



**DİELEKTRİK ÇOK KATMANLI GENİŞ BANTLI KIZILÖTESİ
METAMALZEME SOĞURUCUNUN TASARIMI, ÜRETİMİ VE
KARAKTERİZASYONU**

Buket AKIN

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANA BİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

AĞUSTOS 2021

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- 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.

Buket AKIN

31/08/2021

DİELEKTRİK ÇOK KATMANLI GENİŞ BANTLI KIZILÖTESİ METAMALZEME SOĞURUCUNUN TASARIMI, ÜRETİMİ VE KARAKTERİZASYONU

(Doktora Tezi)

Buket AKIN

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ağustos 2021

ÖZET

Doğal malzemelerin ötesinde optik özelliklere sahip hem yığın hem de yarı-sonsuz düzlemsel olarak tasarlanmış dielektrik metamalzemeler, alt dalga boyu boyutlarına sahip rezonant mimarilerin geliştirilmesi için umut verici platformlar olarak ortaya çıkmıştır. Tüm dielektrik metamalzemeleri plazmonik yapılardan ayıran temel kriter, kızılötesi ve görünür spektral bölgelerde ihmal edilebilir kayıplar sergilemeleri, ultra güçlü ve verimli cihazların geliştirilmesinde kullanılabilecek önemli bir potansiyele sahip olmalarıdır. Nanofabrikasyon ve dielektrik metamalzemelerin tasarımındaki bu gelişmeler, gelecek nesil teknolojiler için fotonik meta cihazların minyatürleştirilmesini sağlaması açısından önemlidir. Özellikle, dielektrik-metamalzeme kaplamaları, karakteristik yansıma/iletim yanıtlarını kontrol edilmesiyle yüksek çözünürlüklü görüntüleme ve termal kamuflaj gibi stratejik uygulamalara sahiptir. Bu çalışmada, orta kızılötesi (MWIR) ve uzun kızılötesi ışığın (LWIR) geniş bantlı soğurmaunu sağlamak için dielektrik katmanlardan oluşan $Al_2O_3/Ge/ITO/SKC$ yığın meta-soğurucuların tasarımı, üretimi ve karakterizasyonu sunulmaktadır. Bu yapı, son derece gelişmiş mikro fabrikasyon tekniklerinden biri olan e-beam termal buharlaştırma sistemi ile vakum kırılmadan sırayla kaplanarak üretilmiştir. Simülasyonlar ve deneysel değerlendirmeler yoluyla, meta yapının geometrik parametreleri uygun bir şekilde seçilmesiyle, soğurma ~%92'nin üzerinde yapılan analizlerle görülmüştür. Özelleştirilmiş bu tüm dielektrik meta-soğurucuların özelliklerini mekanik olarak anlamak için, kullanılan Al_2O_3 katmanının kalınlığının orta ve uzun KÖ soğurma performansı üzerindeki etkisini araştırmak amacıyla kapsamlı sayısal hesaplamalar yaptık. Daha da önemlisi, öngörülen meta-soğurucu polarizasyona duyarlı olduğu ve çok çeşitli geliş açılarında tutarlı bir şekilde çalıştığı görülmüştür.

Bilim Kodu : 20227
Anahtar Kelimeler : Tamamen dielektrik metamalzemeler, çok katmanlı yapay ortam, meta soğurucular, orta ve uzun dalga kızılötesi.
Sayfa Adedi : 208
Danışman : Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

DESIGN, FABRICATION AND CHARACTERIZATION OF A DIELECTRIC
MULTILAYER BROADBAND INFRARED METAMATERIAL ABSORBER

(PhD. Thesis)

Buket AKIN

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

August 2021

ABSTRACT

Dielectric metamaterials rationally engineered in both bulk and quasi-infinite planar fashions with optical properties beyond natural materials have emerged as promising platforms for developing resonant architectures with sub-wavelength dimensions. The main criterion that distinguishes all-dielectric metamaterials from their plasmonic counterparts is that they exhibit negligible losses in the infrared and visible spectral regions, possessing an immense potential to be employed in developing ultradense and efficient devices. Advances in the nanofabrication and design of dielectric metamaterials enabled the miniaturization of photonic metadevices for coming generation technologies. In particular, dielectric-metamaterial coatings possess strategic applications such as high-resolution imaging and thermal camouflage in diverse technologies through controlling the characteristic reflection/transmission responses. In this study, the design, fabrication, and characterization of $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{Soda Lime Glass}$ stack meta-absorbers consisting of dielectric layers to provide broadband absorption of mid-infrared (MWIR) and long-infrared light (LWIR) are presented. The structure was produced by coating with an e-beam thermal evaporation system, one of the highly developed microfabrication techniques, sequentially without vacuum breaking. Through computational investigations and experimental assessments, the geometric parameters of the metastructure were judiciously selected, where the absorbance of over ~92% was achieved in the conducted analyses. To mechanically understand the properties of these customized all-dielectric meta-absorbers, we performed extensive numerical calculations to investigate the effect of the thickness of the used Al_2O_3 layer on the medium and LWIR absorption performance. Notably, the projected meta-absorber is polarization-insensitive and performs consistently over a wide range of incidence angles.

