

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**METAMALZEME TEMELLİ MİKROŞERİT
SİSTEMLERDE ELEKTROMANYETİK İNDÜKLENMİŞ SAYDAMLIK**

Yasemin GÜNEŞ DULKADİR

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ANKARA
2021**

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

METAMALZEME TEMELLİ MİKROŞERİT SİSTEMLERDE ELEKTROMANYETİK İNDÜKLENMİŞ SAYDAMLIK

Yasemin GÜNEŞ DULKADİR

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Barış AKAOĞLU

Bu tez çalışmasında atomik boyutta gerçekleşen EİS olgusunun klasik benzerini makro sistemlerde gözlemlemek amacıyla, metamalzeme tabanlı bir mikroşerit sistem tasarımı yapılmış ve EİS-benzeri etki incelenmiştir. Bu amaçla CST Microwave Studio elektromanyetik simülasyon programı kullanılarak tasarımlar yapılmış, EİS-benzeri etkinin gerçekleştiği tasarım fotolitografi yöntemi kullanılarak üretilmiştir. Üretilen numunenin vektör network analizör kullanılarak ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Simülasyon ve ölçüm sonuçları karşılaştırılmış olup, farklı alttaşlar kullanılarak ve yapının tasarım parametreleri değiştirilerek ölçümler yapılmış ve bu değişikliklerin oluşan EİS-benzeri etki üzerine ne gibi değişiklikler meydana getirdiği incelenmiştir. EİS-benzeri etkinin kırılma indisi değişimine etkisi ve dolayısıyla ışığın yavaşlatılmasına katkısı incelenmiş ve bununla ilgili simülasyonlar yapılmış ve ölçümler alınmıştır. Bunların yanı sıra, yapının üzerine farklı elektriksel geçirgenlik değerine sahip üsttaşlar koyularak ve üsttaş kalınlığı değiştirilerek EİS-benzeri etki araştırılmış ve sistemin hassasiyetini gözlemlemek amacı ile duyarlılık hesaplamaları yapılmıştır. Sonuç olarak mikroşerit bir sistemde EİS-benzeri bir spektral pencere oluşturulabilmesinin haberleşme, sensör ve anahtarlama gibi uygulamalarda kolaylık ve esneklik sağlayacağı düşünülmektedir.

Temmuz 2021, 81 sayfa

Anahtar Kelimeler: Elektromanyetik indüklenmiş saydamlık-benzeri etki, mikroşerit sistemler, metamalzemeler, Fano rezonansı, negatif elektriksel geçirgenlik, negatif manyetik geçirgenlik, kırılma indisi, grup hızı, faz hızı, yavaş ışık.

ABSTRACT

M.Sc Thesis

ELECTROMAGNETICALLY INDUCED TRANSPARENCY IN METAMATERIAL BASED MICROSTRIP SYSTEMS

Yasemin GÜNEŞ DULKADİR

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Barış AKAOĞLU

In this thesis, a metamaterial-based microstrip system has been designed and its EIT-like effect has been investigated in order to observe the phenomenon of Electromagnetically Induced Transparency (EIT) counterpart of atomic systems in macro systems. For this purpose, designs have been made by using the CST Microwave Studio electromagnetic simulation program and the design in which the EIT-like effect has been realized was produced using the photolithography method. S-parameters of the sample have been measured by using a Vector Network Analyzer (VNA). Simulation and measurement results have been compared and measurements have been carried out using different substrates and by changing the design parameters of the structure. The effect of the changes on the emerging EIT-like effect caused by the design parameters of the structure have been examined. The effect of EIT-like effect on the refractive index change, thus its contribution to slow light has been investigated and related sensitivity analyses have been made. In addition, medium environment effect to EIT-like phenomenon is investigated by using different superstrate layers with different permittivity and its related sensitivity calculations have been made. As a result, it is concluded that the emergence of EIT-like window in a microstrip system will provide convenience and flexibility in applications such as communication, sensing and switching.

July 2021, 81 pages

Key Words: Electromagnetically induced transparency-like effect, microstrip systems, metamaterials, Fano resonance, negative permittivity, negative permeability, refractive index, group velocity, phase velocity, slow light.

ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR

Tüm çalışmalarım boyunca bilgi ve önerileriyle katkıda bulunan, destek ve güvenini bir an olsun esirgemeyen, danışman hocam Sayın Prof. Dr. Barış AKAOĞLU'na (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı Öğretim Elemanı), çalışmalarımı şekillendirmeme destek veren Sayın Doç. Dr. Fulya BAĞCI'ya (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı Öğretim Üyesi), çalışmam süresince yardımlarını eksik etmeyen arkadaşım E.Uzay KARAKAYA'ya, aileme, özellikle kardeşim Betül'e ve hayatımın her alanında beni koşulsuz destekleyen Mutlu DULKADİR'e ve zamanlarından bir miktar aldığım çocuklarım Umut ve Uras'a en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Yasemin GÜNEŞ DULKADİR
Ankara, Temmuz 2021

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------|-----|
| ETİK..... | i |
| ÖZET..... | ii |
| ABSTRACT | iii |
| ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR..... | iv |
| SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ | vii |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | ix |
| ÇİZELGELER DİZİNİ | xi |
| 1. GİRİŞ..... | 1 |
| 2. KAVRAMSAL TEMELLER | 7 |
| 2.1 Metamalzemeler | 7 |
| 2.2 Metamalzemeler ve Elektromanyetik Alan Etkileşimi | 16 |
| 2.3 Metamalzemelerin Sınıflandırılması | 19 |
| 2.3.1 ENG malzemeler | 20 |
| 2.3.2 MNG malzemeler..... | 24 |
| 2.3.3 DNG malzemeler | 29 |
| 2.4 Negatif Kırılma İndisli Metamalzemeler | 31 |
| 2.4.1 Etkin ortam teorisi | 33 |
| 2.5 Grup Hızı ve Faz Hızı | 34 |
| 2.6 Elektromanyetik İndüklenmiş Saydamlık | 36 |
| 2.6.1 Üç seviyeli kuantum sistemde EİS | 39 |
| 2.6.2 EİS'nin klasik modellenmesi..... | 43 |
| 2.6.3 Elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık kavramının RLC analoğu..... | 45 |
| 2.6.4 Metamalzemelerde EİS-benzeri etki | 48 |
| 3. MATERYAL ve YÖNTEM..... | 50 |
| 4. ARAŞTIRMA BULGULARI | 53 |
| 4.1 Mikroşerit Sistem Genel Tasarımı ve Parametreler | 53 |
| 4.2 Rogers RT/Duroid 5880 Kullanılan Mikroşerit Sistem..... | 55 |
| 4.3 Tasarım Parametresi Değişikliğinin EİS Penceresi Üzerine Etkisi | 60 |

| | |
|--------------------------------------------------------------|-----------|
| 4.4 Rogers RO4003C Kullanılan Mikroşerit Sistem | 62 |
| 4.5 Mikroşerit Sistemin Bulunduğu Ortamın Etkisi..... | 64 |
| 4.6 Grup Gecikmesi ve Grup İndisi..... | 72 |
| 5. SONUÇ..... | 74 |
| KAYNAKLAR | 76 |
| ÖZGEÇMİŞ..... | 81 |



SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

| | |
|-------------------------|----------------------------------------|
| A | Soğurma Oranı |
| C | Kapasitans |
| L | İndüktans |
| E | Elektrik Alan |
| H | Manyetik Alan |
| e | Elektron Yüğü |
| ϵ | Elektriksel Geçirgenlik Sabiti |
| ϵ_{eff} | Etkin Elektriksel Geçirgenlik Sabiti |
| $\epsilon(\omega)$ | Frekansa Bağlı Elektriksel Geçirgenlik |
| F | Fraksiyonel Hacim |
| K | Dalga Vektörü |
| L | İndüktans |
| m | Elektron Kütlesi |
| m_{eff} | Etkin Elektron Kütlesi |
| μ | Manyetik Geçirgenlik Sabiti |
| μ_{eff} | Etkin Manyetik Geçirgenlik Sabiti |
| $\mu(\omega)$ | Frekansa Bağlı Manyetik Geçirgenlik |
| N | Elektron Yoğunluğu |
| N_{eff} | Etkin Elektron Yoğunluğu |
| n | Kırılma İndisi |
| S_{21} | İletim için Saçılma Parametresi |
| T | İletim |
| $\tan\delta$ | Kayıp Tanjant |
| ω | Açısal Frekans |
| ω_p | Plazma Frekansı |
| Γ | Sönümlenme Sabiti |
| Φ | Manyetik Akı |

Kısaltmalar

| | |
|-----|----------------------------------------------|
| EM | Elektromanyetik |
| EİS | Elektromanyetik Olarak İndüklenmiş Saydamlık |
| MM | Metamalzeme |
| SRR | Ayrık Halka Rezonatör |
| ENG | Negatif Elektrik Geçirgenlik |
| MNG | Negatif Manyetik Geçirgenlik |
| DNG | Çift Negatif Ortam |



ŞEKİLLER DİZİNİ

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Şekil 1.1 Atomik Sistemde EİS..... | 2 |
| Şekil 1.2.a. Sr atomunun enerji diyagramı, b. Sr atomunun iletim spektrumu | 4 |
| Şekil 1.3.a. Pb atomunun enerji diyagramı, b.Pb atomunun iletim spektrumu | 4 |
| Şekil 2.1.a. Sağ elli malzemelerde dalganın ilerleme yönü, b. Sol elli malzemelerde dalganın ilerleme yönü..... | 10 |
| Şekil 2.2 Basit bir kübik kafes şeklinde düzenlenmiş yarıçapı r olan sonsuz tellerden oluşan periyodik yapı..... | 11 |
| Şekil 2.3 d mesafesi ile ayrılmış iç içe geçmiş iki silindirden oluşan SRR..... | 13 |
| Şekil 2.4.a. SRR ve tellerden oluşan kompozit yapı, b. İletim spektrumu | 14 |
| Şekil 2.5 Negatif kırılma indisli yapı | 16 |
| Şekil 2.6 Yapısal parametrelere göre malzemelerin sınıflandırılması | 19 |
| Şekil 2.7.a. İlk olarak ϵ negatif ortamın gözleendiği periyodik yapıya sahip iletken teller, b. iletken tellere ait eşdeğer devre | 21 |
| Şekil 2.8 Çeşitli ENG yapılar..... | 23 |
| Şekil 2.9.a. Basit yarık halka rezonatör, b. Yarık halka rezonatörün eşdeğer devresi.... | 25 |
| Şekil 2.10.a. Yapay MNG ortamın elde edilmesi için kullanılan periyodik SRR yapıları, b. SRR yapılar için eşdeğere devre, c. Çeşitli SRR yapıları | 27 |
| Şekil 2.11 Yapay olarak elde edilen ilk DNG metamalzeme yapısı | 29 |
| Şekil 2.12 Grup hızının çeşitli değerleri için bir ortamda yayılan bir dalganın şematik gösterimi (Boyd ve Gauthier, 2002)..... | 35 |
| Şekil 2.13 İki boyutlu sistemde soğurma, anlık ışımaya ve uyarılmış ışımaya şematik gösterimi | 37 |
| Şekil 2.14 İki seviyeli atomik sistem | 38 |
| Şekil 2.15 Üç seviyeli bir atomik sistem ile iki uyumlu lazer kaynağı arasındaki eşleşme | 39 |
| Şekil 2.16 Karanlık ve parlak durumlar cinsinden atomik konfigürasyon ve ışık ortam etkileşimi | 41 |
| Şekil 2.17 Atomik EİS'yi modellemek için iki boyutlu harmonik osilatör | 43 |
| Şekil 2.18 Denklem 2.40'a göre güç ve frekans farkı grafikleri..... | 45 |
| Şekil 2.19 Atomik sistemde oluşan EİS'nin elektriksel analog devresi..... | 46 |
| Şekil 2.20.a. EİS metamalzeme genel gösterimi, b. Yapıda kuplaj yokken oluşan soğurma, c. Yapıda kuplaj gerçekleştiğinde oluşan saydamlık ve gecikme.... | 48 |
| Şekil 3.1 Fotolitografi aşamaları | 51 |
| Şekil 3.2 MM Araştırma Grubu bünyesinde bulunan VNA | 52 |

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Şekil 4.1 MM tabanlı Mikroşerit Sistem..... | 54 |
| Şekil 4.2 Rogers RT/Duroid 5880 alttaş kullanılarak üretim yapılmış mikroşerit yapı.. | 55 |
| Şekil 4.3.a. Sol-SRR'nin mikroşerit hattında iletim spektrumu, b. Sağ-SRR'nin mikroşerit hattında iletim spektrumu, c. $f=3,1$ GHz frekansındaki yüzey akımı, d. $f=3,2$ GHz frekansındaki yüzey akımı | 56 |
| Şekil 4.4 Sol SRR ve Sağ SRR'ye ait rezonans frekanslarının birlikte görünümü | 57 |
| Şekil 4.5 Deney Düzeneği..... | 57 |
| Şekil 4.6 EİS-benzeri etkinin gözlemlendiği mikroşerit yapıya ait ölçüm ve simülasyon grafikleri | 58 |
| Şekil 4.7 Mikroşerit yapıya ait iletim ve faz grafikleri | 58 |
| Şekil 4.8 $f=3,23$ GHz frekansındaki yüzey akımı | 59 |
| Şekil 4.9.a. SRR'lerin ayırma mesafesi değiştirilerek, b. Mikroşerit hatta uzaklık değerleri değiştirilerek simülasyonu yapılan iletim spektrumları | 61 |
| Şekil 4.10 Rogers RO4003C alttaş kullanılarak üretim yapılmış mikroşerit yapı..... | 63 |
| Şekil 4.11 Rogers RO4003C alttaş kullanılarak üretim yapılmış mikroşerit yapının simülasyon ve ölçüm sonuçları | 63 |
| Şekil 4.12 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine PTFE'nin üsttaş olarak eklenmiş durumun iletim grafiği..... | 65 |
| Şekil 4.13 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine PTFE'nin üsttaş olarak eklenmiş durumun faz grafiği | 65 |
| Şekil 4.14 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine farklı kalınlıklarda PTFE eklenerek elde edilen iletim grafiği | 68 |
| Şekil 4.15 PTFE'nin kalınlığının EİS frekansına bağlı grafiği | 69 |
| Şekil 4.16 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine farklı üsttaşların eklenmesiyle elde edilen iletim grafiği | 70 |
| Şekil 4.17 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine eklenen farklı üsttaşların dielektrik sabitleri ve oluşan EİS penceresinin frekansının grafiği | 71 |
| Şekil 4.18 Grup gecikmesi ve grup indisi grafikleri a. Rogers RT/Duroid 5880 grup gecikmesi, b. Rogers RT/Duroid 5880 grup indisi, c. Rogers RO4003C grup gecikmesi, d. Rogers RO4003C grup indisi | 72 |

ÇİZELGELER DİZİNİ

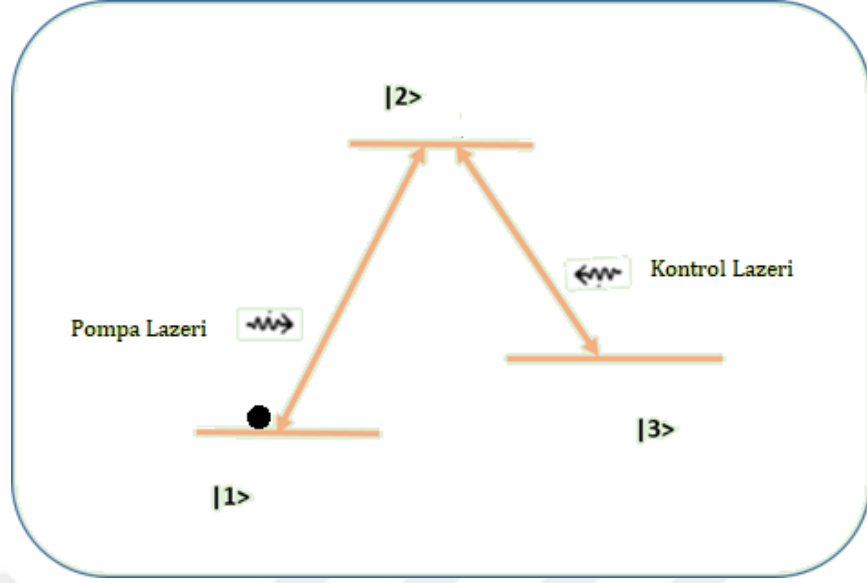
| | |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Çizelge 2.1 MM çeşitleri ve muhtemel mühendislik uygulamaları | 30 |
| Çizelge 4.1 Mikroşerit yapının parametreleri | 54 |
| Çizelge 4.2 SRR ve mikroşerit sistemler kullanılarak elde edilmiş FOM ve duyarlılık değerleri | 67 |
| Çizelge 4.3 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine eklenen farklı ortamların dielektrik sabitleri ve kayıp tanjantları | 69 |



1. GİRİŞ

Işığa hükmetme, ışığı kontrol etme arzusu, insanoğlunu hep büyülemiştir. Doğal malzemeler ve bunların ışık ile etkileşimleri konusunda pek çok çalışma yapılmış ve bu çalışmalar optik alanında pek çok yeniliğin ortaya çıkmasını sağlamıştır. Bilim daima sınırları zorlamanın bir yolunu bulmaktadır. Bu amaçla doğal malzemeler aracılığı ile gerçekleşmeyecek olayları gerçekleştirebilmek için farklı bakış açıları ile şaşırtıcı kavramların ortaya çıkmasını sağlamıştır ve sağlayacaktır da. Işığın davranışlarını istenildiği gibi yönlendirebilmek, doğal olarak oluşmayan etkileri incelemek son yıllarda ilgi çekici araştırma konularından biri olmuştur. Bu nedenle ışığın bu farklı etkileri gerçekleştirebileceği malzemeler üzerine özellikle son dönemde çeşitli çalışmalar yapılmaktadır. Bu çalışmalardan bir tanesi de Elektromanyetik İndüklenmiş Saydamlık (EİS) olgusu olarak adlandırılmıştır. Bu olgu, ilk olarak atomik boyutta gerçekleşmiştir. EİS, atomik boyutta meydana geldiğinde; bir ışık ışını (monokromatik bir lazer) ortam tarafından tamamen emilirken, birdenbire başka bir ışık ışını içinden parlayarak geçebilir. Bu durum makroskopik boyutta siyah bir duvarın üzerine belirli ışık göndererek duvarın şeffaf hale gelmesi gibi düşünülebilir (Muecke vd. 2010).

EİS, maddesel bir ortamı oluşturan atomların enerji düzeyine karşılık gelen dalga boyunda, eşvreli ve monokromatik ışığın etkisi altında, ortamın soğurma ve kırılma etkisinin değiştirilebilmesi olarak ifade edilebilir. Kontrol lazeri denilen güçlü ve rezonans bir lazer ışığı, atomun bir enerji seviyesine uygulandığında, atomu yine bu seviyeye komşu olan ve prob lazeri dediğimiz lazer ışığına karşı geçirgen hale getirir. Başka bir deyişle, atom kontrol lazeri yokluğunda prob lazerinin ışığını soğururken, güçlü kontrol lazerinin varlığında ise prob lazerinin ışığına geçirgen davranmaya başlar. Kısacası, EİS etkisi altında, ortamın yüksek şiddette bir rezonans ışığa maruz kalmasıyla, yine bu enerji düzeyiyle bağlantılı başka bir enerji düzeyine karşılık gelen dalgaboyundaki ışığa karşı saydam olduğu gözlemlenmektedir.



Şekil 1.1 Atomik Sistemde EİS

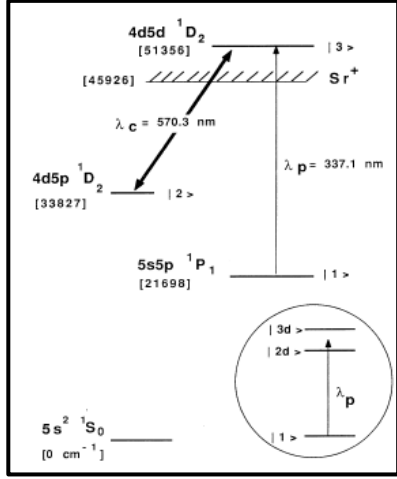
Temel durumu olan $|1\rangle$ seviyesi ile uyarılmış bir durum olan $|2\rangle$ seviyesi arasında eşleşmiş bir ışık alanının (prob lazeri) bu atomik ortamı boyunca yayılmasını değiştirmek için, $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ geçişi ile rezonans halinde olan ikinci bir kontrol alanı (kontrol lazeri) uygulanabilir. Böyle bir durumda, ışığın atomlar tarafından emilebildiği iki olası yol ($|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ve $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$) birbiri ile kesişebilir ve birbirini iptal edebilir. Buna atomlar karanlık durumdadır denir. Böylesine yıkıcı bir girişimle, atomların hiçbiri uyarılmış duruma yükseltilmez ve bu da ışığın emiliminin ortadan kalkması anlamına gelir. (Harris, 1997)

EİS'nin özü olan fiziksel etki eşvreli nüfus tuzaklamadır (Coherent Population Trapping-CPT). Bu olgu 1976'da Gerardo Alzetta ve çalışma arkadaşları tarafından İtalya'daki Pisa Üniversitesi'nde keşfedilmiştir.

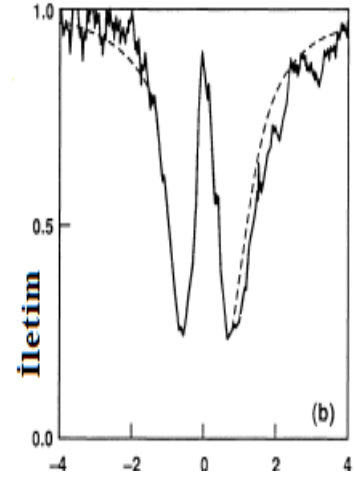
G. Alzetta ve çalışma arkadaşlarının deneylerinde, sodyumun aşırı ince seviyeleri, Şekil 1.1'deki $|1\rangle$ ve $|2\rangle$ seviyelerinin eşdeğeri idi. Çok modlu bir lazerin birden çok modunun aralığı, aşırı ince durumların aralığı ile çakıştığında, durum $|3\rangle$ 'ten gelen ışımının keskin bir şekilde azaldığını gösterdiler. Her atomun olasılık genlikleri (atom grubunun popülasyonunu belirleyen), $|1\rangle$ ve $|2\rangle$ durumları ile üstüste biner ve $|3\rangle$ seviyesi boş kalır. Bu süreç eşvreli nüfus tuzaklamadır (Alzetta vd.1976, 1979).

EİS, ilk olarak Stephen E. Harris ve Olga Kocharovskaya vd. tarafından birbirlerinden bağımsız olarak 1989 yılında önerilmiştir. EİS kuantum mekaniksel olarak güçlü kontrol ışınının ve zayıf prob ışınının Λ şeklindeki üç seviyeli bir sistemde etkileşimi ile üretilebilir. Bu durumda, opak bir atomik ortam, bir probın kuantum girişimi ve farklı geçişlerde ayarlanan bir kontrol lazer ışını yoluyla soğurma çizgisi içindeki dar bir spektral bölgede saydam hale getirilir. Bu koşullarda, eşvrelili nüfus tuzaklama meydana gelir ve bu tuzaklama da “karanlık durum” oluşumuna yol açar. Elektron popülasyonu alt seviyelerde mahsur kalır ve elektromanyetik alanın varlığında bile soğurma olmaz. Bunun nedeni, karanlık duruma problandıktan sonra atomların her iki lazer alanı tarafından da uyarılamamasıdır. Böylelikle karanlık duruma hapsedilen elektronlar herhangi bir etkileşime giremediğinden, öncesinde opak olan ortam, bundan böyle şeffaf hale gelir ve EİS atomik boyutta gerçekleşmiş olur (Harris, 1989).

EİS'nin teorik olarak önerilmesinden kısa bir süre sonra, deneysel gözlemi 1991'da Boller vd. tarafından stronsiyum buharında yapılmıştır. Boller vd. yaptıkları deneyde opak bir atomik ortamın, geçişin rezonans frekansında elektromanyetik dalgaya karşı nasıl şeffaf hale getirilebileceğini göstermişlerdir. Bu, geçişin üst seviyesi $|3\rangle$ ile atomun başka bir seviyesi olan $|2\rangle$ arasına bir elektromanyetik alan uygulanarak gerçekleştirilir (Şekil 1.2). $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ geçişine uygulanan alanın Rabi frekansı $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ geçişin homojen olmayan genişliğini aştığında, ortam hat merkezinde şeffaf hale gelir.



(a)

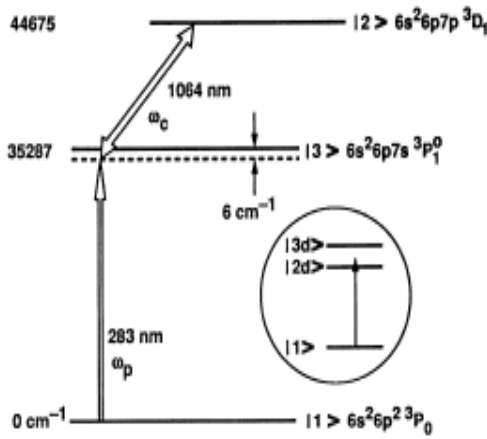


(b)

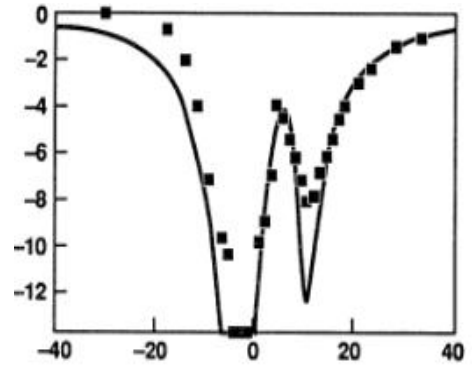
Şekil 1.2.a. Stronsiyum atomunun enerji diyagramı, b. Stronsiyum atomunun iletim spektrumu (Boller,1991)

Şekil 1.2.a'da stronsiyum atomunun enerji diyagramı ve Şekil 1.2.b'de ise $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ geçişi arasındaki frekans ayarlaması yapılması ile elde edilen iletim spektrumu bulunmaktadır.

Boller vd. (1991) yaptığı bu deneysel çalışmanın akabinde Field vd. (1991) de kurşun buharında benzer çalışmayı yapmışlardır. Şekil 1.3.a'da kurşun atomunun enerji diyagramı ve Şekil 1.3.b'de ise $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ geçişi arasındaki frekans ayarlaması yapılması ile elde edilen iletim spektrumu bulunmaktadır.



(a)



(b)

Şekil 1.3.a. Kurşun atomunun enerji diyagramı, b. Kurşun atomunun iletim spektrumu (Field vd. 1991)

EİS, genellikle optik olarak yoğun bir ortamdan bir ışık darbesi geçirilmesine izin verse de, EİS fenomeni, en önemlileri Harris tarafından şu şekilde listelenmiş olan sınırlamalarına sahiptir:

“• *Kontrol lazer darbesindeki foton sayısı, lazer yolundaki osilatör gücü ağırlıklı atom sayısını aşmalıdır.*

• *Kontrol lazeri, sinyal ışını için şeffaf hale gelmeden önce, ortamın optik yoğunluğu tarafından verilen belirli bir "hazırlık enerjisi" biriktirmelidir. Deneylerimizde kullanıldığı gibi sabit bir kontrol ışını ve bir atomik gaz olması durumunda bu gereklilik yerine getirilir. Darbeli kontrol ve sinyal demetleri durumunda önemli bir sınırlama haline gelir.*

• *Lazerlerin tepe gücü, EİS için iletim genişliğinin Raman geçişinin hat genişliğini aşması için yeterli olmalıdır.*

• *Katılarda geniş geçişler için, malzemenin parçalanma mukavemetini aşan alan kuvvetleri gerekli olacaktır. Bu durumda, ışık huzmesi henüz duvarlardan geçemeyecektir.” (Harris, 1997)*

Atomik ortamda EİS etkisini gerçekleştirmek amacıyla tasarlanan deneysel çalışmaların çoğu kriyojenik sıcaklıklar ve yüksek şiddetli lazerler gibi özel ve külfetli deneysel koşullar gerektirmektedir. Bu nedenle EİS etkisinin klasik sistemlerde kullanılabilirliğine olan ilgi son yıllarda büyük bir ivme kazanmıştır. Kuantum mekaniksel olguları klasik sistemlerde benzetim yaparak kullanmak bahsi geçen külfetli deneysel koşulları normalize etmek adına pek çok avantaj barındırabilir. Bu yüzden pek çok araştırmacı EİS özelliğini taklit etmek amaçlı çeşitli çalışmalar yapmaktadır. Genel olarak metamalzemeler adı verilen makro sistemler bu bağlamda umut verici çalışmalara konu olmuştur.

