

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

NETWORK ANALİZÖR TEKNİĞİ İLE  
FERROMANYETİK REZONANS  
ÖLÇÜMLERİNİN YAPILMASI

AHMET SEMİH KÜÇÜKÖZET  
YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE  
2009

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

NETWORK ANALİZÖR TEKNİĞİ İLE  
FERROMANYETİK REZONANS  
ÖLÇÜMLERİNİN YAPILMASI

AHMET SEMİH KÜÇÜKÖZET  
YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI  
DOÇ. DR. BULAT RAMEEV

GEBZE  
2009



**GEBZE YÜKSEK  
TEKNOLOJİ  
ENSTİTÜSÜ**

**MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
JÜRİ ONAY FORMU**

**JÜRİ**

(BAŞKAN) : Doç. Dr. Bulat RAMEEV (Fizik Bölümü)

ÜYE : Prof.Dr.Bekir AKTAŞ (Fizik Bölümü)

ÜYE : Yrd.Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR (Marmara Fizik Bölümü)

Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun .../...../..... tarih ve ...../..... sayılı kararı ile yukarıdaki öğretim elemanlarından oluşmuş jüri tarafından düzenlenen ...../...../..... tarihli Tez Savunma Tutanağı neticesinde Yüksek Lisans / Doktora öğrencisi **Ahmet Semih KÜÇÜKÖZET**'in çalışması GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Yönetim Kurulu ...../...../..... tarih ve ..../..../..... sayılı kararıyla .....Anabilim Dalında Yüksek Lisans / Doktora tezi olarak onaylanmıştır.

**İMZA/MÜHÜR**

## ÖZET

**TEZİN BAŞLIĞI:** Network Analizör Tekniği ile Ferromanyetik Rezonans Ölçümlerinin Yapılması

**TEZİN YAZARI:** Ahmet Semih KÜÇÜKÖZET

Bu tez ağırlıklı olarak yeni bir ferromanyetik rezonans tekniği olan Network Analizörle ferromanyetik rezonans ölçümleri yapılması konusuna dayanmaktadır. Bu metot için gerekli deney düzeneği bulunmadığından dolayı çalışmamız deney düzeneği hazırlanması üzerine yoğunlaştı.

Deney düzeneğimizde hem elektromanyetik dalga kaynağı hem de detektörü olarak vektör network analizör, iletim hattı olarak coplanar dalga kılavuzu ve yüksek frekansta çalışan kablo ve konektörler kullanıldı. İstenilen şekil ve boyutlarda coplanar dalga kılavuzu (CPW) bulmak zor olduğu için CPW fotolitografi tekniği ile üretildi.

Bu yeni metodu test etmek için önceden karakterize edilmiş ve bilinen örnekler incelendi. Geniş frekans aralığında ölçümlerin yapılabilmesi için düşük mıknatıslanmaya ve yumuşak manyetik özelliklere sahip olan permalloy malzemesi tercih edildi.

Elde edilen verilerin analizinde gerekli olan temel mikrodalga bilgisinden kısaca bahsedildi. Ayrıca ham S-parametreleri verilerinden rezonans parametrelerini değerlendirme teknikleri kısaca anlatıldı.

**Anahtar Kelimeler:** Ferromanyetizma, network analizör, ferromanyetik rezonans, coplanar dalga kılavuzu, VNA FMR, s-parametreleri

## SUMMARY

**THESIS TITLE:** Ferromagnetic Resonance Measurements With Network Analyzer Technique

**AUTHOR:** Ahmet Semih KÜÇÜKÖZET

This thesis predominantly based on the novel ferromagnetic resonance technique; vector network analyzer ferromagnetic resonance. Through lack of available setup, our studies turned towards preparing experimental setup.

Our setup consists of Vector Network Analyzer as the source and also as the detector of the electromagnetic wave, coplanar wave guide as the transmission line, high frequency coaxial cables and connectors. Since it is not easy to find a coplanar wave guide in a particular shape and size we produced it with the photolithography technique.

We used previously characterized and known samples to test our new method. In order to perform measurements in broad frequency range we used permalloy sample which has low magnetization and soft magnetic properties.

For understanding the basic electromagnetic interactions some basic microwave information is given. We also discussed the evaluation of resonance parameters from raw S-parameter data.

**Key Words:** Ferromagnetism, network analyzer, ferromagnetic resonance, coplanar waveguide, VNA FMR, s-parameters

## TEŞEKKÜR

Büyük zevk alarak yaptığım bu tez çalışmasında gerek konuyu seçmemde gerekse çalışmanın her safhasında eşine az rastlanır bilgi ve tecrübe birikimini benimle paylaşan çok değerli hocam ve danışmanım Doç Dr. Bulat RAMEEV'e teşekkür ederim. Her konuda bizden destek ve yardımlarını esirgemeyen Fizik Bölüm Başkanımız saygıdeğer Prof.Dr. Bekir Aktaş'a, Fizik Bölümü'nün değerli araştırma görevlileri Mustafa OKUTAN'a, Necmettin KILIÇ'a, Sadullah ÖZTÜRK'e ve Ali Cemil BAŞARAN'a yüksek lisans öğrencileri Ahmet Serdar DEMİRAY'a, Emrah ANİĞİ'ye de sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca aileme, tüm çalışmam boyunca sabrından ve manevi desteğinden dolayı kıymetli eşim Hatice KÜÇÜKÖZET'e, en büyük moral kaynağım oğlum Mahmut Kerem KÜÇÜKÖZET'e, ve bana tüm bunları veren her şeyin gerçek sahibine şükranlarımı sunarım.

# İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
ÖZET	iii
SUMMARY	iv
TEŞEKKÜR	v
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vi
SİMGELER ve KISALTMALAR	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
TABLolar DİZİNİ	xii
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİLER VE TERMİNOLOJİ	3
2.1. Ferromanyetizmanın Temelleri	3
2.1.1. Manyetik Geçirgenlik	3
2.1.2. Duygunluk	3
2.1.3. Histerezis	4
2.1.4. Doyum Mıknatıslanması	5
2.1.5. Curie Sıcaklığı	5
2.1.6. Değiş-Tokuş Etkileşmesi	5
2.1.7. Domain Yapısı	6
2.1.8. Anizotropi	6
2.2. Mıknatıslanma İçin Hareket Denklemleri	7
2.2.1. Landau-Lifshitz ve Gilbert Denklemleri	7
2.2.2. Sönüm	9
3. DENEYSEL TEKNİKLER	11
3.1. FMR	11
3.2. Rezonans Şartı	12
3.3. Rezonans Denklemlerinin Genel İfadesi	13
3.4. VNA FMR	18
4. HF(YÜKSEK FREKANS) HAKKINDA TEMEL BİLGİLER	21
4.1. Kılavuzlanmış Dalga Propogasyonu	24
4.1.1. Koaksiyel Kablo	24
4.1.2. CPW	26

4.2. S-parametreleri	28
4.3. Analiz Yöntemleri	34
4.3.1. Yansımaların İhmal Edilmesi	34
4.3.2. $S_{21}$ 'in Mutlak Değeri	34
5. DENEYSEL BULGULAR VE ANALİZ	35
5.1. CPW Hazırlanması	35
5.2. VNA – FMR Ölçümleri	41
5.2.1. Sabit Frekans Ölçümleri	43
5.2.2. Sabit Manyetik Alan Ölçümleri	52
6. SONUÇ	55
Kaynaklar	57
Özgeçmiş	60

## SİMGELER ve KISALTMALAR

### Kısaltma

FMR	:	Ferromanyetik Rezonans
CPW	:	Coplanar Wave Guide
VNA	:	Vektör Network Analizör
HF	:	Yüksek Frekans
MW	:	Mikrodalga
TL	:	İletim Hattı
TEM	:	Enine elektromanyetik dalga
ESR	:	Elektron Spin Rezonans
$M_s$	:	Doyum mıknatıslanması
C	:	Curie sıcaklığı
$\mu$	:	Manyetik moment
$\mu_B$	:	Bohr magneton
B	:	Manyetik indüklenme
H	:	Manyetik alan
$Al_2O_3$	:	Alümina
GaAs	:	Galyum Arsenid
g	:	Lande g faktörü
G	:	Gauss
GHz	:	Giga Hertz

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil		Sayfa
2.1	Histerezis eğrisi	4
2.2	Manyetik dipol moment	6
2.3	$H_{int}$ etrafında serbest (sönümsüz) presesyon hareketi.	8
2.4	Mıknatıslanma vektörü $\vec{M}$ 'in sönümlü hareketi	9
3.1	FMR'ın tarihi gelişimi.	12
3.2	H dış manyetik alanı altındaki toplam mıknatıslanması M olan sistem için koordinat eksen takımının gösterimi.	14
3.3	Küresel örnek için rezonans ifadesi.	18
3.4	Alana dik ince film örnek için rezonans ifadesi.	18
3.5	Alana paralel ince film örnek için rezonans ifadesi.	18
3.6	VNA FMR deney düzeneği.	19
4.1	Hattı karakterize eden parametreler R,L,C ve G.	21
4.2	Koaksiyel kablonun yatay kesiti. Elektrik ve manyetik alan çizgilerinin yönü.	25
4.3	Coplanar waveguide yatay kesiti. Sinyal hattı, toprak hattı, elektrik alan ve manyetik alan çizgilerinin yönü.	26
4.4	CPW'nin karakteristik empedansını belirleyen geometrik parametreler.	27
4.5	İki portlu network.	28
4.6	Yükteki maksimum güç ve verimlilik $\eta$ .	30
4.7	İletim hattına gelen ve yansıyan dalgalar.	30
4.8	İki portlu test cihazımıza gelen ve yansıyan dalga.	31
4.9	(a) 50 nm NiFe için normalize edilmiş geçirgenlik parametresinin VNA-FMR verileri. (b) CPW geometrisi için 30nm permalloyun genlik spektrumu.	34

<b>5.1</b>	Kaplama yapılan termal evaporatör.	<b>36</b>
<b>5.2</b>	GaAs için parametreler. Appcad programı anlık görüntüsü.	<b>37</b>
<b>5.3</b>	CPW hazırlama aşamaları.	<b>38</b>
<b>5.4</b>	Metal kutu içine yerleştirilmiş CPW.	<b>39</b>
<b>5.5</b>	Kestamit üzerine yerleştirilen CPW.	<b>39</b>
<b>5.6</b>	Bakır kutu içine yerleştirilen ve alumina üzerine gümüş kaplanarak hazırlanan CPW.	<b>40</b>
<b>5.7</b>	Pirinç kutu içinde bakır kaplı CPW ve ferromanyetik örnek.	<b>40</b>
<b>5.8</b>	1000 Å permalloyun geleneksel FMR ölçümü.	<b>42</b>
<b>5.9</b>	1000 Å permalloy için kuramsal rezonans alanı frekans değişimi.	<b>43</b>
<b>5.10</b>	(a) 2,5 GHz, ( b) 3 GHz ve (c) 3,5 GHz için ölçümler (Permalloy).	<b>45</b>
<b>5.11</b>	1000 Å permalloy (%18) için 0–800 Gauss aralığında ölçümler.	<b>46</b>
<b>5.12</b>	1000 Å permalloyun (%18) 11 GHz sabit frekansta FMR soğrulması ve gürültü.	<b>47</b>
<b>5.13</b>	Permalloy için deneysel ve kuramsal rezonans alanı değerleri.	<b>47</b>
<b>5.14</b>	1000 Å permalloyun (%18) 9.8 GHz de manyetik alan taraması.	<b>48</b>
<b>5.15</b>	1000 Å permalloy (%18) için 0,2 GHz'lik adımlarla 0-500 G alanda yapılan ölçümler.	<b>49</b>
<b>5.16</b>	1000 Å Heusler alaşımının (a) 3 GHz, (b) 3,5 GHz, (c) 3,75 GHz ve (d) 4 GHz sabit frekans ölçümleri.	<b>50</b>
<b>5.17</b>	Kompleks ferrit örnek 9 GHz sabit frekans ölçümü.	<b>51</b>
<b>5.18</b>	Kompleks ferrit örnek değişik frekanslarda ölçümler.	<b>51</b>
<b>5.19</b>	1000Å° permalloy için 7-8,5 GHz FMR ölçümü	<b>52</b>
<b>5.20</b>	1000Å° permalloy için 1500 G referans ve 1050 G rezonans alanı için gözlenen FMR soğrulması.	<b>53</b>

<b>5.21</b>	400 G sabit alan ve 5-7 GHz aralığında FMR soğrulması (Heusler alaşımı).	<b>54</b>
<b>5.22</b>	440 G sabit alan ve 5-7 GHz aralığında FMR soğrulması (Heusler alaşımı).	<b>54</b>
<b>5.23</b>	480 G sabit alan ve 5-7 GHz aralığında FMR soğrulması (Heusler alaşımı).	<b>54</b>

## TABLolar DİZİNİ

<b>Tablo</b>		<b><u>Sayfa</u></b>
<b>4.1</b>	İletim hatları çalışma frekansları ve diğer özellikleri.	<b>26</b>
<b>5.1</b>	Deneyde kullanılan kaplamalar.	<b>35</b>

# 1. GİRİŞ

Manyetizma belki de insanoğlunun keşfettiği ilk doğal kuvvet kaynağı olmasına rağmen yaygın bir şekilde kullanılması ve özelliklerinin anlaşılması geçtiğimiz yüzyıl içindeki çalışmalar sayesinde mümkün olmuştur.

Değişik ihtiyaçların doğurduğu yeni teknolojik cihazlar, bunların üretiminde ihtiyaç duyulan çeşitli özelliklere, boyuta, şekle, çalışma frekansına sahip manyetik malzemelere gereksinim doğurmuştur. Doğal olarak bu da manyetik maddelerin birçok özelliğinin anlaşılmasıyla ilgili çalışmaları tetiklenmiştir. 1940'lerden itibaren çeşitli manyetik sistemlerin mıknatıslanma dinamiğiyle ilgili araştırmalar özellikle manyetik hafıza cihazları gibi endüstriyel uygulamalara paralel olarak merak uyandırmaya başlamıştır. Günümüzün büyüleyici teknoloji ürünleri olan modern elektronik cihazların merkezinde yarı iletken endüstrisi olsa da çoğu bunlara eşlik eden manyetik maddeler olmadan bir anlam ifade etmeyecektir. Manyetik malzeme denildiğinde çoğu zaman kastedilen aslında ferromanyetik maddelerdir ve bunların günümüz yüksek teknoloji uygulamalarından öne çıkanı bilgisayar sabit disklerine veri depolanmasıdır denilebilir.

Ferromagnetlerin bilişim teknolojileri uygulamalarındaki gelişmeler, doğal olarak ince film manyetizmasındaki gelişmelerle paralellik göstermektedir. Bu durum da ince film üretiminde özellikle son yirmi yılda yapılan çalışmalarla mümkün olabilmiştir.

Ferromanyetizmanın özelliklerinin arkasındaki fiziksel olayların anlaşılabilmesi ancak ferromanyetik malzememizin karakterizasyonu ile mümkündür. Elli yılı aşkın bir süredir kullanılan ferromanyetik rezonans (FMR) tekniği ince ferromanyetik filmler de dahil olmak üzere manyetik malzemeler hakkında oldukça fazla bilgi veren bir tekniktir. FMR tekniğinin bir avantajı da manyetik malzemelerin yüksek frekanstaki davranışlarını gözlemlememize imkan sağlamasıdır. Yaygın olarak kullanılan şekliyle FMR sabit frekansta manyetik alan tarayarak ölçüm yapmamıza imkan verirken bu tezin konusu olan ve geniş frekans

bandında ölçüm yapmamızı sağlayan yeni bir FMR metodu vektör network analizör ferromanyetik rezonans (VNA-FMR) da kullanılabilir.

Mevcut laboratuvar koşulları geleneksel FMR tekniğine göre tasarlandığı ve VNA-FMR tekniği yeni bir teknik olduğu için deney düzeneğinin de tasarlanması ve hazırlanması gerekmektedir.

Geleneksel FMR ölçümleri sabit frekans (örneğin X bantta-9,8 GHz) üreten bir mikrodalga kaynağı, dalga kılavuzu, örneğimizi yerleştirdiğimiz kavite, manyetik alan oluşturan büyük mıknatıslar, bu mıknatısları kontrol edebildiğimiz ve sonuçlarımızı gözlemlediğimiz bilgisayardan oluşmaktadır. VNA-FMR ölçümlerinde hem mikrodalga kaynağı hem de çıktı ekranı olarak Agilent Vektör Network Analizörü kullandık. Verileri analiz etmede saçılma parametrelerinden (S-parametreleri) iletim ( $S_{21}$ ) katsayılarına baktık. Mikrodalğanın kılavuza iletiminde yüksek frekanslarda çalışan koaksiyel kablo kullandık. Manyetik filmimize radyo frekans (RF) sinyalin etki edebilmesi için gerek yapım tekniğindeki kolaylıklar gerekse daha sonraki bölümlerde açıklayacağımız avantajlarından dolayı düzlemsel dalga kılavuzu (Coplanar Waveguide, CPW) kullandık. Diğer düzlemsel dalga kılavuzları arasından sinyalin manyetik alanının, homojen bir şekilde kılavuz üzerinde yer aldığı için CPW'yi tercih ettik. CPW, tek bir rezonans frekansıyla sınırlı kavitenin aksine geniş frekans aralığında çalışma imkanı sundu. CPW'nin tasarlanması ve parametrelerinin belirlenmesi için çeşitli mikrodalga yazılımlarından faydalandık. Gerekli parametreleri belirledikten sonra buharlaştırma, fotolitografi ve asitle aşındırma tekniği kullanılarak sinyal ve faz hatları silisyum üzerine bakırla kaplandı. Bu deney düzeneğinin sağlayacağı sabit manyetik alanda frekans tarama imkanı örneklerin manyetik durumunu koruduğu için çeşitli avantajlar sağlarken (değiş-tokuş bias olayı gibi) frekans ve manyetik alanı aynı anda değiştirmek, ölçülen frekansın çizgi genişliğinden damping parametrelerinin incelenmesi konusunda da fayda sağlar.

## 2. TEORİK BİLGİLER VE TERMİNOLOJİ

### 2.1. Ferromanyetizmanın Temelleri

Bilinen her madde bir dış manyetik alan karşısında manyetik momente sahip olur. Fakat bunların dış manyetik alana karşı gösterdiği tepkiler farklıdır ve biz buna göre manyetik maddeleri diyamanyetik, paramanyetik, ferromanyetik, antiferromanyetik, ferrimanyetik olarak sınıflandırırız.

Manyetik madde çeşitlerinden birisi olan ferromanyetik maddelerin en önemli özelliği her hangi bir dış manyetik alan etkisinde olmamasına rağmen iç mıknatıslanmaya sahip olmasıdır. Bu iç mıknatıslanmanın sebebi atomlarının çiftlenmemiş elektrona sahip olmalarıdır. Bu mıknatıslanmanın büyüklüğü 0°K sıcaklıkta elektronların spin manyetik momentine bağlıdır.

Bu bölümde genel terminoloji ve kavramlar ile birlikte ferromanyetik maddeleri daha yakından inceleyerek genel bilgiler vereceğiz.

#### 2.1.1. Manyetik Geçirgenlik

Ferromagnetlerin manyetik geçirgenlikleri  $\kappa$  oldukça yüksektir ve paramagnetlerde olduğu gibi manyetik alanın sabit bir fonksiyonu değildir. Tam tersine doyum mıknatıslanması, FMR çizgi genişliği ve uygulanan sabit manyetik alana bağlı bir fonksiyondur.

#### 2.1.2. Duygunluk

Duygunluk manyetik bir maddenin manyetik alana olan tepkisini ifade eder. Manyetik geçirgenlik ve manyetik duygunluğu sırasıyla şu şekilde ifade edebiliriz.

$$\kappa = \frac{B}{H} \quad (2.1)$$

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.2)$$

Geçirgenlik ve duygunluğun diferansiyelinin ifadesi ise aşağıdaki gibi olur.

$$\kappa' = \frac{dB}{dH} \quad (2.3)$$

$$\chi' = \frac{dM}{dH} \quad (2.4)$$

Maddenin ve ortamın cinsine göre manyetik akı (B) ve mıknatıslanma (M) manyetik alanın (H) lineer fonksiyonu olmayabileceğine göre burada geçirgenlik  $\kappa$  ve duygunluk  $\chi$  sabit olmayabilir. Literatürde çoğu zaman karşılaştığımız bağıl geçirgenlik özellikle SI biriminde  $\kappa_r$  olarak ifade edilir.

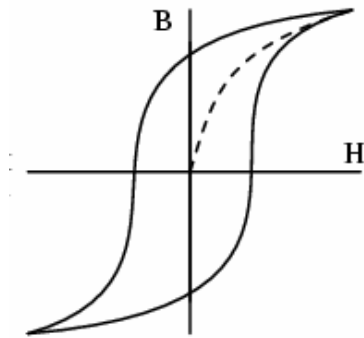
$$\kappa_r = \frac{\kappa}{\kappa_0} \quad (2.5)$$

Yukarıdaki eşitlikte  $\kappa_0$  boşluğun geçirgenliğidir ve  $\kappa_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$  dir. Bağıl geçirgenlik, duygunluğa yakından bağlıdır ve aşağıdaki eşitlik her durumda geçerlidir.

$$\kappa_r = \chi + 1 \quad (2.6)$$

### 2.1.3. Histeresis

Ferromanyetik bir maddenin toplam manyetik özelliklerini anlamının en iyi yolu manyetik indüklenmenin (B) değişik manyetik alan kuvvetlerine (H) göre grafiğini çizmektir. Alternatif olarak M-H grafikleri kullanılsa da  $B = \mu_0(H + M)$  olduğundan bu grafiklerde bize aynı bilgiyi verir. Demirin histeresis ilk defa Warburg tarafından bulundu ve geride kalan anlamındaki histeresis, Ewing tarafından kullanıldı [15].



