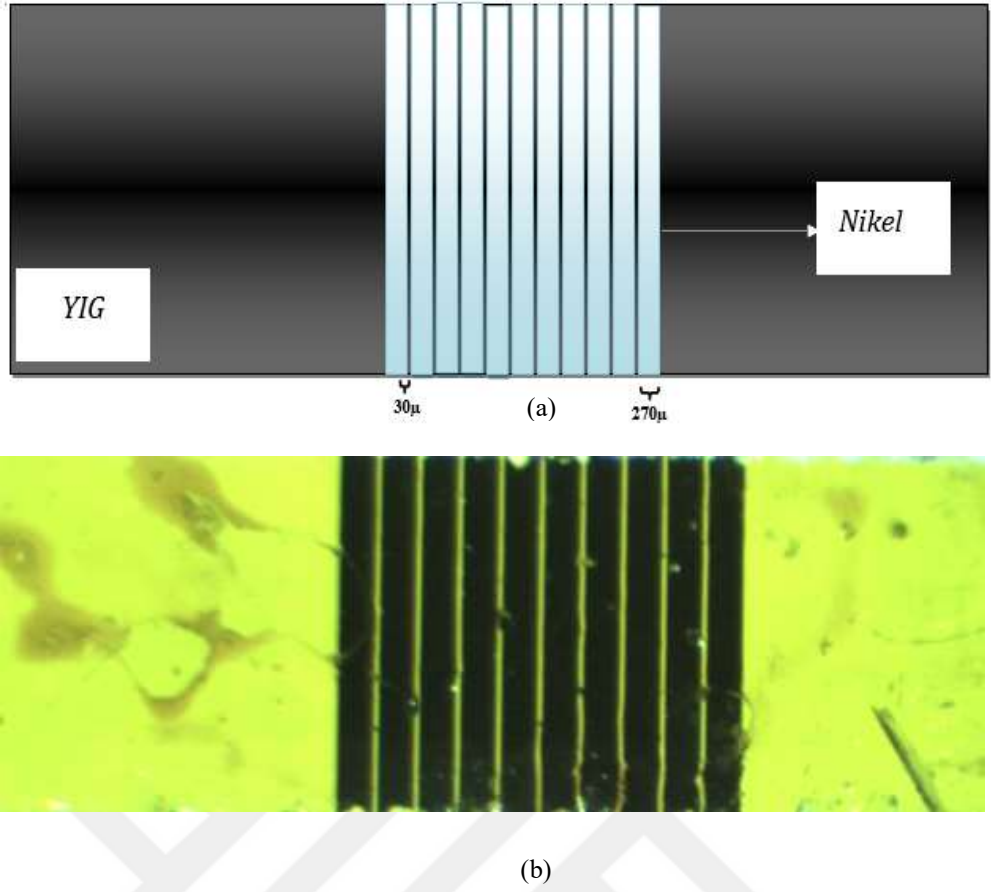
Şekil 4.18. Transmisyon eğrilerinin dış manyetik alanla bağlı olan değişimi.



Şekil 4.19. Numuneye uygulanan sinyalin gücünün transmisyon eğrisine etkisi.

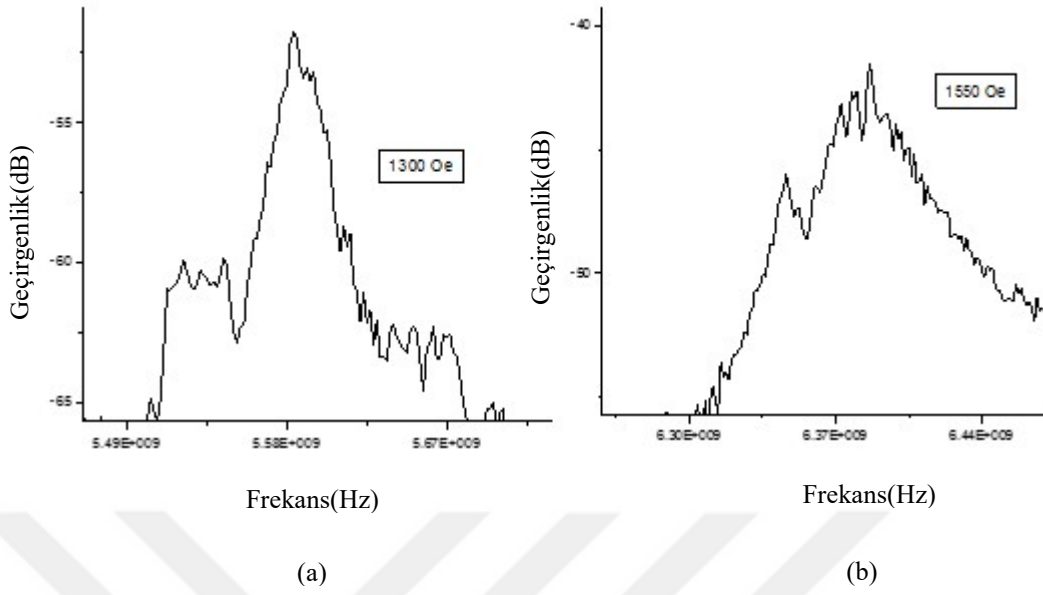
4.5.5. 270 μm Nikel ve 30 μm Boşluk Boyutuna Sahip Magnonik Kristaller

Tez kapsamında $5\mu\text{m}$ kalınlığına, 1.7cm uzunluğuna ve 0.4cm enine sahip YIG film üzerinde, her birinin arasında $30\mu\text{m}$ boşluk olacak şekilde, eni $270\mu\text{m}$ olan 11 adet nikel şerit oluşturularak Şekil 4.20’de görülen tek boyutlu magnonik kristal elde edilmiştir. Bakır kullanılarak elde edilen magnonik kristallerde bu değerler en iyi sonucu verdiği için nikel için de aynı değerler seçilmiştir.



Şekil 4.20. Eni $270\mu\text{m}$ ve çubuklar arası boşluk $30\mu\text{m}$ olan Nikelden yapılan tek boyutlu magnonik kristalin (a) şematik gösterimi (b) optik resmi.

Şekil 4.21 a-b’de iki farklı manyetik alan değeri için elde edilen magnonik kristalin transmisyon eğrileri görülmektedir. Şekilden 4.21’de görüleceği gibi nikel şeritler kullanılarak elde edilen magnonik kristal için bant aralığına karşılık gelen pikler çok keskin değildir. Fakat yine de ölçümlerimiz açısından oldukça iyidir. Görüldüğü gibi nikel çubuk ile oluşturulan magnonic kristalde pik çok keskin değildir, fakat yinede oluşan pikin manyetik alanla değişimi çok rahat bir şekilde gözlenebilmektedir. Elde edilen sonuçlar bakır kullanılarak elde edilen magnonik kristaller kadar iyi olmasa da yapılan ölçümler nikel kullanılarak elde edilen magnonik kristaller ile de oldukça hassas manyetik alan sensörlerinin yapılabileceğini göstermektedir.



Şekil 4.21. YIG üzerine oluşturulan Ni çubuklu magnonik kristalin (a) 1300Oe’de(b) 1550Oe’de transmisyon eğrileri.

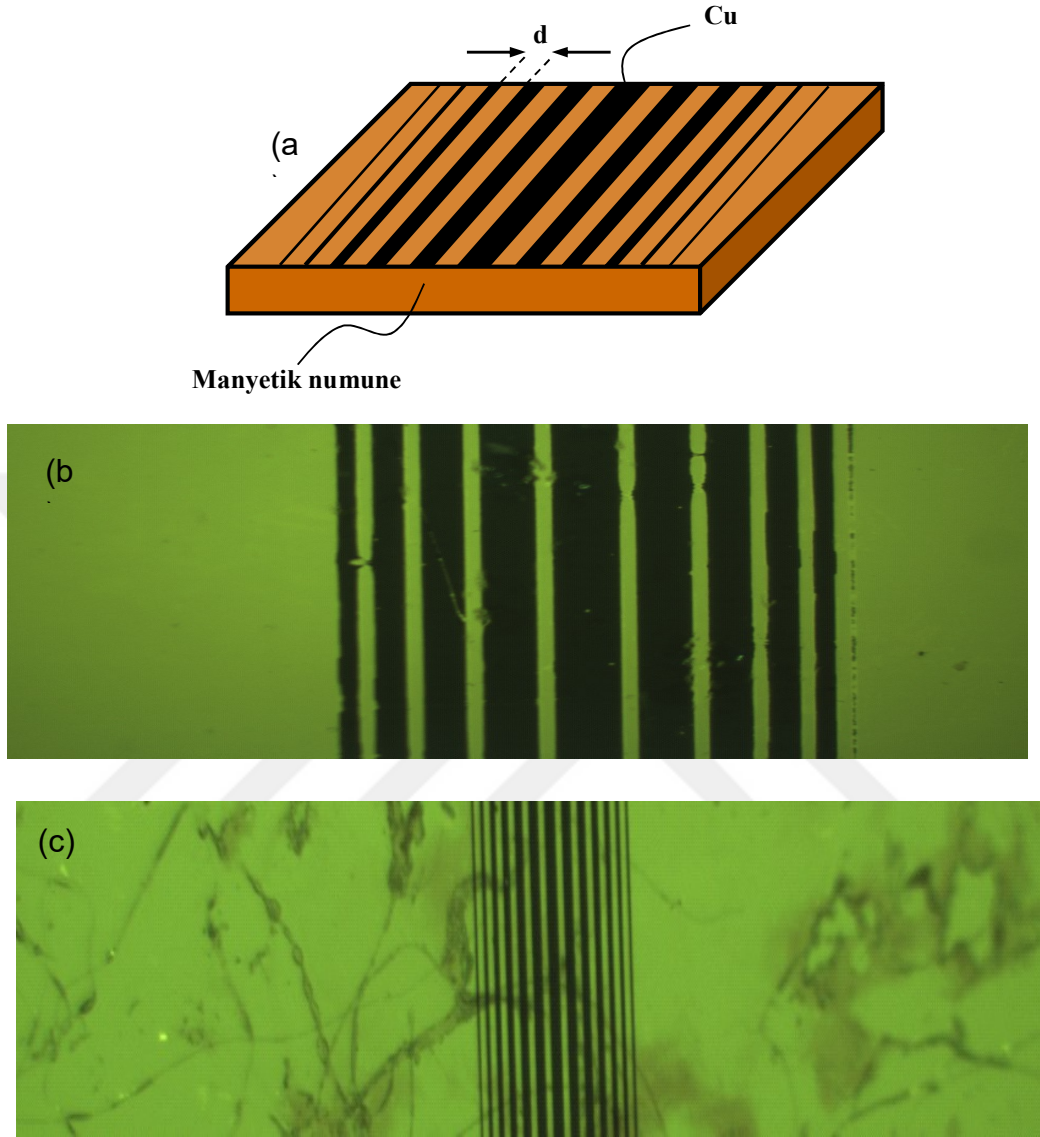
4.6. Gradyentli Tek ve İki Boyutlu Magnonik Kristaller

Tez kapsamında, yukarıda tasarlanan magnonik kristallerden farklı olarak ilk defa, kalınlığı veya çapı lineer olarak değişerek bir gradyent oluşturacak şekilde değişen bir boyutlu ve iki boyutlu gradyentli magnonik kristaller tasarlanarak geçirgenlik (transmisyon) eğrileri ve bu eğrilerin gradyente bağlılığı incelenmiştir.

4.6.1 Tek Boyutlu Gradyentli Magnonik Kristaller

Tek boyutlu gradyentli magnonik kristal tasarımında, enleri periyodik olarak değişen Cu şeritler belli bir değerden başlayarak numunenin ortasına gelinceye kadar artacak ve daha sonra numunenin diğer ucuna gelindiğinde şerit genişliği yine başlangıç değerine düşecek şekilde ayarlanmıştır. Şekil 4.32’de tek boyutta tasarlanan gradyentli magnonik kristalin şematik gösterimi ve iki farklı boyuttaki magnonik kristalin optik resmi görülmektedir. Şekil 4.22(b)’de görüldüğü gibi, Cu şeritler eni 5µm değerinden 100µm enine kadar numunenin orta noktasına gelinceye kadar

artmakta ve daha sonra numunenin diğ er ucuna gelindiğ inde Cu şeritlerin eni yine 5 μm değ erine d üşmektedir.

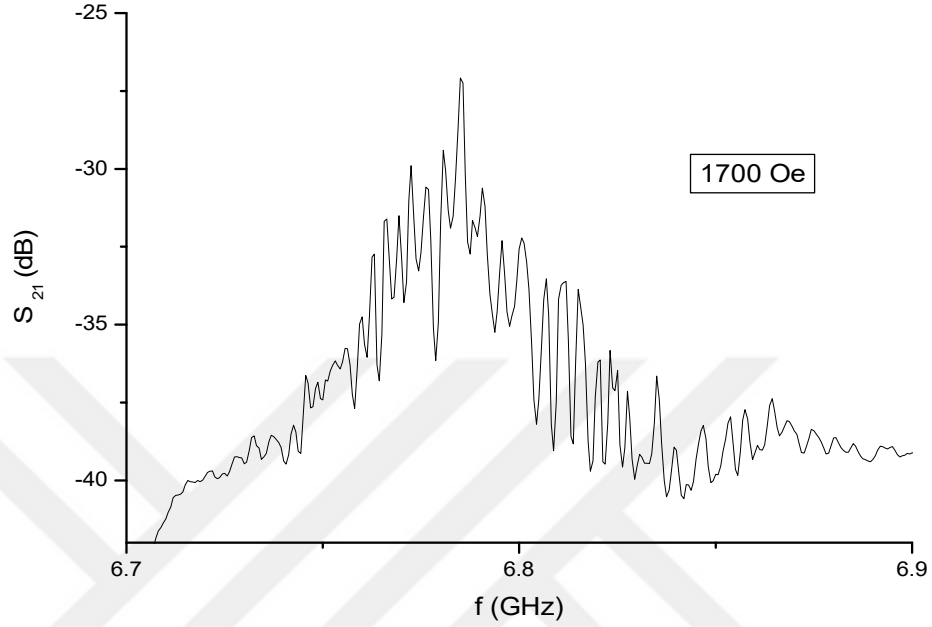


şekil 4.22. Tek boyutlu gradyentli magnonik kristalin (a) şematik g sterimi, (b) ve (c) farklı boyutlarda gradyentli magnonik kristallerin optik resimleri.

şekil 4.22(c)' de ise, Cu şeritler eni 5 μm değ erinden 100 μm enine kadar numunenin orta noktasına gelinceye kadar artmakta ve daha sonra numunenin diğ er ucuna gelindiğ inde Cu şeritlerin eni yine 5 μm değ erine d üşmektedir.

şekil 4.23'de tek boyutlu gradyentli magnonik kristalin (şekil 4.22(c)) 1700Oe alan altında alınmış transmisyon eğ risi g r lmektedir. şekilde 4.23 a ve şekil 4.23

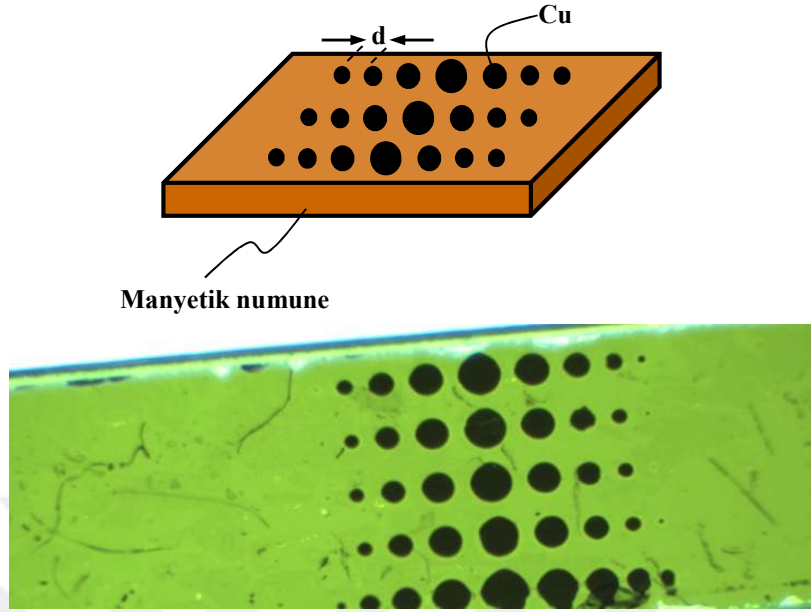
b’de görüldüğü gibi bant aralıklarını temsil eden pikler açıkça görülmektedir. Fakat birbirine yakın konumda çok sayıda pik gözlenmektedir. Bunun nedeni gradyentli yapının tek bir peryottan oluşması olabilir. Pikler birbirine oldukça yakın ve karmaşık olduğu için farklı alanlarda ölçümler yapılmamıştır.



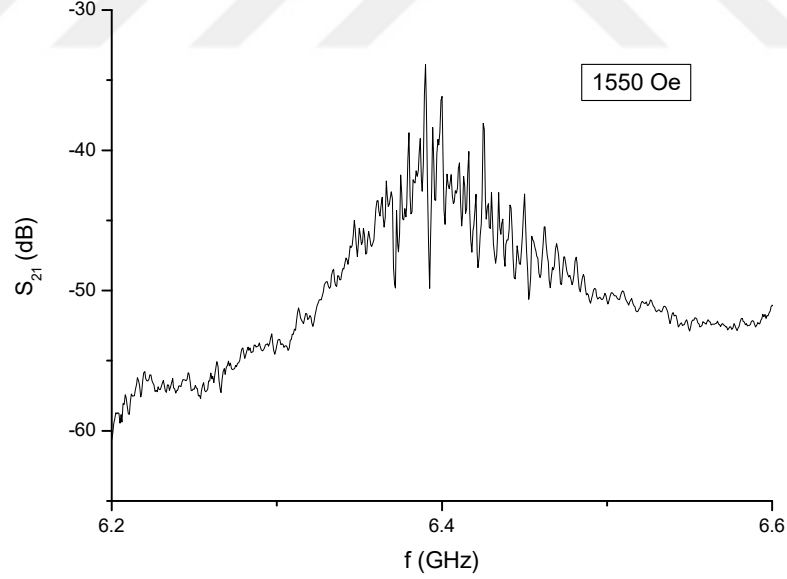
Şekil 4.23. Tek boyutlu gradyentli magnonik kristalin transmisyon eğrisi.

4.6.2 İki Boyutlu Gradyentli Magnonik Kristaller

İki boyutlu gradyentli magnonik kristal tasarımında dairesel bakırın çapı $2\mu\text{m}$ değerinden $50\mu\text{m}$ değerine kadar numunenin orta noktasına gelinceye kadar artmakta ve daha sonra numunenin diğer ucuna gelindiğinde dairesel bakırların çapı yine $2\mu\text{m}$ değerine düşmektedir. Hazırlanacak olan tüm numunelerde periyodikliği sağlamak için kaplamalar arası uzaklık aynı tutulmuştur. Şekil 4.24’de elde edilen iki boyutlu gradyentli magnonik kristalin şematik gösterimi ve optik resmi görülmektedir. Şekil 4.25’de elde edilen iki boyutlu gradyentli magnonik kristalin transmisyon eğrisi görülmektedir. Elde edilen sonuçlar tek boyutlu gradyentli magnonik kristalin sonuçlarına benzemektedir.



Şekil 4.24. İki byutlu gradyentli magnonik kristalin şematik gösterimi ve optik resmi.



Şekil 4.25. İki boyutlu gradyentli magnonik kristalin transmisyon eğrisi.

4.7. Magnet Kullanılarak Elde Edilen Dinamik Magnonik Kristal Tasarımı ve Sonuçları

Literatürde, dalga kılavuzu kullanılarak farklı metotlarla magnonik kristal elde etme metotları tartışılmaktadır[40,91-95]. Bu metotlar arasında, makroskobik metalik şerit dizisi veya dairesel şekle sahip noktasal metaller kullanmak, dalga kılavuzu üzerine kazınmış oluklar veya çukurlar oluşturmak gibi mekanik şekillendirme yöntemi en kolay ve en çok kullanılan yöntemlerden biridir[91-93]. Bu metodu kullanarak magnonik kristal elde etmek oldukça kolay olmasına rağmen birtakım dezavantajları da vardır. Örneğin bu yüzey şekillendirme yöntemi ile elde edilen magnonik kristallerde yüzey şekillenimi üzerinde oynama yapılması mümkün değildir. Bu yöntem herhangi bir ayarlama yapılmasına veya eş zamanlı kontrollere imkan tanımaz. Tez kapsamında YIG film üzerinde bakır şeritler ve daireler oluşturarak yapılan magnonik kristaller bu yöntemle iyi bir örnektir. Magnonik kristal elde etmede kullanılan diğer bir genel yöntem ise dinamik magnonik kristal elde etme yöntemidir. Bu yöntemde en çok tercih edilen metotlardan biri ise dalga kılavuzu üzerinde lokalize bir bölgede etkin manyetik bias alanını değiştirmektir. Bu yöntem YIG film üzerine yerleştirilmiş tellerden direkt akım geçirilerek başarılabılır[40, 95-96]. Bu yöntemin dezavantajı ise, bu yöntemle sadece tek boyutlu magnonik kristaller elde edilebilmektedir. Ayrıca tellere uygulanması gereken akım değerinin oldukça büyük olması (0,25-1,2A) bu yöntemle üretilen magnonik kristallerin pratik olarak kullanımını zorlaştırmaktadır.

Bu tezde, akım dinamik magnonik kristaller yerine ilk defa mıknatıs dizileri kullanılarak magnet dinamik magnonik kristaller tasarlanmıştır. Elde edilen magnonik kristallerin bant yapıları, manyetik alan sensörü olarak kullanımları ayrıntılı olarak incelenmiştir.

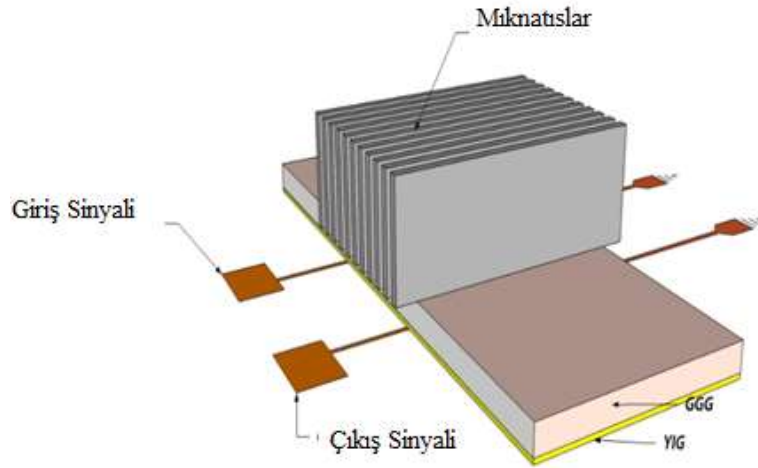
4.7.1 Karesel Şekle Sahip Mıknatıslarla Tek Boyutlu Magnonik Kristal Tasarımı.

Tez kapsamında ilk defa akım kontrollü manyetik alan profili yerine mıknatıslardan oluşan bir matris hazırlayarak manyetik alan deseni oluşturuldu. Bu amaçla Şekil 4.26'da gösterilen kalınlığı 250 μm , uzunluğu 2 cm olan 10 adet karesel mıknatıs dizini oluşturulmuştur. Mıknatıslar arası uzaklıklar farklı değerlerde seçilerek en iyi yüzey profilinin 270 μm de gözlendiğine karar verilerek bu değer kullanılmıştır.

Magnetlerin arasında istenilen kalınlıkta boşluk bırakmak için kâğıt ve plastik kullanılmıştır. Şekil 4.27’de elde edilen magnet diziliminin YIG film üzerine yerleştirilme şekli görülmektedir. Şekilde 4,26’da görüldüğü gibi, mıknatıslar yüksek dielektrik madde olan GGG üzerine yerleştirilerek YIG yüzeyinden yaklaşık olarak 0.8 mm yukarıda durması sağlanmış ve böylece YIG film ile direkt teması önlenmiştir. Böylece, YIG film üzerinde oluşan yüzey şekilleniminin sadece mıknatıs diziliminin manyetik alanından kaynaklanması sağlanmıştır.



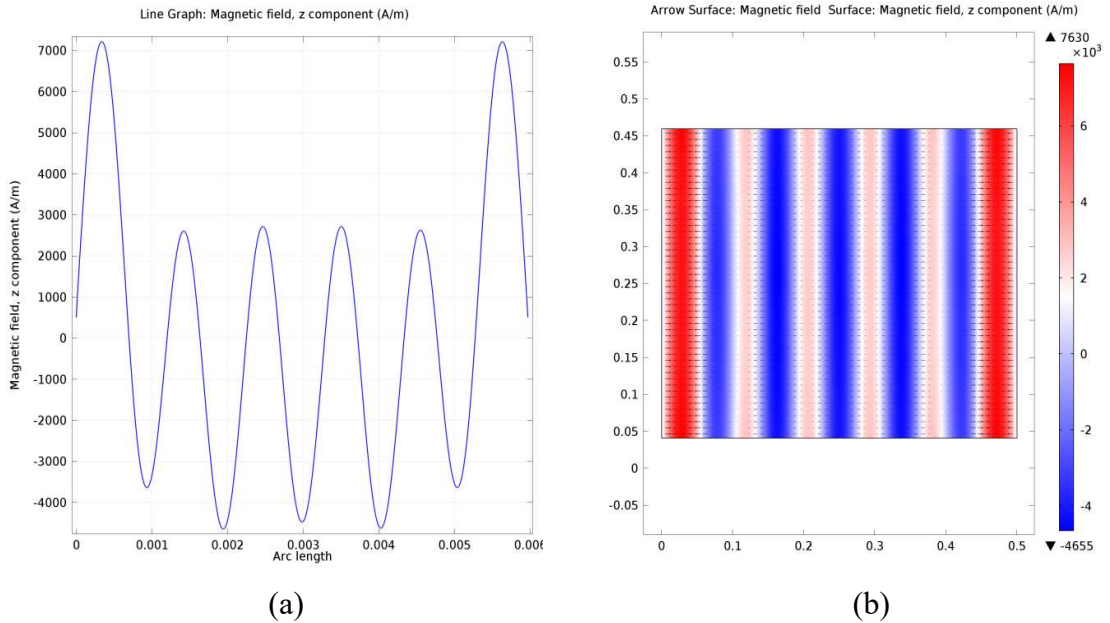
Şekil 4.26. Mıknatıs diziliminin farklı açılardan çekilmiş resimleri.