Metamalzemelerin (MM) esnek modülasyonu elektromanyetik dalgaların geniş bir serbestlik derecesinde kontrol edilmesini sağlamaktadır. Elektromanyetik dalgalara verilen bu benzersiz tepki, yalnızca yapısal konfigürasyon geometrisiyle belirlenmektedir. Bu nedenle farklı modlardan kaynaklanan rezonans özellikleri, rezonans yapısı için dikkatli bir optimizasyon altında kolayca uyarlanabilir. Bu

özelliklerinin bir sonucu olarak son zamanlarda, MM'lerde EİS-benzeri etkiye çok ilgi gösterilmektedir.

MM, doğal olarak oluşan materyallerde gözlenmeyen, benzersiz ve farklı özelliklere sahip dalgaboyu altı yapay olarak yapılandırılmış ortamlardır. Bir malzemeyi elektriksel olarak karakterize etmek için iki parametreye ihtiyaç vardır; elektriksel geçirgenlik (ϵ) ve manyetik geçirgenlik (μ). Doğada bulunan malzemeler pozitif ϵ ve μ değerlerine sahiptir. Otuz yıldan daha uzun bir süre önce, Victor Veselago sol elli bir malzeme (LHM) olarak adlandırdığı, aynı anda negatif elektrik geçirgenliği (ϵ) ve manyetik geçirgenliği (μ) olan bir varsayımsal izotropik ortamın birçok alışılmadık özelliğini öngörmüş (Veselego, 1967) ve yaptığı hesaplamalar sonucunda söz konusu durumun nedensellik ve pasiflik ilkelerini koruyarak Maxwell denklemlerini sağladığını göstermiştir. Veselago, farazi olan bu ortam için, terslenmiş kırılma Snell kanununu, ters Doppler etkisini ve zıt Cerenkov yayılımlarını ortaya koymasına rağmen, bu çalışması, doğada böyle bir ortam olmadığı için uzun yıllar ilgi görmemiştir. Fakat son yıllarda içerisinde, ortamın elektromanyetik özelliklerini negatif olarak elde etmek için ortaya konulan teorik çalışmalar (Pendry vd., 1996; Pendry vd., 1999) deneysel olarak gerçekleştirilmiş (Smith vd. 2000; Shelby vd., 2001) ve tüm bu çalışmalarda Veselago'nun farazi bir ortam için ortaya koyduğu sonuçlar hayata geçirilmiştir.

Bu tez çalışmasında MM tabanlı bir mikroşerit sistemde EİS etkisi incelenmiştir. Tasarım olabildiğince basit tutulmaya çalışılmış olup bu tür yapıların daha rahat üretilebilmesi ve entegrasyonu için kolaylık sağlanacağı düşünülmüştür. Bu amaçla CST Microwave Studio üç boyutlu elektromanyetik simülasyon programı kullanılarak tasarımlar yapılmış, EİS etkisinin gerçekleştiği tasarım, fotolitografi yöntemi kullanılarak üretilmiştir. Vektör network analizör kullanılarak üretilen numunenin S parametresi ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

EİS etkisi kuantum optik, doğrusal olmayan optik, kuantum bilgi işleme, saydam olmayan ortamı saydam hale getirme veya malzemenin kırılma indisinin değiştirilmesini de kapsayan pek çok alanda kullanılabilir. Bu olgunun en önemli vaadi, kuantum

2. KAVRAMSAL TEMELLER

2.1 Metamalzemeler

Metamalzemeler, birim hücrenin geometrisine bağlı olan periyodik veya periyodik olmayan yapıya sahip makroskopik ölçekte bir kompozit malzeme olarak tanımlanmaktadır (Cui vd., 2010). Metamalzemelerin oluşturan yapısal elemanların düzenlenmesi ile avantajlı ve olağandışı elektromanyetik özellikler elde edilebilir. Maddenin atomlardan oluşması gibi, metamalzemeler de kendini oluşturan yapısal elemanlardan oluşur. Bu nedenle bazen meta-atomlar veya metamoleküller olarak adlandırılan bileşenler, periyodik olarak bir, iki veya üç boyutta düzenlenir.

Metamalzemeler, tipik olarak gelen elektromanyetik dalganın dalga boyundan çok daha küçük uzunluk ölçeklerinde yapılandırılmış olmalıdır. Özellikleri için atomik ve moleküler rezonanslara bağlı olan doğal olarak oluşan maddelerden farklı olarak, metamalzemelerin elektromanyetik tepkisi, altta yatan yapının geometrik rezonansları tarafından yönetilir. Gelen dalga boyu, birim hücre boyutuna kıyasla çok daha büyük olduğunda etkili bir şekilde homojen ortam gibi davranırlar ve hemen hemen her frekansta etkin elektriksel geçirgenlik ve etkin manyetik geçirgenlik gibi etkin ortam parametreleriyle tanımlanabilirler. Metamalzemeler, rezonant bir elektrik, manyetik ve hatta bir kiral ve bianizotropik tepkiye sahip olacak şekilde tasarlanabilir. Rezonans frekanslarına yakın malzeme parametrelerinin geniş dağılımı, metamalzemelerin genellikle doğada bulunmayan özelliklere sahip olmasını sağlar.

Doğal malzemelerde olduğu gibi, metamalzemelerin özelliklerine, bileşenleri ve düzenlemeleri tarafından karar verilir. Spesifik özellikler elde etmek için, bileşenlerin rezonans yapıları sağlayan spesifik modellerle tasarlanması gerekir.

Bilindiği kadarıyla “yapay” malzeme kavramını keşfetmeye yönelik ilk girişim, 1898 yılında Jagadis Chunder Bose’un, bükülmüş yapılar üzerinde ilk mikrodalga deneyini gerçekleştirmesidir (Bose, 1898). Bose şöyle demiştir “Optik dönüşü şeker çözeltileri

gibi sıvılar ile taklit etmek için, biri sağa (pozitif), diğeri sola bükülmüş (negatif) olmak üzere iki çeşit bükülmüş elemanlar yaptım.” Bose, deneylerinde polarizör ile donatılmış bir kıvılcım jeneratörü ve bir dedektör arasına bükülmüş yapıları yerleştirdi ve dedektörün önünde bir analizör döndürerek iletilen dalgaların polarizasyon düzleminin yönünü belirlemiştir. Bose'un yapısı, yalnızca spektrumun optik kısmında karşılaşılan polarizasyon rotasyonunun etkisini şeker çözeltilerinde ve yansıma simetrisinden yoksun diğer ortamlarda yeniden üretmeye hizmet etmesine rağmen, bunu, böyle bir etki sergilediği bilinen hiçbir doğal materyalin bulunmadığı milimetre boyutunda dalga frekanslarında yapmıştır. Günümüz terminolojisinde bu yapının karşılığı yapay kiral yapılardır. 1914 yılında Lindman, birçok rastgele yönlendirilmiş küçük tel sarmalını bir taşıyıcı ortama gömerek “yapay” kiral ortam üzerinde çalışmıştır (Lindman, 1914).

1948 yılında Kock, yapay ortamın etkin kırılma indisini periyodik olarak ve etkili bir şekilde ayarlayarak iletken küreler, diskler ve şeritler kullanarak hafif mikrodalga lensler yapmıştır (Kock, 1948). O zamandan beri, yapay karmaşık malzemeler dünya çapında birçok araştırmacı için araştırma konusu olmuştur. Son yıllarda, sentez ve yeni imalat tekniklerindeki yeni kavramlar, bilinen malzeme tepkilerini taklit eden veya niteliksel olarak gerçekleşmeyen veya kolayca bulunamayan yeni, fiziksel olarak gerçekleştirilebilir tepki fonksiyonlarına sahip yapıların ve kompozit malzemelerin yapımına izin vermiştir. İlk negatif kırılma ve çift negatif malzemeler kavramları, sırasıyla 1945 ve 1967 yıllarında Mandelstam ve Victor Veselago tarafından önerilmiştir. Mandelstam, makalesinde, yansıma ve kırılma olaylarının, esas olarak grup hızının işaretine bağlı olduğunu vurgulamış, pozitif grup hızı için geçerli olan yasaların negatif grup hızı için de geçerli olması gerektiği belirtmiştir (Mandelstam, 1945).

Victor Veselago, 1967 yılında yazdığı “The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of ϵ and μ ” başlıklı makalesinde, elektromanyetik dalganın madde içindeki hareketine, ϵ ve μ tarafından karar verildiğini belirtmiştir; çünkü dağılım denklemindeki yapısal parametreler bunlardır.

$$\left| \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} \mu_{ij} - k^2 \delta_{ij} + k_i k_j \right| = 0 \quad (2.1)$$

Bu denklem monokromatik dalğanın frekansı ω ile onun dalga vektörü k arasındaki ilişkiyi ortaya koymaktadır.

İzotropik ortam için denklem (2.1) basitleşerek;

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \quad (2.2)$$

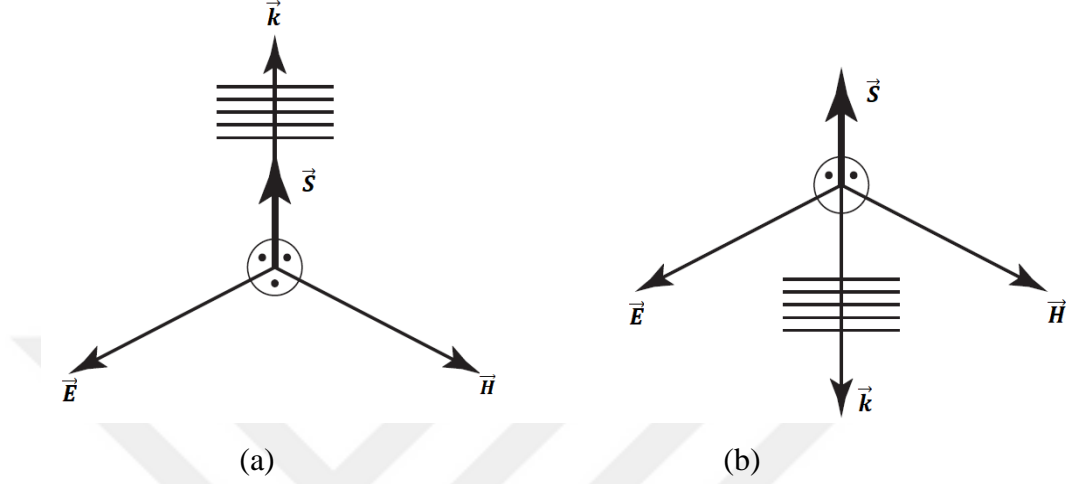
haline gelmektedir ve burada n^2 kırılma indisinin karesi olup;

$$n^2 = \varepsilon \mu \quad (2.3)$$

olarak verilmektedir.

Victor Veselago makalesinde matematiksel olarak ε ve μ eş zamanlı olarak negatif seçildiğinde ve gerçek sayı olarak alındığında denklem (2.3)'ün geçerliliğini koruması gerektiğini vurgulamıştır. Bu durumu çeşitli açılardan değerlendirmiştir. İlk olarak bir maddenin özellikleri aslında ε ve μ 'nün işaretlerinin eşzamanlı değişiminden etkilenmez. İkinci olarak ε ve μ 'nün aynı anda negatif olması bazı temel doğa kanunlarıyla çelişiyor olabilir ve bu nedenle $\varepsilon < 0$ ve $\mu < 0$ olan hiçbir madde var olamaz. Son olarak, negatif ε ve μ 'ye sahip maddelerin, pozitif ε ve μ 'ye sahip maddelerinkinden farklı bazı özelliklere sahip olduğu kabul edilebilir. Victor Veselago son durumun gerçek olabileceği üzerinde yoğunlaşmış ve çalışmasını bu düzlem üzerine oturtmuştur. Burada, Victor Veselago'nun söz konusu çalışmayı yaptığı bu zaman diliminde, $\varepsilon < 0$ ve $\mu < 0$ olan bir maddenin gözlemlenebildiği herhangi bir deney yapılmadığı vurgulanmalıdır. Bununla birlikte, Victor Veselago, bu tür maddelerin nerede ve nasıl aranacağına dair bir dizi argümanlar sunmuştur. Öncelikle bu tür malzemelerin doğada var olmamasını bir kenara bırakarak, matematiksel olarak bu maddelerin elektrodinamiği üzerinde durmuş, sonrasında ise $\varepsilon < 0$ ve $\mu < 0$ olan maddelerin fiziksel olarak gerçekleştirilmesiyle bağlantılı soruları incelemiştir.

Victor Veselago, $\epsilon > 0$ ve $\mu > 0$ olduğu durumlarda elektrik alan \vec{E} , manyetik alan \vec{H} ve dalga vektörü \vec{k} 'nin sağ eli bir üçlü oluşturacağını (Şekil 2.1.a), $\epsilon < 0$ ve $\mu < 0$ olduğu durumda ise sol eli bir üçlü oluşturacağını öngörmüştür (Şekil 2.1.b)



Şekil 2.1.a. Sağ eli malzemelerde dalganın ilerleme yönü, b. Sol eli malzemelerde dalganın ilerleme yönü (Caloz 2005)

Bunun yanı sıra dalga tarafından taşınan enerji akısı, Poynting vektör denklemi yazılırsa;

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.4)$$

şeklinde gösterilir.

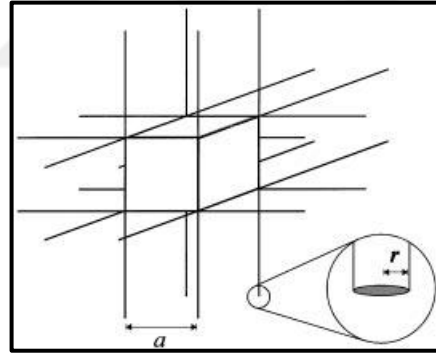
Bu denkleme göre Poynting vektör \vec{S} her zaman \vec{E} ve \vec{H} ile birlikte sağ eli bir set oluşturur. Sağ eli malzemelerde, \vec{k} ve \vec{S} her zaman aynı yönlü, sol eli malzemelerde ise zıt yönlüdür. \vec{k} vektörü faz hızı ile aynı yönelimde olduğu için sol eli malzemelerin negatif grup hızına sahip olduğunu göstermiştir.

Veselago'nun bu dikkate değer çalışmasından sonra, Pendry ve diğerleri tarafından deneysel olarak gösterilinceye kadar, üzerine yapılan hiçbir deneysel çalışma yapılamamıştır. Pendry vd., Veselago'nun öngörüsünden yıllar sonra, deneysel olarak, periyodik olarak yerleştirilmiş ince metalik tel yapılardan oluşan kompozit ortamının negatif elektriksel geçirgenlik (ϵ) değerine sahip olacağını göstermişlerdir (Pendry vd.,

1996; 1998).

Pendry, 1996 yılında yayınlanan makalesinde, plazmonların plazma frekansının uzak kızılötesine hatta GHz bandına bastırılması için çok ince tellerden yapılmış periyodik yapılardan oluşan bir mekanizma önermiştir. Bu yapıda ortalama elektron konsantrasyonunun seyreltilmesine ve kendi kendine indüktans yoluyla etkin elektron kütlesinin önemli ölçüde artacağına değinmiştir ve bu yeni yapının, süper iletken özellikler üzerindeki bazı olası etkiler dâhil olmak üzere, GHz bandında daha önce görülmeyen yeni özelliklere sahip olduğunu göstermiştir.

Pendry, makalesinde, etkin plazma frekansının altı kat kadar bastırıldığı yapay bir malzemenin nasıl üretileceğini göstermiştir. Bu yeni malzemenin yapı taşları, yarıçapı 1 μm civarında olan çok ince metal tellerdir. Bu teller periyodik bir kafes halinde birleştirilmiş ve Şekil 2.2'de gösterildiği gibi basit bir kübik kafes olarak seçilmiştir (Pendry,1996).



Şekil 2.2 Basit bir kübik kafes şeklinde düzenlenmiş yarıçapı r olan sonsuz tellerden oluşan periyodik yapı (Pendry 1996)

Sievenpiper, Sickmiller ve Yablonovitch ayrı ayrı metalik tel yapıları keşfetse de, Pendry, plazmon konseptinin bu yapılara uygulanmasında çok ince tellerin kritik önem taşıdığını öne sürerek farklı bir durum ortaya sürmüştür.

Sonuç olarak, Victor Veselago tarafından 1967 yılında ortaya atılan negatif ϵ kavramının, ince metalik teller kullanılarak oluşturulan yapıda gerçekleştirilebileceği, Pendry vd. nin

1996-1998 yıllarında yayımladıkları makaleler ile gösterilmiştir. Bu çalışmanın akabinde Sievenpiper vd. metalik yapılarda plazma benzeri etkileri incelemiştir (Sievenpiper vd., 1996; 1998a; 1998b).

Pendry vd. çalışmalarına devam ederek negatif μ elde edebilecekleri makro yapılar üzerine yoğunlaştılar (Pendry vd., 1999; 2002a; 2002b). Muhtemelen, metamalzeme alanındaki en önemli gelişme, doğal olarak manyetik olmayan malzeme kompozitlerinde güçlü bir manyetik tepkinin (özellikle optik frekanslarda) ortaya çıkmasıyla karakterize edilen yapay manyetizmanın gösterilmesi olabilir. Çünkü yapay manyetizmaya olan ilgi, güçlü doğal manyetizmanın (ferromanyetik malzemeler tarafından sergilenen), ışık-madde etkileşimlerinin yalnızca ışığın elektriksel bileşeni tarafından sağlandığı Terahertz frekanslarında ve üzerinde neredeyse hiç bulunmadığı gerçeğinden kaynaklanıyordu.

Her malzeme atomlardan ve moleküllerden oluşsa bile bir kompozittir. Elektriksel geçirgenliğin ve manyetik geçirgenliğin tanımlanmasındaki asıl amaç, bir ortamın elektromanyetik özelliklerinin homojen bir görünümünü sunmaktır. Bu nedenle, negatif μ 'ye sahip malzemelerin atomlarını daha büyük ölçekte yapıyla değiştirmek sadece için karakteristik boyutlara sahip bir birim hücre tarafından tanımlanan periyodik yapılar Pendry vd. tarafından önerilmiştir. Birim hücrenin içeriği, sistemin bir bütün olarak etkin yanıtını tanımlayacaktır.

Buradaki en büyük kısıtlama, birim hücre boyutunun elektromanyetik dalganın dalga boyundan çok küçük olması zorunluluğudur.

$$a \ll \lambda$$

Bu koşula uyulmadığı takdirde, ortamın iç yapısının gelen dalgayı kırınımına uğratmasının yanı sıra dalgayı yansıtarak yok etme olasılığı da olacaktır.

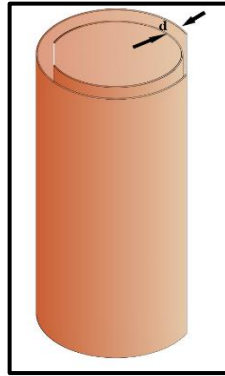
Bir malzemeyi yapılandırarak basitçe belirli bir değere sahip μ katsayını üretmek zahmetli bir iştir. Çünkü atomların ve moleküllerin, manyetik bir malzeme oluşturmak

için oldukça kısıtlayıcı unsurları vardır.

Bu, çoğu malzemenin manyetik tepkisinin azalmaya başladığı GHz aralığındaki frekanslarda özellikle doğrudur. Ferritler gibi kısmen aktif malzemeler bu manyetik özelliği gösterebilirler ancak onlar da ağır olmaları sebebiyle istenen mekanik özellikleri sağlamayabilirler.

Ancak Pendry vd. makalelerinde, hem diyamanyetik hem de paramanyetik olmak üzere önemli manyetik aktivite üreten mikroyapılı malzemelerin tasarlanabileceğini ve istenirse aşırı derecede hafif hale getirilebileceğini göstermişlerdir.

Güçlü manyetik aktivite, malzeme içinde son derece homojen olmayan alanlar anlamına gelir. Bazı durumlarda, bu lokal alanlar, boş alandan çok daha güçlü olabilir. Kompozitin, alan konsantrasyonunun kritik konumlarında doğrusal olmayan malzeme ile katkılanması, alan geliştirme faktörü ile güç gereksinimlerini azaltarak gelişmiş nonlineerlik sağlar. Bu, geleneksel manyetik malzemede mevcut bir seçenek değildir.

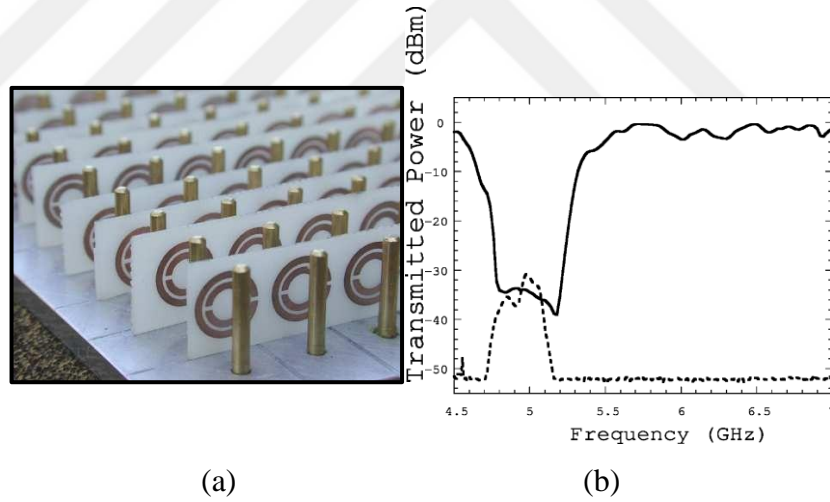


Şekil 2.3 Birbirinden bir d mesafesi ile ayrılmış iç içe geçmiş iki silindirden oluşan SRR (Her katmanda, akımın o halkanın etrafından akmasını engelleyen bir boşluk vardır)

İlk tasarlanan yüksek manyetik özellik gösteren tasarım, SRR adı verilen ayrıık halka rezonatörlerdir (Şekil 2.3). Burada önemli olan nokta, akımın herhangi bir halkanın etrafından akmasını engelleyen bir boşluk olmasıdır. Bununla birlikte bir diğer önemli nokta ise, iki halka arasında akımın akmasını sağlayan önemli bir kapasitans oluşmasıdır.

Pendry vd., yalnızca elektromanyetik radyasyonun manyetik alanına büyük bir tepki gösterebilen manyetik olmayan iletken malzemelerden yapılmış yapay bu sistemi önerip, yapıda bir rezonans oluşturarak çok büyük pozitif ve negatif etkili manyetik duyarlılıklar elde edilebileceğini gösterdikten sonra, Smith vd., halkalardan etkili bir manyetik tepki alabilmek amacıyla, manyetik alanın halka eksenlerine paralel olacak şekilde polarize edilmiş elektromanyetik modlarına odaklanarak çalışmalarını yapmışlardır.

Negatif $\mu_{eff}(\omega)$ kavramı, yalnızca sıradan malzemelerde gözlenmeyen bir rejim olduğu için değil, aynı zamanda böyle bir ortamın solak bir malzeme oluşturmak için negatif bir $\epsilon_{eff}(\omega)$ ile birleştirilebilmesi nedeniyle de özellikle ilgi çekicidir. Bu nedenle Smith vd., GHz aralığında bir frekans bandı için negatif kırılma indisine sahip bir malzeme oluşturmak üzere Pendry vd. tarafından önerilen negatif $\mu_{eff}(\omega)$ ve negatif $\epsilon_{eff}(\omega)$ özelliği sergileyen iki yapıyı tek bir konfigürasyonda birleştirmiştir (Smith, 2000).



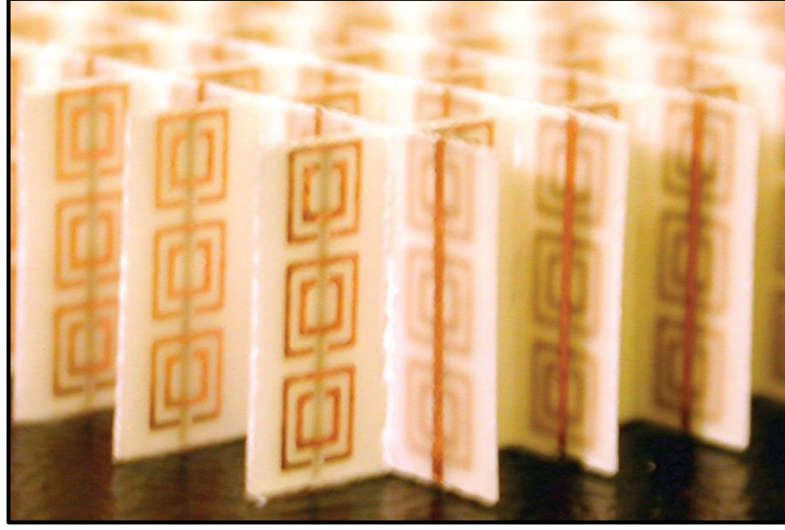
Şekil 2.4.a. SRR ve tellerden oluşan kompozit yapı, b. iletim spektrumu (Smith 2000)

Aynı anda negatif manyetik geçirgenlik ve elektriksel iletkenliğe sahip birinci kompozit ortamı sentezlemek için (Smith vd., 2000) Şekil 2.4.a'da gösterildiği gibi, periyodik bir dizi iç içe geçirilmiş iletken SRR ve sürekli iletken tellerden yararlanmıştır. İstenilen sol elle davranışı elde etmek için yapının uygun şekilde polarize bir dalga ile uyarılması gerekmektedir, yani elektrik alanın polarizasyonu iletken tellere paralel olmalı ve manyetik alan SRR düzlemine normal olmalıdır. Smith vd. ilk olarak, eğer yapı sadece

paralel tellerden oluşuyorsa, sıfır frekanstan yapının kesme frekansına kadar bir iletim bant aralığı gözlemlendiğini göstermiştir.

Şekil 2.4.b 'deki düz çizgi, SRR'leri tek başına kullanarak yapılan deney sonucunda oluşan yapının iletim spektrumunda bir bant aralığı oluştuğunu belirtir. Şekil 2.4.b'deki kesikli çizgi ise, periyodik aralıklı SRR'ler ve teller dizisi ile gerçekleştirilen deney sonrası oluşan iletilen güçte bir geçiş bandı gösterir. Bu geçiş bandının SRR'lerin önceden yasaklanmış bandı içinde oluşması gerçeği, iletken tellerin negatif etkin elektriksel geçirgenliği ($\epsilon_{eff}(\omega)$) ile, SRR dizisinin negatif etkin manyetik geçirgenlik ($\mu_{eff}(\omega)$) ile birleştiğini gösterir. Böylelikle sol elli etkili bir ortam oluşturulmuş olur ve elektromanyetik dalgaların karşılık gelen frekans bandında yayılmasına izin verir.

Smith vd.'nin bu çalışmasından hemen sonra, aynı anda negatif $\mu_{eff}(\omega)$ ve negatif $\epsilon_{eff}(\omega)$ olan ortamın negatif kırılma indisi oluşturacağını deneysel doğrulaması ise Shelby vd. tarafından gerçekleştirilmiştir. Shelby ve diğerleri makalelerinde, etkin kırılma indisinin (n_{eff}) negatif olduğu bir frekans bandı sergileyen yapılandırılmış bir metamateryal üzerinde mikrodalga frekanslarında deneysel olarak çalışmışlardır. Şekil 2.5'de görüleceği üzere tasarladıkları MM, standart devre kartı malzemesinin birbirine kenetlenen şeritleri üzerindeki bakır şeritlerden ve ayırık halkalı rezonatörlerden oluşan iki boyutlu bir tekrarlanan birim hücreler dizisinden oluşur. Yaptıkları çalışmalar neticesinde, Maxwell denklemlerinin, n_{eff} 'nin aynı anda negatif $\mu_{eff}(\omega)$ ve negatif $\epsilon_{eff}(\omega)$ olduğu ve $n_{eff} = -\sqrt{\epsilon_{eff}(\omega)\mu_{eff}(\omega)}$ durumunu sağladığı frekanslar için de doğruladığını göstermiş oldular.