Şekil 2.1 Histeresis eğrisi.

Tipik bir histerezis eğrisi şekil 2.1 deki gibidir [11]. Ferromagnetlerin birçok uygulamada kullanıma uygun olup olmaması histerezis eğrisindeki özelliklerine göre belirlenir.

#### 2.1.4. Doyum Mıknatıslanması

Histerezis eğrisinden (şekil 2.1) görülebileceği gibi ferromagnet ilk durumda mıknatıslanmamıştır. Uygulanan  $H$ , manyetik indüklenmenin manyetik alan yönünde artmasına sebep olur. Fakat bu mıknatıslanma  $H$ 'ın bir değerinden sonra doyum noktası  $M_s$  ye ulaşır. Doyum mıknatıslanması sadece atomların manyetik momentleri  $m$  ve birim hacimdeki atom sayısı  $n$  ye bağlıdır;

$$M_s = nm \quad . \quad (2.7)$$

$M_s$  böylece örneğimizdeki maddeye bağlıdır ve şekle duyarlı değildir.

Grafikten de görülebileceği gibi manyetik alan azaltılmaya başlandığında  $B$  de azalmaya başlar fakat eğri kendi üzerinden geriye dönmeyerek başka bir yol izler ve  $H$  sıfır olduğunda  $B$  sıfır olmaz. Dış alan sıfır olduğundaki bu değere  $B_r$ ; kalan indüklenme denir. Kalan mıknatıslanma ise  $M_r$  dir ve

$$B_r = \mu_0 M_r \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilir.

#### 2.1.5. Curie Sıcaklığı

Fizikte sıcaklık düzene karşıdır. Sıcaklığın artması ile ısıl titreşim ve entropi ferromagnetlerdeki dipollerin paralel yönelimini bozucu bir etki gösterir. Sıcaklık belirli bir noktaya ulaştığında artık ferromanyetizmadan bahsedemeyiz ve paramanyetik faza geçiş gözlemleriz. Bu kritik sıcaklığa Curie sıcaklığı denir.

#### 2.1.6. Değiş-Tokuş Etkileşmesi

Klasik bir yaklaşımla, spinleri aynı yönde yönlendirebilmek için çok düşük sıcaklıklarda bile yüksek manyetik alanlara ihtiyaç vardır. Halbuki dipolar etkileşmeler bu kadar büyük iç manyetik alan doğurmazlar. O halde spinler arası etkileşme manyetik olmaktan çok elektrostatik temellidir. Bu etkileşmeye değiş-tokuş (exchange) etkileşmesi denir.

Değiş tokuş alanı kuantum kökenlidir ve Heisenberg modeline göre ifadesi

$$U = -2J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.9)$$

şeklindedir. Buradaki enerji ifadesi  $U$  spinleri  $S_i$  ve  $S_j$  olan  $i$  ve  $j$  atomları arasındaki etkileşmeden kaynaklanır.  $J$  değiş-tokuş integralidir  $i$  ve  $j$  atomlarının yük dağılımlarıyla ilgilidir. İki spinli bir sistemde yük dağılımı, Pauli prensibi paralel iki spinin aynı anda ve aynı yerde bulunmasına izin vermediğinden spinlerin paralel veya anti paralel olmasına bağlıdır. Zıt spinli elektronlar için bu kısıtlama söz konusu değildir. O halde sistemin elektrostatik enerjisi spinlerin yöneliş biçimine bağlı olacaktır ve bu enerji farkı değiş-tokuş enerjisini belirler.

### 2.1.7. Domain Yapısı

Ferromagnetlerde değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı elektronun manyetik momentleri paralel yönelim gösterir. Fakat örneğimize dışarıdan bakıldığında toplam manyetik moment beklediğimizin çok altındadır. Bunun sebebi magnetlerin domain denilen küçük bölgelerinin kendi içinde yönelimlerinin aynı olmasına rağmen komşu domainlerle farklılık göstermesidir.

Zayıf bir dış manyetik alanın etkisindeki domainlerde alana paralel yönelimli domainler büyürken diğerleri küçülür. Kuvvetli bir manyetik alanın etkisindeki domainler ise manyetik alan yönünde dönerler.

### 2.1.8. Anizotropi

Manyetik malzemelerde mıknatıslanma belirli doğrultularda kalma eğilimi gösterir. Bu yön tercihinin sebebi malzemenin toplam serbest enerjisinin mıknatıslanmanın malzeme içindeki yönelimine bağlı olmasıdır. Bu etkiye manyetik anizotropi denir.

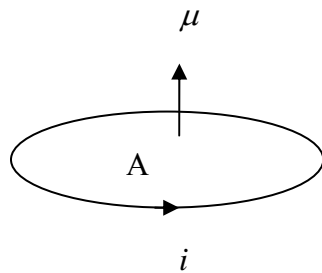
Değişik çeşitlerde manyetik anizotropilerden bahsedebiliriz. Bunlardan birincisi manyetik malzemenin şeklinden kaynaklanan anizotropidir. Örneğin ince filmde mıknatıslanma film yüzeyinde kalma eğilimi gösterir. Bunun dışında kristal yapısı da anizotropiye neden olur.

## 2.2. Mıknatıslanma İçin Hareket Denklemleri

### 2.2.1. Landau-Lifshitz ve Gilbert Denklemleri

Mıknatıslanmanın hareket denklemleri kuantum mekaniğinden çıkarılsa da yarı klasik çözüm daha kolay ve anlaşılır olacaktır.

Yarı klasik yaklaşımda elektronlar çekirdeğin etrafındaki dairesel bir yörüngede dönerler. Bu üzerinden akım geçen dairesel bir telin, dairenin alan düzlemine dik bir manyetik moment oluşturmasına benzer.



Şekil.2.2 Manyetik dipol moment

$i$  telden geçen akım,  $A$  alan ve  $n$  düzleme dik normal vektör ise,  $\vec{\mu}$  manyetik dipol moment,

$$\vec{\mu} = iA\vec{n} \quad (2.10)$$

olur. Dipol manyetik moment ve açısal momentum arasında şu ilişki vardır.

$$\vec{\mu} = \frac{q_e \vec{L}}{2m_e} \quad (2.11)$$

Benzer şekilde, elektron spini ve spinden kaynaklanan manyetik moment arasında şu ilişki vardır:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{S} \quad (2.12)$$

Oransal sabit  $\gamma$  giromanyetik oran olarak adlandırılır ve neredeyse tam olarak orbital momentumun iki katına eşittir.

$$\gamma = \frac{8q_e}{2m_e} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \quad (2.13)$$

Burada  $g$  spektroskopik yarıma faktörü  $\mu_B$  Bohr magnetonudur.  $g$  serbest elektronlar için 2,0023 dür.

Toplam açısal momentum değişimi  $\frac{d\vec{J}}{dt}$ , etki eden tork  $\vec{m} \times \vec{B}_{\text{int}}$  ile doğru orantılıdır.

Bir ferromagnetin içindeki manyetik akı degamagnetizasyon alanı, anizotropi alanı, magnetostricitive alan gibi etkilerden dolayı dış manyetik alandan farklılık gösterir. Bu yüzden uygulanan manyetik alan  $B_{\text{ext}}$  ile iç manyetik alan  $B_{\text{int}}$  'nin birbirlerinden oldukça farklı olduklarını göz önünde bulundurarak hareket denklemlerini yazabiliriz.

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\tau} = \vec{m} \times \vec{B}_{\text{int}} \quad (2.14)$$

Mıknatıslanma  $M$ , birim hacimdeki manyetik moment

$$\vec{M} = \sum \frac{\vec{m}_i}{V} \quad (2.15)$$

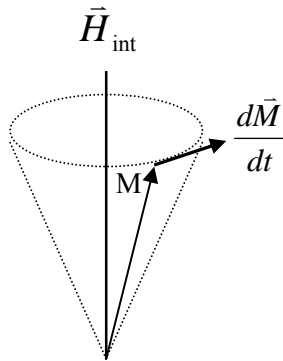
ve manyetik indüksiyon

$$\vec{B}_{\text{int}} = \mu_0 \vec{H}_{\text{int}} \quad (2.16)$$

İle ifade edilir. Bunları kullanarak hareket denklemini şu şekilde yazabiliriz.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma| \mu_0 [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{int}}] \quad (2.17)$$

Geometrik olarak bu denklem mıknatıslanma vektörü  $M$ 'nin, manyetik alan  $\vec{H}_{\text{int}}$  etrafında presesyon hareketi yaptığını ifade eder.



**Sekil 2.3** Denklem 2.17de açıklandığı gibi  $H_{\text{int}}$  etrafında serbest (sönümsüz) presesyon hareketi, presesyon açısı ve  $|M|$  sabit.

Denklem 2.17 nin her iki tarafının  $M$  ile skaler çarpımını alırsak

$$\vec{M} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d\vec{M}^2}{dt} = -|\gamma| \mu_0 \vec{M} [\vec{M} \times \vec{H}_{int}] = 0 \quad (2.18)$$

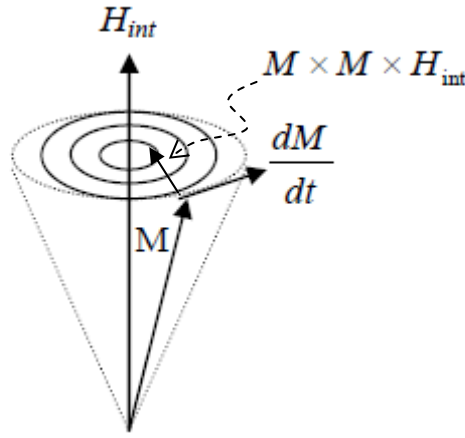
olduğu görülür. Bunun anlamı  $\vec{M}$  in sabit olduğudur. Aynı durum  $\vec{M}$  ile  $\vec{H}_{int}$  arasındaki açı için de geçerlidir.

$$\frac{d(\vec{M}\vec{H})}{dt} = -|\gamma| \mu_0 \vec{H}_{int} \cdot (\vec{M} \times \vec{H}_{int}) = 0 \quad (2.19)$$

Bu iki denklem mıknatıslanma vektörünün, manyetik alan etrafında dairesel yörüngede presesyon hareketi yaptığını ortaya koyar.

### 2.2.2. Sönüm

Yukarıda elde ettiğimiz sonuç aslında tamamlanmadı. Çünkü bu denklemde enerjinin kaybı veya damping(sönüm) göz önünde bulundurulmadı. Gerçek bir örnekte mıknatıslanma, şekil 2.4'te gösterildiği gibi sonunda manyetik alanla paralel hale gelecek yani sonsuza kadar presesyon hareketi yapmayacaktır.



Şekil 2.4 Mıknatıslanma vektörü  $\vec{M}$  'in sönümlü hareketi.(2.20)

Damping terimi Landau-Lifshitz formuna göre yazılabilir ve bu ifade mıknatıslanma vektörünü manyetik alan yönüne doğru çeken bir tork anlamına gelir.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma_{LL}| \mu_0 [\vec{M} \times \vec{H}_{int}] - \frac{\lambda}{\mu_0 M_s^2} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{int})] \quad (2.20)$$

$\lambda$ , birimi  $[\lambda] = 1/s$  olan sönüm katsayısıdır. Bu terim zayıf sönüm durumlarında geçerlidir. Güçlü sönüm durumlarında geçerli ifadeyi Gilbert şu şekilde ifade etmiştir;

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_G \mu_0 [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{int}}] - \frac{G}{\lambda_G M_s^2} \left[ \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right] \quad (2.21)$$

Burada  $G$ , Gilbert sönüm parametresidir. Yeni literatürde  $\alpha = \frac{G}{\gamma_G M_s}$  boyutsuz sönüm parametresi daha çok kullanılmaktadır.

Landau-Lifshitz ve Gilbert'in giromanyetik oranlarının arasında

$$\gamma_{LL} = \frac{\gamma_G}{1 + \alpha^2} \quad (2.22)$$

ve sönüm parametreleri arasında

$$\lambda_{LL} = \left( \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \right) \gamma_G \mu_0 M_s \quad (2.23)$$

ilişkisi vardır.

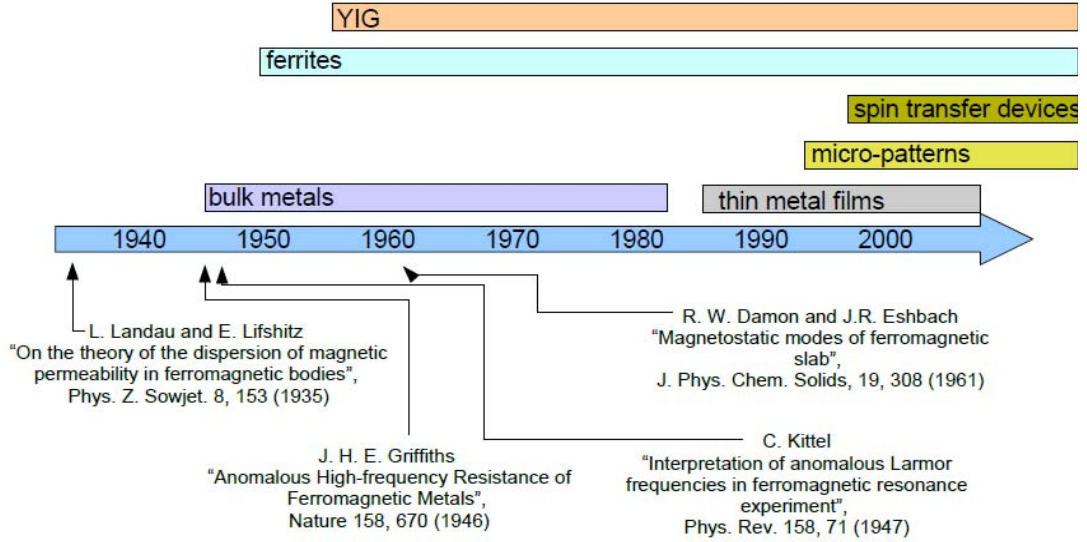
## 3. DENEYSEL TEKNİKLER

### 3.1. FMR

Ferromanyetik rezonans (FMR) ferromanyetik maddelerin mıknatıslanmalarını anlamamıza yarayan spektroskopik bir tekniktir. Spin dalgalarını ve spin dinamiğini araştırmada kullanılan standart bir yöntemdir. V.K. Arkad'yev 1911'de ferromanyetik maddelerin ultra yüksek frekans (UHF) ışınımını soğurmasını tesadüfen gözlemlemiş böylece FMR'ı bilmeyerek keşfetmiştir. Yüksek frekanslı elektromanyetik radyasyonun ferromanyetik maddeler tarafından emilmesiyle ferromanyetik rezonans gerçekleşir. Bundan dolayı ferromanyetik rezonans radyo-spektroskopi alanıyla yakından ilgilidir. Radyo-spektroskopi genel olarak elektromanyetik dalgalarla değişik maddelerin etkileşmesini inceler. Bu etkileşmeler çoğunlukla 1mm-10cm dalga boyu yada  $10^9$ - $10^{11}$  s<sup>-1</sup> frekans aralığında yer alır bu aralık kızılötesi bölgededir. Ferromanyetik rezonansın gerçekleştiği bölge de yüksek frekans (UHF) ya da mikrodalga (MW) aralığıdır.

Kuantum mekaniğinden ve atom fiziğinden de bildiğimiz gibi elektromanyetik dalga ile maddenin etkileşmesinde enerji alışverişi gerçekleşir. Bu enerji alışverişi rastgele değil ancak belirli enerji kuantlarıyla olur.

Radyo-spektroskopinin temelleri Zeeman yarılması dediğimiz; atomun enerji seviyelerinin bir dış manyetik alan tarafından yarılmasına dayanır. Bu enerji seviyeleri elektron hareketinden kaynaklanan manyetik momentlerle ilgilidir. Ferromanyetik rezonans konusunu incelerken manyetizmanın esas kaynağı olarak yarı dolu elektron kabuklarındaki elektronların spin ve yörüngesel momentlerini düşüneceğiz.



Şekil 3.1 FMR'nin tarihi gelişimi

Rezonans frekansının rezonans alanıyla ilişkisinden g-sabitini anizotropi alanını çıkarmak mümkündür. Soğrulma grafiğindeki çizgi genişliği Gilbert soğrulmasını, manyetik filmlerin kalitesini, manyetik heterojenlik ve düzensizlikleri araştırmamızda bize yardımcı olur.

### 3.2. Rezonans Şartı

Manyetik alanın etkisiyle yarılan enerji seviyelerini  $\varepsilon_i, \varepsilon_k$  olarak adlandıralım. Enerji aralıkları elektromanyetik kuantlara eşit olmalıdır.

$$\hbar\omega_{ik} = \varepsilon_i - \varepsilon_k = \Delta\varepsilon_{ik} \quad (3.1)$$

Yukarda  $\omega_{ik}$ , geçiş frekansıdır. Enerji geçişleri Zeeman etkileşmesiyle belirlenir:

$$\Delta\varepsilon_{ik} = g\mu_B m_i H - g\mu_B m_k H = g\mu_B \Delta m_{ik} H \quad (3.2)$$

DeneySEL olarak ve teorik olarak geçişleri sağlayan SHF (MW) manyetik alanı  $H_{MW}$ , Zeeman yarılmasını sağlayan sabit manyetik alana ( $H_0$ ) dik olmalıdır.

Yukarıdaki denklemlerden rezonans frekansını şu şekilde buluruz:

$$\hbar\omega_{ik} = \hbar\omega_{res} = \Delta\varepsilon_{ik} = g\mu_B\Delta m_{ik}H_0 \quad (3.3)$$

sadece Zeeman enerjisi etkisiyle yarılan enerji seviyeleri arasındaki geçişler için seçim kuralı  $\Delta m_{ik} = \pm 1$  olacaktır. Böylece;

$$\begin{aligned} \omega_{res} &= \frac{g\mu_B H_0}{\hbar} = \frac{ge\hbar}{2m_e c\hbar} H_0 \\ &= \frac{ge}{2m_e c} H_0 = \gamma H_0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

olur.

Bu denklemden de anlayacağımız üzere Lande g faktörünü bulmanın iki yolu var. Birincisi  $H_0$  'ı sabit tutup  $\omega_{res}$  frekansını değiştirmek, ikincisi de  $\omega_{res}$  frekansının sabit tutup manyetik alanı değiştirmek. Deneysel kolaylık açısından ikinci yol birincisinden daha uygundur ve sıklıkla bu yöntem kullanılır.

Denklem (3.4) de  $\hbar$  yani Plank sabitinin olmadığını görüyoruz. Yani bu formüle kuantum teorisinin yardımı olmadan da ulaşmamız mümkündür. Gerçekten de bu Larmour tarafından kuantum teorisi ortaya çıkmadan önce elde edilmiştir.

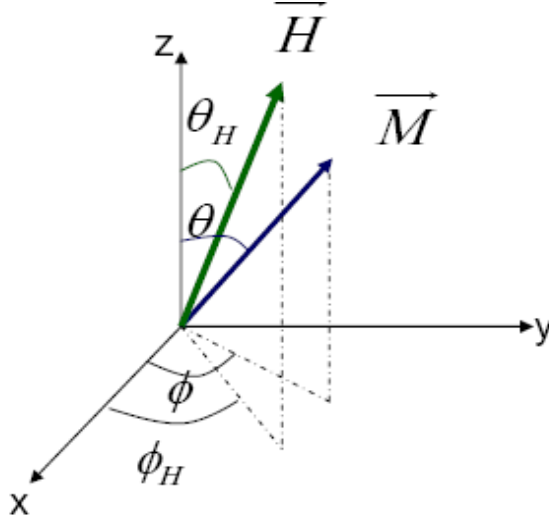
### 3.3. Rezonans şartının genel ifadesi

Mıknatıslanma için genel hareket denklemi denklem 2.17 de verildiği gibidir. Şimdilik sönüm terimlerini dikkate almamaktayız. Küresel koordinat sistemini kullanmak daha elverişli olacaktır. Buna göre mıknatıslanma vektörü ve dış manyetik alanın bileşenleri;

$$\left. \begin{aligned} M_x &= M \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ M_y &= M \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ M_z &= M \cdot \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

ve

$$\left. \begin{aligned} H_{M(\text{radial})} &= H_x \sin \theta \cdot \cos \varphi + H_y \sin \theta \cdot \sin \varphi + H_z \cos \theta \\ H_{\theta(\text{polar})} &= H_x \cos \theta \cdot \cos \varphi + H_y \cos \theta \cdot \sin \varphi + H_z \sin \theta \\ H_{r(\text{azimuthal})} &= -H_x \sin \varphi + H_y \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$



**Şekil 3.2.** H dış manyetik alanı altındaki toplam mıknatıslanması M olan sistem için koordinat eksen takımının gösterimi.