Science Code	: 20227
Key Words	: All-dielectric metamaterials, multilayer artificial media, meta absorbers, mid and long-wave infrared.
Page Number	: 208
Supervisor	: Prof. Dr. Semsettin ALTINDAL

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmalarında; desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen ve tezimin ilerlemesi sürecindeki katkılarından, kılavuzluğundan, gösterdiği sabırdan ve harcadığı zamandan dolayı, değerli hocam Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL'a ve TİK üyelerim Prof. Dr. Adem TATAROĞLU ile Prof. Dr. Abdullah YILDIZ'a teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca her zaman her konuda mesafe tanımadan destek veren, her şartta desteğini kesmeyen, bilimsel alanda çalışmalarına çok önemli katkılarda bulunan çok sevdiğim hocam Dr. Arash AHMADİVAND'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmam boyunca benden her türlü yardımı esirgemeyen değerli aileme ve çalışmalarına destek olan iş yerim Türk Havacılık Uzay Sanayi (TUSAŞ)'daki kıymetli arkadaşlarım ile bana çalışmamda katkıda bulunan sevgili arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Sabancı Üniversitesi Ulusal Araştırma Merkezi (SUNUM)'da malzemenin hazırlanmasında araştırmalarım yardımcı olan Sabancı Üniversitesi'ne, Süleyman ÇELİK'e, Dr. Özge ÇAVUŞLAR'a ve SUNUM'da görevli uzmanlara teşekkürlerimi sunarım.

Simülasyon aşamalarındaki yol göstericiliği ve arkadaşlığı için Bilkent Üniversitesinden Dr. Amir GHOBADİ'ye teşekkür ederim.

Simülasyon ve optimizasyonlar konusundaki desteklerinden dolayı, Kyungpook National Üniversitesindeki araştırmacı Dr. Premkumar VINCENT'a teşekkürlerimi sunarım.

ASELSAN Mikroelektronik, Güdüm ve Elektro-Optik Sektör Başkanlığındaki teknik yeteneklerden yararlanmamı sağlayan Dr. Devrim ANIL'a ve ekibine teşekkür ederim.

Bilimsel alandaki tecrübeleri ile yol göstericiliklerinden dolayı değerli Prof. Dr. Mathhew LINFORD'a, Dr. Govind DAYAL ve Dr. Manuel GOMEZ'e teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca vermiş olduğu teknik destek ve yönlendirmeleri için Doç. Dr. Ümit ÇELİK'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xi
RESİMLERİN LİSTESİ	xvi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xvii
1. GİRİŞ.....	1
2. METAMALZEMELER.....	7
2.1. Metamalzeme Etkin Ortam Teorisi ve Homojenizasyon	12
2.2. Metamalzemelerin Tarih Öncesi ve Yapay Dielektrikler	13
2.3. Negatif Kırılma Tarihi.....	14
2.4. Mesh Tel, Bölünmüş Halka Rezonatörler ve Mükemmel Lens	16
2.5. Modern Metamalzeme Tarihi.....	21
2.6. Malzemelerin Elektronik Özellikleri.....	23
2.6.1. Metal ve yarı iletkenlerin optik özellikleri	24
2.7. Metamalzeme Yapılarının Sınıflandırılması	27
3. DİELEKTRİK METAMALZEMELER.....	37
3.1. Çok Katmanlı Ortamda EM Yayılmı	39
3.1.1. Yarı sonsuz ortam	42
3.1.2. Düzlem dielektrik katman	45
3.1.3. Sınırlarda çoklu yansımalar/iletimler	51
3.1.4. Kayıplı dielektrik katman	54