Şekil 4.27. Kalınlığı 250 μm uzunluğu da 2cm olan ve her bir mıknatıs arası mesafe 270 μm olan kare 10 tane mıknatısların dizilimi YIG üzerine yerleştirilme biçimi.

Oluşturulan mıknatıs dizisinin yarattığı manyetik alan profili bilgisayar vasıtası ile modellenmiştir. Teorik olarak yüzey profili belirlenirken Maxwell denklemlerinin Finite Element Metodu (FEM) ile çözümü kullanılmıştır. Bu amaca yönelik olarak COMSOL Multiphysics FEM paketinin AC/DC modülü içindeki "Magnetic Fields, No Currents" arayüzü kullanılmıştır. Magnet dizileri üç boyutlu olarak çizilmiş ve sınırlı bir domain içine yerleştirilmiştir. Domain sınırları "Magnetic Insulation" olarak belirlenerek. Domain içinde 3 boyutlu olarak elde edilen manyetik alan verileri içinden istenilen kesitteki değerler alınarak grafikler oluşturulmuştur. Ayrıca, laboratuvarımızda bulunan ve xy düzleminde tarama yapan manyetik harita çıkarıcı(magnetic mapper) bir sistemle ölçülmüş olup teorik ve deneysel olarak elde edilen manyetik alan profilleri Şekil 4.28’de verilmiştir.

Modelleme ile bulunan sonuçlar manyetik şekillendirme(mapper) ile bulunan sonuçlarla tamamen uyum içindedir. Sadece manyetik alan değerlerinde farklılık vardır. Manyetik mapper ile ölçülen sonuçlar modelde bulunan alan değerlerinin yarısı kadardır. Bunun nedeni muhtemelen modelleme yapılırken literatürden alınan mıknatısa ait manyetik parametrelerin gerçek değerlerle tam olarak uyuşmamasından kaynaklanması olabilir.



Şekil 4.28. (a) Manyetik harita çıkarıcı (b) bilgisayar modellemesi ve ile belirlenen manyetik alan profilleri.

Görüldüğü gibi mıknatısların oluşturduğu manyetik alan, film yüzeyinde bölgesel olarak modüle edilmiş bir manyetik alan deseni oluşturmaktadır. Böylece film yüzeyinde manyetik alan modülasyonuna sahip bir magnonik kristal ilk defa mıknatıslar kullanılarak elde edilmiştir. Bu işlemdeki en büyük sorun bu inceliğe sahip mıknatısların bulunmamasıdır. Çin'deki bir firmaya 250 μ m kalınlığındaki mıknatıslar özel olarak ürettirilmiştir, daha ince mıknatıs üretimleri denenmişse de genelde 250 μ m kalınlığının altındaki mıknatıslar kırıldığı için tercih edilmemiştir.

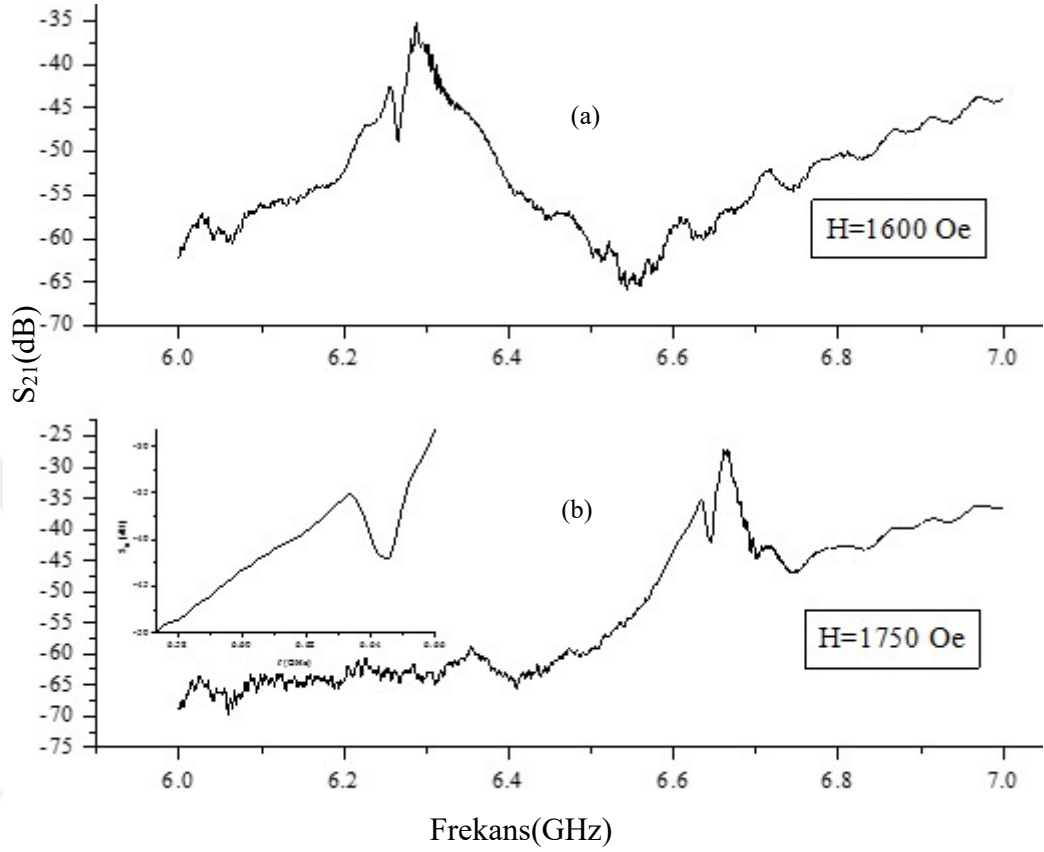
Şekil 4.29'da mıknatıs dizini kullanılarak elde edilen magnonik kristalin ölçüm sistemine yerleştirilmesi görülmektedir. Ölçüm sistemi kullanılarak farklı manyetik alanlar için transmisyon eğrileri incelenmiştir.



Şekil 4.29. Mıknatıs dizini kullanılarak elde edilen magnonik kristalin ölçüm sistemine yerleştirilmesi.

Şekil 4.30'da 1600 ve 1750Oe manyetik alanlar için transmisyon eğrileri görülmektedir. Şekilde de görüleceği gibi magnet dizini ile oluşturulan tek boyutlu magnonik kristal için bant aralığını temsil eden pikler çok keskin değildir. Fakat oluşan

piklerin manyetik alanla değişimi rahat bir şekilde gözlenebilmektedir. Bant aralığını temsil eden pik Şekil 4.30'un içinde ayrıntılı olarak verilmiştir.

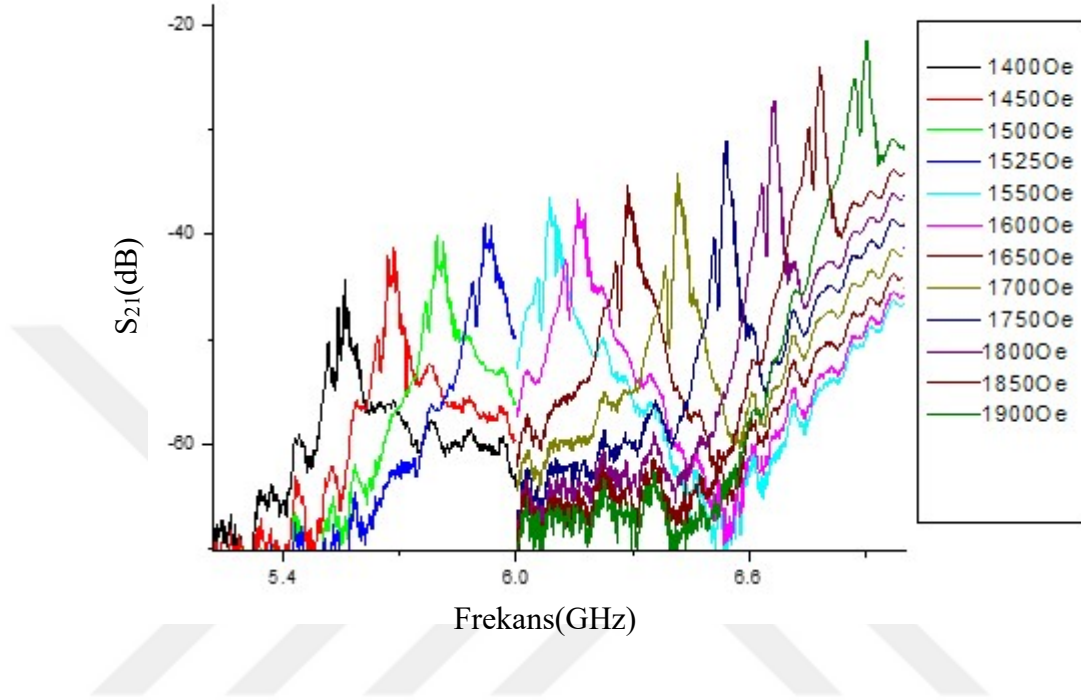


Şekil 4.30. (a) 1600, (b) 1750Oe manyetik alan için transmisyon eğrileri.

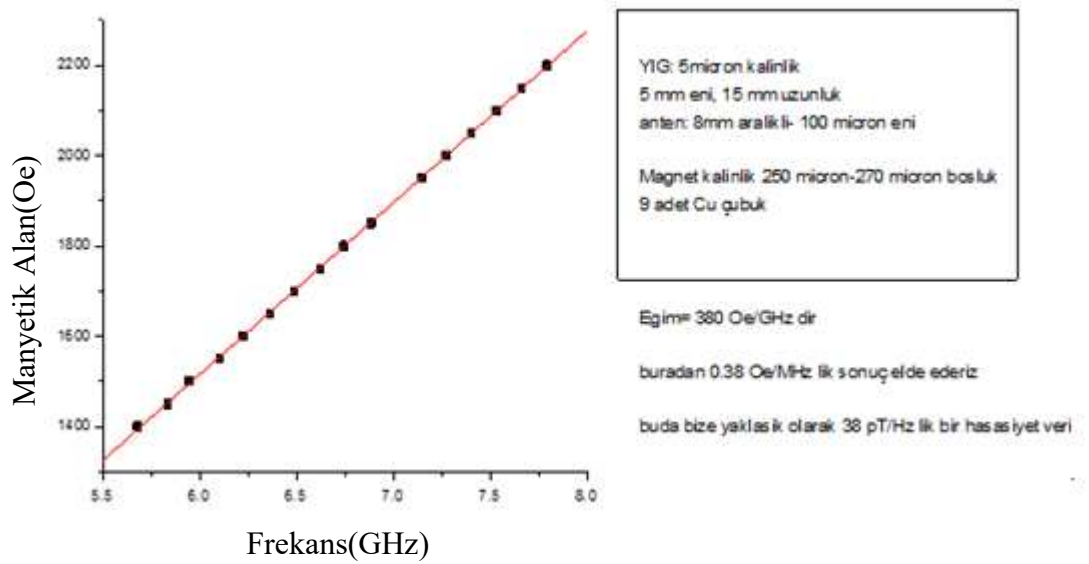
Şekil 4.31'de 1400Oe manyetik alandan 1900Oe manyetik alana kadar 50Oe adımlarla ölçülen transmisyon eğrileri görülmektedir. Şekilden de ayrıntılı olarak görüldüğü gibi bant aralığına karşılık gelen pik frekanslarının manyetik alanla değişimi açık bir şekilde görülmektedir.

Şekil 4.31'de 1400Oe alandan 2200Oe alana kadar pik frekanslarının manyetik alanla değişimi görülmektedir. Şekilden de görüleceği gibi pik frekansları manyetik alanla oldukça düzgün ve lineer olarak değişmektedir. Elde edilen eğrinin kusursuz lineerliği hazırlanan magnonik kristalin oldukça hassas bir manyetik alan sensörü olarak kullanılmasında oldukça önemlidir. Şekilde görülen eğrinin eğimi 38pT/Hz olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değer, hazırlanan magnonik kristal kullanılarak

tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin yaklaşık pT mertebesinde olacağını göstermektedir.

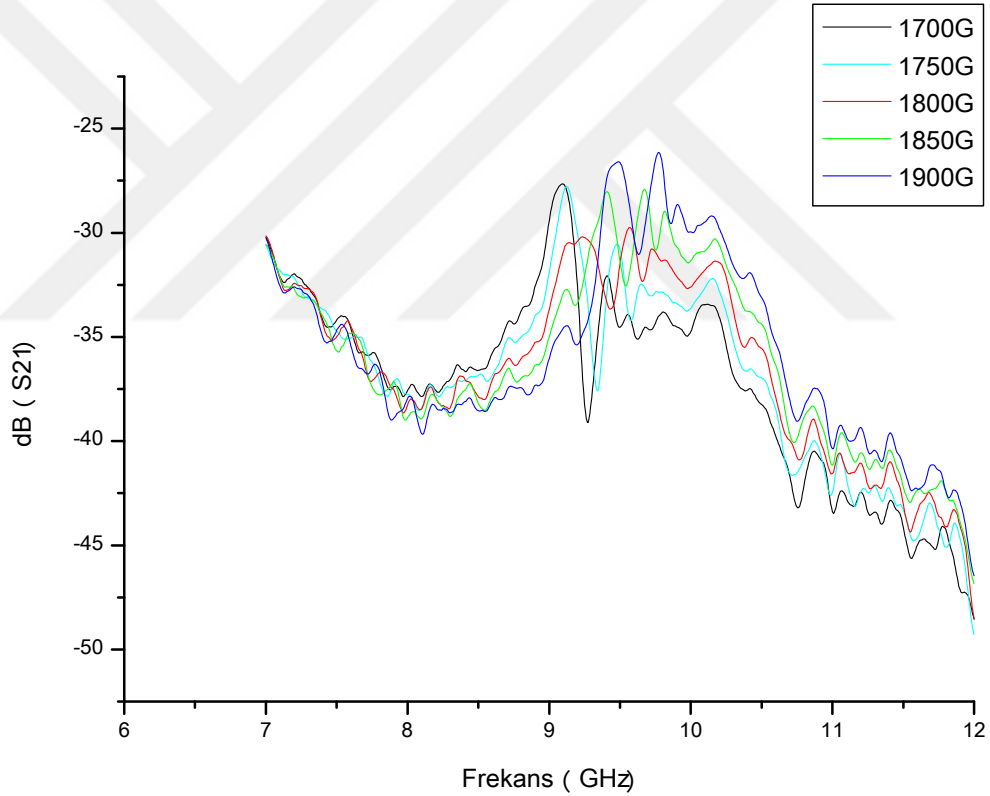


Şekil 4.31. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.

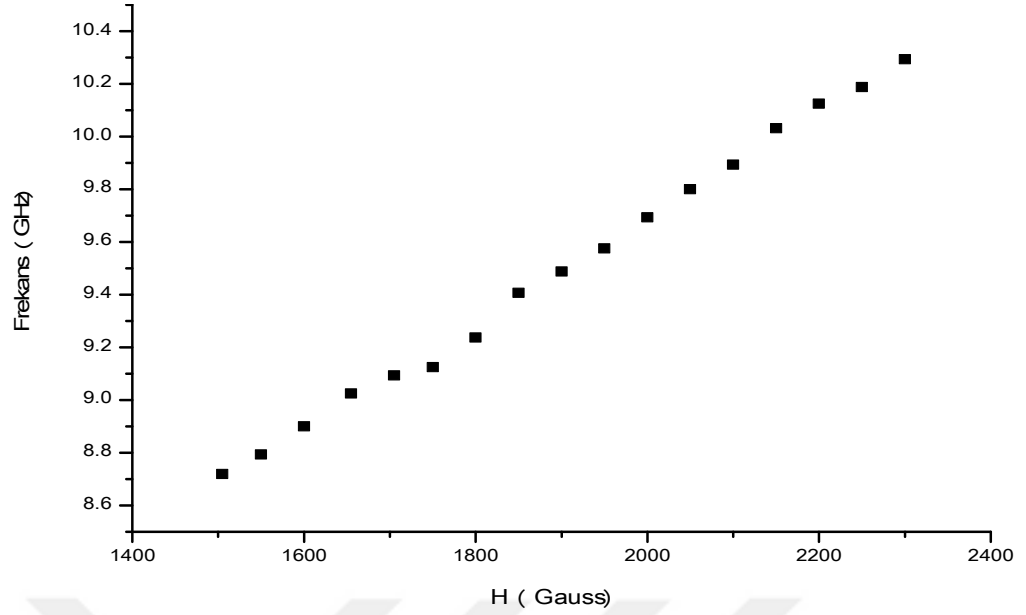


Şekil 4.32. Pik frekanslarının manyetik alanla değişimi.

Yine bu tez kapsamında aynı mıknatıslar (250 μ m kalınlığında) kullanılarak mıknatıslar arası mesafeler değiştirilerek farklı magnonik kristaller elde edilmiş ve elde edilen magnonik kristallerin karakteristik özellikleri incelenerek en uygun ve verimli mıknatıs dizilimi bulunmaya çalışılmıştır. Şekil 4.33’de bunlara örnek olarak, 250 μ m kalınlığında mıknatıslar 30 μ m aralıklarla dizilmiş 10 adet mıknatıstan oluşan magnonik kristal için farklı manyetik alanlarda transmisyon eğrileri görülmektedir. Mıknatıslar YIG üzerinden GGG kalınlığı kadar (0.5mm) yukarda tutulmuştur. Şekilden de görüleceği gibi, transmisyon eğrileri daha karmaşık ve gürültülü olup bant aralığını gösteren pikleri seçmek oldukça zordur. Şekil 4.34’de pik frekanslarının manyetik alanla değişimi görülmektedir. Elde edilen eğri genel olarak bakıldığında yine lineerdir ancak ölçüm zorluğu ve spektrumlardaki piklerin net olmaması nedeni ile eğriler ilk elde edilen magnonik kristalinki kadar kusursuz değildir.



Şekil 4.33. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.



Şekil 4.34. Pik frekanslarının manyetik alanla değişimi.

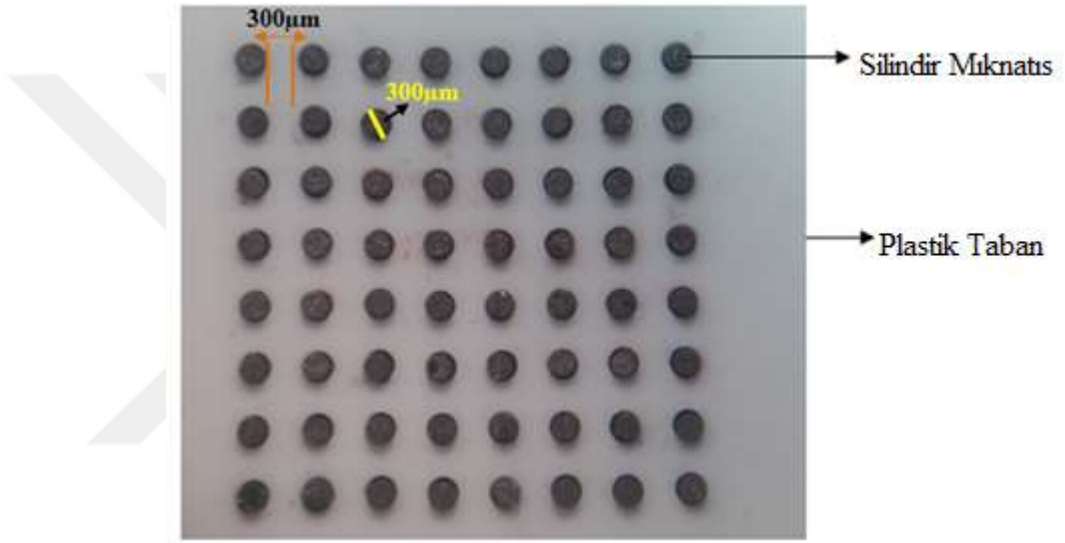
4.7.2 Silindirik Mıknatıslarla Oluşturulan İki Boyutlu Magnonik Kristal Tasarımı

Diğer bir mıknatıs dizilimi ise, çapı 300µm olan silindir şeklindeki magnetlerin aralarındaki mesafe 300 µm olacak şekilde dizilmesiyle elde edildi. Şekil 4.35 a-b’de görüldüğü gibi, üç boyutlu tarayıcıya tutturulmuş el matkabıyla plastik taban üzerine oyuklar açılarak mıknatıslar bu oyuklara yerleştirilmiştir.

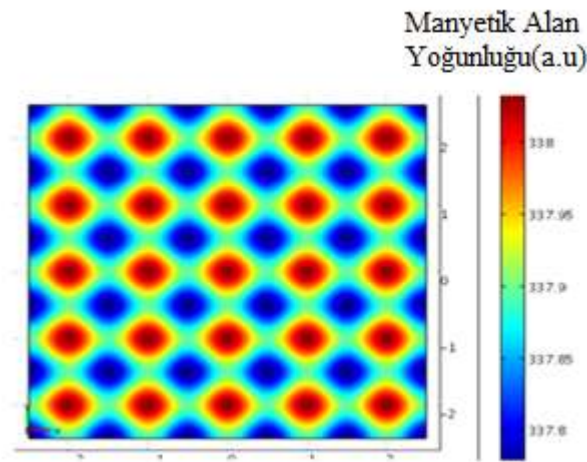


Şekil 4.35. (a) Üç boyutlu tarayıcı sistem ile periyodik oyuk açma işlemi (b) üzerine oyuk açılan plastik taban.

İşlem sırasında karşılaşılan en büyük güçlük, delikler çevresinde çapaklanmanın oluşmasıdır. Bu çapaklanma matkab ucunun kırılmasına neden olmakta ve oyuklara mıknatısların yerleştirilmesini zorlaştırmıştır. Benzer şekilde mıknatısları yerleştirmek için taban olarak elektronik baskı devrelerinde kullanılan pertinaks denenmiş ancak fazla miktarda saçaklanma ve taban üzerinde oluşan çatlaklardan dolayı nundan vazgeçilmiştir. Şekil 4.36’da plastik taban üzerine açılmış oyuklara yerleştirilen mıknatıs dizini görülmektedir. Şekilde de görüleceği gibi, mıknatısların her birinin çapı $300\mu\text{m}$ olup mıknatıslar arasında $300\mu\text{m}$ mesafe vardır. Bu çalışmada toplam $64(8 \times 8)$ adet mıknatıs kullanılmıştır.



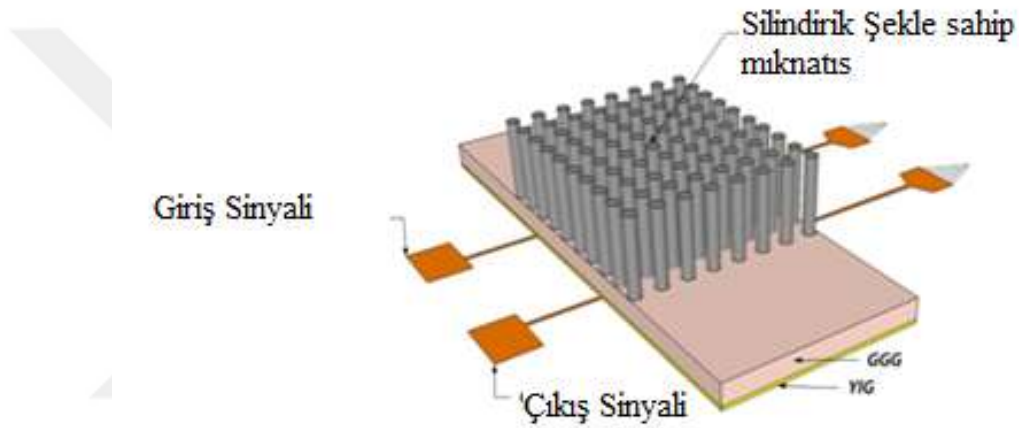
Şekil 4.36. Silindirik mıknatısların iki boyutta dizilimi.



Şekil 4.37. İki boyutta mıknatıs dizisinin oluşturduğu manyetik alan profili.

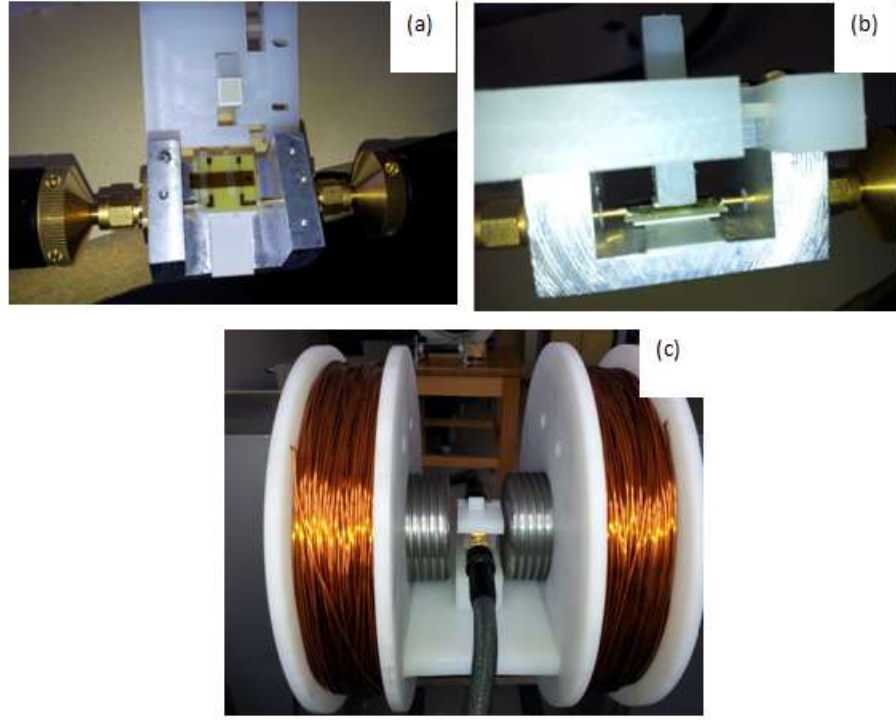
Elde edilen mıknatıs dizini laboratuvarımızda bulunan ve xy düzleminde tarama yapan manyetik harita çıkarıcı (magnetic mapper) bir sistemle taranarak manyetik alan profili elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil 4.37’de görülmektedir. Şekil 4.37’de görüleceği gibi, iki boyutta periyodik olarak değişen oldukça düzgün bir manyetik alan profili elde edilmiştir.

