



**İSKENDERUN TEKNİK**

ÜNİVERSİTESİ

LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

**YÜKSEK  
LİSANS  
TEZİ**

**GENİŞ BANT HABERLEŞME  
UYGULAMALARI İÇİN  
FOTONİK ENTEGRE DEVRELERDE  
KULLANILABİLECEK NANO  
IŞIK KAYNAKLARININ MANYETİK  
PURCELL ETKİSİ İLE TASARIMI**

**Şuanur KABA**

**ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ  
ANABİLİM DALI**

**TEMMUZ 2022**





**GENİŞ BANT HABERLEŞME UYGULAMALARI İÇİN FOTONİK  
ENTEĞRE DEVRELERDE KULLANILABİLECEK NANO IŞIK  
KAYNAKLARININ MANYETİK PURCELL ETKİSİ İLE TASARIMI**

**Şuanur KABA**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**İSKENDERUN TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**

**LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ**

**TEMMUZ 2022**

Şuanur KABA tarafından hazırlanan “GENİŞ BANT HABERLEŞME UYGULAMALARI İÇİN FOTONİK ENTEGRE DEVRELERDE KULLANILABİLECEK NANO IŞIK KAYNAKLARININ MANYETİK PURCELL ETKİSİ İLE TASARIMI” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile İskenderun Teknik Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

**Danışman:** Prof. Dr. Yakup HAMEŞ

Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı, İskenderun Teknik Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....  
.....

**İkinci Danışman:** Dr. Öğr. Üyesi Erdem ASLAN

Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı, Erciyes Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....  
.....

**Başkan:** Doç. Dr. Mehmet Ali BELEN

Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı, İskenderun Teknik Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....  
.....

**Üye:** Doç. Dr. Timuçin Emre TABARU

Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı, Sivas Bilim ve Teknoloji Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....  
.....

**Üye:** Dr. Öğr. Üyesi Ömer TÜRKSÖY

Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı, İskenderun Teknik Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....  
.....

Tez Savunma Tarihi: 18/07/2022

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Yüksek Lisans Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....

Doç. Dr. Ersin BAHÇECİ

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Müdürü

## ETİK BEYAN

İskenderun Teknik Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Yükseköğretim Kuruluna gönderilen kopya ile tarafından Lisansüstü Eğitim Enstitüsü'ne verilen basılı ve/veya elektronik kopyaların birebir aynı olduğunu,
- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

İmza

Şuanur KABA

18/07/2022

GENİŞ BANT HABERLEŞME UYGULAMALARI İÇİN FOTONİK ENTEGRE  
DEVRELERDE KULLANILABİLECEK NANO IŞIK KAYNAKLARININ MANYETİK  
PURCELL ETKİSİ İLE TASARIMI  
(Yüksek Lisans Tezi)

Şuanur KABA

İSKENDERUN TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

Temmuz 2022

ÖZET

Yıllar içerisinde iletişim ve haberleşme teknolojileri hızla gelişmiş ve günümüzde de halen bu gelişimini sürdürmektedir. Bu gelişim sonucunda ise verimli ve yüksek hızlı veri aktarımı zorunlu hale gelmiştir. Dünyanın önde gelen elektronik bileşen üreticileri de yüksek hız ve enerji verimini amaçlayan yeni teknolojilerin gelişimini destekleyip bu doğrultuda çalışmalar yürütmektedirler. Bahsedilen bu çalışmalara duyulan ihtiyaçların temelinde ise yarı iletken tabanlı işlemcilerde ısı üretimi ve buna bağlı olarak sistemlerin çalışma hızının sınırlı olması gibi nedenler yatmaktadır. Bu problemlerin üstesinden gelebilmenin potansiyel bir çözümü olarak bilgi işleme cihazlarında elektrik sinyalleri yerine ışığın esas bilgi taşıyıcı olarak görev aldığı optik bilgi işleme teknolojileri söz konusu hale gelmiştir. Optik bilgi işlemede gelecek vadeden önemli uygulamalardan biri de nanofotonik teknolojisidir. Bu teknoloji metamateryale düşüncesi temelinde dalga boyundan daha küçük boyutlarda yapıların tasarlanması ile optik özelliklerin esnek bir şekilde ayarlanabilmesinin önünü açmaktadır. Söz konusu bu uygulamalardan biri olan plazmonikler uzun yıllar boyunca nanofotonik çalışmalarının öncüsü olmuştur. Ancak optik frekanslarda metallerin elektronik bant yapısı ile ilişkili kayıplar nedeniyle plazmonik yapıların kullanıldığı nanofotonik cihazlarda verim sorunu yaşanmaktadır. Son zamanlarda düşük kayıp ve yüksek verim vadeden yüksek kırılma indisine sahip nano yapılar, yüksek saçılma verimi sağlamaları nedeniyle plazmoniklere alternatif olarak değerlendirilmektedir. Bu bağlamda, bu tez kapsamında nanofotonik cihazların iç ve dış haberleşmesi için gerekli, yüksek hızda anahtarlama yapabilen nano ışık kaynakları tamamen dielektrik yüksek kırılma indisli nano rezonatörlerin manyetik Purcell etkisinden yararlanılarak tasarlanmıştır. Çalışmanın içeriğinde üç farklı nano rezonatör tasarımı yer almaktadır. Sunulan ilk iki tasarımda silikon malzemenin optik özelliğinden yararlanıldığı nano rezonatörlerin ışık-madde etkileşimi görünür tayf aralığı olan 400-700 nm arasında incelenmiştir. Son aşamada sunulan germanyum malzemenin meydana gelen nano rezonatörün ışık-madde etkileşimi ise yakın kızılötesi tayf aralığı olan 1000-2500 nm arasında ele alınmıştır. Nano rezonatörlerin saçılma karakteristikleri, yakın alan özellikleri ve manyetik Purcell etkileri zaman domeninde sonlu farklar yönteminin kullanıldığı simülasyon yazılımı aracılığıyla analiz edilmiştir.

Anahtar Kelimeler : Nanofotonik, dielektrik rezonatörler, Purcell etkisi, ışık kaynakları

Sayfa Adedi : 81

Danışman : Prof. Dr. Yakup HAMEŞ

İkinci Danışman : Dr. Öğr. Üyesi Erdem ASLAN

DESIGN OF NANO LIGHT SOURCES WITH MAGNETIC PURCELL EFFECT THAT  
CAN BE USED IN PHOTONIC INTEGRATED CIRCUITS FOR WIDEBAND  
COMMUNICATION APPLICATIONS

(M.Sc Thesis)

Şuanur KABA

ISKENDERUN TECHNICAL UNIVERSITY

INSTITUTE OF GRADUATE STUDIES

July 2022

ABSTRACT

Over the years, telecommunication technologies have been rapidly developed and nowadays they still keep growing. High efficiency and high-speed data transfer become compulsory as a result of these developments. Prominent electronic component producer companies are also supporting new studies that aim to provide high-speed and energy efficiency. There are reasons such as heat generation in semiconductor-based processors and, correspondingly, the limited operating speed of the systems underlie the need for mentioned studies. As a potential solution to overcome these problems, optical information process technologies that use light as the main information carrier instead of electrical signals in information process devices come into question. One of promising application in the optical information process is nanophotonic technology. This technology paves the way to adjust optical features flexibly by designing structures in subwavelength scales based on the metamaterial concept. Plasmonics are one of these applications in question and has been pioneered in nanophotonic studies for many years. Nevertheless, plasmonic devices have efficiency trouble due to the losses associated with the electronic band structure of metals at optical frequencies. Recently, nanostructures with a high refractive index that commits low loss and high efficiency are considered as an alternative route to plasmonics by virtue of providing strong scattering efficiency. So, in this thesis, nano light sources that make high-speed switching and provide the internal and external communication of nanophotonic devices have been designed by utilizing the magnetic Purcell effect of all-dielectric with high refractive index nanoresonators. This study includes three different nano resonator designs. The light-matter interaction of first and second nanoresonators made by exploiting optical characteristics of silicon material has been examined in the visible spectral range of 400-700 nm. The light-matter interaction of the last nano resonator design consisting of germanium material has been investigated in the near-infrared spectral range of 1000-2500 nm. The scattering behaviors, near-field properties, and magnetic Purcell effects of these nanoresonators have been analyzed via simulation software that uses finite difference time domain method.

Key Words : Nanophotonics, dielectric resonators, Purcell effect, light sources  
Page Number : 81  
Advisor : Prof. Dr. Yakup HAMEŞ  
Co-Advisor : Asst. Prof. Dr. Erdem ASLAN

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim ve tez çalışmamda bana en büyük yol gösterici olan danışmanım, değerli hocam Prof. Dr. Yakup HAMEŞ'e, tez çalışmam boyunca benden bilgi ve tecrübelerini asla esirgemeyen, uzaktan yürütmek zorunda kaldığımız bu süreçte bana her zaman vakit ayırabilen, beni her zaman destekleyen eş danışmanım Dr. Öğr. Üyesi Erdem ASLAN'a ve çalışmamın her aşamasında önemli katkıları bulunan, bana güvenen sevgili hocam Dr. Öğr. Üyesi Ekin ASLAN'a çok teşekkür ederim.

Ayrıca bütün eğitim hayatım boyunca maddi manevi katkılarıyla yanımda olan annem Nuray KABA'ya, babam Ökkeő KABA'ya, desteklerini her an hissettiğim ablama ve kardeşime, son olarak motivasyon kaynaklarım olan arkadaşlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

## İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET .....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	11
3. TEMEL TANIMLAR VE TEORİK ALTYAPI.....	17
3.1. Maxwell Denklemleri.....	17
3.2. Lorentz Dielektrik Modeli.....	19
3.3. Dielektrik, Yarı İletken ve Metal Malzemelerin Optik Özellikleri.....	23
3.4. Yüksek Kırılma İndisli Dielektrik Nano Parçacıklarda Saçılma .....	24
3.5. Numerik Analiz Yöntemi .....	28
4. ARAŞTIRMA BULGULARI .....	33
4.1. Silikon İçi Oyuk Nanokübik Resonatör (SNKR).....	34
4.1.1. SNKR'nin Saçılma Karakteristiği.....	36
4.1.2. SNKR'nin Yakın Alan Özellikleri .....	39
4.1.3. SNKR'de Manyetik Purcell Etkisi .....	41
4.2. Silikon Nanosilindir Rezonatör (SNR) .....	47
4.2.1. SNR'nin Saçılma Karakteristiği.....	48
4.2.2 SNR'nin Yakın Alan Özellikleri .....	49
4.2.3. SNR'de Manyetik Purcell Etkisi .....	52
4.3. Germanyum Nanodisk-Halka Kompozit Rezonatör (GNDHR) .....	56



	<b>Sayfa</b>
4.3.1. GND'nin Saçılma Karakteristiği.....	58
4.3.2. GND ve GNDHR'de Manyetik Purcell Etkisi.....	59
4.3.3. GNDHR'nin Yakın Alan özellikleri .....	66
5. SONUÇ VE ÖNERİLER .....	70
KAYNAKLAR.....	73
DİZİN.....	81



## ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 5.1. Literatürde sunulan yüksek kırılma indisli tamamen dielektrik malzemelerden oluşan rezonatörler ile önerilen rezonatörlerin performans karşılaştırması .....	71



## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Bazı metamatizeme türleri .....	2
Şekil 1.2. Cihaz boyutu ve işlem hızı arasındaki karşılıklı ilişki [33] .....	4
Şekil 1.3. a) Çeşitli boyutlardaki silikon nano parçacıkların karanlık alan ve taramalı elektron mikroskobu görüntüleri, b) 140 nm boyutundaki silikon nano parçacığın saçılım mikroskop görüntüsü, c) Mie tipi elektrik ve manyetik rezonanslarını destekleyen 140 nm boyutundaki küresel silikon parçacığın deneysel ve teorik saçılma tayfı [49] .....	6
Şekil 1.4. a) Plazmonik ve dielektrik nano parçacıklarda indüklenen akımların şematik gösterimi [42], b) Elektrik ve manyetik alanların sırasıyla metal ve yüksek kırılma indisli dielektrikteki dağılımlarının şematik gösterimi [49].....	7
Şekil 1.5. a) Elektrik ve b) MD yayıcıların homojen olmayan bir çevre aracılığıyla spontane emisyon kuvvetlendirmesinin şematik gösterimi (ED: elektrik dipol, MD: manyetik dipol) [68].....	8
Şekil 1.6. Manyetik Purcell etkisini güçlendirmek için kullanılan çeşitli nanofotonik yapılar [68].....	9
Şekil 2.1. Mie tipi MD rezonanslarını destekleyen çeşitli geometri ve konfigürasyona sahip tamamen dielektrik nano yapı örnekleri: a) nanosilindir rezonatör [90], b) nano-donat rezonatör [89], c) nanokübik dimer rezonatör [94], d) nanodisk rezonatör [88] .....	12
Şekil 2.2. Güçlü manyetik alan güçlendirme ve Purcell etkisi gözlemlenen nano kompozit yapı örnekleri a) galyum fosfit oyuklu nanodisk-nano halka yapı [96], b) silikon nanodisk-germanyum nano halka rezonatör [99].....	15
Şekil 3.1. Lorentz modelinde kullanılan yay-kütle osilasyonu benzetimi [101] .....	19
Şekil 3.2. Etkin geçirgenliğin a) gerçel b) sanal kısımlarının frekans bağımlılığı, c) kırılma indisinin frekans bağımlılığı [100,101] .....	22
Şekil 3.3. Tipik bir dielektrik, yarı iletken ve metal malzeme için basit bir enerji bant diyagramı (Siyah alan; değerlik bandını, gri alan; iletim bandını, beyaz alan; enerji bant aralığını temsil etmektedir.) [102].....	24
Şekil 3.4. n kırılma indisine sahip küresel bir nano parçacığın kalite faktörünün kırılma indisine bağımlılığı (kırmızı renkli eğri) ve çap uzunluğu D olan küresel bir nano parçacık ile kırılma indisi arasındaki ilişki [42] (kesikli yeşil renkli eğri) ( $\omega$ : frekans, Q: kalite faktörü, $\lambda_{md}$ : MD rezonansın gözlemlendiği dalga boyu).....	26

Şekil	Sayfa
Şekil 3.5. Tamamen dielektrik nanofotonik çalışmaları için uygun olan yüksek kırılma indisli a) polar kristallerin, dar bantlı yarı iletkenlerin ve yarı iletkenlerin kırılma indisi, b) MD rezonanslarının görünür ve kızılötesi dalga boyu spektrumundaki kalite faktörü [42].....	27
Şekil 3.6. Sağda; üç boyutlu Yee hücresinde elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin yerleşimini gösteren kübik yapı, solda ise küpün i ve i-1/2 düzlemlerindeki kesit alanı görünüşü [106].....	30
Şekil 4.1. a) xy düzlemi görüş açısından FDTD simülasyon alanı, düzlem dalğanın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, güç monitörü, yapı konumu ve ağ adımları, b) Üç boyutlu görüş açısından FDTD simülasyon alanı içerisindeki SNKR'nin konumu.....	34
Şekil 4.2. $w = 130$ nm, $l = 120$ nm, $h = 80$ nm ve $a = 20$ nm uzunluğuna sahip SNKR'nin şematik gösterimi ve düzlem dalga uyarım yönü ( $w$ : en, $l$ : boy, $h$ : yükseklik, $a$ : x ve y eksenini boyunca oyuk uzunluğu, $k$ : dalga vektörü, $H$ : manyetik alan vektörü, $E$ : elektrik alan vektörü).....	36
Şekil 4.3. Lumerical FDTD simülasyon programının sağladığı malzeme kütüphanesindeki Si malzemenin kırılma indisinin a) gerçel kısmının b) sanal kısmının dalga boyuna göre değişimi (Yeşil noktalar deneysel verileri, mavi eğri ise simülasyon yazılımındaki malzeme verilerini temsil etmektedir.).....	36
Şekil 4.4. Düzlem dalga SNKR yapıya a) y eksenini boyunca uygulandığında gözlemlenen saçılma verimi tayfı, b) z eksenini boyunca uygulandığında gözlemlenen saçılma verimi tayfı (ED; elektrik dipol rezonans modunun, MD; manyetik dipol rezonans modunun elde edildiği dalga boyunu belirtmektedir.).....	38
Şekil 4.5. a) Düzlem dalğanın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve xy düzleminde bulunan alan monitörün konumu, SNKR'nin MD rezonans özelliği sergilediği 565 nm dalga boyunda elde edilen b) elektrik alan ( $ E / E_0 $ ) ve c) manyetik alan ( $ H / H_0 $ ) güçlendirme dağılımları (Kesikli çizgiler yapının sınırlarını ifade etmektedir.).....	41
Şekil 4.6. a) xy düzlemi görüş açısından FDTD simülasyon alanı, MD yayıcının konumu, yapı konumu, ağ adımları, kuantum verimi analiz grubunun sağladığı uzak ve yakın alandaki güç monitörleri, b) Üç boyutlu görüş açısından FDTD simülasyon alanı içerisinde SNKR'nin ve MD kaynağın konumu .....	42
Şekil 4.7. a) Oyuklu silikon nanokübik yapının manyetik Purcell çarpanı, b) Oyuksuz silikon nanokübik yapının manyetik Purcell çarpanı tayfı (Kırmızı daire MD kaynağın konumunu ve siyah ok ise kaynağın manyetik alanının yönünü göstermektedir.) .....	43

Şekil	Sayfa
Şekil 4.8. a) SNKR'nin eni ( $w$ ) 130 nm, boyu ( $l$ ) 120 nm ve boşluk uzunluğu ( $a$ ) 20 nm iken yüksekliğinin ( $h$ ) 40 nm ve 180 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, b) SNKR'nin boyu ( $l$ ) 120 nm, yüksekliği ( $h$ ) 80 nm ve boşluk uzunluğu ( $a$ ) 20 nm iken eninin ( $w$ ) 80 nm ile 170 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar manyetik Purcell çarpanının yüksek seviyede elde edildiği dalga boylarını belirtmektedir.) .....	44
Şekil 4.9. a) SNKR'nin eni ( $w$ ) 130 nm, boyu ( $l$ ) 120 nm ve yüksekliği ( $h$ ) 80 nm iken $x$ ve $y$ eksenindeki oyuk uzunluğunun ( $a$ ) 5 nm ve 50 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen Purcell çarpanı değerleri, b) SNKR'nin eni ( $w$ ) 130 nm, boyu ( $l$ ) 120 nm, yüksekliği ( $h$ ) 80 nm ve $x$ ve $y$ eksenindeki oyuk uzunluğu ( $a$ ) 20 nm iken $z$ eksenini boyunca MD kaynak konumunun değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar manyetik Purcell çarpanının yüksek seviyede elde edildiği dalga boyunu belirtmektedir.).....	45
Şekil 4.10. SNKR'nin kuantum verimi tayfı .....	47
Şekil 4.11. Geometrik parametreleri $r_1 = 60$ nm, $r_2 = 15$ nm, $h_1 = 120$ nm ve $h_2 = 5$ nm olan SNR'nin şematik gösterimi ve düzlem dalga uyarım yönü ( $r_1$ : SNR yarıçapı, $r_2$ : oyuk yarıçapı, $h_1$ : SNR yüksekliği, $h_2$ : oyuk yüksekliği, $k$ : dalga vektörü, $H$ : manyetik alan vektörü, $E$ : elektrik alan vektörü).....	48
Şekil 4.12. Düzlem dalga SNR yapıya a) $y$ eksenini boyunca $H_z$ ve $E_x$ polarizasyonları ile uygulandığında gözlemlenen saçılma verimi tayfı, b) $y$ eksenini boyunca $H_x$ ve $E_z$ polarizasyonları ile uygulandığında gözlemlenen saçılma verimi tayfı (ED; elektrik dipol rezonans modunun, MD; manyetik dipol rezonans modunun elde edildiği dalga boyunu belirtmektedir.).....	49
Şekil 4.13. a) Düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve $z = 0$ noktasında $xy$ düzleminde bulunan alan monitörünün konumu, SNR'nin MD rezonans özelliği sergilediği 560 nm dalga boyunda elde edilen b) elektrik alan ( $ E / E_0 $ ) ve c) manyetik alan ( $ H / H_0 $ ) güçlendirme dağılımları, d) Düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve $y = 0$ noktasında $xz$ düzleminde bulunan alan monitörünün konumu, SNR'nin MD rezonans özelliği sergilediği 560 nm dalga boyunda elde edilen e) elektrik alan ( $ E / E_0 $ ) ve f) manyetik alan ( $ H / H_0 $ ) güçlendirme dağılımları (Kesikli çizgiler yapının sınırlarını ifade etmektedir.) .....	51
Şekil 4.14. MD kaynak a) $z$ kutuplu iken SNR yapının manyetik Purcell çarpanı, b) $x$ kutuplu iken SNR yapının manyetik Purcell çarpanı (Kırmızı daire MD kaynağın konumunu, siyah o, kaynağın manyetik alanının yönünü ve kesikli çizgili alan ise nano boşluğu göstermektedir.).....	52

Şekil	Sayfa
Şekil 4.15. a) SNR'nin yüksekliği ( $h_1$ ) 120 nm, oyuk yüksekliği ( $h_2$ ) 5 nm ve oyuk yarıçapı ( $r_2$ ) 15 nm iken dış yarıçap ( $r_1$ ) parametresinin 30 nm ve 100 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, b) SNR'nin yüksekliği ( $h_1$ ) 120 nm, dış yarıçapı ( $r_1$ ) 60 nm ve oyuk yükseklik ( $h_2$ ) 5 nm iken oyuk yarıçap ( $r_2$ ) parametresinin 5 nm ve 45 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar manyetik Purcell çarpanının en yüksek seviyede elde edildiği dalga boylarını belirtmektedir.) .....	54
Şekil 4.16. a) SNR'nin dış yarıçapı ( $r_1$ ) 60 nm, oyuk yüksekliği ( $h_2$ ) 5 nm ve oyuk yarıçapı ( $r_2$ ) 15 nm iken yükseklik ( $h_1$ ) parametresinin 80 nm ve 160 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, b) SNR'nin yüksekliği ( $h_1$ ) 120 nm, dış yarıçapı ( $r_1$ ) 60 nm ve oyuk yarıçapı ( $r_2$ ) 15 nm iken oyuk yüksekliği ( $h_2$ ) parametresinin 5 nm ve 25 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar manyetik Purcell çarpanının en yüksek seviyede elde edildiği dalga boylarını belirtmektedir.).....	55
Şekil 4.17. SNR'nin kuantum verimi tayfı .....	56
Şekil 4.18. Silika fiberlerde temel kayıp mekanizması [112].....	56
Şekil 4.19. a) Geometrik parametreleri $rd_1 = 10$ nm, $rd_2 = 160$ nm ve $h_{gr} = 300$ nm olan GND, b) Geometrik parametreleri $rr_1$ , $rr_2$ ve $h_{gr}$ olan GNH, c) Bu iki nano yapının kompozisyonundan meydana gelen GHDHR'nin şematik gösterimi ve düzlem dalga uyarım yönü ( $h_{gr}$ : GND ve GNH'nin yüksekliği, $rd_1$ : GND iç yarıçapı, $rd_2$ : GND dış yarıçap, $rr_1$ : GNH iç yarıçap, $rr_2$ : GNH dış yarıçap, $g$ : GND ve GNH arasındaki mesafe, $k$ : dalga vektörü, $H$ : manyetik alan vektörü, $E$ : elektrik alan vektörü).....	57
Şekil 4.20. Lumerical FDTD simülasyon programının sağladığı malzeme kütüphanesindeki Ge malzemenin kırılma indisinin a) gerçel kısmının b) sanal kısmının dalga boyuna göre değişimi (Yeşil noktalar deneysel verileri, mavi eğri ise simülasyon yazılımındaki malzeme verilerini temsil etmektedir.) .....	58
Şekil 4.21. a) Üç boyutlu görüş açısından FDTD simülasyon alanı içerisindeki GND'nin konumu, saçılma kesit alanı analiz grubu yerleşimi ve düzlem dalga b) Düzlem dalga GND yapıya $y$ eksenine boyunca uygulandığında NIR aralıkta gözlemlenen saçılma verimi tayfı (ED; elektrik dipol rezonans modunun, MD; manyetik dipol rezonans modunun elde edildiği dalga boyunu belirtmektedir.) .....	59
Şekil 4.22. a) $z$ kutuplu MD kaynak ile $h_{gr} = 300$ nm, $rd_1 = 10$ nm, $rd_2 = 160$ nm boyutlarındaki GND etkileşiminde gözlemlenen manyetik Purcell çarpanı,	

## Şekil

## Sayfa

- b) GND'nin iç yarıçapı ( $rd_1$ ) 10 nm, dış yarıçapı ( $rd_2$ ) 160 nm iken yükseklik ( $h_{gr}$ ) parametresinin 250 nm ve 350 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, c) GND'nin yüksekliği ( $h_{gr}$ ) 300 nm, dış yarıçapı ( $rd_2$ ) 160 nm iken iç yarıçap ( $rd_1$ ) parametresinin 10 nm ve 100 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, d) GND'nin yüksekliği ( $h_{gr}$ ) 300 nm, iç yarıçapı ( $rd_1$ ) 10 nm iken dış yarıçap ( $rd_2$ ) parametresinin 100 nm ve 280 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar 1550 nm'deki değişken uzunluklarını belirtmektedir.) ..... 61
- Şekil 4.23. FDTD simülasyon alanında xy düzlemindeki ve üç boyutlu bakış açısından GND'nin konumu, ağ adımları ve MD kaynak konumu ..... 63
- Şekil 4.24. a) GNDHR'nin  $rr_2$  parametresi 500 nm'de sabit tutularak  $rr_1$  parametresinin 250 nm ve 410 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, b) GNDHR'nin  $rr_1$  parametresi 340 nm'de sabit tutularak  $rr_2$  parametresinin 480 nm ve 560 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, c) z kutuplu MD kaynak ile  $h = 300$  nm,  $rd_1 = 10$  nm,  $rd_2 = 160$  nm,  $rr_1 = 340$  nm,  $rr_2 = 550$  nm boyutlarındaki GND etkileşiminde gözlemlenen manyetik Purcell çarpanı, d)  $rr_2 - rr_1 = 210$  nm'de sabit tutularak GND ve GNH arasındaki mesafenin (g) 100 nm ve 200 nm arasında değişken olarak düzenlenmesi durumunda gözlemlenen manyetik Purcell çarpanı ve rezonans dalga boyu (Beyaz oklar a)'da 1500 nm'deki, b)'de 1550 nm'deki değişken uzunluklarını belirtmektedir.) (Burada yapılan parametrik çalışmalar boyunca  $h_{gr} = 300$  nm,  $rd_1 = 10$  nm ve  $rd_2 = 160$  nm'dir.) ..... 65
- Şekil 4.25. a) GND'nin kuantum verimi, b) GNDHR'nin kuantum verimi (Kesikli çizgiler 1550 nm dalga boyunu belirtmektedir.) ..... 66
- Şekil 4.26. a) GND'ye etki eden düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve  $z = 0$  noktasında xy düzleminde bulunan alan monitörünün konumu, GND'nin MD rezonans özelliği sergilediği 1550 nm dalga boyunda elde edilen b) elektrik alan ( $|E|/|E_0|$ ) ve c) manyetik alan ( $|H|/|H_0|$ ) güçlendirme dağılımları, d) GNDHR'ye etki eden düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve  $z = 0$  noktasında xy düzleminde bulunan alan monitörünün konumu, GNDHR'nin MD rezonans özelliği sergilediği 1550 nm dalga boyunda elde edilen e) elektrik alan ( $|E|/|E_0|$ ) ve f) manyetik alan ( $|H|/|H_0|$ ) güçlendirme dağılımları (Siyah kesikli çizgiler GND'nin yapı sınırlarını, beyaz kesikli çizgiler ise GNDHR'nin yapı sınırlarını ifade etmektedir.)..... 67

**Şekil****Sayfa**

Şekil 4.27. a) GNDHR’de  $h = 300$  nm,  $rd_1 = 10$  nm,  $rd_2 = 160$  nm,  $rr_1 = 340$  nm,  $rr_2 = 550$  nm iken z ekseni boyunca MD kaynak konumunun değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen Purcell çarpanı değerleri, b) Dalga vektörü ve yönü  $k_y$  olan, alan vektörleri ve yönü  $E_x, H_y$  olan bir düzlem dalga ışınması altındaki GNDHR’nin  $xz$  düzlemine  $y = 0$  noktasında yerleştirilen bir alan monitörü üzerinden elde edilen  $1550$  nm’deki manyetik alan güçlendirme dağılımı (Siyah renkli dikdörtgen kesikli çizgiler nano halkanın yan kesit alanından görünen yapı sınırlarını belirtmektedir. Beyaz renkli dikdörtgen kesikli çizgiler ise yan kesit alanından nanodiskin yapı sınırlarını belirtmektedir.)..... 69





## SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

### Simgeler

### Açıklamalar

$\Delta t$	Zaman Artışı
$\Delta x$	Yee Hücresinde x Koordinatındaki Ağ Artışı
$\Delta y$	Yee Hücresinde y Koordinatındaki Ağ Artışı
$\Delta z$	Yee Hücresinde z Koordinatındaki Ağ Artışı
$\mu_0$	Boş Uzayın Manyetik Geçirgenliği
$\mu m$	Mikrometre
$\mu_r$	Bağıl Manyetik Geçirgenlik
$a$	x ve y Ekseni Boyunca SNKR'nin Oyuk Uzunluğu
$B$	Manyetik Akı Yoğunluğu Vektörü
$C_{sca}$	Nano Yapının Kesit Alanı
$D$	Elektrik Akı Yoğunluğu Vektörü
$D$	Küresel Bir Nano Parçacığın Çapı
$E$	Elektrik-Alan Vektörü
$e$	Lorentz Osilatör Elektrik Yüğü
$E_0$	Elektrik Alan Genliği
$f_{rez}$	Küresel Bir Nano Parçacığın Rezonans Frekansı
$g$	GND ve GNH arasındaki mesafe
$H$	Manyetik-Alan Vektörü
$h$	SNKR'nin Yüksekliği
$H_0$	Manyetik Alan Genliği
$h_1$	SNR'nin Yüksekliği
$h_2$	SNR'de Bulunan Nano Oyuğun Yüksekliği
$h_{gr}$	GNDHR'nin Yüksekliği
$k$	Yay Sabiti
$k$	Kırılma İndisinin Sanal Kısmı
$k_x$	x Yönünde Yayılan Dalga Vektörü

**Simgeler****Açıklamalar**

$k_y$	y Yönünde Yayılan Dalga Vektörü
$l$	SNKR'nin Boyu
$M$	Manyetik Polarizasyon
$m$	Lorentz Osilatör Kütlesi
$mm$	Milimetre
$N$	Kompleks Kırılma İndisi
$n$	Kırılma İndisinin Gerçel Kısmı
$nm$	Nanometre
$P$	Elektrik Polarizasyon
$P_{md}$	Rezonatörün İçerisine Gömülmüş MD Kaynak Tarafından Işıyan Güç
$P_0$	Rezonatör Yokken MD Kaynak Tarafından Işıyan Güç
$P_f$	MD Kaynak Nano Yapı Etkileşimi Sonucu Uzak Alanda Işıyan Toplam Güç
$P_k$	Nano Yapı Tarafından Soğurulan Güç
$P_s$	Düzlem Dalga Kaynağın Güç Yoğunluğu
$P_{scat}$	Saçılan Toplam Güç
$r_1$	SNR'nin Dış Yarıçapı
$r_2$	SNR'de Bulunan Nano Oyuğun Yarıçapı
$rd_1$	GND'nin İç Yarıçapı
$rd_2$	GND'nin Dış Yarıçapı
$rr_1$	GNH'nin İç Yarıçapı
$rr_2$	GNH'nin Dış Yarıçapı
$t$	Zaman Değişkeni
$w$	SNKR'nin Eni
$\gamma$	Sönümlenme Katsayısı
$\epsilon$	Dielektrik Geçirgenlik
$\epsilon_0$	Boş Uzayın Dielektrik Geçirgenliği
$\epsilon_r$	Bağlı Elektrik Geçirgenlik
$\lambda_{MD}$	Küresel Bir Nano Parçacığın Manyetik Dipol Rezonans Dalga Boyu
$\rho$	Yük Yoğunluğu

**Simgeler** $\sigma$  $\chi_e$  $\chi_m$  $\omega$  $\omega_0$  $\omega_p$  $n(\omega)$  $n'$  $n''$  $\mathcal{N}$  $\tau$  $\epsilon(\omega)$  $\epsilon'$  $\epsilon''$ **Kısaltmalar**

İletkenlik

Elektrik Hassasiyet

Manyetik Hassasiyet

Açısal Frekans

Lorentz Osilatör Rezonans Frekansı

Plazma Frekansı

Frekans Bağımlı Kırılma İndisi

Kırılma İndisinin Gerçel Kısmı

Kırılma İndisinin Sanal Kısmı

Birim Hacim Başına Düşen Dipol Sayısı

Zaman Sabiti

Frekans Bağımlı Dielektrik Geçirgenlik

Etkin Geçirgenliğin Gerçel Kısmı

Etkin Geçirgenliğin Sanal Kısmı

**Kısaltmalar****3D****3D-FDTD****Al****Au****BW****ED****FDTD****GaP****Ge****GHz****GND****GNDHR****GNH****kHz****Mbps****Açıklamalar**

Üç Boyutlu

Three-Dimensional Finite-Difference Time-Domain

Alüminyum

Altın

Bandwidth (Bant Genişliği)

Elektrik Dipol

Finite-Difference Time-Domain

Galyum Fosfit

Germanyum

Gigahertz

Germanyum Nanodisk

Germanyum Nanodisk-Halka Kompozit Rezonatör

Germanyum Nanohalka

Kilohertz

Megabits Per Second (Saniye Başına Düşen Megabit)

**Kısaltmalar****Açıklamalar**

<b>MD</b>	Manyetik Dipol
<b>MHz</b>	Megahertz
<b>MID</b>	Orta Kızılötesi
<b>NIR</b>	Yakın Kızılötesi
<b>PF</b>	Purcell Factor (Purcell Çarpanı)
<b>PHz</b>	Petahertz
<b>Q</b>	Kalite Faktörü
<b>QE</b>	Kuantum Verimi
<b>Si</b>	Silikon
<b>SiC</b>	Silisyum Karbür
<b>SNKR</b>	Silikon Nanokübik Rezonatör
<b>SNR</b>	Silikon Nanosilindir Rezonatör
<b>THz</b>	Terahertz

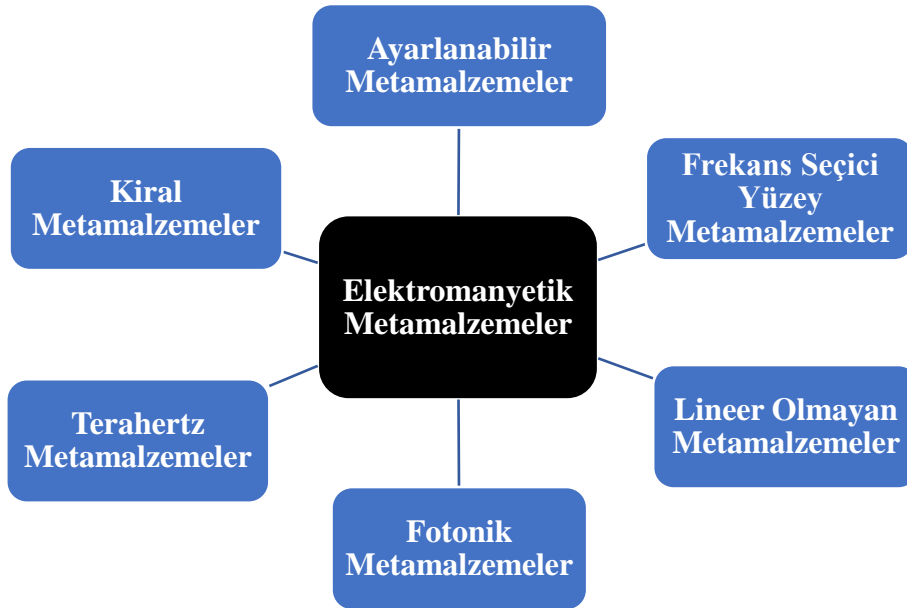
## 1. GİRİŞ

Optik; ışığın oluşumu, yayılması, maruz kaldığı ve ürettiği değişiklikler ve ışıkla yakından ilişkili diğer fenomenlerle ilgilenen bir bilim alanıdır. Optik teknolojisinin antik çağlara dek uzanan köklü bir geçmişi vardır. Bu teknoloji zaman içerisinde merceklere teleskopa, takılabilir gözlüklerden ışık mikroskobuna kadar günlük yaşamı daha kolay hale getiren çeşitli icatları mümkün kılarak, ışığın doğasını anlamamıza aracı olan birçok yeniliğin öncüsü olmuştur. Bu bağlamda geçmişten bu yana ışığın doğasını kavramak adına çeşitli teoriler geliştirilmiştir. Optik tarihinde ışığın doğrusal yayılımı Öklid'in Catoptrics adlı kitabında dile getirdiği zamandan beri bilinen bir bilgidir [1]. 17. yüzyıla gelindiğinde ise Huygens ışığın daha yoğun ortama girerken yavaşladığını keşfetmiştir. Böylece Huygens dalga teorisini kullanarak yansıma ve kırılma yasalarını türetmeyi başarmıştır. Yine 17. yüzyılın başlarında Snell, ışık ışınlarının iki ortam arasındaki sınırdan geçerken nasıl yeniden yönlendiğini kesin bir şekilde ortaya koyarak, modern optiğin kapılarını aralayacak olan kırılma yasasını sunmuştur. Klasik optikteki bir diğer önemli ilke ise Fermat prensibidir. Fermat prensibi, uzayda bir malzemenin farklı kırılma indisine sahip olan başka bir malzeme ile değiştirilmesiyle ışığın takip ettiği yolun değişeceğini ifade eder. Snell yasası ve yansıma yasası da aslında doğrudan bu ilkedeki kaynaklanmaktadır [2].

19. yüzyılda ise optik biliminden ayrı olarak elektrik ve manyetizma alanındaki çalışmalar da sürmekteydi. Bu çalışmalar sonucu Faraday, bir ışının polarizasyon yönünün ortama uygulanan güçlü bir manyetik alan tarafından değiştirilebileceğini keşfetmiştir. Bunun sonucu olarak da elektromanyetizma ve ışık arasında karşılıklı bir ilişki kurmuştur. Maxwell ise konuyla ilgili bütün deneysel bilgileri derleyip bir dizi matematiksel denklemler haline getirmiştir. 20. yüzyıl ve devamındaki tarihsel süreçte de modern optiğin temelleri daha da sağlamlaşarak bilim dünyasında popüler hale gelmiştir. Sonuç itibarıyla, uzun yıllar boyunca modern optik temelinde inşa edilen sayısız çalışma insanların yaşamını büyük ölçüde hem değiştirip hem şekillendirerek insanların bilgi çağına dek ilerlemesine öncülük etmiştir [3].