Mıknatıslanmanın ifadesi denklem 2.17’de ifade edilmişti.

Hareket denklemleri için;

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma H_{\varphi} \quad (3.7)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} \sin \theta = -\gamma H_{\varphi} \quad (3.8)$$

elde edilir.

Termodinamik denge durumunda mıknatıslanma vektörü  $\vec{M}$ , toplam efektif manyetik alan yönünü tercih eder. Toplam efektif manyetik alan serbest enerji yoğunluğunun ( $F$ ) türevi şeklinde verilir;

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial F}{\partial \vec{M}} \quad \left\{ \text{veya } \vec{H}_{eff} = -\nabla_M F \right\} \quad (3.9)$$

Denge durumunda mıknatıslanma  $\vec{H}_{eff}$ ’e paralel olur ve  $H$ ’ın  $\theta$  ve  $\varphi$  bileşenleri olmaz. Öyleyse denge durumu serbest enerjinin minimum koşullarından bulunur;

$$\begin{aligned}
F_\theta &\equiv \frac{\partial F}{\partial \theta} = 0 \\
F_\varphi &\equiv \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0
\end{aligned}
\tag{3.10}$$

Hareket denklemlerini analitik olarak çözebilmek için bazı ön kabuller yapmalıyız. Öncelikle sistem tam olarak denge durumunda değil de, denge durumu etrafında çok küçük salınımlar yapsın. Bu durumda  $H_\theta$  ve  $H_\varphi$  bileşenleri artık 0 değildir;

$$\begin{aligned}
H_\theta &= -\frac{F_\theta}{M} \\
H_\varphi &= -\frac{F_\varphi}{M \sin \theta}
\end{aligned}
\tag{3.11}$$

Denge durumundan küçük ötelemeler için

$$\begin{aligned}
\delta\theta(t) &= \theta(t) - \theta_0 \\
\delta\varphi(t) &= \varphi(t) - \varphi_0
\end{aligned}
\tag{3.12}$$

yazarak serbest enerji türevleri Taylor açılımı yardımıyla

$$\begin{aligned}
F_\theta &= F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\varphi}\delta\varphi \\
F_\varphi &= F_{\varphi\theta}\delta\theta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi
\end{aligned}
\tag{3.13}$$

olur. Burada  $F_{\theta\theta}$ ,  $F_{\varphi\varphi}$  ve  $F_{\theta\varphi}$  ifadelerinden kasıt sırasıyla  $\theta$ 'ya göre iki kere türev,  $\varphi$ 'ye göre iki kere türev ve önce  $\theta$  sonra da  $\varphi$  ye göre türev anlamına geliyor. Diğer

tarafından bu türevlerin  $F_{\theta\theta} = \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right)_{\theta=\theta_0}$  da olduğu gibi  $(\theta_0, \varphi_0)$  denge durumunda

hesaplandığı ve yazım kolaylığı açısından kısaltılmış olduğu unutulmamalıdır.

Denklem (3.13), (3.10) ve (3.8) birlikte ifade edilirse;

$$\begin{aligned}
F_\theta &= \frac{M \sin \theta_0}{\gamma} \dot{\varphi} = F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\varphi}\delta\varphi \\
F_\varphi &= -\frac{M \sin \theta_0}{\gamma} \dot{\theta} = F_{\varphi\theta}\delta\theta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi
\end{aligned}
\tag{3.14}$$

ve sapmalar denge durumu etrafında olduğundan  $\begin{pmatrix} \dot{\varphi} = \delta\dot{\varphi} \\ \dot{\theta} = \delta\dot{\theta} \end{pmatrix}$  alınabilir çünkü

$$\left( \frac{d\delta\theta}{dt} = \frac{d(\theta - \theta_0)}{dt} = \frac{d\theta}{dt} \right).$$

Böylece;

$$\begin{aligned} \frac{M \sin \theta_0}{\gamma} \delta \dot{\varphi} &= F_{\theta\theta} \delta \theta + F_{\theta\varphi} \delta \varphi \\ - \frac{M \sin \theta_0}{\gamma} \delta \dot{\theta} &= F_{\varphi\theta} \delta \theta + F_{\varphi\varphi} \delta \varphi \end{aligned} \quad (3.15)$$

Yukarıda verilen diferansiyel denklemlerin çözümünün harmonik bir fonksiyon olacağı bilinmektedir ve  $\omega$  frekans olmak üzere  $\delta \theta, \delta \varphi = e^{i\omega t}$  şeklinde arandığında (3.15) lineer denklemlere dönüşür.

Bu denklem sisteminin çözümü için katsayılar determinantı sıfır olmalıdır.

$$F_{\varphi\theta}^2 - F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} + \frac{\omega^2}{\gamma^2} M^2 \sin^2 \theta_0 = 0 \quad (3.16)$$

Buradan rezonans koşulu elde edilmiş olur.

$$\omega_0 = \gamma H_{eff} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left\{ F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\varphi\theta}^2 \right\}^{1/2} \quad (3.17)$$

veya

$$\left( \frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left\{ \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \left( \frac{\partial F}{\partial \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right)^2 \right\}$$

- **Şekil Anizotropisinin Rezonans frekansına etkisi**

Homojen ve manyetik olarak izotropik bir örneği düşünelim. Bu durumda yukarıdaki serbest enerji ifadesi  $F$  Zeeman enerjisiyle demagnetizasyon enerjisinin toplamı olarak ifade edilir.

$$F = F_z + F_{de} \quad (3.18)$$

Gerçekte serbest enerji ifadesinde bu toplama aşağıdaki faktörleri de dahil etmek gerekir.

$F_{mc}$  = kristal anizotropi enerjisi

$F_{me}$  = magneto elastik (gerilim) anizotropi

$F_{ex}$  = değiş-tokuş (exchange) enerjisi

$F_D$  = domain duvarı (domain wall) enerjisi

Biz şimdilik izotropik bir örnek için Zeeman ve demagnetizasyon ifadelerini göz önünde bulunduracağız.

$$F = -\vec{M}\vec{H} + \frac{1}{2}(N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2) \quad (3.19)$$

Yukarıdaki birinci terim Zeeman enerjisidir. İkinci terim ise

$$F_{de} = -\frac{1}{2}\vec{M}\vec{H}_{de} = -\frac{1}{2}\vec{M}(-\tilde{N}\vec{M}) = \frac{1}{2}\vec{M}\tilde{N}\vec{M} \quad (3.20)$$

den bulunur.  $\tilde{N}$  örneğin geometrisine bağlı demagnetizasyon faktörüdür ve ana eksenler için

$$\begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix}$$

olur. Ana eksenler için demagnetizasyon faktörleri toplamı

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi \quad (3.21)$$

olacaktır.

Demagnetizasyon faktörleri  $N_x, N_y$  ve  $N_z$  olan elipsoit şeklindeki ferromanyetik bir örneği düşünelim. Örneğin iç manyetik alan bileşenleri

$$\left. \begin{aligned} H_{x(i)} &= H_{x(0)} - N_x M_x \\ H_{y(i)} &= H_{y(0)} - N_y M_y \\ H_{z(i)} &= H_{z(0)} - N_z M_z \end{aligned} \right\} \quad (3.22)$$

şeklindedir.  $H_{(i)}$  etkin iç alan  $H_{(0)}$  uygulanan manyetik alandır. Hareket denklemleri şu şekli alır;

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma [H_{0(eff)} + (N_y - N_z)M] M_y \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma [H_{0(eff)} + (N_x - N_z)M] M_x \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0 \text{ ve } M_z = M_s \end{aligned} \right\} \quad (3.23)$$

Buradan

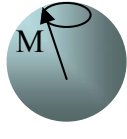
$$\omega_0^2 = \gamma^2 [H_{0(eff)} + (N_y - N_z)M_s] \times [H_{0(eff)} + (N_x - N_z)M_s] \quad (3.24)$$

Kittel formülüne [7] ulaşılır.

Kittel formüllerini küre, silindir ve ince film şekilleri için kullandığımızda özel durumların rezonans frekansları elde edilir.

Örneğimizin şekli

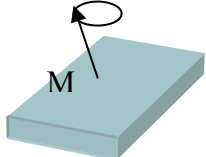
küre ise:



$$\begin{aligned}
 N_x = N_y = N_z &= 4\pi/3 \\
 \omega_0 &= \gamma H_0
 \end{aligned}
 \tag{3.25}$$

**Şekil 3.3**

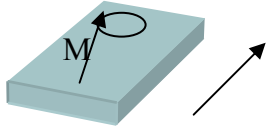
$H_0$  film düzlemine dik ise:



$$\begin{aligned}
 N_x = N_y &= 0, N_z = 4\pi \\
 \omega_0 &= \gamma(H_0 - 4\pi M_s)
 \end{aligned}
 \tag{3.26}$$

**Şekil 3.4**

$H_0$  film düzlemine(xz) paralel ise:



$$\begin{aligned}
 N_x = N_z &= 0, N_y = 4\pi \\
 \omega_0 &= \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_s)}
 \end{aligned}
 \tag{3.27}$$

**Şekil 3.5**

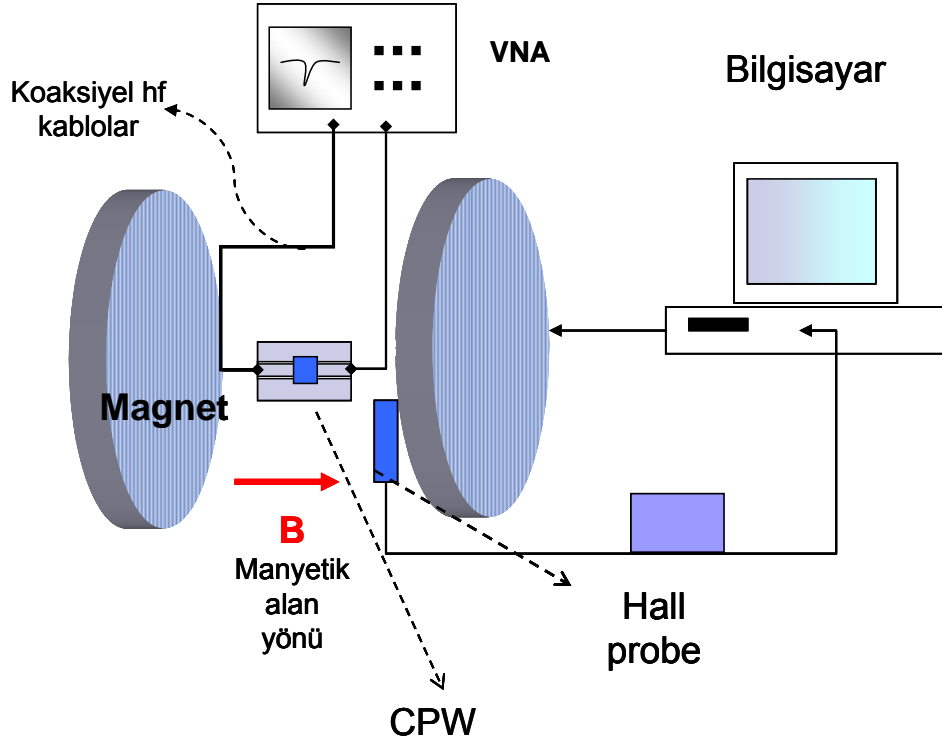
olur.

### 3.4. VNA FMR

Geleneksel FMR tekniğinde incelemek istediğimiz manyetik örnek, sabit frekanstaki mikrodalgaya karşı taranan manyetik alanın etkisinde gözlemlenir. Bu teknikte FMR'ı sadece tek bir frekans değeri için ölçmek mümkündür. Diğer bir teknik olan Vektör Network Analizör (VNA) tekniğinde ise geniş bant aralığında çalışabilen dalga kılavuzu sayesinde sistemi uyararak VNA kullanarak sabit veya değişen manyetik alan altında frekans taranabilir.

Sistemin soğrulmasının frekansın fonksiyonu olarak gözlemlenmesi manyetik örneğimiz radyo frekans (RF) özellikleri hakkında da bilgi sağlar. Sonuç olarak sistemin incelenmesi dış manyetik alan değiştirilmeden de mümkündür. Bundan

dolayı manyetik sistemin özellikleri sıfır dış manyetik alan da dahil olmak üzere herhangi bir sabit manyetik alanda incelenebilir. Bu da sistemin domain yapısını koruyarak çalışma imkanı verir. VNA-FMR tekniği sadece network analizörün ve dalga kılavuzunun frekans limitleriyle sınırlandırılmıştır.



Şekil 3.5 VNA FMR deney düzeneği şeması

VNA-FMR ölçümlerinde Agilent PNA E8364B (10MHz-50GHz) network analizörü hem RF dalga kaynağı hem de detektörü olarak kullandık. Network Analizörden gönderilen RF dalgalar Suhner Sucoflex PC2.4 kablolarla SMA konektörlere oradan da hazırladığımız Coplanar Wave Guide (CPW)'a iletildi. Manyetik örneğimiz CPW'ın orta iletim çizgisine gelecek şekilde yerleştirildi. Dış manyetik alan kaynağı olarak ise Bruker marka EPR spektrometresi kullanıldı.

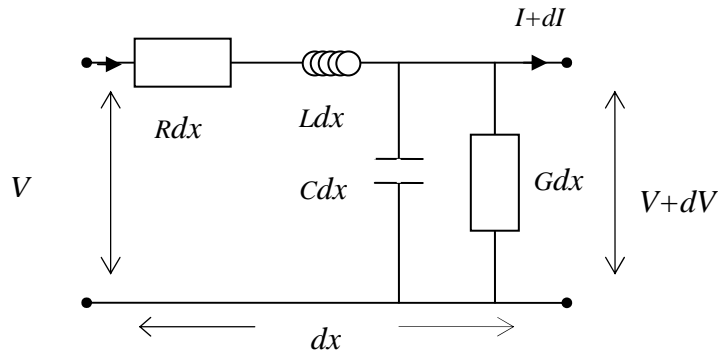
VNA gelen ve giden sinyallerin genlik ve fazlarını karşılaştırarak rezonans soğrulmasını frekansın fonksiyonu olarak ölçmemizi sağladı. Şekil 3.5'te VNA-FMR deney düzeneği görülmektedir.

Bu yeni teknikte FMR parametreleri mikrodalga mühendislerinin sıkça kullandığı standart S-parametreleri yardm ile elde edilir.

Bir sonraki bölümde yüksek frekansın temel özelliklerinden kısaca bahsettikten sonra standart S-parametreleri hakkında daha ayrıntılı bilgi verilecektir.

## 4. HF(YÜKSEK FREKANS) HAKKINDA TEMEL BİLGİLER

Mikrodalga devrelerinde elektromanyetik dalganın ilerlemesinin denklemlerini elde etmek için iki iletkenli transmisyon hattını örnek olarak ele alacağız. Hat dört elektriksel parametre ile karakterize edilir. Bunlar seri rezistans  $R$ , seri indüktans  $L$ , paralel kondüktans  $G$  ve paralel kapasitans  $C$ 'dir. Bu dört parametre burada birim uzunluktaki nicelikler olarak ifade edilmiştir.  $R,L$  iletkendeki aktif ve pasif tepkisel enerji kaybını  $G,C$  dielektrikteki aktif ve pasif tepkisel enerji kaybını belirtir.



**Şekil 4.1** Hattı karakterize eden parametreler  $R,L,C$  ve  $G$

Bu kabullerimiz enine elektromanyetik dalga (TEM, Transverse Elektromagnetic) modunda uygulanabilir. Çünkü sadece bu durum için akım ve gerilim tanımlanabilir. Koaksiyel kablolar buna iyi bir örnektir çünkü elektrik ve manyetik alan merkezdeki akım geçen iletken tele diktir.

Şekil 4.1 de küçük bir kesit için akım  $I$  ve gerilim  $V$  deki azalma aşağıdaki bağıntıya göre ifade edilir. Kesit  $dx$ , dalga boyu  $\lambda$  ya göre çok küçüktür.

$$dV = -\left(RdxI + Ldx \frac{\partial I}{\partial t}\right) \quad (4.1)$$

$$dI = -\left(GdxV + Cdx \frac{\partial V}{\partial t}\right) \quad (4.2)$$

Bu denklemler sonsuz küçük  $dx$  için iki diferansiyel denkleme dönüşür:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -\left(RI + L\frac{\partial I}{\partial t}\right) \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\left(GV + C\frac{\partial V}{\partial t}\right) \quad (4.4)$$

Gerilim ve akımın zamana sinüzoidal olarak bağlı olduğunu düşünürsek

$$V(x,t) = \text{Re}(\tilde{V}(x)e^{j\omega t}); \quad I(x,t) = \text{Re}(\tilde{I}(x)e^{j\omega t}) \quad (4.5)$$

Yukarıdaki kompleks notasyon zamana ve uzaya olan bağıllığı birbirinden ayırmamızı sağlar. Denklemlerimizde  $t$ 'yi yok edersek.

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = -(R + j\omega L)\tilde{I} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \tilde{I}}{\partial x} = -(G + j\omega C)\tilde{V} \quad (4.7)$$

Yukarıdaki iki denklemden

$$\frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial x^2} = \gamma^2 \tilde{V}; \quad \frac{\partial^2 \tilde{I}}{\partial x^2} = \gamma^2 \tilde{I} \quad (4.8)$$

bulunur. Burada yeni bir terim  $\gamma$  yayılma katsayısı şu şekilde tanımlanır.

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (4.9)$$

Denklem 4.8 telgrafçı denklemleri olarak bilinir ve çözümü

$$\tilde{V}(x) = \tilde{V}^+ e^{-\gamma x} + \tilde{V}^- e^{\gamma x} \quad (4.10)$$

$$\tilde{I}(x) = \tilde{I}^+ e^{-\gamma x} + \tilde{I}^- e^{\gamma x} \quad (4.11)$$

şeklindedir. Yukarıda  $\tilde{V}^+, \tilde{I}^+, \tilde{V}^-, \tilde{I}^-$  integral sabitleridir. Çözümler hat boyunca ve zıt yönde ilerleyen dalgaların lineer kombinasyonlarıdır. İntegral sabitleri denklem 4.6 ve 4.7 denklemleriyle şu şekilde bağlıdır.

$$Z_c = \frac{\tilde{V}^+}{\tilde{I}^+} = -\frac{\tilde{V}^-}{\tilde{I}^-} = \sqrt{\frac{(R + j\omega L)}{(G + j\omega C)}} \quad (4.12)$$

Bu oran  $Z_c$  karakteristik empedans olarak adlandırılır.

Burada  $\gamma$  ve  $Z_c$  nin kompleks değerler olduğu unutulmamalıdır. Bunun için  $\gamma$  reel ( $\alpha$ ) ve imajiner ( $\beta$ ) kısımlara ayrılabilir.  $\alpha$  sönüm sabiti  $\beta$  ise faz sabitidir.

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (4.13)$$

Denklem 4.5 ve 4.10 kullanılarak hat boyunca ilerleyen dalga çözümleri yazılırsa

$$V(x,t) = \tilde{V}^+ e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - \beta x)} \quad (4.14)$$

Yukarıda  $\alpha$  dalganın genliğindeki azalmayı ifade eder  $\beta$  ise birim uzunluktaki faz rotasyonudur. Burada faz hızı

$$v_{\text{phase}} = \frac{\omega}{\beta} \quad (4.15)$$

olur. Düşük kayıplı bir hatta  $R$ ,  $\omega L$  ye  $G$  de  $\omega C$  ye göre oldukça küçüktür ve yaklaşık çözüm aşağıdaki gibi bulunur.

$$\alpha \approx \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}; \beta \approx \omega \sqrt{LC} \quad (4.16)$$

Karakteristik empedansın yaklaşık olarak ifadesi ise

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 + j \frac{G}{\omega C} - j \frac{R}{\omega L}} \quad (4.17)$$

Bununla birlikte eğer dielektrikteki kayıplar iletkendeki kayıplara kıyasla küçük ise  $\alpha$  ve  $Z_c$ ,  $G$ 'yi içeren terimler ihmal edilerek sadeleştirilebilir.

Denklem 4.16'nın önemli bir sonucu faz hızının frekanstan bağımsız hale gelmesidir.

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (4.18)$$

Bu da radyo transmisyon hattı için grup hızının ( $v_g = \frac{d\omega}{d\beta}$ ) faz hızına eşit olduğu ve sinyallerin bozulmadığı anlamına gelir. Buradan dalga boyu bulunabilir ve basitçe frekansla ters orantılı olduğu söylenebilir.

$$v = f\lambda \Rightarrow \lambda = \frac{v}{f} = \frac{2\pi}{\beta} \quad (4.19)$$

Artık yüksek frekanslar için karakteristik empedans sabit bir değere yaklaşma eğilimi gösterir.

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4.20)$$

Bu tezde ve genel olarak  $50\Omega$  a ayarlanmış kablolardan bahsederken her zaman bu yüksek frekans empedansı kastedilir.  $50\Omega$  kablunun direnciyle alakalı bir birim değildir. Seri indüktans ve paralel kapasitans öyle ayarlanmalıdır ki  $\sqrt{L/C} = 50\Omega$

olsun. Gerçekte kabloların rezistansı düşük frekanslarda kötü bir uyum gösterir denklem 4.17'ye göre  $50\Omega$ 'dan sapa.