Şekil 4.38’de elde edilen mıknatıs dizininin YIG film üzerine yerleştirilmesiyle elde edilen magnonik kristalin şematik resmi görülmektedir. Dikdörtgen şekle sahip mıknatıslar kullanılarak elde edilen bir boyutlu magnonik kristallerden farklı olarak iki boyutlu magnonik kristal elde edilmiştir.



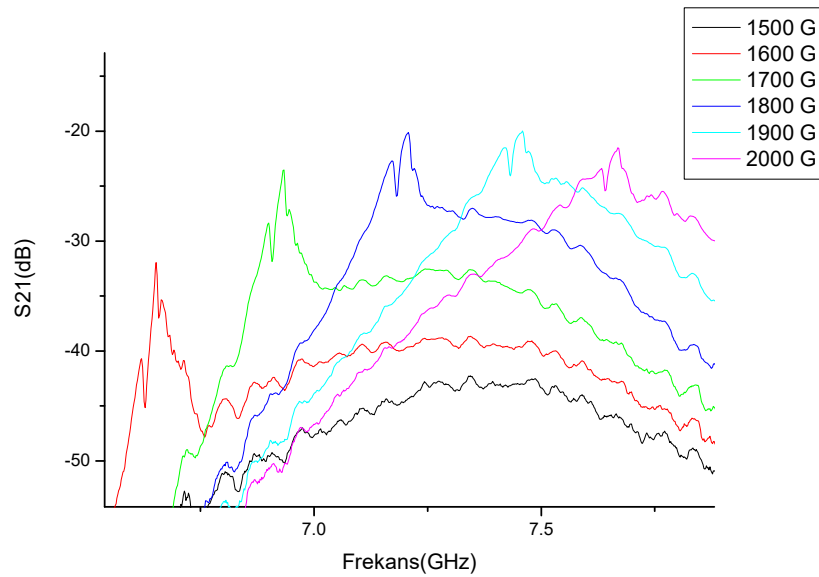
Şekil 4.38. Elde edilen mıknatıs diziliminin YIG üzerine yerleştirilmesiyle elde edilen iki boyutlu magnonik kristalin şematik gösterimi.

Elde edilen iki boyutlu magnonik kristal Şekil 4.39 a-b-c’de görüldüğü gibi ölçüm sistemine yerleştirilerek transmisyon karakteristikleri incelenmiştir.



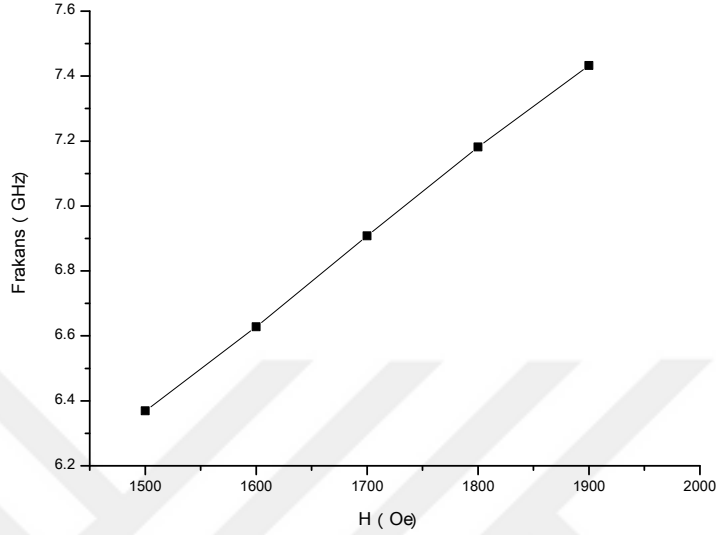
Şekil 4.39. (a) YIG filmin sisteme yerleştirilmesi (b) dizili mıknatısların sisteme yerleştirilmesi (c) YIG ve mıknatıslarla oluşturulan dinamik magnonik kristalin ölçüm sistemine yerleştirilmiş hali.

Daha önceki bakır şerit ve karesel mıknatıslar kullanılarak elde edilen tek boyutlu magnonik kristallerde olduğu gibi, silindirik mıknatıslar kullanılarak elde edilen iki boyutlu dinamik magnonik kristallerde de uygulanan alana bağlı olarak transmisyon eğrilerinde bant aralığını gösteren pikler oluşmuştur. Şekil 4.40’da 1500Oe alandan 2000Oe alana kadar 100Oe adımla ölçülen transmisyon eğrileri görülmektedir.



Şekil 4.40. Farklı manyetik alan değerleri için transmisyon eğrileri.

Şekil 4.40’da görüldüğü gibi iki boyutta silindirik mıknatıslar kullanılarak elde edilen magnonik kristaller için bant aralığını temsil eden pikler çok keskin değildir fakat piklerin uygulanan manyetik alanla değişimi çok rahat bir şekilde görülebilmektedir. Şekil 4.56’da piklerin manyetik alanla değişimi görülmektedir.



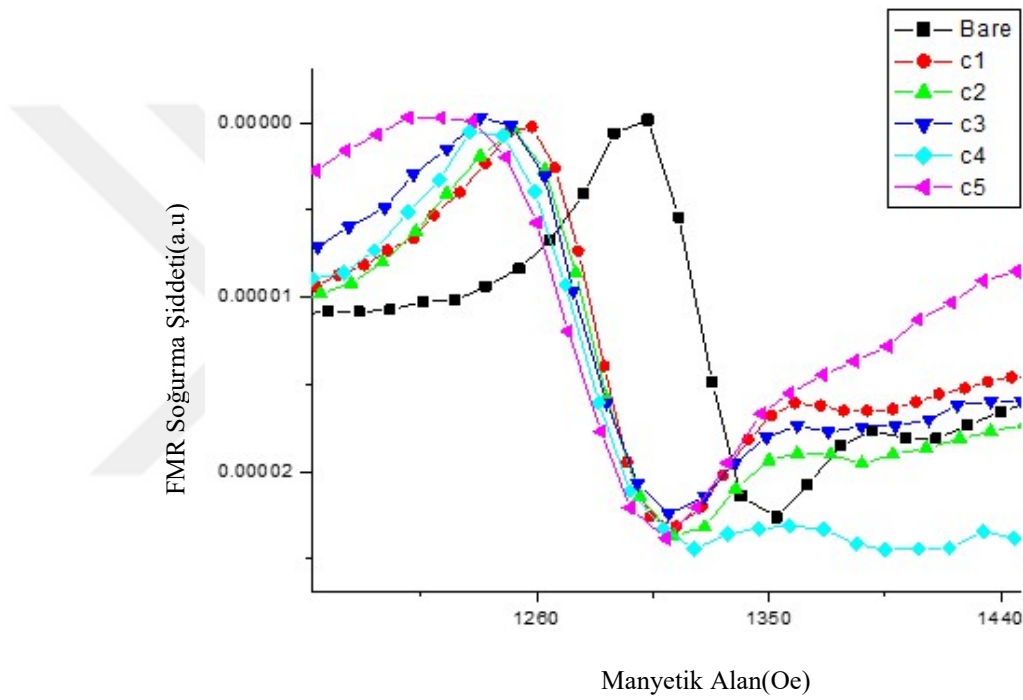
Şekil 4.41. Transmisyon eğrisindeki pik değerlerinin manyetik alanla değişimi.

1500 Oe alan için pik frekansı 6.368GHz, 1900Oe alan için ise 7,434GHz olarak ölçülmüştür. Bu da 1Oe manyetik alan değişiminin pik frekansında yaklaşık 2.66MHz lik kaymaya neden olduğunu göstermektedir.

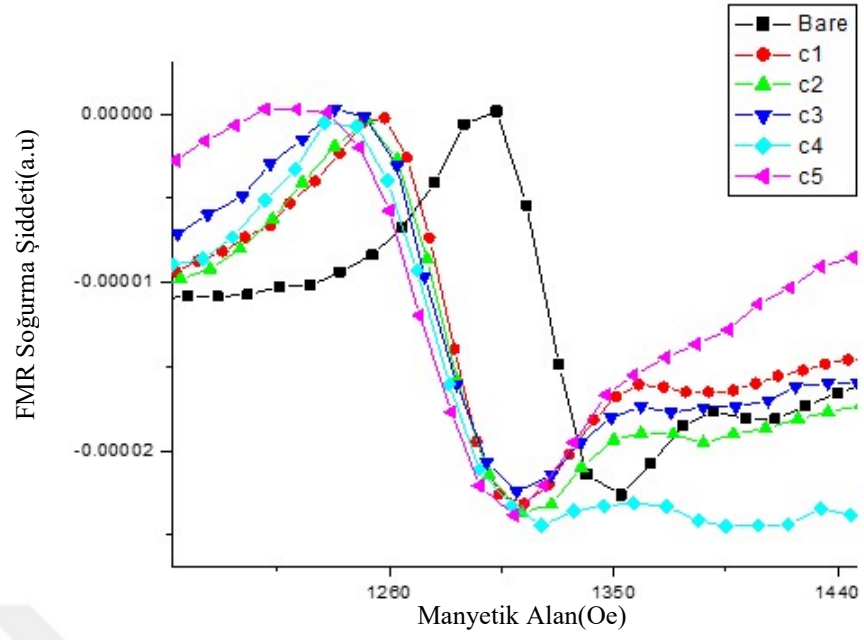
Şekil 4.41’de görüleceği gibi 1500Oe ile 1900Oe aralığında pik frekansları manyetik alanla oldukça düzgün ve lineer olarak değişmektedir. Elde edilen eğrinin kusursuz lineerliği hazırlanan magnonik kristalin oldukça hassas bir manyetik alan sensörü olarak kullanılmasında oldukça önemlidir. Şekilde görülen eğrinin eğimi 46 pT/Hz olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değer, hazırlanan magnonik kristal kullanılarak tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin yaklaşık pT mertebesinde olacağını göstermektedir.

4.8. Nano Magnonik Kristallerin Ferromanyetik Rezonans Eğrileri

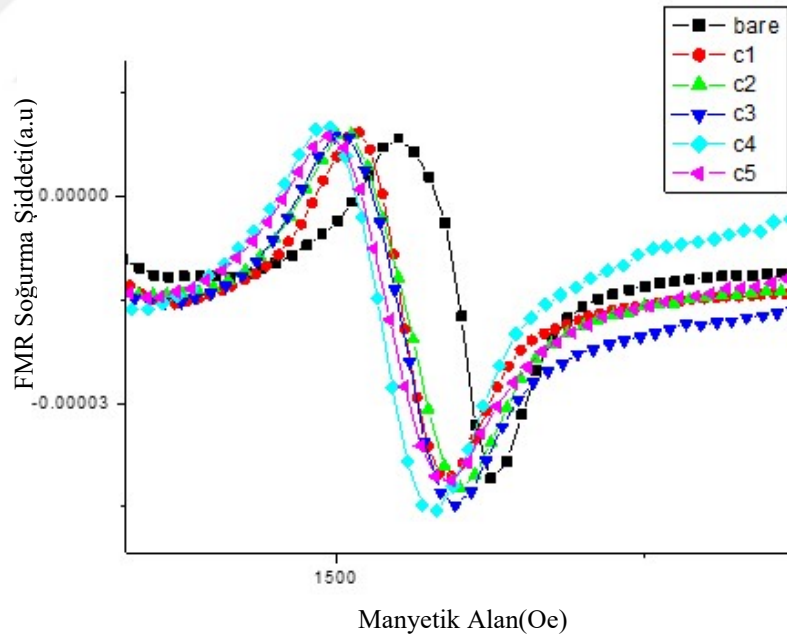
Manyetik nano parçacıkların tespiti için, ferromanyetik rezonans (FMR) yöntemi kullanıldı. Bu yöntemle göre, nano magnonik kristal üzerine manyetik nano parçacıkların eklenmesi ile magnonik kristalin FMR noktaları kayma gösterecektir. Bu kayma eklenilen nano parçacık konsantrasyonu (C) ile orantılıdır. Şekil 4.42, Şekil 4.43, Şekil 4.44, Şekil 4.45, Şekil 4.46 ve Şekil 4.47’de nano parçacık konsantrasyonu ile FMR noktasının değişimi verilmiştir:



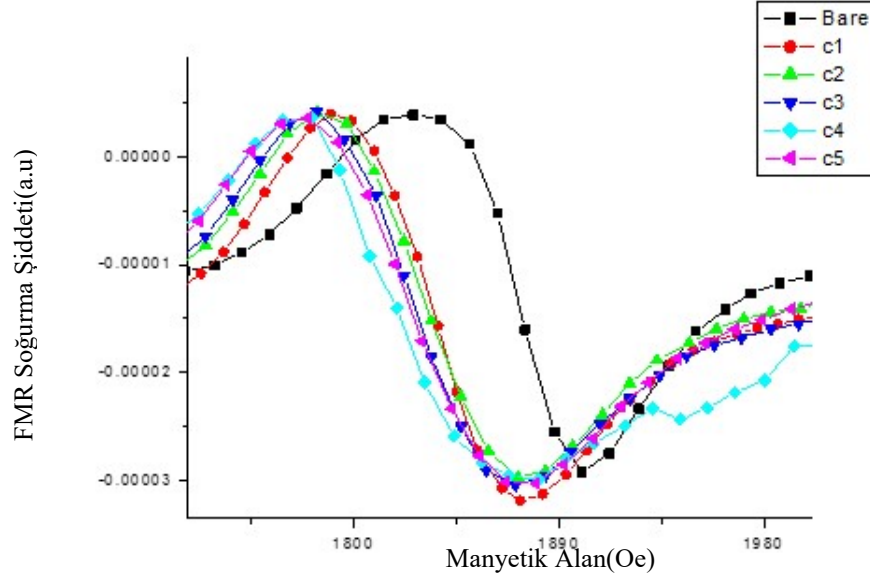
Şekil 4.42. 8,5 GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.



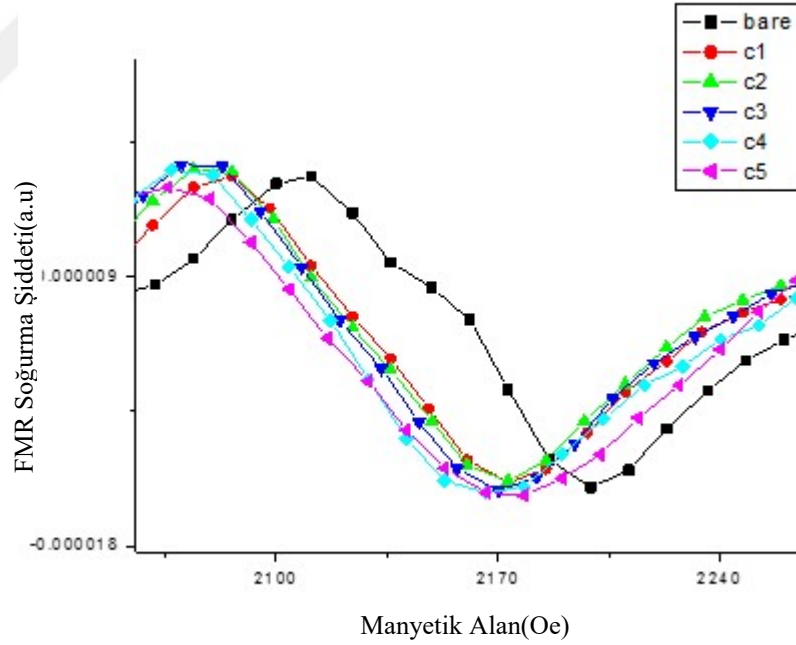
Şekil 4.43. 9 GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.



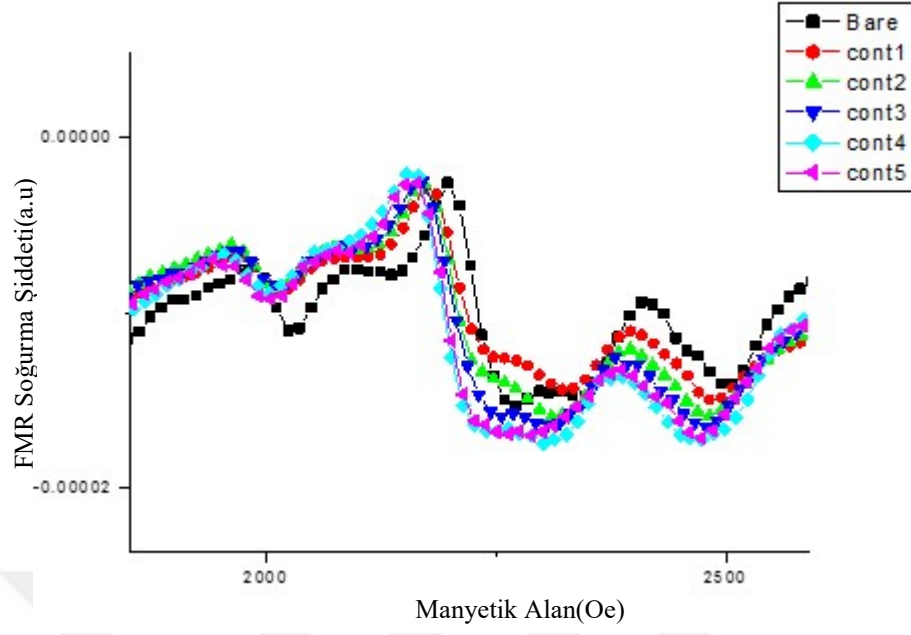
Şekil 4.44. 10GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.



Şekil 4.45. 11GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.

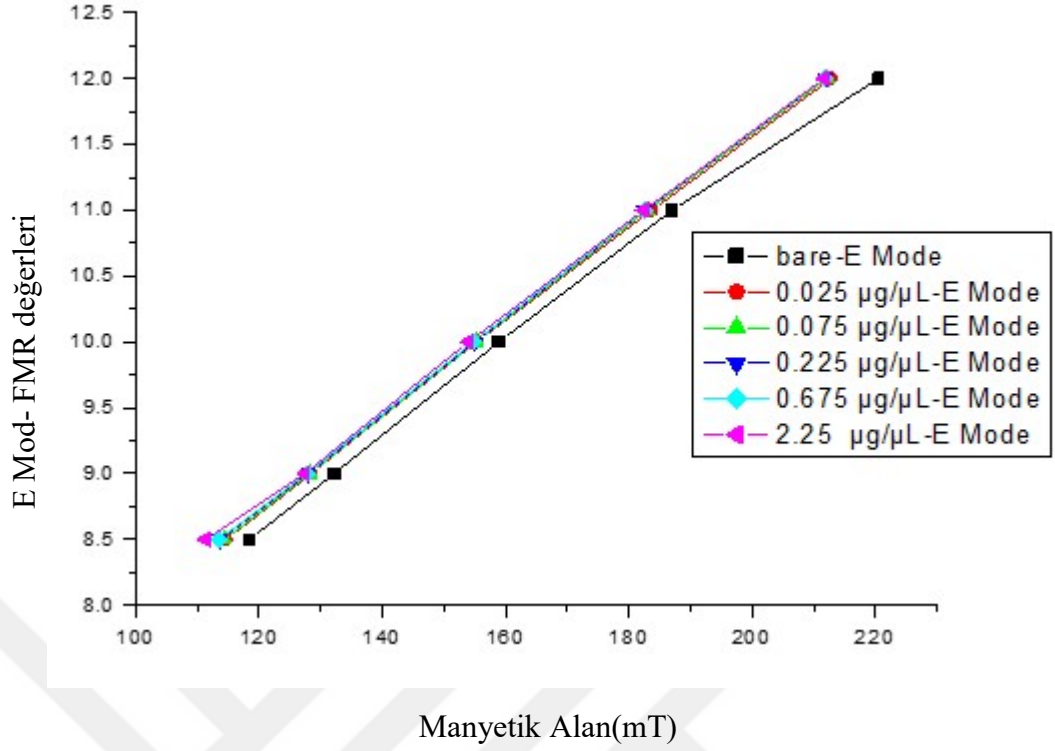


Şekil 4.46. 12GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.



Şekil 4.47. 13GHz frekansında, nano parçacık konsantrasyon değerleri C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ için FMR eğrisi.

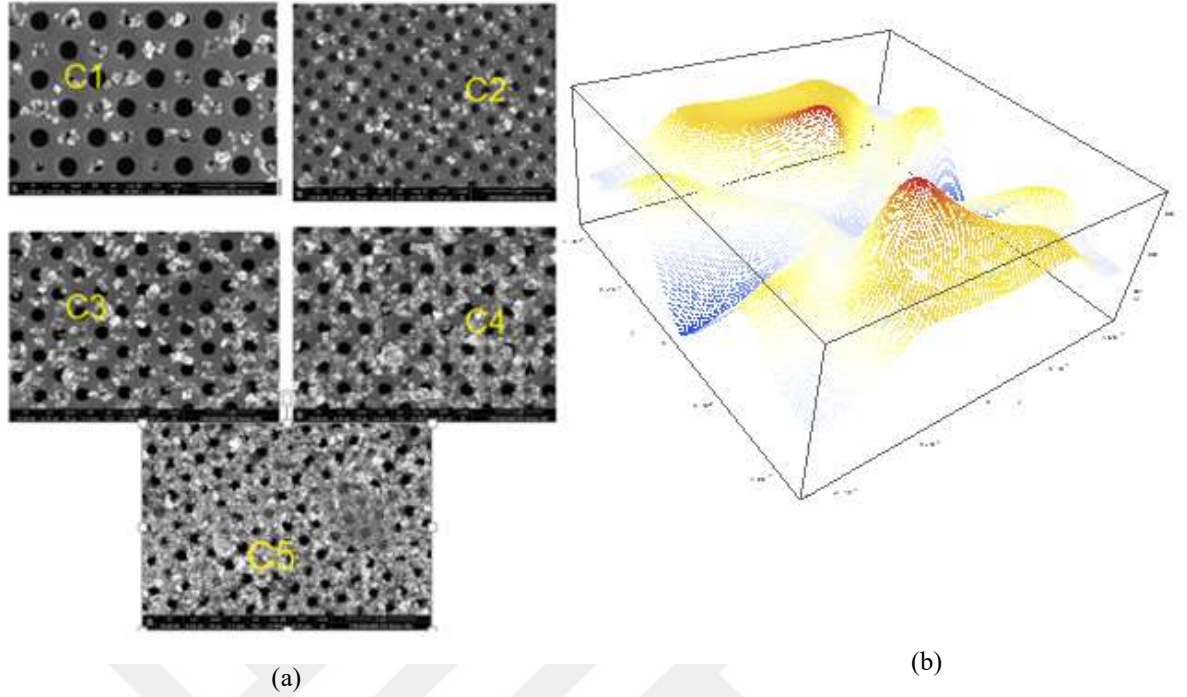
FMR noktalarındaki kayma miktarının alanla değişimi Şekil 4.49'daki gibidir:



Şekil 4.48. FMR Pik değerlerinin konsantrasyon ile değişimi C: 0.025 µg/µL, 0.075 µg/µL, 0.225 µg/µL, 0.675 µg/µL, 2.25 µg/µL.

Nano parçacık tespit işlemleri sırasında şekil 4.49'dan görüleceği üzere, manyetik nano parçacıkların küçük hollere biriktiği gözlenmiştir. Büyük hollerin ferromanyetik rezonansa etkisi ihmal edilecek kadar küçüktür. Bu durumu, wolfram mathematica programı kullanarak sıfır dış alan altında, nano magnonik kristalin içindeki alan gradiyenti hesaplanarak açıklanmıştır.

Şekil 4.49(b) incelendiğinde, küçük holün yakınında manyetik alan gradiyenti büyük hole göre çok büyük olduğu gözlenmiştir.



Şekil 4.49. (a) C: 0.025 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.075 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.225 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 0.675 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$, 2.25 $\mu\text{g}/\mu\text{L}$ oranlarında manyetik nano parçacıkların numune üzerine biriktirme (b) mathematica ile manyetik alan gradiyentinin numune içinde gösterimi.

4.9. Teorik Hesaplamalar ve Sonuçları

Tez çalışması kapsamında, magnonik kristaller teorik olarak incelenmiştir. Bu bölümde, önemli miktarda literatür bilgisi verilmiştir. Literatür bilgisinin ikinci bölümde verilen kaynak özetleri bölümünde tercih edilmemesinin nedeni; tez kapsamında teorik olarak elde edilen sonuçların, literatürde verilen sonuçlarla kıyaslanmasına olanak sağlaması içindir.