Şekil 2.5 Negatif kırılma indisli yapı (Shelby vd. 2001)

Shelby vd.'nin bu çalışmasından sonra, birçok araştırmacı, etkin dağıtıcı manyetik geçirgenlik oluşturmak için dairesel veya dikdörtgen halkalar dışında çeşitli SRR şekilleri üzerinde çalışmışlardır. Böylece, negatif kırılma indisi elde etmek için Smith'in tasarımında veya devre kartının her iki tarafına basılan SRR'lerde olduğu gibi bu SRR ve tellerin düzenlenmesinden yeni çift negatif (DNG) yapılar gerçekleştirilmiştir (Sabah, 2010; Chen vd., 2004; Kishor vd., 2014; Li vd , 2010). SRR'ler ve teller geometrisi mikrodalga rejiminde çok yaygın olarak kullanılmasına rağmen, bu konfigürasyon, gerekli mikron ve mikron altı uzunluk ölçeği yapıları nedeniyle kızılötesi ve optik rejimlerde bazı dezavantajlara sahiptir. Bu nedenle, THz ve optik frekanslarda eşzamanlı olarak negatif geçirgenlik ve geçirgenlik elde etmek için alternatif tasarımlar geliştirilmiştir (Shalaev vd., 2005; Zhang vd., 2005; Zhou vd., 2006; Kafesaki vd., 2007; Chettiar vd., 2007; Gundogdu vd., 2008).

2.2 Metamalzemeler ve Elektromanyetik Alan Etkileşimi

Elektromanyetik alan zamanla değişen elektrik yükleri tarafından üretilen elektrik ve manyetik alanın arasındaki etkileşimi ifade eder. Statik elektrik alan üreten statik yüklerin aksine zamanla değişen elektrik yükleri, zamanla değişen elektrik alanları üretir ve bu da manyetik alanların oluşmasının kaynaklarından biridir. Bu durum Maxwell Denklemleriyle şöyle ifade edilebilir.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho/\varepsilon \quad (2.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.6)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.8)$$

Burada ρ yük yoğunluğu, \vec{J} ise ortamda zamanla değişen akım yoğunluğudur. \vec{D} ve \vec{B} zamana bağlı elektrik ve manyetik akı yoğunluğudur. \vec{E} ve \vec{H} sırasıyla zamana bağlı elektrik ve manyetik alan yoğunluğudur.

Bunlar elektromanyetik teorisinin dört temel denklemdir. Denklem 2.5, yüklü bir cismin etrafında hangi kuvvette elektrik alan oluşturacağını yani kapalı bir yüzeyden çıkan toplam elektrik alan, kapalı yüzeyin içindeki toplam yük ile orantılıdır. Bu durum da elektrik monopolün varlığını ifade eder. Denklem 2.6, kapalı bir yüzeyden geçen net manyetik akının sıfır olduğunu başka bir deyişle manyetik monopol olmadığını gösterir. Bunun sebebi manyetik alan çizgilerinin kapalı ilmekler oluşturması yani belli bir başlangıç ve bitiş noktasına sahip olmamasıdır. Bu nedenle tek kutuplu bir mıknatıs yoktur. Denklem 2.7, değişen manyetik alanın bir iletkenin üzerindeki potansiyel fark üreteceğini, son olarak denklem 2.8 ise akım taşıyan bir telin bir manyetik alan oluşturduğunu gösterir.

James Maxwell, yukardaki denklemler aracılığı ile 1864 yılında salınan elektrik ve manyetik alanların, boş uzayda ışık hızında hareket eden elektromanyetik dalgalara yol açtığını gösterdi Şöyle ki; \vec{E} elektrik alanının sağladığı dalga denklemindeki hız, tam olarak deneysel olarak ölçülen ışığın boşluktaki hızına denktir. Maxwell denklemlerini sağlayan \vec{H} manyetik alanın da aynı sonucu verdiği görülmüştür ve bunun neticesinde, ışığın elektrik ve manyetik alanlardan oluşan elektromanyetik bir dalga olduğu gösterilmiştir.

Bir ortamda, elektromanyetik dalganın doğasını ve böyle bir ortamdaki davranışını belirleyen σ iletkenliğine ek olarak iki ana büyüklük vardır: elektriksel geçirgenlik; ε ve

manyetik geçirgenlik; μ , bunlara yapısal parametreler de denilmektedir. Başka bir deyişle, bir ortamdaki sınır koşulları ile birlikte yukarıda bahsedilen parametreler, bu tür bir ortamın gelen bir elektromanyetik dalgaya tepkisini benzersiz bir şekilde belirler. Bu aynı zamanda, basit bir doğrusal ve izotropik ortamda elektrik ve manyetik alan miktarları arasındaki ilişkiyi tanımlayan, aşağıda verilen iki denklem aracılığıyla özetlenir:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.9)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.10)$$

Denklem 2.9 ve 2.10'da hem ϵ hem de μ kayıplı bir dağıtıcı ortamda genellikle karmaşıktır ve frekansa bağlıdır ve kayıpsız bir izotropik ortamda gerçek miktarlardır.

(2.5) - (2.10) numaralı eşitliklerde, kayıplı bir dağıtıcı ortamda hem ϵ hem de μ genellikle karmaşık bir sayıdır ve frekansa bağlıdır buna karşın kayıpsız bir izotropik ortamda gerçek bir sayıdır. (2.12) - (2.17) numaralı eşitlikler önemli parametreler içerir. Bu denklemler kullanılarak bir ortamdaki dalga sayısı, k , kırılma indisi, n ve iç dalga empedansı, η gibi önemli parametreler sırasıyla şu şekilde verilebilir:

Monokromatik düzlem dalga için bütün alanların $e^{i(kz-\omega t)}$ ile orantılı olduğunu göz önüne alarak aşağıdaki şekilde indirgemıştır.

$$\vec{k} \times \vec{E} = \frac{\omega}{c} \mu \vec{H} \quad (2.11)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\frac{\omega}{c} \epsilon \vec{E} \quad (2.12)$$

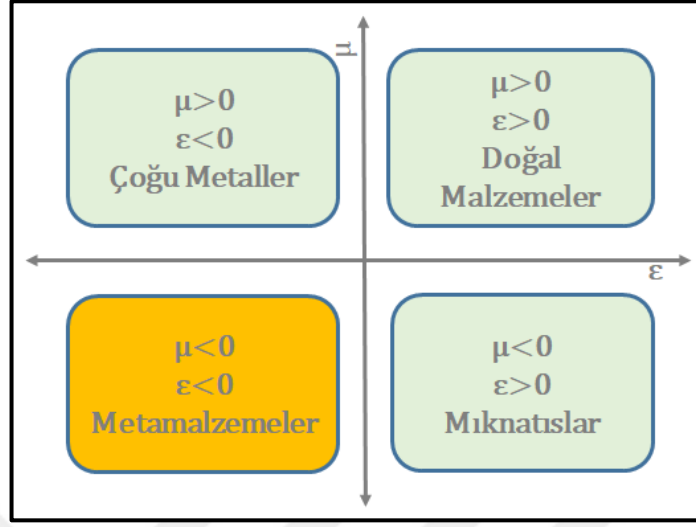
$$k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (2.13)$$

$$\eta = \omega \sqrt{\mu / \epsilon} \quad (2.14)$$

$$n = \sqrt{\mu_{eff} \epsilon_{eff}} \quad (2.15)$$

Burada $\omega = 2\pi f$ radyan frekansdır (rad/sn), f frekanstır (Hz) ve $\mu_{eff} = \mu / \mu_0$ ve $\epsilon_{eff} = \epsilon / \epsilon_0$ sırasıyla etkin manyetik geçirgenlik ve elektriksel geçirgenliktir, μ_0 ve ϵ_0 ise sırasıyla boş alanın manyetik geçirgenliği ve elektriksel geçirgenliğidir ve değerleri $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ olarak tanımlanmıştır.

2.3 Metamalzemelerin Sınıflandırılması



Şekil 2.6 Yapısal parametrelere göre malzemelerin sınıflandırılması

Şekil 2.6, yapısal parametreler olan elektriksel ve manyetik geçirgenlik değerlerine göre olası malzemelere genel bir bakış göstermektedir. Yukarıda belirtilen esas parametreler prensipte karmaşıktır ve işaretleri gerçek parçalarının işaretlerine dayanırken, hayali kısımları sırasıyla elektrik veya manyetik kayıpların varlığını gösterir.

Birinci bölgede doğal olarak oluşan malzemeler yer almaktadır ve bu malzemelere ait elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik değerlerinin gerçek kısımları pozitifdir.

İkinci bölgede, manyetik geçirgenlik sıfırın üzerindeyken (pozitif), elektriksel geçirgenlik sıfırın altındadır (negatif) ve bunlar tek negatif (SNG) veya ϵ -negatif (ENG) malzeme olarak da adlandırılır.

Dördüncü bölgede ikinci bölgeye benzer şekilde negatif manyetik geçirgenlik ve pozitif elektriksel geçirgenlik değerine sahip malzemeler bulunmaktadır. Bunlar aynı zamanda bir SNG malzeme veya μ -NG (MNG) malzeme olarak da adlandırılır.

Üçüncü bölgede ise elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik değerlerinin ikisinin

de negatif olduğu ilginç bir durum ortaya çıkmaktadır. Bu bölgedeki malzemeler çift negatif (DNG) veya solak malzemeler olarak adlandırılır. Bu durum negatif kırılma ve negatif faz hızı gibi sonuçta ortaya çıkan benzersiz elektromanyetik özellikleri de beraberinde getirir. I., II. ve IV. bölümlerdeki kombinasyona uygun malzemeler daha önceleri iyi bilinmekteydi. Birçok şeffaf ortamlar ve dielektrikler I. bölüm için örnek verilebilir. II. bölüme plazma ve metaller uygundur. IV. bölüm için ise manyetik malzemeler örnek verilebilir. Ancak III. bölümde yer alan ϵ ve μ 'nün her ikisinin aynı zamanda negatif değer alması durumuna uygun malzeme gözlenmemiştir ve varlığı da Victor Veselago (1967) bu durumda malzemenin farklı elektromanyetik özelliklerini öngörene dek tartışılmamıştır.

Özetle, MM'ler, esas parametrelerinin işaretlerine bağlı olarak üç sınıfta incelenebilir: ENG, MNG ve DNG.

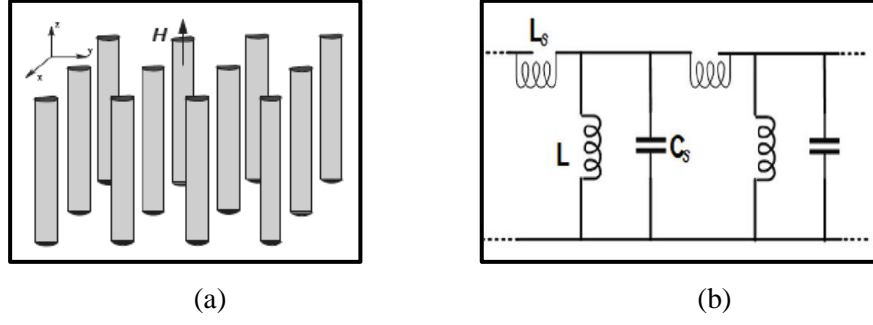
2.3.1 ENG malzemeler

Doğada altın, gümüş, bakır gibi metaller kızılötesi ve görünür bölgede epsilon negatif (ENG) özelliği (manyetik geçirgenliği pozitif elektriksel geçirgenliği negatif) göstermektedir. Bu durum plazmonların salınımından dolayı meydana gelir. Plazmonlar elektron yoğunluğunun kolektif bir salınımı olarak tanımlanabilir (Pendry vd., 1996).

Bu tür metaller için plazma frekansı;

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_{eff}} \quad (2.16)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.



Şekil 2.7.a. İlk olarak ϵ negatif ortamın gözleendiği periyodik yapıya sahip iletken teller, b. iletken tellere ait eşdeğer devre (Pendry vd. 1999)

Denklem 2.16’da yer alan N , elektron yoğunluğunu; m , boşlukta elektronun etkin kütleini; e , elektron yükünü ve ϵ_0 ; boşluğun elektriksel geçirgenlik değerini göstermektedir. Bahsi geçen metaller için γ değeri ω_p ile kıyaslandığında çok küçüktür (Raether, 1980). Örneğin alüminyum için; $\omega_p = 15$ eV, $\gamma=0,1$ eV, altın için; $\omega_p=9,010$ eV, $\gamma=0,072$ eV şeklindedir. Plazma frekansı, ω_p , tipik olarak spektrumun ultraviyole bölgesindedir. Plazmonlar, metallerin özellikleri üzerinde derin bir etkiye sahiptir, sadece elektromanyetik radyasyonla etkileşimlerinde değil plazmonun ürettiği dielektrik bir fonksiyonunun üzerinde de etkileri vardır. Optik frekanslardaki metallerin elektriksel geçirgenliği frekansa bağlı olarak Drude ilişkisine göre frekans bağımlı olarak tanımlanabilir (Denklem 2.14).

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\gamma)} \quad (2.17)$$

Burada $\epsilon(\omega)$ dalga vektöründen bağımsız olmak üzere, ω_p plazma frekansını, γ değeri plazma osilasyon genliğinin sönümlenme (‘damping’) oranını ifade etmektedir.

Elektriksel geçirgenlik tepkisi, bir dizi çok ince metal tel kullanılarak sentezlenmiş homojen bir ortamın etkin elektriksel geçirgenlik tepkisini temsil etmek için kullanılabilir. Tellerin kompozit periyodik kafesinin gerçekleştirilmesinde, bu tür periyodik metal çubuklardan etkin homojen negatif iletkenlik ortamı gibi davranmaları için tellerin çapının esasen çalışma dalga boyundan çok daha küçük olması gerekir.

$$a \ll \lambda = \frac{2\pi c_0}{\omega}$$

Denklem (2.17) ile ilgili önemli nokta, $\varepsilon(\omega)$ 'nin esasen plazma frekansının altında, en azından γ ile karşılaştırılabilir frekanslara kadar negatif olmasıdır. Denklem 2.17'den anlaşılacağı üzere plazma frekansından düşük frekanslarda ortamın dielektrik sabiti negatif olmaktadır. Aslında, metallerin görünür ve ultraviyole bölgedeki elektromanyetik tepkisi, negatif epsilon kavramı tarafından yönlendirilir. Bununla birlikte, düşük frekanslarda, yakın kızılötesinden aşağıya doğru, sönümlenme baskın hale gelir ve elektriksel geçirgenlik artık sanaldır (Pendry, 1996). Elektriksel geçirgenliğin sanal kısmı soğurma ile ilişkilidir ve bu durum mikrodalga bölgesi için bazı kısıtlamalar yaratmaktadır (Wartak vd., 2011).

İletken tellerden oluşan yapıda ise plazma frekansı, iki nedenden ötürü saf metalinkine göre büyük ölçüde azaltılır. İlk olarak, etkin elektron yoğunluğu N_{eff} bu aktif elektronların bir bütün olarak yapıdaki yoğunluğunun telin kapladığı alana oranı ile verilir. Çünkü serbest elektronlar artık tellerin fiziksel sınırları içinde sınırlandırılmıştır.

$$N_{eff} = N \frac{\pi r^2}{a^2} \quad (2.18)$$

İkinci neden ise Pendry tarafından telde indüklenen akım ve uyarılmış manyetik alandan kaynaklanan "etkili elektron kütleindeki" artış olarak tanımlanmıştır. Metal tellerde bulunan kendi kendine endüktans, Lenz yasasının doğrudan bir sonucu olan akımdaki değişim oranına karşı koyar. Sonuç olarak, tellerdeki elektronlar muazzam miktarda kütle kazanmış gibi davranırlar. Bu artan "etkili elektron kütlesi", malzemede plazma frekansının azalmasına katkıda bulunur.

Elektronun etkin kütlesi ise;

$$m_{eff} = \frac{\mu_0 \pi r^2 e^2 N}{2\pi} \ln(a/r) \quad (2.19)$$

olarak bulunabilir. Hem N_{eff} hem de m_{eff} iletken tellerden oluşan yapı için tanımlandığına göre, bu ortamının plazma frekansı elde edilebilir:

$$\omega_p^2 = \frac{N_{eff} e^2}{\varepsilon_0 m_{eff}} = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)} \quad (2.20)$$

Burada Pendry'nin makalesinde öne sürdüğü alüminyum teller üzerinden örnek vermek gerekirse;

değerde ayarlanabilen plazma frekansının altında, negatif elektriksel geçirgenlik değerleri göstermektedir. Bu frekanslarda doğal olarak oluşan herhangi bir malzemede görülmeyen negatif ϵ özelliği böylelikle sağlanmış olmaktadır.

2.3.2 MNG malzemeler

Pek çok materyalde manyetik özellik yüksek frekanslara gidildikçe azalmaktadır. Dolayısıyla mikrodalga ve ötesinde negatif manyetik özellik elde edebilmek için doğada bilinen malzemeler kullanılamaz. Doğada optik frekanslarda manyetizmanın bulunmamasının ana nedeni, ışığın manyetik alan bileşeninin, atomlarla elektrik bileşeninden çok daha zayıf bir şekilde etkileşime girmesidir. Sonuç olarak, tüm geleneksel optik malzeme ve cihazlarda, ışığın yalnızca elektrik bileşeni doğrudan kontrol edilir. Işığın manyetik alan bileşeni, Maxwell denklemleri tarafından yönetilen elektrik alan ilişkisi aracılığıyla yalnızca yardımcı bir rol oynar. Bu nedenle atomik orbital akımlardan dolayı oluşan manyetik özelliğin optik frekanslarda ihmal edilmesi mantıklı olacaktır (Landau vd.,1984). Doğal olarak oluşan malzemelerdeki manyetik yanıt, birkaç GHz'den daha yüksek frekanslarda azalır.

Bunların yanı sıra, doğada serbest manyetik monopol yoktur ve bu nedenle elektronların oluşturduğu gibi manyetik bir plazma elde etmek mümkün değildir. Bu nedenle, negatif manyetik geçirgenliğin daha uç değerleri bir yana, mikrodalga frekanslarında ve daha yükseklerinde herhangi bir manyetik tepkiye ulaşmak gerçekten zor bir konudur.

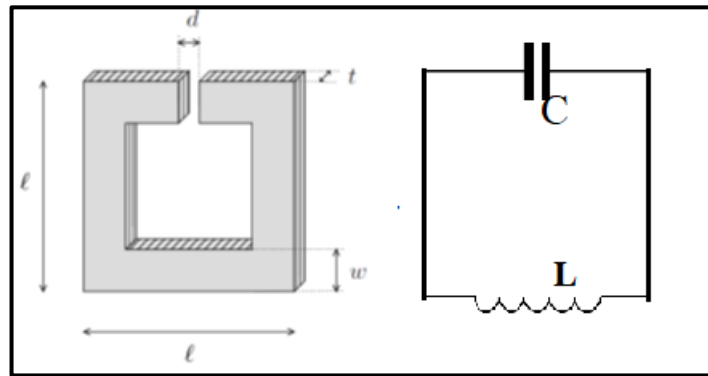
Ancak geometrik özellikleri ayarlanabilen dalga boyu altı yapılardan oluşan metamalzemeler sayesinde, manyetik yanıt artık tek tek atomların elektronik spin durumlarıyla sınırlı olmayacaktır. Bu bağlamda manyetik tepkinin oluşturulması için kullanılacak en basit yapı metal bir plakadır. Ancak bu yapı oldukça zayıf bir manyetik aktifliğe sahiptir. Salınan manyetik alan plakanın dış çevresinde bir akım indükler ve Lenz yasasının basit bir sonucu olarak indüklenen herhangi bir elektromotor kuvveti, yarattığı akının, kendisini üreten akıdaki değişime karşı çıkacağı yönde olacaktır. Sonuç olarak metal plakalar zayıf bir şekilde diamanyetiktir ve bunların periyodik diziliminden oluşan bir yapının etkin manyetik geçirgenliği $\mu < 1$ olan bir

ortam oluşturabilmesine rağmen, manyetik geçirgenliği negatif değerlere düşürmek bu yapı modeli ile imkânsızdır.

Dairesel akım çoğunlukla plakanın dış çevresi ile sınırlı olduğundan, plakanın iç kısmı çıkarılarak halkaya dönüştürüldüğünde ise metal halkanın dış manyetik alana tepkisi tamamen indüktif olduğundan rezonans gözlenmez. Bu nedenle bir rezonans davranışı ortaya koymak ve manyetik tepkiyi arttırmak için, kapasitans eklenmesi gerekmektedir. Şekil 2.9.a'daki gibi halkada bir boşluk açılarak ayırık halka rezonatör(SRR) oluşturulur ve bu ayrıklık tam bir dairesel akım oluşumunu engeller ve boşluklar boyunca yükler birikir. Hem kapasitans hem de indüktans ile artık SRR bir rezonant elemandır.

Halkalar çeşitli formlarda olabilmektedir. Bu halkalar kendi başlarına birer indüktans gibi davranırken, iç ve dış halka arasındaki boşluğun bir kapasitör görevi üstlenmesi sonucunda LC rezonans devresi eşdeğeri ortaya çıkar.

SRR'nin manyetik tepkisi Şekil 2.9.b'de gösterilen LC devresi ile kıyaslanarak hesaplanabilir. Yarığı dolduran malzemenin dielektrik sabiti ϵ_c olmak üzere, Şekil 2.9.a'da görülen yarık halka materyal üzerindeki yarık, bir kapasitör ile ifade edilmektedir. Halka ise indüktans ile açıklanır.



Şekil 2.9.a. Basit yarık halka rezonatör, b. Yarık halka rezonatörün eşdeğer devresi (Markoš ve Soukoulis 2008)

SRR'nin göstermiş olduğu kapasitif ve indüktif etkiler sırasıyla denklem (2.21) ve (2.22) kullanılarak hesaplanabilir (Markoš ve Soukoulis, 2008).

$$C = \frac{\varepsilon_c \left(\frac{wt}{d}\right)}{4\pi} \quad (2.21)$$

$$L = \frac{4\pi l^2}{c^2 t} \quad (2.22)$$

Buradan SRR'ye ait rezonans frekansı denklem (2.23) ile elde edilir.

$$\omega_{LC} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \omega_{LC} = \frac{c}{l\sqrt{\varepsilon_c}} \sqrt{\frac{d}{w}} \quad (2.23)$$

Uygun olarak boşluktaki dalga boyu, SRR'nin uzunluğu l ile doğru orantılıdır.

$$\lambda_{LC} = \frac{2\pi l \sqrt{\varepsilon_c}}{c} \sqrt{\frac{w}{d}}$$

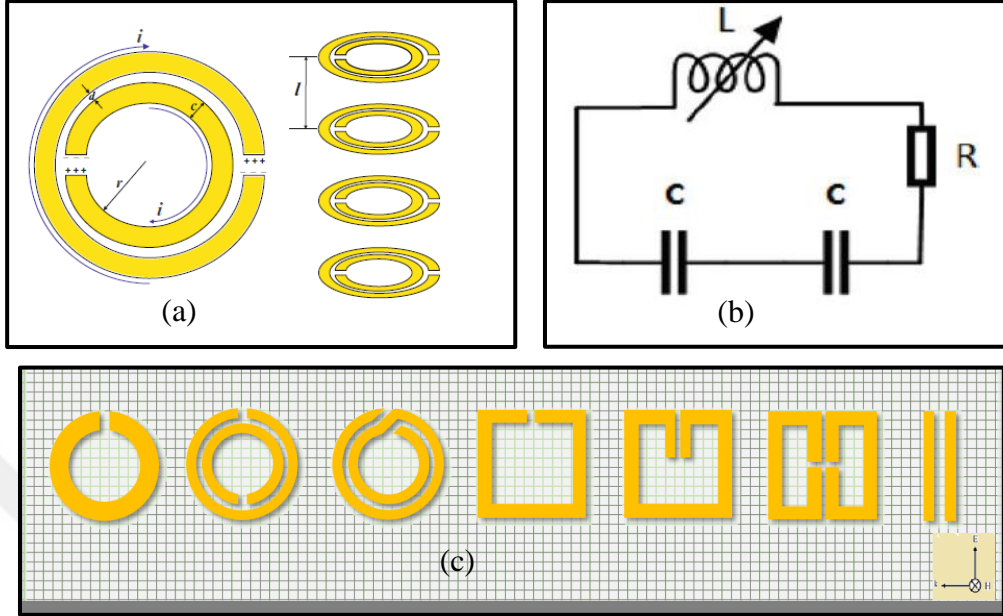
Ancak tek SRR tek başına kullanıldığında, boşluk etrafında biriken yükler, istenen manyetik dipol momentini gölgeleyebilecek kadar belirgin bir elektrik dipol momentine neden olur. Bu nedenle bu elektrik dipollerin etkisini azaltmak ve manyetik tepkiyi artırmak amacı ile eş merkezli ve birbirlerine zıt yönlerde (180°) açıklığa (yarığa) sahip olan SRR çifti kullanılarak bir yapı tasarlanır ve bu SRR çifti bir mega atom gibi davranır (Pendry vd., 1999).

Buradaki en önemli kıstas, her bir SRR'nin boyutunun, ilgilenilen frekans aralığında boş alan dalga boyundan çok daha küçük olmasıdır.

Bahsedilen özelliklerinden dolayı eş merkezli SRR çiftleri (Şekil 2.10.a) manyetik geçirgenliği negatif yapmak amacıyla kullanılmaktadır. Manyetik geçirgenlik sabiti olan μ değerinin negatif, ε değerinin ise pozitif olduğu ortamlara μ negatif ortam (MNG) denilmektedir.

Şekil 2.10.a'daki SRR'lerden oluşan metamalzeme basit bir RLC devresi gibi çalışmaktadır (Şekil 2.10.b). Metal halka bir R direnci ve L indüktansı oluşturmaktadır. Halkaların ayrıık bölgelerinden ise C kapasitansı oluşmaktadır. Eşdeğer indüktans L ve kapasitans C'nin dikkatli bir tahmini, bize manyetik bir meta-atom olarak davranan bir

SRR'deki rezonans frekansının bir tahminini verebilir.



Şekil 2.10.a. Yapay MNG ortamın elde edilmesi için kullanılan periyodik SRR yapıları, b. SRR yapılar için eşdeğere devre, c. Çeşitli SRR yapıları (Meta Group - Novel Electromagnetic Media, 2021)

Şekil 2.10.a'da gösterilen SRR yapısının üzerine gönderilen elektromanyetik dalganın manyetik alan bileşeni, yapıya dik olacak şekilde ayarlanmaktadır. Yapıya dik olarak gönderilen manyetik alan ise her bir ayrıık halka üzerinde akım indüklemektedir. Ardışık düzlemlerde bulunan halkalar birbirine yakınsa, her bir sütundaki halkalar arasındaki manyetik akı kaybı ihmal edilebilir olacaktır. Bu nedenle manyetik akı Denklem 2.24'deki gibi olacaktır:

$$\Phi = \frac{\mu_0 \pi r^2 I}{l} \quad (2.24)$$

Denklem 2.24'te yer alan l değeri ayrıık halka rezonatörlerinin arasındaki mesafeye, r ise halka rezonatörlerinin yarıçapına karşılık gelmektedir. Her bir halka rezonatördeki indüktans değeri ise Denklem 2.25'teki gibi olacaktır.

$$L = \frac{\Phi}{I} = \frac{\mu_0 \pi r^2}{l} \quad (2.25)$$

Tüm halkalar tarafından üretilen depolarize edici manyetik akı çizgilerinin, halka

rezonatörlerin bulunduğu düzleme düzgün bir şekilde yayıldığı ve bunun iki SRR arasında karşılıklı bir indüktansa neden olduğu varsayılmaktadır (Wartak vd., 2011). Söz konusu indüktans, Denklem 2.26'da verilmiştir.

$$M = \frac{\pi r^2}{a^2} L = FL \quad (2.26)$$

Denklem 2.26'da yer alan F, bir ayırık halka rezonatör yapısının işgal ettiği fraksiyonel hacme karşılık gelmektedir.

İki silindir arasındaki kapasitans ise;

$$C = \frac{\epsilon_0}{d} = \frac{1}{dc_0^2 \mu_0} \quad (2.27)$$

Sonuç olarak ortamın etkin manyetik geçirgenlik değeri Denklem 2.28'de verilmiştir. Zamana bağlı bir manyetik alan H, rezonatörün düzlemine dik olarak uygulandığında, bu yapılar manyetik olarak uyarılır. Elde edilen metamateriyalin etkin manyetik geçirgenlik fonksiyonu, Lorentz modeli ile tanımlanmıştır.