Klasik optik çalışmalarında yaşanan gelişmeler beraberinde optik çözünürlük, kırınım limiti gibi birtakım problemleri de beraberinde getirmiştir. Bununla birlikte uzun yıllar boyunca klasik optik limitlerini aşmak için bilim insanları birçok girişimde bulunmuştur [4]. Son yıllarda söz konusu bu girişimlerden biri olan metamalzemeler, insanlara malzemeleri istenilen şekilde dizayn edebilme imkânı sağlayan yeni bir fırsat sunmuştur. Bir

metamalzemenin fiziksel özellikleri, iç kimyasal özelliğinden ziyade malzemenin çalışma boyundan daha küçük ölçekteki özel yapısına bağlıdır. Bu yapay yapılar geleneksel malzemelerdeki atom ve moleküller gibi işlev görür. Elektromanyetik dalgalar ile etkileşerek, doğada bulunmayan ya da kimyasal olarak sentezlenemeyen etkileyici fiziksel özellikler gösterirler. Elektromanyetikte,  $\epsilon$  dielektrik geçirgenlik ve  $\mu$  manyetik geçirgenlik ortamın elektromanyetik özelliklerini tanımlayan iki önemli temel parametredir [5]. Veselago 1968’te yayınladığı çalışmasında malzemelerin hem dielektrik hem de manyetik geçirgenlik değerlerinin negatif olabileceğini teorik olarak kanıtlayarak metamalzeme konusuna önemli bir katkı sağlamıştır [6]. Doğada negatif kırılma indis özelliği sergileyen malzemeler olmadığı için Veselago’nun bu teorik çalışmasının önemi uzun bir süre anlaşılammış, ancak daha sonra metamalzeme konusundaki erken dönem çalışmalarında genel olarak malzemelerin negatif etkin dielektrik ve manyetik geçirgenlik özelliklerine odaklanılmıştır [7-10]. Konuyla ilgili çalışmaların ilerlemesi ve kapsamının genişlemesiyle birlikte hem teorik hem deneysel çalışmalar bilim insanları tarafından literatüre kazandırılmaya devam etmiştir. Bu bağlamda elektromanyetik metamalzeme yapıları mikrodalga ve daha yüksek frekanslarda elektromanyetik görünmezlik [11,12], mükemmel mercek [13,14], nano ölçekte görüntüleme [15], ultra hassas algılama [16] gibi uygulamalarda kullanılmıştır.

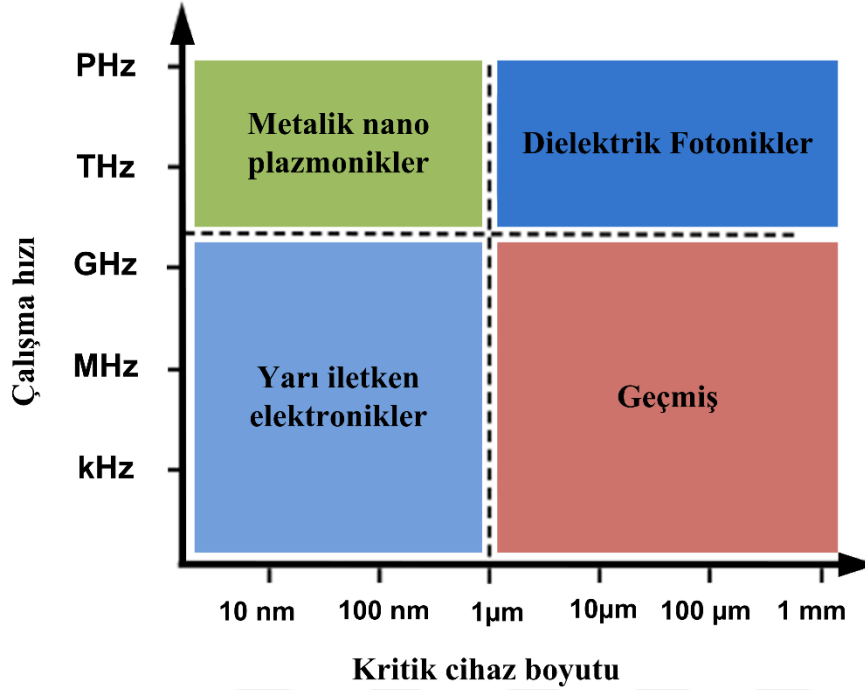


Şekil 1.1. Bazı metamalzeme türleri

Günümüzde metamalzemeler konusundaki araştırmalar negatif kırılma indisli malzemelerin ötesinde gelişim göstermiştir. Metamalzemelerin temel yapı taşları olan birim hücreleri şekil ve boyut olarak uyarlanabilmekte, bu birimlerin kompozisyon ve morfolojileri yapay olarak ayarlanabilmekte ve böylece elektromanyetik özellikleri tasarlanabilmektedir [5,17]. Bu özellikleri doğrultusunda metamalzemeler, optik alanındaki çalışmalara hızlı bir şekilde adapte olmuştur. Şekil 1.1’de de gösterildiği üzere birçok metamalzeme türü bulunmaktadır [18-21]. Güncel metamalzeme araştırmalarından biri de optik metamalzemelerdir. Bu metamalzeme türü optik frekanslar için uyarlanmış, elektromanyetik tepkiler sergileyen yapay yapılardır [22]. Hızlı bir şekilde büyüyen optik metamalzemeler konusu dalga boyundan daha küçük ayrıntıların optik görüntülenmesi [23,24], optik manyetizma [25] gibi önemli araştırma konularını ortaya çıkarmıştır. Literatürde optik metamalzemeler terimi fotonik metamalzemeler olarak da karşımıza çıkmaktadır [26-28]. Fotonik metamalzemeler optik cihazların işlevsel olarak tasarlanması adına devrimsel bir nitelik taşımaktadır.

Son zamanlarda gelişimini sürdürmekte olan fotonik metamalzeme araştırmaları nano boyutta görüntüleme, hesaplamalı elektromanyetik tasarım ve simülasyonlardaki ilerlemelerle zengin nano fabrikasyon tekniklerinin birleşimi doğrultusunda ilerlemektedir. Bu gelişmelerin çoğunun nedeni dalga boyundan daha küçük boyutlarda ışığın kontrol edilebilmesine duyulan ihtiyaçtır [29]. Işığın nano boyutlarda kontrol edilebilmesi, elektronik-optik entegre teknolojisindeki bant genişliği ve enerji kullanımı gibi temel sorunların üstesinden gelebilme olasılığı üzerine optik entegre devreler oluşturma fikrini ortaya koymaktadır [30]. Nano elektronik bileşenlerin boyutlarının küçültülmesindeki zorluklar nedeniyle daha yüksek işleme hızına erişebilmek adına yeni teknolojilere duyulan ihtiyaç gittikçe artmaktadır. Bilginin elektrik sinyalleri yerine optik sinyaller ile işlenmesi, optik iletişimin ve ışık-madde etkileşiminin çok hızlı olmasından dolayı bilgi işlem hızlarının mevcut hızlara göre yüzlerce kat artması konusunda umut vaat etmektedir [31,32]. Ancak geleneksel optik bileşenler mikroskobik yapılardır ve nano elektronik cihazlar kadar yoğun bir şekilde bir araya getirilemezler. Örneğin güncel bir bilgisayar işlemci çipi nano boyutta milyarlarca transistörden meydana gelir. Bu şekilde yüksek yoğunluklu bir istifleme, kırınım limitinden dolayı optik bileşenlerde mümkün değildir [33]. Daha kapsamlı bir şekilde ifade edecek olursak, nanofotonik alanı ışığı dalga boyundan küçük ölçekte manipüle etmek için yeni teknolojilerin geliştirilmesine katkı sağlayarak bu kırınım limitlerinin üstesinden gelmeyi amaçlar [30]. Anten minyatürizasyonu [34,35], optik algılama [36], dalga kılavuzları [37,38], nano boyutta foto litografi [39] ve fotonik entegre devreler [40]

gibi çeşitli alanlarda uygulamalar yapmaya izin veren bu alan, içinde bulunduğumuz yüzyıl itibariyle tamamen yeni bir konsept haline dönüşmüştür.



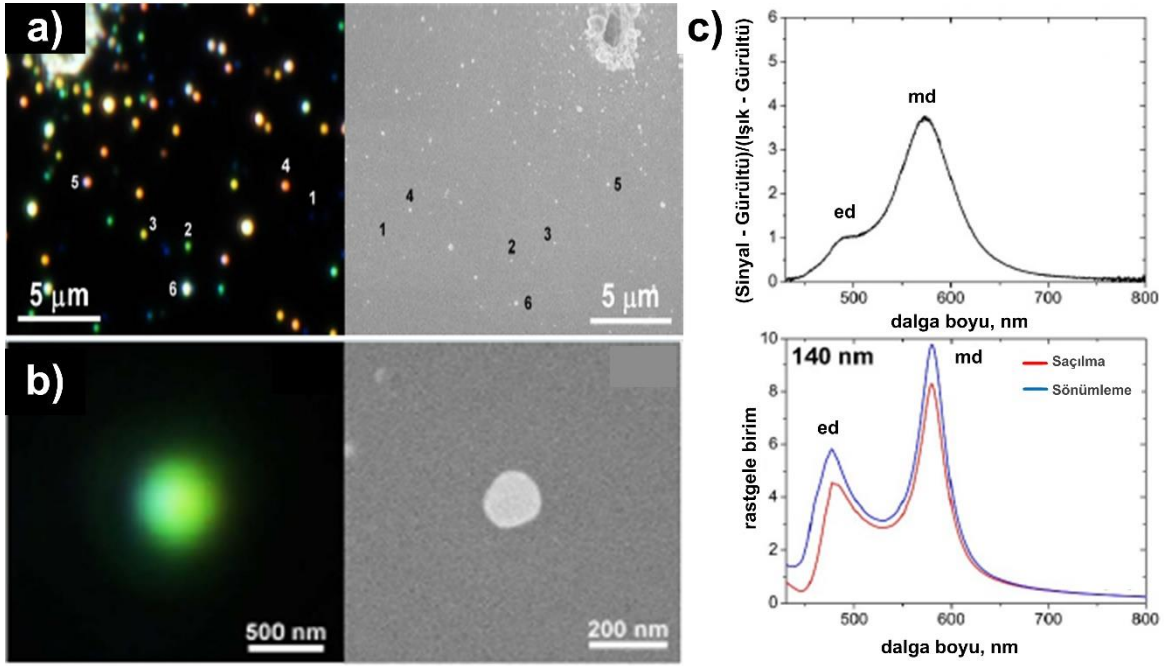
Şekil 1.2. Cihaz boyutu ve işlem hızı arasındaki karşılıklı ilişki [33]

Modern optikte foton alternatif bir bilgi taşıyıcısı olarak nitelendirilir, sahip olduğu dalga boyu ile karakterize edilir ve dalga boyundan daha küçük ölçekte yani nanometre boyutlarındaki nesnelere zayıf bir şekilde etkileşime girer [32]. Temel olarak bu durumun üstesinden gelme amacıyla nano ölçekte ışığın kontrolü ve manipülasyonunu araştırma yolunda nanofotonik biliminde önemli adımlar atılmıştır. Metallerdeki serbest elektronlar ile ışığın etkileşmesi temeline dayanan plazmonikler ışığı dalga boyunun altında hapsedme yeteneğine sahip olduklarından dolayı nanofotonik araştırma alanının temelini oluşturmaktadırlar [42,43]. Şekil 1.2'de çalışma hızı ve cihaz boyutları açısından yarı iletkenlerin (elektronik), yalıtkanların (fotonik) ve metallerin (plazmonik) farklı etki alanlarına sahip oldukları gösterilmektedir. Bu şekilde kesikli çizgiler, farklı teknolojilerin fiziksel sınırlamalarını gösterir. Yarı iletken elektroniğinin hızı, ısı üretimi ve ara bağlantı gecikme süresi sorunları nedeniyle yaklaşık 10 GHz ile sınırlıdır [33]. Dielektrik fotonik, temel kırınım yasalarıyla boyut olarak sınırlıdır. Bu sebeple plazmonikler, metalik nano parçacıkların sıra dışı optik özelliklerini ortaya koyarak son on yıldan fazla süredir nanofotonik alanında ilgi odağı olmuştur. Altın, gümüş gibi metallerden meydana gelen bu nano parçacıklar nano ölçekte çeşitli optik etkilerin artırılması, elektromanyetik alan



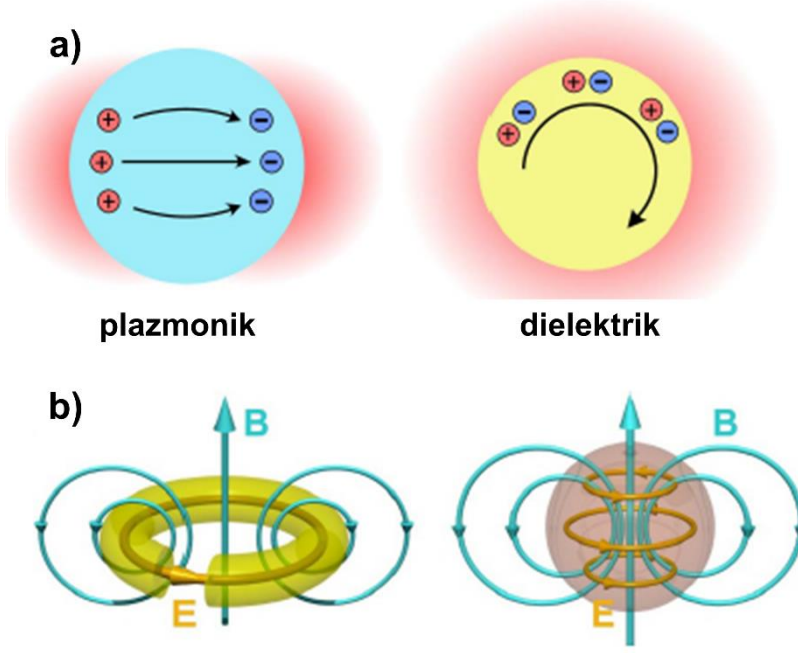
kuvvetlendirmesi ve elektromanyetik ışımanın olağandışı yöntemlerle manipülasyonu için fırsat sağlar [42].

Maxwell denklemlerinin kullanılması ile elektromanyetik bir dalganın, dielektrik-metal ortamlarının oluşturduğu bir ara yüzde yayılmasıyla yüzey plazmonlarının oluştuğu ortaya konmaktadır. Bir yüzey plazmonu ara yüz boyunca elektromanyetik dalga ile yayılan serbest elektron yoğunluğu salınımlarıdır. Metal nano parçacıkların olağanüstü optik özellikleri de bu yüzey plazmon rezonanslarının uyarılmasıyla elde edilir [32,41]. Yüzey plazmonları, plazmonik nanosensör [44], plazmonik lazer [45], nanoanten [46], fotovoltaiik cihazlar [47,48] gibi çeşitli uygulamalarda yer edinmiştir. Plazmonik nano parçacıklar tarafından bir elektrik alanın olağan dışı kuvvetlendirilmesi metallerin serbest elektron yanıtına dayanır. Küresel bir metal nano parçacığın içindeki serbest elektronların salınımı gelen ışığın frekansı ile eşleştiğinde, plazmonik rezonans kendini gösterir ve parçacık etrafında güçlü bir elektrik alan meydana gelir. Bununla birlikte, bu salınımlara hem bant içi (intraband) hem de bantlar arası (interband) geçişlerden kaynaklanan önemli optik kayıplar eşlik eder ve nihayetinde parçacığın ısınmasına neden olur [42]. Literatürde plazmonik yapılar için geliştirilen birçok alternatif konsept olsa da optik frekanslarda metallerin serbest elektron tepkisi ile ilişkili kayıplar nanooptik cihazlardaki verimi sınırlayan bir engel olarak görülmüştür. Bu sebeple optik frekanslarda plazmonik yapılardaki bu kayıpların giderilmesine yönelik araştırmalar yapılmaya başlanmış ve özel optik özellikler sunan nano yapıların gelişimi için alternatif bir rota sunan yüksek kırılma indisli dielektrikler nanofotonik alanında popüler hale gelmiştir.



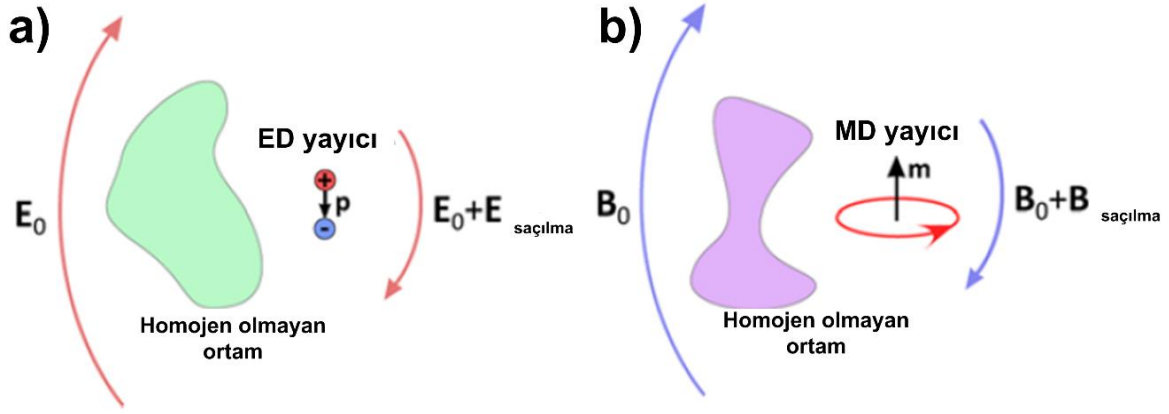
Şekil 1.3. a) Çeşitli boyutlardaki silikon nano parçacıkların karanlık alan ve taramalı elektron mikroskobu görüntüleri, b) 140 nm boyutundaki silikon nano parçacığın saçılım mikroskop görüntüsü, c) Mie tipi elektrik ve manyetik rezonanslarını destekleyen 140 nm boyutundaki küresel silikon parçacığın deneysel ve teorik saçılma tayfı [49]

Metaller yerine yüksek kırılma indisli dielektrikleri kullanmak için takip edilen birkaç esas strateji vardır. Bunlardan biri bu dielektrik parçacıkların içinde elektromanyetik alanın yüksek konsantrasyonunu sağlayarak alan yükseltmesi elde etmektir. Bu olayın temel noktasında ise yüksek kırılma indisine sahip dielektrik nano parçacıkların dalga boyundan küçük ölçekteki elektrik ve manyetik Mie tipi rezonanslarından yararlanma amacı vardır [50-56].  $\epsilon$  dielektrik geçirgenlik değerine sahip herhangi bir boyuttaki küresel bir parçacığın elektromanyetik yanıtı Mie teorisi ile tanımlanmaktadır [42,57]. Son yıllardaki teorik ve deneysel çalışmalarla yüksek kırılma indisli nano parçacıkların optik olarak indüklenmiş manyetik dipol (MD) saçılımı sergilediği kanıtlanmıştır [49,58]. Şekil 1.3a ve 1.3b’de odaklanmış bir femto saniye lazer ışını ile kesilmiş bir silisyum (Si) numunenin karanlık alan ve taramalı elektron mikroskobundaki görüntüleri verilmiştir. Küresel şekle sahip bu Si nano parçacıklarda gözlemlenen renkler, bu parçacıkların saçılma özelliklerinin Mie teorisi çerçevesinde incelenmesine izin vermektedir. Örnek olarak, Şekil 1.3c’de 140 nm boyutlarındaki Si nano parçacığın elektrik ve manyetik Mie tipi rezonanslarının elde edildiği spektrum verilmiştir.



Şekil 1.4. a) Plazmonik ve dielektrik nano parçacıklarda indüklenen akımların şematik gösterimi [42], b) Elektrik ve manyetik alanların sırasıyla metal ve yüksek kırılma indisli dielektrikteki dağılımlarının şematik gösterimi [49]

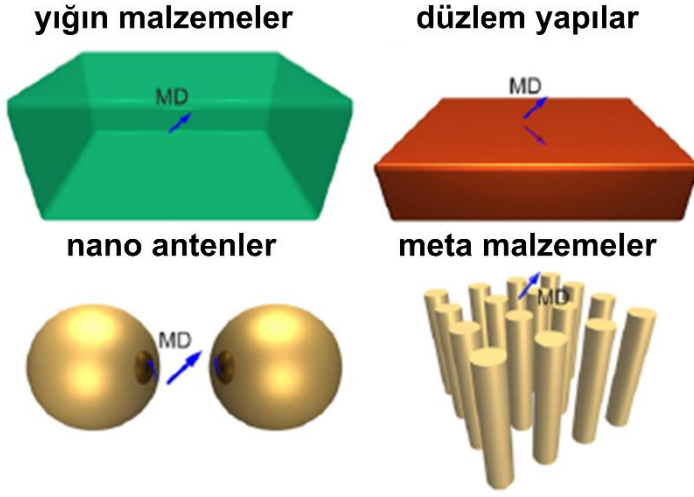
Plazmonik nano parçacıklardaki serbest elektron yanıtının aksine, yüksek kırılma indisine sahip nano parçacıkların optik rezonansları bağlı elektronların salınımlarından kaynaklanan yer değiştirme akımı sonucunda meydana gelir [50,51]. Şekil 1.4a'da plazmonik nano parçacıklarda meydana gelen iletim akımı ve dielektrik nano parçacıklarda oluşan yer değiştirme akımı gösterilmiştir. Optik frekanslarda metal nano parçacıklarda görülen serbest elektron yanıtı ile ilgili kayıplar yüksek kırılma indisli dielektriklerdeki yer değiştirme akımında görülmez [32]. Şekil 1.4b'de ise metal ve yüksek kırılma indisli yapılarda elektrik ve manyetik alan dağılımı şematize edilmiştir. Yüksek kırılma indisli dielektrik nano parçacıkların sahip olduğu düşük kayıplarla ışığı kontrol etme özelliği, birçok fotonik cihazda kullanılan metallerin yerini almasını sağlayan önemli bir faktör haline gelmesine neden olmuştur. Bu sayede oligomerler [59], nanoantenler [60,61], nano sensörler [62], nano laserler [63], dielektrik meta yüzeyler [64], yönlü saçılma [65], rezonant nano yapılar [66,67] gibi önemli uygulamalar literatürdeki yerlerini almıştır.



Şekil 1.5. a) Elektrik ve b) MD yayıcıların homojen olmayan bir çevre aracılığıyla spontane emisyon kuvvetlendirmesinin şematik gösterimi (ED: elektrik dipol, MD: manyetik dipol) [68]

Nanofotonğin bir diğer uygulaması da spontane emisyonu kullanarak nano boyutlarda ışık kaynaklarının gerçekleştirilmesidir [69]. Spontane emisyon, uyarılmış durumdaki atom, molekül ya da kuantum noktalarındaki dipol salınımları ile meydana gelebilir (Bkz. Şekil 1.5). Bu dipol salınımlar Purcell etkisi olarak bilinen bir fenomen ile kontrol edilebilmektedir. Bir kuantum kaynağın kendiliğinden emisyon gücünün çevre ile etkileşimi sonucu değişebileceğini ifade eden Purcell etkisi tanımı ise, E.M. Purcell'in 1946 yılında sunduğu çalışmaya dayanmaktadır [70]. Purcell'in spontane emisyonun kontrol edilebileceğini ifade etmesi kuantum fiziği ve nanofotonik alanlarında oldukça önemli bir yere sahip olmakla birlikte, yapılan ilk çalışmalar genel itibariyle elektrik dipol emisyonu üzerine yoğunlaşmıştır. Bunun nedeni ışık-madde etkileşimlerinde elektrik dipol kaynaklı saçılma gücünün MD kaynaklı saçılma gücüne oranının çok daha yüksek seviyede gerçekleşmesidir. Bu fark, manyetik geçirgenliğin optik rejimde yaklaşık olarak 1'e eşit olmasının da temel nedenidir [68]. Aynı zamanda bu fark optik frekanslarda manyetik alanın algılanması ve kontrol edilebilmesini güçleştirir. Bunun aksine nano ölçekteki yüksek kırılma indisli dielektrik parçacıkların ışık-madde etkileşimleri baskın olarak MD karakteristikli olduğundan, dielektrik tabanlı nano ışık kaynaklarını gerçeklemek için, MD karakteristikli kuantum ışık yayıcıların kullanılması gerekmektedir. Manyetik Purcell etkisi de bu ışık kaynaklarının sahip olduğu MD karakteristik sayesinde spontane emisyonun kendini gösterdiği olayı tanımlar. Bu durumun bir sonucu olarak ışığın MD karakteristikli kuantum ışık kaynakları ile güçlendirilmiş bir etkileşimini mümkün kılacaktır, ışığın manyetik doğasından tam manasıyla yararlanabilen, yüksek manyetik Purcell etkisine sahip yeni nano yapıların ve optik cihazların tasarlanması ihtiyacı doğmuştur. Nano fabrikasyon

tekniklerinin gelişmesi ve nadir toprak elementleriyle yapılan çalışmalar neticesinde manyetik Purcell etkisi araştırmaları ivme kazanmıştır [68,71]. Purcell etkisi optik alanında rezonant nano antenler [72], fotonik kristaller [73], hiperbolik metamalzemeler [74] gibi birçok uygulamada güçlendirilebilmiştir. Şekil 1.6'da ise manyetik Purcell etkisini güçlendiren çeşitli yapı örnekleri bulunmaktadır.



Şekil 1.6. Manyetik Purcell etkisini güçlendirmek için kullanılan çeşitli nanofotonik yapılar [68]

Modern iletişim ve haberleşme teknolojileri endüstrisi artık neredeyse tamamen yüksek hızlı bilgi işleme ve enerji verimliliğine bağlı hale gelmiştir. Çünkü her an yeni veriler meydana gelmekte ve bu veriler bir cihazdan diğerine aktarılmaktadır. Ayrıca bu verilerin depolanmasına da ihtiyaç duyulmaktadır [69]. CISCO'nun yayınladığı yıllık internet raporunda, 2018 yılında 3,9 milyar olan internet kullanıcılarının sayısı 2023 yılında 5,3 milyar kişi olarak öngörülmüştür. Aynı raporda sunulan bir diğer öngörü ise, ortalama mobil cihaz bağlanma hızının 2018 yılına kıyasla 13 kattan daha fazla artarak 2023 yılında 575 Mbps olacağı yönündedir. Ayrıca raporda 2018'de 45,9 Mbps olan küresel sabit geniş bant hızlarının 2023'e kadar 110,4 Mbps'ye ulaşacağı tahmin edilmektedir [75]. Bu ihtiyaçların giderilmesi ve daha yüksek veri aktarım hızlarına olan talebi desteklemek için, son teknoloji ürünü elektronik cihazların anahtarlama hızlarının üst sınırı nedeniyle yetenekleri yetersiz gelmektedir [68]. Bu doğrultuda elektronik-fotonik entegrasyonuna dayanan optik haberleşme teknolojisi söz konusu hale gelmiştir. Dünyanın önemli teknoloji şirketleri ve elektronik bileşen üreticileri de bu doğrultuda çalışmalar yürütmektedirler [40]. Işık ve fotonların bilgi ve enerji taşıyıcı iç özelliklerini tam olarak ortaya koymak ve ortam özelliklerini anlamak için nano ölçeklerde ışık-madde etkileşimi ve ışığın manipülasyonunu

ele alan fotonik ve nanofotonik bilim alanı ise yukarıda bahsedilen sorunların çözümüne yönelik potansiyel uygulamaları ortaya koymaktadır.

Yukarıda söz edilen öngörülerini gerçekleyebilmek amacıyla verinin optik olarak iletiminin yanında, optik olarak da çok yüksek hızlarda işlenebilmesi gereklidir. Bu bağlamda tamamiyle optik işlemcilerin somutlaştırılması ve yaygınlaşması önem arz etmektedir. Optik işlemcilerin somutlaştırılması için de elektronik işlemcilerde kullanılan birçok elemanın optik muadilinin ortaya konması gereklidir. Bu elemanlardan en önemlilerinden biri ise çok yüksek hızlarda anahtarlama yapabilen nano ışık kaynaklarıdır [69]. Literatürdeki çalışmalar incelendiğinde plazmoniklerin güçlü elektrik alan kuvvetlendirme sağlamaları nedeniyle uzun zamandır nanofotonik bilimini ileriye taşıyan bir çalışma alanı olduğu yadsınamaz bir gerçektir. Ancak optik iletişim için kullanılabilecek nanofotonik cihazlarda düşük kayıp ve yüksek verim vaat eden yüksek kırılma indisine sahip nano yapıların, güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisi sağlaması nedeniyle ışık-madde etkileşimini artırmada umut vaat ettiği görülmektedir. Bu tez çalışmasında da fotonik entegre devrelerde ve bu devrelerin dış haberleşmesinde kullanılmak üzere nano boyutlarda ve çok yüksek hızda anahtarlama yapabilen nano ışık kaynaklarının tamamen dielektrik nanofotonik rezonatörlerin manyetik Purcell etkisinden yararlanılarak tasarlanması amaçlanmıştır. Bu doğrultuda, tez kapsamında sunulan üç farklı nano yapının saçılma verimi karakteristikleri, manyetik yakın alan güçlendirme özellikleri ve manyetik Purcell etkisi performansları numerik olarak analiz edilmiştir.

## 2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

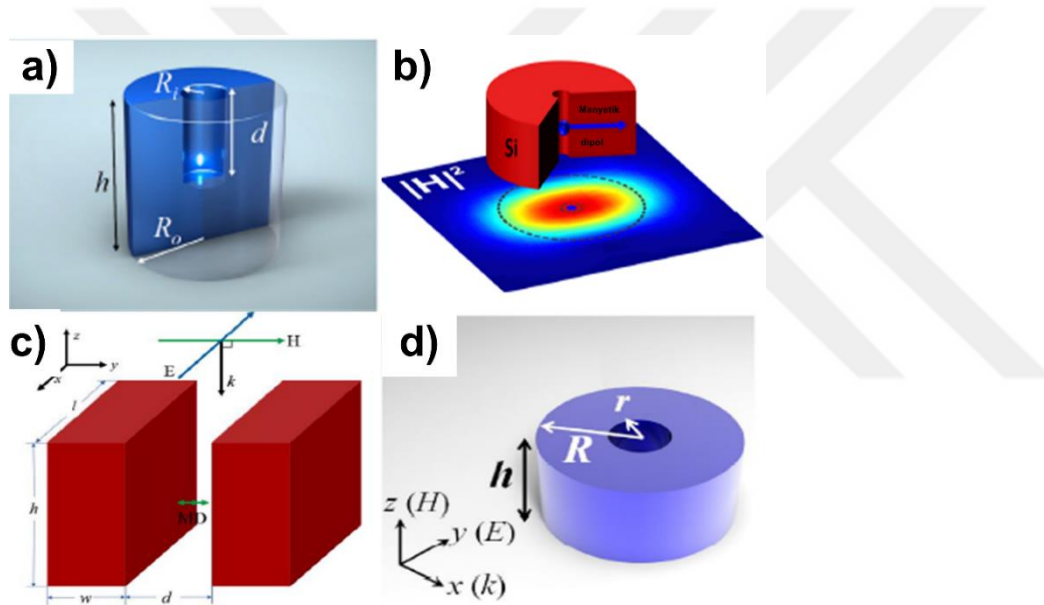
Geçmiş çalışmalarda Mie teorisine göre küresel ve silindirik parçacığın güçlü manyetik rezonanslara sahip olabileceğinden teorik olarak bahsedilmiştir [57]. Mie saçılma teorisi ile ilgili erken dönem çalışmalarında ise ana bir malzemeye gömülü metal ya da dielektrik yapıların optik özelliklerinin teorik olarak incelendiği Lewin'in çalışması karşımıza çıkmaktadır [76]. İlerleyen yıllarda dielektrik parçacıkların GHz, terahertz (THz) ve hatta yakın kızılötesi (NIR) spektral aralıklarında MD rezonanslarına sahip oldukları deneysel olarak gösterilmiştir. Örneğin; 2007 yılında Shuller ve ark. tarafından orta kızılötesi (MIR) frekans bölgesinde silisyum karbür (SiC) parçacıklar tarafından desteklenen elektrik ve manyetik rezonant modların elde edildiği dielektrik metamalzemeler üzerine teorik ve deneysel olarak çalışılmıştır [77]. Bununla beraber 2010 yılına gelindiğinde Evlyukhin ve arkadaşları nano boyuttaki küresel Si nano parçacık dizilerinden oluşan periyodik bir yapının görünür frekans aralığındaki optik davranışını teorik olarak ele almışlardır [78].

2012 yılında ise hem Kuznetsov ve arkadaşlarının hem de Evlyukhin ve arkadaşlarının yaptığı eş zamanlı sayılabilecek iki ayrı çalışmada ilk defa deneysel olarak görünür aralıkta çeşitli boyutlara sahip Si nano parçacıkların güçlü MD rezonanslarına sahip olduğu kanıtlanmıştır [49,58]. Bu çalışmaların yanı sıra Kerker-tipi enterferans, Fano-tipi enterferans gibi dielektrik nano parçacığın farklı rezonant modları arasındaki enterferanstan yararlanılıp saçılan ışığın yönlülüğünün kontrolü üzerine yapılan çalışmalar da mevcuttur [79,80].

Yüksek kırılma indisli nano parçacıkların geometrisinin ayarlanması ile elektrik ve MD rezonanslarının spektral konumlarını ayarlanmanın mümkün olduğu teorik ve deneysel olarak gösterilmiştir. Staude ve arkadaşlarının 2013 yılında yaptığı deneysel çalışma göstermektedir ki Si bir nanodisk yapının en-boy oranının değiştirilmesi ile elektrik ve MD rezonanslarının spektral olarak ayarlanabilmesi mümkündür [81]. Böylece küresel yapılardan farklı geometrilerin kullanılması ile ışık saçılma karakteristiğinin kontrolünde yeni bir bakış açısı elde edilmiştir. Si bir nanosilindir parçacığın optik rezonant özellikleri, ışığın polarizasyonu ve geliş açısının saçılma tayfına etkisi ise hem teorik hem de deneysel olarak 2014 yılında Evlyukhin ve ark. tarafından araştırılmıştır [82].



Van de Haar ve ark. 2016 yılında oyuklu dielektrik nanosilindirden meydana gelen bir nanorezonatör tasarımı önermiştir. Bu çalışmada silindir şeklindeki dielektrik nano yapının merkezine bir boşluğun yerleştirilmesi ile bu yapı tarafından desteklenen optik rezonanslar görünür spektral aralıkta sistematik olarak araştırılmıştır. Diğer bir deyişle, manyetik ve elektrik dipol rezonans dalga boyu ve bu modların spektral aralıklarının yapının iç yarıçapının, dış yarıçapının ve yüksekliğinin değiştirilmesi ile kontrol edilebileceği gösterilmiştir. Yapının ortasında bulunan oyukun boyutunun ise spektral aralığın düzenlenebilmesi açısından ek bir tasarım parametresi sağladığı belirtilmiştir. Bu avantajın elde edilmesinin ardından oyuklu nanodisk ya da nanosilindirik yapıların rezonant modlarına ilişkin birçok çalışma birbirini takip etmiştir [83].



Şekil 2.1. Mie tipi MD rezonanslarını destekleyen çeşitli geometri ve konfigürasyona sahip tamamen dielektrik nano yapı örnekleri: a) nanosilindir rezonatör [90], b) nano-donat rezonatör [89], c) nanokübik dimer rezonatör [94], d) nanodisk rezonatör [88]

Optik spektrumunda spontane emisyon plazmonik nanoburger yapı [84], metalik yüzeyler [71], diablo nanoanten [85] gibi yapılar ile ayarlanabilir ve kuvvetlendirilebilir. Ancak metallerin optik aralıkta, özellikle görünür frekans bölgesindeki yüksek soğurma ve düşük kuantum verimi bu yapılarda dezavantaja neden olur. Alternatif olarak Mie tipi MD modlarını destekleyen yüksek kırılma indisli dielektrik nano yapılar spontane emisyonu güçlendirmek için optik frekans aralığında kullanılabilir. Bu bağlamda Si, germanyum (Ge) gibi tamamen dielektrik malzemelerin kullanıldığı MD rezonanslarını destekleyen farklı geometri ve konfigürasyonda manyetik Purcell etkisinin araştırıldığı birçok nano yapı sunulmuştur. Plazmonik nano parçacıkların kullanıldığı nanoanten yapılarıdaki Purcell etkisi bu yapıların



elektrik yanıtına bağılyken, manyetik Purcell etkisinin güçlendirilmesi için manyetik rezonansların desteklenmesi gerekmektedir. Sözelimi bu çalışmalardan biri olarak Feng ve arkadaşlarının 2011 yılında önerdikleri manyetik plazmonik nanoanteni örnek olarak verebiliriz. Karesel şekildeki iki altın parça ve bu parçaların arasında bulunan cam katman yapısı ile nanoburger adı verilen bu plazmonik yapıda 1550 nm'de MD rezonansın gözlemlendiğı ve bu dalga boyunda manyetik Purcell etkisinin 2000 kat güçlendirildiğı ifade edilmiştir. Bu teorik çalışma literatürde güçlendirilmiş Purcell etkisini sunan ilk metal-dielektrik hibrit anten özelliğı ile öne çıkmaktadır [84].

Mivelle ve ark. tarafından 2012 yılında önerilen alüminyum (Al) malzemedan yapılmış farklı konfigürasyonlardaki diablo nanoantennelerde Purcell etkisi incelenmiştir. (Söz konusu makalede Purcell etkisi yerine toplam bozunma oranı ifadesi kullanılmaktadır.) MD kaynak ile etkileşimi teorik olarak incelenen yapının diablo antenlerin bozunma oranı kuvvetlendirme değeri 1550 nm'de 3000 olarak elde edilmiştir [85]. 2013 yılında ise Hein ve Glessen'in sunduğı çalışmada plazmonik ayrık halka rezonatörün MD emisyonu araştırılmıştır. Plazmonik ayrık halka rezonatörlerin temel rezonansları NIR aralıkta MD momente sahip olduğı için çalışma frekansı 100-300 THz aralığı tercih edilmiştir. 165 THz rezonans frekansında altın (Au) malzemedan meydana gelen yapının manyetik Purcell çarpanı yaklaşık olarak  $10^2$  ila  $10^3$  mertebelerindedir [86]. Zaman içerisinde gelişim gösteren fabrikasyon teknikleriyle birlikte öropiyum ( $\text{Eu}^{3+}$ ) gibi nadir toprak elementlerin spontane emisyonu ile ilgili çalışmalar da literatüre kazandırılmıştır. Bu bağlamda manyetik yanıtı sahip bir plazmonik rezonant yapı tarafından güçlendirilen manyetik dipol emisyonu üzerine yürütölen çalışma 2015 yılında Hussain ve arkadaşları tarafından sunulmuştur [87].