4.9.1 Landau – Lifshitz Ve Gilbert (LLG) Denklemi

Ferromanyetik bir malzeme düzgün bir manyetik alan içine bırakıldığında her bir elektronun manyetik momentleri enerjilerini en küçük seviyeye indirebilmek için alan yönüne dönme eğilimi gösterirler. Ancak spinler bu işlemi direk olarak dış

manyetik alan ile aynı yönde olmak yerine bu alan etrafında presesyon hareketine başlayarak gerçekleştirirler. Her bir elektrona etki eden tork:

$$\vec{H}_{\text{sönüm}} = -\eta \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (4.5)$$

denklemleri ile verilir. Burada μ_e elektronun manyetik momentumunu, η sönüm katsayısı ve $\vec{H}$ ise uygulanan manyetik alanı temsil etmektedir. Elektrona etkiyen tork aynı zamanda elektronun açısal momentumunun zamana göre birinci türevi şeklinde verilmektedir.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \left(\vec{H}_{\text{etkin}} - \eta \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (4.6)$$

Kuantum elektrodinamiği çözümlerine göre elektronun hem yörünge hem de spin hareketinden kaynaklı açısal momentlerin katkılarını ihtiva eden toplam açısal momentumunun elektronun manyetik momentine bağlılığı ise

$$\vec{J} = -\frac{\hbar \vec{\mu}_e}{g \mu_b} = -\frac{1}{\gamma_0} \vec{\mu}_e \quad (4.7)$$

şeklinde verilmektedir. Burada $\hbar$; Planck sabitinin 2π ye bölümünü, μ_b Bohr magnetonunu, γ_0 gyromanyetik oranı ve g Lande sayısını göstermektedir. Eş. 4.5, Eş.4.6 ve Eş.4.7 birleştirildiğinde ve $\gamma = \mu_0 \gamma_0$ kısaltması kullanıldığında, tek bir elektronun manyetik momentumunun zamana bağlı değişimini veren Eş.4.8'deki diferansiyel denklem elde edilir.

$$\frac{d\vec{\mu}_e}{dt} = -\gamma \vec{\mu}_e \times \vec{H} \quad (4.8)$$

Alan içine konulan malzemenin her bir elektronunun manyetik momentlerinin birim hacim üzerinden toplamı ise o malzemenin manyetizasyonunu verecektir. Bu yaklaşım ile ferromanyetik malzeme içindeki elektronların manyetik momentlerinin

konuma bağılı değişiminin çok yavaş olduğu kabulü yapılmıştır. Diğer bir değişle tüm manyetik momentler neredeyse aynı yöne sahiptir. Bu yaklaşım ideal ferromanyetik malzemeler için Curie sıcaklığı altında gerçeğe çok yakındır. Böylece Eş. 4.8 ifadesi malzemenin manyetizasyonunun zamana bağılı değişimini verecek şekilde Eş.4.9 'daki gibi yazılabilir [96]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{etkin} \quad (4.9)$$

Eş. 4.9'da $\vec{H}_{etkin}$ terimiyle manyetizasyona etki eden tüm manyetik alanların toplamı temsil edilmiş olup, Eş. 4.10'daki gibi verilmektedir. Bu sayede daha genel bir diferansiyel denklem elde edilmiştir.

$$\vec{H}_{etkin} = \vec{H}_{harici} + \vec{H}_{takas} + \vec{H}_{deman} + \vec{H}_{anizotropi} \quad (4.10)$$

Burada $\vec{H}_{haric}$ dış manyetik alanı temsil etmektedir. Bu alan zamana bağılı olarak sabit ya da zamanla değişecek şekilde tanımlanabilir. $\vec{H}_{takas}$ terimi elektronlar arasındaki takas etkileşmelerini (exchange interactions) ifade etmektedir. $\vec{H}_{deman}$ demanyetizasyon alanını ve son olarak $\vec{H}_{anizotropi}$ ise şekil ve kristal yapı anizotropilerinin toplamından kaynaklı alanı ifade etmektedir. Manyetostatik enerji katkılarının incelenmesi bu alanların daha iyi anlaşılmasını sağlayacaktır.

4.9.1.1. Zeeman Enerjisi:

Uygulanan dış manyetik alan ile manyetik momentlerin etkileşmesini temsil etmektedir. Yukarıda bahsedildiği gibi $\vec{H}_{haric}$ zamana bağılı olabileceği gibi Zeeman enerji ifadesinde olduğu gibi konuma da bağılı olabilir. Zeeman enerji ifadesi

$$E_z = -\mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H}_{haric} d^3r = \mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H}_{haric} d^3r \quad (4.11)$$

şeklinde verilmektedir. Burada $\vec{r}$ konum vektörüdür. Nümerik hesaplamalarda özellikle dış manyetik alan içine konulan numunenin gevşeme hesaplarında etkin olan enerji ifadesidir.

4.9.1.2. Exchange Etkileşmesi

Bu tür etkileşmenin temel sebebi elektronların sahip olduğu dalga özelliğidir. Komşu atomların dalga fonksiyonlarının üst üste gelmesi ve toplam dalga fonksiyonunun Pauli dışarılama ilkesi gereği uyması gereken enerji durumlarından kaynaklanmaktadır. Diğer bir deyişle komşu atomların elektronlarının manyetik momentleri birbirlerini yönlendirirler. Bu etki malzemeden malzemeye farklılık gösterir ve bu farklılık exchange sabiti ile belirlenir. Bu sabit kristal geometrisine ve örgü sabitine bağlıdır. Exchange enerjisi kuantum mekaniksel hesaplamaların bir sonucudur olup Eş. 4.12’de verilmektedir.

$$E_{exc} = A \int (\nabla \vec{m})^2 d^3r \quad (4.12)$$

Burada A exchange sabitini, $\vec{m}$ ise manyetizasyonun doyum manyetizasyonuna oranıdır. Exchange etkileşme enerjisi ortalama 1eV mertebesindedir.

4.9.1.3. Demanyetizasyon Enerjisi

Demanyetizasyon enerjisi ferromanyetik yapıdaki bütün manyetik momentlerin uzun erişimli olarak birbirlerini etkilemesinden kaynaklanır. Demanyetizasyon enerjisi Eş. 4.13’de verilmektedir.

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d d^3r \quad (4.13)$$

Burada $\vec{H}_d$ malzeme içindeki tüm manyetik momentlerden kaynaklı alanı temsil etmektedir. Demanyetizasyon enerjisi yaklaşık olarak 1meV mertebesinde olup exchange enerjisinden çok küçüktür. Bu nedenle sadece uzun dalga boylu spin dalgalarının oluşmasından sorumludur.

4.9.1.4. Anizotropi Enerjisi

Anizotropi enerjisini şekil ve kristal yapı olarak iki kısımda incelemek gereklidir. Şekil anizotropisi aslında uzun erimli dipol etkileşmesinin bir sonucudur. Uzaysal olarak düzgün manyetize olmuş bir ferromanyetik malzeme içindeki spinler dipolar alanı

minimize etme eğilimi ile yönelirler. Ancak malzemenin yüzeyinde hala dipolar alan üreten manyetik momentler mevcuttur. Bu yüzden demagnetizasyon alanı malzemenin şekline bağlıdır. Kristal anizotropisi ise elektronun yörünge ve spin etkileşimi sonucunda ortaya çıkar. Buda spinlerin kristal örgüye bağlılığı sonucunda kristal anizotropisini doğurur. Böylece malzemenin manyetizasyonu kristalin birim hücrelerine bağlı bir şekilde seçilen yöne göre farklılık gösterecektir.

Yukarıdaki enerji katkılarının hepsini içinde bulunduran Landau-Lifshitz Denklemi (Eş.4.9) manyetizasyonun, $\vec{H}_{etkin}$ etrafında yaptığı presesyon hareketinin zamana bağlı olarak nasıl değiştiğini anlatmaktadır. Ancak denklemde herhangi bir sönüm parametresi olmadığından sistemin gevşeme (relaxation) durumuna ulaşması mümkün değildir. Gerçekte sistemin enerji kaybederek gevşeme durumuna ulaşmasını sağlayan elektron kristal etkileşimleri, eddy akımları ve buna benzer birçok faktör vardır. Seçilen malzeme için bu faktörlerin tamamını temsil eden sönüm katsayısı ifadesinin Eş.4.9'a eklenmesi gereklidir. Bu terim öncelikle presesyon hareketini sönümleyecek şekilde etki eden bir tork ifadesi olarak eklenmiştir[97]. Bu yaklaşım ile sadece çok küçük sönüm katsayıları için hesaba katılabilmıştır. Daha sonra Gilbert, $\vec{H}_{etkin}$ terimi içine sönümü de ifade edecek bir alan eklemiştir [98]. Eklenen bu sönüm alanının manyetizasyonun zamana göre değişimi ile orantılıdır. Küçük sönümler için geçerli tork ifadesinin de eklenip katsayılar uygun şekilde ayarlandığında LLG denkleminin son haline ulaşılır.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma^* (\vec{M} \times \vec{H}_{etkin}) + \frac{\gamma^* \alpha}{M_s} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{etkin})) \quad (4.14)$$

Burada $\gamma^* = \gamma/(1 + a^2)$ şeklinde tanımlanmıştır. Boyutsuz sönüm katsayısı ise $a = \eta\gamma M_s$ şeklindedir. M_s ise doyum manyetizasyonudur ve manyetizasyon vektörünün mutlak değerine eşittir. Denklemin son hali spinin yaptığı presesyon hareketinin sönüm ile birlikte bir spiral çizerek gevşediğini göstermektedir. Bu spiral yörünge esnasında da presesyon hareketinin genliği düşerek minimum enerji haline ulaşır

Manyetizasyonun zamana göre değişimini veren LLG denklemi sayesinde spin dalgalarının oluşumu ve ilerleyişi de incelenebilmektedir. Spin dalgaları aslında birçok spinin manyetizasyon doğrultusu etrafında toplu olarak presesyon hareketi yapmasıdır.

Komşu spinlerin presesyon hareketlerindeki faz farklılıkları sayesinde de bu presesyonun spin dalgası şeklinde ilerlediği düşünülür. Komşu spinlerin presesyon hareketindeki faz farklılıkları yüksek ise bu kısa dalga boylu spin dalgalarının oluşmasını tetiklemektedir. Bu tür spin dalgalarında exchange etkileşimleri baskındır ve enerji olarak çok daha zayıf olan dipolar etkileşimler ihmal edilir. Komşu presesyon hareketleri arasındaki küçük faz farklarının olması durumunda ise uzun dalga boylu spin dalgaları oluşur. Burada ise uzun erişimli dipolar etkileşimler baskındır. Oluşan spin dalgasının frekansı direk olarak $\vec{H}_{etkin}$ alanına ve onun içindeki bileşenlere bağlıdır.

4.9.2. İnce Filmlerde Spin Dalgaları

Spin dalgalarının dağınım bağıntısının elde edilmesine yönelik ilk çalışma Herring-Kittel denklemi olarak bilinmektedir[99]. Malzeme içindeki spinlerin manyetizasyonunun hem konuma hem de zamana bağlı düzlem dalgaların toplamı olacak şekilde bir seri çözüm önerilip, sönümün eklenmediği Eş. 4.9'da yerine yazılmasıyla Herring-Kittel denkleminde ulaşırlır. Bu dağınım bağıntısı sadece izotropik ve sonsuz ferromanyetik ortamlarda geçerlidir. İnce filmler üzerinde bu dağınım bağıntısının doğru sonuç vermemesi üzerine Damon-Eshbach yaklaşımı yapılmıştır[100]. Bu yaklaşım manyetostatik Maxwell denklemleri ile Landau-Lifshitz denkleminin ferromanyetik filmin sınırlarında ortaklaşa çözülmesi prensibine dayalıdır. Numunenin manyetizasyonunun zamana göre değişmesi film dışında da zamana göre değişen bir alanın oluşmasına sebep olur. Dolayısıyla sınırlarda manyetik alanın zamana göre durağan olduğu yaklaşımı sınır koşulu olarak alınmıştır. Bu yaklaşım altında, manyetostatik yüzey dalgaları ve manyetostatik hacim dalgaları olmak üzere iki farklı çözüm ve kip bulunmuştur. Manyetostatik yüzey dalgalarında spin dalgasının ilerleyiş yönü ile manyetizasyon vektörü birbirine diktir. Bu tür dalgaların genliği film yüzeyinde maksimum iken filmin içine doğru ilerledikçe eksponansiyel olarak azalır. Spin dalgalarının bu kipte manyetostatik yüzey dalgaları (MSSW) ya da Damon-Eshbach(DE) dalgaları adı verilmiştir. İkinci kip olan manyetostatik hacim dalgalarında ise dalganın ilerleyiş yönü ile manyetizasyon yönü birbirine paraleldir. Bu kipteki dalgaların genlikleri film içinde maksimumdur. Ayrıca frekans ile dalga vektörünün birbirine bağımlılığı ters orantılı olduğu için grup hızları

negatiftir. Bu yüzden tersine hacimsel manyetostatik dalgalar(BVMSW) olarak adlandırılmıştır.

4.9.3. Magnonik Kristallerin Dağınım Eğrileri için Yapılan Sayısal Hesaplamalar

Yukarıda da bahsedildiği gibi ince filmler üzerinde yayılan spin dalgalarının dağınım bağıntılarının analitik metotlar kullanılarak elde edilmesi mümkündür. Ancak film yüzeyinin ya da tamamının periyodik bir şekilde farklılaştırılması ile üretilen magnonik kristallerde spin dalgalarının davranışını incelemek için nümerik yöntemlere ihtiyaç duyulmaktadır. Tez kapsamında bir ve iki boyutlu magnonik kristaller üzerinde yayılan MSSW dalgalarının dağınım eğrilerinin elde edilmesine yönelik nümerik hesaplamalar yapılmıştır. Öncelikle Fotonik kristaller için de sıklıkla kullanılan düzlem dalga açılımı (Plane Wave Expansion,PWE) yönteminin kullanıldığı hesaplamalara değinilecektir[101]. Daha sonra ise LLG denkleminin zamana bağlı çözümünü sağlayan nümerik paketler ve bu çözümlerin kullanılması ile dağınım bağıntısının elde edilmesine yönelik yöntem anlatılacaktır.

4.9.4. Düzlem Dalga Açılımı Yöntemi ile Yapılan Benzetimler

Düzlem dalga açılımı yöntemi, diferansiyel dalga denklemlerinin Bloch periyodikliği altında Fourier dönüşümünün alınması ile diferansiyel denklemin doğrusal bir öz değer ve öz kip denklemine dönüştürülmesi mantığına dayalıdır. Ortam parametrelerinin periyodik olarak değişmesi sadece bir birim hücre üzerinden hesaplama yapmayı mümkün kılmaktadır. Bir birim hücre ile temsil edilen ortam parametreleri ters örgü vektörlerine bağlı olarak Fourier serilerine dönüştürülür.

PWE metodu ile magnonik kristallerin dispersiyon eğrilerine yönelik dikkat çeken çalışmalar Sokolovsky ve Krawczyk[102] tarafından yapılmıştır. Bu çalışmalarda sönümüm teriminin ihmal edildiği Landau-Lifshitz denkleminin bir ve iki boyutlu magnonik kristaller üzerindeki çözümleri aranmıştır. Yapılan ikinci yaklaşım ise $\vec{H}_{etkin}$ alanı içindeki $\vec{H}_{anizotropi}$ teriminin de sıfır seçilerek yapının kristal anizotropisinin olmadığı varsayılmasıdır. Bu durumda,

$$\vec{H}_{etkin} = \vec{H}_{harici} + \vec{H}_{takas} + \vec{H}_{deman} \quad (4.15)$$

şeklinde yazılabilir. $\vec{H}_{harici}$ alanının düzgün olduğu ve yapı içindeki tüm manyetik momentleri kendine paralel hale getirebilecek kadar güçlü olduğu varsayılır. $\vec{H}_{hari}$ alanın yönü ise magnonik kristal film düzlemine paraleldir. Bu durumda zamana ve konuma bağlı manyetizasyon ifadesi ikiye ayrılabilir.

$$\vec{M}(r,t) = \vec{m}_1(r) + \vec{m}_2(r,t) \quad (4.16)$$

Burada $\vec{m}(r)$, $\vec{H}_{harici}$ yönündeki manyetizasyondur ve zamanla değişmez. Büyüklüğü ise yaklaşık olarak doyum manyetizasyonuna eşittir. $\vec{m}(r,t)$ terimi ise manyetizasyonun zamanla değişen diğer bileşenlerini temsil etmektedir ve büyüklüğü doyum manyetizasyonundan çok küçüktür. Spin dalgasının ilerlemesini sağlayan bu küçük ve zamana bağlı rahatsızlık terimidir. Bu terim düzlem dalgalar cinsinden $\vec{m}_2(r,t) = \vec{m}_2(r)e^{i\omega t}$ şeklinde yazılabilir. Burada “w” spin dalgasının açısal frekansıdır. Exchange ve demanyetizasyon alanları ise benzer şekilde hesaplanarak birim hücre üzerinden toplamalar şeklinde yazılıp zamana bağlı kısımlarına benzer bir düzlem dalga çözümü önerilir. $\vec{H}_{harici}$ alanının z eksenine yönünde ve film düzlemine paralel olduğu yapı için Sokolovskyy’nin türetmiş olduğu özdeğer denklemi,

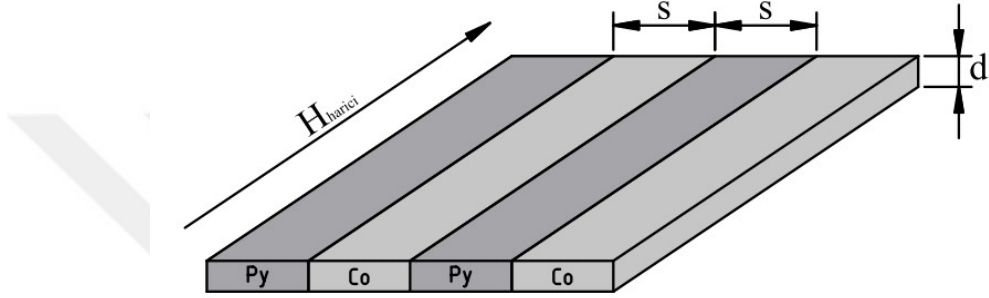
$$A\vec{m}_k = \frac{i\omega}{\gamma\mu_e H_{harici}} \vec{m}_k \quad (4.17)$$

şeklinde verilmektedir. Burada A matrisi,

$$A = \begin{pmatrix} M^{xx} & M^{xy} \\ M^{yx} & M^{yy} \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.

Şekil 4.50’de $d=30\text{nm}$ kalınlığında, $s=250\text{nm}$ uzunluğunda permalloy (Py) ve kobalt (Co) şeritlerin yan yana gelmesi ile oluşturulan tek boyutlu magnonik kristalin geometrisi verilmektedir.



Şekil 4.50. İki bileşenli bir boyutlu magnonik kristal geometrisi.

Şekil 4.50’de verilen tek boyutlu magnonik kristal A matrisinin elemanları Eş.4.18’de verilmektedir [103].

$$M_{ii}^{xx} = M_{ii}^{yy} = 0 \quad (4.19a)$$

$$M_{ij}^{xy} = \delta_{ij} + M_{ij}^{takas} + \frac{1}{H_{harici}} \left(1 - e^{-(k_y + G_{y,i})^{d/2}} \right) M_{doy} (G_{y,i} - G_{y,j}) \quad (4.19b)$$

$$M_{ij}^{yx} = -\delta_{ij} + M_{ij}^{takas} - \frac{1}{H_{harici}} e^{-(k_y + G_{y,i})^{d/2}} M_{doy} (G_{y,i} - G_{y,j}) \quad (4.19c)$$

Burada δ_{ij} dirac delta fonksiyonunu, G ters örgü vektörünü, d film kalınlığını k dalga vektörünü ve M_{doy} ise doyum manyetizasyonunu göstermektedir. i ve j indisleri

hesaplamalarda kullanılacak ters örgü vektörü sayısını temsil eden tam sayılardır. Eş. 4.19'deki M_{ij}^{takas} terimi Eş. 4.20'de verilmiştir.

$$M_{ij}^{takas} = \frac{(k_y + G_{y,j}) \cdot (k_y + G_{y,i})}{H_{hariçi}} l^2 (G_{y,i} - G_{y,j}) \quad (4.20)$$

Eş. 4.20'de kullanılan ve exchange uzunluğu olan ve A matrisine bağlı olan l^2 parametresi,

$$l^2 = \left(\frac{2A}{H_{hariçi} M_{doy}} \right)^2 \quad (4.21)$$

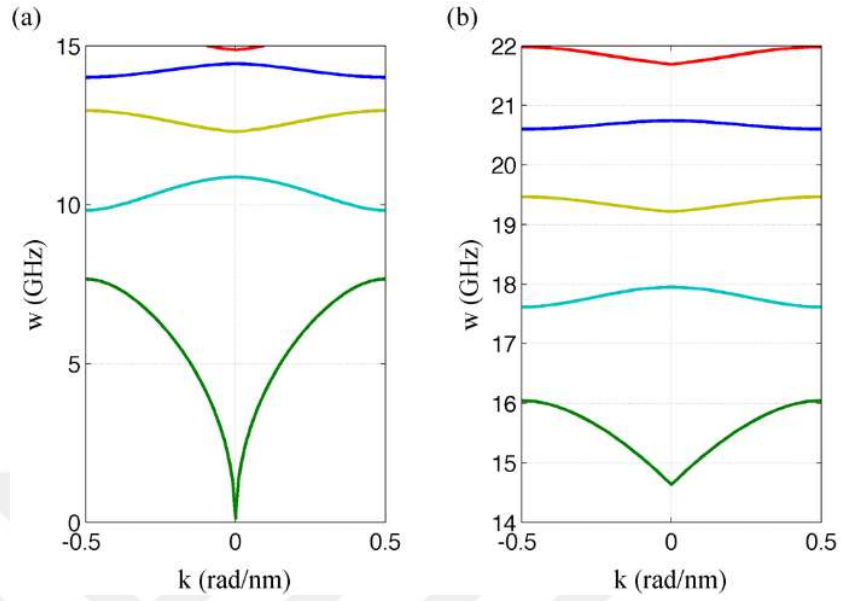
şeklinde verilmekte olup, hem l^2 teriminin hem de doyum manyetizasyonunun örgü içindeki değişiminin ters uzayda yazılması gereklidir. Py ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) ve Co'dan oluşan bir boyutlu magnonik kristal için M_{doy} ifadesi ters örgü vektörüne bağlı olarak şu şekilde verilmiştir:

$$M_{doy}(G_y) = \begin{cases} \frac{1}{2} (M_{doy}^{Py} - M_{doy}^{Co}) + M_{doy}^{Co} & G_y = 0 \\ \frac{1}{G_y \cdot S} (M_{doy}^{Py} - M_{doy}^{Co}) \sin(G_y) \frac{S}{2} & G_y \neq 0 \end{cases} \quad (4.22)$$

Birim hücre içindeki l^2 parametresinin değişiminin Fourier dönüşümü de Eş.4.22'e benzer şekildedir.

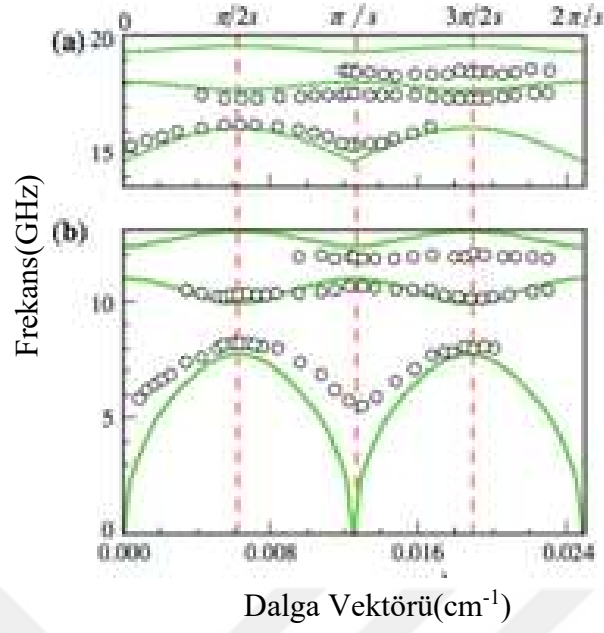
Tez kapsamında bir boyutlu magnonik kristalin dağınım eğrilerinin elde edilmesi için yukarıda verilen öz değer denklem sisteminin çözümüne yönelik olarak bir MatLab programı hazırlanmıştır. Hesaplamalarda kullanılan doyguluk manyetizasyonu ve takas sabiti değerleri $4\pi M_{doy}^{Py} = 8.1 \text{ kOe}$, $4\pi M_{doy}^{Co} = 22.1 \text{ kOe}$, $A^{Py} = 1.3 \times 10^{-6} \text{ erg / cm}$, $A^{Co} = 3 \times 10^{-6} \text{ erg / cm}$ olarak alınmıştır. Her iki malzemenin gyromanyetik oranı $\gamma / 2\pi = 2.93 \text{ GHz / Oe}$ olarak seçilmiştir. Hesaplamalarda ilk altı bant şekillenimi çıkarılmıştır. Şekil 4.51(a) ve (b)'de sırasıyla $H_{hariçi} = 200 \text{ Oe}$ ve

$H_{harici} = 0$ Oe alanlar için hesaplanan birinci Brillouin bölgesi içindeki w - k diyagramı verilmiştir.