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F}{1 - \frac{1}{\omega^2 LC} + \frac{iR}{\omega L}} \quad (2.28)$$

Manyetik geçirgenlik sabitinin negatif değerler aldığı aralık, $\frac{1}{\sqrt{LC}} < \omega_p < \frac{1}{\sqrt{LC(1-F)}}$ olarak verilmiştir.

$$\omega_{LC} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad ; \quad \omega_{p0} = \frac{1}{\sqrt{LC(1-F)}} \quad (2.29)$$

Denklem 2.29'da yer alan ω_{LC} sistemin rezonans frekansı, ω_{p0} ise μ 'nün reel kısmının sıfır olduğu frekanstır.

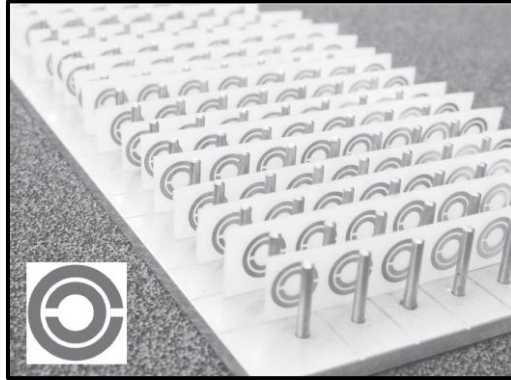
Manyetik geçirgenlik veya kırılma indisinin negatif değerlerini gösteren doğal olarak oluşan herhangi bir materyal veya ortam olmadığı bilinmektedir (Smith vd., 2000; Pendry vd., 2001; Shelby vd., 2001). Bu nedenle negatif manyetik geçirgenliğin gerçekleştirilmiş olması; hem elektriksel geçirgenlik hem de manyetik geçirgenliğin aynı anda negatif olduğu malzemeleri üretmek açısından büyük bir öneme sahiptir.

2.3.3 DNG malzemeler

Veselago'nun ileri sürdüğü ϵ ve μ değerlerinin negatif olduğu çift negatif ortam (double negative media DNG) elde edilmesi için ilk adım olarak yukarıda bahsedilen sınırlamanın ortadan kaldırılması ile elde edilen ENG yapıların ortaya çıkarılması gösterilebilir. Şekil 2.7.a'da gösterildiği gibi iletken çubuk yapısıyla, plazma rezonansının neden olduğu sınırlamanın üstesinden gelinmiş ve mikrodalga bölgesinde ENG ortama sahip bir malzeme yaratılmıştır.

Sonrasında doğal malzemelerde bulunmayan negatif manyetik geçirgenlik özelliği periyodik SRR'lar kullanarak elde edildikten sonra (Şekil 2.10) bu iki negatif özelliği tek bir yapıda oluşturmanın önündeki engeller kalkmış oldu.

Aynı anda negatif elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik değerlerine sahip, ilk çift negatif (double negative DNG) yapay malzeme Smith ve Kroll tarafından 2000 yılında elde edilmiştir. Şekil 2.11'de görüldüğü gibi, iç içe geçmiş iletken ayırık halka rezonatörler ile iletken çubukların bir araya getirilerek oluşturulan etkin ortam DNG özellikleri yapay bir ortam ile elde edilmiştir (Smith vd. 2000).



Şekil 2.11 Yapay olarak elde edilen ilk DNG metamalzeme yapısı (Smith vd. 2000)

İlk MM yapısı literatüre kazandırıldıktan sonra, metamalzemelerin uygulama alanları ve DNG ortamlarının iletim parametrelerinin iyileştirilmesine yönelik hem deneysel hem de teorik olarak çalışmalar oldukça hız kazanmıştır. Bu çalışmalara çeşitli örnekler çizelge 2.1'de verilmiştir.

Çizelge 2.1 MM çeşitleri ve muhtemel mühendislik uygulamaları

| Yapay sentezlenmiş metamalzeme cinsi | Reel Kısım | | Sanal Kısım | | Muhtemel mühendislik uygulamaları |
|--------------------------------------|----------------|-----------|----------------|-----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| | (ϵ) | (μ) | (ϵ) | (μ) | |
| MNG ortamı | + | - | + | + | <ul style="list-style-type: none"> • Radyo frekansı/mikrodalga devreleri ve sistemleri için bant-durdurma/bant-geçiş filtreleri |
| | | | | | <ul style="list-style-type: none"> • Antenler arasında karşılıklı eşleşme azaltımı |
| | | | | | <ul style="list-style-type: none"> • Elektronik devrelerin ve cihazların elektromanyetik kalkanı |
| | | | | | <ul style="list-style-type: none"> • Süperstrat olarak kullanıldıkları durumda antenlerin güçlendirilme avantajı |
| | | | | | <ul style="list-style-type: none"> • Elektromanyetik enerji hasadı ve soğurucular |
| ENG ortamı | - | + | + | + | <ul style="list-style-type: none"> • Radyo frekansı/mikrodalga ile milimetre dalga devreleri ve sistemlerine yönelik düzlemsel, minyatürleştirilmiş filtreler |
| | | | | | <ul style="list-style-type: none"> • Antenler arasında karşılıklı eşleşme azaltımı |
| | | | | | <ul style="list-style-type: none"> • Elektronik devrelerin ve cihazların elektromanyetik kalkanı |
| DNG ortamı | - | - | + | + | <ul style="list-style-type: none"> • Geri dalga yayılımının gösterilmesi ve negatif kırılma |
| | | | | | <ul style="list-style-type: none"> • Odaklama, görüntüleme ve süperlensleme |
| | | | | | <ul style="list-style-type: none"> • Görünmezlik pelerinleri |

2.4 Negatif Kırılma İndisli Metamalzemeler

Bilinen tüm saydam materyallerin pozitif bir indisi vardır, çünkü ϵ ve μ değerlerinin her ikisi de pozitiftir. Bununla birlikte bazı yaygın malzemelerin negatif ϵ değerine sahip olduğu daha az bilinir. Örneğin gümüş ve altın gibi birçok metal, görünür spektrumdaki dalga boylarında negatif ϵ değerine sahiptir. ϵ veya μ değeri ayrı ayrı negatif olan bir malzeme elektromanyetik radyasyona karşı opaktır. Işık metale giremez veya en azından çok fazla nüfuz edemez, ancak metaller ışığa etkisiz değildir. Bir metalin yüzeyinde ışığın sıkışması ve yüzey plazmonu olarak bilinen bir durumda yayılması mümkündür. Bu yüzey halleri uygulamalarda daha yeni kullanılmaya başlanan ilgi çekici özelliklere sahiptir (Pendry vd., 1996). Bununla birlikte, izin verilen malzeme yanıtı yelpazesi, hem ϵ hem de μ 'nin negatif olduğu bir ortamı düşünülmesine engel değildir. Rus bilim adamı V.G. Veselago tarafından bu tür negatif ϵ ve μ değerli malzemelerin doğal malzemelerin aksine var olabileceği, kırılma indislerinin negatif olabileceği ve Maxwell denklemlerini sağladığı teorik olarak gösterilmiştir.

Materyal tepkisi tamamen ϵ ve μ parametreleriyle nitelendirilirken, şeffaf bir malzemenin optik özellikleri genellikle

$$n = \pm\sqrt{\epsilon_r\mu_r} \quad (2.30)$$

olarak verilen kırılma indisi n olan farklı bir parametre ile daha rahat bir şekilde tarif edilir.

Denklem 2.30'da yer alan ϵ_r ve μ_r ifadeleri sırasıyla relatif elektriksel ve manyetik geçirgenli katsayılarıdır ve

$$\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0 \quad (2.31)$$

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (2.32)$$

2.31 nolu denklemde $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ boş uzayın elektrik geçirgenlik katsayısı, 2.32 nolu denklemde ise $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ boş uzayın manyetik geçirgenlik katsayısıdır.

Optikte, bir malzemenin kırılma indisi, optik yoğunluğunun ölçüsüdür ve ışığın

boşluktaki hızı ($c = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}}$) ile elektromanyetik dalganın ortam içerisindeki hızına ($v = \sqrt{\frac{1}{\epsilon \mu}}$) bağlı olarak;

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (2.33)$$

şeklinde ifade edilir. Bir dalga, cam veya su gibi bir ortamda n faktörü ile daha yavaş hareket eder. \mathbf{k} ise dalga vektörü olarak isimlendirilir ve dalganın ilerleme yönünü belirler.

$$\mathbf{k} = \omega \sqrt{\mu \epsilon} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r} = \mathbf{n} \frac{\omega}{c}$$

$$\vec{\mathbf{k}} = \frac{\omega}{c} \vec{\mathbf{n}}$$

Negatif kırılma indisi olan bir MM için genel olarak kabul edilmiş birkaç şart vardır. Hepsinden önemlisi, birim hücrelerin boyutlarının ve dolayısıyla meta malzemenin periyodikliğinin, çalışma dalga boyundan çok daha küçük olması gerektirir. Bu, yarı homojen bir malzeme elde edilmesini sağlar (Lapine vd., 2007, Sihvola, 2007).

$$a \ll \lambda = \frac{2\pi c_0}{\omega}$$

Bu tür homojen olmayan daha büyük hacimler içerisindeki homojenliği bozan yapılar, uygulanacak elektromanyetik alanların dalga boyundan çok küçük fakat atom ve moleküllerden büyük ise “etkin ortam teorisi” geçerli olabilecektir. Etkin ortam teorisine göre MM’lerin birim hücre boyutunun dalgaboyu altı olması gerekmektedir, yani homojen ortam özelliklerini sağlayabilmek için, yapının hücre boyutunun gelen dalganın dalga boyundan çok daha küçük olması gerekmektedir. Yapılan çalışmalarda oluşturulan MM’nin hücre boyutunun, maruz kaldığı EM dalganın dalga boyunun 1/4 katı olduğu durumda MM homojen bir yapı gibi davrandığı gösterilmiştir (Hong vd., 2001). Bu koşul sağlandığında, oluşturulan MM doğal bir malzeme gibi davranarak, yayılma doğrultusu boyunca elektromanyetik özellikler açısından doğal malzeme ile aynı tepkileri verecektir.

2.4.1 Etkin ortam teorisi

Günümüzde üretilen MMLer homojen olmayan, anizotropik ve oldukça dağıtıcı yapıdadır. Bununla birlikte, homojen ve izotropik MM'ler elde etmek için birçok araştırma çabası vardır. Bu arada, bu araştırma çabalarının başka bir dalı ise MM'lerin etkin yapısal parametrelerin elde edilmesine veya başka bir deyişle esasen homojen olmayan MM'ler için homojen eşdeğer elde edilmesine odaklanmıştır. Bu homojen eşdeğeri, tüm ara aşamalarıyla elde etme işlemine homojenizasyon denir.

Işık salınan elektrik ve manyetik alanlardan oluşan ve bir dalga boyu (λ) ile karakterize edilen elektromanyetik bir dalga olarak tanımlanabilir. Bir cam malzemeden geçen ışık ele alınırsa; görünür ışığın dalga boyunun, camı oluşturan atomların boyutundan yüzlerce kat daha büyük olması nedeniyle, camın atomik boyutları, camın ışıkla nasıl etkileşime girdiğini açıklamada önemini yitirmektedir. Pratikte, atomik ölçeğin ortalaması alınabilir; kavramsal olarak homojen olmayan ortamı sadece iki makroskopik elektromanyetik parametre ile nitelendirilen homojen bir malzeme üzerinden tanımlanabilir: elektriksel geçirgenlik (ϵ) ve manyetik geçirgenlik (μ). Bu parametreler uygulanan elektrik ve manyetik alanlara karşı homojen bir ortamın tepkisini karakterize eden sabitlerdir. Bu durum, bir malzemenin sezgisel tanımını tatmin etmemesine rağmen, yapıdan geçen bir elektromanyetik dalga açısından önemli değildir ve uygulanan elektromanyetik alanlara karşı tepkisi, tıpkı homojen materyallerde olduğu gibi ϵ ve μ parametrelerine bağlı olarak ifade edilebilecektir (Smith vd., 2004).

Elektromanyetik bakış açısından, dalga boyu λ , atomlar topluluğunun veya başka nesnelere bir materyal olarak değerlendirilip değerlendirilemeyeceğini belirler. Elektromanyetik parametreler olan ϵ ve μ 'nin atomların veya moleküllerin tepkisinden dolayı ortaya çıkması gerekmez. Atomik boyutları ve aralığı λ ' dan çok daha küçük olan herhangi bir nesne ϵ ve μ ile tanımlanabilir. Burada, ϵ ve μ değerleri, nesnelere saçılma özellikleri tarafından belirlenir. Bir MM'nin elektromanyetik dalgaya cevabı, etkin elektriksel geçirgenliği ve etkin manyetik geçirgenliği tarafından tanımlanabilir.

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}$$

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_0 \epsilon_r$$

$$\mu_{eff} = \mu_0 \mu_r$$

Literatürde mevcut olan homojenizasyon işlemleri (Smith vd., 2000, 2002, 2005; Smith ve Pendry, 2006), esas olarak MM yapılarının iletim ve yansıtma özelliklerinin kullanımına veya alan ortalamasına dayanmaktadır. Bununla birlikte, MM'lerin homojenizasyonu için bu girişimler sırasında, genellikle iletim ve MM'nin sadece bir birim hücrenin yansıtma özellikleri dikkate alınır (Koschny vd., 2004).

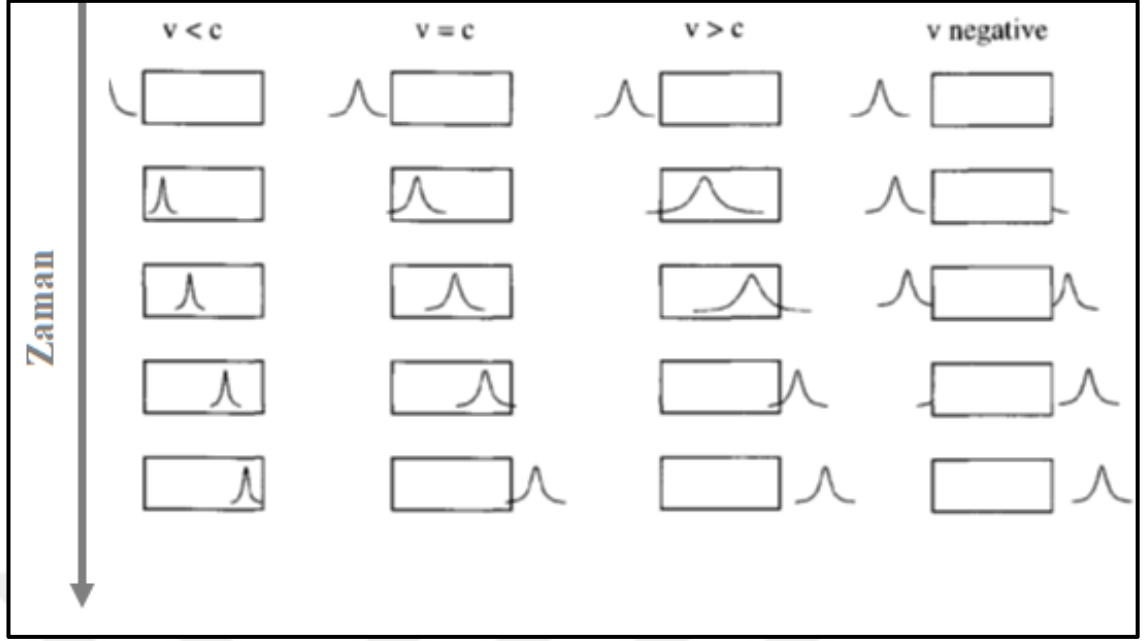
2.5 Grup Hızı ve Faz Hızı

Faz hızı, sabit bir faz noktasının hareket ettiği hızdır. Faz hızı, tek frekanslı bir dalganın hareket ettiği hızdır. Ancak tek frekanslı bir dalga herhangi bir bilgi taşımaz. Farklı faz hızları daha hızlı dalgalara veya daha yavaş dalgalara izin verir.

Grup hızı, bir ışığın bir malzeme sistemi boyunca yayılma hızını verir, yani Poynting vektörü yönünde akan dalga enerjisinin hızıdır. Bu, enerji veya bilginin grup hızıyla yürütülebileceği anlamına gelir. Grup hızı faz hızının tersi yönündeysen, dalganın yayılmasına geri dalga denir.

Pozitif grup hızına sahip bir dalga, ileri dalga olarak adlandırılır (faz ve enerji aynı yönde hareket eder) ve negatif grup hızına sahip olan, geriye doğru bir dalgadır. Bu nedenle, vakumdaki ışığın c hızına kıyasla, grup hızının v_g değerine bağlı olarak "hızlı" veya "yavaş" olarak tanımlanabilir.

Yavaş ışık, $v_g \ll c$ durumunu ifade eder. Hızlı ışık, ışığın vakumdaki ışık hızından daha hızlı hareket etmesini ifade eder. Bu durum, $v_g \gg c$ veya v_g negatif olduğunda ortaya çıkabilir. Negatif bir grup hızı, bir optik malzemedeki iletilen dalganın tepe noktasının, gelen ışık alanının tepe noktasının ortama girmesinden önce ortaya çıkması durumuna karşılık gelir ki bu gerçekten hızlıdır (Boyd ve Gauthier, 2002). Bu durum zaman açısından şekil 2.12'de gösterilmiştir.



Şekil 2.12 Grup hızının çeşitli değerleri için bir ortamda yayılan bir dalganın şematik gösterimi (Boyd ve Gauthier 2002)

Bir optik ortamdan geçiş süresi T genel olarak denklem 2.34'teki gibi yazılabilir.

$$T = L / v_g \quad (2.34)$$

Burada L , ortamın fiziksel uzunluğudur. Bu nedenle, v_g negatif olduğunda, ortamdan geçiş süresi de negatif olacaktır. Burada verilen açıklamanın geçerliliği, dalganın malzeme sistemi boyunca yayılırken önemli bir bozulmaya uğramadığı varsayıldığında geçerlidir.

Bir kırılma indisi (n) aracılığıyla yayılan bir açısal frekansın tek renkli düzlem dalgası şu şekilde tanımlanabilir:

$$\mathbf{E} = E_0 e^{i(kz - \omega t)} \hat{\mathbf{z}}$$

Burada dalga vektörü $k = \frac{n\omega}{c}$ 'dir.

Faz hızı v_p , sabit faz noktalarının ortam boyunca hareket ettiği hız olarak tanımlanır. Bu dalganın fazı açıkça;

$$\phi = kz - \omega t \text{ şeklindedir.}$$

Sabit faz noktaları Δt zamanda Δz kadar yol kat eder. Bu durumda aşağıdaki denklem

yazılabilir.

$$k\Delta z = \omega \cdot \Delta t \quad k = \frac{n\omega}{c} \text{ denklemlerinden;}$$

$$v_p = \Delta z / \Delta t = \omega / k = n/c \text{ olarak bulunabilir.}$$

$$\phi = \frac{n\omega z}{c} - \omega t$$

Bu denklem; $\frac{d\phi}{d\omega} = 0$ olması durumunu gerektirir.

$$\frac{dn}{d\omega} \frac{\omega z}{c} + \frac{nz}{c} - t = 0$$

$z = v_g t$ denklemde yerine koyulursa;

Grup hızı ve grup indeksi ise;

$$v_g = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}} = \frac{d\omega}{dk} ; \quad v_g = \frac{c}{n_g}$$

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega}$$

şeklinde ifade edilebilir.

Grup indeksinin, kırılma indisinin dağılımına ($dn / d\omega$) bağlı bir terimle faz indisinden farklı olduğu görülmektedir.

Yavaş ve hızlı ışık efektleri, her zaman bir malzeme rezonansının yakınında meydana gelen hızlı kırılma indisi değişimini kullanır. Yavaş ışık, $dn / d\omega$ büyük ve pozitif (büyük normal dağılım) yapılarak elde edilebilir ve hızlı ışık ise $dn / d\omega$ büyük ve negatif olduğunda ortaya çıkar (büyük anormal dağılım).

2.6 Elektromanyetik İndüklenmiş Saydamlık

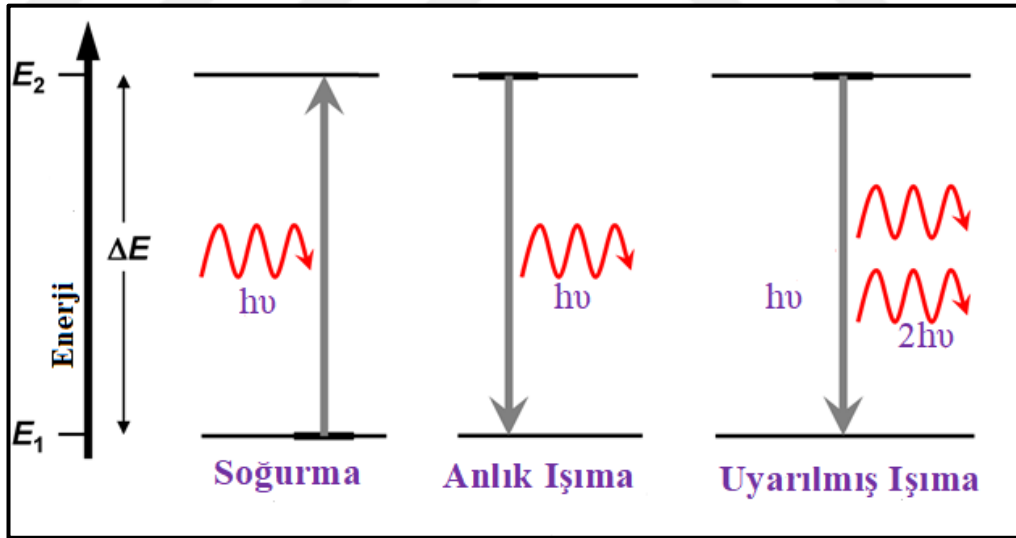
Elektromanyetik indüklenmiş saydamlık (EİS), atomik sistemlerde, üst seviyelere uyarılma yolları arasındaki yıkıcı girişimin bir sonucu olarak ortaya çıkabilecek bir olgudur.

EİS'yi gerçekleştirebilmek için üç seviyeli bir atomik sistemi kuantum mekaniksel olarak ele almak gereklidir. Bu işlemleri anlayabilmek için de aslında iki seviyeli atomik sistemler ile konuya başlamak faydalı olacaktır. Kuantum mekaniksel olarak bu işleyişi açıklamak amacı ile ışık ve madde etkileşimine dair temel kavramlar aşağıda verilmiştir:

Soğurma: Elektromanyetik ışımadan bir maddenin atom veya moleküllerine enerji aktarılmasıdır. Aktarılan bu enerji atomdaki elektronları daha üst seviyelere uyarabilir.

Anlık Işıma: Uyarılmış durumdaki bir atom, kendiliğinden düşük enerji durumuna geçtiğinde elektromanyetik radyasyon yayar. Yayılan enerji, rastgele yönde yayılan bir foton şeklindedir.

Uyarılmış Işıma: Bir atomu veya molekülü, bir foton ile daha yüksek bir enerji durumundan daha düşük enerji durumuna aktarma işlemidir. Uyarılmış ışımada gelen foton ile aynı enerjiye sahip bir foton daha yayılır ve bu foton gelen foton ile aynı fazda ve aynı yöndedir (Şekil 2.13).

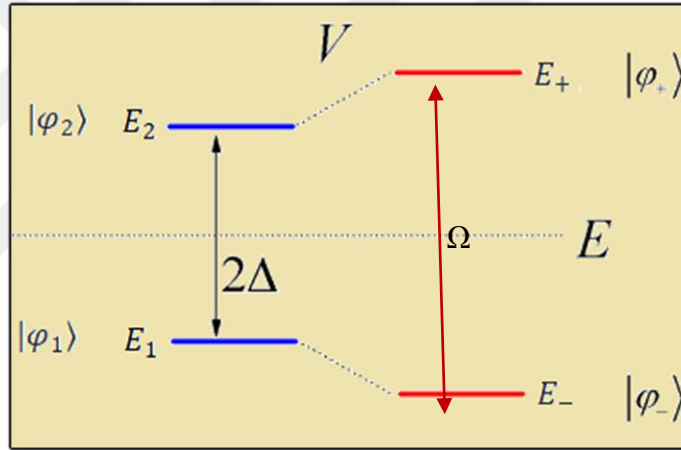


Şekil 2.13 İki boyutlu sistemde soğurma, anlık ışımaya ve uyarılmış ışımaya şematik gösterimi (<https://chem.libretexts.org/@go/page/107218>)

Burada $h\nu$ fotonun enerjisi h = Planck sabiti, ν = ışığın frekansıdır. Yayılan fotonun enerjisi iki seviye arasındaki enerji farkına eşittir.

İki seviyeli bir sistem, iki olası kuantum durumuna sahip bir sistemdir. Ve iki enerji seviyesi ω_0 frekanslı bir geçişle ayrılır. Atom, frekansı ω_0 olan monokromatik düzlem dalgası tarafından uyarılır.

Hidrojen atomu, bir elektromanyetik dalganın temel seviye ve üst uyarılmış seviyesi ile etkileşime girdiği iki seviyeli bir sistem olarak düşünülebilir (Şekil 2.14). İki seviyeli atom, uyarıcı elektromanyetik alanının etkisi altında optiksel olarak salınım yapar. Bu salınımın ölçüsü Rabi frekansı olarak adlandırılır. Rabi salınımı, uygulanan elektromanyetik dalga ile atomun enerji seviyelerinin etkileşmesine bağlı olarak elektronların atom seviyeleri arasındaki salınımıdır. Yani uyumlu ışığın atomla etkileşmesinin bir ölçüsüdür (Knight vd.1980).



Şekil 2.14 İki seviyeli atomik sistem (<https://chem.libretexts.org/@go/page/107218>)

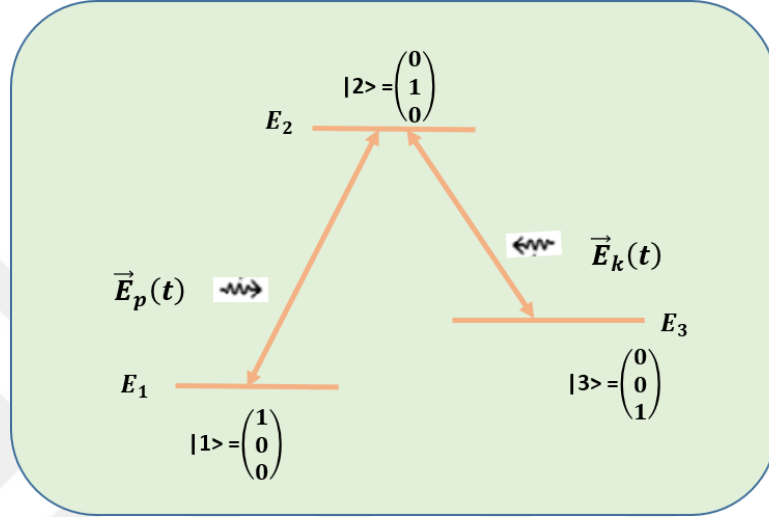
Şekil 2.14'te verilen $E = \frac{E_1 + E_2}{2}$ ve $\Delta = \frac{E_2 - E_1}{2}$; $|\varphi_1\rangle$ ve $|\varphi_2\rangle$ başlangıçtaki enerji seviyeleri; $|\varphi_+\rangle$ ve $|\varphi_-\rangle$ öz durumları olmak üzere Rabi frekansı iki seviyeli kuantum sistemin kuantum mekaniksel olarak çözümünden sonra;

$$\Omega = \frac{(E_+ - E_-)}{\hbar}$$

şeklinde bulunur. Eğer $E_1 = E_2$ ise, o zaman $|\varphi_1\rangle$ ile başlayan sistem daha sonra $|\varphi_2\rangle$ durumunda kesin olarak bulunacaktır. Bu durumda Rabi salınımları sönümlenir. Bağlantı zayıf ise iki seviye arasındaki salınımların oluşması için yeterli gelmez.

2.6.1 Üç seviyeli kuantum sistemde EİS

EİS, uyarılmış bir durum ve iki temel seviyenin uyumlu üst üste binmesinden oluşan üç seviyeli bir sistemde gözlemlenir. Atomda bulunan iki temel seviye tek bir uyarılmış seviye ile etkileşmektedir.



Şekil 2.15 Üç seviyeli bir atomik sistem ile iki uyumlu lazer kaynağı arasındaki eşleşme

Şekil 2.15'te gösterildiği gibi atomik sistem ele alındığında, sistem başlangıçta en düşük enerji seviyesi E_1 'dedir. Ayrıca, E_1 ve E_2 enerji seviyeleri arasındaki farka karşılık gelen prob ışığı ve E_2 ve E_3 arasındaki farka karşılık gelen kontrol kaynağı olarak belirlenen iki uyumlu lazer sisteme dâhil edilir. Uygulanan lazerler aynı anda $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ve $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ geçişi için uygun şekilde yapılandırılmış Ω_p ve Ω_k Rabi frekanslarına sahiptir.