	Sayfa
3.2. Çok Katmanlı Yapıda EM Dalga Soğurucu	58
3.3. Çok Katmanlı Ortamda EM Yansıması/İletimi.....	59
3.4. Dielektriklerden Oluşan Yansıma Önleyici Kaplamalar.....	61
4. METAMALZEMELERİN SAYISAL MODELLEMESİ	65
4.1. Giriş.....	65
4.2. Yee'nin FDTD Algoritmasının Formülasyonları.....	70
4.2.1. Yee'nin ortogonal örgüsü	71
4.3. Soğurma ve Dispersiyon Karakteristiklerinin Sayısal Analizi.....	74
4.4. Sınır Koşulları	76
4.4.1. Mur'un soğurucu sınır koşulları (ABC'ler)	77
4.4.2. Mükemmel uyumlu katmanlar (PML'ler).....	78
4.4.3. Periyodik sınır koşulu (PBC).....	80
4.5. Bant Aralığı Hesabı.....	83
4.5.1. Kaynak uyarma.....	84
4.5.2. Dağılım şeması hesaplaması.....	85
4.5.3. Geçirgenlik ve yansıma katsayısının hesaplanması.....	88
4.6. Nümerik Analiz	90
4.6.1. Farklı kalınlıkların etkisi	90
5. DENEYSEL YÖNTEM VE KARAKTERİZASYON	99
5.1. Alttaş Temizleme	99
5.2. E-demeti Buharlaştırma Yöntemi	100
5.2.1. E-demeti buharlaştırma kaynağı bileşenleri	102
5.3. Al ₂ O ₃ /Ge/ITO/Soda Biriktirme Süreci ve ilgili Etkili Parametreler	109
5.4. Atomik Kuvvet Mikroskobu ile Al ₂ O ₃ /Ge/ITO/SKC ve Al ₂ O ₃ /Ge/Si Metamalzemenin Karakterizasyonu	117
5.4.1. Atomik kuvvet mikroskobu görüntüleme modları	124

Sayfa

5.4.2. AKM ile yüzey pürüzlülüğünün analizi	128
5.5. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ile $Al_2O_3/Ge/ITO/SKC$ ve $Al_2O_3/Ge/Si$ Metamalzemenin Karakterizasyonu	135
5.5.1. Odaklanmış iyon ışını (FIB)	142
5.5.2. EDS haritası	145
5.5.3. Odaklamalı iyon demeti-taramalı elektron mikroskobu (FIB-SEM) analizi sonuçları	146
5.6. Fourier Dönüşüm Kızılötesi Spektroskopi (FTIR)	154
5.7. Elipsometri	164
5.7.1. Optik modeller	169
5.7.2. Elipsometri analizi	175
5.8. Termal Kamuflaj Uygulaması İçin Radyasyon/Yüzey Sıcaklığı Ölçümleri.....	183
6. SONUÇ ve ÖNERİLER	191
KAYNAKLAR	195
ÖZGEÇMİŞ	207

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Bazı soy metallerin plazma frekansı ωp , sönüm sabiti Γ ve Fermi hızı v_F	25
Çizelge 5.1. Farklı alttaşlar üzerine büyütülmüş Al_2O_3 ince filmlerin pürüzlülük parametreleri	133
Çizelge 5.2. $Al_2O_3/Ge/Si$ metamalzemesi için element analizi (SEM/FIB-EDS ile tespit edilen ağırlık ve atom yüzdesi (Wt%), standart sapması (σ)).....	150
Çizelge 5.3. $Al_2O_3/Ge/ITO/SKC$ metamalzemesi için element analizi (SEM/FIB-EDS ile tespit edilen ağırlık ve atom yüzdesi (Wt%), standart sapması (σ))...	153
Çizelge 5.4. Farklı metamalzeme yapılarının KÖ bantta soğurma bandına dayalı performansı	164
Çizelge 5.5. ITO/SKC referans numunenin fit sonuçları ve optik modeli.....	178
Çizelge 5.6. $Al_2O_3/Ge/ITO/SKC$ metamalzemenin fit sonuçları ve optik modeli.....	179



ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. $\epsilon = \mu = -1$ malzemeden oluşan düz bir lens. Bir nesneden yayılan tüm ışık ışınlarını negatif kırılma yoluyla yeniden odaklayarak bir görüntü oluşturur	15
Şekil 2.2. Yarıçapı r olan sonsuz uzunlukta tellerin z yönü boyunca olduğu ve kare örgü aralığının a olduğu bir 2D tel ortamı	17
Şekil 2.3. Manyetik metamoleküller, (a) bölünmüş bir tel halka, (b) bir çift bölünmüş tel halka, (c) bir çift metalik çubuk ve (d) bir çift metalik sütunlar. Akım döngüleri mikroskobik manyetik dipol momentleri m	21
Şekil 2.4. Tipik bir dielektrik, yarı iletken ve metal için basitleştirilmiş enerji bandı diyagramı	23
Şekil 2.5. Farklı malzemelerin dielektrik (ϵ) ve manyetik (μ) geçirgenlik işaretlerine göre sınıflandırılması	28
Şekil 2.6. Metamalzeme yapılarının sınıflandırılması	29
Şekil 2.7. Üçlü tel izotropik yapı	30
Şekil 2.8. İlk MNG-malzeme birim hücreleri: a) yuvarlak, b)kare	31
Şekil 2.9. Dikdörtgen SRR'lerin temel modifikasyonları	33
Şekil 2.10. Tamamlayıcı ayrık halka rezonatörlerine dayanan ENG malzemesinin birim hücreleri, (a) yuvarlak, (b) kare gri-ince metal yüzey	33
Şekil 2.11. Alternatif MNG yapılarının birim hücreleri, (a) spiral rezonatör, (b) S şekilli rezonatör	34
Şekil 3.1. Bir düzlemsel elektromanyetik dalganın bir düzlem arayüzünde yansıması ve kırılması	40
Şekil 3.2. Farklı malzeme sabitlerine sahip iki yarı-sonsuz ortam arasındaki bir arayüze gelen düzlem EM dalgası	43
Şekil 3.3. d kalınlığında bir dielektrik tabakada dalga yayılımı	46
Şekil 3.4. Bir dielektrik katmanın ön yüzeyi için dalga yansıma diyagramı	52
Şekil 3.5. Sonlu kalınlıkta bir dielektrik katmanın ön yüzeyi için dalga yansıma-kırılma diyagramı.....	52
Şekil 3.6. Sonlu kalınlıktaki dielektrik katmanın ön yüzeyi için çoklu yansıma kırılma diyagramı	53
Şekil 3.7. Havada gömülü aynı kalınlığa sahip dielektrik plakalar	61

Şekil	Sayfa
Şekil 3.8. Havada gömülü farklı kalınlıklarda dielektrik plakalar.....	61
Şekil 3.9. Dielektrik kaplamalı dört katmanlı dielektrik ortamın şeması	62
Şekil 4.1. Yee'nin uzaysal ağı.....	71
Şekil 4.2. Soğurma ve dağılım hesaplamaları için FDTD simülasyonundan ekran görüntüleri.....	75
Şekil 4.3. Sonsuz EBG'leri hesaplarırken PBC'ler, (a) Dikdörtgen örgülü EBG'lerde PBC'ler (b) Üçgen örgülü EBG'lerde PBC'ler	82
Şekil 4.4. EBG yapılarının modellenmesinde FDTD prosedürü	84
Şekil 4.5. Modüle edilmiş Gauss darbesi: (a) zaman alanındaki modüle edilmiş Gauss darbesinin şekli ve (b) Fourier dönüşümünün büyüklüğü	86
Şekil 4.6. EBG'lerdeki hava deliklerinin bir sütununu doldurarak oluşturulan dalga kılavuzunun süper hücresi.....	88
Şekil 4.7. Yarı sonlu boyutlu iki boyutlu EBG yapısı için sayısal model	89
Şekil 4.8. Sonlu boyutlu bir EBG yapısı için sayısal model.....	90
Şekil 4.9. Farklı t değerleri için çok katmanlı yapının iletim spektrumu	91
Şekil 4.10. Farklı t değerleri için çok katmanlı yapının yansıma spektrumu	91
Şekil 4.11. Farklı t değerleri için çok katmanlı yapının soğurma spektrumu	92
Şekil 4.12. Farklı kalınlıklarda iletim, soğurma, yansıma spektrumlarının kontur grafikleri	93
Şekil 4.13. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 2 μm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	94
Şekil 4.14. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 3 μm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	94
Şekil 4.15. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 4 μm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	95
Şekil 4.16. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 5 μm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	95