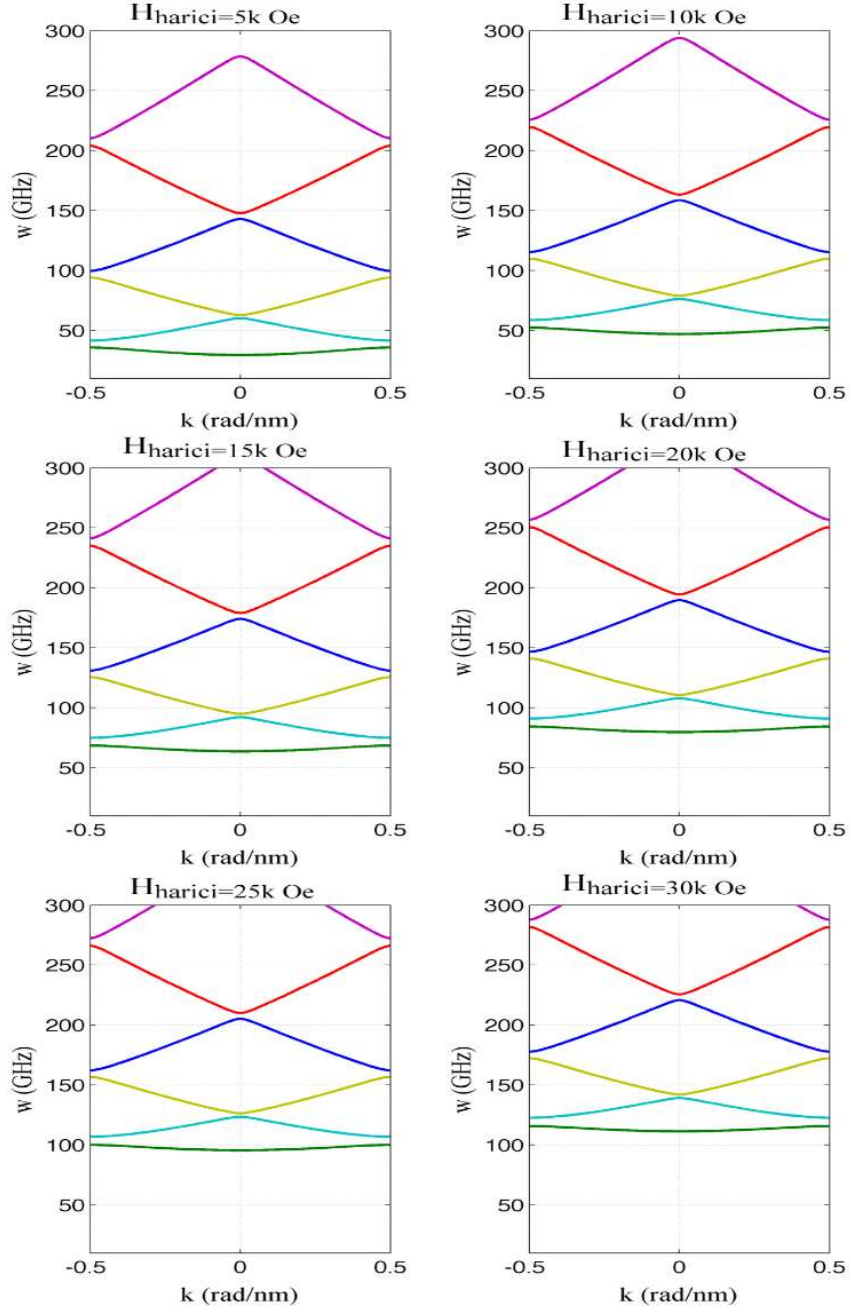
Şekil 4.51. (a) $H = 200$ Oe, (b) $H = 0$ Oe dış manyetik alanları için $s=250$ nm ve $d=30$ nm boyutlarındaki Py-Co magnonik kristalin bant yapıları.

Elde edilen sonuçların, Sokolovskyy ve Krawczyk'in $s = 250$ nm ve $d = 30$ nm boyutlarında Py-Co magnonik kristali için sırası ile 0 ve 200 Oe alanlarda deneysel olarak elde ettikleri sonuçlar ile (Şekil 4.52) uyum içinde olduğu görülmektedir.



Şekil 4.52. (a) $H=200\text{Oe}$ ve (b) $H=0\text{Oe}$ dış manyetik alanları için $s=250\text{nm}$ ve $d=30\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristalin bant yapıları[104].

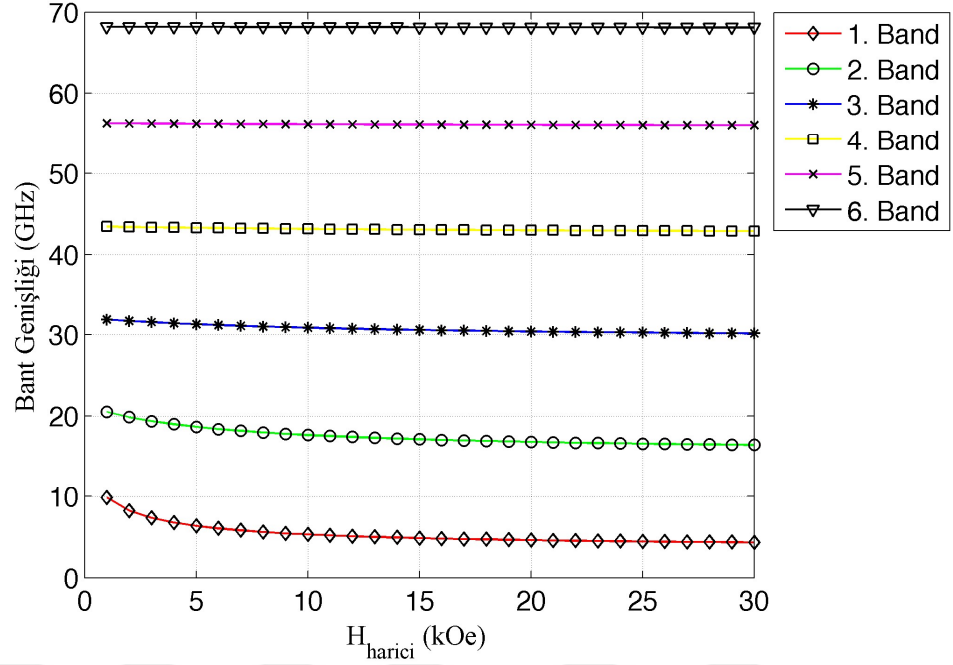
Yine benzer çalışmada PWE metodu ile yapılan çalışmalara $s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristallerin bant yapılarının dış manyetik alanla değişimi incelenmiştir(Şekil 4.53).



Şekil 4.53. $s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristalin bant yapılarının dış manyetik alan ile değişimi.

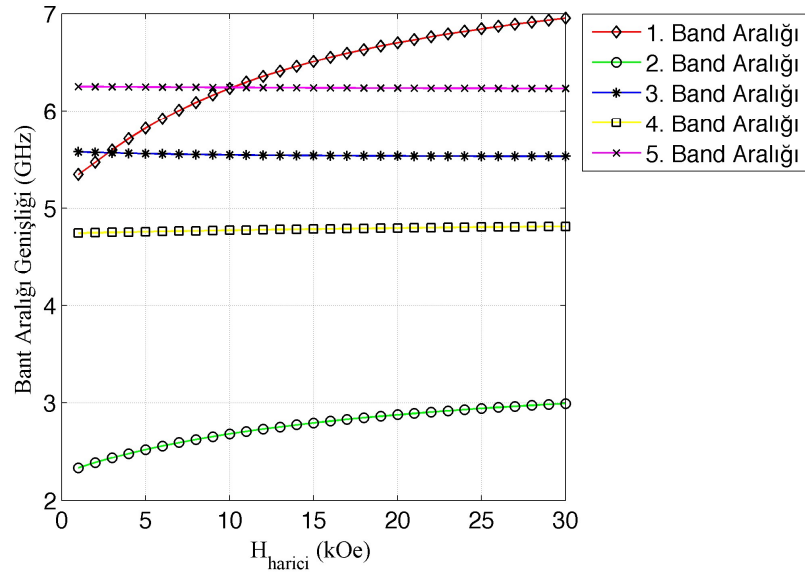
Şekil 4.53’de görüldüğü gibi dış manyetik alan 5kOe ile 30kOe arasında 1kOe adımlar ile taranmıştır. Şekil incelendiğinde, ilk dört band için dış alan artışı ile bant genişliğinin azaldığı söylenebilir. En üsteki iki bandın ise tepkisiz kaldığı görülmektedir. Alt bantlardaki genişlik azalmasının ise dış manyetik alan ile yavaşladığı ve ortalama doygunluk değerinin üzerinde bu azalmanın durduğu gözlenmektedir. Bantlar dış manyetik alan ile yüksek frekans bölgelerine kaymaktadır.

Oluşan bandlar ve band aralıklarının dış manyetik alana tepkisinin daha iyi anlaşılabilmesi için detaylı analizler yapılmıştır. Öncelikle oluşan bantların genişliklerinin alan tepkisi detaylı olarak incelenmiştir. Elde edilen grafik Şekil 4.54’ de verilmektedir.



Şekil 4.54. Bu çalışma kapsamında üretilen, $s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristal için ilk 6 bandın genişliğinin dış manyetik alan ile değişimi.

Oluşan band aralığı genişliklerinin, diğer bir deyişle yasak frekans bölgelerinin dış manyetik alana verdiği tepki ise Şekil 4.55’de verilmiştir.



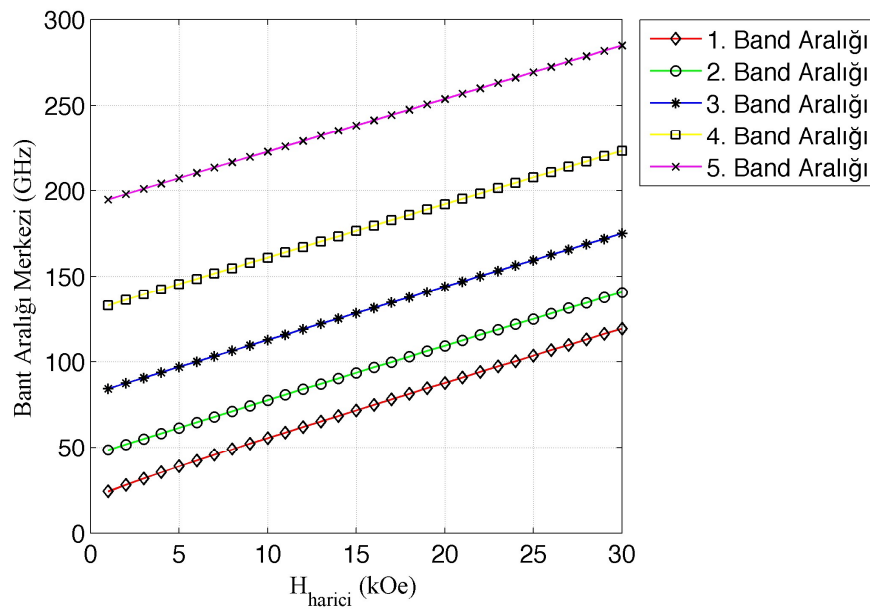
Şekil 4.55. $s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristal için ilk 5 band aralığı genişliğinin dış manyetik alan ile değişimi.

Şekil 4.54 ve Şekil 4.55 beraber incelendiğinde dış manyetik alan ile tüm band aralıkları yüksek frekanslara taşınmasına rağmen yalnızca birinci ve ikinci band aralığı genişliğinin dış manyetik alana duyarlı olduğu görülmektedir. Diğer üç band aralığı genişliği ise neredeyse sabittir. İlk iki band aralığı genişliğindeki bu artış yine yavaşlama eğilimi göstermektedir. Düşük dış alan değerlerinde en büyük genişliğe sahip olan beşinci band aralığı, dış alan değerinin artmasıyla sabit kaldığı için 10kOe in üzerinde birinci band aralığı en geniştir. 30kOe’deki en düşük band aralığı genişliği 3GHz (2. Band Aralığı) ve en büyük band aralığı genişliği ise 7GHz (1. Band Aralığı) olarak tespit edilmiştir.

Band aralığı merkezinin (orta noktası) dış alan ile değişimi ise şekil 4.56’da verilmiştir. Eğriler incelendiğinde tüm band aralığı merkezlerinin birbirlerine paralel bir şekilde doğrusal olarak arttıkları görülmektedir. Bu doğrusallık, dış manyetik alan arttıkça band genişliğinin azalmasına karşın band aralığı genişliğinin artmasından kaynaklıdır. Dış manyetik alan tepkisinin doğrusallığı sayesinde, manyetik alan büyüklüğünün hassas bir şekilde belirlenmesine yönelik cihazların tasarlanması

mümkündür. Ayrıca, genişliği sabit olan ve dış manyetik alan ile frekans ekseninde yukarı aşağı kaydırılabilen filtre tasarımları da mümkün gözükmektedir.

PWE metodu ile yapılan hesaplamalarda magnonik kristal film kalınlığının sabit tutulması zorunludur. Çünkü Eş.4.21 ile verilen Fourier dönüşümleri, ortam parametrelerinin sadece iki boyutta değiştiği yapılar için geçerlidir. Bu yüzden bir bileşenli ve üzerlerine periyodik kanallar açılmış tırtıklı yapıya sahip magnonik kristal geometrileri için zamana bağlı hesaplamalar yapılmıştır. Bu geometriler ve hesaplama yöntemleri bir sonraki kısımda verilecektir.



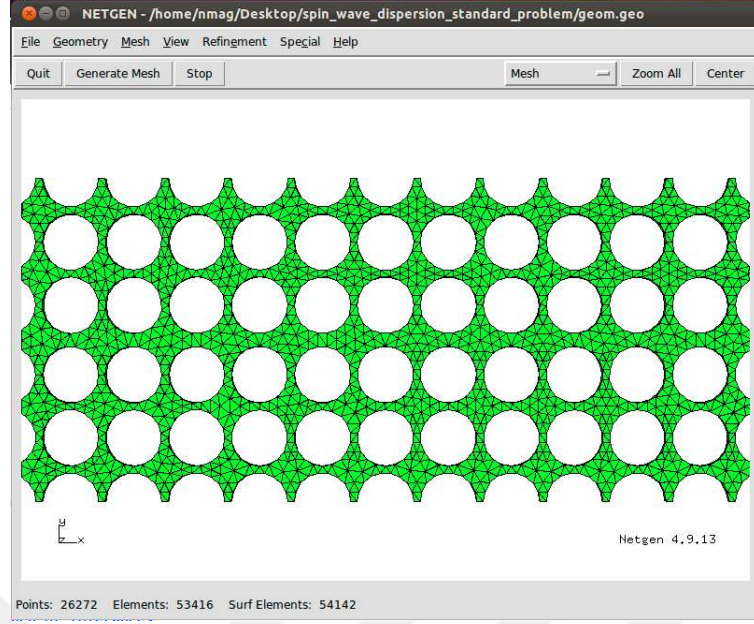
Şekil 4.56. $s=20\text{nm}$ ve $d=1\text{nm}$ boyutlarındaki Py-Co magnonik kristal için ilk 5 band aralığı merkezinin dış manyetik alan ile değişimi.

4.9.5. Zamana Bağlı Yapılan Hesaplamalar

LLG denkleminin zamana bağlı çözümüne yönelik olarak yazılmış birçok mikro-manyetik yazılım paketleri mevcuttur. Bu yazılımların temel amacı incelenecek ferromanyetik numunenin tüm geometrisi üzerinden manyetizasyon verilerinin zamana bağlı bir şekilde elde edilmesidir. Bu yazılımlar içinde OOMMF [104] ve Nmag[105] paketleri açık kaynak kodlu oldukları ve sıklıkla kullanıldıkları için öne çıkmaktadırlar. LLG denkleminin zamana bağlı çözümü için OOMMF paketi Sonlu

Farklar (Finite Difference, FD) yöntemini[106], Nmag ise Sonlu Elemanlar yöntemini (Finite Element Method, FEM) kullanmaktadır[107]. Bu iki yöntem arasındaki temel fark hesaplanacak bölgeyi temsil edecek hesaplama noktalarının nasıl seçileceğidir. FD yönteminde hesaplanacak bölge iki boyutta karelere, üç boyutta ise küplere bölünerek her bir köşe hesaplama noktaları olarak belirlenir. Bu işlem hesaplama bölgesinin ızgaralandırılması olarak bilinir. Küpler ve kareler kullanarak yapılan ızgaralandırma ile tüm geometrinin gerçeğe yakın bir şekilde temsil edilebilmesi için ızgara sayısının olabildiğince artırılması gereklidir. Ancak hesaplama zamanı ve kullanılacak hafıza miktarı ızgara sayısında sınırlayıcı olmaktadır. Bu yüzden FD metodu eğriler içermeyen düzgün geometriler için daha çok tercih edilen bir yöntemdir. FEM metodunda ise ızgaralandırma işlemi kareler ve küpler yerine üçgenler ve dörtyüzlüler ile yapılır. Bu sayede seçilen ızgaranın tüm geometriyi daha az sayıda nokta ile temsil etmesi sağlanmış olur. Ayrıca eğriliğin fazla olduğu yerlerde ızgara büyüklüğünün uygun şekilde seçilmesi imkanı vardır. Bu sayede geometrinin istenilen bölgesinde küçük fakat fazla ızgara diğer bölgelerde ise büyük ancak az sayıda ızgara oluşturmak mümkündür. Bu yüzden tez kapsamında yapılan zamana bağlı hesaplamalarda Nmag paketi kullanılmıştır.

FEM metodunda ızgaralama işlemi karmaşık bir süreç olduğu için Nmag paketi içinde yapılamamaktadır. Hesaplanacak geometri çizilip ızgaralandırıldıktan sonra Nmag paketi ile çözümler gerçekleştirilmektedir. Bu yüzden yapılan hesaplamalarda ızgaralandırma işlemi için yine açık kaynak kodlu bir program olan NetGen [108] paketi kullanılmıştır. NetGen paketinin işleyebildiği geometri dosyaları algebraic-3d formatındaki düz metin dosyalarıdır. İstenilen geometrilerin bu formatta oluşturulabilmesi için GNU-C ile programlar hazırlanmıştır. Izgaralandırma işlemi esnasında alınan örnek bir ekran görüntüsü Şekil 4.57’de verilmiştir.



Şekil 4.57. Hesaplamlarda kullanılmış olan örnek bir geometrinin NetGen ile ızgaralandırılması.

Nmag programlar paketi Southampton üniversitesinde geniş katılımlı bir Avrupa birliği projesi kapsamında geliştirilmiştir[109]. LLG denkleminin zamana bağlı integrasyonu için Euler[110] metodunu kullanmaktadır. Euler integrasyon yöntemine göre başlangıç manyetizasyon değeri $\vec{m}_{o,i}$ şeklinde alınmış olup herhangi bir andaki ve konumdaki manyetizasyon türevi,

$$\vec{m}'_{n,i} = \frac{\vec{m}_{n+1,i} - \vec{m}_{n,i}}{(t_{n+1} - t_n)} \quad (4.23)$$

şeklinde verilir. Burada n ve i tamsayılar olmak üzere $\vec{m}_{n,i}, t_n$ anındaki manyetizasyonu vermektedir. $n=0$ alındığında bu değer başlangıç koşulu olur. i tam sayısı ise konumun adımlara ayrılmasıyla yani ızgaraların köşe noktalarını temsil eden sayıdır. Üç boyutlu bir yapıda konumun 3 farklı tam sayı ile temsil edilmesi gereklidir. t_{n+1} anındaki $\vec{m}_{n+1}$ manyetizasyonunun değerini bulmak için Eş. 4.22'de t_n anındaki $\vec{m}_n$ değeri yerine konulur. Bilinmeyen türev ifadesi ise Eş. 4.13'deki LLG

denkleminde çekilerek yerine konularak $\vec{m}_{n+1}$ değeri bulunmuş olur. Bulunan bu değer aynı zamanda $\vec{m}_{n+2}$ 'nin hesaplanabilmesi için başlangıç koşuludur. Bu şekilde istenilen zaman adımına kadar gidilerek uzayda ve zamanda manyetizasyon verileri elde edilir. Nmag paketi LLG denklemini Euler metodu ile çözerken şu yolu izlemektedir. Öncelikle başlangıç koşulları, materyal parametreleri ve geometri özellikleri kullanılarak H_{etkin} hesaplanır. H_{etkin} hesabında yukarıda bahsedilen enerji terimleri (Zeeman Enerjisi, Takas Enerjisi, ...) kullanılır. Daha sonra $\vec{m}_n$ ve hesaplanan H_{etkin} değerleri LLG denkleminde yerine konularak manyetizasyonun türevi ($\dot{\vec{m}}_n$) hesaplanır. Son olarak Eş.4.22 kullanılarak $\vec{m}_{n+1}$ ifadesi bulunur ve bir sonraki adımın hesabına geçilir.

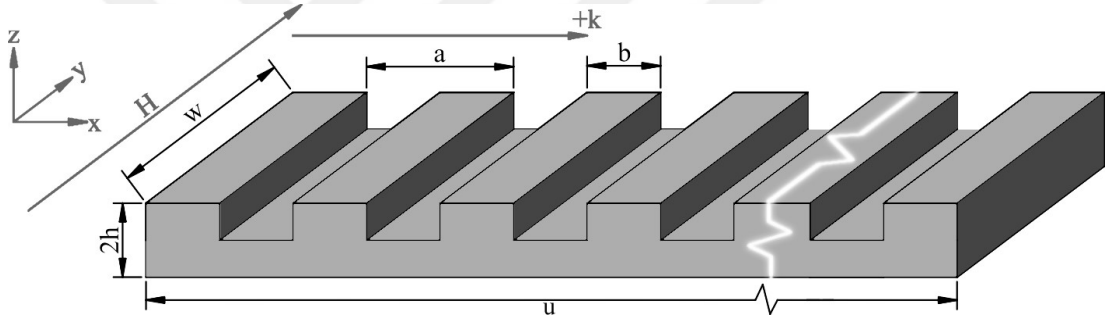
Nmag programlayıcıları bu işlemleri yine açık kaynak kodlu bir nümerik kütüphane olan SUNDIALS (Suite of Nonlinear and Differential / Algebraic equation Solvers) kütüphanesindeki CVODE[111] paketi ile gerçekleştirmişlerdir. Nmag programı Python betikleri aracılığıyla kullanılabilir. Python kütüphaneleri yardımı ile hesaplama girdileri (ızgaralanmış geometri, materyal tanımları, başlangıç koşulları, vb.) Nmag çekirdeğine ulaştırılmaktadır. Hesaplama çıktıları ise yine python ara yüzü sayesinde işlenmektedir. Ayrıca Nmag programı MPICH2 kütüphanelerini de desteklediği için birden fazla bilgisayar üzerinde veya birden fazla işlemci üzerinde paralel olarak koşturulabilmektedir[112]. Bu özelliği sayesinde hesaplama sürelerinde büyük bir kazanç sağlamaktadır. Nmag programında henüz yamalanmamış bazı programlama hataları olduğu görülmüştür. Örneğin periyodik sınır koşulları kullanarak paralel hesaplama yapıldığında program hata vermektedir. Ayrıca 10GB üzerindeki hafıza kullanımında program yine hatalar vermektedir. Bu açıklar tez kapsamında yapılan hesaplamalarda periyodik sınır şartı kullanılmaması ve ızgaralandırma işleminin 10GB hafıza limitini geçmeyecek şekilde yapılması sınırlamalarını getirmiştir.

4.9.6. Bir boyutlu, Bir Bileşenli Magnonik Kristal Üzerinde İlerleyen MSSW Dalgalarının Band Yapılarının Elde Edilmesi İçin Yapılan Hesaplamalar

Nano boyuttaki ferromanyetik filmler üzerinde yayılan spin dalgalarının zamana bağlı çözümlerinden bant yapılarının elde edilmesine yönelik olarak literatüre

yansıyan önemli bir çalışma Venkat ve arkadaşları tarafından yapılmıştır[113]. Bu çalışmada spin dalgaları için standart bir problem ve hesaplama yöntemi önerilmiştir. Tez kapsamında gerçekleştirilen zamana bağlı hesaplamalarda düz filmler için önerilen bu yöntemin magnonik kristallere uyarlanması ile dağıtım eğrilerinin belirlenebileceği öngörülmüştür.

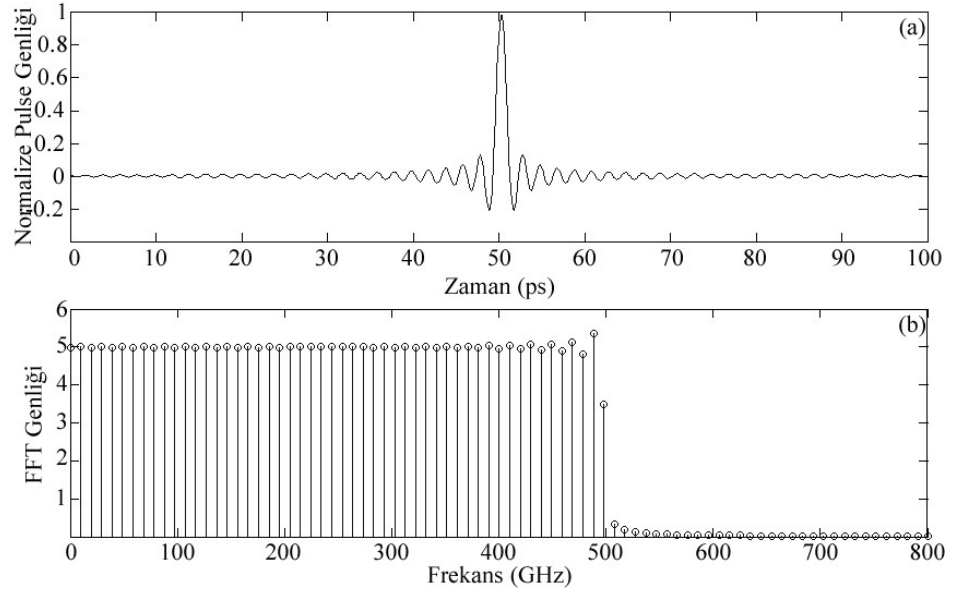
Hesaplamalarda kullanılan Permalloy (Py) film yüzeyi üzerine periyodik kanalların oluşturulması ile elde edilen bir boyutlu magnonic kristal geometrisi Şekil 4.58’de görülmektedir. Film uzunluğu $u=1000\text{nm}$, genişliği $w=50\text{nm}$ ve kalınlığı 2nm dir. Bir boyutlu örgü sabiti ise $a=10\text{ nm}$ olarak belirlenmiştir. Kanal derinliği $h=1\text{ nm}$ dir. Kanal genişliği b ise 0 ile 10nm arasında 1 nm lik adımlarla değiştirilmiştir. Dalga vektörü x eksenı yönünde olan MSSW uyarılabilmesi için dış manyetik alan y eksenı yönünde seçilmiştir.



Şekil 4.58. Kristal geometrisi ve parametreleri, dış manyetik alan yönü, dalga vektörünün temsili gösterimi.