Bu sistemdeki Rabi frekansları aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\Omega_p = \frac{-d_{12} \cdot E_p}{\hbar} \qquad \Omega_c = \frac{-d_{23} \cdot E_c}{\hbar}$$

Burada d_{12} ve d_{23} $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ve $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ geçişleri için dipol momentleridir. E_p ve E_c ilgili polarizasyonlarını içeren prob ve kontrol alanlarının vektör elektrik alanı genlikleridir.

Bu durumu kuantum mekaniksel olarak kabaca açıklamak gerekirse dönen dalga yaklaşımı ile elde edilen Hamiltonyen;

$$\hat{H} = \hbar\Omega_k|3\rangle\langle 2| + \hbar\Omega_p|1\rangle\langle 2| + \hbar\Omega_k|2\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_p|2\rangle\langle 1|$$

şeklinde yazılabilir.

$$\hat{H} = \hbar\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_k^2} \left\{ \frac{\Omega_k}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_k^2}} |3\rangle + \frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_k^2}} |1\rangle \right\} \langle 2|$$

$$+ \hbar\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_k^2} |2\rangle \left\{ \frac{\Omega_k}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_k^2}} \langle 3| + \frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_k^2}} \langle 1| \right\}$$

$\Omega = \sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_k^2}$ şeklinde tanımlayarak Hamiltonyan denklemi sadeleştirilebilir.

$$\hat{H} = \hbar\Omega \left\{ \frac{\Omega_k}{\Omega} |3\rangle + \frac{\Omega_p}{\Omega} |1\rangle \right\} \langle 2| + \hbar\Omega |2\rangle \left\{ \frac{\Omega_k}{\Omega} \langle 3| + \frac{\Omega_p}{\Omega} \langle 1| \right\}$$

$$|B\rangle \equiv \frac{\Omega_k}{\Omega} |3\rangle + \frac{\Omega_p}{\Omega} |1\rangle$$

şeklinde parlak durum olarak tanımlanırsa;

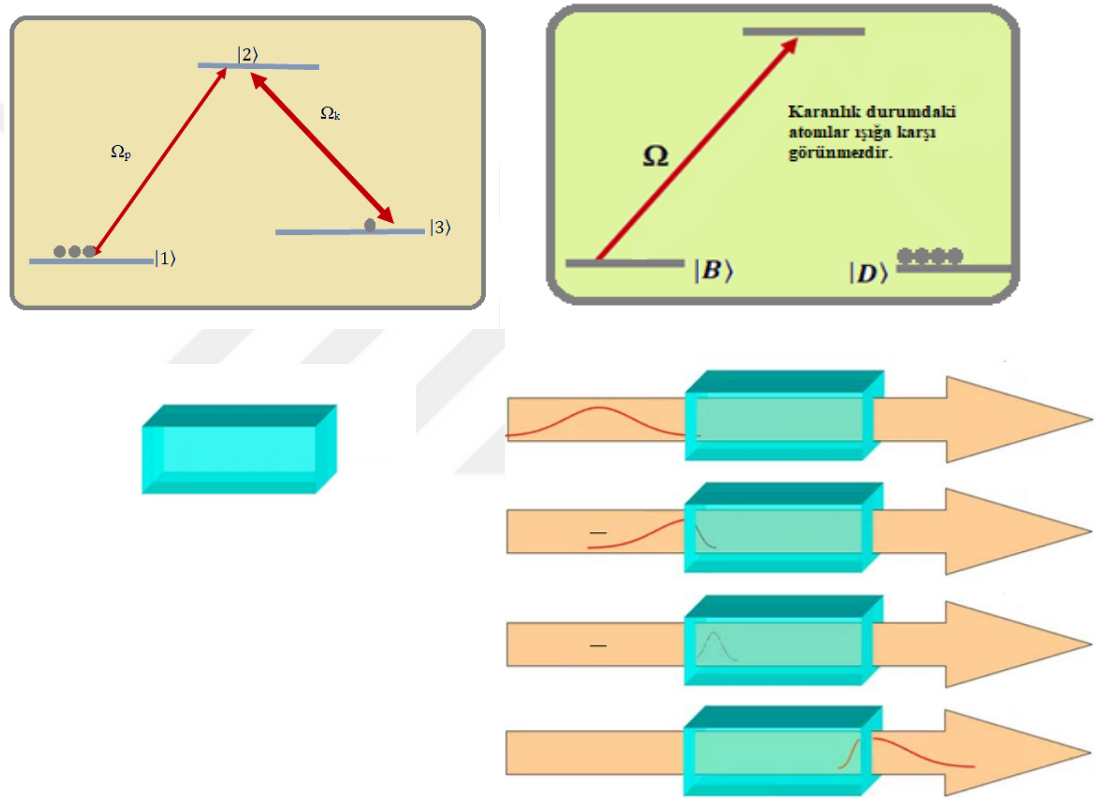
$$\hat{H} = \hbar\Omega|B\rangle\langle 2| + \hbar\Omega|2\rangle\langle B|$$

şeklinde yazılabilir.

$$|D\rangle \equiv \frac{\Omega_k}{\Omega} |3\rangle - \frac{\Omega_p}{\Omega} |1\rangle$$

şeklinde karanlık durum yazılabilir.

Burada parlak durum olan $|B\rangle$ orijinal temel seviyelerin bir süperpozisyonu ve karanlık durum olan $|D\rangle$ 'de artık bir rezonans oluşur ve gelen ışık soğurulmaz. Karanlık durum eşvreli nüfus tuzaklama için uygun seviyedir. Bu yeni durum için atomik konfigürasyon yeniden düzenlenebilir. Şekil 2.16'da karanlık ve parlak durumlar cinsinden atomik konfigürasyon ve ışık ortam etkileşimi gösterilmiştir.



Şekil 2.16 Karanlık ve parlak durumlar cinsinden atomik konfigürasyon ve ışık ortam etkileşimi

Bu düzenlenmede atomlar, rezonant Rabi frekanslarına etkili bir şekilde şeffaf hale getirilir. Bu şeffaf durumdaki atomların tutarlı bir şekilde "karanlık" bir durumda hapsediği söylenebilir.

Burada yıkıcı bir girişim meydana gelir ve soğurma gerçekleşmez. Bu, iletimdeki bir artış olarak düşünülebilir. Bu durum, standart bir uyumlu popülasyon tuzaklama

konfigürasyonunda aynı atomik sistemde parlak ve karanlık durumların oluşması ile meydana gelir. Parlak durum $|B\rangle$, üst seviye ile etkileşir ve $|B\rangle \rightarrow |1\rangle$ geçişi meydana gelir. Seviye $|1\rangle$ 'e uyarılan elektronlar anlık ışımaya yaparak temel seviyeye iner. Sonuç olarak tüm elektronlar karanlık durum $|D\rangle$ seviyesine hapsolür. Ortamı oluşturan atomlarda elektronlar karanlık duruma hapsediğinde artık ışığa karşı görünmez olmuşlardır.

Böylelikle opak bir atomik ortam, bir kontrol lazerinin kuantum girişimi ve farklı geçişlerde ayarlanan bir prob lazer ışını yoluyla soğurma çizgisi içindeki dar bir spektral bölgede saydam hale getirilir.

Prob kaynağı olarak adlandırılan bir ışık, optik bir geçişe ayarlanmışsa, ortamda emilir. Öte yandan, diğer geçişe ayarlanmış kontrol ışığı adı verilen başka bir ışığın varlığında, iki ışık huzmesi ortak üst seviyeden birbirine yıkıcı bir şekilde müdahale eder ve ışık emilimi ortadan kalkar.

Kuantum mekaniksel olarak etkileşim şu şekilde de ifade edilebilir. Kontrol lazeri kapandığında $\Omega_k = 0$ sistemin öz durumu aşağıdaki gibidir.

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{2} \left[\cos\left(\frac{\Omega p}{2} t\right) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - i \sin\left(\frac{\Omega p}{2} t\right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right] \quad (2.35)$$

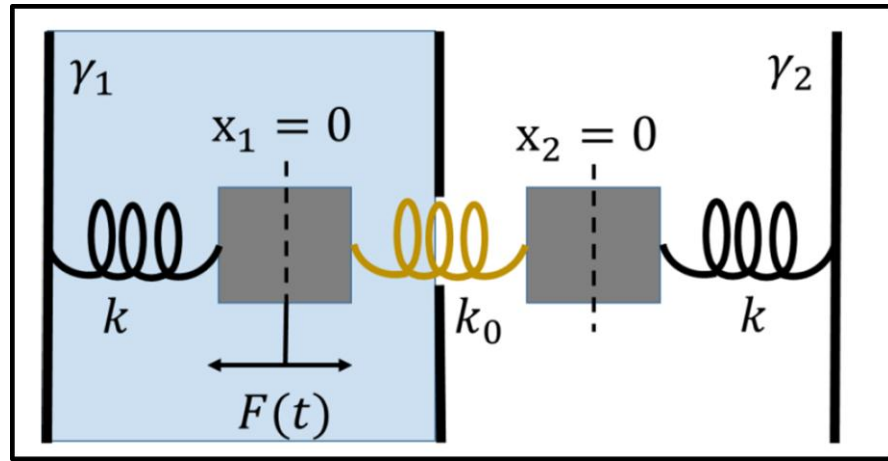
Bu, atomdaki elektronun, kontrol lazer kapatıldığında yalnızca E_1 ve E_2 enerji seviyeleri arasında geçiş yaptığını gösterir. Kontrol kaynağının açık olduğu durumda ve $\Omega_k \gg \Omega p$ olması koşuluyla, denklem 2.35,

$$|\Psi\rangle \approx \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

şeklinde zamandan bağımsız hale gelir. Bu, atomda büyük şeffaflığın indüklendiğini gösterir. Başka bir deyişle, prob kaynağından gelen lazer alanları, soğurulmadan atomdan geçer. Çünkü elektronlar karanlık seviyeye tuzaklanmışlardır. Bu, atomun soğurma spektrumunun rezonans frekansında önemli bir düşüşe yol açar.

2.6.2 EİS'nin klasik modellenmesi

EİS doğası gereği bir kuantum mekanik bir etki olsa da, klasik bir sistemle modellenebilir. Böyle bir sistem, iki boyutlu harmonik osilatördür.



Şekil2.17 Atomik EİS'yi modellemek için iki boyutlu harmonik osilatör (BingSheng 2017)

Burada atom, mavi bölgedeki osilatör olarak modellenmiştir. Mavi bölge, hava gibi bir ortamı sembolize eden beyaz bölgeye kıyasla bir osilatör tarafından daha yüksek sönümlenme deneyimine yol açan su gibi bir ortamı sembolize eder. Kuantum sistemindeki prob kaynağını temsil etmek için kuvvet genliği F olan bir tetikleyici kaynağa bağlanmıştır. Kontrol kaynağı, beyaz bölgedeki harmonik osilatör olarak modellenmiştir. İki osilatör, atom ve kontrol kaynağı arasındaki bağlantıyı modellemek için yay sabiti k_0 olan bir yay aracılığıyla bağlanır. Kolaylık olması için, bir osilatörlerin yay sabiti k ve kütlelerini m olacak şekilde eşit olarak ayarlanır. Bu da kuantum

analoğunda, $| 1 \rangle$ ve $| 3 \rangle$ seviyelerinin aynı enerji seviyesinde olduğu anlamına gelmektedir (BingSheng, 2017).

Denklemler (2.36) ve (2.37) sırasıyla sol osilatör ve sağ osilatörün hareketini tanımlar. γ ve ω_d sırasıyla ilgili osilatörün sönümlenme sabitini ve tetikleyici kaynağının açısız frekansını temsil eder.

$$\frac{d^2[x_1(t)]}{dt^2} + \gamma_1 \frac{d[x_1(t)]}{dt} + \omega^2 x_1(t) - \omega_0^2 x_2(t) = \frac{F}{m} \exp(-i\omega_d t) \quad (2.36)$$

$$\omega^2 = \frac{k}{m} \quad \omega_0^2 = \frac{k_0}{m}$$

$$\frac{d^2[x_1(t)]}{dt^2} + \gamma_2 \frac{d[x_1(t)]}{dt} + \omega^2 x_2(t) - \omega_0^2 x_1(t) = 0 \quad (2.37)$$

2.36 denklemi 2.38 şeklinde yazılabilir, burada A , 2.36 ve 2.37 denklemleri kullanılarak çözülecek sabittir. Zamana göre diferansiyel denklem 2.39 ve zamanla değişen kuvvet $F \exp(-i\omega_d t)$ ile çarpıldığında, sol osilatörün bir periyot boyunca yaşadığı güç denklemi 2.40'ta verilmiştir.

$$x_1(t) = A \exp(-i\omega_d t) \quad (2.38)$$

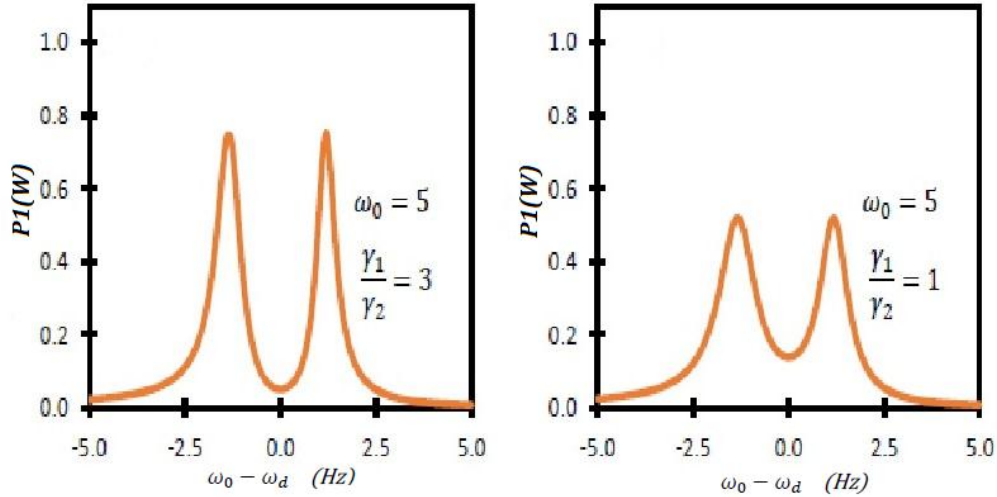
$$x_1(t) = \frac{(\omega^2 - \omega_d^2 - i\gamma_2 \omega_d) F \exp(-i\omega_d t)}{m[(\omega^2 - \omega_d^2 - i\gamma_1 \omega_d)(\omega^2 - \omega_d^2 - i\gamma_2 \omega_d) - \omega_0^4]} \quad (2.39)$$

$$P_1(\omega) = \frac{(\omega^2 - \omega_d^2 - i\gamma_2 \omega_d) F^2 \omega_d}{m[(\omega^2 - \omega_d^2 - i\gamma_1 \omega_d)(\omega^2 - \omega_d^2 - i\gamma_2 \omega_d) - \omega_0^4]} \quad (2.40)$$

Denklem 2.40 kullanılarak güç ve frekans farkına bağlı çizilen grafikte EİS gözlemlenebilir (Şekil 2.18), ancak bunun olması için bazı koşullar vardır: osilatörler arasındaki bağlantı kuvveti güçlü olmalı ve sağ osilatörün sönümlenme sabiti sol osilatörünkünden daha düşük olmalıdır. Ayrıca daha büyük bir sönümlenme sabitine sahip olması gereken sol osilatör, doğrudan tetikleme kaynağına bağlanmalıdır (Şekil 2.17) ve

bu nedenle genellikle parlak rezonatör olarak adlandırılır. Daha düşük bir sönümlenme sabitine sahip olması gereken sağ osilatör, yalnızca sol osilatör tarafından çalıştırılabilir, ancak tetikleme kaynağı tarafından çalıştırılmaz ve bu nedenle genellikle karanlık rezonatör olarak adlandırılır.

Şekil 2.18'de bulunan grafiklerdeki rezonans frekansındaki düşüş, bağlı osilatörlerin normal modları arasındaki yıkıcı girişimden kaynaklanmaktadır. Bu, güçlü bağlantı konfigürasyonunda, karanlık rezonatör salınmaya devam ederken parlak rezonatörün hareketsiz hale geldiği anlamına gelir. Özetle, EİS etkisi, yukarıda bahsedilen gereksinimleri karşılırsa, iki bağlı rezonatör içeren klasik bir sistemle gerçekten taklit edilebilir.

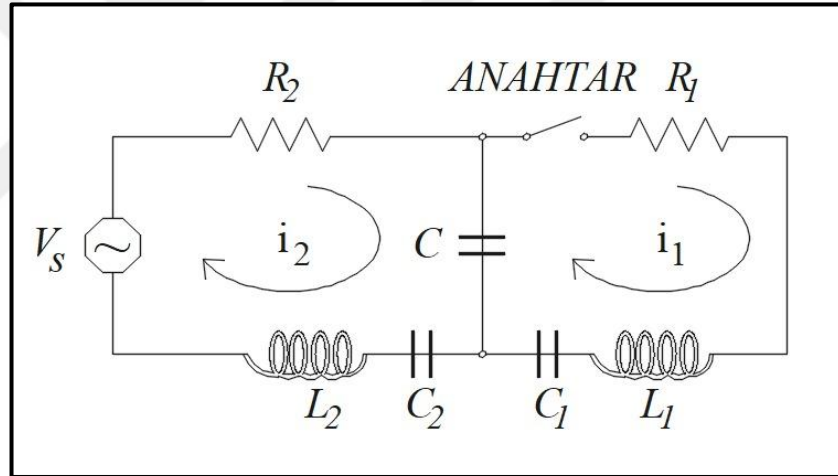


Şekil 2.18 Denklem 2.40'a göre güç ve frekans farkı grafikleri (BingSheng 2017)

2.6.3 Elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık kavramının RLC analogu

Şekil 2.15'deki atomik sistemin elektriksel analogu, şekil 2.19'da gösterilen devredir, burada indüktör L_1 ve kondansatör C_1 ve C' 'den oluşan devre, kontrol osilatörünü simüle eder ve direnç R_1 , osilatörle ilişkili kayıpları belirler. Atom, indüktör L_2 ve kapasitörler C_2 ve C tarafından oluşturulan rezonans devresi kullanılarak modellenmiştir; R_2 direnci, uyarılmış seviyeden kendiliğinden ışınım azalmayı temsil eder.

Her iki devre ağına ait olan C kondansatörü, atom ve prob alanı arasındaki bağlantıyı modeller ve kontrol geçişiyle ilişkili Rabi frekansını belirler. Bu durumda, prob alanı frekans ayarlı voltaj kaynağı V_S tarafından simüle edilir. Atomu modellemek için kullanılan devre ağı, atomik uyarılmış seviyenin enerjisini temsil eden yalnızca bir rezonans frekansına sahiptir. Yani, uygulanan harmonik kuvvet rezonansta olduğunda bu devrenin uyarılma olasılığı maksimum olacaktır. Bu durumda, bu uyarımı gerçekleştirmek için iki olası yol olduğundan, üç seviyeli bir atomun analogu gibi düşünülebilir. Yani, uygulanan voltaj V_S tarafından uyarılan rezonatör düşük Q-faktörlü(parlak mod), anahtarın kapanmasıyla uyarılan rezonatör yüksek Q-faktörlü(karanlık mod) olarak düşünülebilir. Burada yine indüklenen saydamlık, V_S voltaj kaynağından $R_2L_2C_{eş2}$ rezonans devresine aktarılan P_2 gücünün (ω_s) frekans bağımlılığı analiz edilerek incelenir. (Alzar vd., 2002)



Şekil 2.19 Atomik sistemde oluşan EİS'nin elektriksel analog devresi (Alzar vd. 2002)

$$P_2(\omega_s) = \Re\{V_S J_2^*\}$$

V_S ve J_2 sırasıyla V_S ve $i_2(t)$ 'nin kompleks gösterimleri, $C_{eş2}$ ise C ve C_2 kapasitörlerinin eşdeğer kapasitansını ifade etmektedir.

$$C_{eş2} = \frac{C C_2}{C + C_2}$$

$L_1=L_2=L$ olarak yaklaşım yapılırsa;

$$i_1(t) = \frac{\partial q_1(t)}{\partial t}$$

$$i_2(t) = \frac{\partial q_2(t)}{\partial t}$$

$q_1(t)$ ve $q_2(t)$ için diferansiyel denklem yazılabilir.

$$\frac{\partial^2 q_1(t)}{\partial t^2} + \gamma_1 \frac{\partial q_1(t)}{\partial t} + \omega_1^2 q_1 - \Omega_r^2 q_2(t) = 0 \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial^2 q_2(t)}{\partial t^2} + \gamma_2 \frac{\partial q_2(t)}{\partial t} + \omega_2^2 q_2(t) - \Omega_r^2 q_1(t) = \frac{V_s(t)}{L_2} \quad (2.42)$$

$$\gamma_1 = \frac{R_1}{L_1} ; \quad \gamma_2 = \frac{R_2}{L_2} ; \quad \omega_1^2 = \frac{1}{L_1 C_{e\varphi 1}} ; \quad \omega_2^2 = \frac{1}{L_2 C_{e\varphi 2}} ; \quad \Omega_r^2 = \frac{1}{L_2 C}$$

$\omega_1 = \omega_2$ olarak alınırsa anahtar kapalı iken güç denklemi

$$P_2(\omega_s) = \frac{P_1(\omega_s)}{P_1(\omega_s)^2 + P_2(\omega_s)^2} |A_s|^2 \quad (2.43)$$

Burada A_s uygulanan voltajın büyüklüğünün temsil etmektedir.

$$P_1(\omega_s) = R_2 + \frac{R_2/(\omega_s C)^2}{R_1^2 + (\omega_s L_1 - \frac{1}{(\omega_s C_{e\varphi 1})})^2} \quad (2.44)$$

2.41 denkleminde 2.44 denklemini yerine koyarsak;

$$P_2(\omega_s) = (\omega_s L_2 - \frac{1}{(\omega_s C_{e\varphi 2})}) - \frac{(\frac{1}{(\omega_s C)})^2 (\omega_s L_1 - \frac{1}{(\omega_s C_{e\varphi 1})})}{R_1^2 + (\omega_s L_1 - \frac{1}{(\omega_s C_{e\varphi 1})})^2} |A_s|^2 \text{ elde edilir.}$$

Öte yandan anahtar açıkken ortaya çıkan güç;

$$P_2(\omega_s) = \frac{R_2}{R_2^2 + (\omega_s L_2 - \frac{1}{(\omega_s C_{e\varphi 2})})^2} |A_s|^2 \quad (2.45)$$

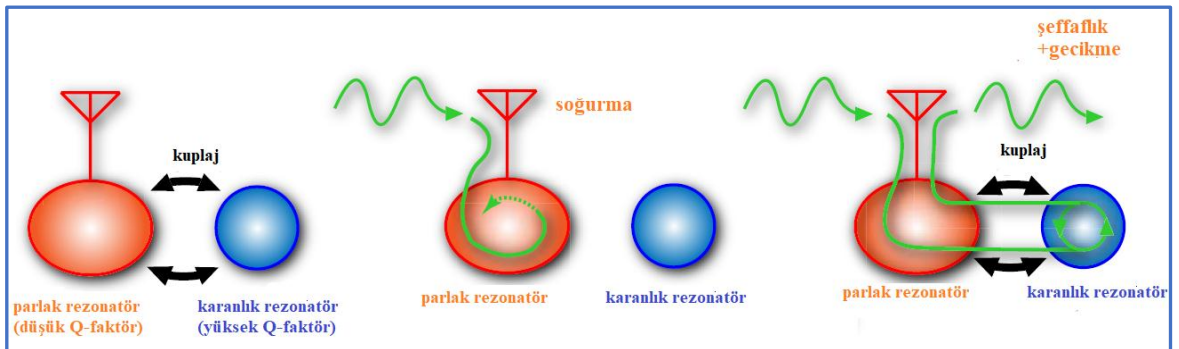
olur.

Sistem açık anahtar konfigürasyonunda (kontrol kaynağı yokken), voltaj kaynağı V_s 'den rezonans devresi $R_2 L_2 C_{e\varphi 2}$ 'ye rezonans frekansında (sıfır ayarlama) maksimum elektrik gücü kuplajına sahiptir. Anahtar kapatıldığında, yani kontrol devresi (problama kuvveti) rezonans devresi $R_2 L_2 C_{e\varphi 2}$ üzerinde hareket ettiğinde, voltaj kaynağının elektrik gücünün sıfır ayarlama emilimi azalır. Bu gerçek, şeffaf duruma karşılık gelir ve bağlantı kapasitörünün değeri azaldığında daha belirgindir. Bağlantı kapasitörünün değerinin azalması atomik sistemlerde oluşan EİS ve kontrol alanı ile ilişkili Rabi frekansındaki bir artışa neden olan bir benzetim olarak düşünülebilir. Burada, atomlar ve ışıkla yapılan

deneylerde olduğu gibi, gözlemlenen saydamlık, yıkıcı bir girişim olarak yorumlanabilir. Bu yaklaşım tez kapsamında yapılan tasarımda rezonans frekansı için devre elemanlarının boyutlarının ayarlaması esnasında kullanışlı olmuştur.

2.6.4 Metamalzemelerde EİS-benzeri etki

EİS etkileri, önceki bölümde verilen devre modeli kullanılarak meta-atomlardan oluşan metamalzemeler ile gerçekleştirilebilir. Devre modelinde, farklı Q-faktörlerine sahip iki rezonatör bağlanır ve sadece düşük Q-faktörlü rezonatör uyarılır. Öte yandan, EİS metamalzemesi olarak adlandırılan EİS etkilerini gerçekleştiren malzeme, iki rezonant yapıya sahip meta-atomlardan veya farklı Q-faktörlerine sahip iki rezonans modundan oluşur. Bu farklı Q-faktör koşulu basitçe yapı simetrisini kırarak oluşturulabilir çünkü simetriyi kırmak, birbirinden farklı Q-faktörlü modlar üretmenin bir yoludur (Niakan vd., 2012). Burada düşük Q-faktörlü mod “parlak rezonatör”, yüksek Q-faktörlü mod ise “karanlık rezonatör” olarak adlandırılır. Yalnızca düşük Q-faktörlü mod (parlak rezonatör) harici elektromanyetik dalgalar tarafından uyarılır. Parlak rezonatör, geniş bir saçılma kesiti ve elektromanyetik alan kuplajı nedeniyle düşük bir Q-faktörüne sahiptir. Aksine, karanlık mod normalde önemli ölçüde daha büyük bir Q-faktörüne sahiptir ve bu sadece metalin kaybıyla sınırlıdır. Bu karanlık mod atomik bir sistemdeki yarı kararlı seviyeye benzetilebilir. Yarı kararlı enerji seviyesi, EİS ortamının gerçekleştirilmesi için gereklidir (Bağcı ve Akaoglu, 2018)



Şekil 2.20.a. EİS metamalzeme genel gösterimi, b. Yapıda kuplaj yokken oluşan soğurma, c. Yapıda kuplaj gerçekleştiğinde oluşan saydamlık ve gecikme (Nakanishi T. 2015)

Şekil 2.20'de bulunan sol daire bir düşük Q-faktörlü mod, sağ daire ise yüksek Q-faktörlü moda karşılık gelir ve anten ise sembolik olarak harici elektromanyetik dalga kaynağını temsil eder. Burada düşük Q-faktörlü mod “parlak rezonatör”, yüksek Q-faktörlü mod ise “karanlık rezonatör” olarak adlandırılır. Yüksek Q-faktörlü mod harici elektromanyetik dalga tarafından uyarılamaz.

Şekil 2.20.b 'de gösterildiği gibi kuplaj olmadan, düşük Q-faktörlü moddaki yüksek yayılım nedeniyle harici elektromanyetik alan tarafından uyarılan parlak rezonatördeki enerji hızla tüketilir ve sonuç olarak yayılan dalgalar malzeme içinde soğurur.

Öte yandan, Şekil 2.20.c 'de gösterildiği gibi kuplaj sağlandığında, rezonatörler arasındaki yıkıcı girişim nedeniyle metamalzeme dar bir bant aralığında şeffaf hale getirilir yani EİS-benzeri etki gerçekleşmiş olur (Nakanishi, T. 2015).