Karakteristik empedans denklem 4.17'den, paralel kondüktans  $G$  ihmal edilerek bulundu. Çok düşük frekanslar için CPW'nin seri rezistansı  $R$  artık ihmal edilemez çünkü artık  $\omega L \gg R$  şartı geçerliliğini yitirmiştir ve  $Z_c$  ideal değerinden sapma gösterir.

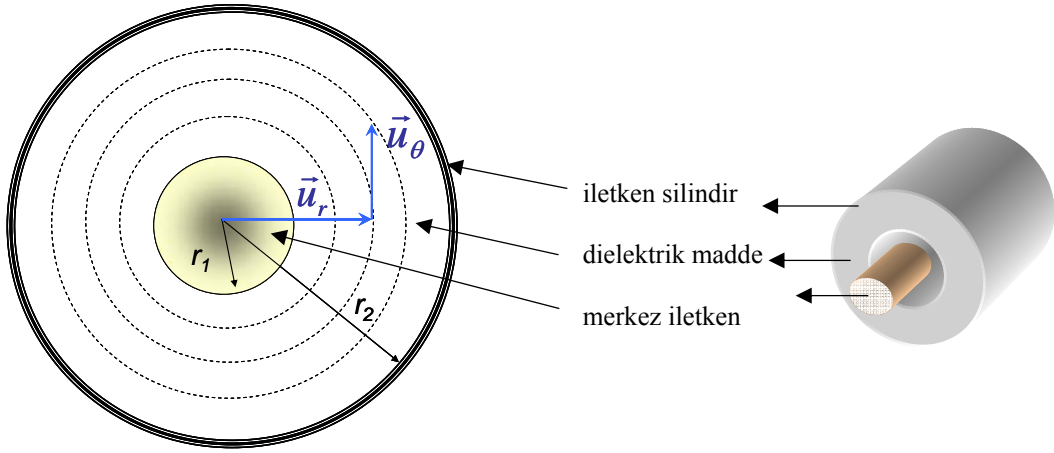
## 4.1. Kılavuzlanmış Dalga Propogasyonu

Tez çalışmamızda dalga kılavuzu olarak CPW kullandık. Bundan önce daha yaygın kullanım alanı olan koaksiyel kabloları anlatıp daha sonra CPW için benzer bir yöntem izleyeceğiz.

### 4.1.1. Koaksiyel Kablo

Koaksiyel kablo merkezde iletken tel bunun dışında bağıl dielektrik sabitiyle karakterize edilen yalıtkan bir ortam ve bunun dışında yine silindirik iletken oluşur. Bağıl dielektrik sabiti boşluğun dielektriği  $\epsilon_0$  olarak verilirse  $\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0$  olarak tanımlanır. Elektromanyetik dalganın yayılımının etkin modu enine olduğu için hem elektrik hem de manyetik alan eninedir. Başka bir ifadeyle  $E_z = 0$  ve  $H_z = 0$  olur. Elektrik alan yarıçap vektörü üzerinde  $\vec{u}_r$  yönünde iken manyetik alan telin etrafındaki daireler boyunca yani  $\vec{u}_\theta$  yönündedir (şekil 4.2). Bu geometri için Maxwell denklemlerini integrali bir önceki bölüme benzer sonuçlar verir. Seri indüktans  $L$  ve paralel kapasitans  $C$  bilinirse düşük kayıplı hattın bazı temel özellikleri hesaplanabilir. Bunun için bu iki nicelik için yaklaşımlarda bulunacağız. Amper kanunu kullanarak  $r$  yarıçapındaki bir dairenin üzerindeki ve iki iletken arasındaki manyetik indüksiyonun ifadesi aşağıdaki gibi verilir.

$$\vec{B} = \mu_0 \frac{I}{2\pi r} \vec{u}_\theta \quad (4.21)$$



**Şekil 4.2** Koaksiyel kablonun yatay kesiti. Elektrik ve manyetik alan çizgilerinin yönü.

Burada  $I$  merkez telden geçen akımdır. Koaksiyel hattın eksenine paralel  $dz$  uzunluğundaki küçük bir yüzeyden geçen manyetik akı

$$\phi = \mu_o \frac{Idz}{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \mu_o \frac{Idz}{2\pi} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (4.22)$$

şeklinde verilir. Birim uzunluktaki indüktans aşağıdaki gibi bulunur

$$L = \frac{\phi}{Idz} = \mu_o \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi}. \quad (4.23)$$

Gauss yasasını kullanarak yarıçapı  $r$  olan bir dairenin üzerindeki elektrik alan (iki iletkenin arasında)

$$\vec{E} = \frac{Q}{2\pi r \epsilon} \vec{u}_r \quad (4.24)$$

olur. Yukarıda  $Q$  merkezdeki tel için birim uzunluktaki elektrik yüküdür. İki iletken arasındaki gerilim

$$V = \frac{Q}{2\pi \epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{Q}{2\pi \epsilon} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (4.25)$$

Birim uzunluktaki kapasitans ise

$$C = \frac{Q}{V} = \epsilon \frac{2\pi}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (4.26)$$

olur.

$L$  ve  $C$  bilindiğine göre faz hızı 4.18'e göre

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu_0}} \quad (4.27)$$

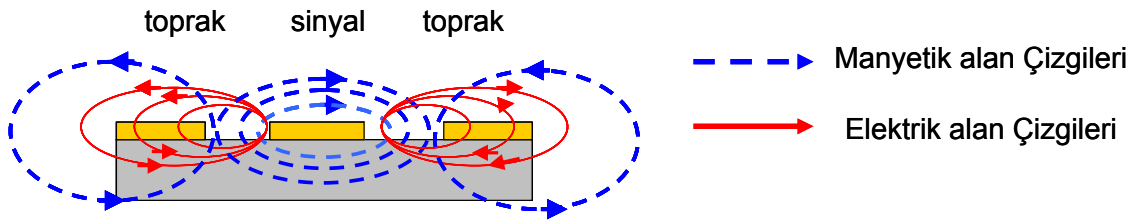
ile ifade edilir.  $v$  ışığın dielektrik sabiti  $\epsilon$  olan ortamdaki hızına eşittir ve yarıçaptan bağımsızdır. Bu 4.20'de bulduğumuz yüksek frekans (hf) karakteristik empedanstan farklıdır.

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (4.28)$$

Buraya kadar manyetik maddeleri hesaplara dahil etmedik. Fakat yalıtkan maddenin manyetik özelliklerini  $\mu_0 \rightarrow \mu, \mu_0$  dönüşümü yaparak dahil edebiliriz. Bu paralel kapasitans  $C$ 'yi değiştirmez fakat seri indüktans  $L$  değişir. Buna bağlı olarak da yayılma hızı  $v$  ve karakteristik empedans  $Z_c$  değişir.  $v$  ve  $Z_c$ 'nin frekansın fonksiyonu olarak ölçülmesi frekansa bağlı geçirgenliği hesaplamamıza imkan verir. Bir dış manyetik alan uygulamak ferromanyetik rezonansı manyetik geçirgenlikte gözlemlememizi sağlar [16].

#### 4.1.2. CPW

CPW için koaksiyel kabloya benzer bağıntılar bulabiliriz. CPW şeklindeki bir iletim hattının kesiti şekildeki gibidir. Sinyal hattı orta şerittir ve toprak hatları bu merkez şeridin iki yanında yer alır.

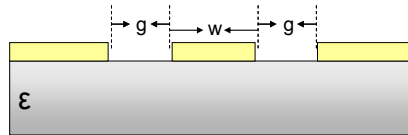


**Şekil 4.3** Coplanar waveguide yatay kesiti. Sinyal hattı, toprak hattı, elektrik alan ve manyetik alan çizgilerinin yönü.

Sinyal hattının genişliği  $w$ , toprak hatları ile sinyal hattı arasındaki kaplanmamış bölgenin genişliği  $g$ , altlığın dielektrik sabiti  $\epsilon$  olarak isimlendirilir (şekil 4.3). CPW'nin bütün iletim çizgileri (sinyal ve toprak hattı) aynı düzlemde olduğu için üretimi mikrostrip, slotline vb transmisyon hatlarına göre kolaydır.

İletim Hattı	Çalışma Frekansı	Karakteristik empedans aralığı	Kayıp	Maliyet	Katı hal parçacık yerleştirme
Mikrostrip	$\leq 110$ GHz	10-100 Ohm	Yüksek	Düşük	Normal
Slot line	$\leq 110$ GHz	60-200 Ohm	Yüksek	Düşük	Kolay
CPW	$\leq 110$ GHz	40-150 Ohm	Yüksek	Düşük	Çok kolay

**Tablo 4.1** Çeşitli iletim hatlarının özellikleri.



**Şekil 4.4** CPW in karakteristik empedansını belirleyen geometrik değişkenler;  $g, w, \epsilon$ .

Dalganın ilerlemesi iletkenlerin üstünde boşluk altında alttaş olduğundan bir başka ifadeyle farklı dielektrik ortamlarda olduğundan ilerleme modunun tam olarak TEM modunda olduğu söylenemez. Fakat iyi bir yaklaşımla yarı TEM modunda diyebiliriz. Şekildeki manyetik alan çizgileri alttaşın hemen üzerinde homojen bir yapıdadır fakat uzaklaştıkça bu yapı bozulur.

Koaksiyel kabloda olduğu gibi  $v$  ve  $Z_c$  'nin hesaplanmasında  $L$  ve  $C$  kullanılır.  $L$  ve  $C$  şu şekilde verilmiştir;

$$L = \frac{\mu_o}{4} f(g, w) ; \quad C = 4 \tilde{\epsilon} \frac{1}{f(g, w)} \quad (4.29)$$

Burada  $f(g, w)$ , oldukça karışık bir fonksiyondur ve  $g$  ile  $w$  ye yani CPW'nin geometrisine bağlıdır.  $\tilde{\epsilon}$  etkin geçirgenliktir ve altlığın kalınlığının  $g$  ve  $w$  den büyük olduğu durumda iyi bir yaklaşımla

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_o \frac{\epsilon_r + 1}{2} \quad (4.30)$$

olur. Denklem 4.18'den faz hızını

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\tilde{\epsilon} \mu_o}} \quad (4.31)$$

şeklinde bulabiliriz. Bu koaksiyel kabloya benzer fakat farklı olarak etkin dielektrik sabiti kullanılmıştır. Yüksek frekans (hf) karakteristik empedans ise 4.20'den

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\mu_o}{\tilde{\epsilon}}} f(g, w). \quad (4.32)$$

olarak hesaplanır. Uygun sinyal hattı genişliği  $w$ , boşluk  $g$  ve dielektrik sabitiyle karakterize edilen altlığı seçerek karakteristik empedans  $50\Omega$ 'a eşitlenebilir.

4.29'daki fonksiyon karışık olduğu için uygun geometriyi seçmek oldukça güçtür. Fakat bu konuda yardımcı olabilecek birçok bilgisayar yazılımı mevcuttur. Bu yazılımlarda altlık kaplama kalınlığı frekans gibi değerleri girmek ve karakteristik empedansı  $50\Omega$  a eşitlemek mümkündür. Biz de bu parametreleri belirlerken Agilent AppCad v3.02 yi kullandık.

## 4.2. S-parametreleri

Saçılım parametreleri(S-parametreleri)  $n$  tane portu olan bir networkun karakterizasyonunda kullanılır. Bazı geleneksel network karakterizasyon parametrelerinden bahsederek neden yüksek frekanslarda başka parametrelere gerek olduğunu anlamaya çalışacağız. Şekildeki gibi iki portlu bir network bir dizi parametrelerle karakterize edilir. Bunlar H, Y ve Z parametreleridir ve her porttaki gerilimin akımla bağıntısını ortaya koyar.



Şekil 4.10 İki Portlu network

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= h_{11}I_1 + h_{12}V_2 \\ I_2 &= h_{21}I_1 + h_{22}V_2 \end{aligned} \right\} \text{H -parametreleri} \quad (4.33)$$

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= y_{11}V_1 + y_{12}V_2 \\ I_2 &= y_{21}V_1 + y_{22}V_2 \end{aligned} \right\} \text{Y -parametreleri} \quad (4.34)$$

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= z_{11}I_1 + z_{12}I_2 \\ V_2 &= z_{21}I_1 + z_{22}I_2 \end{aligned} \right\} \text{Z-parametreleri} \quad (4.35)$$

Bu parametre grupları arasındaki tek fark bizim bağıl ve bağımsız değişkenleri seçimimizle ilgilidir. Bu parametrelerin nasıl bulunduğunu anlamak için H-parametrelerini ele alalım. Örneğin network çıkış portuna kısa devre yaparak  $V_2$  sıfıra eşitlenir ve  $h_{11}$  bulunur. Böylece  $h_{11}$ ,  $V_1$  in  $I_1$  e oranı yani giriş empedansı olur.

$h_{12}$  ise giriş portu açık iken  $V_1$  in  $V_2$  ye oranından bulunur. Burada önemli nokta bu ölçümlerin yapılması için açık devrelere ve kısa devrelere ihtiyaç duyulmasıdır.

$$h_{11} = \left. \frac{V_1}{I_1} \right|_{V_2=0} \quad (4.36)$$

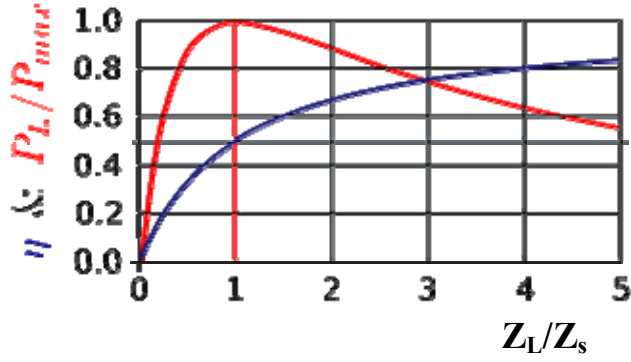
$$h_{12} = \left. \frac{V_1}{V_2} \right|_{I_1=0} \quad (4.37)$$

Yüksek frekanslara çıkıldığında ise bazı problemlerle karşılaşılır.

- Araçlarımız portlardaki toplam gerilim ve akımı ölçmeye yeterli olmayabilir.
- Geniş frekans aralığında açık ve kısa devre yapmak zordur.
- Aktif devre elemanları (transistor, diyot vb) açık ve kısa devreye uygun değildir.

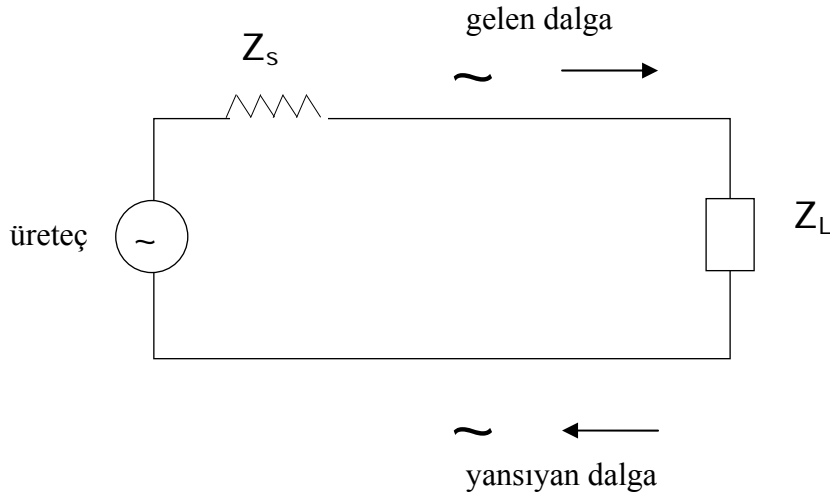
Bu sorunları aşmak için yeni bir karakterizasyon metoduna ihtiyaç vardır. Bu yüksek frekanslardaki değişkenlerimiz gerilim ve akım değil gelen, yansıyan ve durağan dalga parametreleri olacaktır.

Yüksek frekanslı sistemlerde bir güç kaynağı vardır. Bu gücün bir kısmı yüke iletim hatları aracılığı ile taşınır. Gerilimi, akımı ve gücü bu iletim hattının her iki yönünde ilerleyen dalgalar olarak düşünebiliriz. Elektronik devrelerde güç kaynağının bir empedansı  $Z_s$  vardır. Bu kaynaktan yüke maksimum gücün transfer edilebilmesi için kaynağın empedansı  $Z_s$  ile yükün empedansı  $Z_L$  birbirine eşit olmalıdır. Buna maksimum güç transfer teoremi denir. Bu durum maksimum verimlilikle karıştırılmamalıdır (şekil 4.11). Yükün empedansı kaynağın empedansından büyük olursa verimlilik artar fakat toplam direnç artacağı için güç azalır. Eğer yükün empedansı kaynağinkinden küçük olursa çoğu güç kaynak tarafından kullanılacaktır. Böylece yüke aktarılan güç azalacaktır. Bunun için  $Z_L = Z_s$  olacak şekilde ayarlanır.



Şekil 4.11 Yükteki maksimum güç(kırmızı), verimlilik  $\eta$  (mavi)

Bu iletim hattının yatay kesiti şekil 4.2'deki gibi düzgün olduğu takdirde birim uzunluk için eşdeğer bir paralel admitans ve seri empedans olduğu düşünülebilir (Şekil 4.1).



Şekil 4.12 İletim hattına gelen ve yansıyan dalgalar

Bir iletim hattına gelen ve ondan yansıyan dalga voltajlar hatta bir durağan dalga voltajı oluşturur. Verilen bir noktadaki toplam gerilim o noktaya gelen ve oradan yansıyan dalgaların toplamıdır. Toplam akım ise gelen ve yansıyan gerilimlerin farkının hattın karakteristik empedansına bölünmesiyle elde edilir.

$$V_1 = E_{inc} + E_{refl}$$

$$I_1 = \frac{E_{inc} - E_{refl}}{Z_0} \quad (4.38)$$

Bir diğ er kullanış lı ifade de yansıma katsayısı  $\Gamma$  dur. Bu bize hat ile devrenin yük ünün empedansının eşleşmesinin kalitesi hakkında bilgi verir. Yansıma katsayısı kompleks bir ifadedir. Bunun büyüklüğü  $\rho$  ve açısı  $\theta$  ise

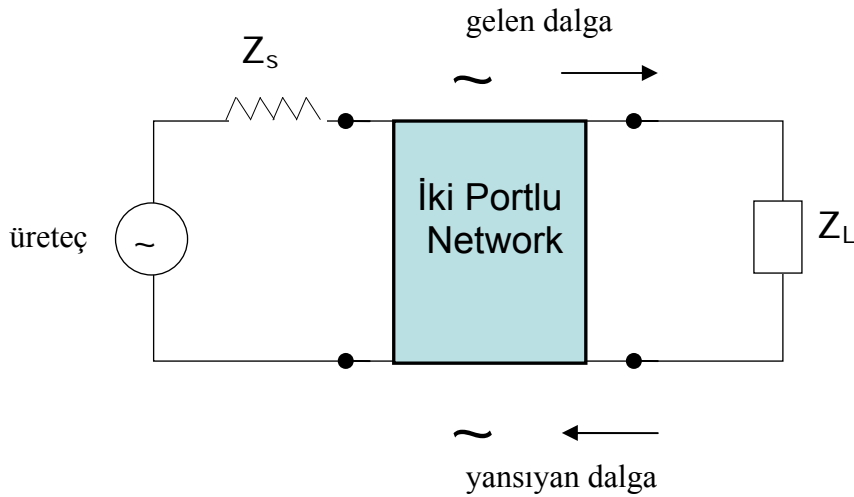
$$\begin{aligned} \Gamma &= \rho \angle \theta \\ &= \frac{E_{refl}}{E_{inc}} \end{aligned} \quad (4.39)$$

olur. İletim hattının ve yük ün empedansını eşleştirmemiz ne kadar iyi ise yansıyan gerilim ve yansıma katsayısı o kadar küçük olur.

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (4.40)$$

Yukarıdaki denklemin de görülebileceği gibi yansıma katsayısını sıfır yapmak yük ün empedansı hattın karakteristik empedansına eşit seçerek mümkün olur.

İletim hatlarının özelliklerini kısaca tekrar ettikten sonra şimdi devremize şekil 4.13 deki iki portlu networku ekleyelim. Bununla bağlantılı olarak yeni ilerleyen dalgalar oluşur.  $E_{r2}$ 'ye baktığımızda bunun  $E_{i2}$ 'nin çıkış portundan yansıyan kısmı ve  $E_{i1}$ 'in networkten iletilen kısmından oluştuğu görülür. Burada birinci indis i:gelen, r:yansıyan anlamına gelmektedir. İkinci indisler ise port numaralarını ifade eder. Benzer şekilde diğ er dalgalar da diğ er iki dalganın kombinasyonu şeklinde yazılabilir.



**Şekil 4.13** İki portlu test cihazımıza gelen ve yansıyan dalga

Bu dört ilerleyen dalgayı birbiriyle ilişkilendirmek için h-parametrelerinden başlayalım.