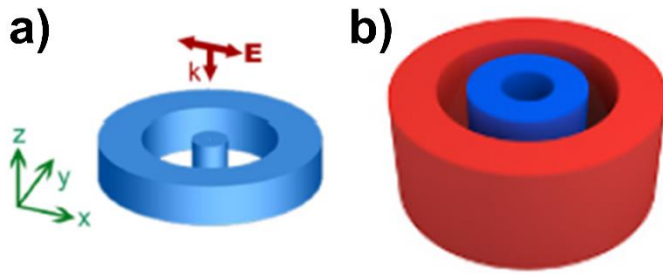
Daha evvel de bahsettiğimiz gibi yapay manyetizma özelliğı gösteren plazmonik cihazlar optik rejimde, bilhassa görünür aralıkta, güçlü kayıplara sahiptirler. Bu durum pratik uygulamaları kısıtlayan bir faktördür. Bu durumun üstesinden gelmek adına görünür ve yakın kızılötesi (NIR) dalga boyu aralıklarında manyetik Purcell etkisini yükselten yüksek kırılma indisli tamamen dielektrik nano yapılarla ilgili literatüre kazandırılmış birçok çalışma bulunmaktadır. Bununla ilişkili olarak öncelikle Feng ve ark. tarafından 2016 yılında oyuklu bir Si nanodiskinin görünür spektral aralıkta güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisinin araştırıldığı çalışmadan bahsedebiliriz. Sunulan bu çalışmada oyuklu Si nanodiskinin optik olarak indüklenmiş MD modu 590 nm'de rezonans özelliğı sergilemiştir. MD rezonans dalga boyunda manyetik alan kuvvetlendirme oranı yapı merkezinde 19 kat daha fazla elde

edilmiştir. Çalışmada yapının manyetik Purcell çarpanı 300 kat elde edilirken, kuantum verimi %80 olarak elde edilmiştir. Buna ek olarak, rezonatör geometrisinin de Purcell çarpanına etkisi araştırılmıştır [88].

Li ve ark. 2017 yılında nano-donat adını verdikleri Si nanosilindir yapıyı sunmuşlardır. Görünür spektral aralıkta inceledikleri bu yapı güçlü Mie tipi MD rezonans özelliği sergilemektedir. Saçılma verimi grafiğine göre 750 nm'de MD rezonans ve daha zayıf olarak 650 nm'de elektrik dipol rezonans özelliği göstermiştir. Bu yapı aynı zamanda MD rezonansın olduğu dalga boyu olan 750 nm'de güçlü manyetik yakın alan kuvvetlendirme özelliği göstermektedir. Manyetik Purcell etkisi ise yine aynı dalga boyunda 335 seviyesine dek ulaşmaktadır [89]. Yine 2017 yılında Feng ve ark. görünür spektral aralıkta inceledikleri Si nanoboşluk (nanokavite) yapıda tamamen dielektrik bir nano yapının spontane emisyon oranı araştırılmıştır. İzotropik manyetik Purcell etkisi kavramı ile sundukları bu çalışmada, bu kavramı kullanmalarının nedeni dipol yayıcının oryantasyonundan bağımsız olarak elde edilen güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisidir. Burada bir dalga boyunda yatay ve dikey olarak konumlandırılmış iki MD yayıcının Purcell çarpanı değerinin aynı olması durumunda, yayıcıların diğer tüm oryantasyon koşullarında aynı Purcell etkisine sahip olacağı ifade edilmiştir. Sunulan çalışmada bütün dipol yayıcı oryantasyonlarında elde edilen manyetik Purcell çarpanı 300 olarak elde edildiği belirtilmiştir. Yapıya ait kuantum verimi de araştırılmış ve %85 civarında elde edilmiştir [90]. İzotropik manyetik Purcell etkisi konsepti tek bir dalga boyunda çalışmaktadır. Ancak Yang ve arkadaşlarının 2019'da önerdikleri Si oyuklu nano yapıda, gelişigüzel polarizasyona sahip MD yayıcıların izotropik manyetik Purcell etkisinin daha geniş bir spektrumda elde edilebileceği gösterilmiştir. Görünür spektral aralıkta incelenen bu yapıda, güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisinin yapının en-boy oranı ve oyukun boyutunun değiştirilmesiyle ayarlanabileceği de parametrik olarak gösterilmiştir. Bu değişkenlerin ayarlanması ile Purcell çarpanı 200-395 arasında değişiklik göstermektedir. Farklı MD yayıcı polarizasyonlarında yapının kuantum verimi %95 olarak elde edildiği gösterilmiştir [91]. Bu çalışmaların yanı sıra literatürde Si nanodimer yapıların manyetik alanı güçlendirdiğini gösteren çalışmalar da bulunmaktadır [92,93]. Bu çalışmalardan yola çıkarak görünür spektral aralıkta nanokübik dimerlerin manyetik Purcell çarpanı üzerindeki etkisine dair çok fazla bilginin olmadığı iddiasıyla 2018 yılında Liang ve ark. bir çalışma sunmuştur. Önerilen Si nanokübik dimer yapının MD ile etkileşiminin incelendiği bu çalışmada, dipol yayıcının manyetik Purcell etkisi 262 kat

güçlendirilmiştir. Deneysel olarak elde edilen değerlerin teorik olarak elde edilen sonuçları desteklediği de ifade edilmiştir [94].

Tamamen dielektrik malzemelerin kullanıldığı, manyetik Purcell etkisini güçlendirme çalışmalarının çoğu görünür aralıktaki araştırmalara odaklanmıştır. Bununla ilişkili olarak Aslan'ın 2021 yılında sunduğu çalışmada Ge oyuklu nanosilindir yapının NIR tayfında manyetik Purcell etkisi araştırılmıştır. Önerilen Ge nanosilindirin 1820 nm'de MD rezonansa sahip olduğu ve yapının ortasındaki oyukta manyetik alan kuvvetlendirmenin yüksek seviyede elde edildiği belirtilmektedir. Ayrıca bu çalışma, 666 kat olarak elde edilen manyetik Purcell çarpanı ve %100'e yakın kuantum verimi ile NIR aralıkta sunulan nanorezonatörler arasında öne çıkmaktadır [95].



Şekil 2.2. Güçlü manyetik alan güçlendirme ve Purcell etkisi gözlemlenen nano kompozit yapı örnekleri a) galyum fosfit oyuklu nanodisk-nano halka yapı [96], b) silikon nanodisk-germanyum nano halka rezonatör [99]

Daha önce de belirttiğimiz gibi farklı malzeme ve konfigürasyonlara sahip nano yapılar ile elektrik ve manyetik alan kuvvetlendirilebilir. Son zamanlarda sunulan çalışmalarda ise nanodisk-nanohalka kompozisyonlarının tasarlanmasıyla alan kuvvetlendirmelerinin elde edildiği görülmektedir (Bkz. Şekil 2.2). Söz konusu bu yapılardan biri 2018 yılında Deng, Yang ve He grubunun önerdiği plazmonik nanoanten-dielektrik nano boşluk kompozisyonudur. Bu teorik çalışma ile yüksek elektrik alan kuvvetlendirmenin, altın nano çubuk ve iç içe geçmiş galyum fosfit (GaP) nano halka yapı kombinasyonu ile sağlanabileceği belirtilmiştir [96]. Benzer şekilde Yang, Zhao ve He 2017 yılında eş merkezli tamamen dielektrik oyuklu nanodisk ve ring iş birliğine dayanan bir tasarım önerilmiştir. Bu yapıda teorik olarak dielektrik yapılar arasındaki manyetik ışımali bağlaşım ile manyetik alan güçlendirmesinin sağlanabileceği gösterilmiştir. Bu kompozit yapılar doğrultusunda da manyetik Purcell etkisinin araştırıldığı tamamen dielektrik nanodisk-halka rezonatörler literatüre kazandırılmıştır [97]. Örneğin; 2020 yılında Yang, Zhu ve Dai

araştırma grubu tarafından kompozit disk-halka yapıların manyetik dipol rezonanslarının bağlaşımı ile güçlü manyetik alan kuvvetlendirme sağlayan bir nanoyapı sunulmuştur. 500-800 nm arasında incelenen eş merkezli oyuk Si nanodisk-nanohalka yapıların saçılma davranışı önce ayrı ayrı analiz edilmiş daha sonra kompozit yapının saçılma davranışı gözlemlenmiştir. Kompozit yapının 668 nm'de MD rezonansa girdiği ve bu rezonansa yaklaşık manyetik Purcell etkisinin 500 kat güçlendirilebileceği ifade edilmiştir. Purcell etkisinin değişkenlere bağımlılığı üzerine yapılan analizlerde ise manyetik Purcell etkisinin 700 kata dek ulaşabildiği belirtilmiştir [98]. Bununla birlikte 2021 yılında Aslan'ın sunduğu tamamen dielektrik oyuklu Si-Ge kompozisyonundan meydana gelen nano yapıda da manyetik Purcell etkisi numerik olarak araştırılmıştır. Yapıya ait saçılma davranışı incelendiğinde oyuklu Si rezonatörün görünür aralıkta 670 nm'de, Ge halka rezonatörün ise yakın kızılötesi (NIR) aralıkta 2243 nm'de Mie tipi MD rezonans moduna sahip olduğu görülmektedir. Rezonatörlerin hem ayrı ayrı hem de iç içe geçmiş konfigürasyonlarının manyetik Purcell çarpan değerleri de sunulmuştur. Önerilen bu yapının tamamen dielektrik tabanlı olması ve ayarlanabilir çift-bant manyetik rezonans özelliği sergilemesi katkılarıyla hem görünür aralıkta hem de NIR aralıktaki uygulamalar için yeni fırsatlar sunabileceği belirtilmiştir [99].

### 3. TEMEL TANIMLAR VE TEORİK ALTYAPI

Maddelerin ışığı iletme, yansıtma ya da soğurma gibi özellikleri her bir maddede farklı yollarla gerçekleşir. Bu özellikler maddeyi oluşturan malzemelerin temel optik sabitleri üzerinden belirlenmektedir. Optik bir metamalzeme tasarlanacağı zaman, tasarımda kullanılacak metal, dielektrik gibi malzemelerin fiziksel ve optik özelliklerini göz önünde bulundurmak gereklidir. Bu bölümde, tez çalışması kapsamında tasarlanan yüksek kırılma indisli tamamen dielektrik parçacıkların ışık ile etkileşiminin teorik alt yapısı sunulacaktır.

#### 3.1. Maxwell Denklemleri

Elektromanyetik dalgaların parçacıklar tarafından soğurulma ve saçılma özelliklerini anlamak ve bir dielektrik ile ışığın etkileşiminin altında yatan fiziksel arka planını kavramak için bütün klasik elektromanyetik fenomenleri tanımlayan Maxwell denklemlerini ele almak gerekir. Elektromanyetik çalışmaların temelini oluşturan Maxwell denklemleri şu şekildedir:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.4)$$

Burada  $\mathbf{E}$  ve  $\mathbf{H}$  nicelikleri sırasıyla elektrik ve manyetik alan vektörleridir.  $\mathbf{D}$  ve  $\mathbf{B}$  nicelikleri ise sırasıyla elektrik ve manyetik akı yoğunluklarıdır. Elektrik ve manyetik akı yoğunlukları  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$  alan vektörleri  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  ile yapısal olarak ilişkilidir. Aralarındaki bu bağıntı boş uzayda şu şekildedir:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (3.6)$$

Bu eşitliklerde ise  $\varepsilon_0$  ve  $\mu_0$  sırasıyla boş uzayın dielektrik ve manyetik geçirgenliğidir. Bu yapısal eşitliklerin homojen, yön bağımsız dielektrik ve manyetik malzemeler için basit bir ifadesi

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (3.7)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu} \quad (3.8)$$

olur ve bu form genellikle düşük frekanslarda geçerlidir.  $\varepsilon$  ve  $\mu$  malzemenin elektrik ve manyetik hassasiyeti ile de bağlantılıdır.

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \quad (3.9)$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \quad (3.10)$$

$\chi_e$  ve  $\chi_m$  sırasıyla malzemenin elektrik ve manyetik hassasiyetidir. Bu durumda

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0(1 + \chi_e)\mathbf{E} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \varepsilon_0\chi_e\mathbf{E} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (3.11)$$

olacak şekilde Eş. 3.7'yi yeniden yazabiliriz. Malzemenin dielektrik polarizasyonunu ifade eden  $\mathbf{P}$  niceliği birim hacim başına düşen ortalama elektrik dipol momentini verir. Manyetik bir malzemede ise,

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{H} = \mu_0\mathbf{H} + \mu_0\chi_m\mathbf{H} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (3.12)$$

olur. Manyetizasyon  $\mathbf{M}$  birim hacim başına düşen ortalama MD momentini ifade eder. Bir malzemenin bağlı elektrik geçirgenliği, bağlı manyetik geçirgenliği ve kırılma indisi şu eşitliklerle tanımlanır:

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \chi_e \quad (3.13)$$

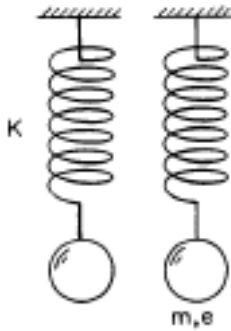
$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi_m \quad (3.14)$$

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (3.15)$$

Işık ve madde arasındaki etkileşimlerle ilgili çalışmalar temel olarak Eş. 3.11 ve Eş. 3.12'de ifade edilen yapısal bağlantıların, uygun sınır koşulları çerçevesinde kullanılmasıyla Maxwell denklemlerinin çözümünün elde edilmesine dayanmaktadır [100].

### 3.2. Lorentz Dielektrik Modeli

Bir malzemenin dielektrik özellikleri için basit bir model, uygulanan bir elektrik alanının varlığında bağlı bir elektronun hareketi göz önünde bulundurularak elde edilir. Lorentz modeli olarak ifade edilen bu teoride, elektron hareketi uygulanan elektromanyetik alanların itici kuvvetine maruz kalan basit harmonik osilatörler, yani yaylar olarak ele alınmıştır.



Şekil 3.1. Lorentz modelinde kullanılan yay-kütle osilasyonu benzetimi [101]

Lorentz modeline göre, Şekil 3.1’de de gösterildiği üzere  $m$  kütleli ve  $e$  yüklü bir osilatöre,  $k$  yay sabiti durumunda  $kx$  dengeleyici kuvvet,  $\gamma\dot{x}$  sönümlenme kuvveti ve itici kuvvet  $\mathbf{E}$  elektrik alan etki etmektedir. Elektrik alan pozitif yüklü atom çekirdeğinden elektron ayırmaya çalıştığı için bir elektrik dipolü meydana getirir Malzemenin hacmi üzerindeki bu ortalama dipol momentini birim hacim başına düşen bir makroskopik dipol momentine sebep olur. Bu şekilde bir osilatörün hareket denklemini

$$e\mathbf{E} = m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} + kx \quad (3.16)$$

olarak ifade edilir. Burada  $\dot{x} = dx/dt$  olmakla birlikte, elektrik alanın  $x$  yönünde olduğu ve elektronun çekirdeğe bağlanmasından dolayı yay benzeri bir dengeleyici kuvvet olduğu varsayılmıştır. Eş. 3.16’da yay sabiti  $k$ ,  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  ilişkisinden dolayı yayın rezonans frekansı ile ilgilidir.  $k = m\omega_0^2$  dersek

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2x = (e/m)\mathbf{E} \quad (3.17)$$

şeklinde (3.16)’daki eşitliği yeniden yazabiliriz.  $\omega_0 = 0$  limiti, bağlı olmayan elektronlara karşılık gelir ve iyi iletkenleri tanımlar. Sürtünme terimi olarak ifade edilen  $\gamma\dot{x}$  elektronu yavaşlatan çarpışmalardan kaynaklanır.  $\gamma$  katsayısı birim zaman başına düşen çarpışma

oranının bir ölçüsüdür.  $\omega_0$  ve  $\gamma$  değerleri üzerinden dielektrikler, iletkenler ve plazma malzemeler için basit bir model tanımlanabilir. Dielektrik malzemelerde  $\omega_0 \neq 0$ ,  $\gamma \neq 0$ 'dır.

Uygulanan elektrik alan  $\mathbf{E}$  zaman bağımlı olabilir ve bu durumda  $\omega$  frekansına sahip bir sinüzoidal elektrik alan  $E(t) = \mathbf{E}e^{j\omega t}$  olduğunu varsayarsak, Eş. 3.17'nin çözümü olarak  $x(t) = xe^{j\omega t}$  yazıldığında

$$-\omega^2 x + j\omega\gamma x + \omega_0^2 x = (e/m)\mathbf{E} \quad (3.18)$$

sağlanması gerekir. Problemin çözümü ise

$$x = \frac{(e/m)\mathbf{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \quad (3.19)$$

olarak bulunur. Eş. 3.19'dan birim hacim başına düşen polarizasyon  $\mathbf{P}$  bulunabilir. Birim hacim başına  $\mathcal{N}$  tane dipol olduğunu varsayarsak, tek bir elektrik dipol momentini  $p = ex$  olur. Böylelikle

$$\mathbf{P} = \mathcal{N}p = \mathcal{N}ex = \frac{(\mathcal{N}e^2/m)\mathbf{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \equiv \epsilon_0\chi(\omega)\mathbf{E} \quad (3.20)$$

ifadesi birim hacim başına polarizasyonunu verir. Optik frekanslarda elektrik alan salınımı, atomdaki bağlı yükler ya da moleküllerin zaman içinde elektrik alanı takip edemeyecekleri kadar hızlı gerçekleşir. Sonuç olarak, Eş. 3.11 optik aralıkta yüksek frekanslarda zaman domeninde geçerli olmaz. Bu sebeple, ortamın  $t$  zamanında  $D(t)$  ile tanımlanan elektromanyetik yanıtı sadece o andaki  $\mathbf{E}$ 'ye bağlı olmaz. Aynı zamanda geçmiş zamandaki  $\mathbf{E}$  değerlerine de bağlıdır. Bu doğrultuda zaman operatörlerini de kapsayan bir ifade ile Eş. 3.11'i yeniden aşağıda belirtilen şekilde yazmamız gerekir:

$$D(t) = \epsilon_0 E(t) + \epsilon_0 \cdot \int_{-\infty}^t \chi_e(t - \tau) E(\tau) d\tau \quad (3.21)$$

Malzemenin bulunduğu ortam doğrusal olduğu kabul edildiği sürece  $\mathbf{D}$  ve  $\mathbf{E}$  arasındaki yapısal bağlantı frekans domeninde de orantısallığını sürdürür. Böylece

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 (1 + \chi(\omega)) \mathbf{E} \equiv \epsilon(\omega) \mathbf{E} \quad (3.22)$$



şeklinde kompleks bir sonuç elde ederiz. Bu eşitlikte  $\epsilon(\omega)$  olarak ifade edilen etkin geçirgenlik ise

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \frac{Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_0\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \quad (3.23)$$

olarak elde edilmiş olur. Eş. 3.22'deki model bir Lorentz dielektrik olarak tanımlanır. Burada  $\omega_p$  malzemenin plazma frekansıdır ve  $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}$  ile tanımlanır. Plazma frekansı, elektronların denge konumları etrafında salınım yaptığı frekanstır. Bu modelde bir dielektrik malzeme için  $\omega_0 \neq 0$  kabul etmiştik. Denklemden  $\omega = 0$  yazarak nominal dielektrik sabitini bulabiliriz.

$$\epsilon(0) = \epsilon_0 + \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \quad (3.24)$$

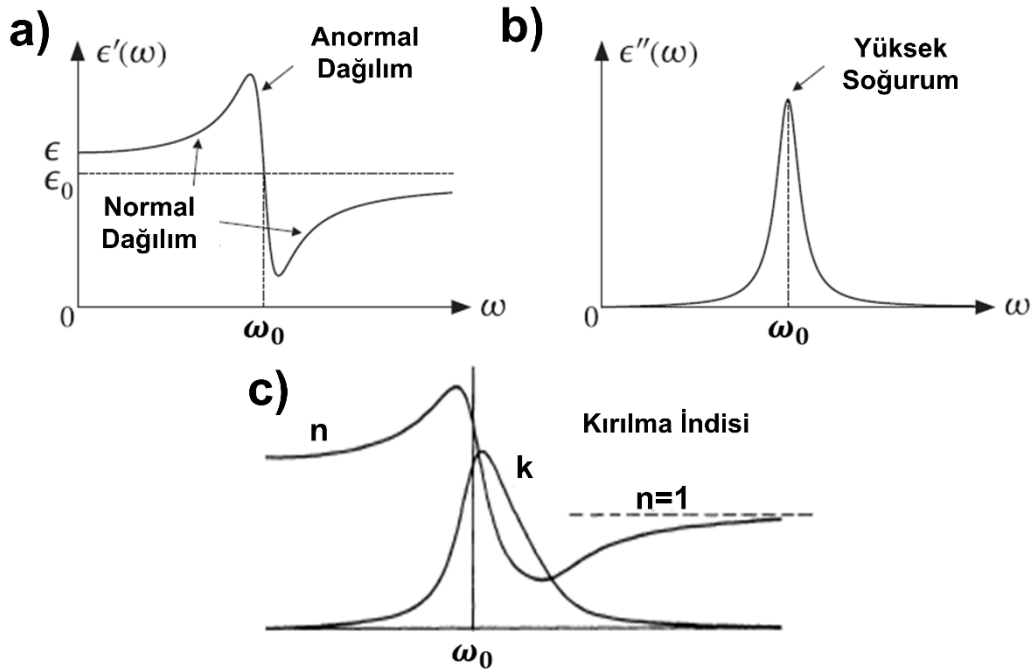
Eş. 3.23'te elde ettiğimiz  $\epsilon(\omega)$ 'nın reel ve sanal kısımları malzemenin kırılma ve soğurma özelliklerini belirler ve Eş. 3.26 ve Eş. 3.27'deki gibi ifade edilir.

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega) \quad (3.25)$$

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_0\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad (3.26)$$

$$\epsilon''(\omega) = \frac{\epsilon_0\omega_p^2\omega\gamma}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad (3.27)$$

Etkin geçirgenlik  $\epsilon(\omega)$  bir rezonans etrafında Lorentz çizgi şekli özelliği sergiler. Şekil 3.2a ve 3.2b'de ise etkin geçirgenlik  $\epsilon(\omega)$ 'nın sırasıyla gerçel ve sanal kısımlarının frekans bağımlılığı gösterilmiştir. Şekilde belirtilen normal dağılım terimi, rezonans frekansının her iki yanında  $\epsilon'(\omega)$ 'nın frekans ile birlikte arttığı durumu ifade eder. Ancak şekli incelediğimizde, rezonans frekansı  $\omega_0$  etrafında  $\epsilon'(\omega)$ 'nın olağandışı bir davranış sergilediği görülür ve frekansın artmasıyla birlikte daha düşük değerlere inmektedir. Anormal dağılım olarak ifade edilen bu durum, ışığın neredeyse iletilmediği yüksek soğurma bölgelerinde meydana gelir [100].



Şekil 3.2. Etkin geçirgenliğin a) gerçel b) sanal kısımlarının frekans bağımlılığı, c) kırılma indisinin frekans bağımlılığı [100,101]

Elektromanyetikte bir malzemenin optik özelliklerini tanımlamak için sıklıkla kullanılan iki tanım mevcuttur. Aralarındaki ilişkinin birbirinden bağımsız olmadığı bu iki nicelikten biri Lorentz modeli ile elde ettiğimiz kompleks dielektrik fonksiyonu iken diğeri kompleks kırılma indisidir. Literatürde notasyon olarak zaman bağımlı  $e^{j\omega t}$  koşul tercih edildiğinde kompleks dielektrik fonksiyonu  $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega)$ , kompleks kırılma indisi ise  $n(\omega) = n'(\omega) - jn''(\omega)$  şeklinde karşımıza çıkabilmektedir. Bunun yanı sıra  $N = n + ik$  notasyonu da kullanılmaktadır. Kompleks dielektrik fonksiyonu ve kompleks kırılma indisi arasındaki ilişki ortamın manyetik olmadığı ( $\mu = \mu_0$ ) varsayılarak

$$\epsilon' = (n')^2 - (n'')^2 \quad (3.28)$$

$$\epsilon'' = 2n'n'' \quad (3.29)$$

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + \epsilon'}{2}} \quad (3.30)$$

$$k = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon'}{2}} \quad (3.31)$$

şeklinde ifade edilebilir. Literatürdeki birçok kitap ve yayında kompleks kırılma indisinin gerçel kısmından yalnızca kırılma indisi olarak bahsedilirken sanal kısmı soğurum indisi

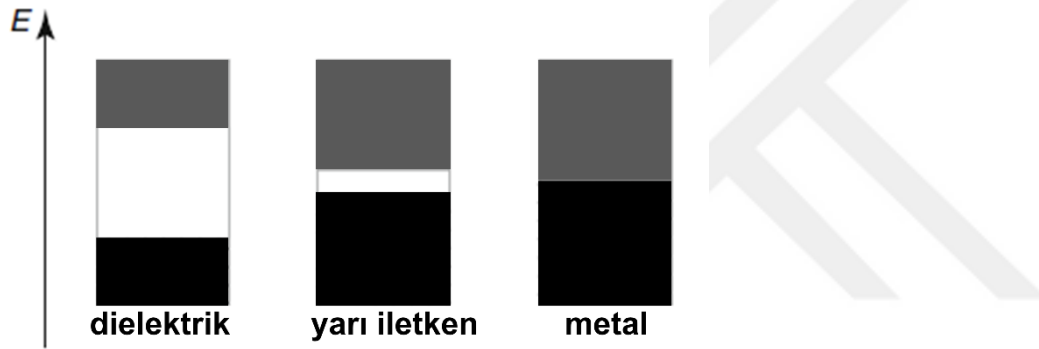
şeklinde belirtilmektedir. Yukarıda da belirttiğimiz gibi aralarındaki ilişkinin bağımsız olmadığı kompleks dielektrik fonksiyonu ve kompleks kırılma indisinin frekans bağımlılık grafiği de benzerlik göstermektedir. Şekil 3.2c’de  $n$  ve  $k$ ’nın frekans bağımlılık grafiği incelendiğinde de bu durum açık bir şekilde görülmektedir.  $\epsilon(\omega)$ ’dan farklı olarak,  $n$  kırılma indisinin eğrisi negatif bir değerden kurtulmak için dikey doğrultuda yükseltilmiş şekildedir [101].

Maddenin iç optik özelliklerini tanımlayan optik sabitler ( $n$ ,  $k$ ) ve ( $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$ ) ile ilgili çalışmalarda hangi niceliğin kullanılacağı çalışma amacı doğrultusunda değişkenlik gösterebilir. Örnek vermek gerekirse, optik etkilerden sorumlu mikroskobik mekanizmalarda kompleks dielektrik fonksiyonu  $\epsilon'$  ve  $\epsilon''$  nicelikleri kullanmak daha uygun bir tercihtir. Bir ortamda ya da malzemede düzlem dalgaların faz hızı ve sönmünebilirliği kompleks kırılma indisi ile ilişkilendirildiğinden dolayı dalga propagasyonu ile ilgili çalışmalarda ise  $n$  ve  $k$  tercih edilir. Plaka ya da düzlem gibi ara yüzlerde meydana gelen yansıma, iletim gibi elektromanyetik olaylar kompleks kırılma indisi ile kolay bir şekilde tanımlanabilir. Dalga boyuna kıyasla daha küçük parçacıklar tarafından soğurum ya da saçılım özellikleri incelenmek istendiğinde ise denklemlerde kompleks dielektrik fonksiyonunun kullanılması yöntem olarak tercih edilir [101].

### 3.3. Dielektrik, Yarı İletken ve Metal Malzemelerin Optik Özellikleri

İletkenler ve iletken olmayan maddelerin optik özellikleri arasında kayda değer farklılıklar vardır. Bu bağlamda Şekil 3.3’te tipik bir dielektrik, yarı iletken ve metal malzemenin basit bir enerji diyagramı sunulmuştur. Bu şekilde siyah renkli alan değerlik bandını (valance band), gri alan iletim bandını (conduction band), bu iki bant arasındaki beyaz renkli bölge ise bant aralığını (band gap) ifade etmektedir. Değerlik bandı çoğunlukla elektronlar tarafından doldurulmuş yakın aralıklı katmanlardır. İletim bandı ise, çoğunlukla boş olan daha yüksek enerjilerdeki elektronik katmanları ifade etmektedir. Katı bir maddenin sahip olduğu yüksek sayıdaki elektronlarından dolayı elektronların bulunabileceği sürekli enerji katmanları mevcuttur. Bu enerji seviyeleri bantlar halinde gruplara ayrılmaktadır ve eğer tamamen dolu ya da tamamen boş enerji bantları arasında yasak bir enerji bandı, diğer bir deyişle enerji bant aralığı varsa söz konusu malzeme yalıtkan ya da yarı iletkenidir. Ancak eğer tamamen dolmamış bir elektron enerji bandı var ise veya boş bir enerji bandı ile dolu bir enerji bandı seviye olarak örtüşüyorsa malzeme metaldir. Bu sayede enerji dağılımının

en üstünde bulunan serbest elektronların, kullanılmayan komşu enerji seviyelerine doğru bir elektrik alan tarafından uyarılmasıyla bir iletim akımı (conduction current) meydana gelir. Aynı bant enerjisine sahip bu boş elektron seviyelerinin mevcudiyeti, düşük enerjili fotonların soğurulması için bir mekanizma sağlar. Bu olay bant içi soğurma (intraband absorption) olarak adlandırılır. İletken olmayan malzemelerde ise soğurma, yani bantlar arası soğurma (interband absorption), sadece bant aralığından daha fazla enerjiye sahip fotonlar için meydana gelir. Aynı zamanda bant aralığı genişliği maddenin bir dielektrik, yarı iletken ya da iletken olup olmadığını belirleyen önemli bir faktördür. Optik frekans aralığında metallerde yüksek seviyede meydana gelen optik kayıpların temelinde de metallerdeki serbest elektron yanıtı ile oluşan ısınma kaynaklı kayıplar ile birlikte bu bantlar arası geçişlerden kaynaklanan kayıplar vardır [102].



Şekil 3.3. Tipik bir dielektrik, yarı iletken ve metal malzeme için basit bir enerji bant diyagramı (Siyah alan; değerlik bandını, gri alan; iletim bandını, beyaz alan; enerji bant aralığını temsil etmektedir.) [102]

### 3.4. Yüksek Kırılma İndisli Dielektrik Nano Parçacıklarda Saçılma

Nanofotonik alanındaki son zamanlarda yapılan çalışmalara bakıldığında optik frekanslarda yüksek seviyede kayıptan muzdarip olan plazmonik yapılara alternatif olarak, düşük kayıplar ile alan güçlendirme vaat eden yüksek kırılma indisli nano parçacıkların söz konusu hale geldiği görülmektedir. Metal malzemelerin optik özelliklerinden yararlanan plazmoniklere alternatif oluşturan yüksek kırılma indisli dielektrik malzemelerin tercih nedeni olmasının altında yatan birkaç temel neden vardır. Bu nedenlerin ilki bu parçacıkların elektrik ve manyetik Mie tipi rezonanslarından yararlanmaktır. Plazmonik nano yapılarda alan güçlendirme temel olarak yapının elektrik dipol rezonans modu ile ilişkilidir. Dielektrik nano parçacıklarda ise elektrik dipol rezonansına kıyasla daha yüksek seviyede MD rezonansın elde edilmesi teorik ve deneysel olarak kanıtlanmıştır. Bu dipol modlardan

faýdalanılarak dielektrik nano parçacıkların içinde elektrik ve manyetik alanlar için sıcak-nokta bölgeler oluşturulabilmekte ve uygulanan elektromanyetik alanın yüksek konsantrasyonu sağlanabilmektedir [83,92,103]. Bir diğer temel neden ise yüksek kırılma indisli dielektrik nano parçacıkların optik cihaz boyutunun küçültülmesini ve yüksek kalite faktörünün elde edilmesini sağlamasıdır.

Yüksek kırılma indisli nano parçacıkların MD rezonansının spektral konumu yaklaşık olarak aşağıda verilen eşitlik ile tanımlanır:

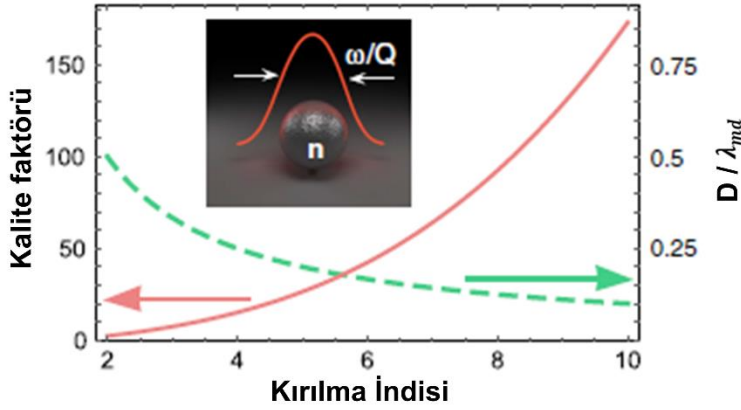
$$\lambda_{MD} \approx nD \quad (3.32)$$

Bu eşitlikte,  $D$  kürenin çapı ve  $n$  kürenin sahip olduğu kırılma indisidir. Bu eşitliğin daha iyi anlaşılabilmesi için  $n = 4$  olan bir küresel dielektrik nano parçacığı ele alalım. Bu küresel parçacık dalga boyu 600 nm olan bir ışık ile uyarıldığında Eş. 3.32'ye göre uygulanan elektromanyetik güç, çapı yaklaşık olarak 150 nm olan bir küresel nano parçacığın içine sıkışır ve dolayısıyla alan yükseltmesi elde etmiş oluruz. Dielektrik parçacıklarda dalga boyunun altındaki boyutlarda ışığın hapsolmesi dediğimiz olay da bu şekilde sağlanmış olur. Bu olay aynı zamanda yukarıda da belirttiğimiz optik cihazların boyutlarının küçültülmesinin ne şekilde mümkün olacağını yanıtını vermektedir [42].

Alan yükseltmenin sağlandığı nano optik rezonatörlerde kalite faktörünün yüksek olması arzu edilir. Bunun nedeni ışığı hapsetmek istediğimiz dalga boyu aralığında, tasarlayacağımız nano yapı ne kadar dar bir bant genişliğinde tepe noktasına erişiyorsa bu noktanın bize net bir rezonans tayfı hakkında bilgi vermesidir. Kalite faktörü ise nano yapının rezonans frekansının bant genişliğine ( $BW$ ) oranıdır. Matematiksel ifadesi ise

$$Q = f_{rez}/BW \quad (3.33)$$

şeklindedir. Eş. 3.33'ten de anlaşılacağı üzere bant genişliğinin dar olması, yani rezonansın sağlanması ile yüksek kalite faktörünü elde etmek mümkündür [42]. Kalite faktörü, kırılma indisi ve yapının boyutu arasındaki ilişki Şekil 3.4'te gösterilmiştir.

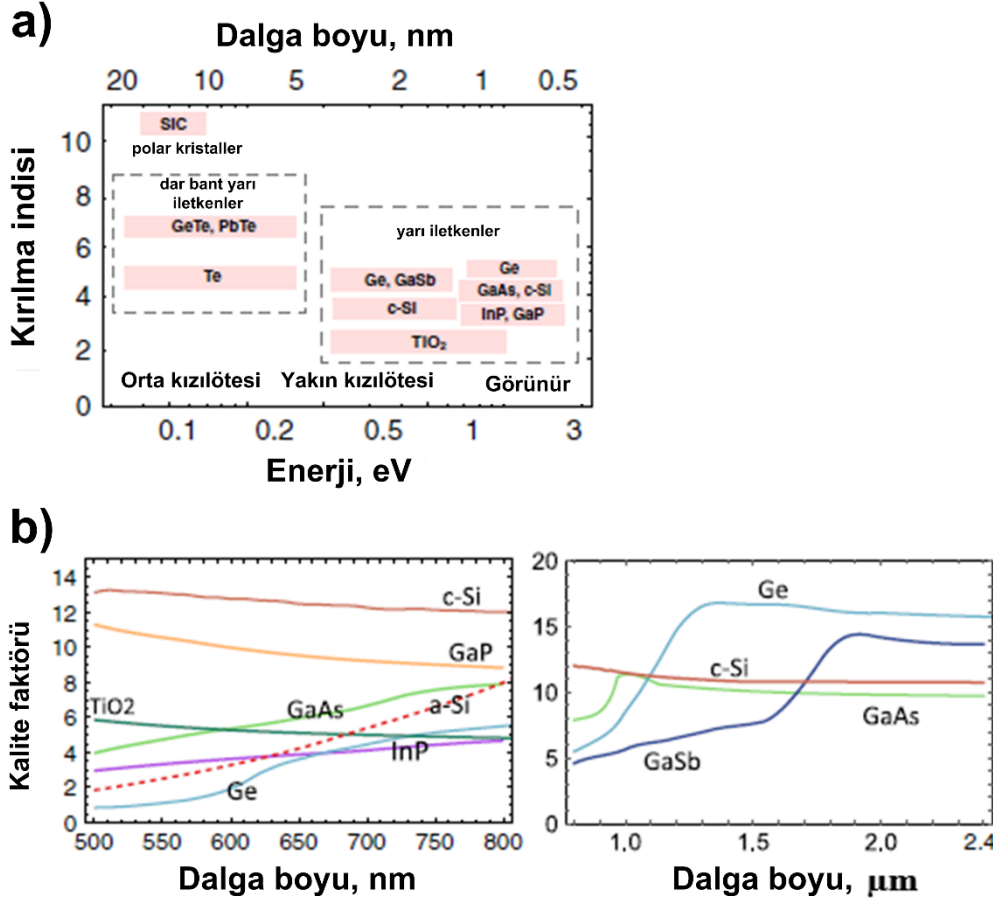


Şekil 3.4.  $n$  kırılma indisine sahip küresel bir nano parçacığın kalite faktörünün kırılma indisine bağımlılığı (kırmızı renkli eğri) ve çap uzunluğu  $D$  olan küresel bir nano parçacık ile kırılma indisine arasındaki ilişki [42] ( $\omega$ : frekans,  $Q$ : kalite faktörü,  $\lambda_{md}$ : MD rezonansın gözlemlendiği dalga boyu)

Bu şekilde kırılma indisine ve kalite faktörü arasındaki ilişki kırmızı renk ile belirtilmiştir. Burada kırılma indisinin artmasıyla kalite faktörü artmaktadır. Kalite faktörünün artması da bir önceki paragrafta belirttiğimiz gibi net bir rezonansın elde edilmesi anlamına gelmektedir. Ayrıca nano parçacık boyutu ve kırılma indisine arasındaki ilişki Şekil 3.4'te yeşil kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Şeklin sağ tarafında yer alan dikey ekseninde yeşil ok ile belirtilen kısım Eş. 3.32'de ifade edilmiş olan nano parçacığın boyutu ve MD rezonansın olduğu dalga boyuna oranıdır. Söz konusu şekil, yüksek kırılma indisinin artması ile nano parçacık boyutunun azalması arasındaki ters orantılı ilişkiyi oldukça açık bir şekilde göstermektedir. Yüksek kırılma indisli dielektriklerin bu karakteristik özelliğe sahip olmasının en temel nedeni ise yüksek kırılma indisine sahip ortamda ışığın oldukça yavaşlaması ve dalga boyunun küçülmesidir [42].