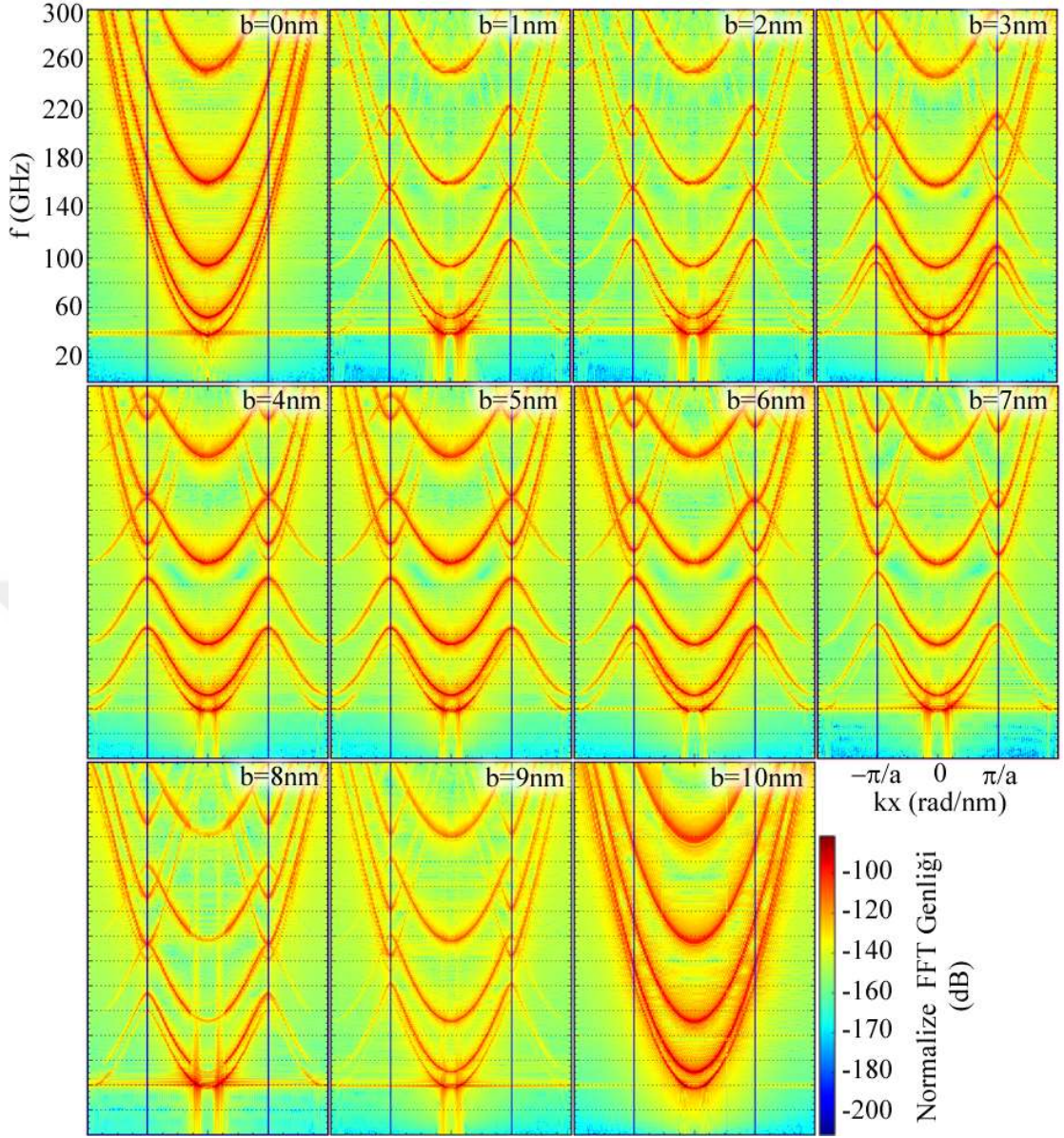
Nümerik hesaplamalarda kullanılan Py nin materyal parametreleri ise şu şekildedir. Doygunluk manyetizasyonu $=8\text{kOe}$, exchange sabiti $A=1.3 \times 10^{-6} \text{erg/cm}$, anisotropi sabiti $K=0$, gyromanyetik oran $\gamma / 2\pi = 2.93 \text{ GHz / Oe}$ ve sönüm katsayısı $\alpha=0$ ve 1 [113]. Örgü sabiti olan b parametresinin değişmesine bağlı olarak hazırlanan her bir geometri için 10GB hafıza limitinin aşılmaması gerektiğinden maksimum ızgara büyüklüğü 2.4 nm olarak belirlenmiştir. Bu değer aynı zamanda takas uzunluğunun yaklaşık iki katıdır. Nmag programıyla yapılan tüm benzetimler iki kısımdan oluşmaktadır. İlk benzetim dış manyetik alan altında sistemin gevşeme durumuna ulaştırılmasıdır. Bu benzetimlerde sistemin gevşeme durumuna daha çabuk ulaşabilmesi için sönüm parametresi $\alpha=1$ olarak seçilmiş ve benzetimler yakınsama kriteri sağlanıncaya kadar devam ettirilmiştir. Bu benzetimlerin her biri 4GHz hızında

çalışan dört işlemci üzerinde paralel olarak yapılmasına karşın ortalama olarak 1 saat sürmektedir. Elde edilen gevşeme durumu spin dalgasının uyarılıp ilerleyişinin hesaplandığı zamana bağlı benzetimlerde başlangıç koşulu olarak kullanılmıştır. Bu benzetimlerde ise spin dalgasının daha uzun erimli olabilmesi için sönüm katsayısı $\alpha=0$ olarak seçilmiş ve benzetimin istenilen süre boyunca çalıştırılabilmesi için yakınsama kriteri de kaldırılmıştır. Zamana bağlı hesaplamalarda spin dalgasının uyarmak için hem konumda hem de zamanda değişen bir sinc fonksiyonu kullanılmıştır. Sinc atmasının kesme frekansı 500GHz olarak seçilmiştir. Kullanılan sinc atmasının bir kısmının zamana bağlı grafiği Şekil 4.59(a)' da verilmiştir. Şekil 4.59(b)' de ise bu fonksiyonun Fourier dönüşümünün frekans uzayındaki grafiği verilmektedir. Şekil 4.59'dan da anlaşılacağı üzere seçilen sinc atması en büyük genliğe 50ps anında ulaşmakta ve frekans uzayında 500GHz e kadar olan tüm frekans bileşenlerinin neredeyse eşit olarak barındıran bir kare dalga özelliği göstermektedir. Bu atmanın kullanılmasıyla kesme frekansına kadar olan bütün frekans bileşenlerine sahip spin dalgaları uyarılmış olacaktır. Bu sayede yapılacak analizler sonucu hangi frekansların iletileceği tespit edilebilecektir. Sinc atması magnonik kristalin xy düzleminde tam orta noktada (500nm, 25nm, 1nm) uyarılmıştır. Atmanın maksimum genliği 5000Oe ve bias alanı ise 10100Oe olarak seçilmiştir. Bu benzetimler 5000 ps değerine ulaşıncaya kadar çalıştırılmış ve manyetizasyon değerleri her 1 ps de tüm geometri üzerinden kaydedilmiştir. Bu benzetimlerin her biri ise yaklaşık 12 saat sürmüştür. Kaydedilen bu verilerin iki boyutlu FFT dönüşümleri yardımıyla dispersiyon eğrileri çıkarılmıştır. FFT hesaplamaları $t=0$ ile $t=5000ps$ arasında 5001 ps zaman adımında gerçekleştirilmiştir. $t=0$ anındaki manyetizasyon değerleri ise referans değerler olarak kullanılmıştır. Uzayda ise $y=25$ ve $z=1$ nm koordinatları sabit tutulmak kaydıyla $x=0$ ile $x=1000nm$ aralığı 201 adımda gerçekleştirilmiştir. Bu sayede k_x , $+2\pi/a$ ile $-2\pi/a$ aralığında değişmiş yani ilk iki Brillouin bölgesinin kapsanması sağlanmıştır.



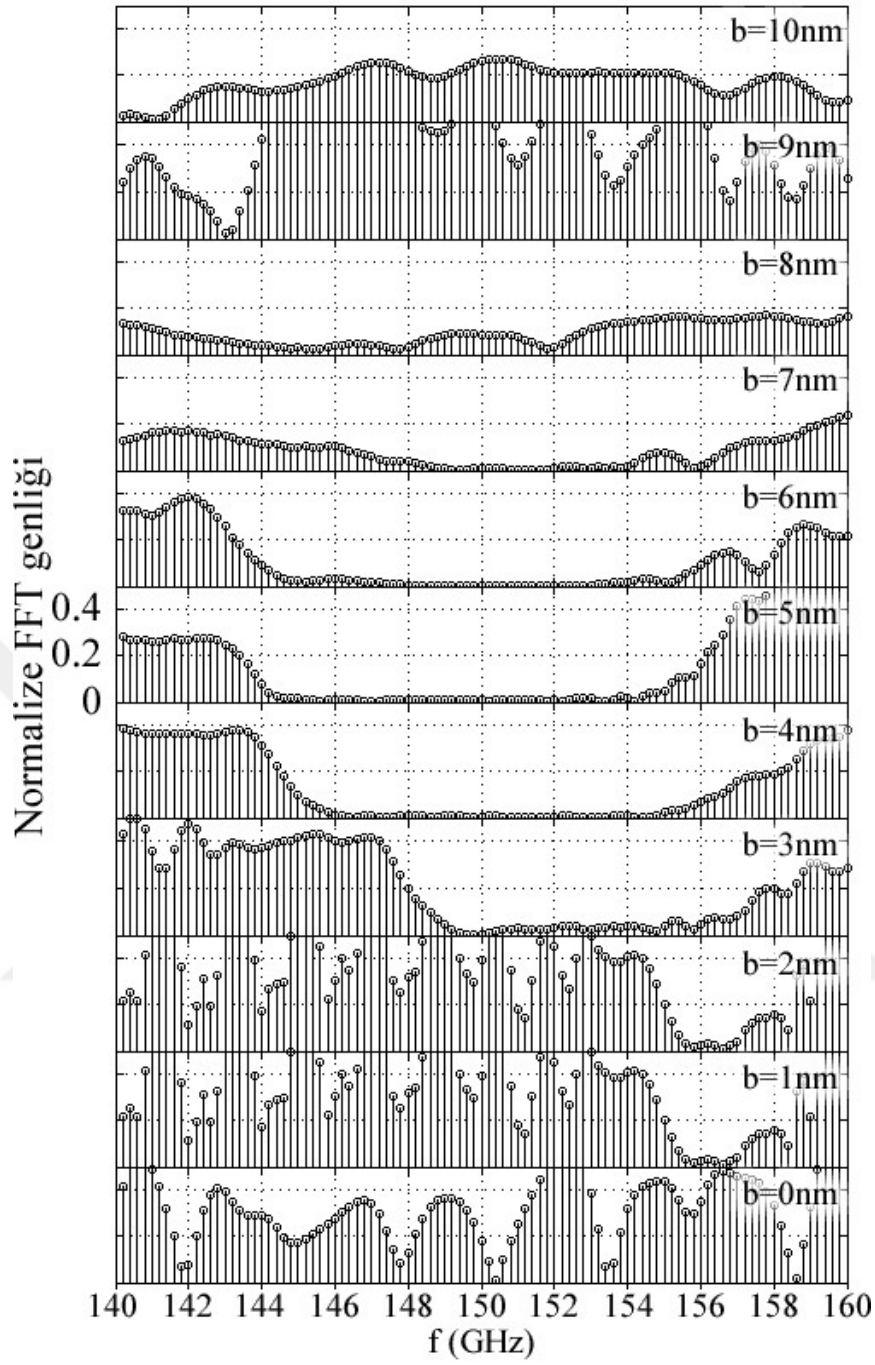
Şekil 4.59. (a) Spin dalgasının uyarılması için kullanılan sinc fonksiyonu ve (b) Fourier dönüşümü.

Sabit dış manyetik alan altında (10100Oe) ikinci örgü parametresi olan b nin 0 nm ile 10nm aralığında, 1nm aralığı ile değiştirilmesi ile elde edilen bant yapıları Şekil 4.60'da verilmiştir. Grafiklerdeki tüm frekans ve dalga vektörü eksenleri ortaktır. Renk barı ise yine tüm grafikler için ortaktır ve FFT genliğinin logaritmasını vermektedir. Tüm hesaplamalarda $t=0$ referans olarak alındığı için FFT genliği normalize olarak verilmiştir. Düşey çizgiler ise 1. Brillouin bölgesinin sınırlarını göstermektedir. Örgü parametresi olan b nin 0 ve 10nm lik değerlerinde geometri düz film yapısında olup magnonik kristal özelliği göstermemektedir. Şekil 60'da bu değerler için elde edilen dağınım eğrilerinde bu durum görülmektedir. 40Ghz den sonra oluşan iletim bantları iç içe geçmiş ve band aralığı görülmemektedir. b 'nin 1 ile 9nm arasında değişen değerlerinde ise magnonik kristale dönüşen yapı nedeniyle Brillouin bölgelerinin sınırlarında oluşan yansımalar dağınım eğrilerinde bükülmelere sebep olmuştur. Bu bükülmeler ve bantların birbirlerinden uzaklaşmaları sonucu $b=3$ nm ile 7nm arasındaki değerler için yasak frekans bölgeleri yani band aralığı oluşumu gözlenmektedir.



Şekil 4.60. Farklı b örgü parametresi için elde edilen dağılım eğrileri.

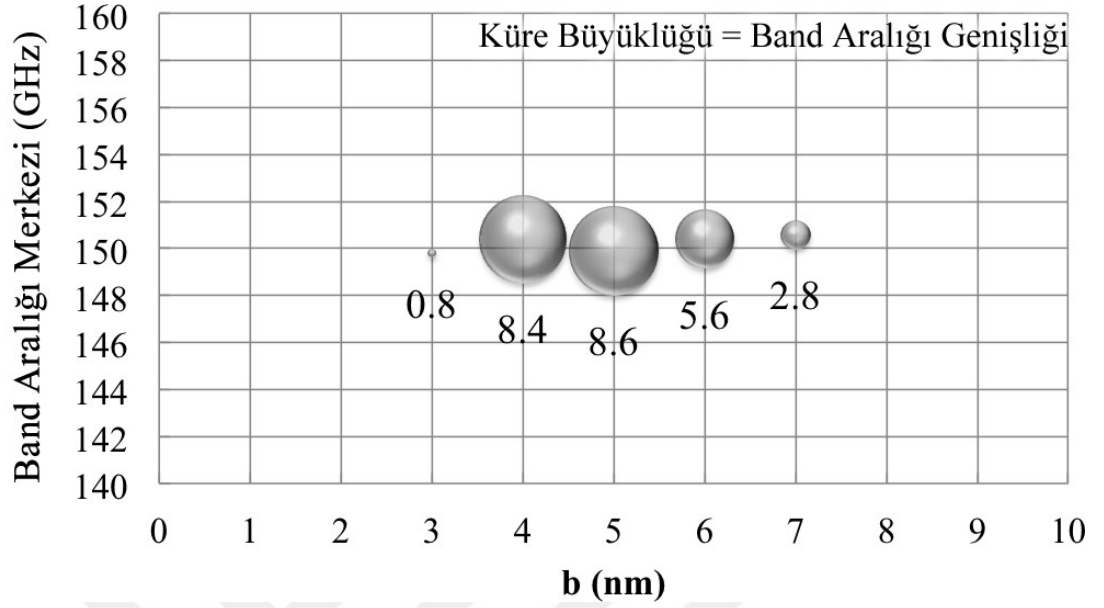
Oluşan band aralıklarının daha detaylı olarak incelenebilmesi için bir boyutlu FFT hesaplamaları yapılmış ve b parametresine bağlı iletim tayfları üretilmiştir. Bunun için sinc atması magnonik kristalin bir ucunda üretilmiş ($x=1\text{nm}$, $y=25\text{nm}$, $z=1\text{nm}$) ve diğer ucundan ($z=999\text{nm}$, $y=25\text{nm}$, $z=\text{nm}$) alınan manyetizasyon verilerinin FFT leri hesaplanmıştır. Elde edilen grafikler Şekil 4.61’de görüldüğü gibi band aralığının oluştuğu 140 ile 160GHz frekans aralığında çizilmiştir.



Şekil 4.61. b parametresine bağlı iletim tayfları.

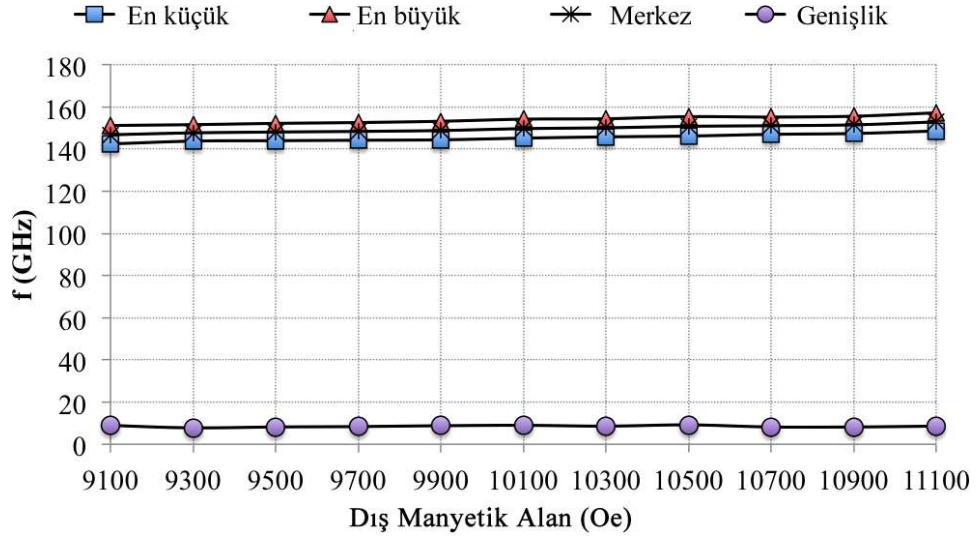
Şekil 4.61 incelendiğinde band aralığının $b=3\text{nm}$ ile $b=7\text{nm}$ arasında olduğu açıkça görülmektedir. Şekil 4.62’de iletim hesaplamaları sonucunda elde edilen bant aralığı genişliği ve bant aralığı merkezinin b parametresine bağlı değişimi görülmektedir. En büyük bant aralığı genişliği değeri(8.6GHz) $b=a/2=5\text{nm}$ olan yapıda oluşmaktadır. $b=5\text{nm}$ değerinin altındaki ve üstündeki bant aralığı genişlikleri

ise beklendiği gibi simetrik değildir. bant aralığı merkezi ise 150 GHz çizgisi civarındadır ve çok fazla değiştiği söylenemez.



Şekil 4.62. Band aralığı genişliği ve band aralığı merkezinin b parametresine bağlı değişimi.

Bir boyutlu bir bileşenli magnonik kristal için yapılan ikinci analiz ise dış manyetik alan değişimine yapının verdiği tepkidir. Bunun için en büyük band aralığı veren yapı ($b=5\text{nm}$) seçilmiş ve dış manyetik alan 9100 ile 11100Oe aralığında 200 Oe'lik adımlar ile değiştirilerek MSSW iletimine bakılmıştır. Her alan değeri için band aralığının başladığı ve bittiği frekanslar tespit edilerek band aralığı merkezi ve band aralığı genişliği verileri üretilmiştir. Her dört verinin de dış manyetik alana bağlı değişimi Şekil 4.63'de verilmiştir. Band aralığı genişliği neredeyse sabit olmasına karşın diğer üç veri birbirlerine paralel bir şekilde doğrusal olarak değişmektedir. Bu eğrilerin eğimi yaklaşık olarak 2.8MHz/Oe olarak belirlenmiştir. Yani dış manyetik alandaki 1 Oe lik bir artış bant aralığı merkezinde 2.8MHz lik kaymaya neden olmaktadır.

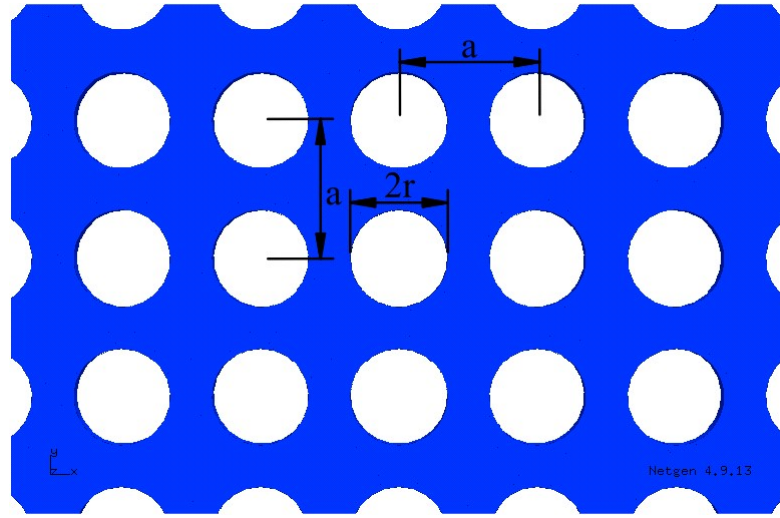


Şekil 4.63. Dış manyetik alana göre bant aralığı değişimi.

4.9.7. İki boyutlu, Bir Bileşenli Magnonik Kristal Üzerinde İlerleyen MSSW Dalgalarının Band Yapılarının Elde Edilmesi İçin Yapılan Hesaplamalar

İki boyutlu magnonik kristaller için yapılan çalışmalar, 1000 nm uzunluğunda 50 nm genişliğinde ve 1nm kalınlığındaki Py film üzerine kare örgü oluşturacak şekilde dairesel deliklerin açılmasıyla oluşturulan geometri üzerinde yapılmıştır. Hesaplamalarda kullanılan örgü sabiti a 'nın ve yarıçap r 'nin nasıl seçildiği Şekil 4.64'de şematik olarak verilmiştir.

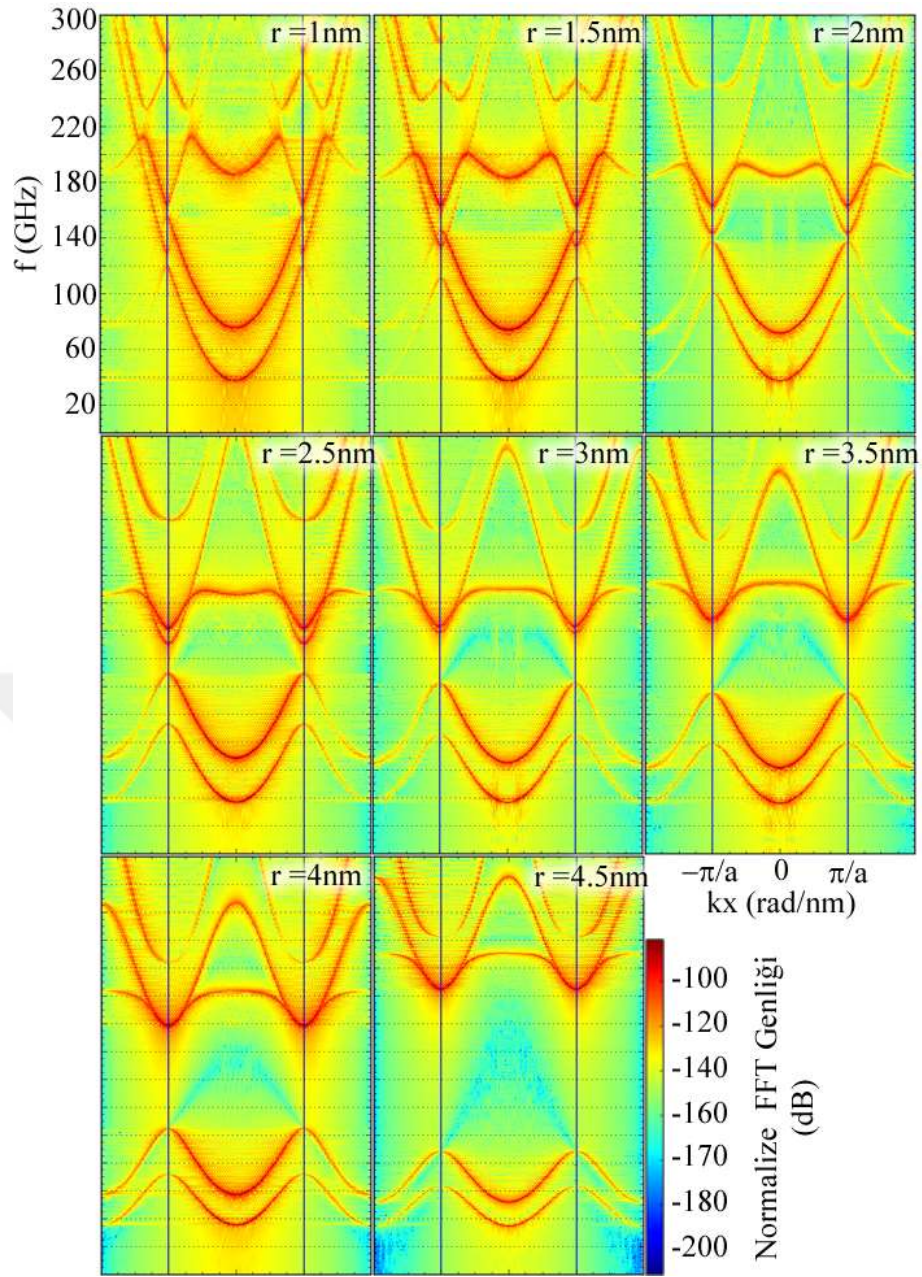
İki boyutlu magnonik kristallerin dispersiyon eğrilerinin üretilmesi için kullanılan yöntem bir önceki kısımda detaylı olarak anlatılan yöntemin aynısıdır. Bu kısımda yapılan analizler magnonik kristal üzerinde oluşturulan kusur kiplerinin belirlenmesine yöneliktir. Bu amaca yönelik olarak öncelikle r nin değişimine bağlı olarak en geniş band aralığı veren yapının belirlenmesi gerekmektedir Daha sonra bu yapı üzerinde oluşturulan doğrusal kusurların band aralığı içinde oluşturacakları kipler incelenmiştir.