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= h_{11}I_1 + h_{12}V_2 \\ I_2 &= h_{21}I_1 + h_{22}V_2 \end{aligned} \right\} \quad (4.41)$$

Bu parametre setine iletim hattı için toplam gerilim ve akım değerlerini yazarsak

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= E_{i1} + E_{r1} & V_2 &= E_{i2} + E_{r2} \\ I_1 &= \frac{E_{i1} - E_{r1}}{Z_0} & I_2 &= \frac{E_{i2} - E_{r2}}{Z_0} \end{aligned} \right\} \quad (4.42)$$

ve gelen gerilim dalgaları bağımsız değişken yansıyan gerilim dalgaları bağımlı değişken olacak şekilde yeniden düzenlersek;

$$\left. \begin{aligned} E_{r1} &= f_{11}(h)E_{i1} + f_{12}(h)E_{i2} \\ E_{r2} &= f_{21}(h)E_{i1} + f_{22}(h)E_{i2} \end{aligned} \right\} \quad (4.43)$$

$f_{11}$ ,  $f_{21}$ ,  $f_{12}$  ve  $f_{22}$  fonksiyonları toplam gerilim toplam akım yerine ilerleyen gerilim dalgalarını ilişkilendiren yeni bir parametre setidir. Yukarıdaki denklemde bu fonksiyonlar  $h$  parametreleri cinsinden ifade edilmiştir. Fakat biz bunlara saçılma parametreleri (scattering parameters) diyebiliriz. Çünkü bunlar networkten saçılan veya yansıyan dalgalar arasındaki bağıntılardır. Yaygın bir şekilde kullanılan bu parametre setine kısaca S-parametreleri diyeceğiz.

Bir adım daha ileri giderek denklemin her iki tarafını da  $\sqrt{Z_0}$  a bölersek sonuç değişmeyecek fakat yeni değişkenlerimiz olacaktır. Bu yeni değişkenleri şu şekilde tanımlarsak;

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{E_{i1}}{\sqrt{Z_0}} & a_2 &= \frac{E_{i2}}{\sqrt{Z_0}} \\ b_1 &= \frac{E_{r1}}{\sqrt{Z_0}} & b_2 &= \frac{E_{r2}}{\sqrt{Z_0}} \end{aligned} \right\} \quad (4.44)$$

bulunur. Bu değişkenlerin karesi güç birimindedir. Örneğin  $|a_1|^2$  birinci porta gelen güç  $|b_1|^2$  birinci porttan yansıyan güçtür. Bu yeni denklem setine baktığımızda s-parametreleri bu yeni dört dalgayı şu şekilde ilişkilendirir.

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad (4.45)$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2$$

Dört S-parametresinin ölçümü şu şekilde olur

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} = \begin{array}{l} \text{çıkış portu eşleştirilmiş bir yük} \\ \text{le sonlandırılmış, giriş} \\ \text{yansıma katsayısı}(Z_L=Z_0) \end{array}$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} = \begin{array}{l} \text{Giriş portu eşleştirilmiş bir yük} \\ \text{le sonlandırılmış çıkış} \\ \text{yansıma katsayısı} \end{array}$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} = \begin{array}{l} \text{Çıkış portu eşleştirilmiş bir yük} \\ \text{le sonlandırılan ileri} \\ \text{yönde transmisyon kazancı} \end{array}$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} = \begin{array}{l} \text{Giriş portu eşleştirilmiş bir yük} \\ \text{le sonlandırılmış geri} \\ \text{yönde transmisyon kazancı} \end{array}$$

S-parametrelerinin, güç kazancı ya da kaybıyla ilgili olduğunu belirtmiştik.

Buna göre;

$$\left. \begin{array}{l} |S_{11}|^2 = \text{girişten yansıyan güç/girişe gelen güç} \\ |S_{22}|^2 = \text{çıkıştan yansıyan güç/çıkışa gelen güç} \\ |S_{21}|^2 = Z_0 \text{ yüküne verilen güç/ } Z_0 \text{ girişinden gelen güç} \\ |S_{12}|^2 = \text{yük ve kaynak } Z_0 \text{ iken ters güç kazancı} \end{array} \right\} \quad (4.46)$$

olarak ifade edilebilir.

### 4.3. Analiz Yöntemleri

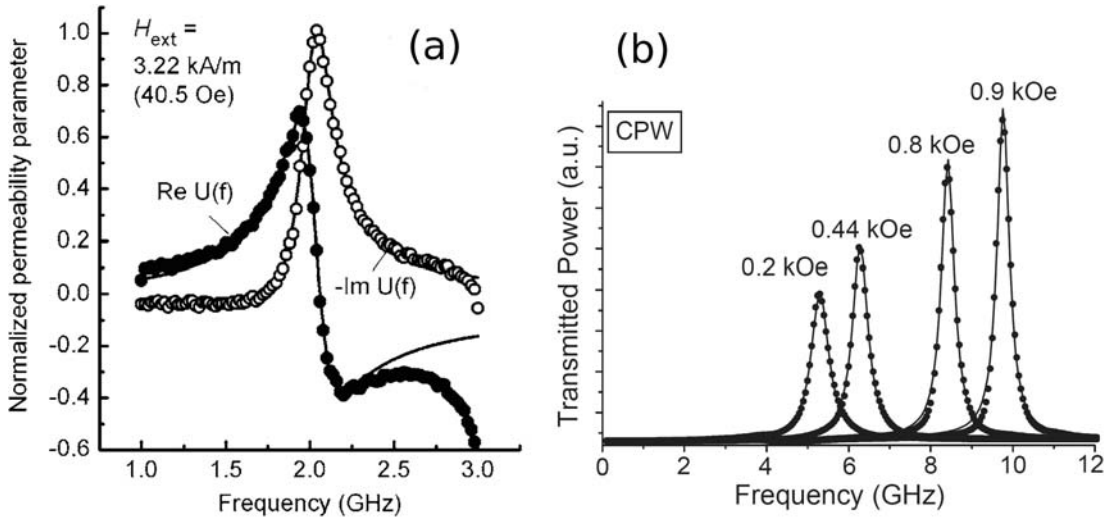
#### 4.3.1. Yansımaların İhmal Edilmesi

Referans [4]'te yansımaların ihmal edildiği sadece ölçümde  $S_{21}$  parametrelerinin ve referans  $S_{21}$  parametrelerinin kullanıldığı bir yöntemden bahsedilmektedir. Kalibrasyon yapılmamış efektif mikrodalga geçirgenliği denklem (4.47) den hesaplanmıştır.

$$U(f) = \pm \frac{i \ln[S_{21-H(f)} / S_{21-ref(f)}]}{\ln[S_{21-ref(f)}]} \quad (4.47)$$

İşaret  $\text{Im}[U(f)]$  FMR piki civarında negatif olacak şekilde seçilir.

$U(f)$  fonksiyonunda  $S_{21-H(f)}$  rezonans alanındaki  $S_{21}$  parametreleri  $S_{21-ref(f)}$  ise referans alanındaki  $S_{21}$  parametrelerini ifade eder. İdeal koşullarda  $-\text{Im}[U(f)]$  in  $f$  e karşı grafiği FMR kayıplarına  $\text{Re}[U(f)]$  ise dağılımı gösterir.



Şekil 4.14 (a) 50nm NiFe için Normalize edilmiş geçirgenlik parametresinin VNA-FMR verileri [4]. (b) CPW geometrisi için 30nm permalloyun genlik spektrumu [5].

#### 4.3.2. $S_{21}$ in Mutlak Değeri

Referans [5]'te VNA FMR için rezonans çizgi genişliği hesaplanmıştır. Burada çizgi genişliği  $S_{21}$  parametresinin genliğine bağlantı ve alt taşın etkileri çıkarılarak doğrudan fit edilmiştir. 30 nm permalloyun değişik alanlar için sonuçları şekil 4.14 (b)'de gösterilmiştir.

## 5. Deneysel Bulgular ve Analiz

VNA FMR yöntemiyle ince filmlerin ferromanyetik rezonans ölçümlerinin yapılması için iletim hattı olarak CPW kullanıldı. Bu bölümde ilk olarak CPW'nin hazırlanılmasına değinilecek daha sonra da VNA FMR deneyinden elde edilen sonuçlara yer verilecektir.

### 5.1. CPW Hazırlanması

CPW iletim hattımızı yüksek dielektrik sabiti olan kristaller üzerine iletken kaplayarak elde ettik (tablo 5.1). Yüksek dielektrik sabiti olan kristaller manyetik alanın hemen film üzerinde yoğunlaşması için seçildi. Kaplamadan önce iletkenler ve altlıklar bakırın yüzeye tutunabilmesi için ve oksitlenmeye karşı HF çözeltisinde bir süre bekletilerek temizlendi. Buharlaştırma tekniği ile bakır kaplama tekniği kısaca şu şekilde özetlenebilir:

Alttaş	Dielektrik Sabiti	Alttaş kalınlığı	İletken Şerit	Kaplama tekniği	İletken kalınlığı
Alumina (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	9,8	0,53 mm	Cu	buharlaştırma	1 micron
Alumina (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	9,8	0,53 mm	Ag	sputtering	0,5 micron
SiO <sub>2</sub>	11,8	0,5 mm	Cu	buharlaştırma	1 micron
GaAs	13	0,4 mm	Cu	buharlaştırma	1 micron

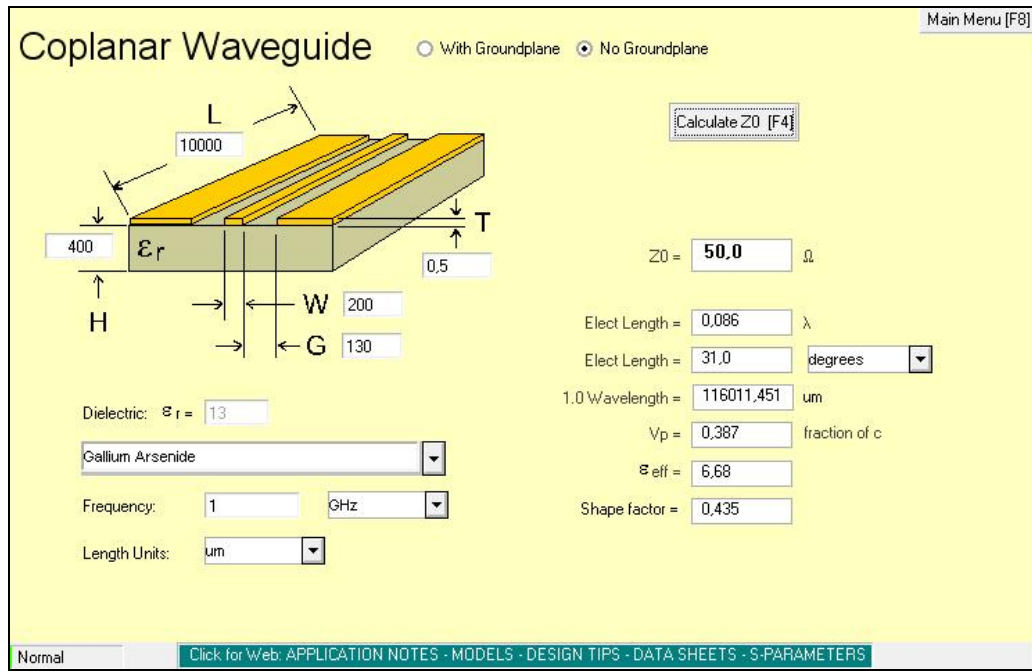
**Tablo 5.1** Deneyde kullanılan kaplamalar.

Kaplayacağımız örneklerle birlikte yaklaşık 1000 mg bakır tungsten potaya konularak basınç  $9,2 \times 10^{-6}$  milibara düşünceye kadar vakum alındı. Potaya 4-6 Amper akım verilerek bakır buharlaştırıldı ve altlıklarımızın üzerine 1 mikron kalınlığında kaplandı. Şekil 5.3'te özetlendiği gibi termal buharlaştırma tekniğiyle yaptığımız bu kaplama işleminden sonra fotolitografi tekniğine geçildi.



**Şekil 5.1** Kaplama yapılan termal evaporatör

Altlıklarımızın üzerine fotorezist damlatarak spin-coater da döndürerek (1500 rpm) fotorezistsin kaplanan yüzeye homojen bir şekilde dağılması sağlandı. Daha sonra altlığımızı 80° C sıcaklıkta 20 dakika fırınladık. Karakteristik empedansı 50  $\Omega$ 'a eşitlemek için gereken ve AppCad programı yardımıyla elde ettiğimiz parametrelere göre saydam asetat üzerine negatif maske hazırladık (şekil 5.2). Bu maskeleri fotorezistle kaplı altlıklarımızın üzerine yerleştirerek 3 dakika boyunca mor ötesi (UV) ışık altında beklettik.



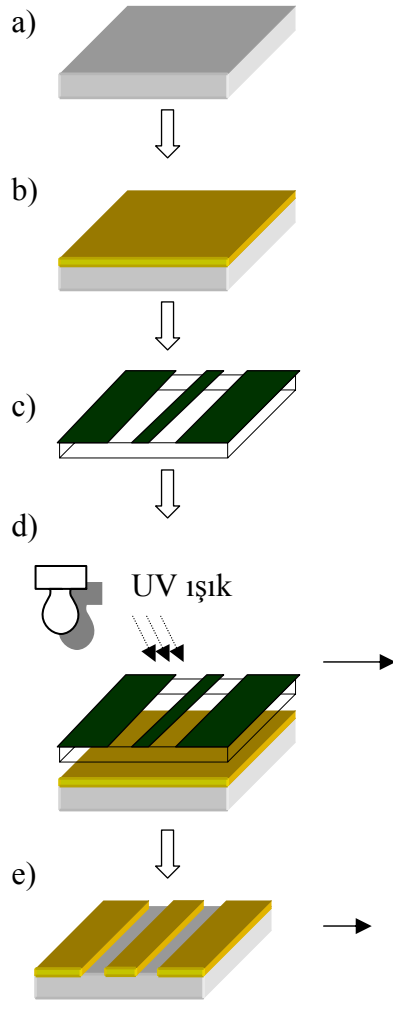
**Şekil 5.2** GaAs için parametreler. Appcad programı anlık görüntüsü.

Maskenin ışığı geçirmediği bölgelerde bozunma olmazken diğer bölgeler bozundu. Bu bölgelerdeki izler gözle görünür hale geldi. Bir sonraki prosedürümüz olan asitle aşındırma tekniği için yaklaşık % 50'lik nitrik asit çözeltisine hızlıca daldırıp çıkartarak CPW'nin sinyal hattının iki yanında kalan kısımlardaki bakırlar aşındırılarak boşluklar oluştu. Daha sonra saf su ve asetonla yıkanarak altlıklarımızdaki fotorezist temizlendi ve CPW hazır hale getirildi.

Tablo 5.1'de belirtildiği gibi birkaç farklı kristal üzerine farklı iletkenler kullanarak CPW'ler hazırlandı. İlk olarak kullandığımız silisyumun ( $\text{SiO}_2$ ) doğru bir seçim olmadığı sonucuna varıldı. Çünkü sinyal ve toprak hatları arasında yarı iletken malzeme üzerinden iletkenlikten dolayı yüksek frekans kayıpları ve istenmeyen empedans değişimi ile karşılaştık.

Daha sonraki denemede alumina altına kullanıldı. Buharlaştırma tekniği ile bakır kaplanarak oluşturulan CPW'lerin kablolarla bağlanması için lehim yapılmaya çalışıldı. Fakat lehim yapmak filme zarar verdi ve kaplamanın kalkmasına neden oldu. Sonraki denemede iletkenin yüzeye daha iyi tutunabileceği düşünülerek

alumina, sputtering tekniği ile gümüşle kaplandı. Aynı sorun burada da devam ettiği için lehim yapmaktan vazgeçilerek iletim iletken gümüş boya ile sağlandı.



**Şekil 5.3**

a) Silisyum, Safir, GaAs altlıklar HF çözeltisinde temizlendi

b) Termal buharlaştırma tekniğiyle bakır veya gümüş kaplandı

c) Saydam asetat üzerine maske hazırlandı

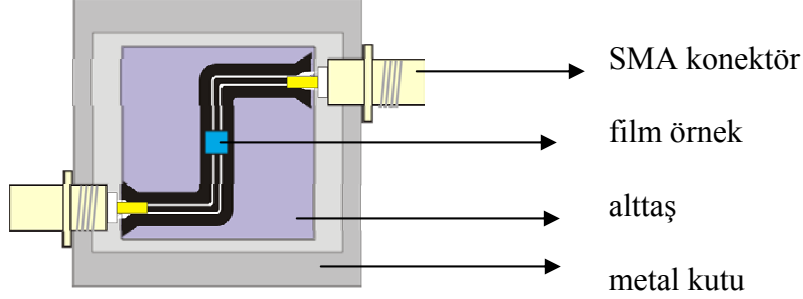
d) Maske kaplanan altlığın üzerine konularak UV ışığa maruz bırakıldı

e) Bozunan kısımlar Nitrik asit ile veya Demir(III) Klorür ile aşındırıldı.

Gerekli iletim sağlandıktan sonra sıra ölçüm denemelerine geldi. Mıknatısların arasındaki mesafenin darlığından dolayı kablolar CPW iletim hatlarına dik şekilde bağlandı (şekil 5.5). Bu şekilde yapılan ölçümlerde çok fazla kayıp olduğu için ve gürültü sinyalden çok daha fazla olduğu için sonuç alınamadı.

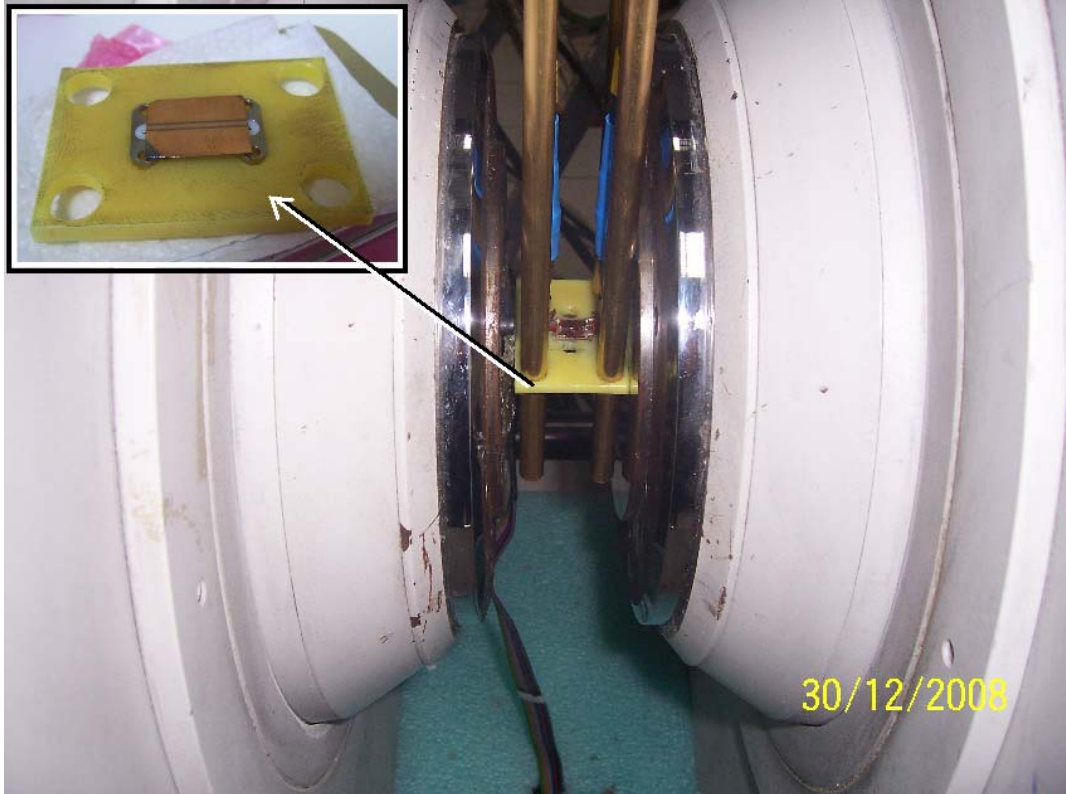
Bir sonraki aşamada kabloların CPW'ye yatay olarak bağlanmasına karar verildi. Mıknatıslar arası mesafenin yukarıda belirtildiği gibi dar olmasından dolayı daha büyük bir alttaş (2,5cm X 2,5cm) kullanılarak iletim hattı kendi içinde 90°

döndürüldü (şekil 5.4). Ayrıca bu CPW'yi dışarıdan kaynaklanan elektromanyetik etkilerden korumak için basit bir şekilde hazırlanan bakır kutu içine koyuldu (şekil 5.6).