Parlak rezonatör aracılığıyla alınan enerji, karanlık rezonatör ile kuplaj yaparak düşük kayıplarla karanlık rezonatöre aktarılır. Burada oluşan saydamlığa ek olarak, metamalzemedeki yayılma, karanlık rezonatördeki zamansal gecikme nedeniyle yavaşlatılır.

EİS-benzeri etkileri gözlemek için, iki yapı yakın yerleştirilerek birbirine bağlandığında oluşan iletim spektrumunda, EİS metamateriyalinin elektromanyetik alana verdiği yanıt, atomik EİS ortamının elektromanyetik alana verdiği yanıt ile aynı şekildedir. Bu sebeple atomik EİS ortamı için kontrol ışığının yoğunluğunu değiştirmek yerine iki yapı arasındaki mesafeyi değiştirerek kuplaj kuvvetini (Ωc) kontrol etmek mümkündür.

MM'lerde EİS-benzeri oluşturmaya yönelik mekanizmalardaki farklılıkların yanı sıra, bunların tümü, kırılma indisinin güçlü modifikasyonu ve EİS bandında dik normal dağılım gibi aynı özelliklere sahiptir. Bu nedenle, bir elektromanyetik dalganın grup hızı, bir MMde EİS-benzeri etki ile de azaltılabilir. Grup hızı azaltma faktörü, frekans bölgelerine göre farklılık göstermektedir. Radyo frekans bölgelerinde yapılan çalışmalarda, EİS-benzeri etkinin gözlemlendiği MM'lerde, grup hızı dikkat çekici ölçüde azaltılmıştır (Zhang vd. 2010, Kurter vd, 2011, Jain vd, 2014).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Tez kapsamında EİS penceresi oluşturmak amacıyla bir adet mikroşerit hat ve iki adet üçgen rezonatör, CST Microwave Studio paket benzetim programından faydalanılarak tasarlanmıştır. Söz konusu benzetim programı, sonlu integral yöntemi kullanarak çözümlene yapan tam dalga elektromanyetik paket programıdır. CST Microwave Studio ile tasarlanan mikroşerit sistemin S_{21} parametreleri hesaplanmıştır. Yapılan tasarımların sayısal çözümlenmeleri söz konusu benzetim programı ile yapılmıştır.

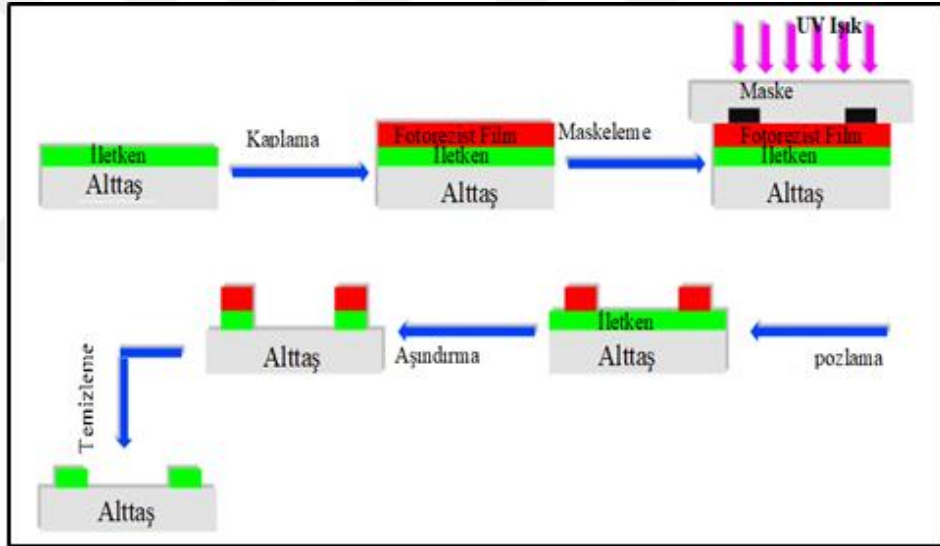
Tasarlanan mikroşerit sistem için öncelikle Rogers RT/Duroid 5880 malzemesi alttaş olarak kullanılmıştır. Bunun sebebi ise dielektrik tabakanın kayıp tanjant değerinin ($\tan\delta$) oldukça düşük olmasının istenmesidir. Çünkü yapı tarafından soğurulan EM dalganın dielektrik malzemede soğurmaya uğrayarak ısıya dönüşmesi değil yüzey katmanında akım olarak indüklenmesi istenmektedir. Bu bağlamda tasarımlarda $\tan\delta$ değeri 0,0009, elektriksel geçirgenliği $\epsilon_r= 2,22$ olan Rogers RT/Duroid 5880 kullanılmıştır. Sonrasında ise alttaşın etkilerini gözlemleyebilmek amacı ile kayıp tanjant değeri $\tan\delta=0,0027$, elektriksel geçirgenliği $\epsilon_r= 3,55$ olan Rogers RO4003C malzemesi kullanılmıştır.

Yapı tasarlanırken kuantum sistemde gerçekleşen EİS'ye güçlü bir benzetme geliştirmek amacıyla, ilgili iki rezonansın kalite faktörlerinde (veya hat genişliğinde) bir fark gerektiği göz önünde bulundurulmuştur. Parlak mod, radyasyon alanına (büyük hat genişliği, düşük kalite faktörü) güçlü bir bağlantı sergilemeli, karanlık mod ise bu alana yalnızca zayıf bir şekilde bağlanmalıdır (dar çizgi genişliği, büyük kalite faktörü). Bu bağlamda EİS-benzeri etkinin gözlemlenebilmesi amacı ile çeşitli parametre değişiklikleri yapılmış ve bu değişiklikler için RLC analoğu ve Q-faktör oranları göz önünde bulundurularak son şekli verilmiştir. Simülasyon aşamasında ortam şartlarının etkisini dolayısıyla kırılma indisi duyarlılığını incelemek amacı ile yapının üzerine Çizelge 4.3'te verilen malzemeler eklenmiştir. Yapının hassasiyetini hesaplamak amacı ile üsttaş olarak PTFE malzemesinin eklenmiş durumu incelenmiştir.

Mikroşerit hattın genişliği konnektör çıkışı ve Network Analizörün çıkışı ile empedans uyumlu olabilmesi için 50Ω empedans olacak şekilde ayarlanmıştır. Bunun için genişliği 3,1 mm olarak seçilmiştir.

Tasarım aşaması bitirildikten sonra, üretim aşamasına geçilmiştir. Bunun için SRR'lar ve mikroşerit hat için 0,35 mm kalınlığında bakır kullanılmış olup ve malzemelerin üretimi için fotolitografi yöntemi kullanılmıştır. Söz konusu yöntemin işlem adımları aşağıdaki gibi sıralanmaktadır ve şekil 3.1'de şematik olarak gösterilmiştir.

- Yöntemin uygulanacağı yüzeyin metal temizleyici yardımı ile temizlenmesi,
- Laminasyon makinesi ile fotorezist filmin iletken kısma uygulanması,
- Tasarıma ait birim hücrenin laminasyon kâğıdı ile bir kopyasının hazırlanması,
- Malzemenin UV ışığa maruz bırakılması (pozlama),
- Çeşitli asitler kullanılarak aşındırma işleminin gerçekleştirilmesi,
- Üretimi gerçekleştirilen yapının temizlenmesi.



Şekil 3.1 Fotolitografinin aşamaları

Ölçüm aşamasında, yapıyı uyarmak ve S_{21} parametresini ölçmek için 9 kHz ile 13,6 GHz arasında çalışabilen şekil 3.2'de gösterilen Rohde & Schwarz Marka ZVL-13 Model Vektör Network Analizörü (VNA) kullanılmıştır.



Şekil 3.2 Metamalzemeler Araştırma Grubu bünyesinde bulunan VNA

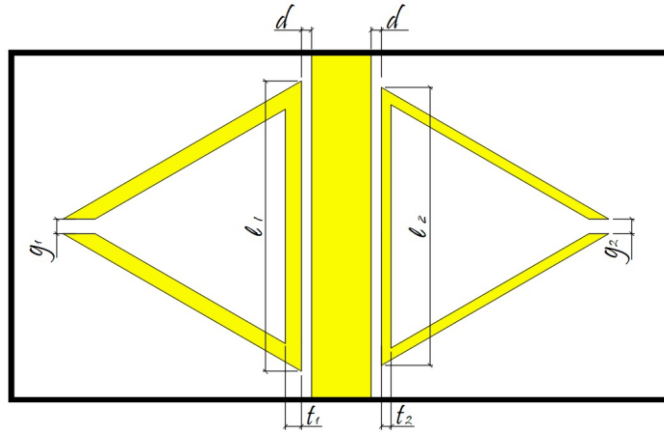
4. ARAŞTIRMA BULGULARI

EİS-benzeri etkinin çalışıldığı MM'ler genellikle çok sayıda periyodik rezonatörler içermektedir ve bu durum yapının büyük olmasına sebebiyet vermekte; dolayısı ile pek çok alanda pratikte uygulanmasına engel olmaktadır. Mikroşerit sistemler ise tasarım olarak daha kompakt yapıda olmalarından kaynaklı pek çok alanda entegre devrelerde kullanılmaları daha etkin olabilmektedir. Bu nedenle bu tez çalışmasında tek katmanlı olarak tasarlanan MM tabanlı mikroşerit sistem üretilmiş, atomik boyutta meydana gelen EİS olgusunun benzerinin bu yapıdaki varlığı benzetim ortamında incelenmiş, sayısal hesaplamaların doğruluğu ölçümler ile sınanmıştır.

EİS-benzeri etkiyi görmek amacı ile tasarlanan yapı, yalnızca mikroşerit iletim hattına yakın konumlandırılmış iki farklı SRR'den oluşan tek bir birim hücre içerir. Bu iki SRR, mikroşerit iletim hattına yakın bir konuma yerleştirildikten sonra, mikroşerit hattı, elektromanyetik dalga yayılmasında SRR'lerin yüzeyine normal bir yönde zamanla değişen bir manyetik alan bileşenini indükler. Bu salınımlı manyetik alan, manyetik dipol durumunda olduğu gibi SRR döngüsünde dairesel bir akım indükler. Yarı statik sınırdaki SRR, indüktör ve kapasitörden oluşan bir seri LC rezonans devresi (Withayachumnankul vd., 2012) şeklinde düşünülebilir.

4.1 Mikroşerit Sistem Genel Tasarımı ve Parametreler

EİS-benzeri etkinin oluşmasının hedeflendiği yapı için CST Microwave programında çeşitli denemeler yapılmış, RLC analoğu düşünülerek parametreler ayarlanmış ve böylece nihai yapı ortaya çıkmıştır (Şekil 4.1).



Şekil 4.1 MM tabanlı Mikroşerit Sistem

Tasarlanan mikroşerit sistem, alttaş olarak kayıp tanjant değeri $\tan\delta = 0,0009$, elektriksel geçirgenliği $\epsilon_r = 2,22$ ve kalınlığı 0,254 mm olan Rogers RT/Duroid 5880 ve kayıp tanjant değeri $\tan\delta = 0,0027$, elektriksel geçirgenliği $\epsilon_r = 3,55$ ve kalınlığı 0,203 mm olan Rogers RO4003C üzerine yapılandırılmıştır. Yapıda kullanılan SRR'ler ve mikroşerit için kalınlığı 0,35 mm, elektriksel iletkenliği $5,96 \times 10^7$ S/m olan bakır kullanılmıştır. Mikroşerit hattın genişliği 50 Ω empedans olacak şekilde ayarlanmış ve bu doğrultuda genişliği 3,1 mm olarak kullanılmıştır. Sağ ve sol SRR'ler için kullanılan parametreler aşağıda verilmiştir.

Çizelge 4.1 Mikroşerit yapının parametreleri

| Sol Rezonatör | | Sağ Rezonatör | |
|----------------------------------------|---------|----------------------------------------|---------|
| l_1 : kenar uzunluğu | 14,5 mm | l_2 : kenar uzunluğu | 13,9 mm |
| t_1 : kalınlığı | 0,8 mm | t_2 : kalınlığı | 0,5 mm |
| d: besleme hattından uzaklığı | 0,5 mm | d: besleme hattından uzaklığı | 0,5 mm |
| g_1 : Sol rezonatördeki ayırık bölge | 0,75 mm | g_2 : Sağ rezonatördeki ayırık bölge | 0,75 mm |

4.2 Rogers RT/Duroid 5880 Kullanılan Mikroşerit Sistem

Çizelge 4.1’de yer alan parametreler kullanılarak şekil 4.2’de verilmiş olan yapı Rogers RT/Duroid 5880 alttaş kullanılarak üretilmiştir.



Şekil 4.2 Rogers RT/Duroid 5880 alttaş kullanılarak üretim yapılmış mikroşerit yapı

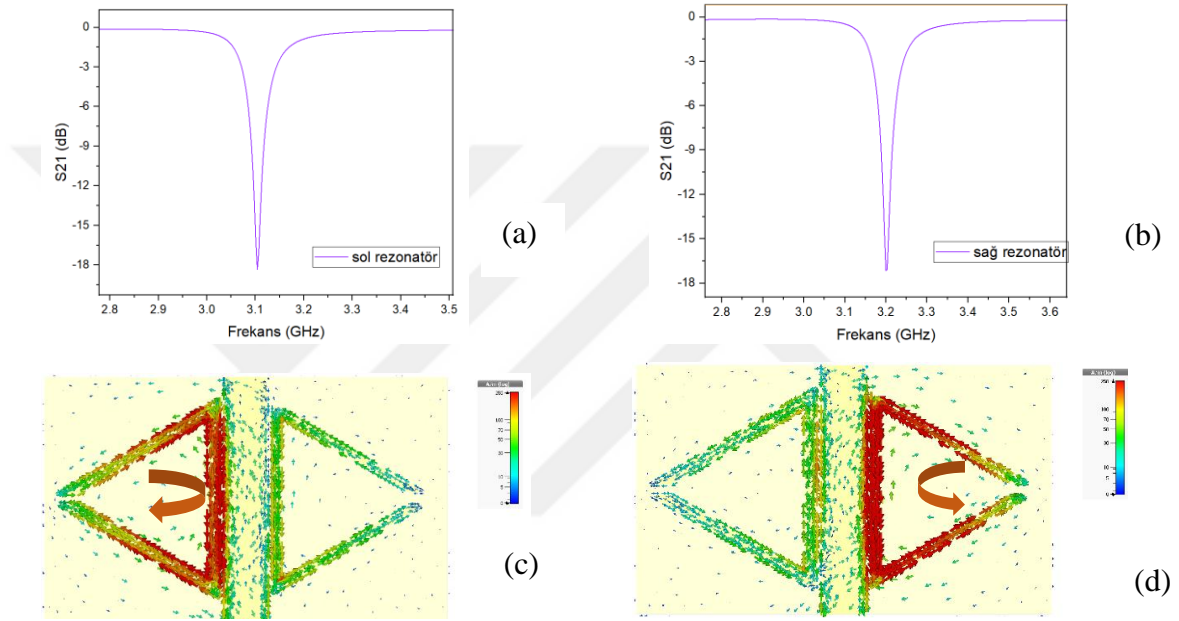
Tasarlanan mikroşerit sistemde EİS-benzeri etkinin analogunun etkinliğini doğrulamak için, mikroşerit sistemde bulunan yalnızca sol SRR'nin ve yalnızca sağ SRR'nin simüle edilmiş iletim spektrumları çizilmiş ve şekil 4.3.a ve şekil 4.3.b’de gösterilmiştir. Sol SRR'nin rezonans frekans değeri sağ SRR'nin rezonans frekans değerinden daha küçüktür; çünkü sol SRR'nin toplam uzunluğu sağ SRR'ninkinden biraz daha uzundur, bu indüktans (L) katkısı olarak düşünülebilir.

Sol ve sağ SRR sırasıyla 3,1 GHz ve 3,2 GHz'de güçlü rezonans gösterir, ancak Q-faktörleri farklıdır - sol SRR için yaklaşık 51 ve sağ SRR için yaklaşık 64 civarındadır. Q-faktör hesaplamak için gerekli olan FWHM değeri için -3dB'deki bant genişliği alınır ve rezonans frekansının FWHM değerine oranı Q-faktörü verir (Hao vd., 2005).

$$Q - \text{faktör} = \frac{f}{FWHM}$$

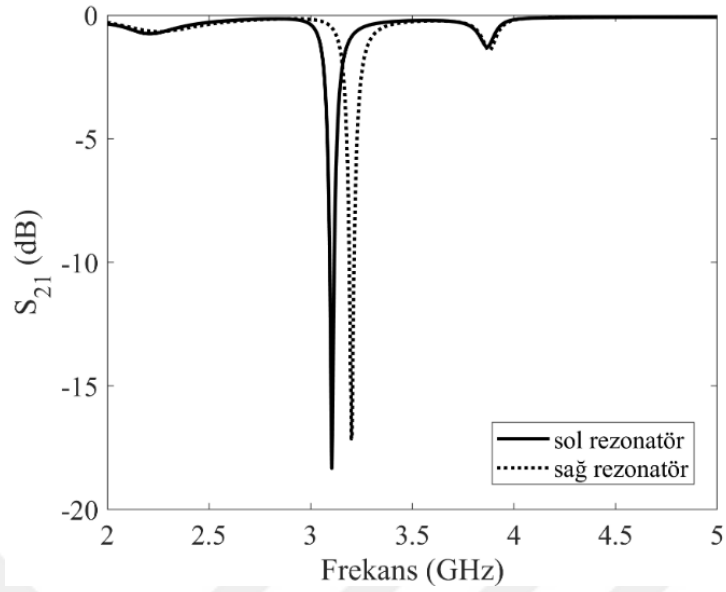
Bu farklı rezonans özelliklerini anlamak için, ilgili rezonans frekanslarındaki sol-sağ iki SRR'nin yüzey akımı dağılımları simüle edilmiş ve şekil 4.3.c ve şekil 4.3.d 'de gösterilmiştir. 3,1 GHz ve 3,2 GHz frekanslarında indüklenen akımlar hemen hemen özel

olarak hangi SRR'nin rezonans frekansı ile ilgiliyse, o SRR'nin içinde sınırlandığı gözlemlenebilir. Burada oluşan akımlar mikroşerit hattın SRR'yi indüklemesiyle meydana gelir. Sonuç olarak, sol SRR'da kendi rezonans frekansında saat yönünde akım indüklenirken, sağ SRR'da kendi rezonans frekansında saat yönünün tersine akım indüklenmektedir. Görüldüğü üzere indüklenen akımlar birbirine paraleldir. Normal şartlarda bu iki akımın iki SRR aynı sisteme konulduğunda yapıcı bir girişim yapması beklenir.



Şekil 4.3.a. Sol-SRR'nin mikroşerit hattında iletim spektrumu, b. Sağ-SRR'nin mikroşerit hattında iletim spektrumu, c. $f=3,1$ GHz frekansındaki yüzey akımı, d. $f=3,2$ GHz frekansındaki yüzey akımı

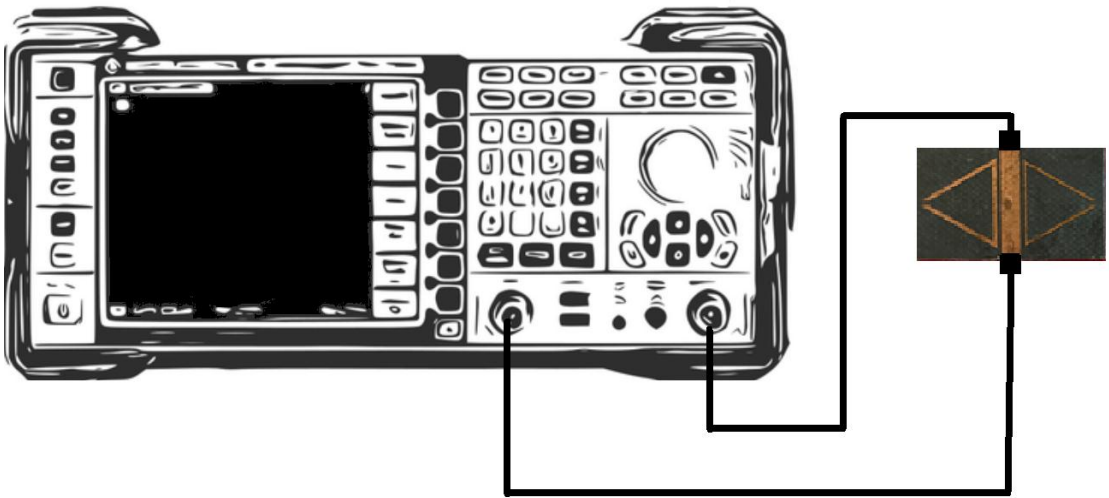
Ancak farklı boyutlara sahip iki SRR yapısı, mikroşerit iletim hattına yakın bir yere yerleştirildiğinde ve aralarında kuplaj olduğunda, karşılık gelen iletim spektrumu yaklaşık 3,23 GHz'de iletim maksimumunu sergiler, yani EİS penceresi oluşturur (Şekil 4.5.b). Bu durum atomik sistemlerde gözlenen EİS etkisine benzer şekilde, iki SRR arasındaki elektromanyetik etkileşimler nedeniyle oluşmaktadır.



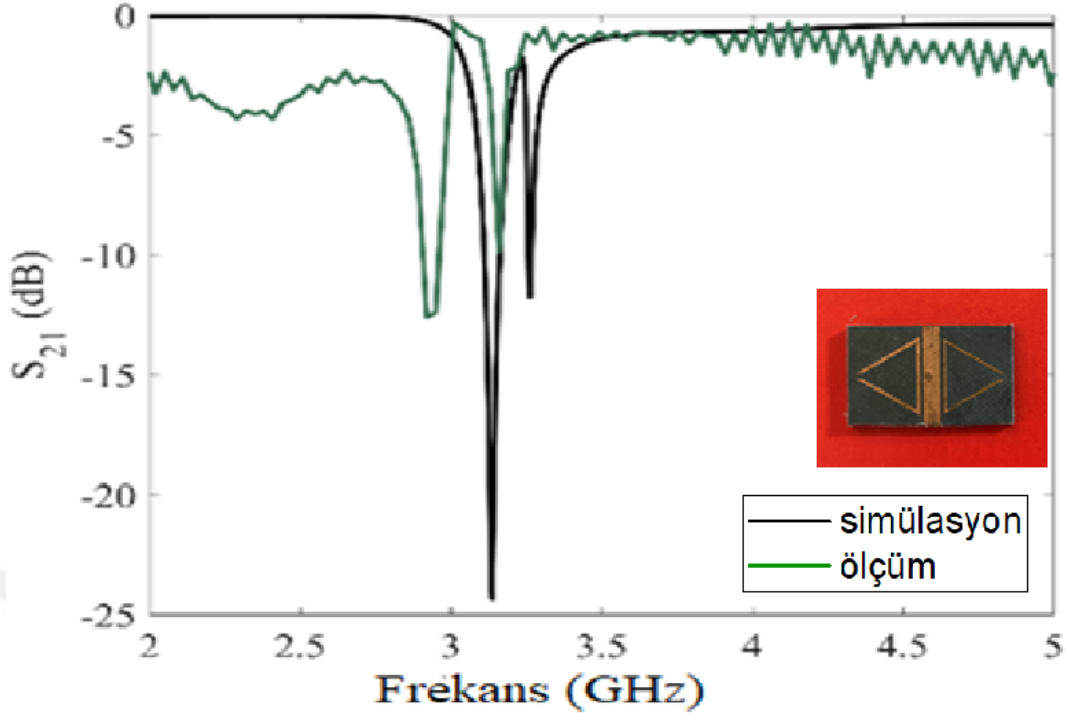
Şekil 4.4 Sol SRR ve Sağ SRR'ye ait rezonans frekanslarının birlikte görünümü

Eğer iki SRR arasında etkileşim olmasaydı sistemde şekil 4.4'tekine benzer şekilde iki ayrı rezonans frekansı oluşması ve herhangi bir iletim penceresinin oluşmaması beklenebilir.

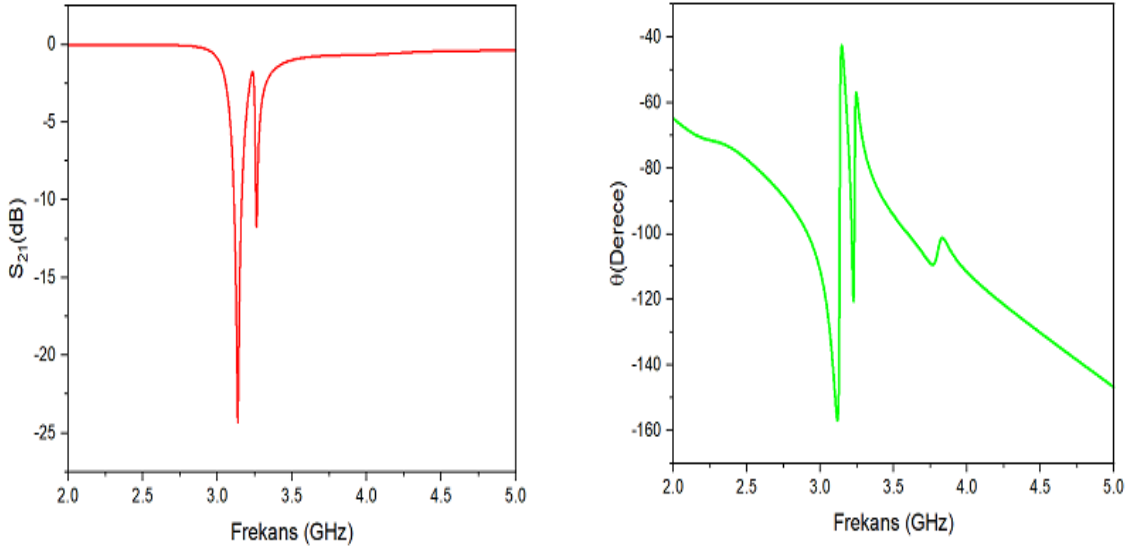
Mikroşerit yapı şekil 4.5 'de gösterildiği gibi Vektör Network Analizöre bağlanmış ve saçılma parametreleri ölçülmüştür. Alınan ölçüm sonuçları simülasyon sonuçları ile karşılaştırılmış ve grafiği şekil 4.6'da gösterilmiştir.



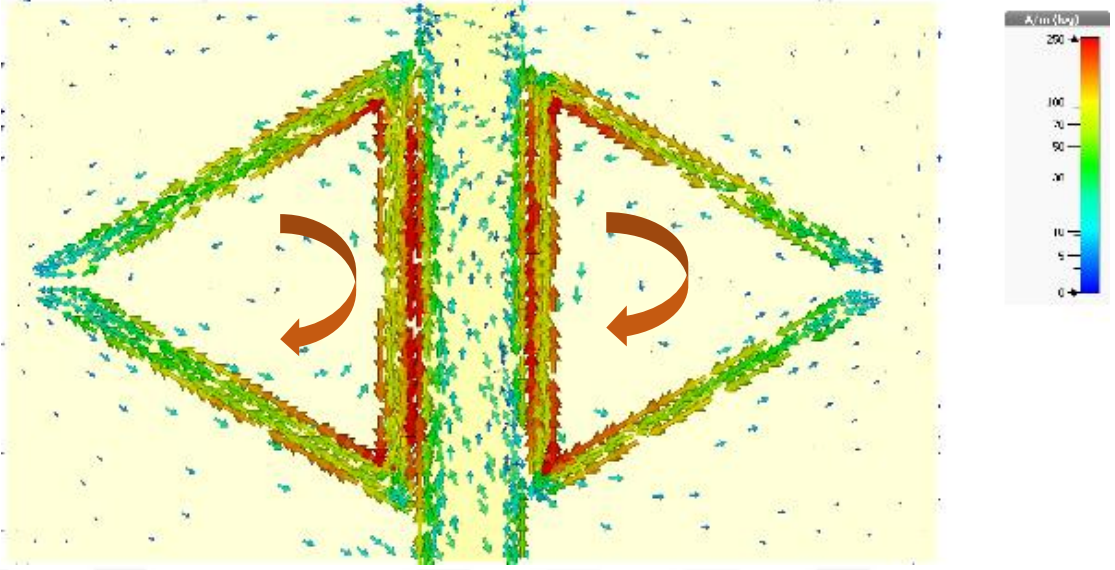
Şekil 4.5 Deney düzeneği



Şekil 4.6 EİS-benzeri etkinin gözlemlendiği mikroşerit yapıya ait ölçüm ve simülasyon grafikleri



Şekil 4.7 Mikroşerit yapıya ait iletim ve faz spektrumu grafikleri



Şekil 4.8 $f=3,23$ GHz frekansında indüklenen yüzey akımı

İletim tepe rezonansı (EİS penceresi) olan 3,23 GHz frekansında, her iki SRR eşzamanlı olarak uyarılır ve anti-paralel akımlar, iki SRR'ye eşit olarak dağılır (Şekil 4.8), iki SRR'den gelen elektromanyetik alanın yıkıcı bir şekilde parazit yapması ve dolayısıyla net akımların büyük ölçüde bastırılması ve saydamlık penceresinin indüklenmesi ile sonuçlanır. İki SRR'de akımlar saat yönünde indüklenir. Bu zıt-yönlü (antiparalel) akımların yıkıcı bir girişim yaratmasıyla şekil 4.7'da görüleceği üzere keskin bir EİS-benzeri pencere indüklenir ve faz değişimi çarpıcı şekilde değişir (Zhu vd., 2014).