Burada bir önceki başlıkta değindiğimiz bant aralığı kavramı da oldukça önem arz etmektedir çünkü bant aralığı genişliği, değerlik bandındaki bağlı bir elektronun elektriğin iletim sürecine dahil olabilmesi için aşması gereken bir engeldir. Bunun yanı sıra bir yarı iletkenin kırılma indisine sahip olduğu bu bant aralığı ile oldukça yakın ilişkilidir. Bant aralıkları direkt (direct band gap) ya da dolaylı bant aralığına (indirect band gap) sahip olabilirler. Yarı iletken malzemelerde de bu bant türlerinin farklılık göstermesi malzemenin soğurma özelliğini belirleyen önemli bir faktördür. Işık eğer direkt bant aralıklı bir yarı iletkenin üzerinden geçerse bir foton iletim bandında soğrulur. Ancak ışık eğer dolaylı bant aralıklı bir yarı iletken ortamında ise, elektron ve fotonun dalga vektörü arasındaki büyük uyumsuzluk

nedeniyle böyle bir durum gerçekleşmez. Daha az optik soğurumun gerçekleştiği bu tarz malzemelere kristal silikon (c-Si) ve Ge örnek olarak verilebilir [42].



Şekil 3.5. Tamamen dielektrik nanofotonik çalışmaları için uygun olan yüksek kırılma indisli a) polar kristallerin, dar bantlı yarı iletkenlerin ve yarı iletkenlerin kırılma indisi, b) MD rezonanslarının görünür ve kızılötesi dalga boyu spektrumundaki kalite faktörü [42]

Şekil 3.5a'da görünür ve orta kızılötesi (MIR) dalga boyu aralığındaki dielektrik nano yapılar için uygun olan malzemelerin kırılma indisleri verilmiştir. Bu şekilde MIR aralıkta yüksek kırılma indisli polar kristaller ve dar bantlı yarı iletkenler opto elektronik teknolojisinde oldukça ilgi çekicidir ve yarı iletken malzemelerden daha yüksek kırılma indisine sahiptirler. Optik rezonatörlerin sahip olmasını arzu ettiğimiz yüksek kırılma indisine sahip bu malzemelerle çalışmak bize yüksek soğurum sonucunu beraberinde getirir. Bunun nedeni polar kristaller ve yarı iletkenlerin uyarım ve fonon rezonanslarından kaynaklanan optik soğurumlarıdır. Yüksek kırılma indisi ve soğurum arasındaki bu ilişki optik rezonatörler için engel oluşturur. Ancak yakın kızılötesi (NIR) ve görünür aralıkta bulunan yüksek kırılma indisli yarı iletkenlerde bantlar arası geçiş süreklilik gösterdiği için soğurum daha az seviyede gerçekleşmektedir. Şekil 3.5b'de ise ayrıca bu yüksek kırılma

indisli malzemelerden oluşan küresel bir nano parçacığın MD rezonansının kalite faktörü görünür ve NIR aralıkta sunulmuştur. Bu doğrultuda, görünür aralıkta c-Si ve Ge'nin MD rezonansının yüksek kalite faktörü optik rezonatör tasarımı için oldukça ilgi çekicidir [42].

### 3.5. Numerik Analiz Yöntemi

Geçmişten bu yana bilgisayar ortamı aracılığıyla hesaplama, modelleme, nümerik simülasyon gibi uygulamaların gelişimiyle beraber bilim dünyasında karşılaşılan problemlerin çözümüne yönelik detaylı analiz yöntemleri de gelişim göstermiştir. Bu doğrultuda Maxwell denklemleri temelinde karmaşık elektromanyetik problemlerinin çözümüne yönelik de çok sayıda nümerik yöntem bulunmaktadır. Sonlu hacimler yöntemi, sonlu elemanlar yöntemi ve sonlu farklar yöntemi bu nümerik analiz yöntemlerinden birkaçıdır. Bu tez çalışmasında sunulan tamamen dielektrik nano rezonatör yapıların tasarımı ve nümerik karakterizasyonu için ise zaman domeninde sonlu farklar (FDTD) yönteminden yararlanılmıştır.

FDTD yöntemi karmaşık geometrilere Maxwell denklemlerini zaman domeninde çözmek için kullanılan modern bir yöntemdir ve bu metodun algoritması Kane Yee tarafından 1966 yılında sunulmuştur. Bu yöntem elektromanyetik yansıma, saçılma, kırılma gibi elektromanyetik ve fotonikte karşılaşılan kompleks problemlerin çözümünü sağladığı için bu alanlarla ilgili yapılan çalışmalarda FDTD yönteminden çok fazla yararlanılmaktadır. FDTD yöntemini bu denli popüler yapan nedenlerden temel olarak şu şekilde bahsedilebilir: FDTD yöntemi, Maxwell denklemlerinin direkt olarak bir çözümüdür ve integral eşitliklerine ihtiyaç duymaz. Uygulaması kolay ve basittir. Tek boyutlu, iki boyutlu ve üç boyutlu (3D-FDTD) olarak çeşitli geometri ve ortamlarda uygulanabilme kolaylığı sağlar [104]. Tez çalışmasının bu kısmında üç boyutlu problemlerin ele alındığı FDTD algoritmasının temelindeki temel matematiksel ve fiziksel arka plan ele alınacaktır.

Üç boyutlu FDTD yöntemi, diferansiyel formdaki rotasyonel Maxwell denklemlerinin çözümünde uzay ve zaman domeninde sonlu farklar yaklaşımından yararlanmaktadır. Diferansiyel formdaki rotasyonel Maxwell denklemleri doğrusal, yön bağımsız ve homojen bir ortamda

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{\varepsilon} \sigma \mathbf{E} \quad (3.34)$$



$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{H} \quad (3.35)$$

şeklinde yazılabilir. Bu durumda Kartezyen koordinat sisteminde altı adet skalar elektrik ve manyetik alan bileşenleri kaynaksız ve basit bir ortamda aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.38)$$

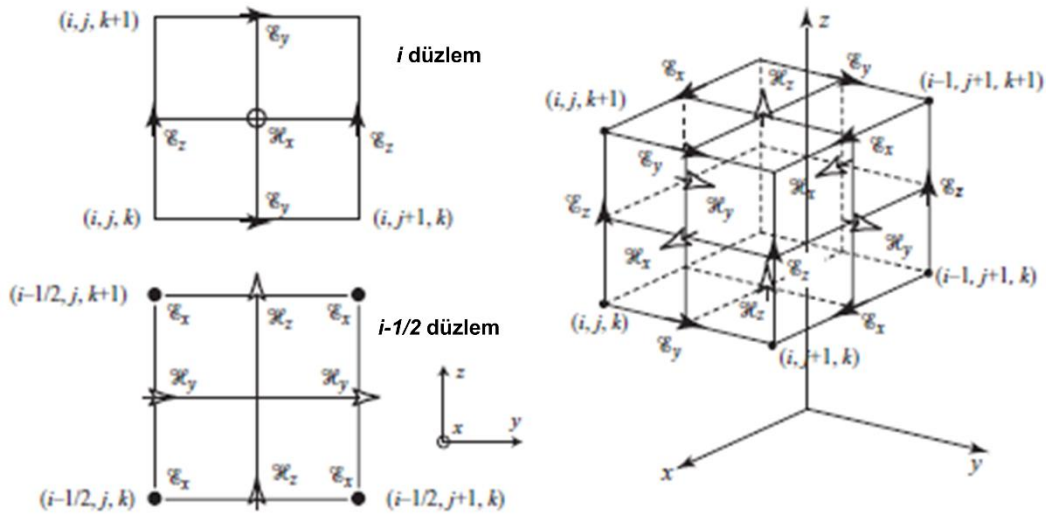
$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3.41)$$

Bu aşamada Maxwell denklemlerinin zaman domeninde çözümü için FDTD algoritmasını, diğer bir deyişle Yee algoritmasını ele almamız gerekir. Bu algoritmada, uzay ve zamandaki çeşitli değerlerin uzamsal türevleri, iki nokta merkezi sonlu fark metodu ile hesaplanır. Elektrik ve manyetik alanların aralıklı yerleştirilmesi için aşamalı bir uzaysal ağ sistemi kullanılır. Yee hücresi olarak adlandırılan hücre lokasyonları, ağ çizgileri elektrik alan bileşenlerinden geçecek ve vektör yönleriyle çakışacak şekilde tanımlanır. Burada manyetik alan yerine elektrik alan seçimi isteğe bağlıdır. Bunun yanı sıra, pratikte elektrik alana dayatılan sınır koşulları manyetik alana kıyasla daha çok karşılaşılan bir durumdur. Bu sebeple, ağ sınırlarının elektrik alan vektörlerinden geçecek şekilde yerleştirilmesi daha avantajlı bir seçenektir [105,106].

Şekil 3.6'da gösterilen Yee hücresi ile alan bileşenlerinin uzamsal türevleri, basit iki nokta merkezi fark yöntemi kullanılarak hesaplanmaktadır. Yee algoritmasındaki işleyiş temel olarak şu şekildedir: Yee algoritması bir dalga denklemi ile tek başına elektrik alan (ya da manyetik alan) çözümündense Maxwell'in rotasyonel eşitliklerini kullanarak uzay ve zamanda elektrik ve manyetik alan çözümlerini sağlar. Bu sayede hem  $\mathbf{E}$  hem  $\mathbf{H}$  alan bileşen bilgilerinin birlikte kullanılması çözümü daha güçlü kılar [105,106].



Şekil 3.6. Sağda; üç boyutlu Yee hücresinde elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin yerleşimini gösteren kübik yapı, solda ise küpün  $i$  ve  $i-1/2$  düzlemlerindeki kesit alanı görünüşü [106]

Yee algoritması üç boyutlu uzayda  $\mathbf{E}$  ve  $\mathbf{H}$  alan bileşenlerini merkeze alır. Böylece her bir  $\mathbf{E}$  bileşeni dolaşımda olan dört adet  $\mathbf{H}$  bileşeni ile çevrelenmiş olur. Aynı şekilde her bir  $\mathbf{H}$  bileşeni de dolaşımda olan dört adet  $\mathbf{E}$  bileşeni ile çevrelenir. Hesaplama alanı Şekil 3.5’de gösterildiği üzere bir dizi dikdörtgen birim hücrelere bölünmüş olarak incelenir. Bu eş oranlı dikdörtgen bir ağ sistemi içerisindeki bir uzay noktası şu şekilde yazılabilir:

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) \quad (3.42)$$

Burada  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  sırasıyla  $x$ ,  $y$  ve  $z$  koordinatlarındaki ağ (lattice) aralığı artışıdır.  $i$ ,  $j$ ,  $k$  ise tam sayılardır. Ağ üzerinde ayırık bir noktada hesaplanan uzay ve zamanın bir fonksiyonu  $u$  olarak ifade edilecek olursa, bu fonksiyon

$$u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = u_{i,j,k}^s \quad (3.43)$$

olarak yazılır. Burada gözlem aralığı boyunca eş oranlı olduğu varsayılan  $\Delta t$  zaman artışıdır,  $s$  ise tam sayıdır. Yee, uzay ve zaman türevleri için merkezi sonlu fark yaklaşımı kullanmıştır. Burada Yee’nin  $x$  yönünde  $u$ ’nun birinci kısmi türevi için  $t_n = s\Delta t$  olan sabit bir zamandaki ifadesini düşünecek olursak

$$\frac{\partial u}{\partial x}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, s\Delta t) = \frac{u_{i+1/2,j,k}^s - u_{i-1/2,j,k}^s}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2] \quad (3.44)$$

yazılabilir.  $u$  fonksiyonunun  $i$  alt indisinde  $\pm 1/2\Delta x$  üzerinde bir sonlu farkı gösteren  $\pm 1/2$  değerinde bir farkı ifade etmektedir. Bu gösterimin tercih edilmesindeki sebep, uzay ağ örgüsünde  $\Delta x/2$  aralığında **E** ve **H** bileşenlerinin aralıklı olmasını sağlamaktır. Örneğin; **E** bileşenlerinin iki komşu nokta farkı, bir **H** bileşeninin her iki yanında  $\Delta x$  kadar ayrılmış ve  $\pm 1/2\Delta x$ 'de konumlanmıştır. Böylece **H** bileşeninin zaman içinde kademeli olmasını mümkün kılan  $\partial E/\partial x$  için nümerik bir yaklaşım sağlanmış olur.  $u$ 'nun birinci zaman kısmi türevi için Yee ifadesi sabit bir uzay noktasında  $(i,j,k)$

$$\frac{\partial u}{\partial x}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, s\Delta t) = \frac{u_{i,j,k}^{s+1/2} - u_{i,j,k}^{s-1/2}}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2] \quad (3.45)$$

şeklinde yazılır. Burada ise  $u$  fonksiyonunun  $s$  üst indisinde (zaman koordinatı)  $\pm 1/2\Delta t$  üzerinde bir sonlu farkı gösteren  $\pm 1/2$  değerinde bir farkı ifade etmektedir. Yee'nin bu gösterimi tercih etmesinin nedeni ise atlayarak ilerleme algoritmasını (leapfrog algorithm) gerçekleştirebilmek için **E** ve **H** bileşenlerini zamanda  $1/2\Delta t$  aralıklı olarak düzenlemektir. Bu aşamada Eş. 3.36 ve 3.41'de verilenler doğrultusunda üç boyutta Maxwell'in rotasyonel denklemlerine ikinci dereceden merkezi farklar metodu ile nümerik bir yaklaşım elde etmeyi sağlayan gösterimleri uygulayabiliriz [106]:

$$E_{x(i+1/2,j,k)}^{s+1} = E_{x(i+1/2,j,k)}^s + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i+1/2,j,k}} \left[ \frac{(H_{z(i+1/2,j+1/2,k)}^{s+1/2} - H_{z(i,j,k+1/2,j-1/2,k)}^{s+1/2})}{\Delta y} - \frac{(H_{y(i+1/2,j,k+1/2)}^{s+1/2} - H_{y(i+1/2,j,k-1/2)}^{s+1/2})}{\Delta z} \right] \quad (3.46)$$

$$E_{y(i,j+1/2,k)}^{s+1} = E_{y(i,j+1/2,k)}^s + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j+1/2,k}} \left[ \frac{(H_{x(i,j+1/2,k+1/2)}^{s+1/2} - H_{x(i,j+1/2,k-1/2)}^{s+1/2})}{\Delta z} - \frac{(H_{z(i+1/2,j+1/2,k)}^{s+1/2} - H_{z(i-1/2,j+1/2,k)}^{s+1/2})}{\Delta x} \right] \quad (3.47)$$

$$E_{z(i,j,k+1/2)}^{s+1} = E_{z(i,j,k+1/2)}^s + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j,k+1/2}} \left[ \frac{(H_{y(i+1/2,j,k+1/2)}^{s+1/2} - H_{y(i-1/2,j,k+1/2)}^{s+1/2})}{\Delta x} - \frac{(H_{x(i,j+1/2,k+1/2)}^{s+1/2} - H_{x(i,j-1/2,k+1/2)}^{s+1/2})}{\Delta y} \right] \quad (3.48)$$

$$H_{x(i,j+1/2,k+1/2)}^{S+1/2} = H_{x(i,j+1/2,k+1/2)}^{S-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j+1/2,k+1/2}} \left[ \left( \frac{E_{y(i,j+1/2,k+1)}^S - E_{y(i,j+1/2,k)}^S}{\Delta z} \right) - \left( \frac{E_{z(i,j+1,k+1/2)}^S - E_{z(i,j,k+1/2)}^S}{\Delta y} \right) \right] \quad (3.49)$$

$$H_{y(i+1/2,j,k+1/2)}^{S+1/2} = H_{y(i+1/2,j,k+1/2)}^{S-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i+1/2,j,k+1/2}} \left[ \left( \frac{E_{z(i+1/2,j,k+1/2)}^S - E_{z(i,j,k+1/2)}^S}{\Delta x} \right) - \left( \frac{E_{x(i+1/2,j,k+1/2)}^S - E_{x(i+1/2,j,k)}^S}{\Delta z} \right) \right] \quad (3.50)$$

$$H_{z(i+1/2,j+1/2,k)}^{S+1/2} = H_{z(i+1/2,j+1/2,k)}^{S-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i+1/2,j+1/2,k}} \left[ \left( \frac{E_{x(i+1/2,j+1,k)}^S - E_{x(i+1/2,j,k)}^S}{\Delta y} \right) - \left( \frac{E_{y(i+1,j+1/2,k)}^S - E_{y(i,j+1/2,k)}^S}{\Delta x} \right) \right] \quad (3.51)$$

Burada sonuç itibariyle üç boyutlu basit bir ortamda Maxwell denklemlerinin kartezyen bileşenlerinin ayrıştırılması ile Maxwell denklemlerinin güncel halini elde etmiş oluruz. FDTD tekniği de temel olarak, saçılım yapan bir objeyi içeren sonlu bir boşluk içerisinde, elektromanyetik dalgaların zamansal varyasyonlarının çözmek için elde ettiğimiz Maxwell'in bu zaman bağımlı rotasyonel denklemlerinin direkt olarak uygulanmasıdır. Bu tez çalışmasında da ışık saçılımı yapan kompleks nanofotonik yapı ve geometrilerin elektromanyetik özelliklerinin analizi için FDTD algoritmasından yararlanan Lumerical FDTD Solutions yazılım programı kullanılmıştır. Bu yazılım programı FDTD algoritmasına uygun olarak dikdörtgen, kartezyen bir ağ yapısı kullanılmaktadır. Uygun şekilde boyutlandırılmış Yee hücrelerine bölünmüş bu ağ yapısı sayesinde söz konusu malzemenin  $\varepsilon$ ,  $\mu$  ve  $\sigma$  değerleri doğrultusunda kolay bir şekilde analizi sunulmaktadır.

#### 4. ARAŞTIRMA BULGULARI

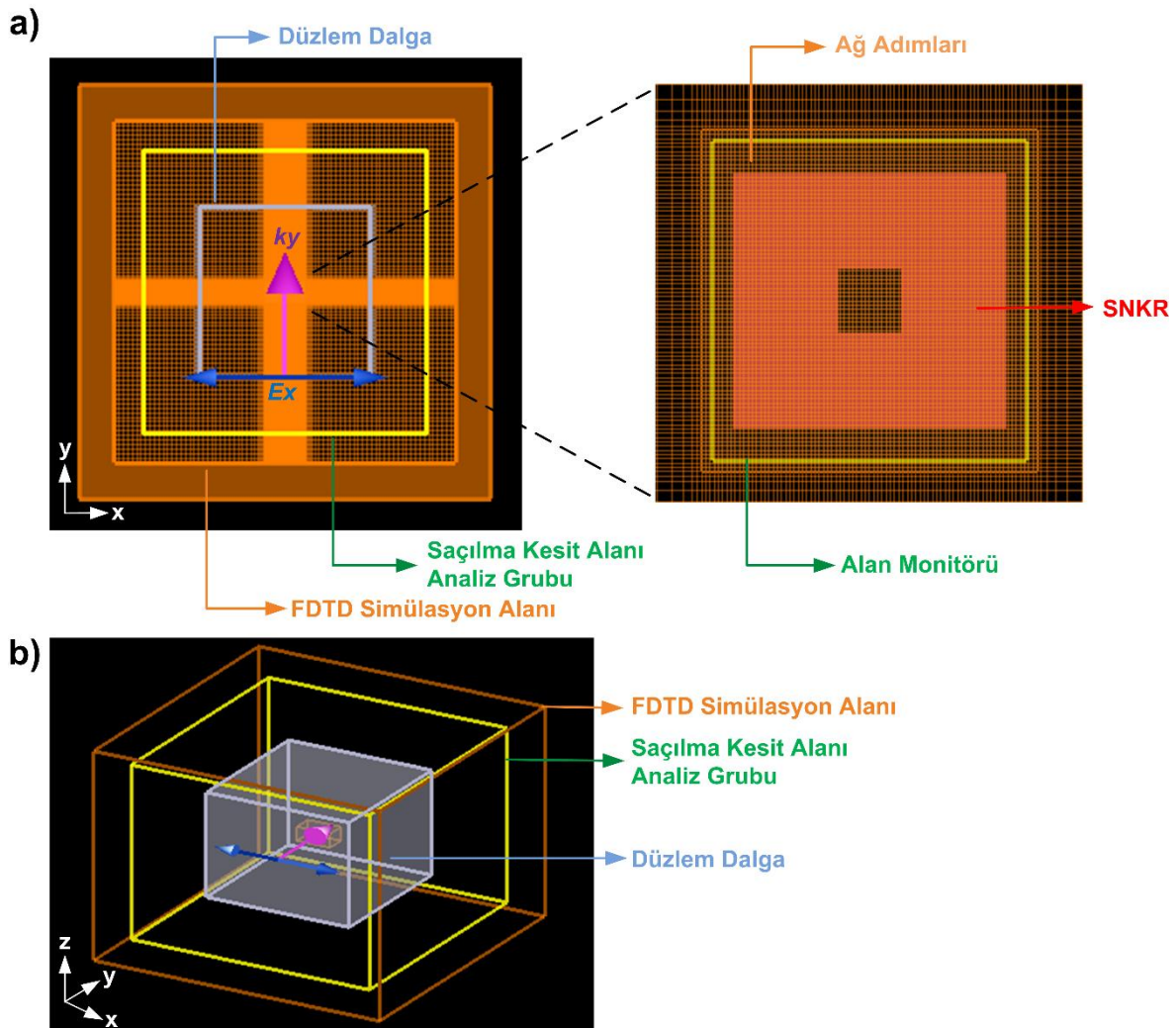
Son zamanlarda hızla büyüyen bir araştırma alanı olan nano optikte yüksek kırılma indisli tamamen dielektrik nano parçacıkları ele alan çalışmalarda, bu parçacıkların optik olarak indüklenmiş elektrik ve manyetik Mie tipi rezonanslarını destekleme özelliğinden faydalanarak ışık-madde etkileşimini kuvvetlendiren, düşük kayıplı, az maliyetli dielektrik rezonant nanofotonik yapılar sunulmaktadır. Bu çalışmalarda genel itibariyle NIR ve görünür tayf aralığında düşük optik soğurma özellikleri sergilemeleri ve düşük maliyetli olmalarından dolayı Si, Ge gibi malzemeler tercih edilmektedir. Si, Ge gibi birçok türde yüksek kırılma indisli dielektrik malzemelerin kullanılması ile çeşitli geometriler tasarlanarak istenilen tayf aralığında rezonant nano yapılar elde edilebilmektedir. Bu doğrultuda, bu tez çalışmasında 3 adet tamamen dielektrik nanofotonik yapının tasarımı ve numerik karakterizasyonları üzerine çalışılmış ve araştırma bulguları sunulmuştur. Teze özgü tasarlanan bu üç yapıdan ilk olarak Si malzemenin kullanıldığı görünür aralıkta incelenen nanokübik rezonatör tanıtılacaktır. İkinci yapı olarak yine Si malzemedan oluşan merkezi oyuk nanosilindir yapı sunulacaktır. Son olarak ise Ge malzemenin kullanıldığı iç içe halkalardan meydana gelen nano kompozit yapının araştırma sonuçlarından bahsedilecektir.

Tez kapsamında önerilen yapıların tasarımı ve analizinde literatürde birçok çalışmada da kullanılan Lumerical FDTD Solutions simülasyon yazılımı kullanılmıştır [107]. FDTD yöntemi kullanan bu program ile önerilen 3 farklı nano yapının elektromanyetik modellemesi yapılmıştır. Bu modellemeler için izlenen yol ve yöntem genel itibariyle şu şekildedir:

- Öncelikle yapının analiz edileceği simülasyon alanı belirlenir.
- Tasarlayacağımız yapının malzeme türü seçilir. Bu aşamada Lumerical FDTD programının malzeme kütüphanesinden yararlanılır.
- Yapıyı çevreleyen yüzeylerde sınır koşulları olarak mükemmel uyumlu katman tercih edilir. Bunun nedeni gelen ışığın en az yansıma ile soğurulmasını sağlamak ve böylece dalganın doğal davranışını gözlemlemektir.
- Daha sonraki adımda yapının saçılma karakteristiği, elektrik ve manyetik alan dağılımı gibi özelliklerini kaydeden alan monitörleri uygun şekilde yerleştirilir.

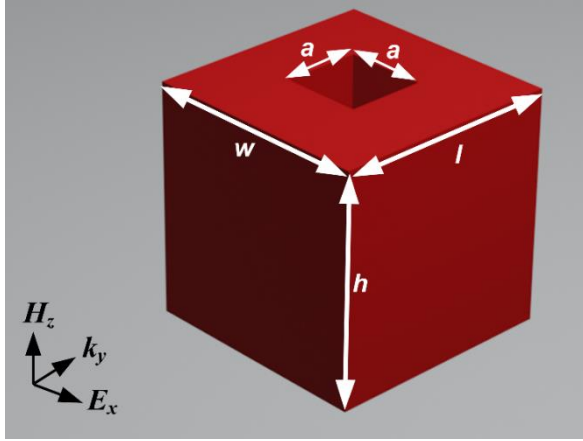
- Yapının daha ince ve doğru hesaplamalarla analizi için ağ adımları (mesh steps) düzenlenir.
- Yapının ışık-madde etkileşimi için dalganın yayılma yönü, elektrik ve manyetik alan vektörlerinin oryantasyonu göz önünde bulundurularak kaynak seçimi yapılır. Burada simülasyonun sonlanması için en az 1000 fs süre tanımlanır. Bu süre bitmeden simülasyon alanındaki toplam elektromanyetik enerjinin başlangıçtaki enerjinin  $10^{-5}$  katına düşmesi gerekir. Düşmüyor ise simülasyon süresi uzatılır.
- Işık-madde etkileşimi sonlanan yapının elektromanyetik özellikleri programın komut dili üzerinden elde edilir.

#### 4.1. Silikon İçi Oyuk Nanokübik Resonatör (SNKR)

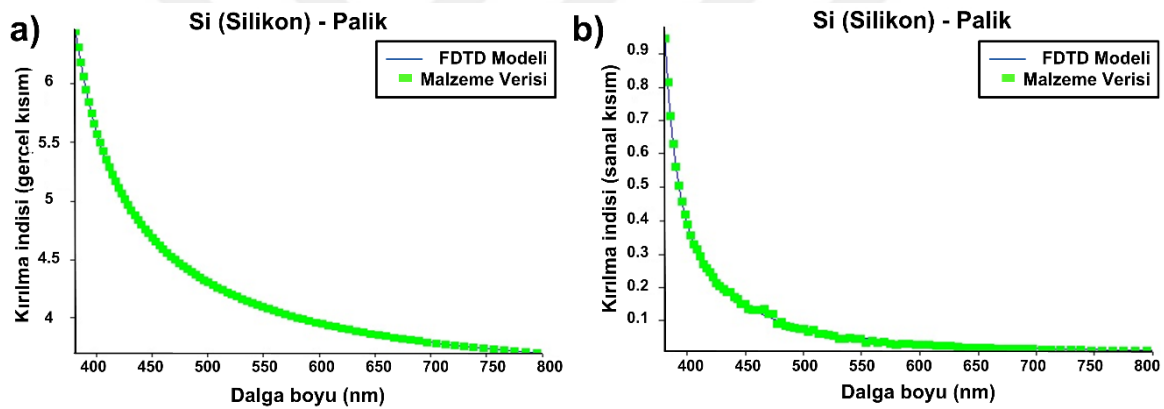


Şekil 4.1. a) xy düzlemi görüşü açısından FDTD simülasyon alanı, düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, güç monitörü, yapı konumu ve ağ adımları, b) Üç boyutlu görüşü açısından FDTD simülasyon alanı içerisindeki SNKR'nin konumu

Bu tez kapsamında önerilen ilk yapı olan görünür aralıkta incelenen tamamen dielektrik SNKR, yapının merkezinde yapı ile aynı uzunluğa sahip dikdörtgen prizma şeklindeki bir oyuk ve kübik bir geometriden oluşmaktadır. Önerilen yapının numerik analizi ve karakterizasyonu için öncelikle yapının saçılma karakteristiği incelenmiştir. Daha sonra yapının alan güçlendirme özelliğini gözlemlemek adına yakın alan özellikleri araştırılmıştır. Son olarak da nanokübik yapının MD yayıcı ile etkileşimi analiz edilmiştir. Bu doğrultuda öncelikli olarak ilgili simülasyon yazılımı üzerinden elektromanyetik modellemelerin düzenlenmesi için simülasyon ortam ve koşulları ayarlanmıştır. Bu sebeple SNKR için simülasyon alanı bütün yönlerde 3000 nm genişliğinde ayarlanmıştır. SNKR üzerinde ağ adımını ise yine bütün yönlerde 2 nm genişliğinde düzenlenmiştir. Yapıyı çevreleyen altı yüzeyde sınır koşulları için ise mükemmel uyumlu katman olarak seçilmiştir. Şekil 4.1a ve 4.1b’de yapı geometrisi, düzlem dalga kaynağın konumu ve elektrik alan vektörünün doğrultusu gibi bilgiler simülasyon alanı içerisinde sunulmuştur. Yapının saçılma karakteristiğinde, oyuklu nano kübik geometrinin eni ( $w$ ) 130 nm, boyu ( $l$ ) 120 nm ve yüksekliği ( $h$ ) 80 nm uzunluğunda iken görünür tayf aralığında güçlü ve baskın MD rezonans özelliği gözlemlenmiştir. Ayrıca yapının ortasındaki oyuğun uzunluğu ( $a$ ) ise x ve y eksen boyunca 20 nm olmakla birlikte z eksen boyunca 80 nm yüksekliğe sahiptir. Bu tasarımda nano kübik yapıya oyuğun tanımlanmasının iki temel nedeni vardır. Bunlardan ilki, literatürde daha önce de sunulan nano silindir rezonatörlerde olduğu gibi yapıda yüksek yoğunluklu manyetik alan bölgesi oluşturarak kuantum yayıcılar için erişilebilir konum elde etmektir. Çünkü kuantum yayıcıların bu bölgelere konumlandırılması ile güçlü manyetik Purcell etkisi elde edilebilmektedir [108]. Bir diğer neden ise, MD rezonansların düzenlenebilmesi için oyuk boyutunun fazladan bir değişken oluşturmasıdır. Bu yapıda da nano silindir rezonatörlerde olduğu gibi yapı merkezine bir oyuk yerleştirilerek bu yapılardan daha çok yer değiştirme akımı elde edilmesi ve manyetik alan yükseltilmesi amaçlanmıştır. Önerilen bu yapının geometrik parametreleri Şekil 4.2’de gösterilmiştir. Optik özelliğinden yararlandığımız Si malzemeye ait kırılma indisinin dalga boyuna göre değişimi ise görünür aralıkta Şekil 4.3’te verilmiştir. Yaptığımız simülasyonlarda malzeme bilgisi Lumerical FDTD yazılımı kapsamında malzeme veri tabanı üzerinden sağlanmaktadır. Şekil 4.3’te sunduğumuz Si’ye ait kırılma indisi verileri literatürden alınarak uyarlanmış ve deneysel veriler Şekil 4.2’de yeşil noktalar ile gösterilmiştir. Mavi renkli eğri ise simülasyon yazılımının bu deneysel verilere göre uydurduğu eğridir [109].



Şekil 4.2.  $w = 130$  nm,  $l = 120$  nm,  $h = 80$  nm ve  $a = 20$  nm uzunluğuna sahip SNKR'nin şematik gösterimi ve düzlem dalga uyarım yönü ( $w$ : en,  $l$ : boy,  $h$ : yükseklik,  $a$ : x ve y eksenini boyunca oyuk uzunluğu,  $k$ : dalga vektörü,  $H$ : manyetik alan vektörü,  $E$ : elektrik alan vektörü)



Şekil 4.3. Lumerical FDTD simülasyon programının sağladığı malzeme kütüphanesindeki Si malzemenin kırılma indisinin a) gerçel kısmının b) sanal kısmının dalga boyuna göre değişimi (Yeşil noktalar deneysel verileri, mavi eğri ise simülasyon yazılımındaki malzeme verilerini temsil etmektedir.)

#### 4.1.1. SNKR'nin Saçılma Karakteristiği

SNKR'nin elektromanyetik rezonanslarının ortaya çıkarılması için, yapı bir düzlem dalga tarafından uyarılmıştır.  $xy$  düzleminde  $z = 0$  noktasında konumlandırılan bir alan monitörü üzerinden dalga boyu, elektrik alan, manyetik alan ve güç verileri elde edilmektedir. Simülasyonda analiz grubu içerisinde yer alan saçılma kesit alanı fonksiyonu kapsamında yapıyı çevreleyen altı adet güç monitörü ile de saçılan güç bilgisi elde edilmektedir (Bkz. Şekil 4.1b). Yapının saçılma verimi analizi için iki durum belirlenmiştir. Birinci durumda yapıya uyguladığımız düzlem dalganın uyarım yönü  $y$  eksenini doğrultusunda iken, diğer durumda  $z$  eksenini doğrultusunda olacak şekilde uygulanmıştır. Her iki durum için de



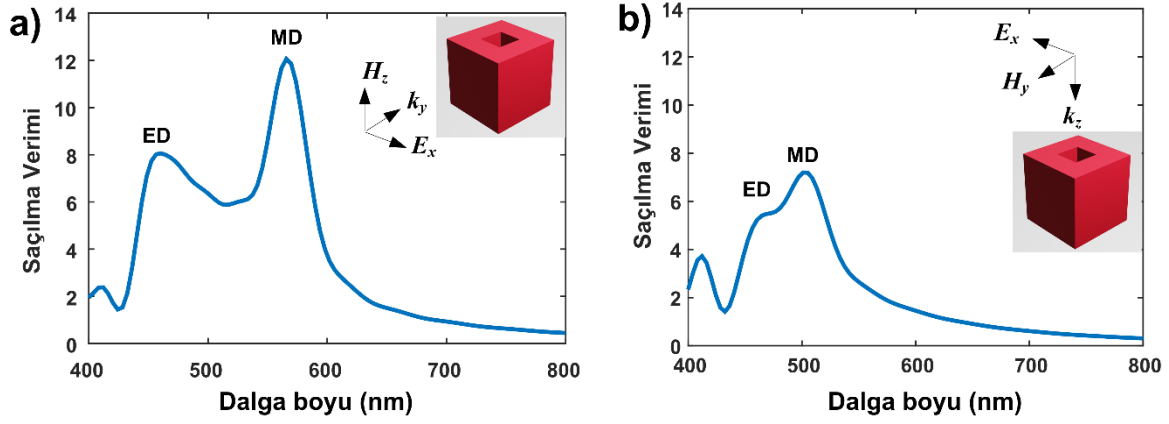
uygulanan dalganın yayılım yönü, alan vektörlerinin doğrultusu ve saçılma verimi tayfi Şekil 4.4a ve 4.4b'de gösterilmiştir. Şekil 4.4a'da düzlem dalganın yayılma yönü  $y$ ,  $\mathbf{H}$  manyetik alan vektörü  $z$ ,  $\mathbf{E}$  elektrik alan vektörü ise  $x$  eksenine doğrultusundadır. Şekil 4.4b'de ise uygulanan düzlem dalganın yayılma yönü  $z$ ,  $\mathbf{H}$  manyetik alan vektörü  $y$ ,  $\mathbf{E}$  elektrik alan vektörü ise  $x$  yönündedir. Belirlenen bu durumlar altında saçılma karakteristiği incelenen SNKR'nin saçılma verimi tayfında her iki dalga uyarımında da elektrik dipol ve MD rezonans modları gözlemlenmiştir. Ayrıca her iki koşulda MD rezonansı elektrik dipol rezonansından daha uzun dalga boyunda elde edilmiştir. Ancak bu yapının analizi için çalışmanın devamında, dalga vektörü ve manyetik alan vektörü oryantasyonu Şekil 4.4a'da gösterildiği gibi sırasıyla  $y$  ve  $z$  eksenine doğrultusunda tercih edilmiştir. Bu oryantasyonun tercih edilmesindeki esas neden  $k_z$ ,  $H_y$  ve  $E_x$  polarizasyonlu düzlem dalga uyarımındaki dairesel akımların süreksizliğidir [91]. Ayrıca her iki uyarımda da MD rezonans modu farklı seviyelerde elde edilmiştir. Düzlem dalga vektörü, yapının yan yüzeyine dik olarak uygulandığında daha yüksek saçılma verimine sahip MD rezonans modu gözlemlenmiştir. Burada saçılma verimi hesaplamaları için, öncelikle Şekil 4.1'de verilen saçılma kesit alanı güç monitörü aracılığıyla yapıyı çevreleyen altı yüzeyden geçen güç verisi toplanmaktadır. Elde edilen bu güçlerin toplamını  $P_{scat}$  (W) olarak ifade edecek olursak nano yapının kesit alanı  $C_{sca}$ ,

$$C_{sca} = P_{scat}/P_s \quad (4.1)$$

şeklinde hesaplanmaktadır. Burada  $P_s$  kaynağın güç yoğunluğudur ve birimi  $W / m^2$  'dir. Bu eşitlik, saçılan güç yoğunluğunun kaynağın güç yoğunluğuna oranını verir ve ne kadar bir yüzeyin bu gücü saçacağını matematiksel ifadesidir [101]. Saçılma verimi  $Q_{scat}$  ise elde edilen bu kesit alanının, tasarlanan nano yapının kaynağın geliş doğrultusuna dik olan yüzey alanına bölünmesiyle elde edilir:

$$Q_{scat} = C_{sca}/G \quad (4.2)$$

Bu eşitlikte  $G$  yüzey alanıdır. Örneğin, yarıçapı  $r$  olan bir nano kürenin gelen ışına dik yüzey alanı  $G = \pi r^2$  şeklinde yazılabilir. Tasarlanan yapının rezonansa girmesi durumunda ise Eş. 4.2'de ifade ettiğimiz saçılma kesit alanı yükselmektedir [101]. Saçılma verimi ise saçılma kesit alanının kaç kat arttığı bilgisini vermektedir. Bu sebeple tasarlanan nano rezonatörlerin yüksek saçılma verimine sahip olması arzu edilmektedir.