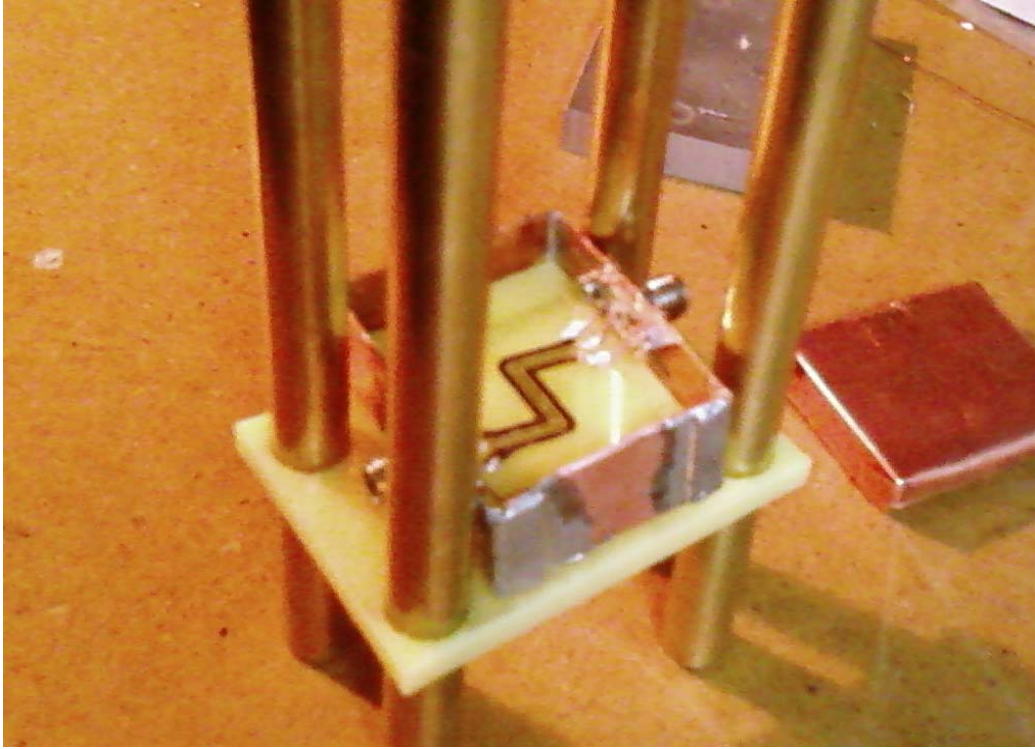


**Şekil 5.4** Metal kutu içine yerleştirilmiş CPW.

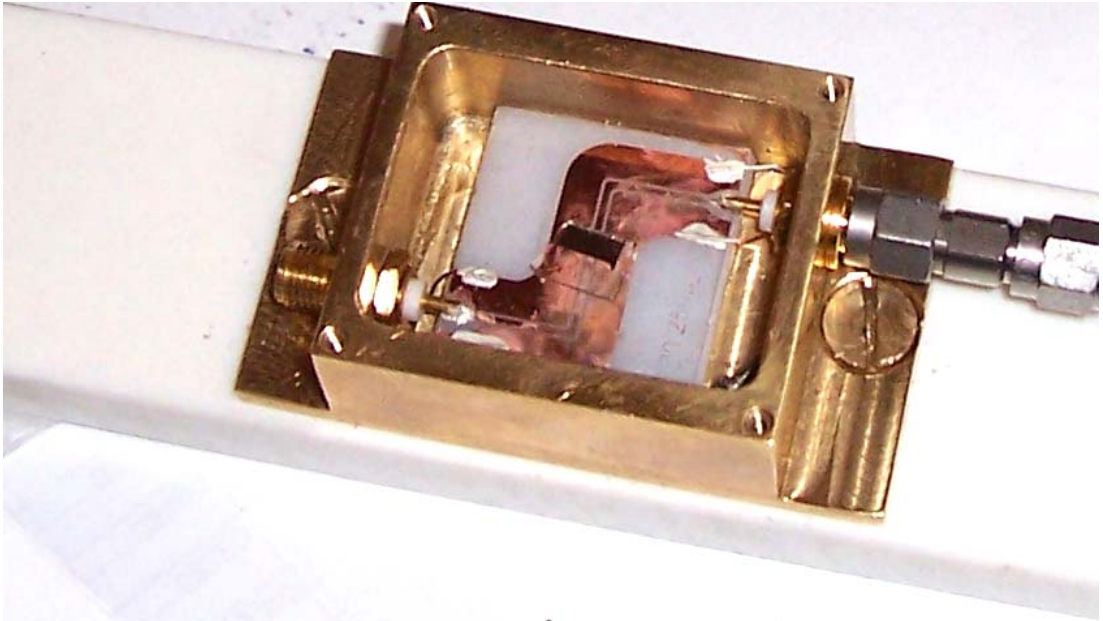
Bu şekilde yapılan ilk ölçümlerden sonuç aldıktan sonra sıra sistemimizin hassasiyetini artırmaya geldi. Bunun için yeni bir kutu tasarlandı (şekil 5.7). Bu kutu manyetik olmayan pirinç kullanılarak yapıldı. Aynı şekilde kutuda kullanılan vidalar da manyetik olmayan malzemelerden seçildi.



**Şekil 5.5** Kestamit üzerine yerleştirilen CPW.



Şekil 5.6 Bakır kutu içine yerleştirilen alumina üzerine gümüş kaplanarak hazırlanan CPW.



Şekil 5.7 Pirinç kutu içinde bakır kaplı CPW ve ferromanyetik örnek.

## 5.2. VNA FMR Ölçümleri

FMR ölçümlerimizde daha geniş frekans aralığında ölçüm yapabilmek için yumuşak manyetik özelliklerinden ve dar çizgi genişliğinden (~100G) dolayı permalloy ve Heusler alaşım kullanıldı. Örneğimizin CPW hatları arasında kısa devre yapmasını önlemek için CPW hattı üzerine bir miktar vakum gres sürüldü. Manyetik alan çizgilerinin CPW'nin hemen yüzeyinde TEM modunda olduğunu düşünerek örnek ve hattın arası olabildiğince kısa tutulmaya çalışıldı. Bunun için örnek manyetik malzemenin bulunduğu yüzey aşağıya gelecek şekilde yerleştirildi

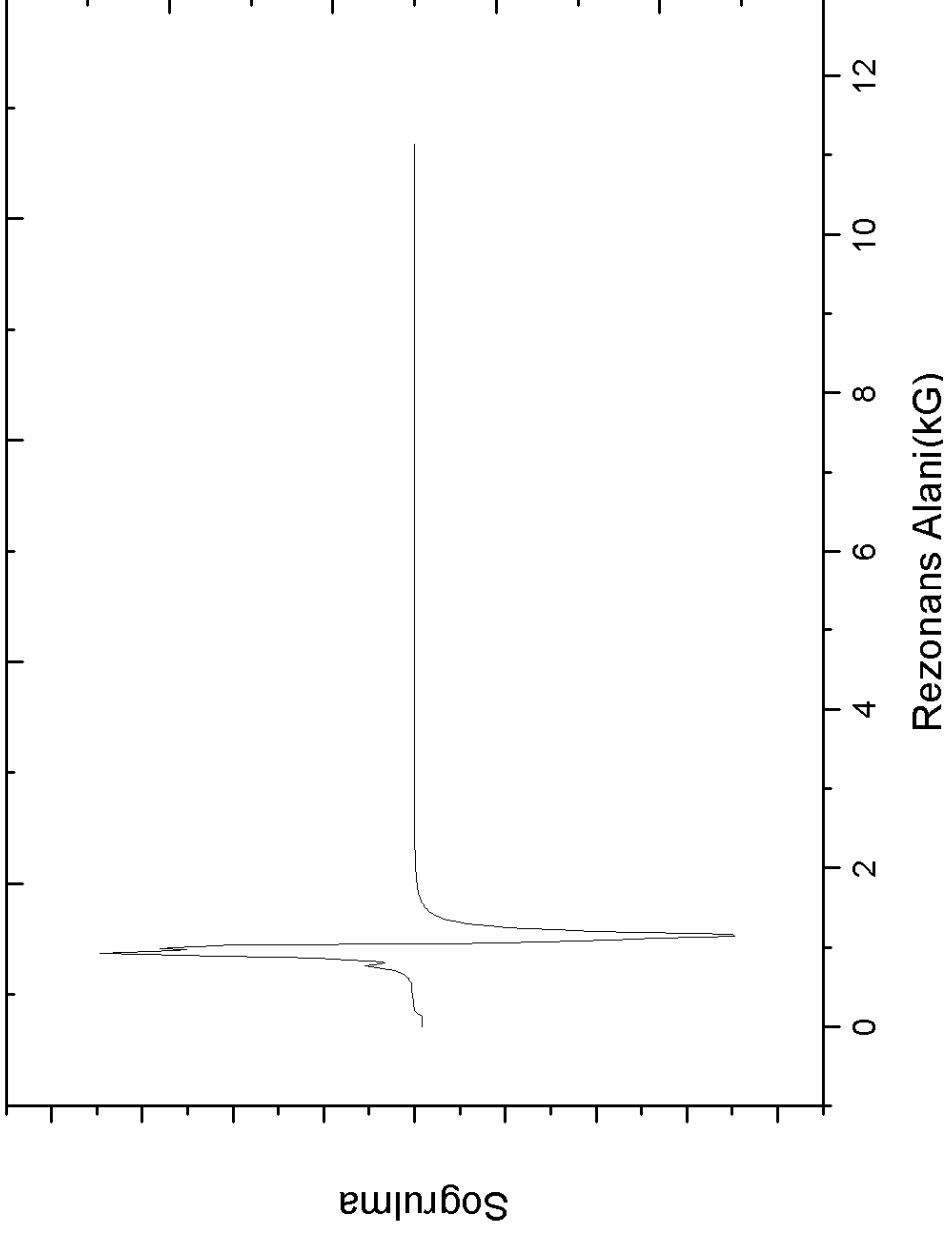
Olası kayıpları en aza indirmek için VNA ile CPW arasında kullanılan kablo, konektörle CPW sinyal ve toprak hattı arasındaki mesafe vb. bütün bağlantıların olabildiğince kısa olmasına dikkat edildi.

Bize hesaplamalarımızda yardımcı olması için öncelikle geleneksel FMR ölçümü ile örneğimiz incelendi. Permalloy örneğin X bant FMR ölçümlerinden rezonans alanı 1050 Gauss olarak bulundu (Şekil 5.8). İnce filmler için rezonans frekansı ifadesi

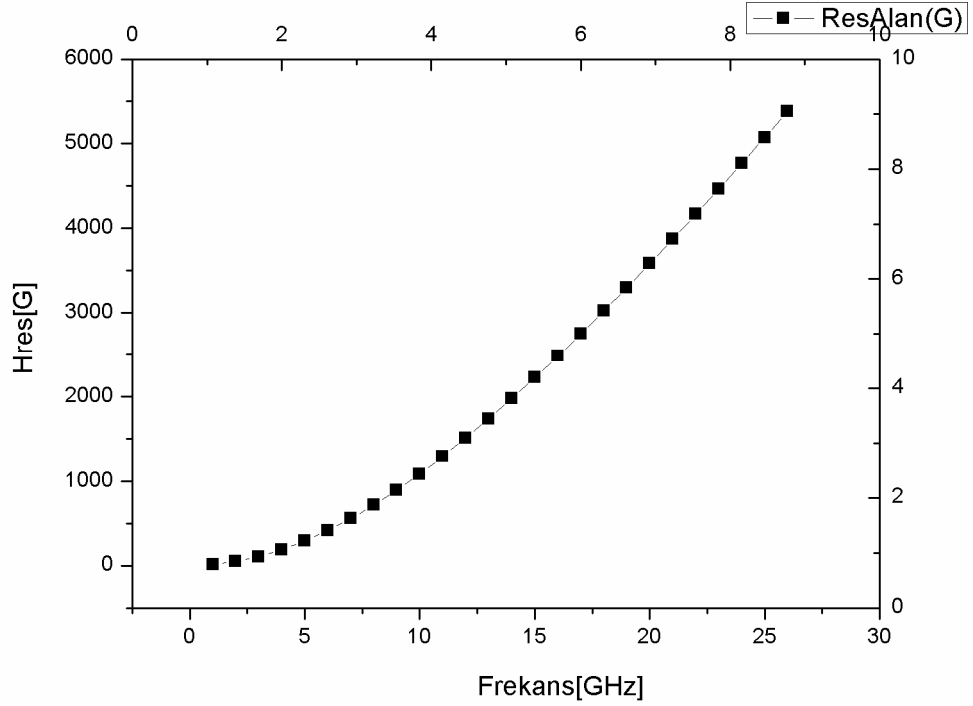
$$\omega_0 = \gamma \sqrt{H_0 (H_0 + 4\pi M_s)} \quad (5.1)$$

olduğundan  $M_s = 855G$  olarak hesaplandı.

Kittel formülünden (5.1) hesaplanan rezonans alanı ile frekans değişimi şekil 5.9'daki gibidir.



**Şekil 5.8** 1000 Å Permalloy örneğinin geleneksel FMR ölçümü.  $H_{rez} = 1050G$



**Şekil 5.9** 1000Å permalloy örnek için kuramsal rezonans alanı frekans değişimi.

Deneyde kullandığımız Coplanar Waveguide parametreleri birisi 700µm genişlikte merkez şeride (W) ve 260 µm (G) genişliğinde toprak-sinyal hattı boşluğuna sahip gümüş kaplı diğeri de W=800 µm, G=265 µm olan bakır kaplanmış ve her ikisi de 50 Ω karakteristik empedansa eşleştirilmiş şekilde ayarlandı.

Tez çalışmamızda iki çeşit ölçüm yaptık. Bunlardan birincisi sabit frekansta alan tarayarak ikincisi de sabit alanda frekans tarayarak gerçekleştirildi. Bunları iki ayrı başlıkta inceleyeceğiz.

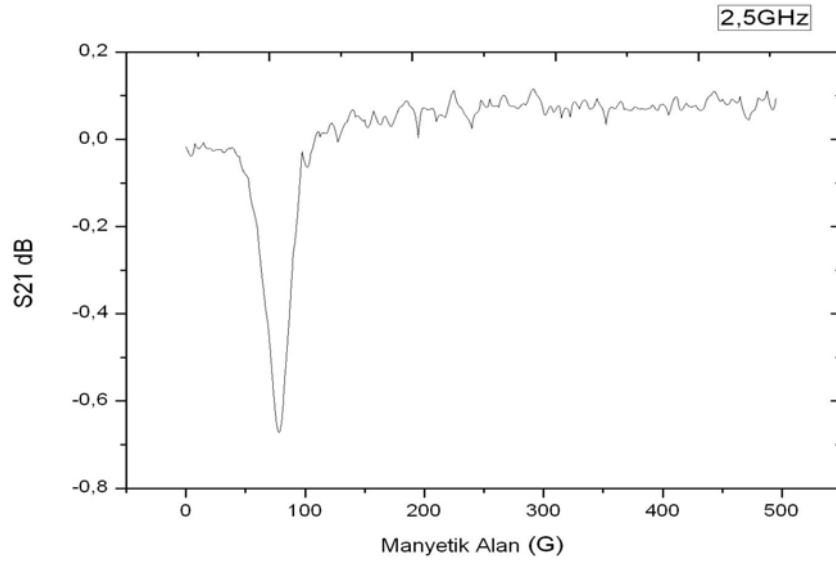
### 5.2.1. Sabit Frekans Ölçümleri

Sabit frekans ölçümleri çeşitli aralıklarda frekans adım adım değiştirilerek örneğin 2-4 GHz aralığında frekans her ölçümde 0,5 GHz artırılarak ve bu aralıkta rezonansı gözlemlemeyi beklediğimiz 0-500 G arası manyetik alan tarayarak (Şekil 5.10) gerçekleştirildi. Şekil 5.11 deki ölçümler ise 4 GHz ile 10 GHz aralığında 0,5 GHz artırılarak yapıldı. Bir başka ifadeyle frekans sırasıyla 4GHz, 4,5 GHz,...10 GHz değerlerinde sabit tutularak alan 0-800 G aralığında tarandı.

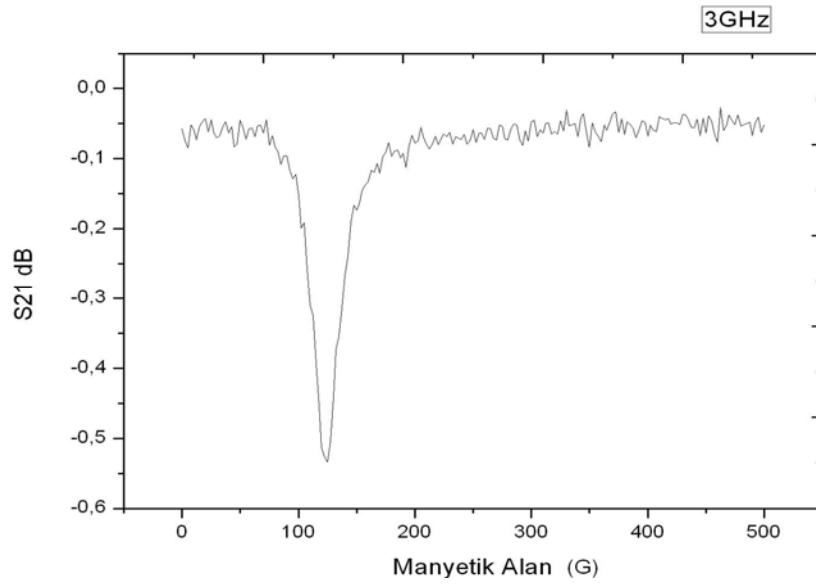
Network Analizör ve ESR sistemi birbirinden bağımsız olarak çalıştığı için bunların senkronizasyonu zaman sabitleri (ESR için conversion time ve VNA için sweep time) aynı değer girilerek sağlandı. Gerçekte VNA time domain ölçüm yaptı fakat diğer yandan DC manyetik alan zamana bağlı olarak arttığı için bu veriler işlenirken hangi zamanın hangi alana karşılık geldiği belirlendi. Bu ölçümlerde iki kişiden birisi NA'yı diğeri de ESR sistemini aynı anda çalıştırarak doğru sonuçların alınması sağlandı.

Aynı örnek için değişik birçok frekansta ölçüm yapıldı. Bu ölçümlerde FMR sinyalini görmeyi beklediğimiz değerlerde mutlaka bir soğrulma görmemize rağmen bazı değerlerde SNR (sinyalin gürültüye oranı) çok net bir şekilde gözlenemedi (Şekil 5.14'deki 3,8 GHz ölçümlerindeki gibi). VNA-FMR ölçümlerinin tekrarlanabilirliğini test etmek için permalloy yeniden ölçüldü. Bu ölçümümüzde biraz daha geniş bir aralıkta frekansı daha küçük adımlarla (0,2 GHz) artırarak Şekil 5.15'deki sonuçları elde ettik. Burada da gözleendiği gibi belirli frekans değerlerinde soğrulma çok belirgin olmasa da elde edilebildi.

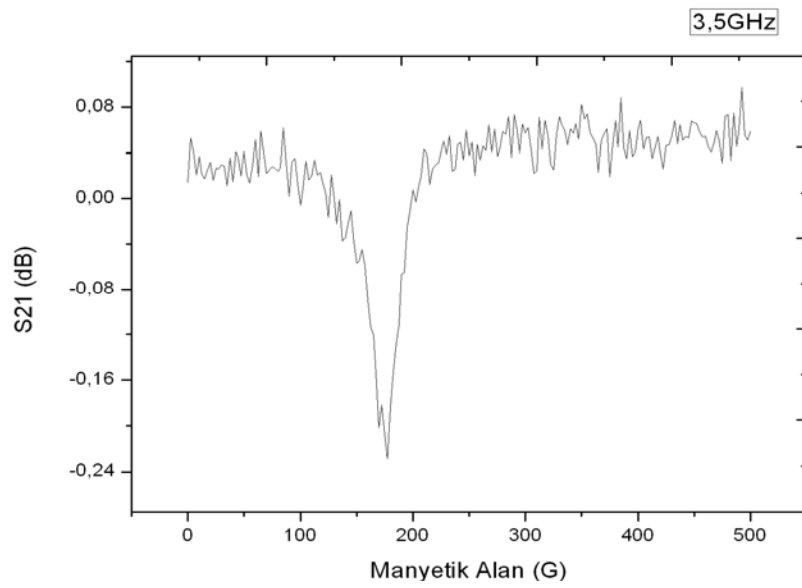
Yüksek frekanslara çıktığımızda (~15 GHz) artık gürültü FMR sinyalinin görünmesini imkansız hale getirmeye başladı. Örneğin Şekil 5.12'de FMR sinyali görünse bile gürültünün yanında oldukça küçük kalıyor. Bunun olası sebepleri yüksek frekansta çalışmanın her zaman doğurduğu problemlerin yanında kullandığımız SMA konektörlerin limiti (18 GHz), SMA-CPW bağlantısındaki kayıplar, koaksiyel-den düzlemsel dalga kılavuzuna geçişte yaşanan kayıplar ve yine bu dönüşümün neden olduğu diğer problemler olarak sıralanabilir.