EİS aslında Fano etkisinin bir tezahürüdür. Fano etkisi, asimetric bir çizgi şekli üreten bir tür saçılma rezonans fenomenidir. Asimetric çizgi şekli, biri sürekli durum saçılımı ve diğeri ayırık durum uyarımı olan iki saçılma genliğinin girişiminden meydana gelir. Fano etkisi, yalnızca rezonans durumunun enerjisi sürekli durumun enerji aralığında olduğunda meydana gelir. Rezonans enerjisinin yakınında, arka plan saçılımının genliği, enerji değişimiyle genellikle yumuşaktır, ancak rezonans saçılımının genliği ve fazı çok hızlı değişir, bu da asimetric doğrusallığın oluşmasına yol açar. İki klasik sistemin çiflenimi ile Fano-benzeri etki ortaya çıkar.

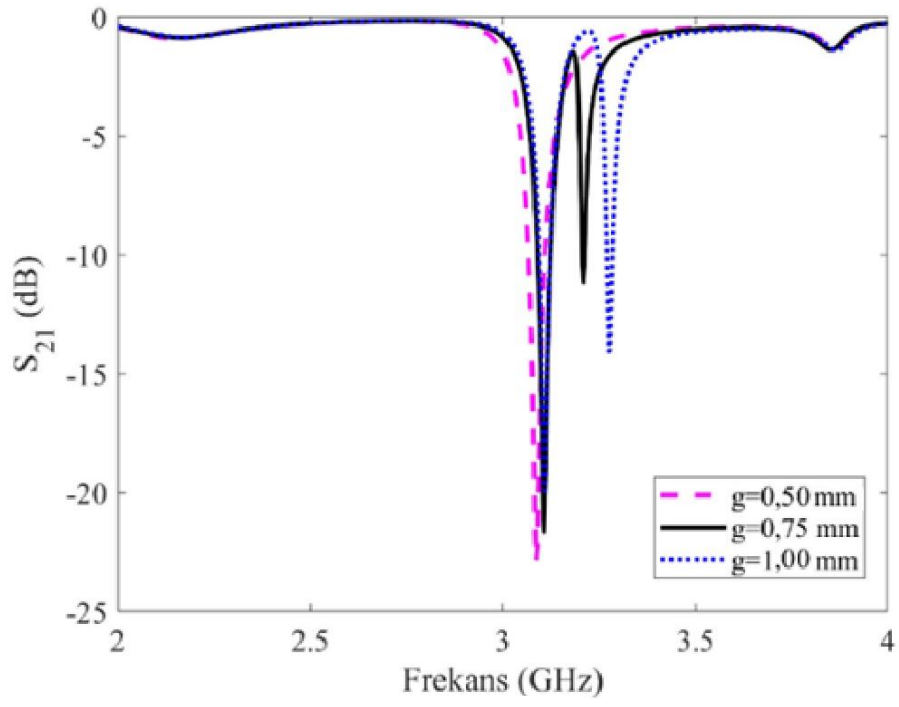
Tez çalışmasında tasarlanan mikroşerit yapının iletim spektrumunun asimetric olduğu şekil 4.7'de görülmektedir. Ancak Fano-benzeri rezonans elde etmek için saçılma

kesitleri birbirinden farklı sistemler kullanmak gerekmektedir. Ayrıca oluşan fano rezonansın bant genişliğinin çok dik ve keskin olması gerekmektedir.(He vd.,2020)

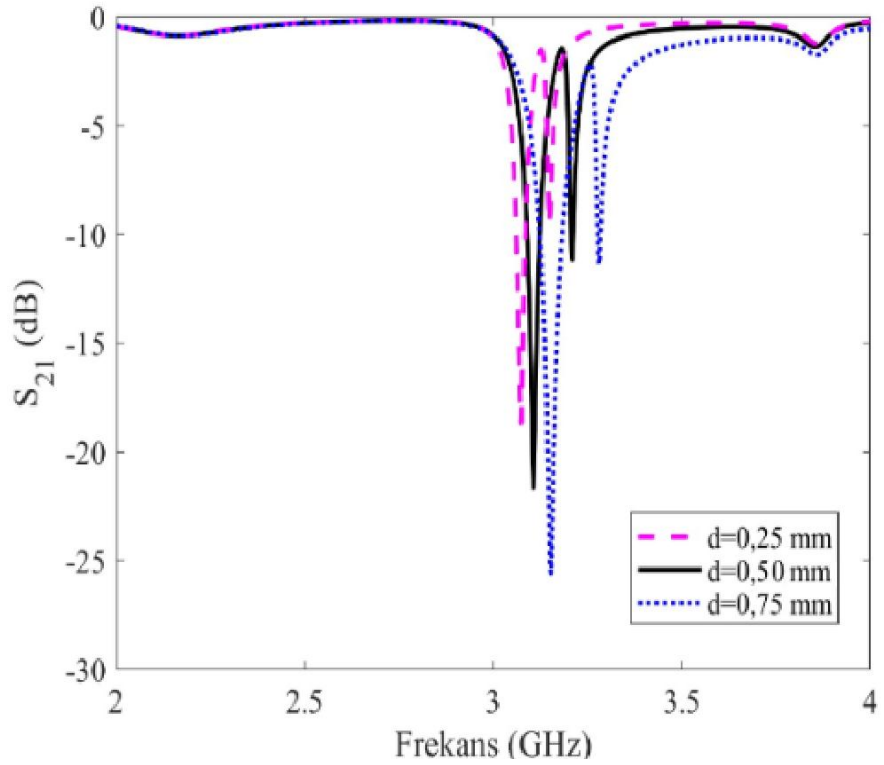
Tasarımın ölçüm ve simülasyon sonuçları arasında, alttaş olarak Rogers RT/Duroid 5880 kullanılan mikroşerit sistem için uyumsuzluklar bulunmaktadır. Bunun nedenleri malzeme üretilirken kesim aşamasında oluşan pürüzlülükler ve/veya üretimdeki toleranslardan ve alttaşın gerçek dielektrik özelliklerindeki belirsizlikler olabilir.

4.3 Tasarım Parametresi Değişikliğinin EİS Penceresi Üzerine Etkisi

SRR'ler arası kuplajın etkilerini ve iki SRR için boyutların ayarlamasının EİS etkisinin uyarılması üzerindeki etkilerini araştırmak için, değişkenler ayarlanarak simülasyonları yapılmış ve iletim spektrumları şekil 4.9'de gösterilmiştir.



(a)



(b)

Şekil 4.9.a. SRR'lerin ayırma mesafesi değiştirilerek, b. mikroşerit hatta uzaklık değerleri değiştirilerek simülasyonu yapılan iletim spektrumları

Yukardaki grafiklerde görüleceği üzere diğer parametreler sabit bırakılarak $g=0,5$ mm olarak ayarlandığında SRR'ler arasında kuplaj ortadan kalkmış ve EİS-benzeri etki ortadan kaybolmuştur. Burada sadece tek bir rezonans frekansı baskın olmaktadır (Şekil 4.9). Sonrasında $g=1$ mm olarak ayarlandığında ise SRR'da oluşan rezonans frekansı sağa doğru kaymasıyla birlikte EİS penceresi ise genişlemektedir. EİS penceresinin rezonans bant genişliğinin artması da kayıplara neden olmakta ve düşük Q-faktör ile sonuçlanmaktadır.

Diğer parametreler sabit tutulup SRR'lerin mikroşerit hatta uzaklığı değiştirilerek simülasyonları yapılmış ve grafikleri (Şekil 4.9.b) verilmiştir. Ayırma mesafesinin azalması ile birlikte, rezonans frekansları sola doğru kaymakta ve EİS penceresinin rezonans bant genişliği azaltmakta ancak bununla birlikte gücü de azalmaktadır.

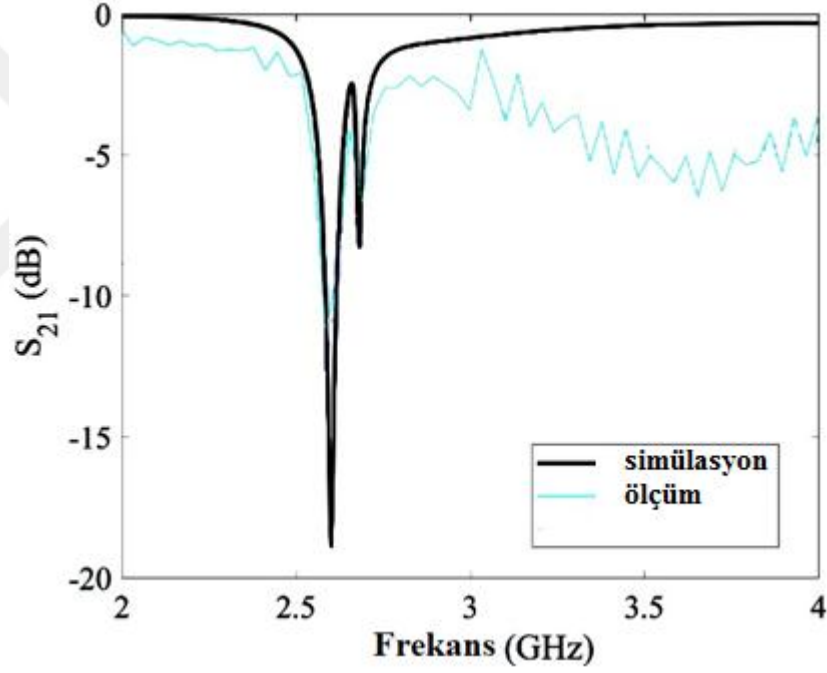
EİS penceresinin rezonans bant genişliği ve rezonans frekansı SRR'lerde parametre değişikliği yapılarak kontrol edilebilir. Bu durum da, özellikle sensör uygulamaları için umut vericidir.

4.4 Rogers RO4003C Kullanılan Mikroşerit Sistem

Tüm yapılan bu çalışmalara ilaveten tasarımda farklı alıtış kullanılmasının EİS-benzeri etki oluşmasındaki etkisini gözlemlemek amacı ile Tablo 2'de yer alan parametreler çerçevesinde Rogers RO4003C alıtış kullanılarak tasarım yapılmış ve yapı üretilmiştir (Şekil 4.10). Bu yapıya ait simülasyon ve ölçüm sonuçları Şekil 4.11'de gösterilmiştir.



Şekil 4.10 Rogers RO4003C alttaş kullanılarak üretim yapılmış mikroşerit yapı



Şekil 4.11 Rogers RO4003C alttaş kullanılarak üretim yapılmış mikroşerit yapının simülasyon ve ölçüm sonuçları

Alttaş olarak Rogers RO4003C malzemesi kullanılarak, diğer parametreler Rogers RT/Duroid 5880 kullanılan yapı ile aynı tutularak oluşan EİS-benzeri etki incelenmiştir. Alttaş olarak Rogers RO4003C kullanılan tasarım için deney ve simülasyon sonuçları tatmin edici bir uyumluluk göstermektedir; 2,82 GHz’de EİS penceresi oluşmuştur. Şekil 4.11’den görüleceği üzere SRR’larda oluşan rezonans frekansı ve dolayısıyla beraberinde

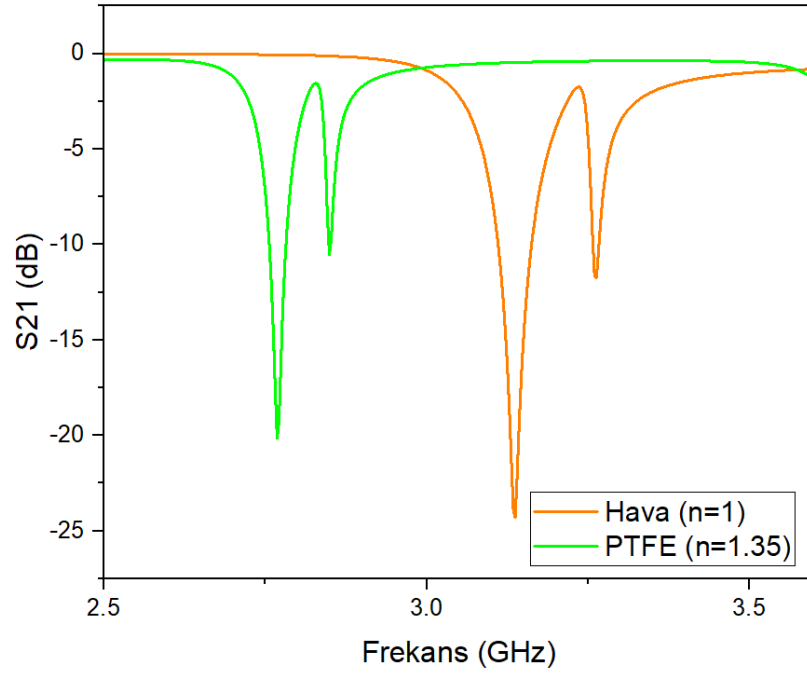
oluşan EİS penceresine ait rezonans frekansı sol tarafa doğru kaymıştır.

Özetle sadece parametre değiştirerek ve/veya kullanılan malzemeler değiştirilerek frekans ayarı yapılmasına olanak oluşmaktadır.

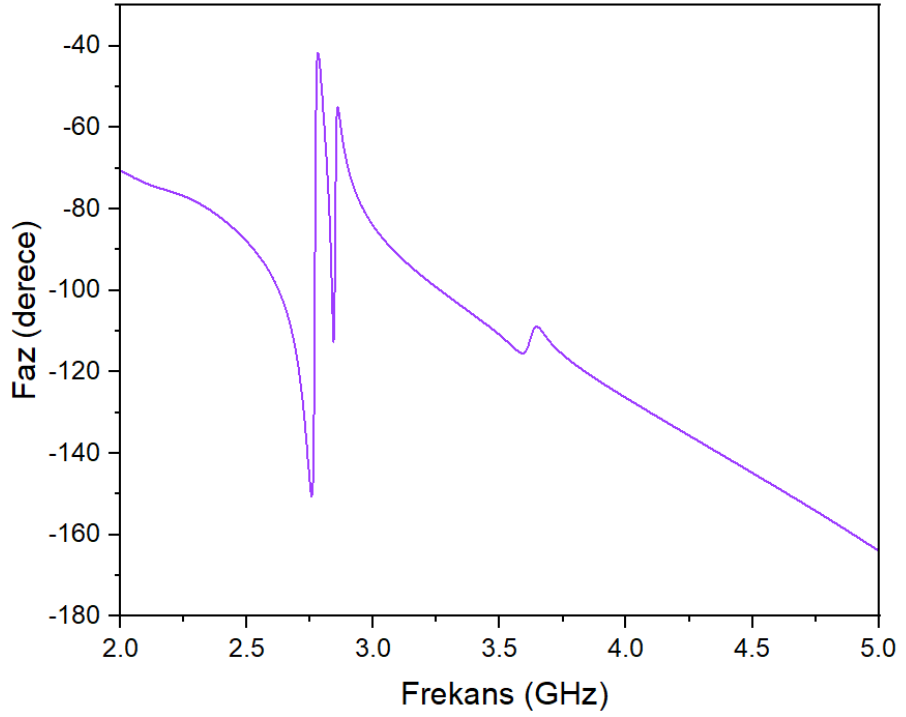
4.5 Mikroşerit Sistemin Bulunduğu Ortamın Etkisi

Mikroşerit sistemde oluşan bu dar EİS penceresi uyarılması SRR'ler arasındaki kuplajlardan kaynaklanmaktadır. Bu iki eleman güçlü bir şekilde bağlandığında, dikkate değer ölçüde büyük bir elektromanyetik enerji, mikroşerit hattındaki iki eşleşmiş SRR yapısının içinde lokalize olur; bu, kırılma indisi varyasyonuna dayalı bir sensör görevi görebilir, çünkü EİS-benzeri pencere büyük ölçüde çevredeki ortamın dielektrik durumuna bağlıdır.

Elde edilen yapının bulunduğu ortamın rezonans frekanslarına olan etkisinin inceleme amacı ile yapının üzerine kayıp tanjant değeri $\tan\delta=0,0025$, elektriksel geçirgenliği $\epsilon_r=2,1$ ve kırılma indisi $n=1,35$ olan Teflon (PTFE- Politetrafloroetilen) üstaş olarak yerleştirilerek simülasyonları yapılmış ve elde edilen grafik şekil 4.12'de verilmiştir.



Şekil 4.12 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine PTFE'nin üsttaş olarak eklenmiş durumun iletim grafiği



Şekil 4.13 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine PTFE'nin üsttaş olarak eklenmiş durumun faz grafiği

Yapının üzerine PTFE yerleştirildiğinde oluşan EİS penceresinin rezonans frekansı 2,83 GHz olarak bulunmuştur. Mikroşerit hattını çevreleyen ortamın kırılma indisi 1,00 ve 1,35 olarak alındığında iletim rezonansının belirgin bir rezonans kayması sergilediği gözlemlenebilir ('red shift'). Bu tür yapıların sensör uygulamalarında kullanılabilirliğini incelemek amacıyla "kırılma indisi duyarlılığı (RIS)" hesaplanabilir. Duyarlılık, farklı kırılma indislerine sahip iki homojen ortamda gözlemlenen pikin kaymalarından hesaplanabilir. Kırılma indisi duyarlılığının ölçülmesi veya hesaplanması (Denklem 4.1), sensörleri karakterize ederken yaygın olarak kullanılan bir basitleştirme yöntemidir:

$$k = \frac{f_2 - f_1}{n_2 - n_1} = \frac{\Delta f}{\Delta n} \quad (4.1)$$

Burada f_2 mikroşerit sistemin konulduğu ortamdaki EİS frekansı, n_2 ise mikroşerit sistemin konulduğu ortamın kırılma indisidir; $n_2 > n_1$. Kırılma indisi birimsiz olarak kullanılır (RIU).

Mikroşerit sistemin PTFE ortamdaki EİS frekansı $f_2=2,83$ GHz, havadaki EİS frekansı ise $f_1=3,23$ GHz olarak simüle edilmiştir. PTFE'nin kırılma indisi $n_2=1,35$ ve havanın kırılma indisi $n_1=1,00$ olarak bilinmektedir.

PTFE ortamındaki yapı için kırılma indisinin birim değişikliği başına rezonans frekansında kayma olarak tanımlanan mikroşerit sistemin sensör hassasiyeti 1,14 GHz/RIU'dur

Ancak duyarlılığın tanımı, bant genişliğinin bir ölçüm sırasında algılanabilirliğe olan etkisini hesaba katmaz. Bu nedenle duyarlılığın FWHM (Full Width at Half Maximum)'ye oranı olan Figure of Merit (FOM) kavramı bu tür hassasiyet tanımları için daha kullanışlıdır (Bonyár, 2016).

$$FOM = \frac{k}{FWHM} \quad (4.2)$$

Tasarlanmış olan mikroşerit yapı için FWHM= 0,08 GHz civarındadır (Shen, 2020).

Dolayısıyla mikroşerit yapı için FOM \approx 14 olarak bulunabilir.

Çizelge 4.2’de literatürde bulunan FOM değerleri verilmektedir.

Çizelge 4.2 SRR ve mikroşerit sistemler kullanılarak elde edilmiş FOM ve duyarlılık değerleri

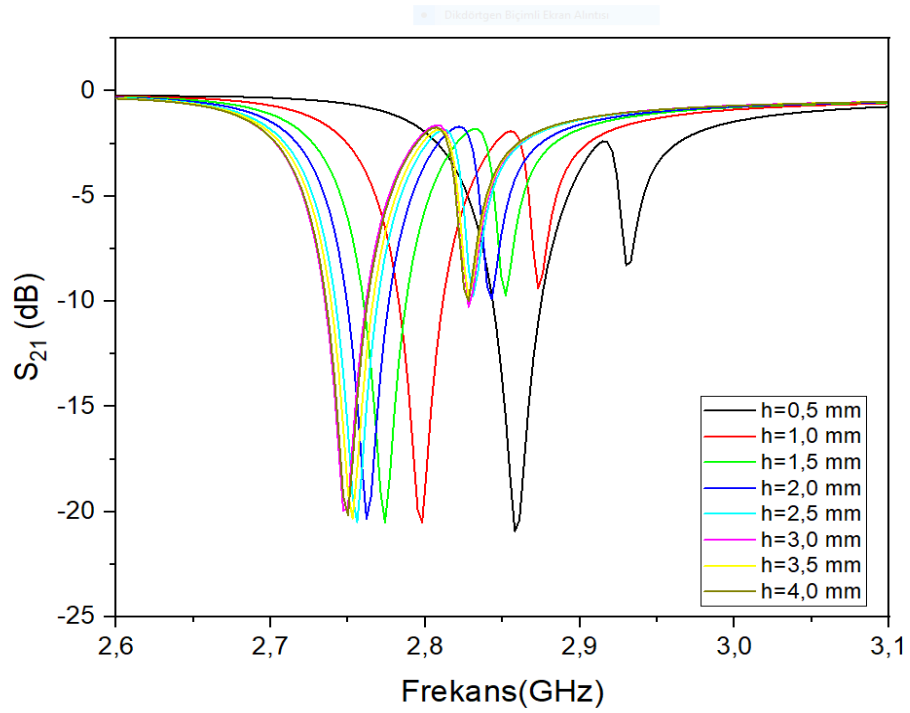
| Method | SRR (Meng vd, 2012) | SRR (Shen vd, 2020) | Mikroşerit Yapı (Zhu vd, 2014) | Tasarlanan Mikroşerit Yapı |
|------------|---------------------------|------------------------|------------------------------------|-------------------------------|
| FOM | 8,14 | 13,38 | 6,17 | 14 |
| Duyarlılık | 77,25 mm/RIU | 1,9 GHz/RIU | 14,2 mm/RIU | 1,14 GHz/RIU |

Bilindiği üzere FOM alternatiflerine göre bir cihazın, sistemin veya yöntemin performansını karakterize etmek için kullanılan bir değerdir. Bu nedenle benzer özellikteki cihazların kullanılabilirliği için bir değerlendirme aracı olarak düşünülebilir. Bu nedenle Çizelge 4.2’de yer alan değerler bir kıyaslama olarak değerlendirilemese de yol gösterici olarak nitelendirilebilir.

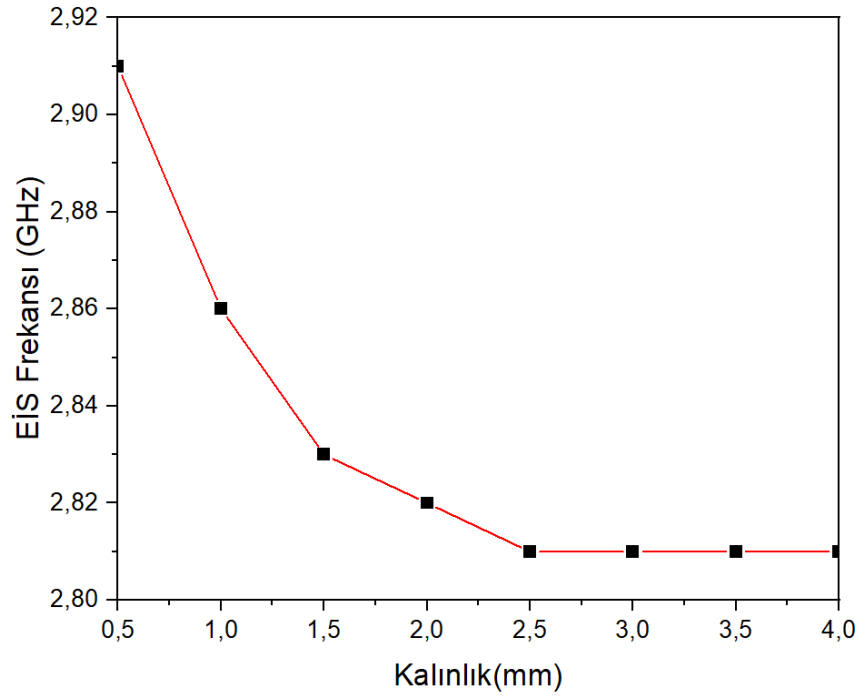
Mikroşerit yapının üzerine yerleştirilen üsttaşın kalınlığının iletim grafiği üzerindeki etkilerini gözlemlemek amacı ile PTFE’nin kalınlığı değiştirilerek simülasyonlar yapılmış ve çıkan sonuçlar şekil 4.14’de verilmiştir. Üsttaşın olmadığı durumda EİS frekansının $f=3,23$ GHz olduğunu tekrar hatırlayarak, şekil 4.14’de görüleceği üzere kalınlık $h=0,5$ mm olarak ayarlandığında EİS frekansında 2,9 GHz frekansta meydana gelmektedir. Kalınlığın belirli oranlarda artması ile EİS frekansının değeri sola doğru kaymakta ve $h=2,0$ mm kalınlıktan sonra, diğer ayarlanan kalınlıklarda ise yaklaşık olarak 2,80 GHz frekansında doygunluğa ulaşmaktadır. Doygunluğa ulaştıktan sonra kalınlığın artması ise mikroşerit yapıda oluşan EİS penceresinin frekansını değiştirmemektedir. Bu nedenle yapı üzerine koyulan üsttaşın kalınlığına belirli kalınlığa kadar duyarlıdır. Bu amaçla şekil 4.15’de PTFE’nin kalınlığının EİS frekansına bağlı grafiği verilmiştir. PTFE kalınlığı $h=2,5$ mm ve fazlasına ayarlandığında EİS frekansında herhangi bir değişiklik olmamaktadır.

Üsttaşın kalınlığı arttıkça EİS-benzeri rezonans frekansı daha düşük değerlere

kaymaktadır. Üsttaş kalınlığına göre rezonans frekansının değişimi, şekil 4.15'te gösterilmektedir, bu da üsttaş inceldikçe sensör çözünürlüğünün arttığı gerçeğini ortaya koymaktadır. Üsttaş kalınlığındaki (Δh) llebilir en küçük varyasyon 10 MHz frekans kaymasına karşın, $h < 0,5$ mm aralığında 15 μm 'lik en iyi değerini alır. Bu, $\epsilon_r = 2,1$ değere sahip üsttaşın kalınlığındaki değişikliklere ilişkin sensörün en iyi çözünürlüğüdür. Bu değer, h parametresinin (0,5–1,0), (1,0–1,5) ve 1,5–2,0) mm aralıkları için sırasıyla 0,1 mm, 0,16 mm, 0,5 mm değerlerine yükselir (Sabah vd., 2014).