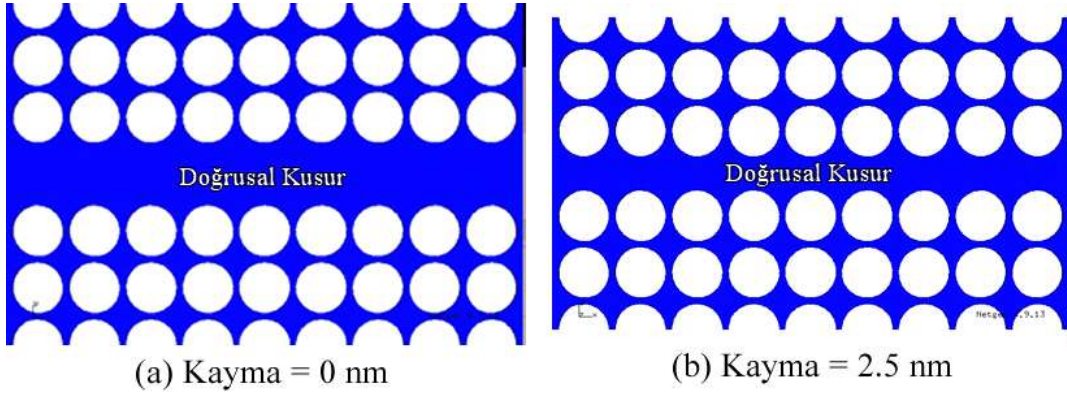
Şekil 4.64. İki boyutlu magnonik kristalin örgü parametrelerinin şematik gösterimi.

Örgü sabiti olan a sabit tutularak dairelerin yarı çapı olan r değerinin 1nm ile 4.5 nm arasında 0.5 nm lik adımlar ile değiştirilerek elde edilen dağınım eğrileri Şekil 4. 65’de verilmiştir. Band aralığı oluşumu $r = 2$ nm değerinden itibaren başlayarak sürekli artmıştır. $r = 4.5$ nm değerindeki band aralığı genişliğinin yaklaşık olarak 11.5 GHz değerine ulaştığı görülmektedir. Bu değer önceki kısımda incelenen bir boyutlu magnonik kristalin maksimum band genişliği olan 8.6 GHz ile karşılaştırıldığında oldukça büyüktür. Aslında yarıçap değerinin örgü parametresi olan a nın yarısına kadar (5nm) arttırılabilmesi mümkündür. Bu durumda o bölgelerde seçilen ızgara büyüklükleri 1 nm nin altında olduğundan ızgara sayısında artış meydana gelmekte ve 10 GB hafıza limiti aşıldığı için hesaplamalar gerçekleştirilememektedir. Bu yüzden en büyük band aralığı genişliği veren yapı $r=0.45$ nm olarak belirlenmiştir.

İkinci aşamada $r=4.5$ nm magnonik kristalin x ekseni boyunca y ekseninde tam orta noktaya düşen daireler silinerek doğrusal bir kusur oluşturulmuştur. Oluşturulan doğrusal kusur Şekil 4.17(a)’da gösterilmiştir. Ayrıca oluşturulan kanalın genişliği kusur etrafındaki dairelerin yukarıya ve aşağıya doğru kaydırılması ile değiştirilerek bu işlemin dağınım eğrileri üzerindeki etkileri incelenmiştir. Yukarıdan ve aşağıdan uygulanan bu kayma miktarı 1.5 nm ile 4.5 nm arasında 0.5 nm’lik adımlarla gerçekleştirilmiştir.

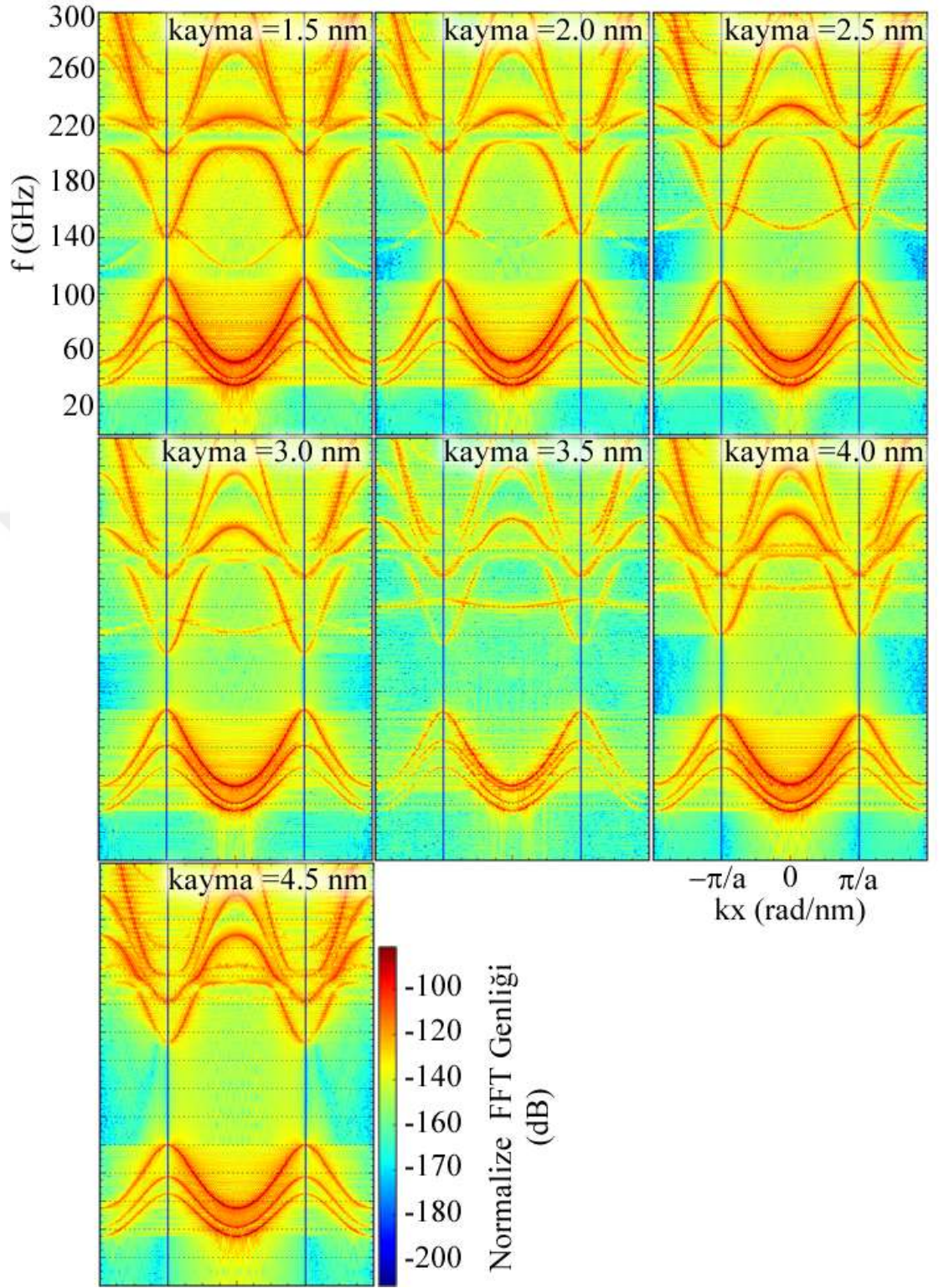


Şekil 4.65. Dağılım eğrilerinin delik yarıçapı r ye göre değişimi.



Şekil 4.66. Oluşturulan doğrusal kusurların (a) 0nm (b) 2,5 nm’deki şematik gösterimi.

Şekil 4.66(b)’de 2.5 nm lik kayma sonucu oluşturulan geometri örnek olarak verilmiştir. Şekil 4.67’de bu kayma miktarlarına bağlı olarak oluşturulan doğrusal kusurlu magnonik kristallerin dağıtım eğrileri verilmiştir. Şekil 4.67 incelendiğinde iki boyutlu magnonik kristalin band aralığı içine düşen ve kusurların sebep olduğu iletim bantlarının oluştuğu görülmektedir. Band aralığı içinde oluşan iki adet iletim kipinin kayma miktarına bağlı olarak yukarı doğru kaydığı ve kaymanın 4.5 nm değerinde ise band aralığının üstündeki yığın kiplere karıştığı görülmektedir. $w-k$ eğrilerinin eğimlerinin oluşan spin dalgasının grup hızını temsil ettiği düşünüldüğünde düz bantlarda yavaş kiplerin oluştuğu söylenebilir. Özellikle kayma 4.0 değerinde oluşan iki kusur kipinden bir tanesinin oldukça düz olduğu görülmektedir. Ancak oluşan bu iki kusur kipinin dejenere olması teknolojik olarak çok önemli olan yavaş kipi tek başına elde edilmesini engellemiştir.



Şekil 4.67. Kayma değerine bağlı oluşturulan doğrusal kusurlu yapıların dağıtım eğrileri.

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

Magnonik kristaller, spin dalgalarının uzun erişimli ilerlemesini sağlamak için üretilmiş ve manyetik özelliği periyodik olarak değişen malzemeler olup son yıllarda yoğun olarak çalışılmaktadır. Magnonik kristallere olan ilginin asıl nedeni magnonlar aracılığı ile nano mertebede bilgi taşıma ve bilgi işleme kapasitesine sahip olmalarıdır. Magnonik kristallerde oluşan bantların ve yasak bant genişliklerinin manyetik materyalin seçimine, yüzey profiline ve özellikle uygulanan manyetik alanın yönüne ve büyüklüğüne hassas bir şekilde bağlı olması magnonik kristalleri teknolojik uygulamaları açısından ilgi çekici hale getirmiştir. Özellikle, bant yapısının uygulanan alana duyarlı olması, magnonik kristallerin oldukça hassas manyetik alan sensörü olarak kullanılmasına imkân sağlamaktadır. Manyetik alanın hassas bir şekilde dedekte edilmesi başta sağlık olmak üzere gibi birçok alanda oldukça önemli bir yer tutmaktadır. Manyetik alanın hassas bir şekilde dedekte edilmesi mühendislik alanında da oldukça önemlidir.

Son yıllarda, yukarıda belirtilen amaçlar doğrultusunda oldukça farklı şekillerde ve farklı teknikler kullanılarak bir-, iki- ve üç-boyutlu magnonik kristaller tasarlanarak bant yapıları ve manyetik alan sensörü olarak kullanımları ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir. Bir-boyutlu magnonik kristal olarak kullanılan manyetik materyaller arasında en sık YIG filmlere rastlanmaktadır. YIG filmlerin sıklıkla kullanılmasının nedeni bu malzemelerin oldukça düşük spin dalgası sönümüne sahip olmalarıdır. Bu nedenle YIG malzemelere magnonik kristal uygulamalarında sıkça rastlanmaktadır.

Literatürde, magnonik kristallerin birçok farklı şekilde elde edilebileceği gösterilmiştir. Bunlardan bazıları numune üzerinde geometriksel olarak metalik şeritler dizini, noktasal yükseltirler, kazınmış oluklar ve çukurlar oluşturmaktır. Bahsedilen bu yüzey modifikasyonları değiştirilmesi mümkün olmayan mekanik şekillenimler olup gerçek zamanlı kontrolleri mümkün değildir. Magnonik kristal elde etmenin diğer genel bir yöntemi de dalga kılavuzu üzerine yerleştirilen tellerden geçen akımın yüzeyde periyodik manyetik alan deseni oluşturmaktır. Bunun dezavantajlarından birisi sadece tek boyutlu magnonik kristallerin yapılabilmesi, diğeri ise ilkten tellere uygulanması gereken akımın yüksek olmasından dolayı bu magnonik kristallerin pratik olarak kullanımını imkânsız hale getirmektedir.

Bu tezde, ilk önce dalga kılavuzu olarak kullanılacak YIG filmleri kullanarak magnonik kristal üretilmesi gerçekleştirilmiş ve hem yapısal hem de manyetik özellikleri incelenmiştir. Elde edilen filmlerin magnonik kristal olarak kullanılması ve manyetik alanı dedekte etme kapasitelerini kontrol etmek amacı ile ilk önce farklı kalınlıkta Cu ve Ni şeritler YIG numune üzerinde oluşturularak tek boyutlu magnonik kristaller elde edilerek bant yapıları incelenmiş ve literatür ile karşılaştırılmıştır. Yine ilk defa bu tezde, akım-dinamik magnonik kristallere iyi bir alternatif olarak magnet-dinamik magnonik kristaller üretilmiştir. Bu amaçla bir mıknatıs dizini oluşturularak YIG numune üzerinde istenen şekilde ayarlanabilen bir ve iki boyutta manyetik alan desenleri oluşturulmuştur. Ayrıca, yukarıda tasarlanan magnonik kristallerin manyetik alan sensörü olarak kullanımı detaylı bir şekilde incelenmiştir.

YIG magnonik kristali için elde edilen FMR ölçümlerinde çok sayıda pikin iç içe girdiği gözlenmiştir. Bunun nedeninin, film kalınlığı veya M-H eğrisinde gözlemlendiği gibi manyetik açıdan homojen olmayan bölgeler olabileceği sonucuna varılmıştır. İdeal bir YIG filmde FMR genişliği yaklaşık olarak 1-2Oe olmalıdır. Bu tez kapsamında üretilen YIG filmlerde FMR genişliği yaklaşık 8Oe civarında ölçülmüştür. Sonuçlar çok kötü olmamakla birlikte ölçülen değerlerin aşağıya çekilebilmesi için film kalitesinin daha da artırılması gerektiği sonucuna varılmıştır.

Ölçüm işlemleri için farklı anten tasarımları yapılmıştır. Antenler arasındaki mesafeler 4mm, 6mm, 8 mm ve 10 mm olarak tasarlanmıştır. Plastik ve Al numune tutucular ile farklı tasarımlar yapılmıştır. Ayrıca, PCB üzerine yine 100µm eninde bakır antenlerde tasarlanmış ve ölçümlerde kullanılmıştır. Alimüna üzerinde oluşturulan anten sisteminde bakır filmlerin iki ucu network analizöre bağlanmak için SMA konektörlere tutturulmuş ve diğer uçları ise toprak hattı için alüminyum tabanda doğrudan gümüş boya ile alüminyuma, plastik tabanda ise plastiğin yan tarafında bulunan bakır şeritlere gümüş boya ile kontak yapılmıştır.

Saçılma parametreleri S_{11} (yansıma parametresi) ve S_{22} (transmisyon) ölçümleri için 5 mikron kalınlığında, 1.7cm uzunluğunda ve 0.4cm eninde YIG film kullanılmıştır. S_{11} ölçümleri sonucunda pik frekanslarının uygulanan alanla lineer olarak arttığı gözlenmiştir. Elde edilen bu sonuç, üretilen YIG filmler kullanılarak geniş bir bölgede manyetik alanın oldukça hassas bir şekilde dedekte edilebileceğini göstermiştir. Bu tez kapsamında üretilen YIG film için 1938 Oe manyetik alan için MSSW alt sınır değeri $f_{min} = 7.48\text{GHz}$ ve üst sınır değeri $f_{maks} = 7.87\text{GHz}$ olarak

hesaplanmıştır. Elde edilen bu sonuç, üretilen YIG filmlerde manyetostatik spin dalgalarının bu frekans aralığında yayılabileceğini göstermektedir. Yine ayrıca üretilen YIG filmler için S_{21} eğrileri ölçülmüş ve elde edilen deneysel sonuçların teorik olarak hesaplanan alt ve üst frekans sınır değerleri ile uyum içinde olduğu görülmüştür. S_{21} ölçümleri, üretilen YIG filmlerin pT hassasiyetinde manyetik alan sensörü olarak kullanılabileceğini göstermiştir.

Tezin bir sonraki aşamasında YIG film üzerinde farklı bakır (Cu) şerit ve boşluk boyutlarına sahip profiller oluşturularak tek boyutta magnonik kristaller elde edilmiştir. Profiller oluşturulurken bakırın eni 200 μ m ile 300 μ m aralığında seçilmiştir. Bakır şeritler arasında kalan boşluklar ise 30 μ m ile 100 μ m aralığında seçilmiştir. Bu Cu profiller oluşturulurken fotolitografi yöntemi kullanılmıştır. Farklı bakır şerit ve boşluk boyutlarına sahip olacak şekilde üretilen magnonik kristaller için transmisyon ölçümleri tapılarak bant yapıları ve manyetik alan sensörü olarak kullanımları incelenmiştir. YIG film oluşturulduktan sonra elde edilen magnonik kristal için transmisyon eğrileri tekrar incelenmiş ve bant yapılarının tamamen değiştiği, yüzey şekillenimine bağlı olarak transmisyon eğrilerinin üzerinde belli frekanslarda oldukça belirgin ve keskin bant aralıklarının (band gap) oluştuğunu gösteren pikler gözlenmiştir. Gözlenen bu piklerin uygulanan dış manyetik alanla değişimi ayrıntılı olarak incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar, hazırlanan magnonik kristalleri kullanarak tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin, yaklaşık pT mertebesinde olabileceğini göstermiştir. Yine tez kapsamında, 5 μ m kalınlığına, 1.7cm uzunluğuna ve 0.4 cm enine sahip YIG film üzerinde, her birinin arasında 30 μ m boşluk olacak şekilde, eni 270 μ m olan 11 adet nikel (Ni) şerit oluşturularak tek boyutlu magnonik kristal elde edilmiştir. Ni şeritler kullanılarak elde edilen magnonik kristal için transmisyon eğrileri incelenmiş ve bant aralığına karşılık gelen piklerin çok keskin olmadığı görülmüştür. Elde edilen sonuçlar bakır kullanılarak elde edilen magnonik kristaller kadar iyi olmasa da yapılan ölçümler nikel kullanılarak elde edilen magnonik kristaller ile de oldukça hassas manyetik alan sensörlerinin yapılabileceğini göstermiştir. Tek boyutlu magnonik kristallerden farklı olarak, 5 μ m kalınlığına, 1.7 cm uzunluğuna ve 0.4cm enine sahip YIG film üzerinde çapı 250 μ m olan dairesel bakır ve 50 μ m boşluklardan oluşan iki boyutlu magnonik kristaller hazırlanmıştır. Elde edilen iki boyutlu magnonik kristal için transmisyon eğrileri incelenmiştir.

Bu tezde, akım dinamik magnonik kristaller yerine ilk defa mıknatıs dizileri kullanılarak magnet dinamik magnonik kristaller tasarlanmıştır. Elde edilen magnonik

kristallerin bant yapıları, manyetik alan sensörü olarak kullanımları ayrıntılı olarak incelenmiştir. Bu amaçla kalınlığı 250 μ m, uzunluğu 2cm olan 10 adet karesel mıknatıs dizini oluşturulmuştur. Mıknatıslar arası uzaklıklar farklı değerlerde seçilerek en iyi yüzey profilinin 270 μ m de gözlemlendiğine karar verilerek bu değer kullanılmıştır. Magnetlerin arasında istenilen kalınlıkta boşluk bırakmak için kâğıt ve plastik kullanılmıştır. Mıknatıslar yüksek dielektrik madde olan GGG üzerine yerleştirilerek YIG yüzeyinden yaklaşık olarak 0.8mm yukarıda durması sağlanmış ve böylece YIG film ile direkt teması önlenmiştir. Böylece, YIG film üzerinde oluşan yüzey şekilleniminin sadece mıknatıs diziliminin manyetik alanından kaynaklanması sağlanmıştır. Oluşturulan mıknatıs dizininin yarattığı manyetik alan profili bilgisayar vasıtası ile modellenmiştir. Teorik olarak yüzey profili belirlenirken Maxwel denklemlerinin Finite Element Metodu (FEM) ile çözümü kullanılmıştır. Ayrıca, laboratuvarımızda bulunan ve xy düzleminde tarama yapan manyetik harita çıkarıcı (magnetic mapper) bir sistemle ölçülerek elde edilen sonuçlar teorik sonuçlarla uyum içinde olduğu gözlenmiştir. Yine bu tez kapsamında aynı mıknatıslar (250 μ m kalınlığında) kullanılarak, mıknatıslar arası mesafeler değiştirilerek farklı magnonik kristaller elde edilmiş ve elde edilen magnonik kristallerin karakteristik özellikleri incelenerek en uygun ve verimli mıknatıs dizilimi bulunmaya çalışılmıştır. 250 μ m kalınlığa sahip 10 adet mıknatısın 270 μ m aralıklarla dizilmesi ile elde edilen magnonik kristal için en iyi sonucun elde edildiği görülmüştür. Elde edilen tek boyutlu magnet dinamik magnonik kristal için transmisyon eğrileri incelenmiş ve hazırlanan magnonik kristal kullanılarak tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin yaklaşık pT mertebesinde olacağını gösterilmiştir.

Yine tez kapsamında farklı mıknatıs dizilimi kullanılarak iki boyutlu magnet dinamik magnonik kristaller tasarlanmıştır. Bu amaçla çapı 300 μ m olan silindir şeklindeki magnetler aralarındaki mesafe 300 μ m olacak şekilde dizilmiştir. Bu çalışmada toplam 64 (8x8) adet mıknatıs kullanılmıştır. Elde edilen mıknatıs dizini laboratuvarımızda bulunan ve xy düzleminde tarama yapan manyetik harita çıkarıcı (magnetic mapper) bir sistemle taranarak manyetik alan profili çıkarılmış ve iki boyutta periyodik olarak değişen oldukça düzgün bir manyetik alan profili elde edildiği gözlenmiştir. Elde edilen mıknatıs dizininin YIG film üzerine yerleştirilmesiyle oluşturulan iki boyutlu magnonik kristalin transmisyon karakteristikleri incelenmiştir. Daha önceki bakır şerit ve karesel mıknatıslar kullanılarak elde edilen tek boyutlu magnonik kristallerde olduğu gibi, silindirik

mıknatıslar kullanılarak elde edilen iki boyutlu dinamik magnonik kristallerde de uygulanan alana bağılı olarak transmisyon eğrilerinde bant aralığını gösteren pikler oluşmuştur. İki boyutta silindirik mıknatıslar kullanılarak elde edilen magnonik kristaller için bant aralığını temsil eden pikler çok keskin değildir fakat piklerin uygulanan manyetik alanla değişimi çok rahat bir şekilde görülebilmektedir. Yapılan hesaplamalar, hazırlanan iki boyutlu magnet dinamik magnonik kristal kullanılarak tasarlanacak manyetik alan sensörünün hassasiyetinin yaklaşık pT mertebesinde olacağını göstermiştir.

Nano parçacıkların dedektasyonu nano magnonik kristal kullanılarak belirlenmiştir. Dedektasyon işlemi için öncelikle numune üzerine nano parçacık biriktirme yapmadan önce(bare state) 8,5GHz'den 13GHz'e kadar FMR ölçümleri alınmıştır. Daha sonra belirlenen oranlarda manyetik nano parçacıklar deposit edildiğinde, nano parçacıkların oluşturmuş olduğu alan lokal bölgedeki magnonik kristalin spin yönelimlerini ya güçlendirecek veya zayıflatacaktır. Lokal bölgede spin yönelimlerini güçlendirdiği yerde, bu değerdeki FMR frekansı artış gösterecektir. Böylece FMR eğrisi konsantrasyon değeri ile orantılı olarak hareket edecektir. FMR noktasının değişiminin ölçülmesi, nano parçacıkların dedektasyonuna olanak sağlamıştır. FMR frekans noktası deneylerde kullanılan maksimum konsantrasyon değeri için yaklaşık 5 mT'lık değişime neden olmuştur.

6. KAYNAKÇA

- [1] C Wang, Z. K., Zhang, V.L., Lim, H.S., Ng, S.C., Kuok, M.H., Jain, S., Adeyeye, A.O. 2009. “*Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal*”, Appl. Phys. Lett., 94, 083112 (1-3).
- [2] Suk, L., Dong-Soo H., Sang-Koog K. 2009. “*Physical Origin and Generic Control of Magnonic Band Gaps of Dipole-Exchange Spin Waves in Width-Modulated Nano strip Waveguides*”, Phys. Rev. Lett., 102, 127202.
- [3] Sodha, M. S., Srivastava, N. C. 1981. Microwave Propagation in Ferrimagnetics. Plenum, New York.
- [4] Yu. V. Gulyaev, Y. V., Nikitov, S. A., Zhivotovski L. V., Klimov, A. A., Tailhades Ph, Presmandes, L, Bonningues, L., Bonningue, C., Tsai, C. S., Vysotski S. L., Filimonov, Y. A. 2003. “*Ferromagnetic Films with Magnon Bandgap Periodic Structures: Magnon Crystals*”, JETP Letters, 77, 10, 567–570.
- [5] Nikito, S. A. 2005. *MRS Symposia Proceedings No. 834* Materials Research Society, Pittsburgh, 87.
- [6] Dokukin ,M. E., Togo, K., Inoue, M. 2008. “*Propagation of Magnetostatic Surface Waves in a Tunable One-Dimensional Magnonic Crystal*”, J. Magn. Soc. Jpn., 32, 103.
- [7] Krawczyk, M., Grundler, D. 2014 “*Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure*”, J. Phys.: Condens. Matter, 26, 123202.
- [8] Elachi, C. 1976. “*Waves in active and passive periodic structures: A review*”, Proc. IEEE, 64, 1666-1698.
- [9] Yablonovitch, E. 1987. “*Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*”, Phys.Rev.Lett., 58, 2059-2062.