Şekil 4.4. Düzlem dalga SNKR yapıya a) y eksenini boyunca uygulandığında gözlemlenen saçılma verimi tayfı, b) z eksenini boyunca uygulandığında gözlemlenen saçılma verimi tayfı (ED; elektrik dipol rezonans modunun, MD; manyetik dipol rezonans modunun elde edildiği dalga boyunu belirtmektedir.)

Burada elektrik dipol ve MD mod terimleri Mie saçılma teorisi ile açıklanmaktadır. Mie saçılma teorisinde, küresel bir dielektrik parçacığın ilk ve ikinci en düşük frekanslı rezonans modlarının sırasıyla MD modu ve elektrik dipol modu olduğu belirtilmektedir [49,58]. Bu rezonans modları ve gerçekleştiği dalga boyu oldukça önemlidir. Çünkü bu rezonans dalga boylarında dielektrik parçacığın etrafındaki yakın-alan bölgesinde, bir sonraki başlıkta ayrıntılı olarak da bahsedeceğimiz, alan güçlendirmesi gerçekleşmektedir. Görünür aralıkta incelediğimiz SNKR'nin saçılma verimini sunan Şekil 4.4a incelendiğinde yapının bu rezonans modlarından elektrik dipol rezonansının 460 nm dalga boyunda, MD rezonansının ise 565 nm'de gerçekleştiği gözlemlenmiştir. Burada z yönünde etki eden manyetik alan tarafından domine edilen MD rezonansı xy düzlemindeki dairesel yer değiştirme akımı ile indüklenmektedir. Yani manyetik dipol momentleri z yönü doğrultusundadır. Literatürde tamamen dielektrik nano yapılarda MD emisyonlarını artırmak için elektrik dipol emisyonunu baskılamak gerektiği bilgisi yer almaktadır [88]. Yapının saçılma verimi figürü incelendiğinde ise, yapının bu gereksinimi karşıladığı görülmektedir. Saçılma verimi figüründe MD rezonansı elektrik dipol rezonansını baskılamaktadır ve daha yüksek genlikte elde edilmektedir. Literatürde yüksek kırılma indisine sahip Si nanokübik yapıların görünür aralıkta elektrik dipol ve MD rezonanslarını desteklediğini gösteren çalışmalar mevcuttur [94,110]. Aynı şekilde Si malzemenin taşıdığı optik özelliklere sahip ve görünür tayf aralığında incelediğimiz bu yapının sahip olduğu oyuğun mevcudiyeti geçmişte sunulan yapılara kıyasla nanokübik yapılarda saçılma verimi ve MD emisyonuna önemli bir katkı

sağlamaktadır. Ayrıca yapının manyetik Purcell etkisini güçlendirebilmek adına en, boy ve yükseklik parametrelerine ek olarak bir tasarım parametresi de sağlamaktadır.

#### 4.1.2. SNKR'nin Yakın Alan Özellikleri

SNKR'nin saçılma karakteristiğinde 565 nm'de MD rezonans özelliği sergilediğini gözlemlemiştik. Bu durumda bu dielektrik parçacık, rezonans dalga boyunda gelen bir elektromanyetik dalganın MD saçıcısı olarak düşünülebilir. Bu MD rezonans ise parçacığın etrafındaki yakın alan bölgesinde manyetik alan güçlendirmesi ile sonuçlanmaktadır. Bu sebeple SNKR'nin elektrik ve manyetik alan güçlendirme özelliklerini ortaya koymak adına xy düzlemine yerleştirilen bir alan monitöründen veriler elde edilmiştir. xy düzleminde  $z = 0$  noktasında yapının tam merkezinde konumlandırılan  $150 \times 150$  nm boyutundaki alan monitörünün simülasyon ortamında yerleşimi Şekil 4.1a ve şematik gösterimi Şekil 4.5a'da verilmiştir. Yapının güçlendirilmiş elektrik alan dağılımı 4.5b'de, manyetik alan dağılımı ise Şekil 4.5c'de sunulmuştur. Yapının manyetik alan güçlendirme özelliklerini incelemek için alan dağılım modelleri MD rezonans modunun gözlemlendiği 565 nm dalga boyunda elde edilmiştir. Elektrik alan güçlendirme değeri 5 kat, manyetik alan güçlendirme değeri ise sıcak nokta alanı olarak adlandırılan manyetik alan güçlendirmenin yoğun olarak gerçekleştiği bölgede 18 kat olarak elde edilmiştir. Burada elde ettiğimiz sonuca göre, SNKR'nin MD rezonans modunun gözlemlendiği 565 nm dalga boyunda güçlü manyetik alan kuvvetlendirme özelliği sergilediğini söyleyebiliriz.

xy düzleminde konumlandığımız alan monitörü üzerinden elde edilen elektrik ve manyetik alan şiddeti sırasıyla

$$|E|^2 = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2 \quad (4.3)$$

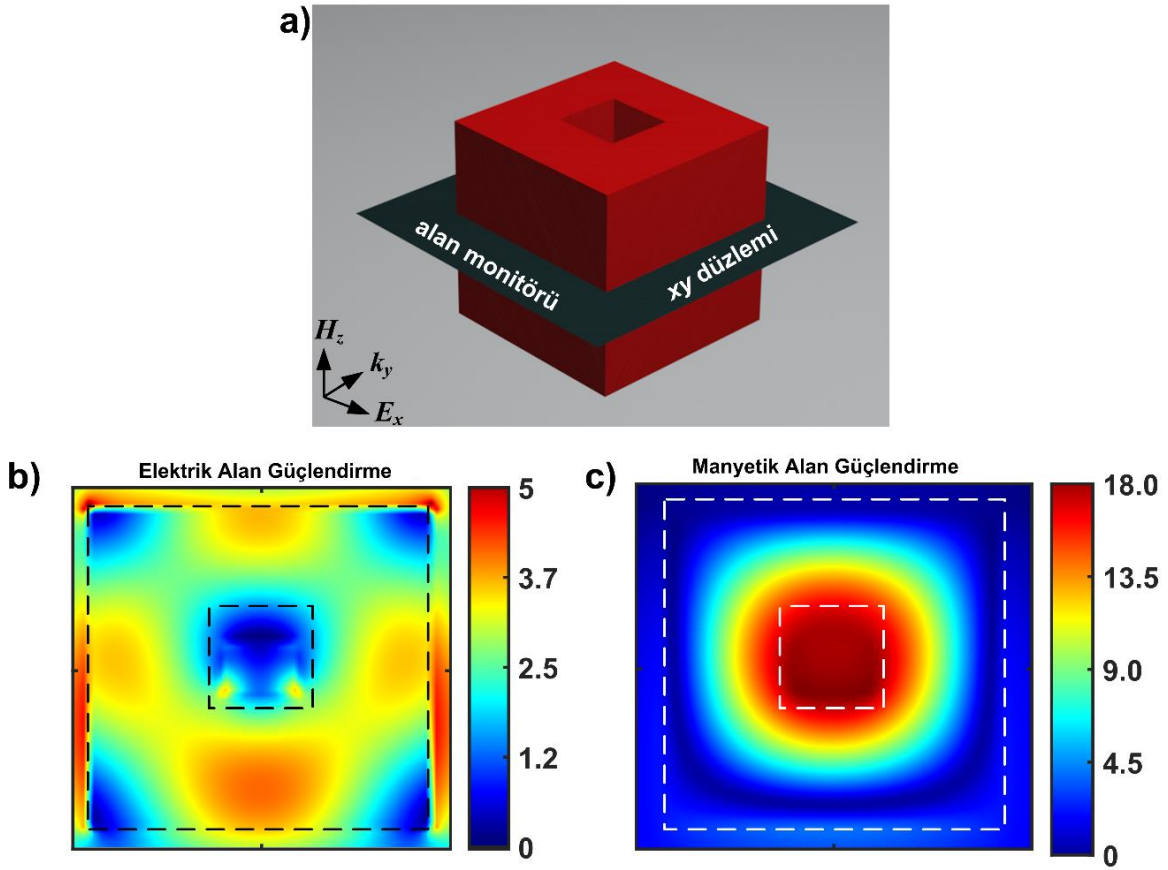
$$|H|^2 = |H_x|^2 + |H_y|^2 + |H_z|^2 \quad (4.4)$$

şeklinde ifade edilir. Eş. 4.3 ve Eş. 4.4'te sırasıyla elektrik ve manyetik alan yoğunluğu değerleri elde edilmiş olur. Daha sonra elektrik ve manyetik alanın elde edilmesi amacıyla bu büyüklüklerin kare kökü alınır. Bu durumda normalize edilmiş alan dağılımlarının matematiksel ifadesi elektrik alan için  $(|E|/|E_0|)$ , manyetik alan için  $(|H|/|H_0|)$  olur. Burada  $E_0$  ve  $H_0$  ise gelen ışığın sırasıyla elektrik ve manyetik alan genliğini ifade etmektedir.

Elektromanyetik teorisinden bilindiği üzere, elektrik ve manyetik alan arasındaki matematiksel ilişki

$$\mathbf{E} = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \mathbf{H} \quad (4.5)$$

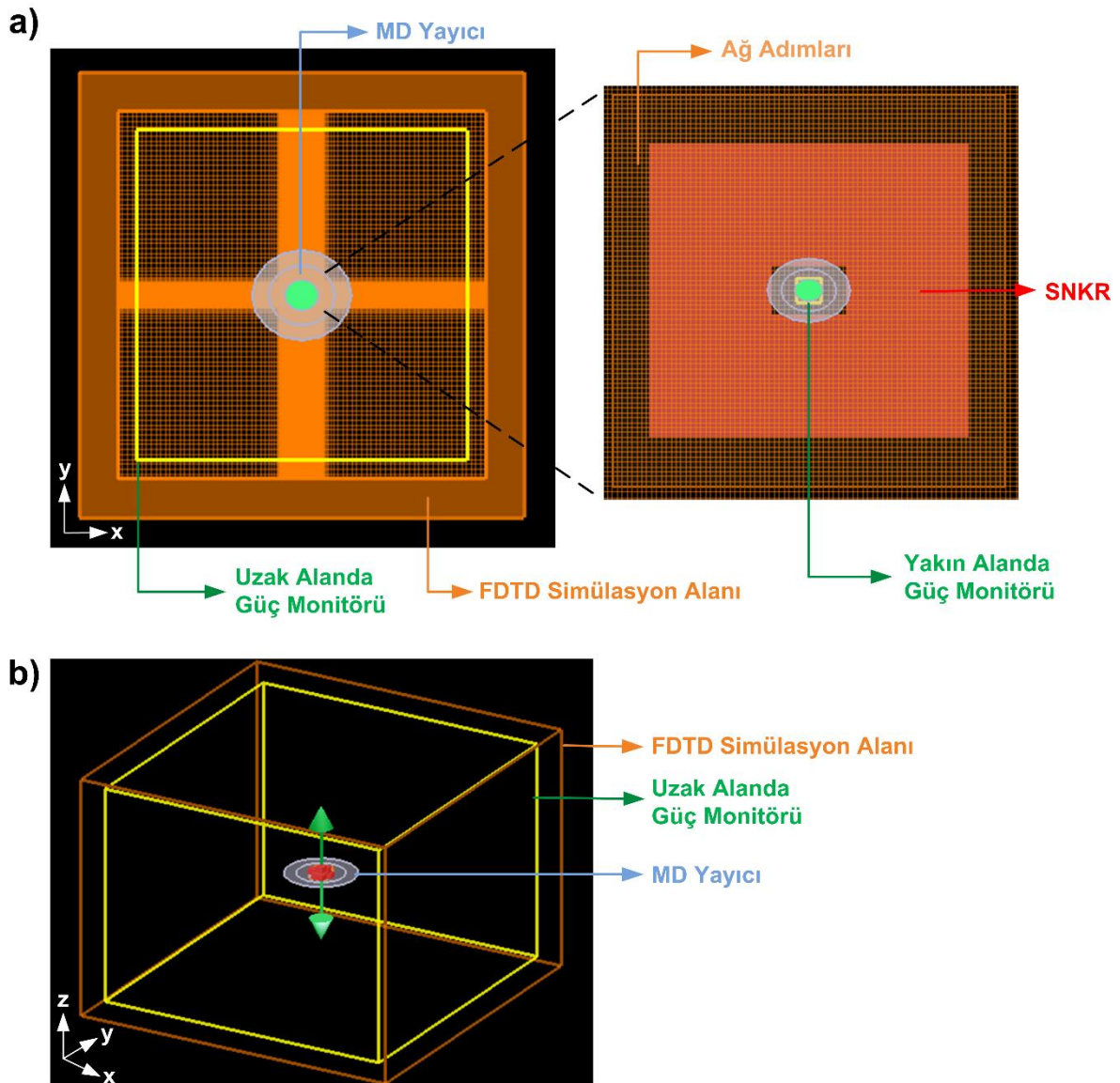
şeklinde ifade edilmektedir. Bu eşitlikte  $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$  F/m ve  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  H/m olarak kabul edilir. Bu durumda elektrik ve manyetik alanın arasında 0,00263577 kadar bir katsayı farkı vardır. Yapının elektrik ve manyetik alan kuvvetlendirme çarpanlarını sırasıyla 5 ve 18 olarak elde ettiğimizi belirtmiştik. Burada elde ettiğimiz büyüklüklere yukarıdaki matematiksel bağıntılar sonucunda ulaşılmıştır. Yapı üzerinde elektrik ve manyetik alan dağılımlarını analiz ettiğimiz simülasyon sonuçlarına göre 565 nm’de en yüksek elektrik alan şiddeti yaklaşık olarak 5 V/m, maksimum manyetik alan şiddeti ise  $4,74 \times 10^{-2}$  A/m olarak elde edilmiştir. Bu bağıntıları kullanarak elektrik alan güçlendirme çarpanını  $\sqrt{|E|^2/|E_0|^2} = 5 / 1 = 5$  olarak elde edebiliriz. Manyetik alan güçlendirme çarpanını ise  $\sqrt{|H|^2/|H_0|^2} = 0,0474/0,00263577 = 18$  kat olarak elde etmiş oluruz. Şekil 4.5b ve 4.5c’de sunulan elektrik ve manyetik alan güçlendirme dağılım modelleri xy düzlemine paralel bir düzlemde yer değiştirme akımının olduğunu doğrulamaktadır. Buna ek olarak, yine Şekil 4.5c’de manyetik alan dağılımının merkezden kenarlara doğru azaldığı ve manyetik yakın alanın ağırlıklı olarak oyuğun olduğu bölgede yoğunlaştığı görülmektedir. Tüm bu gözlemler neticesinde, literatürde sunulan diğer nanokübik yapılara kıyasla SNKR’nin merkezindeki oyuğun dipol kaynaklar için erişilebilir bir sıcak nokta bölge sağladığı ve bu bölgenin manyetik Purcell etkisini güçlendirmede önemli ölçüde avantaj sağlayabileceğini söylemek mümkündür.



Şekil 4.5. a) Düzlem dalgaının yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve xy düzleminde bulunan alan monitörün konumu, SNKR'nin MD rezonans özelliği sergilediği 565 nm dalga boyunda elde edilen b) elektrik alan ( $|E|/|E_0|$ ) ve c) manyetik alan ( $|H|/|H_0|$ ) güçlendirme dağılımları (Kesikli çizgiler yapının sınırlarını ifade etmektedir.)

#### 4.1.3. SNKR'de Manyetik Purcell Etkisi

Yapı ile ilgili bir diğer inceleme ise yapının MD yayıcı ile etkileşimini analiz ederek SNKR'de manyetik Purcell etkisi ortaya konulmuştur. Spontane emisyonun yüksek seviyede güçlendirilmesini sağlamak için ise sıcak nokta olarak ifade edilen ve manyetik alanın etkin olarak yükseltildiği alanlara gereksinim vardır [111]. Yapının merkezinde bulunan oyuktaki manyetik sıcak nokta bölgesi MD kaynaklara direkt olarak erişim imkânı vermektedir [83]. Bu sebeple SNKR'nin MD bozunma oranı güçlendirme (decay rate enhancement) olarak da ifade edilen manyetik Purcell çarpanını elde etmek için, yapının merkezine manyetik alanı z ekseninde kutuplanmış bir MD kaynak yerleştirilmiştir.



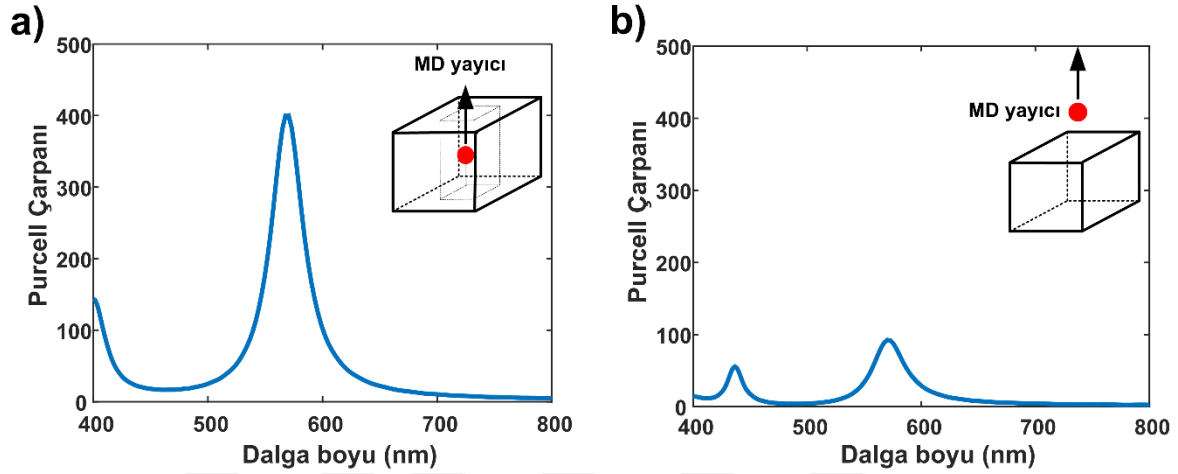
Şekil 4.6. a) xy düzlemi görüş açısından FDTD simülasyon alanı, MD yayıcının konumu, yapı konumu, ağ adımları, kuantum verimi analiz grubunun sağladığı uzak ve yakınlardaki güç monitörleri, b) Üç boyutlu görüş açısından FDTD simülasyon alanı içerisinde SNKR'nin ve MD kaynağın konumu

Yapıya ait manyetik Purcell çarpanı yaklaşık olarak 565 nm'de 401 olarak elde edilmiştir (Bkz. Şekil 4.7a). Burada Purcell çarpanı (PF);

$$PF = P_{md}/P_0 \quad (4.6)$$

şeklinde ifade edilir. Bu eşitlikte Purcell çarpanı  $P_{md}$  rezonatörün içerisine gömülmüş bir MD tarafından yayılan güç,  $P_0$  ise rezonatör yokken MD kaynak tarafından yayılan güçtür. Eş. 4.6, spontane emisyonun elektromanyetik çevre tarafından ne ölçüde değiştiğinin oranını vermektedir. Şekil 4.7'de verilen manyetik Purcell çarpanı sonucu, Lumerical FDTD

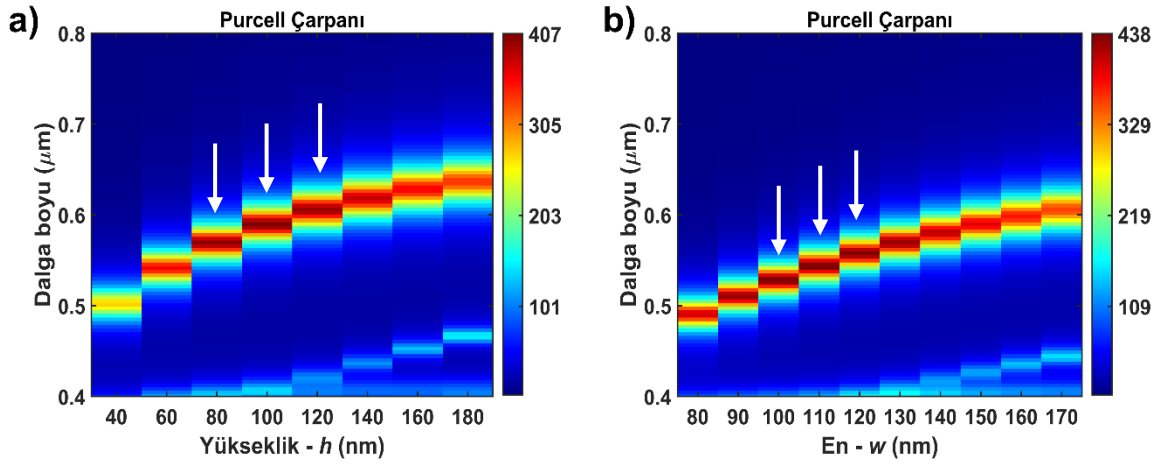
programının dipol kaynağın içine tanımladığı yazılım sonucu otomatik olarak elde edilmiştir. Burada alan monitörleri yalnızca dalga boyu bilgisini alabilmek için yerleştirilmiştir.



Şekil 4.7. a) Oyuklu silikon nanokübik yapının manyetik Purcell çarpanı, b) Oyuksuz silikon nanokübik yapının manyetik Purcell çarpanı tayfı (Kırmızı daire MD kaynağın konumunu ve siyah ok ise kaynağın manyetik alanının yönünü göstermektedir.)

Dielektrik nano yapılarda MD emisyonunun yüksek seviyede gerçekleşmesi için manyetik Purcell etkisinin güçlendirildiği dalga boyu aralığı ve MD rezonansın gerçekleştiği dalga boyu aralığının örtüşmesi gerekmektedir [89]. Yapıya ait manyetik rezonans modu 565 nm'de iken, manyetik Purcell çarpanının yaklaşık olarak 565 nm'de yüksek seviyede elde edilmesi de bu gereksinimi karşılamaktadır. Ayrıca kıyaslama yapabilmek adına aynı simülasyon parametreleri altında incelenen yapının oyuğa sahip olmayan formu da incelenmiştir (Bkz. Şekil 4.7b). Bu yapı için MD yayıcı, yapıdan 10 nm yükseklikte konumlandırılmıştır. Elde edilen sonuca göre yapıya ait manyetik Purcell çarpanı 565 nm'de 95 olarak elde edilmiştir. Bu iki sonucu değerlendirdiğimizde, merkezinde oyuk bulunan yapı geometrisinde oyuğun olmadığı geometriye kıyasla yaklaşık olarak 4 kat daha fazla güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisi elde edildiğini söyleyebilmek mümkündür. Benzer şekilde Si oyuklu nano disk yapılara göre de SNKR'nin manyetik Purcell çarpanı daha yüksek seviyede elde edilmiştir [88-91]





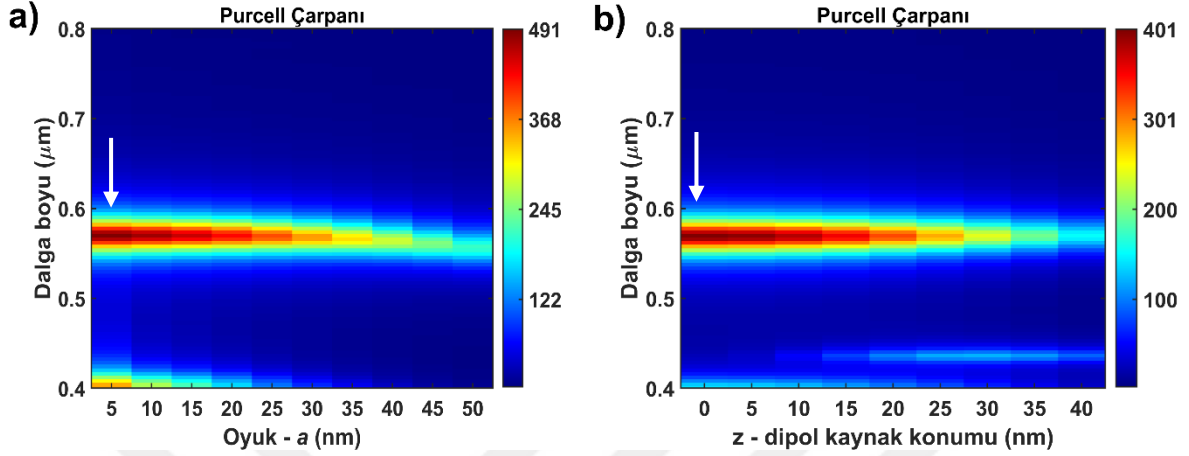
Şekil 4.8. a) SNKR'nin eni ( $w$ ) 130 nm, boyu ( $l$ ) 120 nm ve boşluk uzunluğu ( $a$ ) 20 nm iken yüksekliğinin ( $h$ ) 40 nm ve 180 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, b) SNKR'nin boyu ( $l$ ) 120 nm, yüksekliği ( $h$ ) 80 nm ve boşluk uzunluğu ( $a$ ) 20 nm iken eninin ( $w$ ) 80 nm ile 170 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar manyetik Purcell çarpanının yüksek seviyede elde edildiği dalga boylarını belirtmektedir.)

Yapı geometrisinin manyetik Purcell çarpanı üzerindeki etkisini ortaya koymak için öncelikle yapının en, boy ve oyuk uzunlukları sabit tutularak yükseklik uzunluğu 40 nm ile 180 nm arasında değişken olarak belirlenmiştir. Bu iki aralık arasında her 20 nm'de bir Purcell çarpanı bilgisi alınmıştır. Bu analizde de  $z$  kutuplu bir MD kaynak  $z = 0$  noktasında konumlandırılmıştır. Bu durumda elde edilen simülasyon sonuçları Şekil 4.8a'da sunulmuştur ve bu şekilde beyaz okların da belirttiği gibi yapının yüksekliği 80 nm ile 120 nm aralığında bir uzunlukta optimize edildiğinde manyetik Purcell çarpanının 407 kata dek ulaşabildiği gözlemlenmiştir. Bu durumun yanı sıra, yapının yüksekliği arttıkça güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisi tayfi kırmızı ışık tarafına doğru kayma özelliği göstermektedir.

Yüksekliğin manyetik Purcell çarpanına etkisini sunduktan sonra bir diğer değişken olarak SNKR'nin en uzunluğu belirlenmiştir. Yapının diğer parametreleri olan boy, yükseklik ve oyuk uzunluğu ise sırasıyla 120 nm, 80 nm ve 20 nm'de sabit tutulmuştur. En uzunluk değişiminin manyetik Purcell çarpanına etkisi Şekil 4.7b'de sunulmuştur. Bu şekil, en uzunluğunun 80 nm ile 170 nm arasında her 10 nm'de bir aldığı veriler üzerinden Purcell çarpanı sonuçlarını göstermektedir. Şekil üzerindeki beyaz okların da belirttiği üzere yapının en uzunluğunun 100 nm ve 120 nm arasında alacağı değerlerle manyetik Purcell çarpanı 438 kata dek ulaşabilmektedir. Bunun yanı sıra yükseklik değişkeninde de olduğu gibi en



uzunluğunun artmasıyla manyetik Purcell çarpanının tepe noktasına ulaştığı dalga boyunda kırmızı ışık tarafına bir kayma söz konusudur.



Şekil 4.9. a) SNKR'nin eni ( $w$ ) 130 nm, boyu ( $l$ ) 120 nm ve yüksekliği ( $h$ ) 80 nm iken  $x$  ve  $y$  eksenindeki oyuk uzunluğunun ( $a$ ) 5 nm ve 50 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen Purcell çarpanı değerleri, b) SNKR'nin eni ( $w$ ) 130 nm, boyu ( $l$ ) 120 nm, yüksekliği ( $h$ ) 80 nm ve  $x$  ve  $y$  eksenindeki oyuk uzunluğu ( $a$ ) 20 nm iken  $z$  eksenı boyunca MD kaynak konumunun değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar manyetik Purcell çarpanının yüksek seviyede elde edildiği dalga boyunu belirtmektedir.)

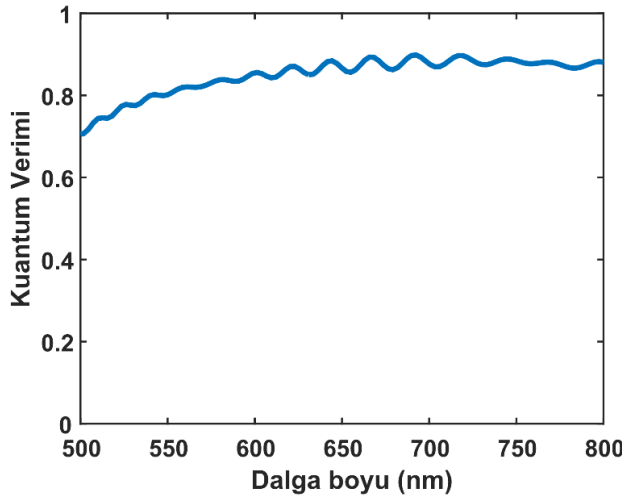
Oyuk varlığının nanokübik yapıdaki manyetik Purcell çarpanına etkisi gösterilmişti (Bkz. Şekil. 4.7). Bu kısımda ise bu oyuğun  $x$  ve  $y$  düzlemindeki uzunluk değişiminin manyetik Purcell çarpanına etkisi araştırılmıştır. Bu sebeple yapının en, boy ve yükseklik değerlerini sırasıyla 130 nm, 120 nm ve 80 nm'de sabit tutarak, oyuk uzunluğu olan  $a$  parametresi 5 nm ve 50 nm arasında değişken olarak belirlenmiştir. Her 5 nm'de bir alınan veri sonuçları Şekil 4.9a'da verilmiştir. Burada elde edilen simülasyon sonucunda, oyuğun  $5 \times 5$  nm genişliğinde olması durumunda manyetik Purcell çarpanının 491 kata kadar elde edilebileceği gözlemlenmiştir ve her bir  $a$  uzunluğunda tepe noktalarının elde edildiği dalga boyunda mavi ışık tarafına doğru bir tayf kayması söz konusudur. Ayrıca oyuk genişliğinin artması durumunda manyetik Purcell çarpanının azaldığı görülmektedir. Bunun nedeni ışığın daha küçük alanda daha yoğun şekilde hapsedilebilmesidir [91]. Bu şekilde yapının geometrisinde yapılabilecek optimizasyonlar ile yüksek manyetik Purcell çarpanı elde edilebilmekte ve yapının MD rezonans tayfı ayarlanabilmektedir [88-91,94,95]. Son olarak, MD kaynağın  $z$  eksenı boyunca bulunduğu konum değişken olarak belirlenmiş ve manyetik Purcell çarpanına etkisi araştırılmıştır. Bu sebeple dipol kaynak konumu  $z$  ekseninde 0 ve 40 nm aralığında farklı noktalarda bulunacak şekilde ayarlanmıştır. Şekil 4.9b'de sunulan 9 farklı

noktadan alınan verilere göre, MD yayıcı  $z = 0$  konumundan uzaklaştıkça manyetik Purcell çarpan değerinin en yüksek seviyede elde edildiği tayf aralığının aynı kalmasına rağmen manyetik Purcell etkisinin azaldığı gözlemlenmektedir. Bunun nedeni de manyetik alan güçlendirmenin bu bölgeden uzaklaştıkça azalmasıdır (Bkz. Şekil 4.5c).

Kuantum verimi, bir ışık kaynağının uzak alanda ışık gücünün toplam ışık gücüne oranını ifade etmektedir [88]. Tezin teorik kısmında bahsettiğimiz gibi plazmonik yapılar optik frekanslarda yüksek seviyede kayıp yaşarlar. Bu durum neticesinde bu yapılar düşük kuantum verimine sahiptirler. Ancak metal malzemelerin kullanıldığı plazmonik nano yapıların aksine yüksek kırılma indisine sahip dielektrik nano yapılarda bu kayıplar daha az seviyede gerçekleşir. Dolayısıyla Si'den oluşan nano kübik yapı ile ilgili bir diğer analiz ise yapının kuantum verimini incelemek adına yapılmıştır. Şekil 4.7a'da SNKR'nin oyuk kısmına yerleştirilen MD kaynağın yapı ile etkileşimini Purcell çarpanı ile ifade etmiştik. Bu MD kaynağın kuantum verimini elde etmek için uzak alanda toplanan sistemden (nano yapı ve dipol kaynak) ışık gücü ( $P_f$ ) bilgisine de ayrıca ihtiyaç vardır. Bu amaç doğrultusunda simülasyon yazılımında yer alan analiz grubunun içerisinde tanımlanmış kuantum verimi fonksiyonu aracılığıyla, yakın alanda MD kaynağı kapsayacak şekilde altı adet güç monitörü ve uzak alanda yapıyı içerisinde bulunduracak şekilde altı adet daha güç monitörü üzerinden güç bilgisi elde edilmiştir. Şekil 4.6a ve 4.6b'de bu alan monitörlerinin simülasyon alanı içerisindeki yerleşimi ve MD yayıcının konumu farklı görüş açıları ile sunulmuştur. Yakın alan monitörleri bütün yönlerde 10 nm genişliğe sahipken, uzak alandaki monitörler ise bütün yönlerde 2700 nm genişliğe sahiptir. Burada elde edilen kuantum verimi (QE) aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$QE = P_f / (P_f + P_k) \quad (4.7)$$

Bu eşitlikte  $P_k$ , SNKR tarafından soğurulan güçtür. Sonuç itibarıyla bu yapıda Şekil 4.10'da da gösterildiği üzere kuantum verimi, güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisinin gözlemlendiği dalga boyu olan 565-570 nm bandında yaklaşık olarak %85 olarak elde edilmiştir.

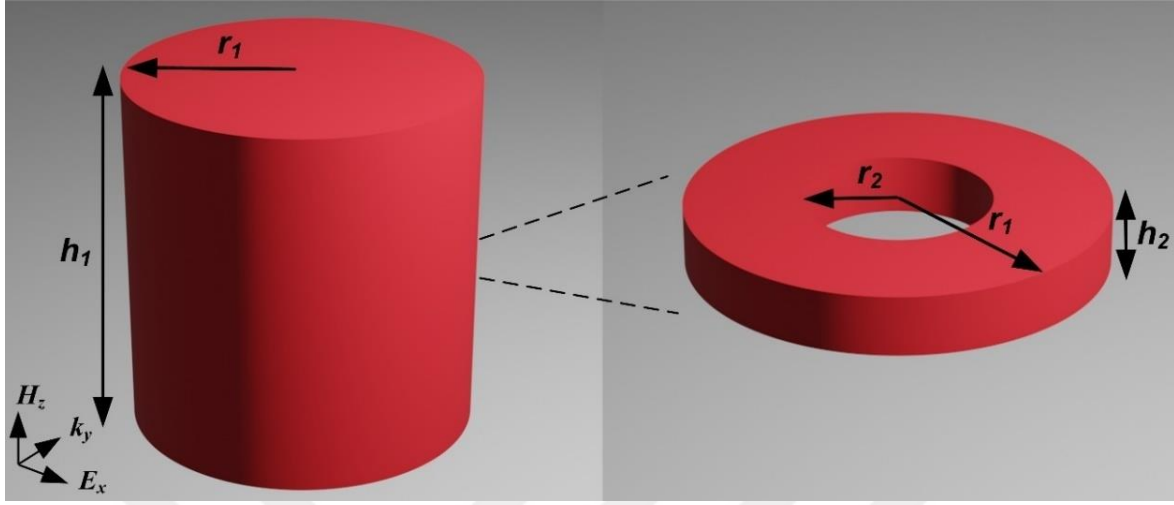


Şekil 4.10. SNKR'nin kuantum verimi tayfi

## 4.2. Silikon Nanosilindir Rezonatör (SNR)

Tez çalışması doğrultusunda sunulan ikinci yapı görünür aralıkta incelenen, Si malzemedен oluşan ve merkezinde oyuk bulunan silindir geometrisine sahip bir nano yapıdır. Literatürde dielektrik malzemelerin optik özelliklerinden yararlanılarak manyetik alan ve manyetik Purcell çarpanının güçlendirilmesi amacıyla oyuklu nanosilindirlik veya nano halka geometrilerinin sunulduğu birçok yapı çalışması mevcuttur. Literatürde bulunan bu nanosilindir rezonatörlerdeki oyuk geometrileri incelendiğinde, oyuğun yapı yüksekliğine paralel olacak şekilde yapı merkezinde yer aldığı görülmektedir. Bu yapılarda oyuklu bölgede dielektrik-vakum arayüzündeki kırılma indisi süreksizliğinden dolayı gelen dalga saçılarak alan güçlendirmeyi olumsuz olarak etkilemektedir [91]. Ancak bu yapılardan farklı olarak, önerilen SNR iç kısmında gizlenmiş bir oyuk bulundurmaktadır. Bu oyuğun SNR'de gizlenerek gömülmesi ile yapının merkezinde daha küçük bir bölgede sıcak nokta alan oluşturarak ışığı daha yüksek seviyede hapsedebilmek, dipol kaynaklar için konumlanma olanağı sağlamak ve manyetik Purcell etkisini güçlendirebilmek amaçlanmıştır. Tasarlanan bu yapının saçılma karakteristiğinde SNR'nin yarıçapı ( $r_1$ ) 60 nm, yüksekliği ( $h_1$ ) 120 nm, oyuk yarıçapı ( $r_2$ ) 15 nm ve oyuk yüksekliği ( $h_2$ ) 5 nm iken Mie tipi elektrik dipol ve MD rezonans modlarını desteklediği gözlemlenmiştir. SNR'nin geometrik parametreleri ve şematik gösterimi Şekil 4.11'de sunulmuştur. Önerilen yapının ışık-madde etkileşiminin analizi için yine Lumerical FDTD simülasyon yazılımı aracılığıyla uygun koşullar bir önceki yapıda da bahsedildiği şekilde ayarlanmıştır. Ancak SNR için yapının incelendiği

simülasyon alanı bütün yönlerde 4000 nm ve yapı üzerindeki ağ adımları ise 1.5 nm olacak şekilde düzenlenmiştir.