(a)

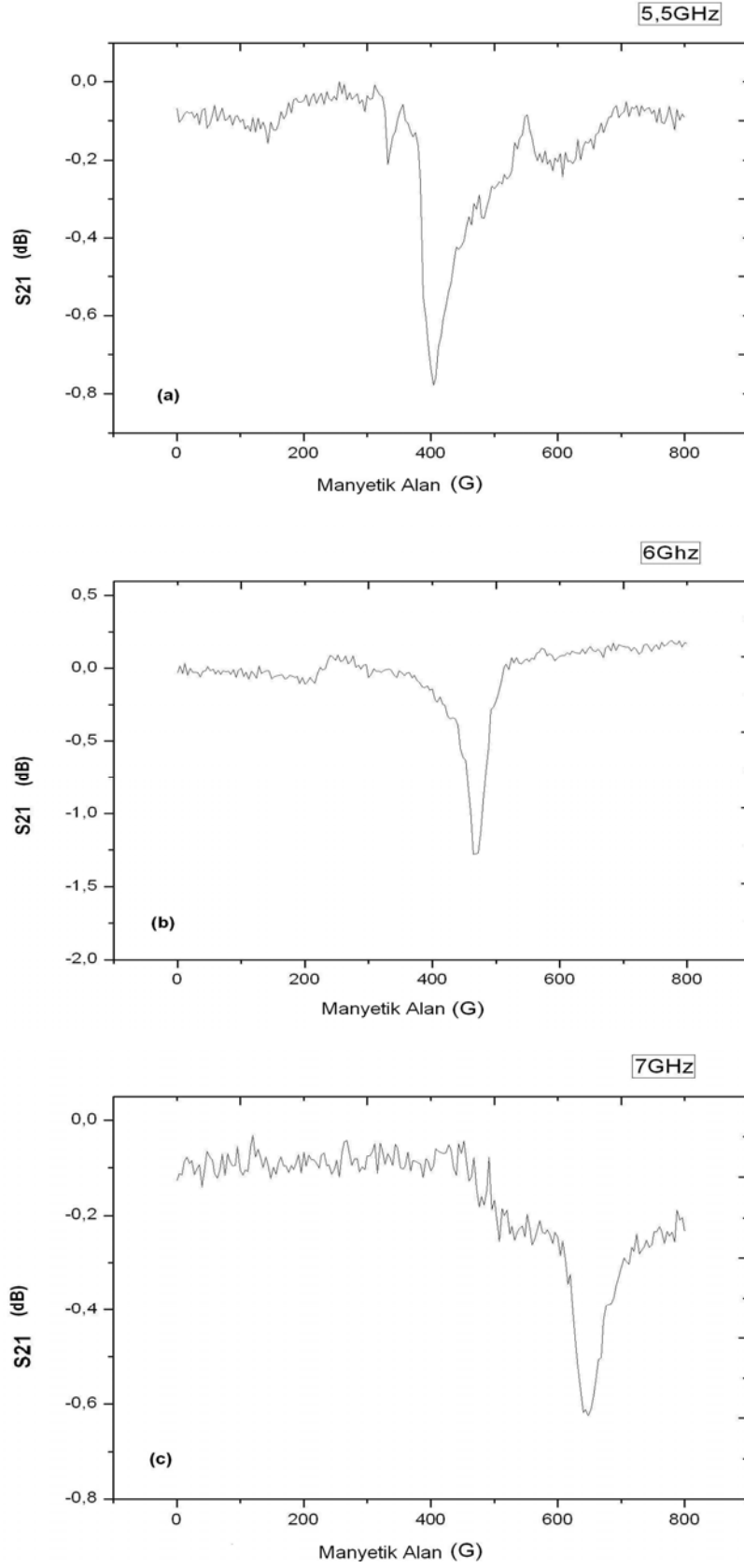


(b)

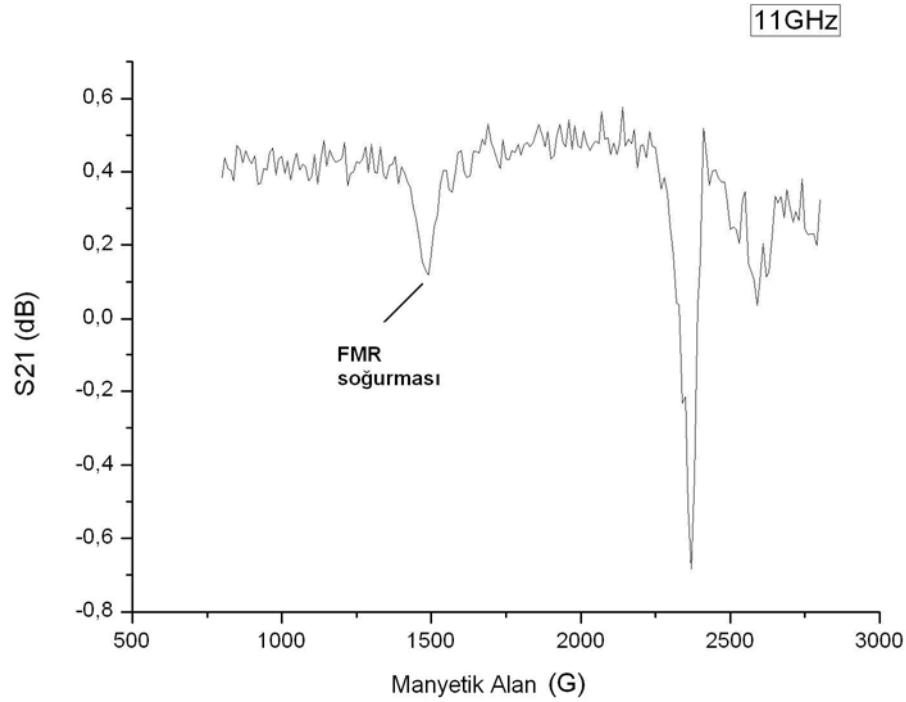


(c)

**Şekil 5.10** (a) 2,5 GHz, (b) 3 GHz ve (c) 3,5 GHz için ölçümler (Permalloy).

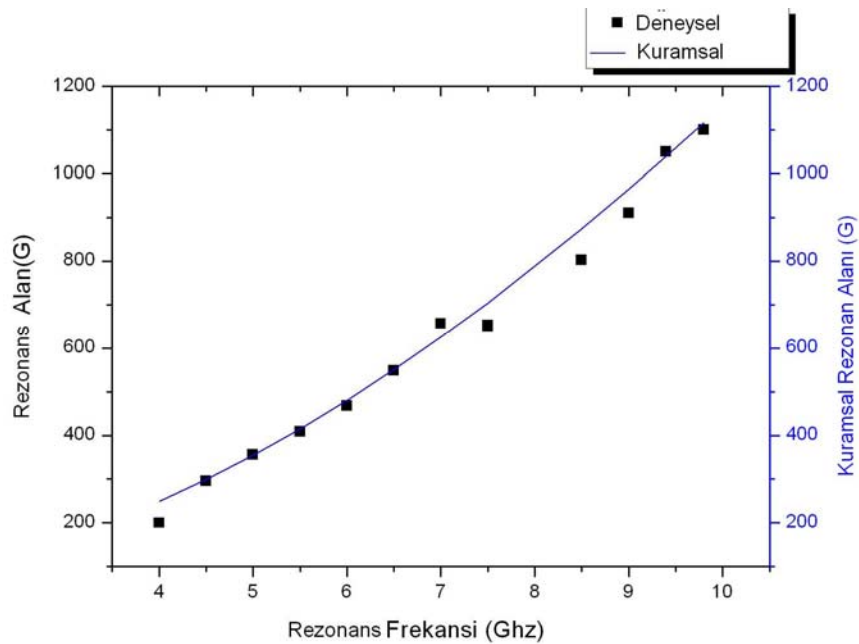


Şekil 5.11 (a,b,c) 1000A° permalloy (%18) için 0-800 Gauss aralığında ölçümler.



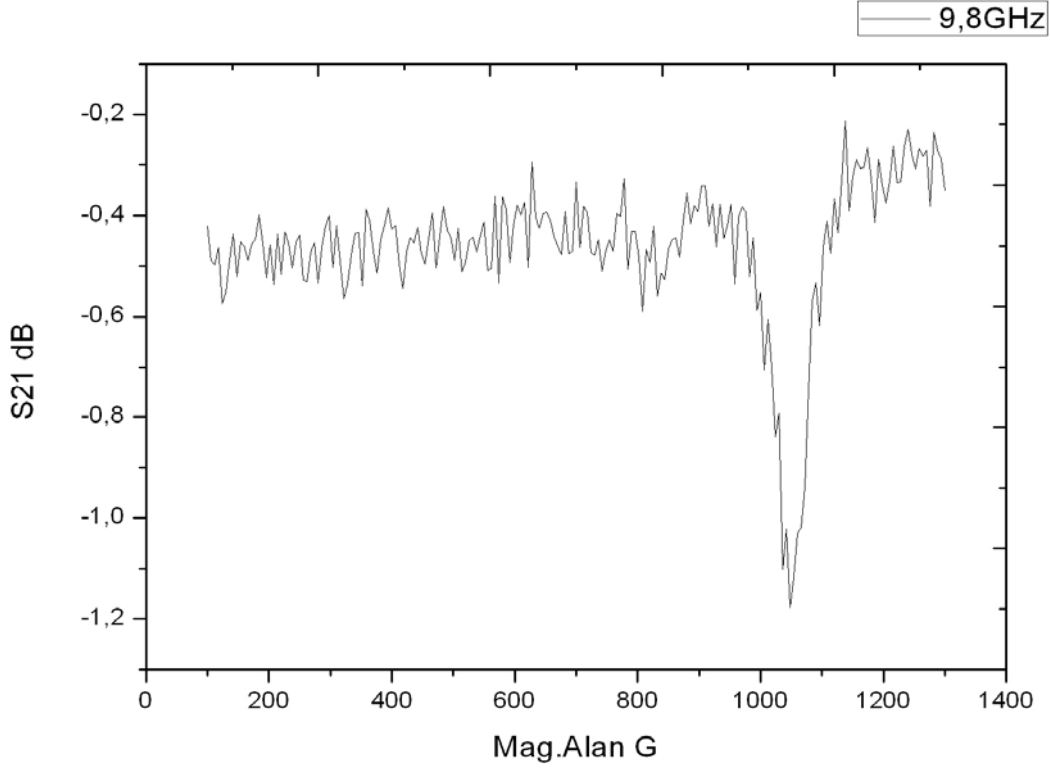
**Şekil 5.12** 1000 Å permalloyun (%18) 11 GHz Sabit frekansta FMR soğurulması ve gürültü.

Sabit frekans deneyimizde ESR sisteminde yapılan X Band ölçüleriyle uyumu gözlemlmek için 9,8 GHz ve yakın değerlerde ölçümler yapıldı ve ince filmin manyetik alana paralel olduğu durum için ESR ölçümünde bulunan 1050G değeri burada da gözlemlendi (şekil 5.14).

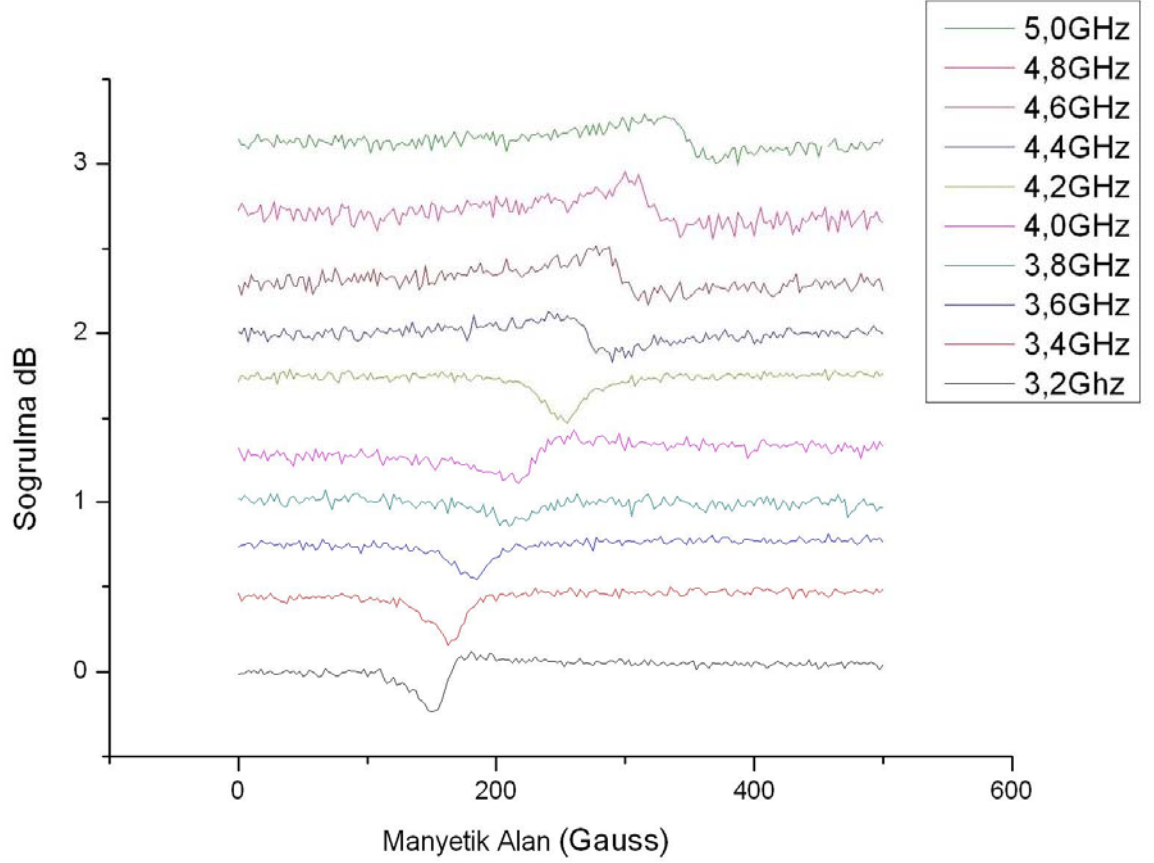


**Şekil 5.13** Permalloy için deneysel ve kuramsal rezonans alanı değerleri.

Sabit frekans ölçümlerinde gözlemlediğimiz rezonans alanı kuramsal değerlerle iyi bir uyum gösterdi (şekil 5.13).

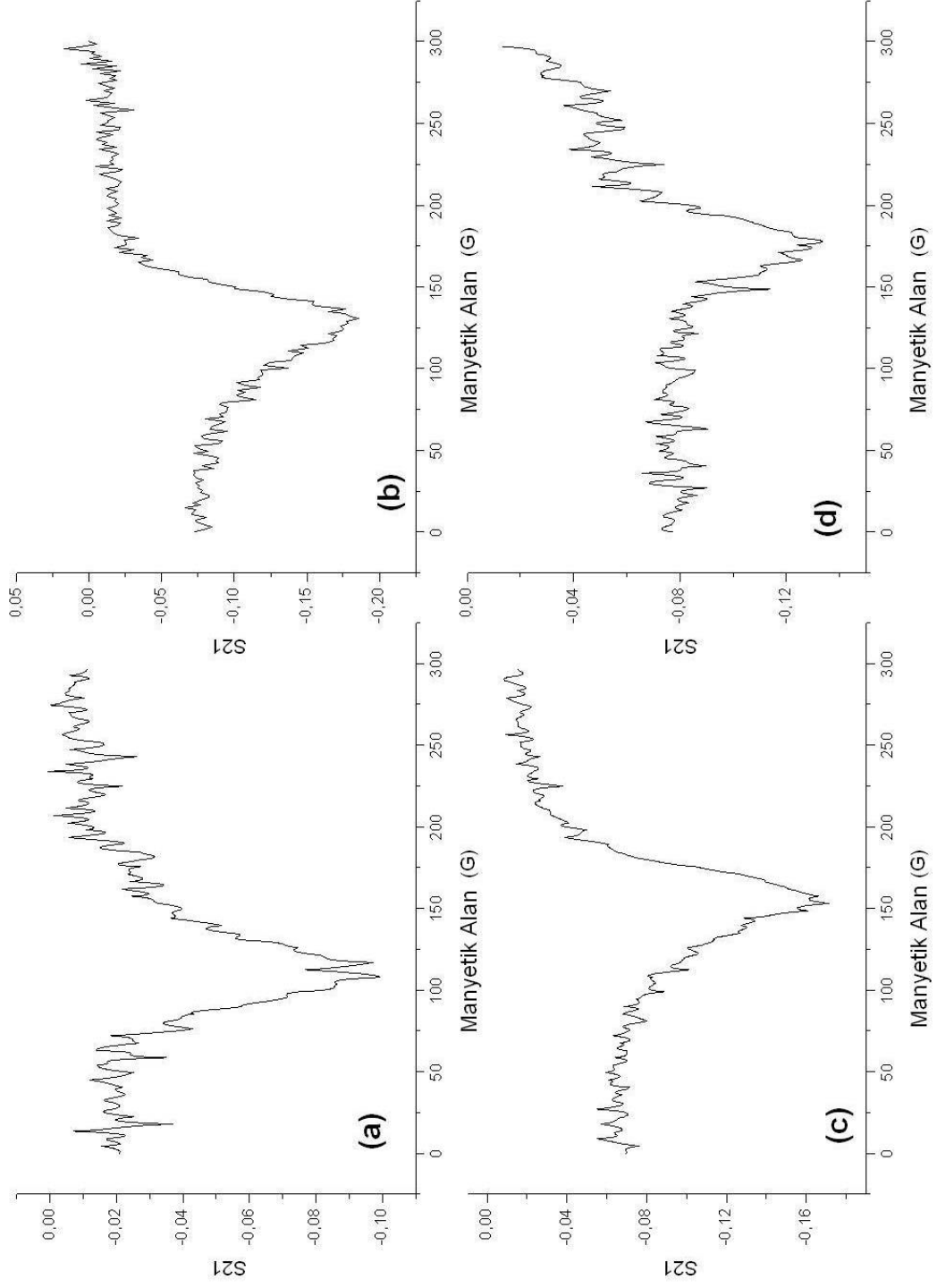


**Şekil 5.14** 1000 Å Permalloy (%18)örneğin 9.8 GHz’de manyetik alan taraması. Bu değer X bant ölçümüyle karşılaştırma yapmak için seçildi.



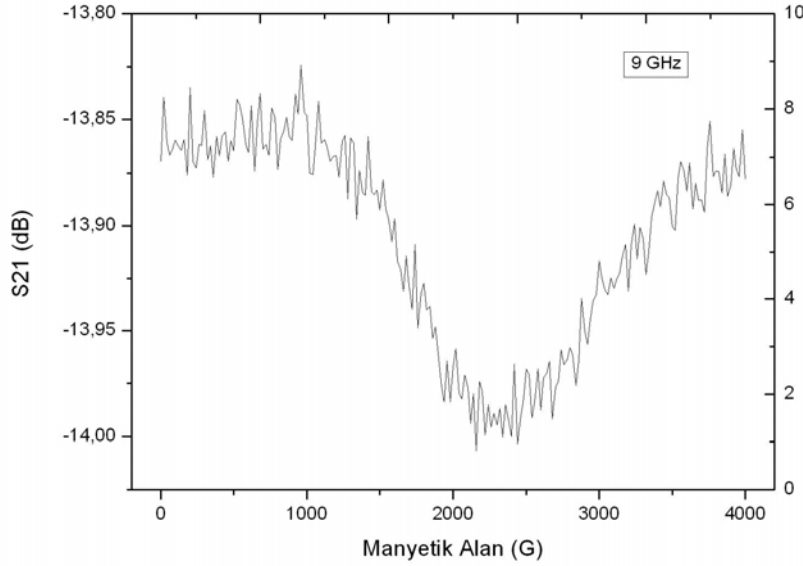
**Şekil 5.15** 1000 Å Permalloy (%18) örnek için 0,2 GHz'lik adımlarla 0-500 G alanda yapılan ölçümler.

Deney sisteminin farklı örnekler için de tekrarlanabilirliğini test etmek için yine dar çizgi genişliğine sahip olan Heusler alaşımı ( $\text{Co}_2\text{MnGe}$ ) ile ölçüm yapıldı. Şekil 5.16'da görülen grafikler değişik frekans değerleri için manyetik alan taranarak gerçekleştirildi.

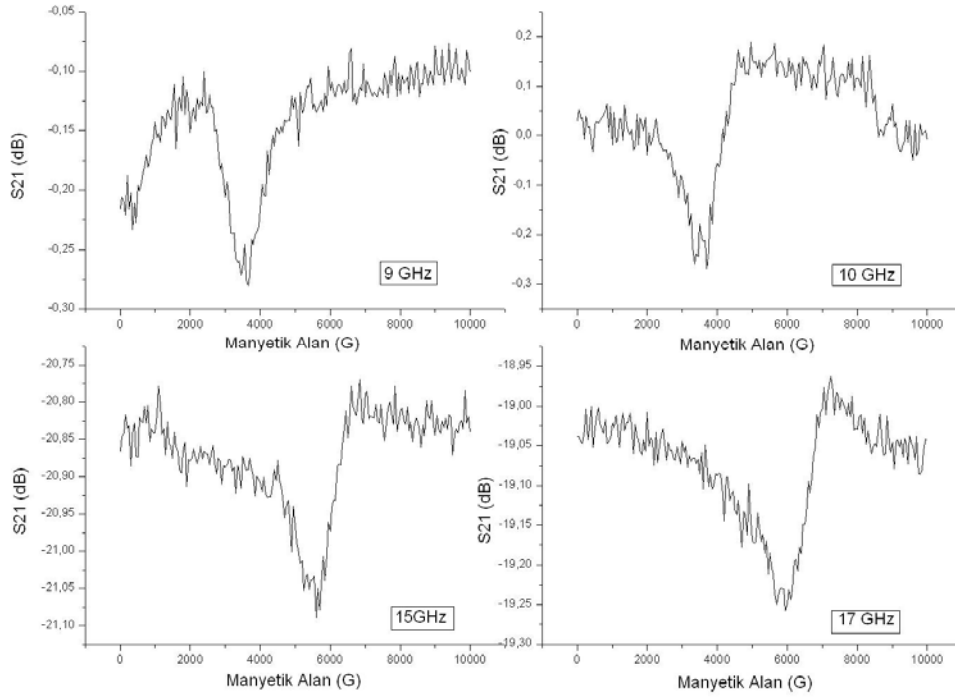


**Şekil 5.16** 1000 A Heusler alaşımının (a) 3GHz, (b) 3,5 GHz, (c) 3,75 ve (d) 4 GHz sabit frekans ölçümleri

Bu sistem ince filmlerin FMR ölçümleri için tasarlandı. Onun için önceki örneklerimiz permalloy ve Heusler ince filmler idi. Fakat sistemimizde kompozit yapıda kompleks ferrit ( $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.4}\text{Cu}_{0.1}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ) ölçümü de yaparak şekil 5.17 ve 5.18'deki sonuçları elde ettik. Bu örneğin oda sıcaklığındaki ESR ölçümünde 3000 G rezonans alanı gözlenmiş ve VNA FMR ölçümleri de bununla uyumlu sonuçlar vermiştir.