- [10] Kushwaha, M. S., Helevi, P., Dobrzynski, L., Rouhani, B. D. 1993. “*Acoustic band structure of periodic elastic composites*”, Phys.Rev.Lett., 71, 2022-2025.
- [11] Brekhovskikh, L.M., Godin, O.A. 1990. *Acoustics of Layered Media I: Plane and Quasi -Plane Waves*. Berlin: Springer.
- [12] Barnes, W.L., Dereux, A., Ebbesen, T.W. 2003. “Surface plasmon subwavelength optics”, Nature, 424, 824-830.
- [13] Grahn, H.T. 1995. *Semiconductor Superlattices: Growth & Electronic Properties*. Singapore: World Scientific.
- [14] Nikitov, S.A., Tailhades, P., Tsai, C.S. 2001. “Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals”, J. Magn. Magn. Mater., 236, 320-330.
- [15] Kruglyak, V. V., Hicken, R.J. 2006. ” *Magnonics: Experiment to prove the concept*”, J. Magn. Magn. Mater., 306, 191-194.
- [16] Neusser, S., Grundler, D. 2009. “*Magnonics: Spin Waves on the Nanoscale*”, Adv.Mater., 21, 2927-2932.
- [17] Serga, A. A., Chumak, A. V., Hillebrands, B. 2010. “*YIG magnonics*”, J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 2010. 264002.
- [18] Bloch, F. 1930. “*Spin-wave approach and the celebrated $T^{3/2}$ relation for the decrease of saturation magnetization*”, Z. Phys., 61, 206.
- [19] Akhiezer, A.I., Baryakhtar, V.G., Peletminskii, S.V. 1968. *Spin Waves*. Amsterdam: North- Holland.
- [20] Gurevich, A.G., Melkov, G. A. 1996. *Magnetization Oscillations and Waves*. NewYork: Chemical Rubber Corp.
- [21] Serga, A.A., Demokritov, S.O., Hillebrands, B., Slavin, A.N. 2004 “*Self-Generation of Two-Dimensional Spin-Wave Bullets*”, Phys. Rev. Lett., 92, 117203.
- [22] Tamaru, S., Bain, J. A., van de Veerdonk, R.J.M., Crawford, T.M., Covington, M., Kryder, M.H. 2004 “*Measurement of magnetostatic mode excitation and relaxation in permalloy films using scanning Kerr imaging*”, Phys. Rev. B, 70, 104416.

- [23] Covington, M., Crawford, T.M., Parker, G.J. 2002. “*Time-resolved measurement of propagating spin waves in ferromagnetic thin films*”, Phys. Rev. Lett., 89, 237202.
- [24] Demidov, V.E., Hillebrands, B., Demokritov, S.O., Laufenberg, M., Freitas, P.P. 2005. “*Two-dimensional patterns of spin-wave radiation by rectangular spin-valve elements*”, J. Appl. Phys., 97, 10A717(1-3).
- [25] Liu, Z., Giesen, F., Zhu, X., Sydora, R.D., Freeman, M.R. 2007. “*Spin Wave Dynamics and the Determination of Intrinsic Damping in Locally Excited Permalloy Thin Films*”, Phys. Rev. Lett., 98, 087201.
- [26] Demidov, V.E., Jersch, J., Demokritov, S.O., Rott, K., Krzysteczko, P., Reiss, G. 2009. “*Transformation of propagating spin-wave modes in microscopic waveguides with variable width*”, Phys.Rev. B, 79, 054417.
- [27] Demidov, V.E., Kostylev, M.P., Rott, K., Krzysteczko, P., Reiss, G. and Demokritov, S.O., “*Excitation of microwaveguide modes by a stripe antenna*”, Appl. Phys. Lett. 2009, 95, 112509.
- [28] Goedsche, F. 1970. “*Reflection and Refraction of Spin Waves*” Phys. Status Solid, 39, K29-K33.
- [29] Vashkovskii, A.V., Lock E. H. 2006. “*Properties of backward electromagnetic waves and the appearance of negative reflection in ferrite films*”, Uspekhi Fizicheskikh Nauk, 176, 403-414.
- [30] Gouzerh, J., Stashkevich, A. A., Kovshikov, N.G., Matyushev, V.V., Desvignes, J.M. 1991. “*Reflection of magnetostatic waves from a laser-annealed grating in a garnet film*”, J. Magn. Magn. Mater., 101, 189-190.
- [31] Gorobets, Y. I., Reshetnyak, S.A. 1998. “*Reflection and refraction of spin waves in uniaxial magnets in the geometrical-optics approximation*”, Tech. Phys., 43, 188-191
- [32] Vashkovskii, A.V. and Lokk, E.G. 2004 “*Negative refractive index for a surface magnetostatic wave propagating through the boundary between a ferrite and ferrite-insulator-metal media*”, Phys.Usp., 47, 601-605.
- [33] Kuchko, A.M. 2005., Metallofiz. Noveish. Tekhnol., 27, 511.

- [34] Vashkovsky, A.V., Lock, E.H. 2006. “*Properties of backward electromagnetic waves and negative reflection in ferrite films*”, Phys.Usp., 49, 389-399.
- [35] Gorobets, Y.I., Reshetnyak, S.A. 2006. Int. J. Nanotechnol., 3, 140-147.
- [36] Morgenthaler, F.1972. “*Magnetostatic spin wave focusing and defocusing in cylindrically symmetric non-laplacian magnetic fields*”, IEEE Trans. Magn., MAG, 8, 550-551.
- [37] L’vov, V.S.,Rubenchik, A.M., Sobolev, V.V., Synakh, V.S. 1973., “*Nonlinear Theory of the Parametric Instability of Waves in a Plasma*”, Fiz. Tverd. Tela, 15, 793-800.
- [38] Khomeriki, R. 2004 “*Self-focusing magnetostatic beams in thin magnetic films*”, Eur. Phys. J. B , 41, 219-222.
- [39] Demokritov, S.O., Serga, A. A., Andre, A., Demidov, V.E., Kostylev, M.P., Hillebrands, B., Slavin, A. N. 2004 “*Tunneling of Dipolar Spin Waves through a Region of Inhomogeneous Magnetic Field*”, Phys. Rev. Lett., 93, 047201.
- [40] Kozhanov, A., Ouellette, D., Rodwell, M., Allen, S.J., Jacob, A.P., Lee, D.W. and Wang, S.X. 2009. “*Dispersion and spin wave “tunneling in nanostructured magnetostatic spin waveguides”*”, J. Appl. Phys., 105, 07D311.
- [41] Vilkov,E.A. 2006. “*Spectrum of magnetostatic waves in a ferromagnet with a moving superlattice of domain walls*”, Phys. Solid State, 48, 1754-1759.
- [42] Stancil, D. D., Henty, B.E., Cepni, A.G. and Van’t Hof, J.P. 2006. “*Observation of an inverse Doppler shift from left-handed dipolar spin waves*”, Phys. Rev. B, 74, 060404.
- [43] Vlaminck, V., Baileul, M.2008. “*Current-Induced Spin-Wave Doppler Shift*”, Science, 322, 410-413.
- [44] Kosevich, A.M., Ivanov, B.A. and Kovalev, A.S.1990. “*Magnetic Solitons*”, Phys. Rep., 194, 117-238.

- [45] Slavin, A.N., Demokritov, S.O., Hillebrands, B. 2002. “*Nonlinear spinwaves in one- and two dimensional magnetic waveguides*”, Top. Appl. Phys., 83, 35-65.
- [46] Fetisov, Y.K., Patton, C.E. and Synogach, V.T. 2006. “*Envelope solitons in a medium with strong nonlinear damping*”, JETP Lett., 83, 488-492.
- [47] Vasseur, J.O., Dobrzynski, L., Djafari-Rouhani, B., Puzkarski, H. 2004 “*Magnon band structure of periodic composites*”, Phys. Rev. B., 1996, 54, 1043-1049.
- [48] Kruglyak, V.V., Kuchko, A.N. 2004 “*Damping of spin waves in a real magnonic crystal*” J. Magn. Magn. Mater., 272–276, 302-303.
- [49] Kruglyak, V.V., Demokritov, S.O. and Grundler, D. J. 2010. ”Magnonics”, Phys. D: Appl. Phys. , 43, 264001(1-14).
- [50] Gubbiotti, G., Tacchi, S., Carlotti, G., Singh, N., Goolaup, S., Adeyeye, A.O., Kostylev, M., ” *Collective spin modes in monodimensional magnonic crystals consisting of dipolarly coupled nanowires*”, Appl. Phys. Lett., 2007, 90, 092503.
- [51] Elachi, C. 1975. “*Electromagnetic wave propagation in periodic media*” IEEE Trans. Magn., 11, 36-39.
- [52] Wolf, S.A., Awschalom, D.D., Buhrman, R.A., Daughton, J.M., von Molnar, S., Roukes, M.L., Chtchelkanova, A.Y., Treger, D.M. 2001. ” Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future ”, Science, 294, 1488-1495.
- [53] Grundler, D. 2002. “*Spintronics*”, Phys. World, 15, 39-43.
- [54] Eshbach, J.R., Damon, R.W. 1960. “*Surface Magnetostatic Modes and Surface Spin Waves*”, Phys. Rev., 118, 1208-1210.
- [55] Damon, R. W., Eshbach, J.R. 1961. “*Magnetostatic Modes of A Ferromagnetic Slab*”, J. Phys. Chem. Solids, 19, 308-320.
- [56] Cottam, M.G. 1994 Linear and Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices. Singapore: World Scientific.
- [57] Shrinivasan, G., Slavin, A.N. 1995. High Frequency Processes in Magnetic Materials. Singapore: World Scientific.

- [58] Stancil, D.D., Prabhakar, A. 2009. Spin Waves Theory and Applications, New York: Springer.
- [59] Stancil, D.D. 1993. Theory of Magnetostatic Waves. New York: Springer.
- [60] Ishak, W. S., Chang, K. W. 1985. “*Magnetostatic Wave Devices for Microwave Signal Processing*” Hewlett Packard Journal, 36, 10-14.
- [61] Serga, A. A., Chumak, A. V., Hillebrands, B. 2010. “*YIG magnonics*”, J. Phys. D: Appl. Phys. 43 264002(1-16).
- [62] Gilleo, M. A., Geller, S. 1958. “*Magnetic and Crystallographic Properties of Substituted Yttrium-Iron Garnet $3Y_2O_3 \cdot xM_2O_3 \cdot (5-x)Fe_2O_3$* ”, Phys. Rev., 110, 73-78.
- [63] Dorsey, P. C., Bushnell, S. E., Seed, R. G., Vittoria, C. 1993. “*Epitaxial yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition*”, J. Appl. Phys. 74, 1242-1246.
- [64] Kryshtal, R. G., Medved, A. V. 2012. “*Surface acoustic wave in yttrium iron garnet as tunable magnonic crystals for sensors and signal processing applications*”, Applied Physics Letters, 100, 192410.
- [65] Winkler G 1981 *Magnetic Garnets* (Braunschweig, Wiesbaden: Vieweg).
- [66] Filimonov, Y., Pavlov, E., Vystotskii, S., Nikitov, S. 2012. “*Magnetostatic surface wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal with broken translational symmetry*”, Applied Physics Letters, 101, 242408.
- [67] Inoue, M., Baryshev, A., Takagi, H., Lim, P.B., Hatafuku, K., Noda, J., Togo, K. “*Investigating the use of magnonic crystals as extremely sensitive magnetic field sensors at room temperature*”, Appl. Phys. Lett., 98, 132511(1-3).
- [70] Chumak, A.V., Tiberkevich, V. S., Karenowska, A.D., Serga, A.A., Gregg, J.F., Slavin, A.N., Hillebrands, B. 2010. “*All-linear time reversal by a dynamic artificial crystal*”, Nature, 1, 141.

- [71] Kakazei, G. N., Liu, X. M., Ding, J., Adeyeye, A. O. 2014 “*Ni₈₀Fe₂₀ film with periodically modulated thickness as a reconfigurable one-dimensional magnonic crystal*”, Applied Physics Letters, 104, 042403(1-4).
- [72] Obry, B., Philipp P., Thomas B., Chumak, A.V., Osten, J., Ciubotaru, F., Serga, A.A., Fassbender, J., Hillebrands. B. 2013. “*A micro-structured ion-implanted magnonic crystal*”, Applied Physics Letters, 102, 202403(1-4).
- [73] Bai, L., Kohda, M., Nitta, J. 2011. “*Observation of spin wave modes depending on a tunable periodic magnetic field*”, Appl. Phys. Lett., 98, 172508(1-3).
- [74] Polushkin, N. I. 2011. “*Current-driven tunability of magnonic crystal*”, Applied Physics Letters, 99, 182502(1).
- [75] Mruczkiewicz, M., Krawczyk, M., Sakharov, V. K., Khivintsev, Y. V., Filimonov, Y.A., Nikitov, S.A. 2013. “*Standing spin waves in magnonic crystals*”, Journal Of Applied Physics, 113, 093908(1-12).
- [76] Sebastian N. 2011. , Spin Waves in Antidot Lattices: From Quantization to Magnonic Crystals, Munchen: Technische Universitat.
- [77] Liu, X. M., Ding, J., Kakazei, G. N. 2013. “*Magnonic crystals composed of Ni₈₀Fe₂₀ film on top of Ni₈₀Fe₂₀ two dimensional dot array*”, Applied Physics Letters, 103, 062401(1-5).
- [78] Duerr, G., Madami, M., Neusser, S., Tacchi, S., Gubbiotti, G., Carlotti, G., Grundler, D. 2011. “*Spatial control of spin-wave modes in Ni₈₀Fe₂₀ antidot lattices by embedded Co nanodisks*”, Appl. Phys. Lett. 99, 202502(1-3).
- [79] Zheng, H., Zhou, J. J., Deng, J. X., Zheng, P., Zheng, L., Han, M. G., Yang, Y. Q., Deng, L. J., Qin, H. B. 2014, “*Preparation of two-dimensional yttrium iron garnet magnonic crystal on porous silicon substrate*”, Materials Letters, 123, 181–183
- [80] Chi, K. H., Zhu, Y., Tsai, C. S. 2014 “*Confinement of magnetostatic forward volume waves in two-dimensional magnonic crystals with line defects*”, Journal Of Applied Physics, 115, 17D125(1-3).

- [81] Schwarze, T., Grundler, D. 2013. “*Magnonic crystal wave guide with large spin-wave propagation velocity in CoFeB*”, Applied Physics Letters, 102, 222412(1-4).
- [82] Gubbiotti, G., Tacchi, S., Madami, M., Carlotti, G., Adeyeye, A.O., Kostylev, M. 2010. “*Brillouin light scattering studies of planar metallic magnonic crystals*”, Journal of Phys. D: Applied Physics, 43, 264003(1-13).
- [83] Lee, K. S., Han, D. S., Kim, S. K. 2009. “*Physical Origin and Generic Control of Magnonic Band Gaps of Dipole-Exchange Spin Waves in Width-Modulated Nanostrip Waveguides*”, Phys. Rev. Lett., 102, 127202.
- [84] Kim, S. K., Lee, K. S., Han, D. S. 2009. “*A gigahertz-range spin-wave filter composed of width-modulated nanostrip magnonic-crystal waveguides*”, Appl. Phys. Lett., 95, 082507(13).
- [85] Puzkarski, H., Krawczyk, M. 2003. “*Magnonic Crystals -the Magnetic Counterpart of Photonic Crystals*” Solid State Phenom., 94, 125-134
- [86] Pechan, M.J., Yu, C., Compton, R.L., Park, J.P., Crowell, P.A. 2005. “*Direct Measurement of Spatially Localized FMR Modes in an Antidot Lattice*” J. Appl. Phys., 97, 10J903-10J906.
- [87] Duerr, G., Madami, M., Neusser, S., Tacchi, S., Gubbiotti, G., Carlotti, G., Grundler, D. 2011. “*Spatial control of spin-wave modes in Ni₈₀Fe₂₀ antidot lattices by embedded Co nanodisks*”, Appl. Phys. Lett., 99, 202502(1-3).
- [88] Krawczyk, M., Puzkarski, H. 2006. “*Magnonic excitations versus three-dimensional structural periodicity in magnetic composites*”, Cryst. Res. Technol., 41, 547-552.
- [89] Krawczyk, M., Puzkarski, H. 2008. “*Plane-wave theory of three-dimensional magnonic crystals*”, Phys. Rev. B, 77, 054437.
- [90] Krawczyk, M. and Puzkarski, H. 2006. “*Magnonic crystal theory of the spin-wave frequency gap in low-doped manganites*”, J. Appl. Phys., 100, 073905(1-5).

- [91] Sykes, C. G., Adam, J. D., Collins, J. H. 1976. "*Magnetostatic wave propagation in a periodic structure*", Appl. Phys. Lett., 29, 388-391.
- [92] Parekh, J.P., Tuan, H. S. 1977. "*Magnetostatic surface wave reflectivity of a shallow groove on a YIG film*", Appl. Phys. Lett., 30, 667-669.
- [93] Schneider, T., Serga, A. A., Chumak, A. V., Hillebrands, B., Stamps, R. L., Kostylev, M. P. 2010. "*Spin-wave tunnelling through a mechanical gap*", Europhys. Lett., 90, 27003-27008.
- [94] Kostylev, M. P., Serga, A. A., Schneider, T., Neumann, T., Leven, B., Hillebrands, B., Stamps, R. L. 2007. "*Resonant and nonresonant scattering of dipole-dominated spin waves from a region of inhomogeneous magnetic field in a ferromagnetic film*", Phys. Rev. B, 76 (2007) 184419.
- [95] Neumann, T., Serga, A. A., Hillebrands, B., Kostylev, M. P. 2009. "*Frequency-dependent reflection of spin waves from a magnetic inhomogeneity induced by a surface direct current*", Appl. Phys. Lett., 94, 042503(1-3).
- [96] Lakshmanan, M. 2011. "*The fascinating world of the Landau–Lifshitz–Gilbert equation: an overview*", Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 369, 1280-1300.
- [97] Landau, L., Lifshitz, E. 1935. "*On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*", Phys. Z. Sowjetunion, 8, 153-169.
- [98] Gilbert, T. 2004 "*A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials*", IEEE Trans. Magn., 40, 3443-3449.
- [99] Kittel, C. 1948, "*On the theory of ferromagnetic resonance absorption*", Phys. Rev. 73, 155-161.
- [100] Damon, R.W., Eshbach, J.R. 1961. "*Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab*", J. Phys. Chem. Solids, 19, 308-320.
- [101] Ho, K. M., Chan, C. T., Soukoulis, C. M. 1990. "*Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures*", Phys. Rev. Lett., 65, 3152-3155.

- [102] Sokolovskyy, M. L., M. Krawczyk. 2011. "*The magnetostatic modes in planar one-dimensional magnonic crystals with nanoscale sizes*" Journal of Nanoparticle Research, 13, 6085-6091.
- [103] Sokolovskyy, M. L. 2012. "*Investigation of spin dynamics in planar magnonic devices*", PhD thesis, Adam Mickiewicz University, Poznań.
- [104] Donahue, M. J., Porter, D. G. 1999. OOMMF user's guide, version 1.0, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, Tech. Rep.
- [105] Fischbacher, T., Franchin, M., Bordignon, G., Fangohr, H. 2007. "*A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag*", IEEE Transactions on Magnetics, 43, 2896-2898.
- [106] Hildebrand, F. B. 1968. Finite-Difference Equations and Simulations, Section 2.2, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- [107] Bathe, K.J. (2006). *Finite Element Procedures*. Cambridge, MA: Klaus-Jürgen.
- [108] Joachim S. 2003. NetGen 4.3 User Manual, University Linz, Austria.
- [109] Franchin M. 2009. "Multiphysics simulations of magnetic nanostructures", PhD thesis, University of Southampton.
- [110] Press, S. T. W.H., Flannery, B.P., Vetterling, W. 1992 Numerical recipes: the art of scientific computing. 2nd ed, Cambridge and New York: Cambridge University Press,.
- [111] Brown, P., Collier, A., Grant, K., Hindmarsh, A., Lee, S., Serban, R., Woodward, C. 2009. "Sundials (SUite of Nonlinear and Differential/ALgebraic equation Solvers home page", version 2.4" <https://computation.llnl.gov/casc/sundials/main.html>.
- [112] Fischbacher, T., Franchin, M., Bordignon, G., Knittel, A., Fangohr, H. 2009. "*Parallel execution and scriptability in micromagnetic simulations*", Journal of Applied Physics, 105, 07D527(1-3).

- [113] Venkat, G., Kumar, D., Franchin, M., Dmytriiev, O. 2013. “*Proposal for a standard micromagnetic problem: Spin wave dispersion in a magnonic waveguide*”, IEEE Transactions on Magnetics, 49, 524-529.



7. ÖZGEÇMİŞ

Ben, Ali Onur KAYA. 18.01.1984 yılında Malatya’da doğdum. İlk ve orta öğretimimi Hatay’ın Samandağ ilçesinde tamamladım. Lisans, yüksek lisans ve doktora eğitimi İnönü Üniversitesinde tamamladım. Yüksek Lisans tez çalışmamı “ *LaFeSi Ve Katkılanmış LaFeSi Numunelerde Manyetokalorik Etki*” üzerine yaptım.

Doktora Tez Çalışması Sırasında Yapılan Yayınlar:

- 1-) Atalay, S.; Kolat, V. S.; Bakir, H. G.; Izgi, T.; **Kaya, A. O.**; Kaya, O. A.; Gencer, H., *Surface modification of YIG by magnet array*, 2015, APPLIED SURFACE SCIENCE.
- 2-) **Kaya, A. O.**; Atalay, S.; Gencer, H.; Kaya, O. A.; Kolat, V. S.; Izgi, T., *YIG Film for Magnetic Field Sensor*, 2015, ACTA PHYSICA POLONICA A.
- 3-) S. Atalay, **A. O. Kaya**, V. S. Kolat, H. Gencer, T. Izgi, “*One-Dimensional Magnonic Crystal for Magnetic Field Sensing*”, **J Supercond Nov Magn** (2015) 28:2071–2075.
- 4-) **A.O. Kaya**, M.Sushruth, J.Ding, A.O.Adeyeye, S. Atalay, P.Metaxas, and M. Kostylev, “*Resonant detection and preferential capture of magnetic nanoparticles with a Bi-Component Anti-Dot Lattice*”, Sunuldu **J. Appl. Phys.**

Doktora Sırasında Yapılan Diğer Yayınlar :

- 1-) Atalay, S.; Gencer, H.; **Kaya, A. O.**; Kolat, V. S.; Izgi, T., *Influence of Si substitution on the structural, magnetic and magnetocaloric properties of Gd₅₅Co₂₀Fe₅Al_{20-x}Si_x alloys*, 2013, **Journal Of Non-Crystalline Solids**.
- 2-) Gencer, H.; Izgi, T.; Kolat, V. S.; Bayri, N.; **Kaya, A. O.**; Atalay, S., *The crystallisation kinetics, magnetic and magnetocaloric properties of Gd₅₅Co₂₀Fe₅Al₂₀ (-) Si_{-x}(x) (x=0, 5, 10, 15) alloys*, 2013, **Journal Of Non-Crystalline Solids**.

- 3-) Atalay, S.; Gencer, H.; **Kaya, A. O.**; Kolat, V. S.; Izgi, T., *Influence of Si substitution on the structural, magnetic and magnetocaloric properties of $Gd_{55}Co_{20}Fe_5Al_{20-x}Si_x$ alloys*, 2013, **Journal Of Non-Crystalline Solids**
- 4-) Gencer, H.; Izgi, T.; Kolat, V. S.; Kaya, A. O.; Atalay, S., *Magnetic and Magnetocaloric Properties of $(Gd_{1-x}Ce_x)Al_2$ ($x=0, 0.25, 0.5, 0.75$) Compounds*, 2011, **Journal Of Magnetism**.
- 5-) Gencer, H.; Izgi, T.; Kolat, V. S.; **Kaya, A. O.**; Atalay, S., *Magnetic and Magnetocaloric Properties of $(Gd_{1-x}Ce_x)Al_2$ ($x=0, 0.25, 0.5, 0.75$) Compounds*, 2011, **Journal Of Magnetism**.
- 6-) Izgi, T.; Kolat, V. S.; Bayri, N.; **Kaya, A. O.**; Gencer, H.; Atalay, S., *Magnetotransport and magnetoresistance properties of $Pr_{0.68}Ca_{0.32-x}Sr_xMnO_3$ ($x=0, 0.1, 0.18, 0.26$ and 0.32) manganites*, 2011, **Journal Of Optoelectronics And Advanced Materials**.

Yüksek Lisans Sırasında Yapılan Diğer Yayınlar :

- 1-) Kolat, V. S.; **Kaya, A. O.**; Izgi, T.; Gencer, H.; Bayri, N.; Atalay, S., *Influence of Ge and Bi substitution on the magnetic and magnetocaloric properties of $LaFe_{11.4}Si_{1.6}$* , 2010, **Journal Of Optoelectronics And Advanced Materials**.
- 2-) Kolat, V. S.; Izgi, T.; **Kaya, A. O.**; Bayri, N.; Gencer, H.; Atalay, S., *Metamagnetic transition and magnetocaloric effect in charge-ordered $Pr_{0.68}Ca_{0.32-x}Sr_xMnO_3$ ($x=0, 0.1, 0.18, 0.26$ and 0.32) compounds*, 2010, **Journal of Magnetism And Magnetic Materials**.

Kazanılan Burslar:

TÜBİTAK 2214/A burs programı çerçevesinde kazandığım burs ile Avustralya- University of Western Australia'da 20.04.2015-11.04.2016 tarihleri arasında doktora çalışmalarımın bir kısmını yaptım. University of Western Australia'da yaptığım çalışmanın yayını J.Appl. Phys. Yayınlanacaktır :“**A.O.Kaya**, M.Sushruth, J.Ding, A.O.Adeyeye, S. Atalay, P.Metaxas, and M. Kostylev, “Resonant

detection and preferential capture of magnetic nanoparticles with a Bi-Component Anti-Dot Lattice”, J. Appl. Phys.”

Çalıştığı Projeler :

- 1-) Magnonik Kristaller TÜBİTAK (Bursiyer Araştırmacı)
- 2-) Manyetokalorik Etki TÜBİTAK (Bursiyer Araştırmacı)
- 3- Detection Of Magnetic Nanoparticle By using FMR(Australian Government)

Yurtdışı Kongreler :

Manyetik sensörler ve aktüatörler üzerine 06.07.2014-09.07.2014 tarihleri arasında Avusturya Viyena’da düzenlenen 10. Avrupa Konferans’ına katıldım. Bu konferansta, Manyetik Kristallerin Manyetik alan Sensörü Olarak Kullanımı ile ilgili poster sunumu yaptım.