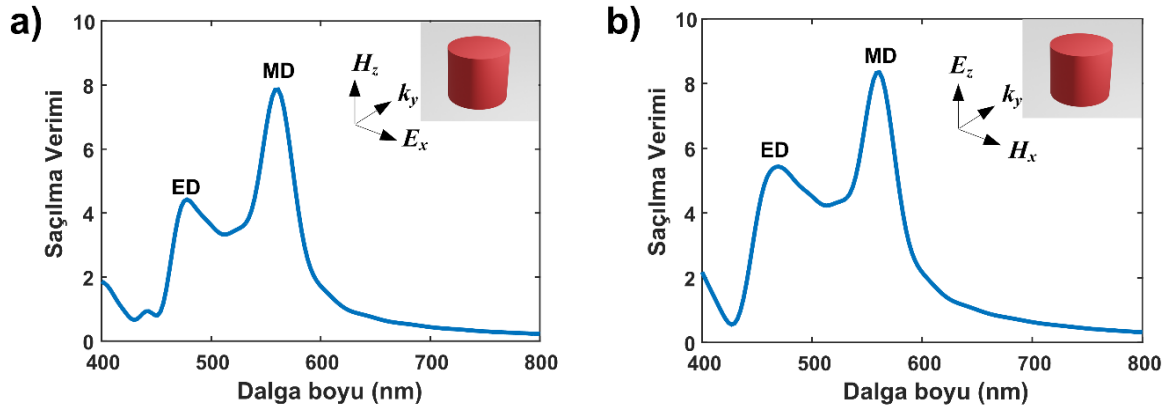


Şekil 4.11. Geometrik parametreleri  $r_1 = 60$  nm,  $r_2 = 15$  nm,  $h_1 = 120$  nm ve  $h_2 = 5$  nm olan SNR'nin şematik gösterimi ve düzlem dalga uyarım yönü ( $r_1$ : SNR yarıçapı,  $r_2$ : oyuk yarıçapı,  $h_1$ : SNR yüksekliği,  $h_2$ : oyuk yüksekliği,  $k$ : dalga vektörü,  $H$ : manyetik alan vektörü,  $E$ : elektrik alan vektörü)

#### 4.2.1. SNR'nin Saçılma Karakteristiği

Tez kapsamında önerdiğimiz ikinci rezonatör tasarımı olan SNR'nin görünür aralıkta saçılma karakteristiğini analiz etmek için SNKR'de olduğu gibi SNR için de farklı polarizasyona sahip iki düzlem dalganın yapı ile etkileşimi incelenerek SNR'nin desteklediği elektromanyetik modlar ortaya çıkarılmıştır. Burada söz edilen fark uyguladığımız düzlem dalganın polarizasyonudur. Yani her iki dalga uyarımı için de uygulanan düzlem dalganın yayılma yönü, yapının yan kesit alanına dik olacak şekilde düzenlenmiş ancak dalga polarizasyonu değişken olarak belirlenmiştir. Çünkü literatürdeki çalışmalara bakıldığında nano silindir rezonatörlerin uygulanan düzlem dalganın yayılma yönü ve alan vektörlerinin polarizasyonuna göre saçılma veriminin büyüklüğünü ya da destekledikleri elektromanyetik modların rezonans dalga boylarını etkileyebildiği görülmektedir [90,111]. Saçılma karakteristiğinin etkilenmesi durumu da rezonatörün yakın-alan özellikleri açısından önem arz etmektedir. Bu amaç doğrultusunda, uyguladığımız düzlem dalga kaynağın yayılma yönü her iki uyarım için de y eksenine doğrultusunda olacak şekilde ayarlanmıştır. Uygulanan ilk düzlem dalganın elektrik alan vektörü x, manyetik alan vektörü ise z yönünde ayarlanmıştır. Diğer koşulda ise elektrik alan polarizasyonu z, manyetik alan polarizasyonu ise x yönünde düzenlenmiştir. Bu şekilde SNR'nin farklı

polarizasyona sahip dalga uyarımları altındaki saçılma karakteristiği ortaya çıkarılmak istenmiştir. Uygulanan her iki düzlem dalga için SNR'nin görünür aralıktaki saçılma verimi Şekil 4.12'de sunulmuştur. Şekil 4.12a'da elektrik alan polarizasyonu x, manyetik alan vektörün yönü z olarak düzenlenen düzlem dalga uyarımı altında SNR 480 nm'de Mie tipi elektrik dipol rezonansını, 560 nm'de ise daha yüksek saçılma verimi katsayısı ile Mie tipi MD rezonansını desteklediği görülmektedir. Şekil 4.12b'de ise elektrik alan polarizasyon yönü z, manyetik alan vektörün yönü x doğrultusunda olacak şekilde uygulanan düzlem dalga uyarımı altında SNR'nin saçılma verimi sunulmuştur. Şekil 4.12a ve 4.12b incelendiğinde her iki durum için de rezonans modların elde edildiği dalga boylarının aynı olduğu görülmektedir. Aynı zamanda saçılma verimi katsayıları da yaklaşık olarak aynı seviyede elde edilmiştir. Bu durum bize SNR'de alan yükseltmeyi her iki polarizasyon koşulu için de sağlayabilmenin yanı sıra daha da önemlisi MD yayıcıların polarizasyon yönünü hem x hem de z kutuplu olarak düzenleyerek güçlü manyetik Purcell etkisi elde edebilmenin yolunu açmıştır.



Şekil 4.12. Düzlem dalga SNR yapıya a) y eksenini boyunca  $H_z$  ve  $E_x$  polarizasyonları ile uygulandığında gözlemlenen saçılma verimi tayfı, b) y eksenini boyunca  $H_x$  ve  $E_z$  polarizasyonları ile uygulandığında gözlemlenen saçılma verimi tayfı (ED; elektrik dipol rezonans modunun, MD; manyetik dipol rezonans modunun elde edildiği dalga boyunu belirtmektedir.)

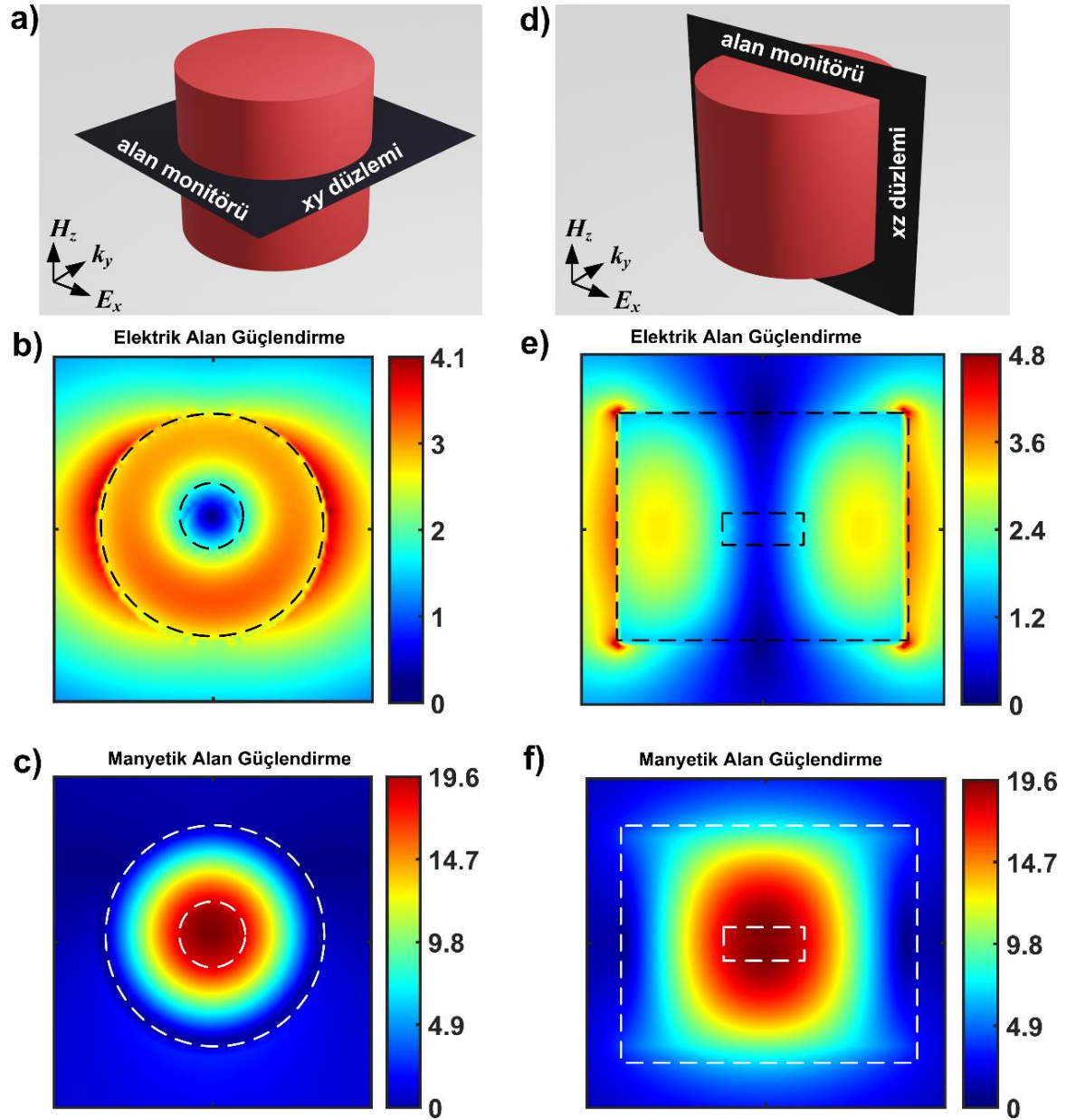
#### 4.2.2 SNR'nin Yakın Alan Özellikleri

Önerilen SNR yapının düzlem dalga uyarımı altındaki saçılma karakteristiğinde MD rezonans modunu 560 nm'de gözlemlenmiştir. Bu nedenle SNR'nin yakın alan özelliği 560 nm'de incelenmiş ve hem elektrik hem de manyetik alan güçlendirme dağılımları elde edilmiştir. Bu doğrultuda öncelikle yapının merkezine, yani  $z = 0$  noktasında xy düzlemine

200 × 200 nm boyutunda bir alan monitörü yerleştirilmiştir. SNR üzerindeki konumu ise Şekil 4.13a'da verilmiştir.  $E_x$  ve  $H_z$  polarizasyonlarına sahip y yönünde yayılan dalga uyarımı altındaki SNR için Şekil 4.13b ve 4.13c'de sırasıyla elektrik ve manyetik alan güçlendirme dağılımları sunulmuştur. Bu şekillerde kesikli çizgilerle gösterilen bölgeler, alan monitörünün yerleştirildiği düzlemde yapının kesit alanını belirtmektedir. Şekil 4.13b'de  $E_x$  polarizasyonlu düzlem dalga uyarımında elektrik alan güçlendirmenin 4,1 kat arttığı gözlemlenmiştir. Şekil 4.13c'de ise manyetik alan vektörünün z eksenini boyunca yapıya etki ettiği düzlem dalga uyarımında manyetik alan güçlendirme değeri 19,6 kat olarak elde edilmiştir. SNR'nin alan dağılımlarını analiz ettiğimiz simülasyon sonuçlarına göre MD rezonansın gözlemlendiği dalga boyunda elektrik alan şiddetinin en yüksek değeri yaklaşık olarak 4,1 V/m elde edilmiştir. Manyetik alan şiddeti ise en çok sıcak nokta bölgesinde olmak üzere yaklaşık olarak 0,0517 A/m olarak elde edilmiştir. Alan kuvvetlendirme sonucu ulaştığımız değerler Eş. 4.3, Eş. 4.4 ve Eş. 4.5'in ışığında, elektrik alan güçlendirme ( $|E|/|E_0|$ ) için  $\sqrt{|E|^2/|E_0|^2} = 4,1/1 = 4,1$ , manyetik alan güçlendirme ( $|H|/|H_0|$ ) için ise  $\sqrt{|H|^2/|H_0|^2} = 0,0517/0,00263577 = 19,6$  olarak elde edilmektedir. Bu doğrultuda, merkezinde gömülü halde oyuk bulunduran ve uzunluğu z eksenini boyunca 5 nm olan bu oyukun gelen ışığı SNR'nin içerisinde yoğun bir şekilde hapsederek manyetik alan güçlendirmeye önemli ölçüde katkı yaptığını söylemek mümkündür.

Daha önce de belirttiğimiz gibi dielektrik nano parçacıklardaki MD rezonans, gelen ışığın MD momentini indüklemesi sonucu meydana gelen yer değiştirme akımından kaynaklanmaktadır. Burada uygulanan düzlem dalganın manyetik alan vektörü z eksenini doğrultusunda yapıya etki ettiği için MD momentleri z eksenini boyunca indüklenirler. Bu durum neticesinde oluşan yer değiştirme akımlarının dairesel döngüsü Şekil 4.13b'de xy düzleminde gözlemlenmektedir. Bunun yanı sıra  $z = 0$  noktasında xz düzlemine yerleştirilen bir diğer alan monitörü üzerinden de SNR'nin alan güçlendirme dağılımları incelenmiştir. Şekil 4.13d'de yapıya dikey olarak konumlandırılan alan monitörünün şematik gösterimi sunulmuştur. Şekil 4.13e'de gösterildiği üzere elektrik alan güçlendirme 4,8 kat olarak elde edilmiş, Şekil 4.13f'de ise manyetik alan güçlendirme 19,6 kat olarak elde edilmiştir. z eksenini boyunca oluşması beklenen yer değiştirme akımının dairesel döngüsü Şekil 4.13f'de daha net bir şekilde görülmektedir. Manyetik alan güçlendirme dağılımında görüleceği üzere manyetik alan şiddeti özellikle oyuk kısmında yoğunlaşmıştır. Literatürdeki Si oyuklu nanosilindir rezonatörlere kıyasla daha güçlü alan yükseltme sağlayan bu yapının avantajı da içerisinde gömülü halde bulunan bu nano boşlukta ışığın daha yoğun şekilde

hapsedilebilmesidir. Ayrıca nanosilindir geometrisinde MD yayıcılar için rezonatörün iç hacminde konumlanma imkânı sağlayarak manyetik Purcell etkisinin araştırılmasına izin verebilmesidir.

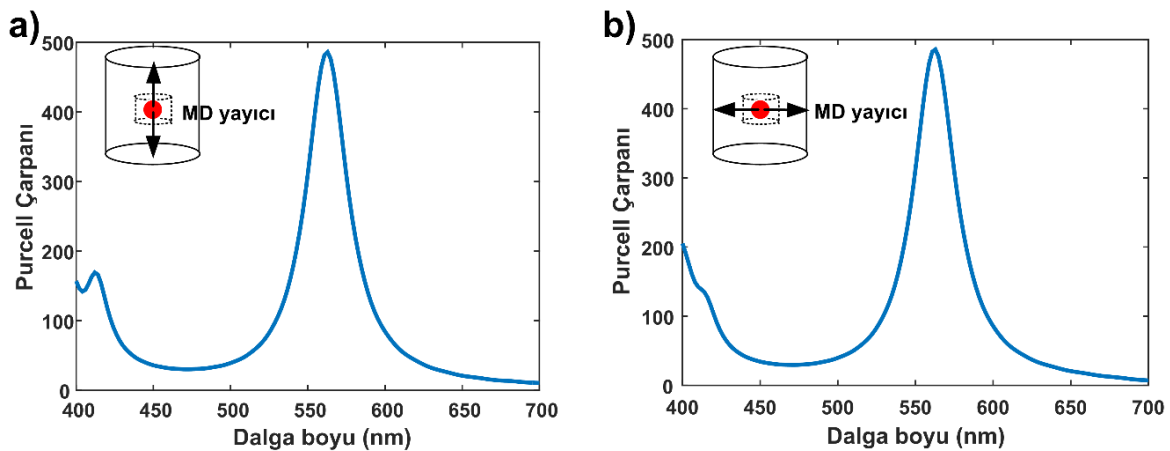


Şekil 4.13. a) Düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve  $z = 0$  noktasında xy düzleminde bulunan alan monitörünün konumu, SNR'nin MD rezonans özelliği sergilediği 560 nm dalga boyunda elde edilen b) elektrik alan ( $|E|/|E_0|$ ) ve c) manyetik alan ( $|H|/|H_0|$ ) güçlendirme dağılımları, d) Düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve  $y = 0$  noktasında xz düzleminde bulunan alan monitörünün konumu, SNR'nin MD rezonans özelliği sergilediği 560 nm dalga boyunda elde edilen e) elektrik alan ( $|E|/|E_0|$ ) ve f) manyetik alan ( $|H|/|H_0|$ ) güçlendirme dağılımları (Kesikli çizgiler yapının sınırlarını ifade etmektedir.)



### 4.2.3. SNR'de Manyetik Purcell Etkisi

SNR'nin saçılma karakteristiği ve alan güçlendirme özelliği bir düzlem dalga uyarımı altında incelendikten sonra yapının güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisini araştırmak üzere bir MD yayıcı ile etkileşimi analiz edilmiştir. Şekil 4.12'de yapının saçılma karakteristiğini iki farklı dalga uyarımı altında incelemiştik. Hem  $H_z$ ,  $E_x$  hem de  $H_x$ ,  $E_z$  polarizasyonlarına sahip düzlem dalga uyarım altında incelenen SNR'nin MD rezonans modu 560 nm'de gözlemlenmişti. Bu durum bize SNR'nin manyetik bir kuantum yayıcı ile etkileşiminde kuantum yayıcının etki yönünün hem z doğrultusunda hem de x doğrultusunda olması durumunda güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisini araştırma imkânı sağlamaktadır. Bu nedenle öncelikle z kutuplu bir MD yayıcı SNR'nin ortasındaki boşluğa  $z = 0$  noktasında yerleştirilmiştir. Burada amaç Şekil 4.13c ve 4.13f'de görüleceği üzere yapının iç hacminde ve özellikle merkezindeki boşlukta yoğunlaşan manyetik alandan yararlanarak yüksek manyetik Purcell çarpanı elde etmektir. Şekil 4.14a'da sunduğumuz simülasyon sonuçlarına göre yapının Purcell çarpanı 560 nm'de 486 kat elde edilerek en yüksek seviyeye ulaşmaktadır. Benzer şekilde  $z = 0$  noktasında x kutuplu bir MD yayıcının yapı ile etkileşimi de incelenmiş ve elde edilen simülasyon sonucu Şekil 4.14b'de sunulmuştur. SNR'nin z kutuplu MD yayıcı ile etkileşiminde gözlemlendiği gibi x kutuplu MD yayıcı ile etkileşiminde de manyetik Purcell çarpanı 560 nm'de 486 olarak elde edilmiştir. Her iki MD yayıcı için de yapının manyetik Purcell çarpanının en yüksek elde edildiği tayf aralığının, bir önceki yapıda da olduğu gibi MD rezonansın desteklendiği dalga boyu ile örtüştüğü gözlemlenmiş ve böylece güçlü manyetik Purcell etkisi elde edilebilmiştir.

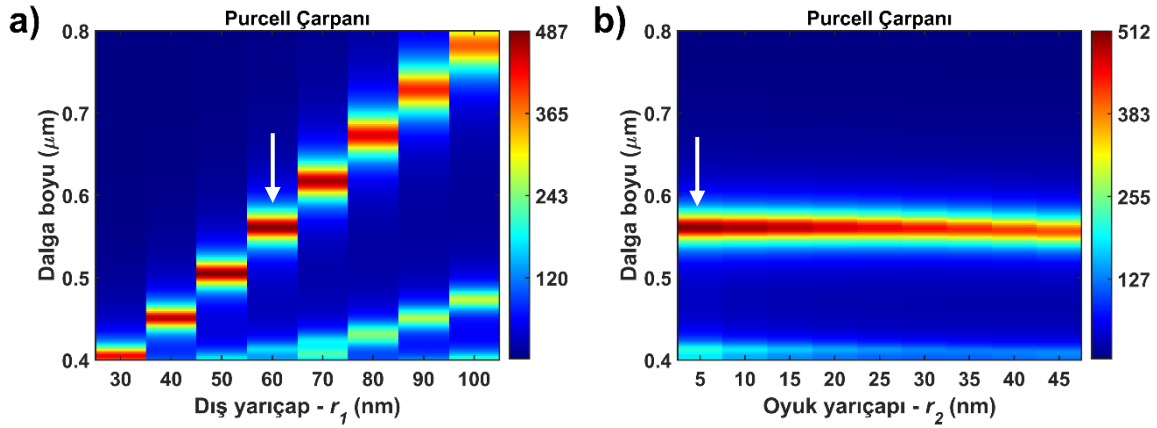


Şekil 4.14. MD kaynak a) z kutuplu iken SNR yapının manyetik Purcell çarpanı, b) x kutuplu iken SNR yapının manyetik Purcell çarpanı (Kırmızı daire MD kaynağın konumunu, siyah ok kaynağın manyetik alan yönünü ve kesikli çizgili alan ise nano boşluğu göstermektedir.)



Bu tez çalışmasının teorik alt yapısına değindiğimiz başlıkta, yapının boyutlarının değiştirilmesi ile rezonans frekansının düzenlenebileceği belirtilmişti. Bu durum, Eş. 3.32’de yapı yarıçapı ve MD rezonans dalga boyu arasındaki matematiksel ilişki üzerinden anlatılmıştı. Bu doğrultuda bu yapının dış yarıçap uzunluğunu değiştirerek hem MD rezonans dalga boyunun değişimini hem de bu değişkenin manyetik Purcell çarpanına etkisinin analiz edildiği simülasyon sonucu Şekil 4.15a’da sunulmuştur. Burada yapılan simülasyon sonuçları z kutuplu MD yayıcının SNR ile etkileşimi üzerinden analiz edilmiştir. Yapının  $h_1$  parametresi 120 nm’de,  $r_2$  parametresi 15 nm ve  $h_2$  parametresi ise 5 nm’de sabit olma koşuluyla, dış yarıçap uzunluğu 30 nm ile 100 nm arasında değişken olarak düzenlenmiştir. Simülasyon sonuçlarına göre en yüksek Purcell çarpanı, dış yarıçap uzunluğu 60 nm olduğunda gözlemlenmiştir. Bunun yanı sıra dış yarıçap değerinin artmasıyla, yapının MD rezonans dalga boyu tayfinin kırmızı ışık tarafına kaydığını da söylemek mümkündür.

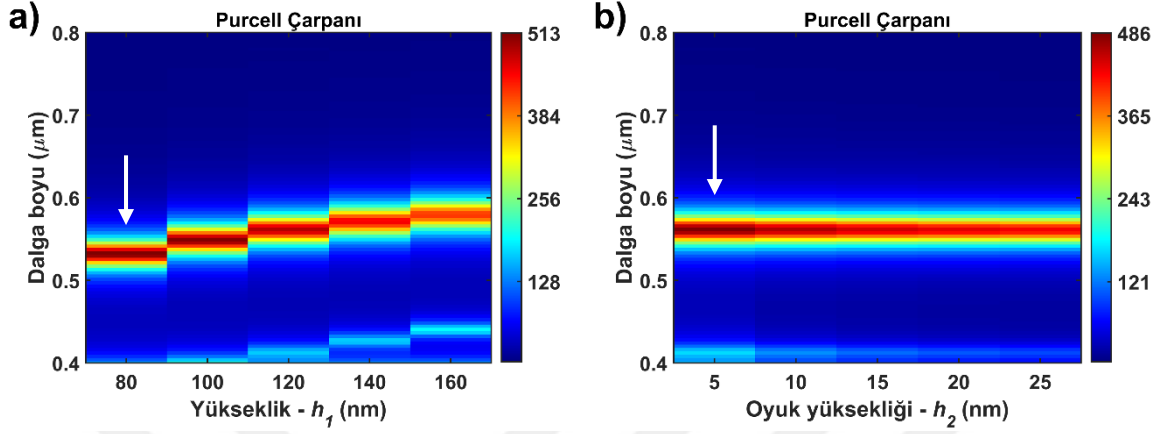
Bir diğer analizde ise yapının içerisinde gömülü olarak bulunan nano boşluğun yarıçap değeri değişken olarak belirlenmiş ve bu durumun manyetik Purcell çarpanına etkisi araştırılmıştır. Bunun için de SNR’nin yükseklik ( $h_1$ ), dış yarıçap ( $r_1$ ) ve oyuk yükseklik ( $h_2$ ) uzunluğu sırasıyla 120 nm, 60 nm ve 5 nm’de sabit tutularak oyuk yarıçapı ( $r_2$ ) 5 nm ve 45 nm arasında değişecek şekilde 5 nm’lik aralıklarla manyetik Purcell çarpanı değeri elde edilmiştir. Simülasyon sonucu ise Şekil 4.15b’de sunulmuştur. Yapının ortasında bulunan oyukun yarıçap değeri 5 nm olduğunda manyetik Purcell çarpanının 512 kat güçlenebildiği görülmektedir. Gözlemlenen bu güçlü manyetik Purcell çarpanı, ışığın daha küçük bir alanda daha yoğun bir şekilde hapsedilmesi ve manyetik sıcak bölgede yoğunluğunun artırılmasıdır. Burada sonuç olarak, boşluk yarıçap değeri arttıkça manyetik Purcell çarpanı değeri azalmış ve MD rezonans dalga boyunda tayfsal bir kayma gözlemlenmemiştir.



Şekil 4.15. a) SNR'nin yüksekliği ( $h_1$ ) 120 nm, oyuk yüksekliği ( $h_2$ ) 5 nm ve oyuk yarıçapı ( $r_2$ ) 15 nm iken dış yarıçap ( $r_1$ ) parametresinin 30 nm ve 100 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, b) SNR'nin yüksekliği ( $h_1$ ) 120 nm, dış yarıçapı ( $r_1$ ) 60 nm ve oyuk yükseklik ( $h_2$ ) 5 nm iken oyuk yarıçap ( $r_2$ ) parametresinin 5 nm ve 45 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar manyetik Purcell çarpanının en yüksek seviyede elde edildiği dalga boylarını belirtmektedir.)

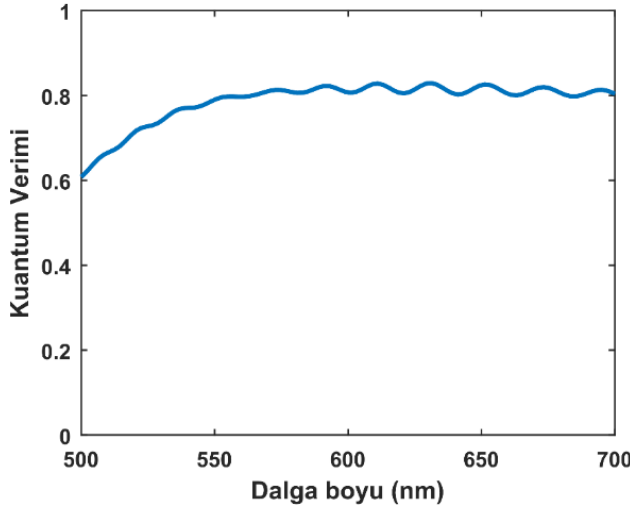
SNR'nin yükseklik parametresinin değişken olarak belirlenip manyetik Purcell çarpanı üzerindeki etkisi ise Şekil 4.16a'da sunulmuştur. Bu amaç doğrultusunda  $r_1$ ,  $r_2$  ve  $h_2$  parametreleri sırasıyla 60 nm, 15 nm ve 5 nm uzunluğunda sabit değerde tutulmuştur.  $h_1$  değişkeni için ise uzunluk aralığı 80 nm ve 160 nm arasında belirlenmiştir. Bu iki aralık arasında her 20 nm'de bir manyetik Purcell çarpanı verisinin alındığı simülasyon sonucuna göre,  $h_1$  uzunluğunun 80 nm olarak düzenlenmesi durumunda manyetik Purcell çarpanının en yüksek seviyeye 530 nm'de ulaştığı ve 513 kat olarak elde edildiği gözlemlenmiştir. Bu durumda  $h_1$  değerinin artması durumunda MD rezonans dalga boyunun kırmızı ışık tayfına kaymasının yanı sıra manyetik Purcell çarpanı değerinin azalması yönünde etkili olduğunu söyleyebiliriz. Diğer bir yandan  $r_1 = 60$  nm,  $r_2 = 15$  nm ve  $h_1 = 120$  nm'de sabit olmak koşuluyla oyuk yüksekliğinin de manyetik Purcell çarpanına etkisi araştırılmış ve elde edilen sonuç Şekil 4.16b'de sunulmuştur. Oyuk yüksekliğinin artmasıyla manyetik Purcell çarpanı azalmış ancak MD rezonans dalga boyu tayfında bir kayma gözlemlenmemiştir. En yüksek

manyetik Purcell çarpanı ise  $h_2 = 5$  nm uzunluğunda iken 560 nm'de 486 kat olarak elde edilmiştir.



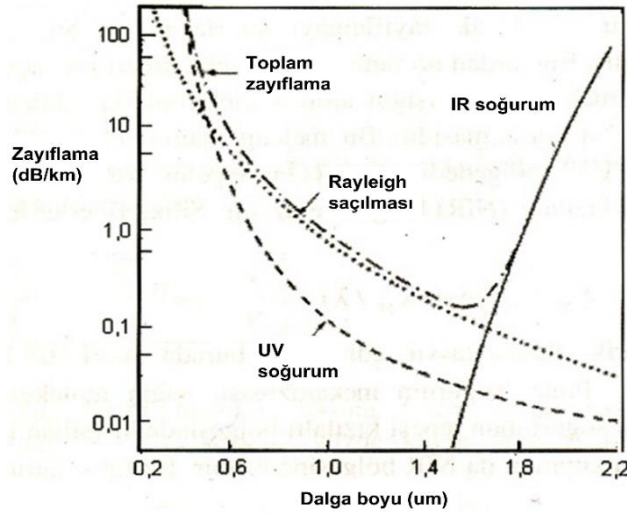
Şekil 4.16. a) SNR'nin dış yarıçapı ( $r_1$ ) 60 nm, oyuk yüksekliği ( $h_2$ ) 5 nm ve oyuk yarıçapı ( $r_2$ ) 15 nm iken yükseklik ( $h_1$ ) parametresinin 80 nm ve 160 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, b) SNR'nin yüksekliği ( $h_1$ ) 120 nm, dış yarıçapı ( $r_1$ ) 60 nm ve oyuk yarıçapı ( $r_2$ ) 15 nm iken oyuk yüksekliği ( $h_2$ ) parametresinin 5 nm ve 25 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar manyetik Purcell çarpanının en yüksek seviyede elde edildiği dalga boylarını belirtmektedir.)

Literatürde mevcut görünür aralıkta incelenen Si nanosilindir yapılarına kıyasla daha güçlü manyetik Purcell çarpanı değerine sahip SNR yapının analiz edilen diğer özelliği ise kuantum verimidir. Literatürde görünür aralıkta sunulan nanosilindir yapıların kuantum verimi yaklaşık olarak %80-85 olarak elde edildiği belirtilmiştir [88]. Tasarladığımız SNR yapının kuantum verimi ise 550-700 nm bandında yaklaşık olarak %80 olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.17. SNR'nin kuantum verimi tayfı

### 4.3. Germanyum Nanodisk-Halka Kompozit Rezonatör (GNDHR)

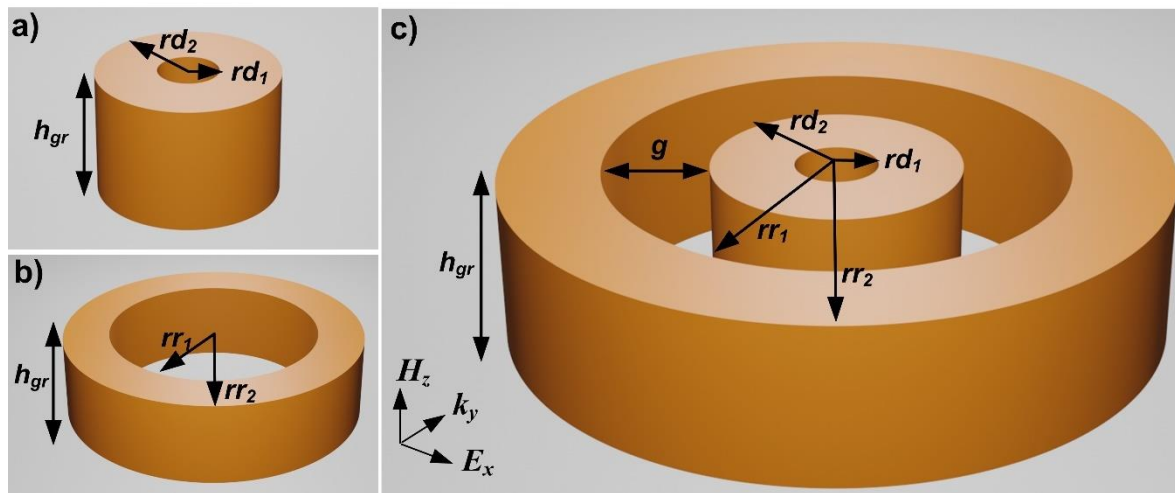


Şekil 4.18. Silika fiberlerde temel kayıp mekanizması [112].

Tezin teorik kısmında sunduğumuz, çeşitli malzemelerin kırılma indisi ve kalite faktörünü gösteren Şekil 3.5'i incelediğimizde NIR aralıkta en yüksek kalite faktörünün Ge'ye ait olduğu görülmektedir. Ancak literatürdeki çalışmalara bakıldığında optik rezonatörlerde Mie saçılması ve manyetik Purcell etkisinin incelendiği bu çalışmaların çoğu görünür aralıkta sunulmuştur. Bu durumun yanı sıra, görünür aralıkta sunulan optik rezonatörlerin fotonik entegre devrelerde kullanılabilmesi söz konusuysen, bu entegre devrelerin bulunduğu aygıtların haberleşmesinde ise fiber optik kabloların kullanımından bahsetmek mümkündür. Şekil 4.18'de görüleceği üzere fiber optik haberleşmede kullanılan silika fiberlerde kızılötesi soğurum ve en düşük kayıp yaklaşık olarak 1550 nm civarında 0.2

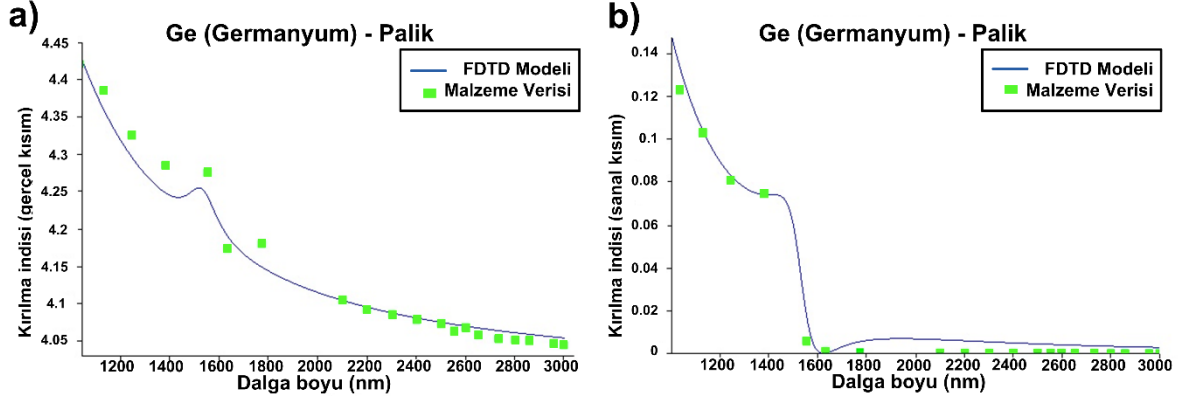
dB/km'dir [112]. Daha uzun dalga boylarında ise bu kayıp giderek artmaktadır. Buradan yola çıkarak bu kısımda sunulan nano rezonatörün yapı boyutları için yapılan optimizasyon 1500-1600 nm arasındaki dalga boyları referans edilerek düzenlenmiştir. Bu yüzden GNDHR'nin çeşitli parametrik çalışmalar neticesinde yaklaşık olarak 1550 nm'ye göre optimizasyonu sağlanarak NIR aralıktaki elektromanyetik özellikleri analiz edilmiştir. Bu amaçlar doğrultusunda öncelikle tek bir oyuklu Ge nano disk (GND) rezonatörün saçılma karakteristiği ve manyetik Purcell etkisi NIR aralıkta incelenmiştir. Ardından bu yapıyı çevreleyen bir Ge nano halka (GNH) ile ışımali etkileşimin manyetik Purcell etkisine ve manyetik alan güçlendirmeye katkısı araştırılmıştır.

Literatürde çeşitli elektromanyetik modlar arasındaki ışımali bağlaşımların (radiative coupling) ortaya çıkarılması ile dielektrik yapılarda da manyetik alan güçlendirmesi yapılabileceğini belirten teorik çalışmalar bulunmaktadır. Burada belirtilen ışımali bağlaşım terimi, bir düzlem dalga ile uyarılmış iki farklı dielektrik yapı arasındaki elektromanyetik etkileşimi belirtmektedir. Bu etkileşim eş merkezli olarak iç içe geçmiş durumda bulunan tamamen dielektrik malzemeler arasında yıkıcı (destructive) ya da yapıcı (constructive) etkiye neden olabilir. Farklı boyutlardaki bu dielektrik malzemeler arasındaki güçlü yapıcı bağlaşım etkisinin sağlanması ile manyetik alan yükseltilebilmektedir [97,98]. Bu doğrultuda disk ve halka geometrisine sahip Ge malzemeden oluşan iki farklı nano yapı kompozisyonu, bu tez kapsamında sunulan son rezonatör tasarımı olacaktır (Bkz. Şekil 4.19).



Şekil 4.19. a) Geometrik parametreleri  $rd_1 = 10$  nm,  $rd_2 = 160$  nm ve  $h_{gr} = 300$  nm olan GND, b) Geometrik parametreleri  $rr_1$ ,  $rr_2$  ve  $h_{gr}$  olan GNH, c) Bu iki nano yapının kompozisyonundan meydana gelen GHDHR'nin şematik gösterimi ve düzlem dalga uyarım

yönü ( $h_{gr}$ : GND ve GNH'nin yüksekliği,  $rd_1$ : GND iç yarıçapı,  $rd_2$ : GND dış yarıçap,  $rr_1$ : GNH iç yarıçap,  $rr_2$ : GNH dış yarıçap,  $g$ : GND ve GNH arasındaki mesafe,  $k$ : dalga vektörü,  $H$ : manyetik alan vektörü,  $E$ : elektrik alan vektörü))



Şekil 4.20. Lumerical FDTD simülasyon programının sağladığı malzeme kütüphanesindeki Ge malzemenin kırılma indisinin a) gerçel kısmının b) sanal kısmının dalga boyuna göre değişimi (Yeşil noktalar deneysel verileri, mavi eğri ise simülasyon yazılımındaki malzeme verilerini temsil etmektedir.)