şekil 4.14 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) zerine farklı kalınlıklarda PTFE eklenerek elde edilen iletim grafiği

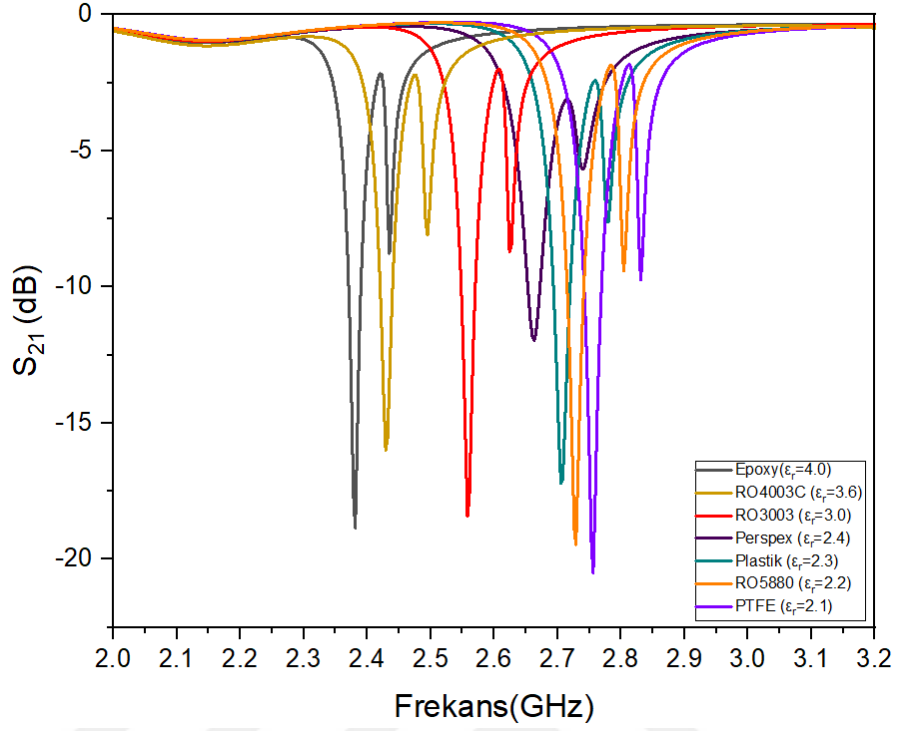


Şekil 4.15 PTFE'nin kalınlığının EİS-benzeri rezonans frekansına bağlı grafiği

İlaveten Çizelge 4.3'te yer alan farklı ϵ_r (dielektrik katsayısı) değerine sahip malzemeler kullanılarak simülasyonlar yapılmış ve bu ortamların EİS rezonans frekansına etkisi gözlemlenmiştir.

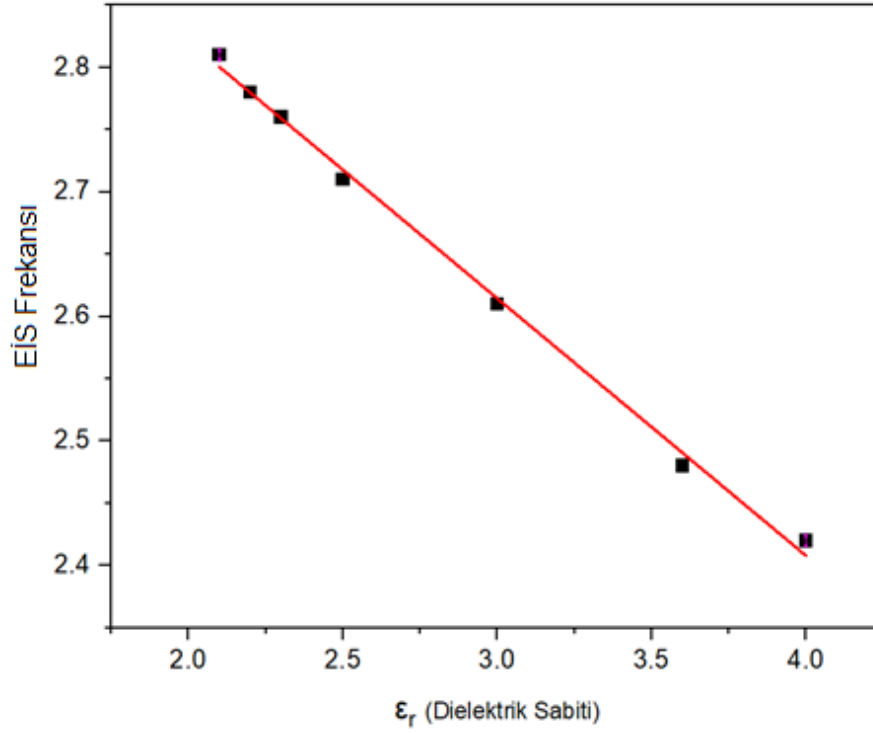
Çizelge 4.3 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine eklenen farklı ortamların dielektrik sabitleri ve kayıp tanjant değerleri (Chakyar vd 2017)

| Kullanılan Ortamlar | ϵ_r (Dielektrik Sabiti) | $\tan\delta$ |
|---------------------|----------------------------------|--------------|
| Epoksi | 4,0 | 0,0035 |
| RO4003C | 3,6 | 0,0027 |
| Rogers 3003 | 3,0 | 0,0010 |
| Perspeks | 2,4 | 0,0143 |
| Plastik | 2,3 | 0,0036 |
| Rogers 5880 | 2,2 | 0,0009 |
| PTFE | 2,1 | 0,0025 |



Şekil 4.16 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine farklı üsttaşların eklenmesiyle elde edilen iletim grafiği

Yapının üzerinde herhangi bir üsttaş olmadığında EİS frekansı $f=3,23$ GHz'de oluşmaktadır (Şekil 4.7). Şekil 4.16 ve şekil 4.17'de görüleceği üzere üsttaşın ϵ_r değeri yani kırılma indisi arttıkça EİS penceresinin oluştuğu frekans değeri daha küçük değerlere doğru kayma göstermektedir. Bu durum ϵ_r değeri azaldıkça sensör çözünürlüğünün daha iyi hale geldiği gerçeğini ortaya koymaktadır.



Şekil 4.17 Mikroşerit yapı (Rogers RT/Duroid 5880) üzerine eklenen farklı üsttaşların dielektrik sabitleri ve oluşan EİS penceresinin frekansının grafiği

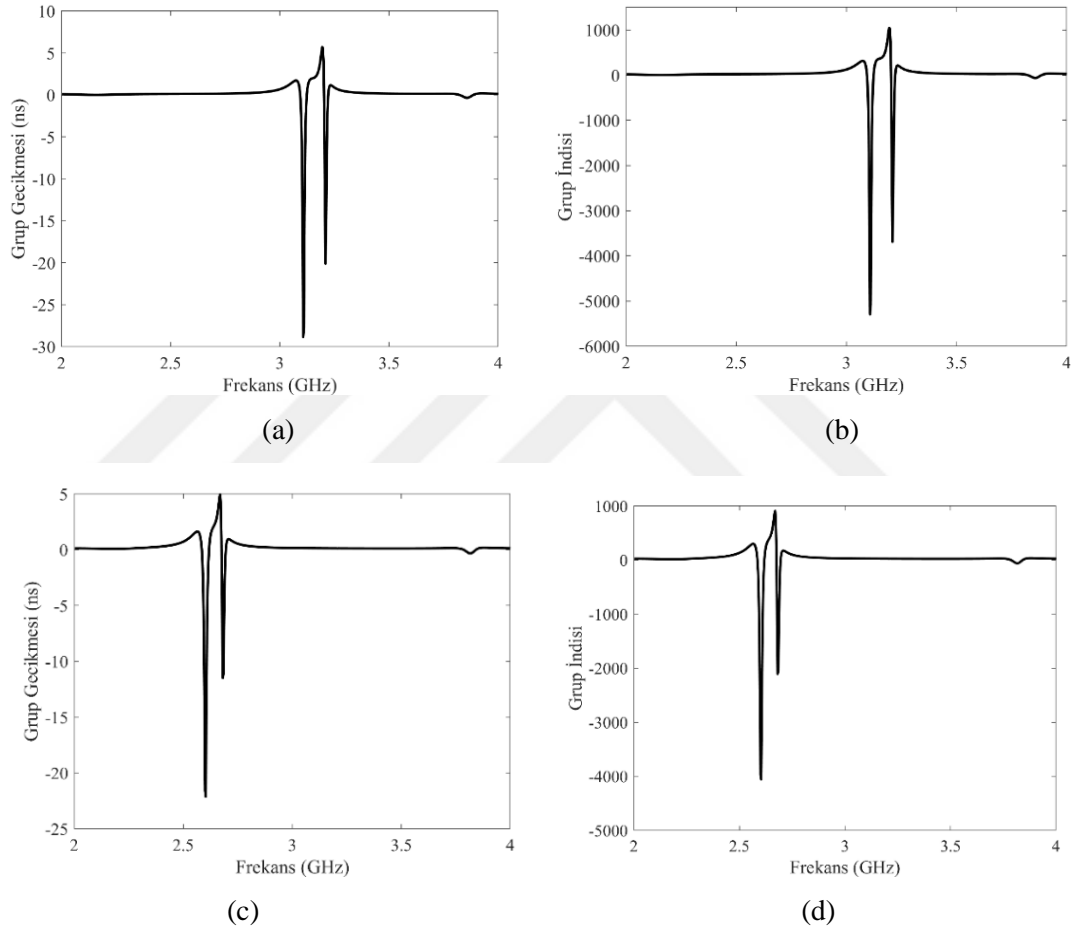
Ölçülebilir bir rezonans kayması değeri için ($\Delta f_0=10$ MHz), bağıl elektriksel geçirgenlik ($\Delta \epsilon_r$) için ölçülebilir en küçük varyasyon, $1 < \epsilon_r < 2,1$ aralığında en iyi 0,022 değerini alır. Bu, üsttaşın geçirgenliğindeki değişikliklerle ilgili olarak sensörün en iyi çözünürlüğüdür.

Bu değer $\Delta f_0=10$ MHz için, $2,1 < \epsilon_r < 3$ aralığında, 0,045'e, $3 < \epsilon_r < 4$ aralığında ise 0,048'e ulaşır (Sabah vd., 2014).

Şekil 4.17'te yer alan grafikten de görüleceği üzere elektriksel geçirgenlik ve oluşan EİS frekansı arasında lineer bir ilişki vardır. Kırılma indisi $n^2 = \epsilon\mu$ şeklinde ifade edildiğinden, tasarlanan mikroşerit yapı kırılma indisi sensörü olarak yapılandırılabilir (Shen, 2020).

4.6 Grup Gecikmesi ve Grup İndisi

Yavaş ve hızlı ışık etkileri, her zaman bir malzeme rezonansının yakınında meydana gelen hızlı kırılma indisi değişimini kullanır. Yavaş ışık, $dn / d\omega$ 'yi büyük ve pozitif (büyük normal dağılım) yaparak elde edilebilir ve hızlı ışık, $dn / d\omega$ büyük ve negatif olduğunda ortaya çıkar (büyük anormal dağılım) (Boyd, 2002).



Şekil 4.18 Grup gecikmesi ve grup indisi grafikleri: a. Rogers RT/Duroid 5880 grup gecikmesi, b. Rogers RT/Duroid 5880 grup indisi, c. Rogers RO4003C grup gecikmesi, d. Rogers RO4003C grup indisi

EİS-benzeri yanıtın dikkate değer bir özelliği, şeffaf pencere bölgesinde grup hızını azaltabilen güçlü faz dağılımıdır. Bu nedenle, EİS yapısındaki şeffaflık penceresinin ayarlanabilir özellikleri, yavaş ışık davranışını aktif olarak kontrol etmek için de kullanılır. Beklendiği gibi, tasarlanan yapıda, EİS penceresi bölgesinde keskin faz

dağılımı sergileyebilir, bu da yavaş ışık kontrolleri için çok çekici olduğunu gösterir (Kang vd. 2010).

Dalgayı yavaşlatma yeteneği, sinyal modülasyonu ile ilgili bileşenler ve cihazlar için yararlı ve ilginçtir.

Alttaş olarak Rogers RT/Duroid 5880 ve Rogers RO4003C kullanılan iki yapı için de grup gecikmesi ve grup indisi grafikleri şekil 4.18’de verilmiştir. Rogers RT/Duroid 5880 kullanılan yapı için rezonans frekansında ($f=3,23$ GHz) grup gecikmesi $\tau_g=6$ ns, grup indisi ise yaklaşık $n_g= 1100$ civarındadır. Rogers RO4003C kullanılan yapı için ise rezonans frekansında ($f=2,82$ GHz) yaklaşık $\tau_g=5$ ns grup gecikmesi olmuş ve grup indisi ise yaklaşık $n_g= 900$ civarında olmuştur. Bilindiği üzere kullanılan alttaşların dielektrik sabitleri ve $\tan\delta$ değerleri birbirinden farklıdır. Rogers RT/Duroid 5880, Rogers RO4003C’ye göre daha düşük $\tan\delta$ değerine sahip olduğundan, Rogers RT/Duroid 5880’in alttaş olarak kullanıldığı yapıda iletim daha fazla olmuş ve grup gecikmesi ve grup indisi değerleri de Rogers RO4003C’ün alttaş olarak kullanıldığı yapıya göre bir miktar artış göstermiştir.

Şekil 4.13’de görüleceği üzere EİS penceresinin oluştuğu rezonans frekansında belirgin bir faz değişikliği bulunmaktadır ve bunun sonucu olarak ortamın kırılma indisindeki artışın değeri de ışığın hızını yavaşlatacak kadar büyük olmuştur. Burada dalga uzaysal olarak yapının içinde sıkıştırılmış ve havada yayılmasına oranla geciktirilmiştir denilebilir.

5. SONUÇ

EİS, normalde opak olan bir atomik ortamın, ikinci bir kontrol ışınıyla bir prob lazer ışınına şeffaf hale getirildiği fenomeni ifade eder. Kontrol ışınının varlığı, soğurma bandında dar spektral genişlikte bir EİS penceresi ile sonuçlanır. EİS, üç seviyeli atomik sistemlerde meydana gelir ve prob ile kontrol ışını arasındaki farklı geçişlere ayarlanmış yıkıcı kuantum girişimiyle açıklanabilir.

Metamalzemedeki EİS-benzeri etki de atomik boyuttaki EİS etkisine benzer şekilde oluşmaktadır.

MM'lerin esnek modülasyonu bize doğal malzemeler ile ulaşamayacağımız çeşitli olguların kapılarını açmaktadır. Bu bağlamda kuantum mekanik bir olgu olan EİS'yi klasik mekanik olarak gerçekleştirmenin yolu MM'lerden geçmektedir.

Tez çalışması kapsamında MM tabanlı mikroşerit bir yapı kullanılarak EİS-benzeri etkinin gözlemlenmesi amaçlanmıştır. Bu amaçla CST Microwave programı kullanılarak bir yapı tasarlanmış ve burada EİS penceresi oluşması sağlanmıştır. Rogers RT/Duroid 5880 kullanılarak tasarlanan yapıda 3,23 GHz frekansta EİS penceresi olduğu görülmüştür. Bu frekansta soğurma olmamakta ve atomik sistemdeki EİS'ye benzer şekilde güçlü bir iletim sergilenmektedir. Oluşan iletim spektrumunun asimetrik olması Fano-benzeri etkiyi çağrıştırırsa da kullanılan SRR'ların saçılma kesitleri birbirinden çok farklı değildir. Dolayısıyla burada oluşan asimetrinin SRR'lar arasındaki bağdaşımın çok güçlü olmamasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

EİS penceresinin olduğu frekansta güçlü faz değişimi yaşanmakta ve bu durum grup indisinin artması ile sonuçlanmaktadır. Bununla birlikte EİS penceresinin olduğu frekanslarda ayarlama yapılabilmesinin olanakları araştırılmış ve iki farklı alttaş kullanılarak üretim yapılmış ve ölçümler alınmıştır.

Rogers RO4003C alttaş kullanılarak tasarlanan yapının parametreleri, alttaş olarak Rogers RT/Duroid 5880 kullanılan yapının parametreleri aynı tutularak simülasyonu yapılmış ve ölçümleri alınmıştır. Bu ikinci yapıda oluşan EİS penceresinin frekansı 2,82

GHz'de oluşmuştur. Yanı sıra SRR'lerin ayırma mesafeleri ve mikroşerit hatta olan uzakları değiştirilerek simülasyonlar yapılmış ve grafikleri çizilmiştir. Görülmektedir ki, EİS penceresinin olduğu yapı tasarlandıktan sonra gerek altta değiştirilerek gerekse parametre değişikliğine gidilerek EİS penceresinin frekansı ayarlanabilmektedir.

Bu esneklik özellikle sensör uygulamalarında çeşitli kolaylıklar sağlayacaktır. Bu nedenle tasarlanan mikroşerit sistem üzerine PTFE koyularak, yapıyı çevreleyen ortamın elektriksel geçirgenliği 1 ila 2,1, kırılma indisi 1 ila 1,35 arasında değiştiğinde, iletim rezonansının belirgin bir rezonans kayması sergilediği gözlemlenmiştir. Bunun yanısıra farklı ortamların etkilerini gözlemlemek amacı ile Çizelge 4.3'te verilen malzemeler mikroşerit yapı üzerine yerleştirilmiş ve oluşan EİS pencereleri şekil 4.16'te verilmiştir. Bu durumun sensör uygulamalarında kullanılabilirliği için duyarlılık ve FOM hesaplamaları yapılmış literatür ile paralel sonuçlar elde edilmiştir.

Ayrıca EİS frekansında grup gecikmesi ile grup indisi grafikleri çizilmiş ve şekil 4.18'da verilmiştir. Rogers RT/Duroid 5880 kullanılan yapı için rezonans frekansında grup gecikmesi $\tau_g=6$ ns, grup indisi ise yaklaşık $n_g= 1100$ civarında; Rogers RO4003C kullanılan yapı için ise rezonans frekansında yaklaşık $\tau_g=5$ ns grup gecikmesi olmuş ve grup indisi ise yaklaşık $n_g= 900$ civarında olmuştur.

Tez çalışması kapsamında incelenen olgular, tasarlanan yapının kırılma indisi sensörü, optik anahtarlama, faz modülatörü olarak kullanılabileceğini göstermiştir.

Sonuç olarak, mikroşerit bir sistemde EİS penceresinin oluşturulabilmesinin haberleşme, algılama gibi uygulamalarda elverişlilik sağlayacağı düşünülmektedir.

KAYNAKLAR

- Alzar, C. L. G., Martinez, M.A.G. 2002. Classical analog of electromagnetically induced transparency. *American Journal of Physics*, 70, 32.
- Alzetta, G., Gozzini, A., Moi, L. & Orriols, G. 1976. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour. *Il Nuovo Cimento B (1971-1996)* volume 36, pp. 5-20.
- Alzetta, G., Moi, L. & Orriols, G. 1979. Nonabsorption hyperfine resonances in a sodium vapour irradiated by a multimode dye-laser. *Nuov Cim B* 52, pp. 209-218.
- Bağcı, F., Akaoglu B. 2018. A polarization independent electromagnetically induced transparency-like metamaterial with large group delay and delay-bandwidth product *Journal of Applied Physics* 123, 173101
- BingSheng, G. 2017. Electromagnetically Induced Transparency (EIT) in Plasmonic System, Department of Physics, National University of Singapore, Yayınlanmamış Bitirme Tezi, Singapore.
- Boller, K.-J., Imamoğlu, A., and Harris, S. E. May 1991. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* 66, p. 2593.
- Bonyár, A., Szántó, G., Csarnovics, I. 2016. Coupled surface plasmon resonance on gold nanocubes - investigation by simulation. *IEEE 22nd International Symposium for Design and Technology in Electronic Packaging (SIITME), IEEE*, pp. 139-141, Oradea, Romania.
- Bose J.C. 1898. M.A. On the Rotation of Plane of Polarisation of Electric Waves by a Twisted Structure. *Proc. R. Soc. Lond.*, 63146-152.
- Boyd, R.W. and Gauthier, D.J. 2002. "Slow" and "fast" light- Chapter 6. *Progress in Optics*, Volume 43, pp. 497-53.
- Caloz, C., Itoh, T. 2005. *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications: the engineering approach*. Wiley-IEEE Press, 352.
- Chakyar, S. P., K. Simon, S., Bindu, C., Andrews, J., & Joseph, V. P. 2017. Complex permittivity measurement using metamaterial split ring resonators. *Journal of Applied Physics*, 121(5), 054101.
- Cui, T. J., Smith, D.R., and Liu, R. 2010. *Metamaterial Theory and Design*, Springer, 367, New York.
- Field, J.E., Hahn, K. H., and Harris, S.E. 1991. Observation of electromagnetically induced transparency in collisionally broadened lead vapor. *Phys. Rev. Lett.* 67, 3062.

- Hao, T., Stevens, C.J. and Edwards, D.J. June 2005. Optimisation of metamaterials by Q factor. *Electronics Letters* 41 (11), pp. 653-654.
- Harris, S.E., 27 February 1989. Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances. *Phys. Rev. Lett.* 62, 1033.
- Harris, S.E. 1997. Electromagnetically Induced Transparency. *Physics Today* 50, 7, 36.
- He, Y., Wang, B.X., Lou, P., Xu, N., Wang, X., Wang, Y., Cao, J. 2020. Convert from Fano Resonance to Electromagnetically Induced Transparency Effect Using Anti-Symmetric H-Typed Metamaterial Resonator. *Opt Quant Electron* 52, 391.
- Jain, A., Tassin, P., Koschny, T, and Soukoulis, C. M. March 2014. Large Quality Factor in Sheet Metamaterials Made from Dark Dielectric Meta-atoms. *Physical Review Letters*, 112, 117403.
- Kang, M., Li, Y.N., Chen, J., Chen, J., Bai, Q., Wang, H.T., and Wu, P.H. 2010. Slow light in a simple metamaterial structure constructed by cut and continuous metal strips, *Appl. Phys. B-Lasers Opt.*, vol. 100, pp. 699-703.
- Knight, P. L., Miloni, P. W. 1980. The Rabi Frequency in Optical Spektra. *Phys. Reports*, Volume 66, Issue 2, pp. 21-107.
- Kock, W. E. Jan. 1948. Metallic delay lenses. *The Bell System Technical Journal*, vol. 27, no. 1, pp. 58-82.
- Koschny, T., M., Kafesaki, M., Economou, E.N., and Soukoulis, C. M. 2004. Effective medium theory of left-handed materials. *Phys. Rev. Lett*, vol. 93 no.10, p. 107402.
- Kurter, C., Tassin, P., Zhang, L., Koschny, T., Zhuravel, A.P., Ustinov, A.V., Anlage, S.M., and Soukoulis, C.M. July 2011. Classical Analogue of Electromagnetically Induced Transparency with a Metal-Superconductor Hybrid Metamaterial. *Physical Review Letters*, 107, 043901.
- Landau, L.D., Lifshitz, E.M., Pitaevskii L.P. 1984. *Electrodynamics of continuous media*, Chapter 79. Pergamon, New York.
- Lapine, M., and Tretyakov, S. 2007. Contemporary notes on metamaterials. *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 1, no. 1, pp. 3-11.
- Liu, N., Weiss, T., Mesch, M., Langguth, L., Eigenthaler, U., Hirscher, M., Sonnichsen, C., and Giessen, H. 2010. Planar metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency for plasmonic sensing, *Nano Lett.*, vol. 10, pp. 1103-1107.
- Mandelstam, L.I. 1945. Systems with periodical coefficients with many degrees of freedom and small non-linearity. (Russian) *Akad. Nauk SSSR. Zhurnal Eksper. Teoret. Fiz.* 15, pp. 605-612.

- Markoş, P., and Soukoulis, C. 2008. *Wave Propagation: From Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials*. Princeton University Press, 376.
- Meng, F.-Y., Wu, Q., Erni, D., Wu, K., & Lee, J.-C. 2012. Polarization-Independent Metamaterial Analog of Electromagnetically Induced Transparency for a Refractive-Index-Based Sensor. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 60(10), 3013–3022.
- Meta Group - Novel Electromagnetic Media. Belirtilmemiş Tarih. *Metamaterials / Circuit Metamaterials*:
http://people.ee.duke.edu/~drsmith/metamaterials/metamaterial_elements.htm
 Erişim Tarihi: 15.04.2021.
- Muecke M., Figueroa, E., Bochmann, J., Hahn, C., Murr, K, Ritter, S., Villas-Boas, C.J, and Rempe, G. June 2010. Electromagnetically induced transparency with single atoms in a cavity. *Nature*, 465 (7299), pp. 755-758.
- Nakanishi, T. 2015. *Coupled-Resonator-Based Metamaterials Emulating Quantum Systems*, Kyoto University, Yayınlanmamış Doktora Tezi, Japan
- Niakan, N., Askari, M., and Zakery A. 2012. High Q-factor and large group delay at microwave wavelengths via electromagnetically induced transparency in metamaterials. *J. Opt. Soc. Am. B.*, Vol. 29, No. 9, pp. 2329-2333.
- Pendry, J. B. 1996. Calculating photonic band structure. *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 8, pp. 1085-1108.
- Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J. and Stewart, W. J. Nov. 1999. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2075-2084.
- Pendry, J. B. 2000. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 18, pp. 3966–3969.
- Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J. and Stewart, W.J. 1998. Low frequency plasmons in thin-wire structures. *J. Phys.: Condens. Matter* 10, p. 4785.
- Sabah, C., Turkmen-Kucuksari, O., Turhan-Sayan, G. 2014. Metamaterial Absorber-Based Sensor Embedded into X-Band Waveguide *Electronics Letters* 17th July 2014 Vol. 50 No. 15 Pp. 1074–1076
- Shalaev, V.M., Cai, W., Chettiar, U.K., Yuan, H.K., Sarychev, A.K., Drachev, V.P. and Kildishev, A.V.. 2005. Negative index of refraction in optical metamaterials. *Opt. Lett.* 30, pp. 3356-3358.
- Shelby, R. A., Smith, D.R., Schultz. April 2001. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction. *Science*, Vol. 292, Issue 5514, pp. 77-79.

- Shen Z., Yang H., Huang X., Xiang T., Wu J., Zhou Y., Yu Z. 2020. Electromagnetically induced transparency metamaterial with strong toroidal dipole response. *Mater. Res. Express* 7, 035802.
- Sievenpiper, D.F., Sickmiller, M.E., and Yablonovitch, E. 1996. 3D wire mesh photonic crystals. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 2480–2483.
- Sievenpiper, D.F., Yablonovitch, E., Winn, J.N., Fan, S., Villeneuve, P.R., and Joannopoulos, J.D. 1998. 3D metallo-dielectric photonic crystals with strong capacitive coupling between metallic islands. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pp. 2829–2832.
- Sievenpiper, D.F., Sickmiller, M.E., and Sievenpiper E.F., Yablonovitch, E., Winn J.N., Fan, S., Villeneuve, P. R., and Joannopoulos, J. D. 1998. 3D metallo-dielectric photonic crystals with strong capacitive coupling between metallic islands. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pp. 2829–2832.
- Sihvola, A. 2007. Metamaterials in electromagnetics. *Metamaterials*, vol. 1, no. 1, pp. 2-11.
- Smith, D.R. and Kroll, N. 2000. Negative refractive index in left-handed materials. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 14, pp. 2933–2936.
- Smith, D.R. and Pendry, J.B. March 2006. Homogenization of metamaterials by field averaging. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 23, pp. 391-403.
- Smith, D.R., Shultz, S., Markoš, P. and Soukoulis, C.M., Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. 2002. *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 195104.
- Smith, D.R., Pendry J.B, Wiltshire, M.C.K. 2004. Metamaterials and Negative Refractive. *Science*, Vol. 305, Issue 5685, pp. 788-792.
- Smith, D.R., Vier, D.C., Koschny T., and Soukoulis, C.M. 2005. Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials. *Phys. Rev. E*, vol. 71, p. 036617.
- Smith, D.R., Vier, D.C., Krol, N., and Schultz, S. Oct. 2000. Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 2246–2248.
- Tokmakoff, A., Two Level Systems: <https://chem.libretexts.org/@go/page/107218>
- Erişim Tarihi: 15.04.2021.
- Veselago, V.G. Jan.-Feb. 1968. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, no. 4, pp. 509–514.
- Wartak, M.S., Tsakmakidis, K.L., & Hess, O. 2011. Introduction to metamaterials. *Physics in Canada*, 67(1), pp. 30-34.

- Withayachumnankul, W., Jaruwongrungssee, K., Fumeaux, C., and Abbott, D. June 2012. Metamaterial-inspired multichannel thin-film sensor, *IEEE Sensors J.*, vol. 12, no. 6, pp. 1455–1458.
- Zhang, S., Fan, W., Malloy, K.J., Brueck, S.R.J., Panoiu, N.C. and Osgood, R.M. 2005. Near-infrared double negative metamaterials. *Opt. Express* 13, pp. 4922-4930.
- Zhang, S., Genov, D.A., Wang Y., Liu, M., and Zhang, X. 2008. Plasmon-induced transparency in metamaterials. *Phys. Rev. Lett.* 101, p. 047401.
- Zhang, L., Tassin, P., Koschny, T., Kurter, C., Anlage, S.M., and Soukoulis, C. M. 2010. Large group delay in a microwave metamaterial analog of electromagnetically induced transparency. *Appl. Phys. Lett.* 97, 241904.
- Zhu, L., Fu, J.F., Meng, F.Y., Ding, X.M., Dong, L., and Wu, Q. January 2014. Detuned Magnetic Dipoles Induced Transparency in Microstrip Line for Sensing, *IEEE Transactions on Magnetics*, Volume: 50, Issue: 1, pp. 1-4.