Şekil 5.17 Kompleks ferrit örnek 9 GHz sabit frekans ölçümü.

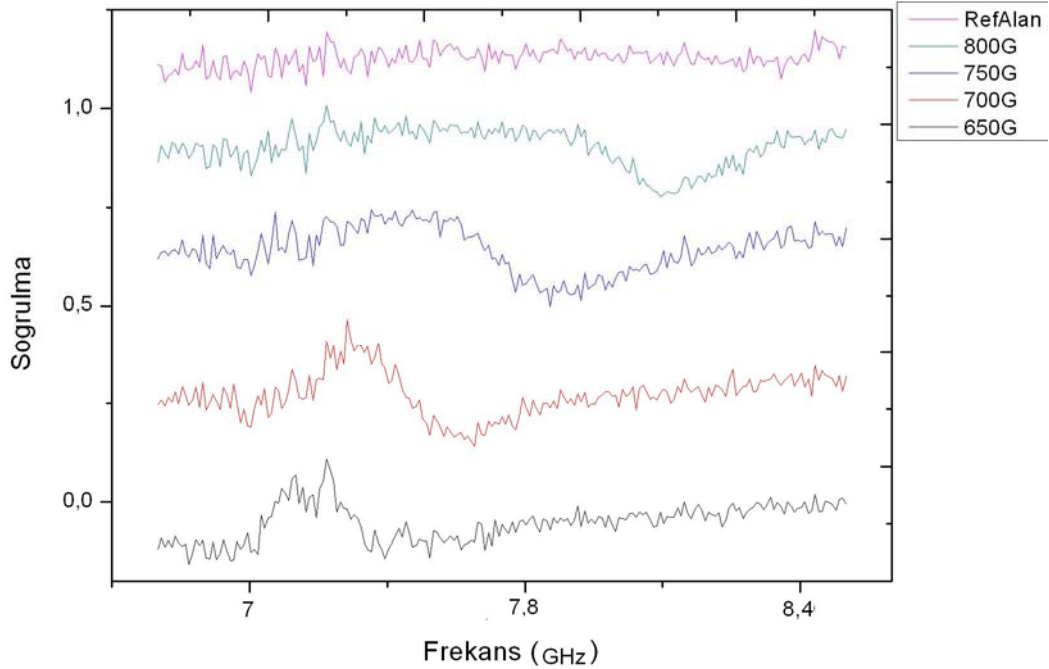


Şekil 5.18 Kompleks ferrit örnek değişik frekanslarda ölçümler.

### 5.2.2. Sabit Manyetik Alan Ölçümleri

Daha önceki bölümlerde de vurgulandığı gibi geleneksel FMR ölçümünden farklı olarak VNA-FMR deneyi bizim manyetik örneğimizin değişik frekans aralıklarındaki davranışını gözlemlememize imkan sağlar. Network analizörümüz 10 MHz ile 50 GHz arasında çalışmasına rağmen deneyimizde kullandığımız sistem (konektörler, bağlantılar vb.) bizim bu kadar geniş aralıkta ölçüm yapmamıza imkan vermedi. Daha önceki ölçümde olduğu gibi burada da permalloy örnek kullandık. Belirli frekans değerlerinde gerek gürültünün fazla olması gerekse FMR'dan yani örneğimizin manyetik özelliklerinden kaynaklanmayan soğrulmaların olması nedeniyle o frekans değerlerinin dışındaki aralıklarda ölçüm yaptık.

Ölçümlerimizdeki soğrulmanın manyetik alana bağlı olduğunu yani FMR'dan kaynaklandığını göstermek için manyetik alanı artırarak ölçümlerimizi tekrarladık. Şekil 5.16'da da görüldüğü gibi FMR soğrulması artan manyetik alana bağlı olarak

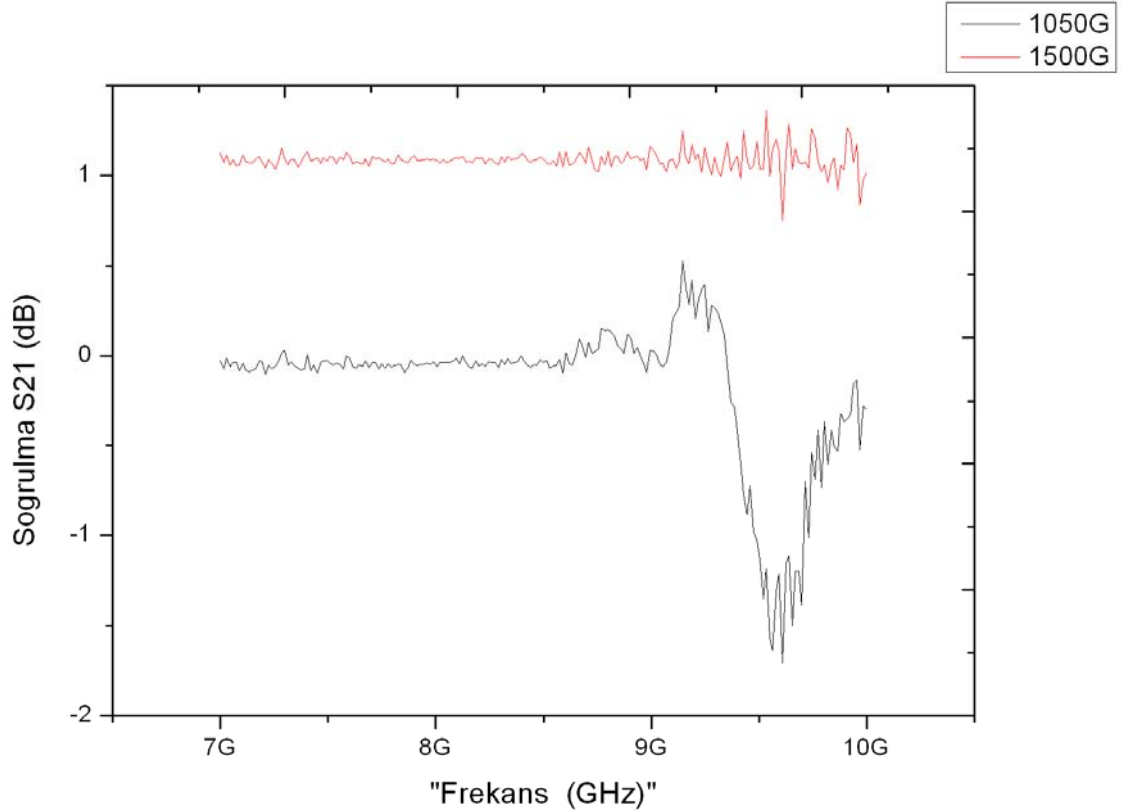


**Şekil 5.19** 1000 Å Permalloy (%18)örnek için 7–8,5 GHz aralığı FMR soğrulması

sağa kaydı. Şekil 5.19'da referans alan olarak belirlediğimiz alan rezonans alanının dışında bundan yüksek bir değerdir. Örneğin bu ölçümlerde 600-800 G rezonans

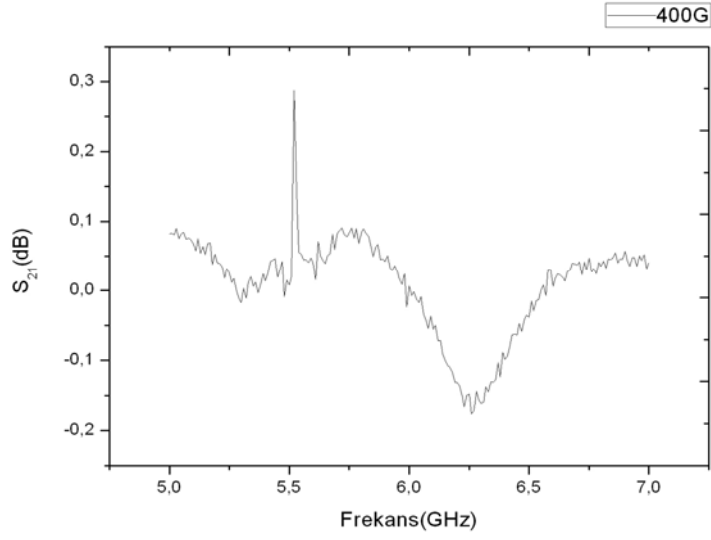
alanı olduğu için referans alanımızı 1200 Gauss olarak belirledik.

Bir diğer ölçümümüzü 7-10 GHz aralığında yaptık. Bu ölçümlerde referans alan olarak 1500 G belirledik. Bu değerde ölçüm yaptıktan sonra yine aynı frekans aralığında bu sefer 1050 G rezonans alanı verdik ve şekil 5.20'deki grafiği elde ettik.

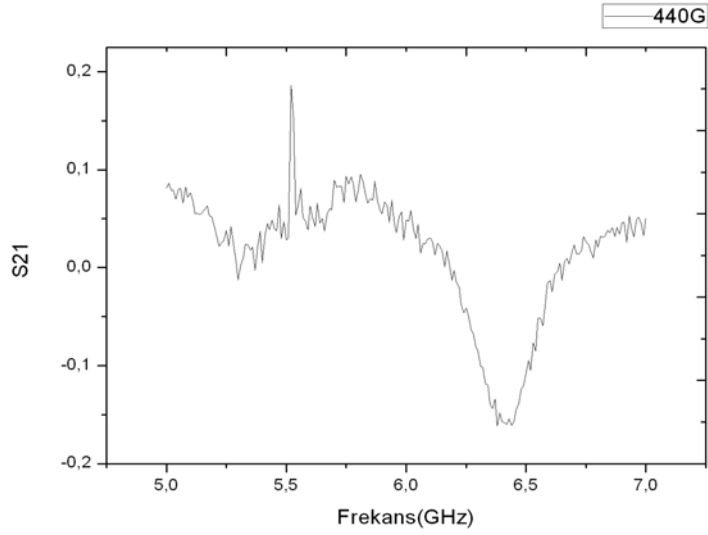


**Şekil 5.20** 1000Å Permalloy (%18) için 1500 G referans ve 1050 G rezonans alanı. FMR 9,65 GHz değerinde gözlemlendi.

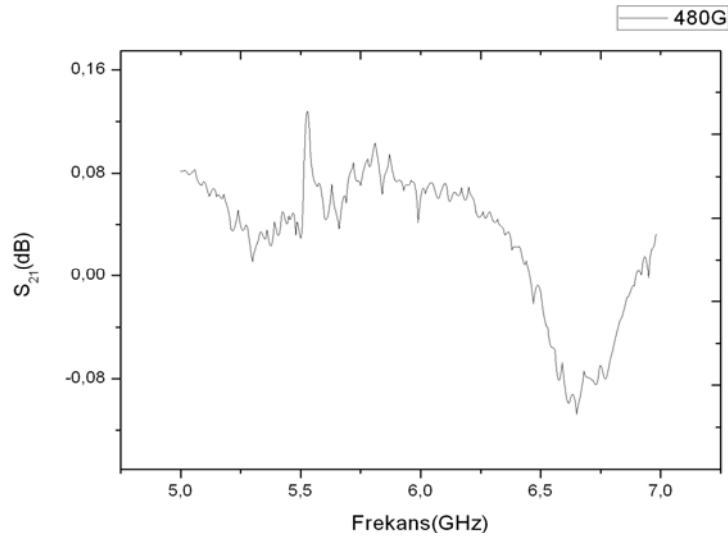
Bir başka ölçüm setimizde yine manyetik alan çizgi genişliği dar olan (~50G) ferromanyetik bir örnek Heusler alaşımı ( $\text{Co}_2\text{MnGe}$ ) kullandık. Bu ölçümlerimize ait grafikler 400 Gauss için şekil 5.21, 440 Gauss için şekil 5.22 ve 480 Gauss için şekil 5.23'de verilmiştir. Bu ölçümlerimizde 5,53 GHz de manyetik alan değişmesine rağmen yeri değişmeyen fakat şiddeti değişen bir pik gözlemledik. Bunun kaynağının FMR'dan kaynaklanmadığı (öyle olsaydı manyetik alan değiştikçe kayardı) fakat yine de ölçüm düzeneğinin özelliklerinden kaynaklandığı söylenebilir.



5.21 400 G sabit alan ve 5-7 GHz aralığında FMR soğrulması (Heusler alaşımı).



5.22 440 G sabit alan ve 5-7 GHz aralığında FMR soğrulması (Heusler alaşımı).



Şekil 5.23 480 G sabit alan ve 5-7 GHz aralığında FMR soğrulması (Heusler).

## 6. SONUÇ

Bu tezin konusu olan Vektör Network Analizörle Ferromanyetik Rezonans ölçümlerinin yapılması yeni bir tekniktir. Ferromanyetik malzemelerin değişik frekanslardaki davranışını gözlemlemeye olanak sağlaması bakımından da oldukça önemlidir.

Tez çalışmasında ilk olarak VNA-FMR ölçümlerinin yapılacağı deneysel düzenek tasarlandı ve geliştirildi. Network Analizör, mıknatıs, kablo konektör ve CPW'dan oluşan bu düzeneğin önemli bir kısmını oluşturan CPW parçasının yapılması için gerekli olan teknoloji elde edildi. Çeşitli denemeler sonucunda CPW alttaşı için en uygun kristalin alumina olduğu anlaşıldı.

Deneyimizin amacının yüksek frekans kullanılarak FMR ölçümü yapılması olduğundan dolayı konektörlerimiz ve kablolarımız buna göre seçildi.

Seçtiğimiz bu konektörlerin iletim hattımız olan CPW'ye bağlanması için de yine yüksek frekanslarda fazla kayıp olmasını engelleyecek şekilde bağlantı yapılmaya çalışıldı. Yine tasarımlarımız kayıpları azaltacak şekilde yapıldı. Örneğin koaksiyelden düzlemsel iletim hattına yapılan bağlantının yatay şekilde olması gibi.

Hazırlanan CPW, hem ölçüm sistemimizi dış ortamdan gelebilecek elektromanyetik etkilerden yalıtım için hem ölçeceğimiz örnekleri pratik bir şekilde koyup değiştirmek hem de bağlantıların yerinden oynamaması için pirinç kutu içine yerleştirildi. Bu kutu ve kablolar ölçüm sonuçlarımızın daha sağlıklı olabilmesi için titreşim yapmayacak şekilde sıkıca sabitlendi.

VNA FMR ölçümlerini sabit frekans ve sabit manyetik alan olmak üzere iki farklı metotla gerçekleştirdik. Bu metotlardan ilkinde yani sabit frekans ölçümlerinde oldukça iyi sonuçlar elde ettik. Sabit manyetik alan ölçümlerinde frekans taramanın getirdiği güçlükleri aşmak için tarama yapacağımız frekans aralığını çeşitli denemeler sonunda belirledik.

Ölçümlerimizde ilk olarak kalınlığında %18'lik demir-nikel alaşımı (permalloy) ince film kullandık. Yapılan birçok denemenin sonunda örneğimizin kalın olması ve  $\Delta H$  çizgi genişliğinin küçük olmasının daha iyi sonuç almamıza yardımcı olduğunu gördük. Örneğin incelediğimiz permalloy yaklaşık 100 G çizgi genişliğine sahipti.

İlk ölçümlerimiz sonunda başarıya ulaştıktan sonra farklı örnekler için de sistemimizi test ettik. Örneğin 1000 Å kalınlığında Heusler alaşımı ( $\text{Co}_2\text{MnGe}$ ) ile sabit frekans ve sabit manyetik alan ölçümlerinde de başarılı sonuçlar elde ettik.

Bütün ölçümlerimizin teoriyle ve geleneksel FMR ölçümleriyle son derece uyumlu olduğu gözlemlendi. Bundan sonraki çalışmalar ise daha hassas kalibrasyon yapılarak yüksek frekansta farklı örneklerin karakterizasyonu, elde edilen ham s-parametrelerinden diğer FMR parametrelerinin elde edilmesi üzerine yoğunlaşacaktır.

## KAYNAKLAR

1. Cam Nguyen, Analysis Methods for RF, Microwave, and Millimeter-Wave Planar Transmission Line Structures (2000) John Wiley & Sons, Inc.
2. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 8th ed., John Wiley & Sons Inc., New York (2005).
3. Claus BILZER, Microwave susceptibility of thin ferromagnetic films: metrology and insight into magnetization Dynamics, Doktora tezi Paris-Sud University (2007).
4. S.S. Klarickal et. al., Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods\_ J. Appl. Phys. **99**, 093909 (2006).
5. B. K. Kuanr, A. V. Kuanr, R. E. Camley, and Z. Celinsky. Magnetization relaxation in sputtered thin films: An fmr study. IEEE Trans. Magn., 42(10):2930 (2006).
6. I. Neudecker, G. Woltersdorf, B. Heinrich, T. Okuno, G. Gubbiotti, and C.H. Back. Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods. J. Magn. Magn. Mater. 307(1):148156, (2006).
7. C. Kittel, On the theory of FMR absorption, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
8. K.C.Gupta, R.Garg, I.Bahl, P.Bhartia, Microstrip Lines and Slotlines, Second ed. Artech House, Inc, Norwood (1996).
9. C. Bilzer, Study of the dynamic magnetic properties of soft CoFeB films, \_ J. Appl. Phys. **100**, 053903 (2006).

10. Y. Ding et. al., A coplanar waveguide permeameter for studying highfrequency properties of soft magnetic materials, *J. Appl. Phys.* **96**, 2969 (2004).
11. S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, 2nd ed. Oxford Science Publications (1997).
12. A. Aharoni, *Introduction to the theory of Ferromagnetism*, Second ed. Oxford Science Publications (1997).
13. R. Simons, *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*, John Wiley & Sons Inc.,New York (2001).
14. C. Bilzer et. al., Vector network analyzer ferromagnetic resonance of thin films on coplanar waveguides: Comparison of different evaluation methods *J. Appl. Phys.* 101, 074505 (2007).
15. D. Jiles, *Introduction to the Theory of Magnetism and Magnetic Materials*, Second ed. Taylor & Francis Group (1998).
16. A.-L. Adenot et. al., Broadband permeability measurement of ferromagnetic thin\_fms or microwires by a coaxial line perturbation method. *J. Appl. Phys.*, 87(9):5965-5967 (2000).
17. R.C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials*, 1st ed., John Wiley & Sons Inc.,New York (2000).
18. H.J.M Swagten, *Magnetism & Magnetic Materials*, Eindhoven University of Technology, Eindhoven (2005).

19. Z. Celinski et. al., Ferromagnetic resonance linewidth of Fe ultrathin films grown on a bcc Cu substrate, *J. Appl. Phys.* **70**, 5935 (1991).
20. Agilent Test & Measurement Application Note 95-1 S-Parameter Techniques.
21. R. Arias et. al., Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films, *Phys. Rev. B.* **60**, 7395 (1999).
22. M. Oogane et. al., Magnetic Damping in Ferromagnetic Thin Films, *J. J. Appl. Phys.* **45**, 3889 (2006).
23. Agilent Technologies. Application Note 1287-1: Understanding the Fundamental Principles of Vector Network Analysis. Agilent, U.S.A., (2000).
24. K. Kuanr et.al., High-frequency characterization of Permalloy nanosized strips using network analyzer ferromagnetic resonance *Appl. Phys.* **103**, 07C508 (2008).

## ÖZGEÇMİŞ

1977 yılında Konya’da doğan Ahmet Semih KÜÇÜKÖZET ilköğretimini Ayşe Tümer İlkokulu ve Meram Anadolu Ticaret Lisesi’nde orta öğretimini Konya Meram Fen Lisesi’nde tamamladıktan sonra 1996 yılında Boğaziçi Üniversitesi Fizik Bölümü’nü kazandı. 2002 yılında mezun olduktan sonra öğretmenliğe başladı. 2004 yılında askerliğini Elazığ’da tamamladı ve 2006 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü’nde yüksek lisansa başladı. Ahmet Semih KÜÇÜKÖZET evli ve bir çocuk babasıdır.