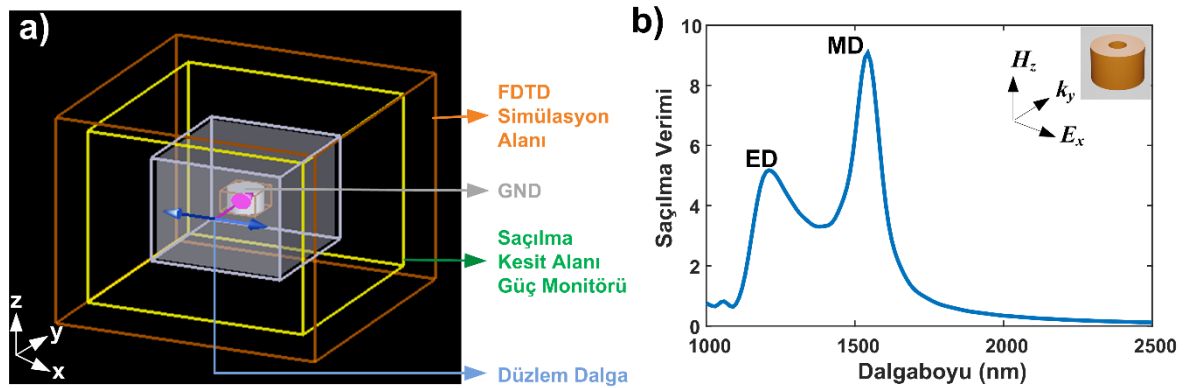
Tasarlanan GNDHR yapının numerik analizi ve karakterizasyonu için öncelikle yapıyı inceleyeceğimiz ortamın FDTD simülasyon alanı bütün yönlerde 3000 nm olacak şekilde ayarlanmıştır. Yapı üzerindeki ağ adımını x ve y ekseninde 5 nm, z ekseninde 10 nm uzunluğunda olacak şekilde düzenlenmiştir. Bu tasarımda optik özelliğinden yararlandığımız Ge malzemeye ait kırılma indisinin dalga boyuna göre değişimi ise NIR aralıkta Şekil 4.20'de verilmiştir. Bu şekilde yeşil renkli noktalar ile gösterilen malzeme verisi Palik'in kitabından elde edilen deneysel veriler doğrultusunda Lumerical FDTD kütüphanesinde yer almaktadır. Mavi renkli eğri ise simülasyon yazılımının bu deneysel verilere göre uydurduğu malzeme verilerini temsil etmektedir [109].

### 4.3.1. GND'nin Saçılma Karakteristiği

Tez kapsamında sunulan GNDHR iki temel nano yapıdan oluşmaktadır. Bu sebeple öncelikle iç kısımda bulunan Ge malzemedeki oluşan tek bir nanodisk saçılma karakteristiği incelenmiştir. Şekil 4.19a'da GND'nin yapı parametreleri şematik olarak gösterilmiştir. Literatürde mevcut, tamamen dielektrik oyuklu nanodisk yapılarda görülen saçılma karakteristiği ve GND'ye ait saçılma karakteristiğinin benzerlik göstermesi beklenmektedir. Bu doğrultuda yapı parametreleri olan yükseklik ( $h_{gr}$ ) 300 nm, dış yarıçap ( $rd_2$ ) 160 nm ve iç yarıçap ( $rd_1$ ) 10 nm uzunluğunda iken GND'nin NIR aralıkta incelenen saçılma karakteristiğinde Mie tipi elektrik dipol ve daha baskın olacak şekilde Mie tipi MD

rezonans özelliği sergilemesi de bu beklentiyi karşılamaktadır [88-91,95]. GND'nin saçılma verimi tayfında görülen bu rezonans modlarına ait simülasyon sonuçları Şekil 4.21b'de yer almaktadır. Tez kapsamında sunulan diğer rezonatör tasarımlarında olduğu gibi bu formda da oyuklu bölgeden sıcak-nokta alanların oluşmasını sağlamak ve dipol kaynaklar için erişilebilirlik sağlamak amacıyla yararlanılacaktır. Ayrıca Şekil 4.21a'da FDTD simülasyon bölgesinde yer alan GND, düzlem dalga polarizasyonu ve saçılma verimini hesaplamak için yapıdan yeterli uzaklıkta konumlandırılmış saçılma kesit alanı güç monitörü gösterilmektedir.

GND'nin saçılma özelliklerini ortaya çıkarmak için yapı öncelikle y eksenine doğrultusunda uygulanan bir düzlem dalga ile uyarılmıştır. Uygulanan düzlem dalganın manyetik alan vektörü ise oyuk boyunca yapıya etki edecek şekilde z yönünde düzenlenmiştir. Bu durumda elektrik alan vektörü ise GND'ye x yönünde etki etmektedir. GND'nin NIR aralıkta incelenen saçılma verimi tayfına ilişkin elde edilen sonuç Şekil 4.21b'de verilmiştir. Sonuç itibariyle GND'de Mie tipi elektrik ve MD rezonans modları sırasıyla 1200 nm ve 1550 nm'de elde edilmiştir. Saçılma tayfını incelediğimizde MD modun elektrik dipol moduna göre daha baskın olarak gözlemlendiğini ve MD rezonans modunu 1550 nm için elde edilebildiğini söyleyebiliriz.



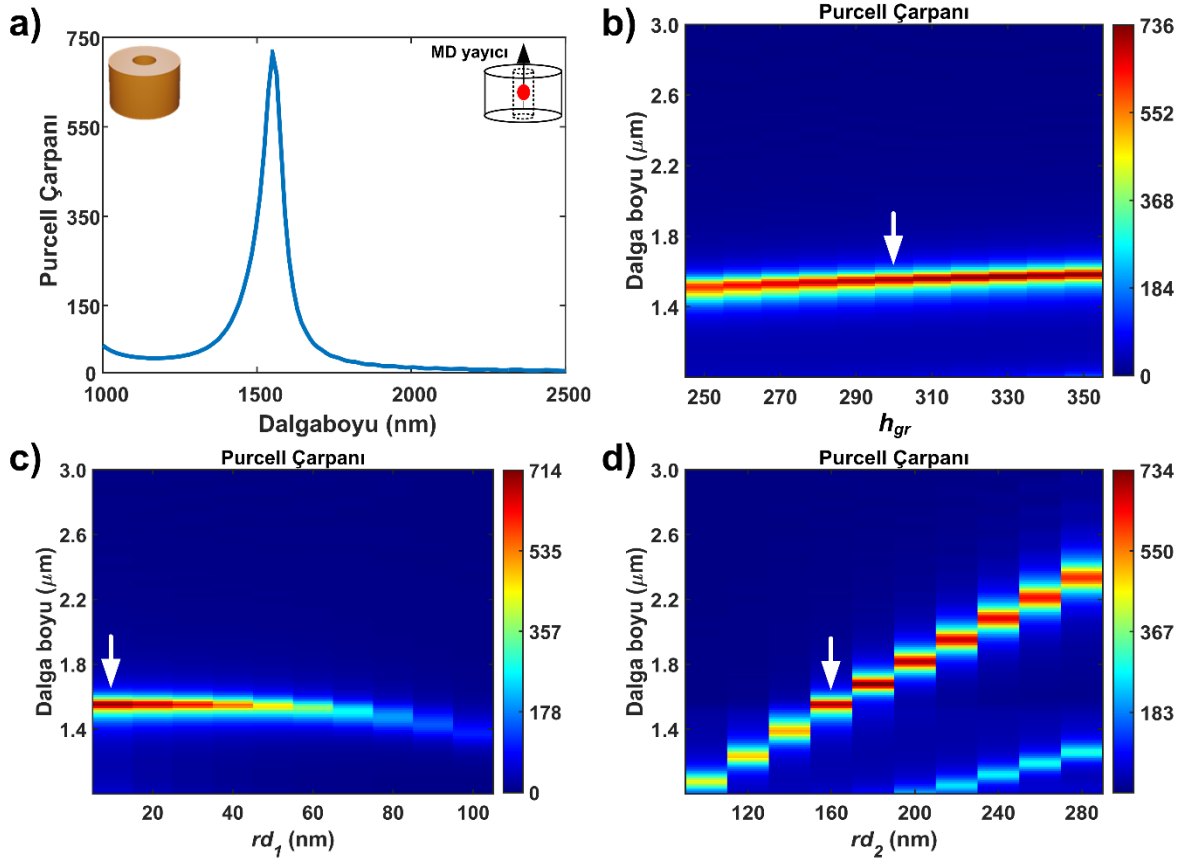
Şekil 4.21. a) Üç boyutlu görüş açısından FDTD simülasyon alanı içerisindeki GND'nin konumu, saçılma kesit alanı analiz grubu yerleşimi ve düzlem dalga b) Düzlem dalga GND yapıya y eksenine boyunca uygulandığında NIR aralıkta gözlemlenen saçılma verimi tayfı (ED; elektrik dipol rezonans modunun, MD; manyetik dipol rezonans modunun elde edildiği dalga boyunu belirtmektedir.)

#### 4.3.2. GND ve GNDHR'de Manyetik Purcell Etkisi

Bu aşamada öncelikle tek bir GND'de manyetik Purcell etkisi gözlemlenmiştir. Bir önceki bölümde bahsedildiği üzere GND'nin düzlem dalga ile etkileşimi ile saçılma karakteristiğini

analiz etmiş ve yapı parametreleri olan  $rd_1$ ,  $rd_2$  ve  $h_{gr}$  sırasıyla 10, 160 ve 300 nm uzunluğunda iken 1550 nm'de MD rezonans özelliği sergilediğini gözlemlemiştik. Bu kısımda da bir MD kaynak ve GND etkileşimi sağlanıp söz konusu bu parametrelerinin manyetik Purcell çarpanına etkisi ortaya konulmuştur. Ardından GND'yi kapsayacak şekilde konumlandırılan nano halkanın eklenmesiyle meydana gelen nanokompozit yapıda güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisi araştırılmıştır. Şekil 4.21'de görüleceği üzere GND'ye uyguladığımız düzlem dalganın manyetik alan vektörü z yönündedir. Benzer şekilde bir MD yayıcı  $z = 0$  noktasında xy düzlemine dik doğrultuda konumlandırılmıştır. Bir dipol kaynağın bu şekilde konumlandırılmasının nedeni sıcak-nokta alanlardan yararlanmak adına yapılan evrensel bir nitelik taşıyan bir yöntem olmasıdır [85,88-91,98,113,114]. Bu da güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisi anlamına gelmektedir. Simülasyon sonucu ve manyetik Purcell etkisinin değişkenlere göre bağımlılığı Şekil 4.22'de verilmiştir. Elde edilen sonuca göre parametre ve boyutları  $rd_1 = 10$  nm,  $rd_2 = 160$  nm ve  $h_{gr} = 300$  nm olan GND'nin MD rezonans özelliği sergilediği dalga boyu olan 1550 nm'de manyetik Purcell çarpanı tepe noktasına ulaşmış ve 714 kat olarak elde edilmiştir (Bkz. Şekil 22.a).





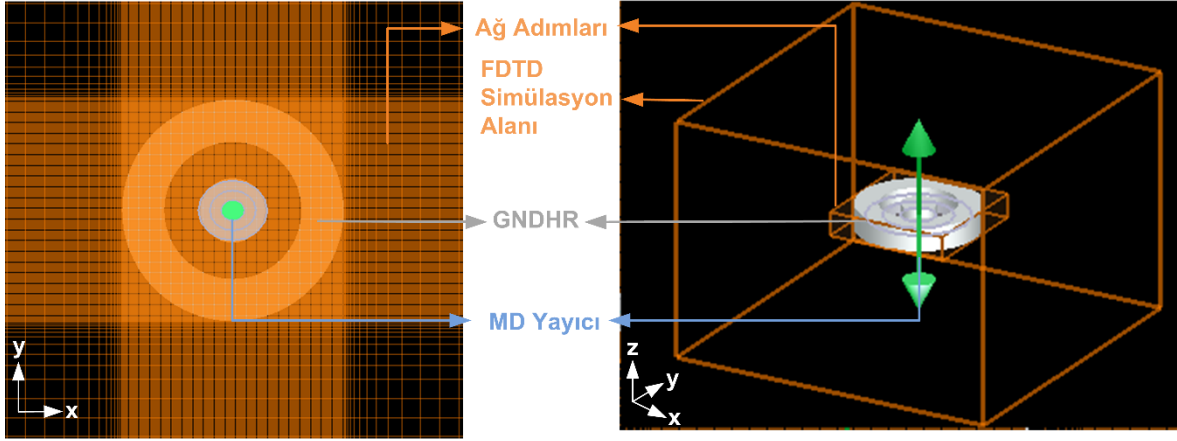
Şekil 4.22. a) z kutuplu MD kaynak ile  $h_{gr} = 300$  nm,  $rd_1 = 10$  nm,  $rd_2 = 160$  nm boyutlarındaki GND etkileşiminde gözlemlenen manyetik Purcell çarpanı, b) GND'nin iç yarıçapı ( $rd_1$ ) 10 nm, dış yarıçapı ( $rd_2$ ) 160 nm iken yükseklik ( $h_{gr}$ ) parametresinin 250 nm ve 350 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, c) GND'nin yüksekliği ( $h_{gr}$ ) 300 nm, dış yarıçapı ( $rd_2$ ) 160 nm iken iç yarıçap ( $rd_1$ ) parametresinin 10 nm ve 100 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, d) GND'nin yüksekliği ( $h_{gr}$ ) 300 nm, iç yarıçapı ( $rd_1$ ) 10 nm iken dış yarıçap ( $rd_2$ ) parametresinin 100 nm ve 280 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri (Beyaz oklar 1550 nm'deki değişken uzunluklarını belirtmektedir.)

1550 nm dalga boyu referansı çerçevesinde öncelikle  $h_{gr}$  parametresinin manyetik Purcell çarpanı üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Bu doğrultuda,  $rd_1$  ve  $rd_2$  değerleri sırasıyla 10 nm ve 160 nm'de sabit tutularak  $h_{gr}$  parametresi 250 nm ve 350 nm arasında alınan 11 farklı uzunluk değeri üzerinden analiz edilmiştir. Bu analiz sonucu da Şekil 4.22.b'de sunulmuştur. Belirtilen aralıkta her 10 nm'de bir alınan manyetik Purcell çarpanı verisinin sunulduğu Şekil 4.22.b'de  $h_{gr}$  parametresinin artmasıyla birlikte en yüksek manyetik Purcell çarpanının elde edildiği dalga boyunun arttığı gözlemlenmiştir. 1550 nm'de  $h_{gr} = 300$  nm'dir ve bu dalga boyunda manyetik Purcell çarpanı 714 kat elde edilmiştir. Bununla birlikte  $h_{gr}$ 'nin artması sonucu manyetik Purcell etkisinin 736 kata dek güçlendirilmesi de söz konusudur.

Bir diğerk değişken olarak ise nanodiskteki oyuguñ yarıçapını ifade eden  $rd_1$  uzunluğu ele alınmıştır. Bu yüzden  $rd_2$  ve  $h$  parametreleri sırasıyla 160 nm ve 300 nm uzunluklarında sabit tutularak  $rd_1$  değişkeninin manyetik Purcell çarpanı üzerine etkisi araştırılmıştır. Manyetik Purcell çarpanı  $rd_1$  uzunluğunun 10 nm ve 100 nm arasındaki değerleri üzerinden her 10 nm’de bir elde edilerek Şekil 4.22.c’de elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Tıpkı oyuklu nanodisk formuna sahip rezonatörlerde olduğu gibi bu yapıda da oyuk yarıçapının artmasının merkezde daha zayıf manyetik alan şiddetine neden olması nedeniyle manyetik Purcell çarpanında azalma gözlemlenmiştir.

Son olarak  $rd_2$  değişken olarak belirlenip  $rd_1$  ve  $h_{gr}$  uzunlukları sabit tutularak yapının MD yayıcı ile etkileşimi incelenmiştir.  $rd_1 = 10$  nm ve  $h = 300$  nm iken  $rd_2$  100 nm ve 280 nm arasında değerler alacak şekilde düzenlenmiştir. Belirtilen aralıkta  $rd_2$  için her 20 nm’de bir alınan manyetik Purcell çarpanı veri sonuçları Şekil 4.22.d’de yer almaktadır. Bu şekilde  $rd_2$  uzunluğunun artması ile en yüksek çarpan değerinin elde edildiği dalga boyu uzunluğunun da arttığı görülmektedir. Elde edilen bu sonuç Eş. 3.32’de de bahsettiğimiz rezonans dalga boyu ve yapı boyutu arasındaki matematiksel ilişkinin bir gereği olarak karşımıza çıkmaktadır. Şekil 4.22.d’de  $rd_2$ ’nin 160 nm uzunluğunda olduğu beyaz ok ile gösterilen bölgede rezonans dalga boyu 1550 nm’dir ve manyetik Purcell çarpanı bu dalga boyunda 714 kat olarak elde edilmiştir.

Tek bir GND’nin MD kaynak ile etkileşimi sonucu GND’de gözlemlenen güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisinden sonra etrafına nanohalka yerleştirilen kompozit yapıda da manyetik Purcell etkisi araştırılmıştır. Bu doğrultuda yine MD karakteristikli bir dipol kaynak GNDHR’de  $z = 0$  noktasında  $z$ -kutuplu olacak şekilde konumlandırılmıştır. Bu kısımda yürütölen simölasyonlarda öncelikle manyetik Purcell çarpanının  $rr_1$  parametresine bağımlılığı araştırılmıştır. Bu sebeple nano halkanın dış yarıçap uzunluğu ve yüksekliği belli bir değerde sabit tutulmuştur. Şekil 4.23’te simölasyon alanındaki eş yükseklikteki nanoyapıların iç içe geçmiş ortak eksenli yerleşimi, yapı üzerindeki ağ adımları ve MD kaynağın konumu yer almaktadır. İç kısımda kalan GND ve GND’nin dışına yerleştirdiğimiz nano halkanın yapı yükseklikleri simölasyonlar boyunca aynı değerde olup 300 nm uzunluğunda düzenlenmiştir. Ayrıca nano halkanın dış yarıçap değeri olan  $rr_2$  ise ilk aşama için 500 nm uzunluğunda sabit tutulmuştur. Böylece  $rr_2 = 500$  nm ve  $h = 300$  nm iken,  $rr_1$  250 nm ve 410 nm arasında uzunluğa sahip olacak şekilde 21 farklı noktadan manyetik Purcell çarpanı verisi alınmıştır.



Şekil 4.23. FDTD simülasyon alanında xy düzlemindeki ve üç boyutlu bakış açısından GND'nin konumu, ağ adımları ve MD kaynak konumu

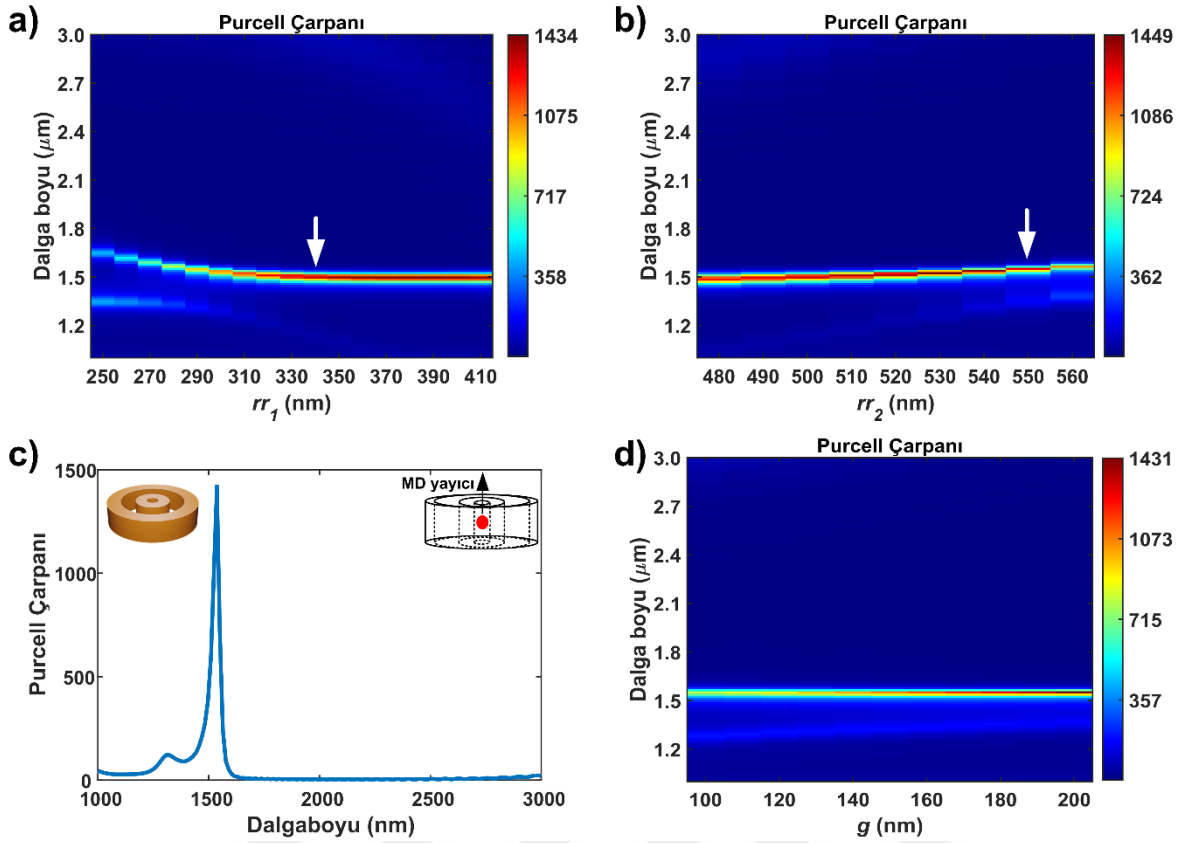
Tezin bu kısmında da en başta da belirtildiği gibi 1550 nm dalga boyunda rezonansın sağlanması parametrik çalışmalar boyunca asıl amaçtır. Bu doğrultuda, Şekil 4.24a'da beyaz ok ile gösterilen alanda  $rr_1 = 340$  nm uzunluğunda iken manyetik Purcell çarpanı 1500 nm'de tepe noktasına ulaşarak 1351 kat olarak hesaplanmıştır. Bunun yanı sıra  $rr_1$  değerinin artması ile daha kısa dalga boylarında manyetik Purcell çarpanının yüksek seviyede elde edildiği gözlemlenmiştir. (Bu parametrik çalışmada  $rr_2 = 500$  nm'de sabit olarak tutulmuştur.)

Bir sonraki analiz için ise bir önceki çalışmanın ışığında  $rr_1$  değeri 340 nm'de sabit tutularak  $rr_2$  değişken olarak düzenlenmiştir.  $rr_2$  için ise 480 nm ve 560 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde düzenleme yapılmış ve bu aralıkta her 10 nm'de bir alınan manyetik Purcell çarpanı sonucu Şekil 4.24b'de sunulmuştur. Bu şekilde  $rr_2$  değerinin artması manyetik Purcell çarpanının da artması yönünde etkili olduğu ancak çarpan değerinin ulaşabildiği tepe noktasının daha uzun dalga boylarında gerçekleştiği görülmektedir.  $rr_2$  uzunluğunun 530 nm olarak düzenlenmesi durumunda ise manyetik Purcell çarpanı 1525 nm'de en yüksek seviyeye ulaşarak yaklaşık olarak 1450 kat güçlendirilebilmektedir. Yine bu şekilde beyaz ok ile gösterilen noktada  $rr_2 = 550$  nm iken yaklaşık olarak 1550 nm'de manyetik Purcell çarpanı değeri 1275 olarak elde edilmiştir. Bu sebeple  $rr_2$  uzunluğu 550 nm olarak ayarlanmıştır. Sonuç itibarıyla hem  $rr_1$  hem de  $rr_2$  parametreleri 1550 nm'de rezonansın sağlanacağı şekilde optimize edilmiştir.

Yapı parametrelerinin değişkenliğinin manyetik Purcell çarpanı üzerindeki etkilerinin araştırılması ile ulaşılması hedeflenen 1550 nm rezonans dalga boyu  $rr_1 = 340$  nm ve  $rr_2 = 550$  nm iken sağlanmıştır. Bu durumda GNDHR'ye ait parametreler  $rd_1 = 10$  nm,  $rd_2 = 160$

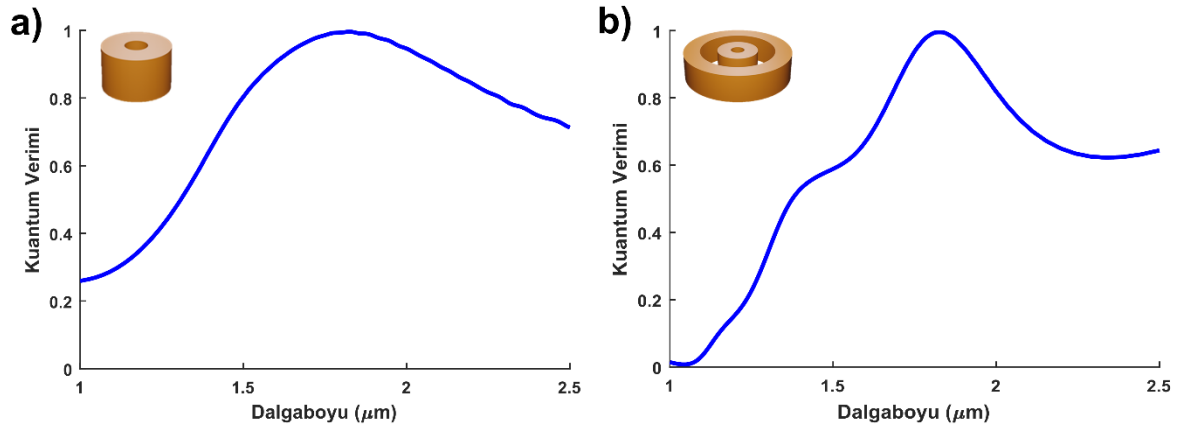
nm,  $rr_1 = 340$  nm,  $rr_2 = 550$  nm ve  $h_{gr} = 300$  nm olarak belirlenmiştir. Bu uzunlukların belirlenmesi ile yapılan simülasyon sonucu Şekil 4.24c'de verilmiştir. Sonuç olarak manyetik Purcell çarpanı 1550 nm'de 1275 kat olarak hesaplanmış ve böylece GNDHR'nin MD yayıcı ile etkileşiminde GND'de gözlemlenenden yaklaşık olarak 2 kat daha güçlü bir manyetik Purcell etkisi elde edilebilmiştir. Bu güçlendirmenin temel nedeni ise GND'yi saran nano halkanın varlığı yakın-alan saçılmasını destekleyerek MD kaynağın bulunduğu konumda daha güçlü bir manyetik alan şiddetine yol açmasıdır. Bu durum sonucu da dipol kaynak için geliştirilmiş bir geri tepkiyle birlikte daha yüksek manyetik Purcell çarpanı elde edilebilmektedir [98]. Bunun yanı sıra Şekil 4.22a ve Şekil.4.24c'yi kıyasladığımızda rezonatörün bant genişliğinin daha dar olduğu görülmektedir. Yani nano halka ile birlikte GNDHR'nin kalite faktöründe de iyileştirme gözlemlenmiştir.

Optimizasyon sonucu elde edilen uzunluklar arasındaki fark bize tasarımdaki ana unsur olan GND'yi saran nano halkanın kalınlığını da belirleme imkânı vermektedir ve bu genişlik  $rr_2 - rr_1 = 210$  nm uzunluğundadır. Bu doğrultuda GNDHR ile ilgili son parametrik çalışma bu genişliğin sabit tutularak nanodisk ve nano halka arasındaki mesafenin ( $g$ ) değişken olarak tanımlanmasının manyetik Purcell çarpanını nasıl etkileyeceği üzerine yürütülmüştür. Bu çalışmada nanodisk parametreleri olan  $rd_1$  ve  $rd_2$  değişken durumunda değilken, nanohalka parametreleri  $rr_1$  ve  $rr_2$  (genişlik 210 nm'de korunarak) değişken olarak düzenlenmiştir. Aradaki bu mesafe için başlangıç olarak 100 nm'lik bir uzunluk farkı son olarak da 200 nm'lik bir uzunluk farkı belirlenmiştir. Bu iki aralık içerisinde her 10 nm'lik mesafe farkı üzerinden elde edilen manyetik Purcell çarpanı verileri Şekil 4.24d'de sunulmuştur. Bu çalışma bize nano halka kalınlığının dalga boyu tutarlılığını sağlamak adına önemli bir parametre olduğunu göstermiştir. Çünkü Şekil 4.24d incelendiğinde aradaki mesafenin artmasının dalga boyunda herhangi bir kaymaya neden olmadığı görülmektedir. Bunun yanı sıra GND ve GNH arasındaki mesafe artışının manyetik Purcell etkisinin artması üzerinde etkili olduğu ve böylece manyetik Purcell çarpanının 1431 kata dek ulaşabildiği söylenebilir.



Şekil 4.24. a) GNDHR'nin  $rr_2$  parametresi 500 nm'de sabit tutularak  $rr_1$  parametresinin 250 nm ve 410 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, b) GNDHR'nin  $rr_1$  parametresi 340 nm'de sabit tutularak  $rr_2$  parametresinin 480 nm ve 560 nm arasında uzunluğa sahip olacağı şekilde değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen manyetik Purcell çarpanı değerleri, c) z kutuplu MD kaynak ile  $h = 300$  nm,  $rd_1 = 10$  nm,  $rd_2 = 160$  nm,  $rr_1 = 340$  nm,  $rr_2 = 550$  nm boyutlarındaki GND etkileşiminde gözlemlenen manyetik Purcell çarpanı, d)  $rr_2 - rr_1 = 210$  nm'de sabit tutularak GND ve GNH arasındaki mesafenin ( $g$ ) 100 nm ve 200 nm arasında değişken olarak düzenlenmesi durumunda gözlemlenen manyetik Purcell çarpanı ve rezonans dalga boyu (Beyaz oklar a)'da 1500 nm'deki, b)'de 1550 nm'deki değişken uzunluklarını belirtmektedir.) (Burada yapılan parametrik çalışmalar boyunca  $h_{gr} = 300$  nm,  $rd_1 = 10$  nm ve  $rd_2 = 160$  nm'dir.)

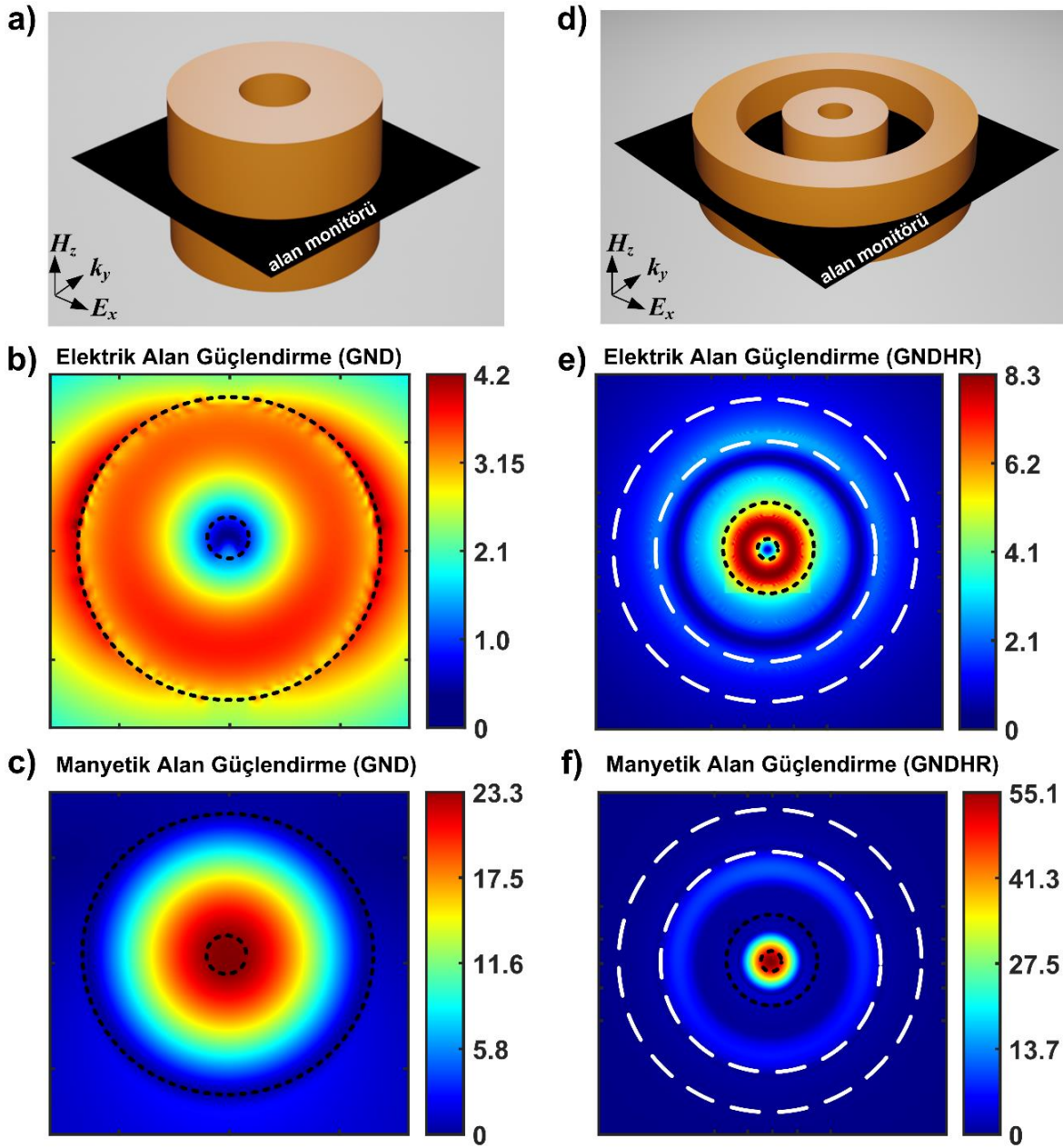
Son olarak Şekil 4.25a ve 4.25b'de sırasıyla GND ve GNDHR için kuantum verimi analizi sonucu verilmiştir. GND'nin kuantum verimi rezonans dalga boyu olan 1550 nm'de %85 olarak gözlemlenirken, GNDHR'de bu oran %60'a kadar gerilemektedir. Bunun nedeni GND'yi çevreleyen GNH'nin soğurumdan kaynaklanan kaybın artması yönünde etkili olmasıdır.



Şekil 4.25. a) GND'nin kuantum verimi, b) GNDHR'nin kuantum verimi

### 4.3.3. GNDHR'nin Yakın Alan özellikleri

Bu kısımda ilk olarak kompozit yapının temel unsuru olan GND'nin elektrik ve manyetik alan güçlendirme özellikleri incelenmiştir. Sunulan önceki yapılarda olduğu gibi bu yapıda da xy düzlemine yerleştirilen  $400 \times 400$  boyutlarında bir alan monitöründen yapının elektrik ve manyetik alan güçlendirme dağılımı elde edilmiştir. Şekil 4.26a'da  $z = 0$  noktasına yerleştirilen bu alan monitörünün GND üzerindeki konumu ve uygulanan düzlem dalganın polarizasyonu verilmiştir. Bu şekilde sunulan elektrik ve manyetik alan güçlendirme dağılımları düzlem dalga uyarımı altında güçlü MD rezonansın ortaya çıktığı 1550 nm'de gözlemlenmiştir.



Şekil 4.26. a) GND'ye etki eden düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve  $z = 0$  noktasında  $xy$  düzleminde bulunan alan monitörünün konumu, GND'nin MD rezonans özelliği sergilediği 1550 nm dalga boyunda elde edilen b) elektrik alan ( $|E|/|E_0|$ ) ve c) manyetik alan ( $|H|/|H_0|$ ) güçlendirme dağılımları, d) GNDHR'ye etki eden düzlem dalganın yayılma yönü, elektrik alan polarizasyonu, manyetik alan vektörünün doğrultusu ve  $z = 0$  noktasında  $xy$  düzleminde bulunan alan monitörünün konumu, GNDHR'nin MD rezonans özelliği sergilediği 1550 nm dalga boyunda elde edilen e) elektrik alan ( $|E|/|E_0|$ ) ve f) manyetik alan ( $|H|/|H_0|$ ) güçlendirme dağılımları (Siyah kesikli çizgiler GND'nin yapı sınırlarını, beyaz kesikli çizgiler ise GNDHR'nin yapı sınırlarını ifade etmektedir.)

GND'nin elektrik ve manyetik alan güçlendirme dağılımları sırasıyla Şekil 4.26b ve 4.26c'de sunulmuştur. Şekil 4.26a'da görüleceği üzere tamamen dielektrik nanodisk

rezonatörlerden de beklendiği gibi elektrik alanın oyuklu bölgede değil de yapının içerisinde yoğunlaştığı görülmektedir. Manyetik alan güçlendirme ise daha çok sıcak-nokta bölge olarak bahsedebileceğimiz oyuklu kısımda gerçekleşmektedir. Simülasyon sonuçlarına göre elektrik alan şiddeti en yüksek 4,2 V/m, manyetik alan şiddeti ise en yüksek 0,0614 A/m olarak elde edilmiştir. Alan güçlendirme sonucu ulaştığımız değerler ise elektrik alan güçlendirme  $(|E|/|E_0|)$  için  $\sqrt{|E|^2/|E_0|^2} = 4,2 / 1 = 4,2$ , manyetik alan güçlendirme  $(|H|/|H_0|)$  için ise  $\sqrt{|H|^2/|H_0|^2} = 0,0614 / 0,00263577 = 23,3$  kat olarak elde edilmektedir.

Burada elde edilen sonuçlar GND'nin MD rezonans özelliği sergilediği dalga boyunda güçlü manyetik alan yükseltmenin sağlandığını göstermektedir. Bununla birlikte sıradaki analiz ise GND'yi kapsayacak şekilde GND ile eş merkezli olarak xy düzlemine yerleştirilen GNH'nin manyetik alan güçlendirmeye etkisini araştırmak üzerine yapılmıştır. Şekil 4.26d'de alan monitörü konumu ve uygulanan düzlem dalganın uyarım yönü verilmiştir. GNDHR'de daha önce de bahsettiğimiz üzere asıl amaç merkezde yer alan GND'yi saracak şekilde eklenen nano halkanın gelen dalga ile etkileşiminin sonuçlarını araştırmaktır. Bu sebeple GNDHR'nin alan güçlendirme özelliklerini incelerken düzlem dalga yalnızca merkezde yer alan nanodisk üzerine uygulanmıştır. Buradaki alan monitörünün boyutu ise  $1700 \times 1700$  nm olarak düzenlenmiştir.

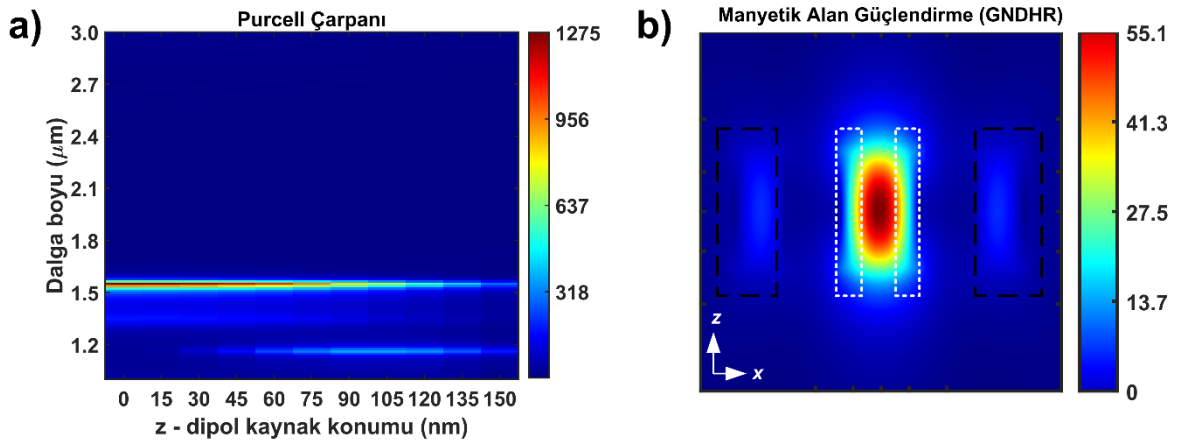
GNDHR'nin yakın alan özelliklerini araştırdığımız simülasyon sonucuna göre elektrik alan şiddeti en çok 8,3 V/m, manyetik alan şiddeti ise 0,145 A/m olarak elde edilmiştir. Elektrik ve manyetik alan güçlendirme dağılımını sunduğumuz Şekil 4.26e ve 4.26f'de'da görüleceği üzere elektrik alan güçlendirme çarpanı 8,3, manyetik alan güçlendirme çarpanı ise en yüksek alan yükseltme bölgesinde 55,1 değerinde teorik olarak elde edilmiştir. Bu değerler elektrik alan güçlendirme  $(|E|/|E_0|)$  için  $\sqrt{|E|^2/|E_0|^2} = 8,3 / 1 = 8,3$  kat, manyetik alan güçlendirme  $(|H|/|H_0|)$  için ise  $\sqrt{|H|^2/|H_0|^2} = 0,145 / 0,00263577 = 55,1$  kat olarak hesaplanmıştır.

Elde edilen sonuçlara göre, bir düzlem dalga tarafından uyarılan tek bir GND rezonatörün bir nano halka yapı ile etkileşime geçmesi sonucu meydana gelen yapının manyetik alan güçlendirmeyi desteklediğini söylemek mümkündür. GNDHR yapı tek bir nano disk rezonatöre kıyasla 2 kat daha fazla manyetik alan yükseltme sağlamaktadır. Şekil 4.26e'de elektrik alanın daha çok GND'de hapsediği görülmektedir. Bu elektrik alan da daha çok



GND'nin içerisinde yoğunlaşan tek bir GND'den daha yüksek seviyede manyetik alan güçlendirmeye yol açar. 2 kat daha çok elde edilen bu alan güçlendirmenin temelinde ise bu iki yapı arasındaki elektromanyetik modların ışımali bağlaşımları ve nano halkanın yarattığı saçılım karakteristiğinin etkisi vardır [97,98].

Son olarak Şekil 4.27a'da MD kaynağın z eksenini boyunca yer değiştirmesinin manyetik Purcell çarpanı üzerindeki etkisi gözlemlenmiştir. MD kaynağın konumu z ekseninde  $z = 0$  nm'den başlayarak  $z = 150$  nm'ye dek her 15 nm'de bir değişken olarak düzenlenmiştir. Burada MD kaynak GNDHR merkezinden uzaklaştıkça manyetik Purcell çarpanının azaldığı gözlemlenmiştir. Elde edilen bu gözlem sonucu tek bir nanodiskteki sonuç ile benzerdir [95]. Şekil 4.27b'de ise uyarım yönü Şekil 4.21b'de olduğu gibi bir düzlem dalga ışınması altındaki manyetik alan güçlendirme dağılımı 1550 nm'de xz düzlemine  $y = 0$  noktasında yerleştirilen bir alan monitörü üzerinden elde edilmiştir. Bu şekilde merkezde yoğunlaşan manyetik alan güçlendirme oldukça net bir şekilde görülmektedir. Burada elde edilen en yüksek manyetik alan güçlendirme Şekil 4.26f'de olduğu gibi 55,1 kat olarak gözlemlenmiştir. Ancak z eksenini boyunca gözlemlenen güçlendirilmiş manyetik alan dağılımı  $z = 0$  noktasından uzaklaştıkça azalmaktadır. Bu durum da Şekil 4.26a'da gözlemlenen manyetik Purcell çarpanının MD kaynak konumuna bağlılığına uygun bir sonuçtur.



Şekil 4.27. a) GNDHR'de  $h = 300$  nm,  $rd_1 = 10$  nm,  $rd_2 = 160$  nm,  $rr_1 = 340$  nm,  $rr_2 = 550$  nm iken z eksenini boyunca MD kaynak konumunun değişken olarak belirlenmesi durumunda elde edilen Purcell çarpanı değerleri, b) Dalga vektörü ve yönü  $k_y$  olan, alan vektörleri ve yönü  $E_x$ ,  $H_y$  olan bir düzlem dalga ışınması altındaki GNDHR'nin xz düzlemine  $y = 0$  noktasında yerleştirilen bir alan monitörü üzerinden elde edilen 1550 nm'deki manyetik alan güçlendirme dağılımı (Siyah renkli dikdörtgen kesikli çizgiler nano halkanın yan kesit alanından görünen yapı sınırlarını belirtmektedir. Beyaz renkli dikdörtgen kesikli çizgiler ise yan kesit alanından nanodiskinin yapı sınırlarını belirtmektedir.)

## 5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışma kapsamında günümüz iletişim ve haberleşme teknolojilerinde ihtiyaç duyulan yüksek hızda veri aktarımı ve enerji verimliliği gibi önemli konuların potansiyel bir çözümü adına üç farklı nanorezonatör tasarımı sunulmuştur. Sunulan bu nanorezonatörlerde güçlendirilmiş manyetik Purcell etkisinden yararlanılarak elde edilen nano ışık kaynakları hem ucuz maliyetli hem de düşük soğurum özelliklerinden dolayı Si ve Ge'nin optik özelliklerinden faydalanılarak tasarlanmıştır. Tasarlanan rezonatörlerin numerik analizinde FDTD metodu kullanılmıştır.

Sunulan ilk rezonatör tasarımı olan SNKR Si malzemeden meydana gelen nanokübik bir rezonatördür. SNKR'nin bir düzlem dalga ile etkileşiminde saçılma karakteristiği görünür tayfsal aralıkta analiz edilmiş ve 565 nm'de Mie tipi MD rezonansa sahip olduğu gözlemlenmiştir. Aynı rezonans dalga boyunda manyetik alan yükseltme gözlemlenen SNKR'de ışığın dalga boyundan daha küçük bir alanda kontrolü de sağlanmıştır. Nanokübik geometrisinin merkezinde bulundurulmuş boşluk sayesinde oyuklu nanodisk benzetimi ile manyetik Purcell etkisinin güçlendirilme oranı da araştırılmıştır. Bu boşluğa yerleştirilen MD karakteristikli bir kuantum yayıcı ile etkileşimi sonucunda manyetik Purcell etkisi 490 kata dek güçlendirilmiştir. SNKR'de kuantum verimi de araştırılmış ve %85 olarak elde edilmiştir. Elde edilen bu sonuçlar doğrultusunda SNKR'nin literatürde 350 kat manyetik Purcell etkisi ve %80 kuantum verimi ile sunulan nanodisk ve manyetik Purcell etkisinin 250 kat güçlendirilmesini sağlayan nanokübik rezonatörden daha çok verim sağladığı söylenebilir. Bu çalışma, 2021 yılında düzenlenen 3<sup>rd</sup> International Congress on Human-Computer Interaction, Optimization and Robotic Applications etkinliğinde sunulmuştur ve IEEE Xplore veritabanında tam metin bildiri olarak yayımlanmıştır [115].

İkinci rezonatör tasarımı olan SNR nanodisk geometrisine sahip olmakla birlikte Si malzemeden meydana gelmektedir. Yine görünür aralıkta analizi yapılan SNR'nin bir düzlem dalga etkileşimi incelenmiş ve SNR'nin 560 nm'de Mie tipi MD rezonansa girdiği gözlemlenmiştir. SNR'de MD rezonans dalga boyunda manyetik alan yükseltme de sağlanmıştır. Bu geometri dışarıdan bakıldığında geleneksel nanodisk formuna sahiptir. Ancak içerisinde gizli bir şekilde konumlandırılan, MD kaynaklar için konumlanma imkânı oluşturan bir nano oyuk bulunmaktadır. Bu nano oyukun uygun şekilde düzenlenen boyutu hem z kutuplu hem x kutuplu MD kaynaklar için aynı manyetik Purcell çarpanı sonucunu

vermektedir. Bu durum literatürde izotropik Purcell etkisi şeklinde tanımlanmaktadır [90]. SNR'de manyetik Purcell çarpanı hem z hem de x kutuplu MD kaynak için 486 kat olarak elde edilmiştir. Bu değer yapı parametrelerinin çeşitli koşullar ile değişken olarak belirlenmesi durumunda 513 kata dek de ulaşabilmektedir. SNR'de gözlemlenen güçlü alan yükseltme ve manyetik Purcell çarpanına karşın kuantum verimi %80 olarak elde edilmiştir.

Tasarlanan son rezonatör ise Ge malzemedan meydana gelen kompozit bir nano yapıdır. GNDHR'de ışık-madde etkileşimi Ge'nin yüksek kalite faktörüne sahip olduğu NIR aralıkta incelenmiştir. GNDHR'de merkezde Ge'den oluşan bir nanodisk rezonatör ve bu yapıyı kuşatan bir Ge nano halka yer almaktadır. Bu iki yapı arasındaki ışımali bağlaşımlar sonucu desteklenen elektromanyetik modların manyetik alan yükseltme ve manyetik Purcell çarpanına etkisi araştırılmıştır. Bu çalışmada literatürde telekom dalgaboyu olarak bahsedilen 1,55  $\mu\text{m}$  referans edilmiştir. Uygun optimizasyonlar sonucunda manyetik alanda 55,1 kat, manyetik Purcell etkisinde ise 1275 kat güçlendirme sağlanmıştır. Literatürde NIR aralıkta tasarlanan nano rezonatörlerle ilgili yapılan çok fazla çalışma bulunmaması bakımından bu sonuçların Ge tabanlı nano rezonatör çalışmalarına katkı sağladığını söylemek mümkündür. Bu durumun oluşturduğu avantaja rağmen %60 olarak elde edilen kuantum verimi GNDHR'nin zayıf yönü olarak değerlendirilebilir. Çizelge 5.1'de ise literatürde yer alan yüksek kırılma indisli tamamen dielektrik malzemelerden meydana gelen rezonatörler ve önerilen rezonatörlerin performansları karşılaştırılmıştır.

Çizelge 5.1. Literatürde sunulan yüksek kırılma indisli tamamen dielektrik malzemelerden oluşan rezonatörler ile önerilen rezonatörlerin performans karşılaştırması

Tasarım	Tayf Aralığı (nm)	MD Rezonans Dalgaboyu (nm)	Manyetik Purcell Çarpanı	Manyetik Alan Güçlendirme ( $ H / H_0 $ )	Kuantum Verimi
[88]	500-700	590	300	17	%80
[89]	500-900	750	335	18,7	%100
[90]	500-700	590	300	16	%85
[91]	500-1000	830	350	18,8	%100
[94]	400-800	650	262	16,1	-
[95]	1000-2500	1820	666	25,6	%100
[98]	500-800	668	700	54,7	-
Önerilen SNKR	400-800	565	401	18,0	%85
Önerilen SNR	400-800	560	486	19,6	%80
Önerilen GNDHR	1000-2500	1550	1275	55,1	%60

Sonuç itibariyle bu tez çalışmasında SNKR, SNR ve GNDHR'nin ışık-madde etkileşimleri nanofotonikte bir uygulama alanı olan spontane emisyonun kullanılması ile nano boyutlarda ışık kaynaklarının gerçekleştirilmesi adına ele alınmıştır. Bu çalışmada ışığın manyetik doğası ile maddenin güçlendirilmiş etkileşimi sağlanmıştır. Bu sayede yüksek hızda bilgi işleyen optik bileşen üretimine hizmet etmek üzere ve önemli ölçüde kayıplar ile sonuçlanan mevcut optik cihazlara alternatif olarak sunulmuştur. Elde edilen veriler doğrultusunda SNKR ve SNR'nin nanofotonik cihazların iç haberleşmesinde, GNDHR'nin ise bu cihazların dış haberleşmesinde düşük kayıp ve yüksek verim vaat eden nano ışık kaynakları olarak kullanılabilmesi ve bu sayede optik haberleşme hızlarının güçlendirilmesine katkı sağlayabileceği düşünülmektedir. Bununla birlikte nanofotonik uygulamalarında görünür ya da NIR aralıkta rezonans özelliği sergileyen nano parçacıkların tercih edilmesindeki temel neden sadece nano boyutta olmaları değil aynı zamanda çeşitli fabrikasyon teknikleriyle somutlaştırılabilmesidir. Bu bakımdan bu çalışmada teorik olarak elde edilen verilerin deneysel çalışmalarla desteklenmesiyle konuyla ilgili uygulamaların gerçekleştirilebilmesi de önem arz etmektedir.

## KAYNAKLAR

1. Hecht, E. (2012). *Optics* (5th ed.).
2. Pedrotti, F. L., & Pedrotti, L. S. (2017). *Introduction to Optics* (2nd ed.).
3. Cheng, D. K. (1989). *Field and Wave Electromagnetics* (2nd ed.).
4. Zhang, X., & Liu, Z. (2008). Superlenses to overcome the diffraction limit. *Nature*, 7(6), 435–441.
5. Liu, Y., & Zhang, X. (2011). Metamaterials: A new frontier of science and technology. *Chemical Society Reviews*, 40(5), 2494–2507.
6. Veselago, V. G. (1968). The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ . *Soviet Physics Uspekhi*, 10(4), 504–509.
7. Pendry, J. B., Holden, A. J., Stewart, W. J., & Youngs, I. (1996). Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures.
8. Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J., & Stewart, W. J. (1998). Low frequency plasmons in thin-wire structures. *J. Phys.: Condens. Matter*, 10, 4785–4809.
9. Smith, D. R., Pendry, J. B., & Wiltshire, M. C. K. (2004). Metamaterials and negative refractive index. *Science*, 305(5685), 788–792.
10. Anantha Ramakrishna, S. (2005). Physics of negative refractive index materials. In *Reports on Progress in Physics* (Vol. 68, Issue 2).
11. Pendry, D. B., Schurig, D., & Smith D.R. (2006). Controlling electromagnetic fields. *Science*, 312(5781), 1780–1782.
12. Schurig, D., Mock, J. J., Justice, B. J., Cummer, S. A., Pendry, J. B., Starr, A. F., & Smith, D. R. (2006). Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. In *Science* (Vol. 314, Issue 5801).
13. Pendry, J. B. (2000). Negative refraction makes a perfect lens. *Physical Review Letters*, 66, 3966–3969.
14. Fang, N., & Zhang, X. (2002). Imaging properties of a metamaterial superlens. *Proceedings of the IEEE Conference on Nanotechnology*, 2002-January, 225–228.
15. Lee, H., Liu, Z., Xiong, Y., Sun, C., & Zhang, X. (2007). Development of optical hyperlens for imaging below the diffraction limit. *Optics Express*, 15(24), 15886–15891.
16. Lee, D. K., Kang, J. H., Kwon, J., Lee, J. S., Lee, S., Woo, D. H., Kim, J. H., Song, C. S., Park, Q. H., & Seo, M. (2017). Nano metamaterials for ultrasensitive Terahertz biosensing. *Scientific Reports*, 7(1), 1–6.
17. Bang, S., Kim, J., Yoon, G., Tanaka, T., & Rho, J. (2018). Recent advances in tunable and reconfigurable metamaterials. *Micromachines*, 9(11), 560.

18. Wu, Z., Chen, X., Wang, M., Dong, J., & Zheng, Y. (2018). High-Performance Ultrathin Active Chiral Metamaterials. *ACS Nano*, 12(5), 5030–5041.
19. Xiong, H., Wu, Y.-B., Dong, J., Tang, M.-C., Jiang, Y.-N., & Zeng, X.-P. (2018). Ultrathin and broadband tunable metamaterial graphene absorber. *Optics Express*, 26(2), 1681–1688.
20. Anwar, R. S., Mao, L., & Ning, H. (2018). Frequency selective surfaces: A review. *Applied Sciences (Switzerland)*, 8(9).
21. Keiser, G. R., & Klarskov, P. (2019). Terahertz field confinement in nonlinear metamaterials and near-field imaging. *Photonics*, 6(1).
22. Cai, W., & Shalaev, V. (2010). *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*. New York: Springer.
23. Semple, M., Baladi, E., & Iyer, A. K. (2019). Optical metasurface based on subwavelength nanoplasmonic metamaterial-lined apertures. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 25(3), 1–8.
24. Luo, X. (2019). Subwavelength Artificial Structures: Opening a New Era for Engineering Optics. *Advanced Materials*, 31(4), 1804680.
25. Papadakis, G. T., Fleischman, D., Davoyan, A., Yeh, P., & Atwater, H. A. (2018). Optical magnetism in planar metamaterial heterostructures. *Nature Communications*, 9(1), 1–9.
26. Linden, S., Enkrich, C., Dolling, G., Klein, M. W., Zhou, J., Koschny, T., Soukoulis, C. M., Burger, S., Schmidt, F., & Wegener, M. (2006). Photonic metamaterials: Magnetism at optical frequencies. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 12(6), 1097–1104.
27. Feng, L., Huo, P., Liang, Y., & Xu, T. (2020). Photonic Metamaterial Absorbers: Morphology Engineering and Interdisciplinary Applications. *Advanced Materials*, 32(27), 1903787.
28. Soukoulis, C. M., & Wegener, M. (2011). Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials. *Nature Photonics*, 5(9), 523–530.
29. Gao, D., Ding, W., Nieto-Vesperinas, M., Ding, X., Rahman, M., Zhang, T., Lim, C. T., & Qiu, C. W. (2017). Optical manipulation from the microscale to the nanoscale: Fundamentals, advances and prospects. *Light: Science and Applications*, 6(9).
30. Koenderink, A. F., Alù, A., & Polman, A. (2015). Nanophotonics: Shrinking light-based technology. *Science*, 348(6234), 516–521.
31. Miller, D. A. B. (2009). Device requirements for optical interconnects to silicon chips. *Proceedings of the IEEE*, 97(7), 1166–1185.

32. Savelev, R. S., Makarov, S. v., Krasnok, A. E., & Belov, P. A. (2015). From optical magnetic resonance to dielectric nanophotonics (A review). *Optics and Spectroscopy*, 119(4), 551–568.
33. Naik, G. v., Shalaev, V. M., & Boltasseva, A. (2013). Alternative plasmonic materials: Beyond gold and silver. *Advanced Materials*, 25(24), 3264–3294.
34. Agio, M. (2012). Optical antennas as nanoscale resonators. *Nanoscale*, 4(3), 692–706.
35. Smaali, R., Omeis, F., Moreau, A., Centeno, E., & Taliercio, T. (2017). Miniaturizing optical antennas using hyperbolic metamaterial wires. *Physical Review B*, 95(15), 155306.
36. Morton, P. A., & Morton, M. J. (2018). High-Power, Ultra-Low Noise Hybrid Lasers for Microwave Photonics and Optical Sensing. *Journal of Lightwave Technology*, 36(21), 5048–5057.
37. Guo, X., Ying, Y., & Tong, L. (2014). Photonic nanowires: From subwavelength waveguides to optical sensors. *Accounts of Chemical Research*, 47(2), 656–666.
38. Cheben, P., Halir, R., Schmid, J. H., Atwater, H. A., & Smith, D. R. (2018). Subwavelength integrated photonics. *Nature*, 560(7720), 565–572.
39. Dement, D. B., Quan, M. K., & Ferry, V. E. (2019). Nanoscale Patterning of Colloidal Nanocrystal Films for Nanophotonic Applications Using Direct Write Electron Beam Lithography. *ACS Applied Materials and Interfaces*, 11(16), 14970–14979.
40. Helkey, R., Saleh, A. A. M., Buckwalter, J., & Bowers, J. E. (2019). High-performance photonic integrated circuits on silicon. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 25(5).
41. Kivshar, Y. (2018). All-dielectric meta-optics and non-linear nanophotonics. *National Science Review*, 5(2), 144–158.
42. Baranov, D. G., Zuev, D. A., Lepeshov, S. I., Kotov, O. v., Krasnok, A. E., Evlyukhin, A. B., & Chichkov, B. N. (2017). All-dielectric nanophotonics: the quest for better materials and fabrication techniques. *Optica*, 4(7), 814–825.
43. Schuller, J. A., Barnard, E. S., Cai, W., Jun, Y. C., White, J. S., & Brongersma, M. L. (2010). Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nature Materials*, 9(3), 193–204.
44. Anker, J. N., Hall, W. P., Lyandres, O., Shah, C. N., Zhao, J., & Duyne, R. P. van. (2010). Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nanoscience and Technology: A Collection of Reviews from Nature Journals*, 308–319.
45. Liang, Y., Li, C., Huang, Y. Z., & Zhang, Q. (2020). Plasmonic nanolasers in on-chip light sources: Prospects and challenges. *ACS Nano*, 14(11), 14375–14390.
46. Koenderink, A. F. (2017). Single-Photon Nanoantennas. In *ACS Photonics* (Vol. 4, Issue 4, pp. 710–722). American Chemical Society.

47. Vangelidis, I., Theodosi, A., Beliatas, M. J., Gandhi, K. K., Laskarakis, A., Patsalas, P., Logothetidis, S., Silva, S. R. P., & Lidorikis, E. (2018). Plasmonic Organic Photovoltaics: Unraveling Plasmonic Enhancement for Realistic Cell Geometries. *ACS Photonics*, 5(4), 1440–1452.
48. Pala, R. A., White, J., Barnard, E., Liu, J., & Brongersma, M. L. (2009). Design of plasmonic thin-film solar cells with broadband absorption enhancements. *Advanced Materials*, 21(34), 3504–3509.
49. Kuznetsov, A. I., Miroshnichenko, A. E., Fu, Y. H., Zhang, J., & Lukyanchuk, B. (2012). Magnetic light. *Scientific Reports*, 2(1), 1–6.
50. Kuznetsov, A. I., Miroshnichenko, A. E., Brongersma, M. L., Kivshar, Y. S., & Luk'yanchuk, B. (2016). Optically resonant dielectric nanostructures. *Science*, 354(6314), 2472.
51. Staude, I., Pertsch, T., & Kivshar, Y. S. (2019). All-Dielectric Resonant Meta-Optics Lightens up. *ACS Photonics*, 6(4), 802–814.
52. Kivshar, Y. (2018). All-dielectric meta-optics and non-linear nanophotonics. *National Science Review*, 5(2), 144–158.
53. Hopkins, B., Miroshnichenko, A. E., & Kivshar, Y. S. (2017). All-Dielectric Nanophotonic Structures: Exploring the Magnetic Component of Light. *Recent Trends in Computational Photonics*, 285–313.
54. Koshelev, K., & Kivshar, Y. (2021). Dielectric Resonant Metaphotonics. *ACS Photonics*, 8(1), 102–112.
55. Kivshar, Y., & Miroshnichenko, A. (2017). Meta-Optics with Mie Resonances. *Optics and Photonics News*, 28(1), 24–31.
56. Kruk, S., & Kivshar, Y. (2017). Functional Meta-Optics and Nanophotonics Govern by Mie Resonances. *ACS Photonics*, 4(11), 2638–2649.
57. Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen Der Physik*, 330(3), 377–445.
58. Evlyukhin, A. B., Novikov, S. M., Zywiets, U., Eriksen, R. L., Reinhardt, C., Bozhevolnyi, S. I., & Chichkov, B. N. (2012). Demonstration of magnetic dipole resonances of dielectric nanospheres in the visible region. *Nano Letters*, 12(7), 3749–3755.
59. Shorokhov, A. S., Melik-Gaykazyan, E. v., Smirnova, D. A., Hopkins, B., Chong, K. E., Choi, D. Y., Shcherbakov, M. R., Miroshnichenko, A. E., Neshev, D. N., Fedyanin, A. A., & Kivshar, Y. S. (2016). Multifold Enhancement of Third-Harmonic Generation in Dielectric Nanoparticles Driven by Magnetic Fano Resonances. *Nano Letters*, 16(8), 4857–4861.
60. Lepeshov, S., Gorodetsky, A., Krasnok, A., Rafailov, E., & Belov, P. (2017). Enhancement of terahertz photoconductive antenna operation by optical nanoantennas. *Laser and Photonics Reviews*, 11(1), 1600199.



61. Hasan, M. R., & Hellesø, O. G. (2021). Dielectric optical nanoantennas. *Nanotechnology*, 32(20), 202001.
62. Yan, J., Liu, P., Lin, Z., & Yang, G. (2016). New type high-index dielectric nanosensors based on the scattering intensity shift. *Nanoscale*, 8(11), 5996–6007.
63. Hoang, T. X., Ha, S. T., Pan, Z., Phua, W. K., Paniagua-Domínguez, R., Png, C. E., Chu, H. S., & Kuznetsov, A. I. (2020). Collective Mie Resonances for Directional On-Chip Nanolasers. *Nano Letters*, 20(8), 5655–5661.
64. Cui, C., Zhou, C., Yuan, S., Qiu, X., Zhu, L., Wang, Y., Li, Y., Song, J., Huang, Q., Wang, Y., Zeng, C., & Xia, J. (2018). Multiple Fano Resonances in Symmetry-Breaking Silicon Metasurface for Manipulating Light Emission. *ACS Photonics*, 5(10), 4074–4080.
65. Tzarouchis, D. C., Ylä-Oijala, P., & Sihvola, A. (2017). Light Scattering Characteristics of a Small Sphere: Resonant and Directive Scattering Conditions. 2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS), 1503–1510.
66. Xu, J., Wu, Y., Zhang, P., Wu, Y., Vallée, R. A. L., Wu, S., & Liu, X. (2021). Resonant Scattering Manipulation of Dielectric Nanoparticles. *Advanced Optical Materials*, 9(15), 2100112.
67. Staude, I., & Schilling, J. (2017). Metamaterial-inspired silicon nanophotonics. *Nature Photonics*, 11(5), 274–284.
68. Baranov, D. G., Savelev, R. S., Li, S. v., Krasnok, A. E., & Alù, A. (2017). Modifying magnetic dipole spontaneous emission with nanophotonic structures. *Laser and Photonics Reviews*, 11(3), 1600268.
69. Li, X., & Gu, Q. (2019). High-speed on-chip light sources at the nanoscale. *Advances in Physics: X*, 4(1), 1658541.
70. Purcell, E. M. (1995). Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies. In *Confined electrons and photons* (pp. 839–839). Springer, Boston, MA.
71. Karaveli, S., & Zia, R. (2011). Spectral tuning by selective enhancement of electric and magnetic dipole emission. *Physical Review Letters*, 106(19), 193004.
72. Kinkhabwala, A., Yu, Z., Fan, S., Avlasevich, Y., Müllen, K., & Moerner, W. E. (2009). Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bowtie nanoantenna. *Nature Photonics*, 3(11), 654–657.
73. Lodahl, P., Floris van Driel, A., Nikolaev, I. S., Irman, A., Overgaag, K., Vanmaekelbergh, D., & Vos, W. L. (2004). Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals. *Nature*, 430(7000), 654–657.
74. Poddubny, A., Iorsh, I., Belov, P., & Kivshar, Y. (2013). Hyperbolic metamaterials. *Nature Photonics*, 7(12), 958–967.

75. CISCO Annual Internet Report (2018-2023) White Paper. (2022). <https://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/executive-perspectives/annual-internet-report/white-paper-c11-741490.html>
76. Lewin, L. (1947). The electrical constants of a material loaded with spherical particles. *Journal of the Institution of Electrical Engineers-Part III: Radio and Communication Engineering*, 94(27), 65–68.
77. Schuller, J. A., Zia, R., Taubner, T., & Brongersma, M. L. (2007). Dielectric metamaterials based on electric and magnetic resonances of silicon carbide particles. *Physical Review Letters*, 99(10).
78. Evlyukhin, A. B., Reinhardt, C., Seidel, A., Luk'Yanchuk, B. S., & Chichkov, B. N. (2010). Optical response features of Si-nanoparticle arrays. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 82(4), 045404.
79. Cui, C., Zhou, C., Yuan, S., Qiu, X., Zhu, L., Wang, Y., Li, Y., Song, J., Huang, Q., Wang, Y., Zeng, C., & Xia, J. (2018). Multiple Fano Resonances in Symmetry-Breaking Silicon Metasurface for Manipulating Light Emission. *ACS Photonics*, 5(10), 4074–4080.
80. García-Cámara, B., Saiz, J. M., González, F., & Moreno, F. (2010). Nanoparticles with unconventional scattering properties: Size effects. *Optics Communications*, 283(3), 490–496.
81. Staude, I., Miroshnichenko, A. E., Decker, M., Fofang, N. T., Liu, S., Gonzales, E., Dominguez, J., Luk, T. S., Neshev, D. N., Brener, I., & Kivshar, Y. (2013). Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks. *ACS Nano*, 7(9), 7824–7832.
82. Evlyukhin, A. B., Eriksen, R. L., Cheng, W., Beermann, J., Reinhardt, C., Petrov, A., Prorok, S., Eich, M., Chichkov, B. N., & Bozhevolnyi, S. I. (2014). Optical spectroscopy of single Si nanocylinders with magnetic and electric resonances. *Scientific Reports*, 4(1), 1–7.
83. van de Haar, M. A., van de Groep, J., Brenny, B. J. M., & Polman, A. (2016). Controlling magnetic and electric dipole modes in hollow silicon nanocylinders. *Optics Express*, 24(3), 2047–2064.
84. Feng, T., Zhou, Y., Liu, D., & Li, J. (2011). Controlling magnetic dipole transition with magnetic plasmonic structures. *Optics Letters*, 36(12), 2369–2371.
85. Mathieu Mivelle, A. N., Grosjean, T., Burr, G. W., Fischer, U. C., & Garcia-Parajo, M. F. (2015). Strong modification of magnetic dipole emission through diabolite nanoantennas. *ACS Photonics*, 2(8), 1071–1076.
86. Hein, S. M., & Giessen, H. (2013). Tailoring magnetic dipole emission with plasmonic split-ring resonators. *Physical Review Letters*, 111(2), 026803.
87. Hussain, R., Kruk, S. S., Bonner, C. E., Noginov, M. A., Staude, I., Kivshar, Y. S., Noginova, N., & Neshev, D. N. (2015). Enhancing Eu<sup>3+</sup> magnetic dipole emission by resonant plasmonic nanostructures. *Optics Letters*, 40(8), 1659–1662.

88. Feng, T., Xu, Y., Liang, Z., & Zhang, W. (2016). All-dielectric hollow nanodisk for tailoring magnetic dipole emission. *Optics Letters*, 41(21), 5011–5014.
89. Li, J., Verellen, N., & van Dorpe, P. (2017). Enhancing Magnetic Dipole Emission by a Nano-Doughnut-Shaped Silicon Disk. *ACS Photonics*, 4(8), 1893–1898.
90. Feng, T., Zhang, W., Liang, Z., Xu, Y., & Miroshnichenko, A. E. (2018). Isotropic Magnetic Purcell Effect. *ACS Photonics*, 5(3), 678–683.
91. Yang, Y., Zhu, B., Dai, H., & Sun, X. (2019). Identical emission enhancement for arbitrary-orientation magnetic dipole emitters in silicon hollow nanocavity. *Optics Express*, 27(18), 25931–25942.
92. Bakker, R. M., Permyakov, D., Yu, Y. F., Markovich, D., Paniagua-Domínguez, R., Gonzaga, L., Samusev, A., Kivshar, Y., Lukyanchuk, B., & Kuznetsov, A. I. (2015). Magnetic and electric hotspots with silicon nanodimers. *Nano Letters*, 15(3), 2137–2142.
93. Albella, P., Poyli, M. A., Schmidt, M. K., Maier, S. A., Moreno, F., Sáenz, J. J., & Aizpurua, J. (2013). Low-loss electric and magnetic field-enhanced spectroscopy with subwavelength silicon dimers. *Journal of Physical Chemistry C*, 117(26), 13573–13584.
94. Liang, W., Deng, H., Xu, H., & Long, Y. (2019). Improving magnetic dipole emission by coupled silicon nanocuboid dimer. *Optical Materials Express*, 9(1), 75–84.
95. Aslan, E. (2021). Germanium hollow nanodisk resonator for magnetic dipole decay rate enhancement in near-infrared. *Microwave and Optical Technology Letters*, 63(1), 279–285.
96. Deng, Y. H., Yang, Z. J., & He, J. (2018). Plasmonic nanoantenna-dielectric nanocavity hybrids for ultrahigh local electric field enhancement. *Optics Express*, 26(24), 31116–31128.
97. Yang, Z. J., Zhao, Q., & He, J. (2017). Boosting magnetic field enhancement with radiative couplings of magnetic modes in dielectric nanostructures. *Optics Express*, 25(14), 15927.
98. Yang, Y., Zhu, B., & Dai, H. (2020). Strong magnetic field enhancement and magnetic Purcell effect in a dielectric disk-ring composite nanocavity. *JOSA B*, 37(3), 702–708.
99. Aslan, E. (2021). Engineering of dual-band magnetic dipole decay rate enhancement with concentric hollow nanodisk resonators. *Optical Materials*, 113, 110871.
100. Orfanidis, S. J. (1999). *Electromagnetic Waves and Antennas*.
101. Bohren, C. F., & Huffman, D. R. (1983). *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons.
102. Cai, W., & Shalaev, V. (2010). *Optical metamaterials: Fundamentals and applications*. In *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*. Springer New York.

103. Baryshnikova, K. v., Evlyukhin, A. B., & Shalin, A. S. (2016). Magnetic hot-spots in hollow silicon cylinders. *Journal of Physics: Conference Series*, 741(1), 012156.
104. Mishchenko, M. I., Hovenier, J. W., & Travis, L. D. (2000). *Light Scattering by Nonspherical Particles Theory, Measurements, and Applications*. Academic Press.
105. Taflove, A., & Hagness, S. C. (2000). *Computational Electrodynamics The Finite-Difference Time-Domain Method* (2nd ed.). Artech House.
106. Inan, U. S., & Marshall, R. A. (2011). *Numerical electromagnetics: the FDTD method*. Cambridge University Press.
107. Lumerical: High-Performance Photonic Simulation Software, (2022) <https://www.lumerical.com/>,
108. Krasnok, A., Glybovski, S., Petrov, M., Makarov, S., Savelev, R., Belov, P., Simovski, C., & Kivshar, Y. (2016). Demonstration of the enhanced Purcell factor in all-dielectric structures. *Applied Physics Letters*, 108(21), 211105.
109. Palik, E. D. (1998). *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic press.
110. Boudarham, G., Abdeddaim, R., & Bonod, N. (2014). Enhancing the magnetic field intensity with a dielectric gap antenna. *Applied Physics Letters*, 104(2), 021117.
111. Baryshnikova, K. v, Evlyukhin, A. B., & Shalin, A. S. (2017). Magnetic field concentration with coaxial silicon nanocylinders in optical spectral range. *JOSA B*, 34(7), 36–41.
112. Özsoy S. (2009). *Fiber optik*. Birsen Yayınevi.
113. Wu, H. W., Li, Y., Chen, H. J., Sheng, Z. Q., Jing, H., Fan, R. H., & Peng, R. W. (2019). Strong Purcell Effect for Terahertz Magnetic Dipole Emission with Spoof Plasmonic Structure. *ACS Applied Nano Materials*, 2(2), 1045–1052.
114. Yang, Y., Zhu, B. F., Dai, H. T., & Sun, X. W. (2019). Multiband enhancement of magnetic dipole emission with tapered hollow hyperbolic metamaterials. *Optics Express*, 27(11), 15565–15575.
115. Kaba, S., Hames, Y., Aslan, E., & Aslan, E. (2021). Enhancement of Magnetic Dipole Spontaneous Emission with Silicon Hollow Nanocuboid Resonator in Visible Range. 2021 3rd International Congress on Human-Computer Interaction, Optimization and Robotic Applications (HORA), 1–4.

## DİZİN

---

### **B**

bant aralığı · 23, 26

---

### **D**

dielektrik · 2, 5, 6, 7, 8, 10, 11,  
12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19,  
21, 22, 23, 24, 25, 27, 28, 33,  
35, 38, 39, 46, 47, 50, 57, 58,  
67

---

### **E**

elektrik alan güçlendirme · 40,  
50, 68  
elektromanyetik · 2, 3, 4, 5, 6, 17,  
19, 20, 23, 25, 28, 32, 33, 34,  
35, 36, 39, 42, 48, 57, 69, 71

---

### **F**

FDTD · 28, 29, 32, 33, 34, 35,  
36, 42, 47, 58, 59, 63, 70, 79

---

### **I**

ışık · 1, 3, 8, 9, 10, 11, 17, 25, 26,  
32, 33, 34, 44, 45, 46, 47, 53,  
54, 70, 71

---

### **K**

kuantum · 8, 12, 14, 15, 35, 42,  
46, 47, 52, 55, 56, 65, 66, 70,  
71

---

### **L**

Lumerical · 32, 33, 35, 36, 42,  
47, 58, 79

---

### **M**

Manyetik alan güçlendirme · 40,  
50, 68  
Maxwell · 1, 5, 17, 18, 28, 29, 31,  
32  
MD rezonans · 13, 14, 35, 37, 39,  
41, 45, 47, 49, 50, 51, 52, 53,  
54, 59, 60, 67, 68, 70  
Mie · 6, 11, 12, 14, 16, 24, 33,  
38, 47, 49, 56, 58, 59, 70, 75

---

### **N**

nano parçacık · 11, 26  
nanofotonik · 3, 4, 5, 8, 9, 10, 27,  
32, 33, 71

---

### **O**

optik · 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11,  
12, 13, 15, 17, 20, 22, 23, 24,  
25, 27, 33, 38, 46, 47, 56, 58,  
70, 79

---

### **P**

plazmonik · 4, 5, 7, 12, 13, 15,  
24, 46

---

### **R**

rezonatör · 12, 14, 15, 28, 33, 42,  
48, 57, 59, 70

---

### **S**

saçılma · iv, 6, 7, 8, 10, 11, 16,  
17, 28, 33, 35, 36, 37, 38, 39,  
47, 48, 49, 52, 57, 58, 59, 70  
saçılma kesit alanı · 36, 37, 59  
Spontane emisyon · 8

---

### **T**

tamamen dielektrik · 12, 15, 16,  
17, 33, 38, 57



teknoversite **AYRICALIĞINDASINIZ**

**İSTE**