Şekil	Sayfa
Şekil 4.17. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 8 µm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	96
Şekil 4.18. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 9 µm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	96
Şekil 4.19. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 10 µm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	97
Şekil 4.20. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 11 µm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	97
Şekil 4.21. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) 12 µm dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi	98
Şekil 4.22. Üst Al ₂ O ₃ katmanının ($t_{\text{oksit}}=250$ nm) farklı dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 3D gösterimi	98
Şekil 5.1. E-tipi elektron tabancası ile e-demeti kaynaklı buharlaşmanın biriktirme süreci	103
Şekil 5.2. Farklı elektron yollarına sahip birkaç farklı kaynağı gösteren şematik çizimler.....	105
Şekil 5.3. Adım geometrisi	113
Şekil 5.4. Üretilen Al ₂ O ₃ /Ge/ITO/SKC metamalzeme yapının şematik gösterimi	116
Şekil 5.5. Üretilen Al ₂ O ₃ /Ge/Si metamalzeme yapının şematik gösterimi.....	116
Şekil 5.6. Atomik kuvvet mikroskobu bileşenleri	117
Şekil 5.7. Atomik kuvvet mikroskobu çalışma şeması	118
Şekil 5.8. Hassasiyeti hesaplamak için gerekli ilgili boyutları içeren ışın saptırma AKM yönteminin şeması	119
Şekil 5.9. PID geri besleme kontrol sistemi.....	122
Şekil 5.10. PointProbe Plus AKM PPP-NCLR cantilever önden görünümü.....	123
Şekil 5.11. Cantileverın temel yay modelinde sapmanın Hooke yasası ile ölçülmesi....	123
Şekil 5.12. İğne/numune mesafesinin fonksiyonu olarak kuvvet	124

Şekil	Sayfa
Şekil 5.13. Temas modu taramada cantilever hareketi	125
Şekil 5.14. Yarı temas modu taramada cantilever hareketi	126
Şekil 5.15. Temassız mod taramada cantilever hareketi	127
Şekil 5.16. (a)-(c), enine kesitli 2D AFM görüntüleri, (b)-(d) $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzemelerinin tepeden tepeye analizi.....	131
Şekil 5.17. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ 3D AKM görüntüleri.....	132
Şekil 5.18. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ için yüzey yüksekliği dağılımından histogram ve kümülatif dağılımı	134
Şekil 5.19. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ için yüzey yüksekliği dağılımından histogram ve kümülatif dağılımı.....	134
Şekil 5.20. SEM'in elektron kolonu ve numune odası içinde bulunan çeşitli bileşenlerin yapısını ve çalışması	136
Şekil 5.21. EDS yarı iletken dedektörünün yapısı	145
Şekil 5.22. Yan yüzey SEM ve BSE görüntüleri	146
Şekil 5.23. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ için X-ışını kombinasyon haritası, beş farklı elementin dağılım ve konsantrasyonu.....	147
Şekil 5.24. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ numunesi içindeki temel dağılımı gösteren X-ışını haritası	148
Şekil 5.25. Tipik EDS spektrumu, y eksenindeki yoğunluk grafiğini (saniye başına sayılar veya sayımlar, cps) ve x ekseninde yayılan x-ışını fotonlarının (keV) enerjisi.....	149
Şekil 5.26. Yan yüzey SEM ve BSE görüntüleri	150
Şekil 5.27. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ numunesi içindeki temel dağılımı gösteren X-ışını haritası.....	151
Şekil 5.28. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ numunesi içindeki temel dağılımı gösteren X-ışını haritası.....	152
Şekil 5.29. Tipik EDS spektrumu, y eksenindeki yoğunluk grafiğini (saniye başına sayılar veya sayımlar, cps) ve x ekseninde yayılan x-ışını fotonlarının (keV) enerjisi.....	153
Şekil 5.30. Michelson Interferometresi.....	154
Şekil 5.31. Girişim	155
Şekil 5.32. Ax Happ-Genzel fonksiyonudur. $F\sigma$, kusurları azaltmak için kosinüs fonksiyonuyla kıvrılmış Ax	158

Şekil	Sayfa
Şekil 5.33. Metamalzemenin simülasyon ve deneysel yansıma/iletim spektrumlarının karşılaştırılması	162
Şekil 5.34. Metamalzemenin simülasyon ve deneysel yansıma/iletim ve soğurma spektrumlarının karşılaştırılması.....	163
Şekil 5.35. Elipsometrinin temel prensibi.....	165
Şekil 5.36. Al_2O_3 , Ge, ITO optik sabitleri	170
Şekil 5.37. Drude ve Lorentz osilatör fonksiyonu ile ilişkili karmaşık dielektrik fonksiyon.....	174
Şekil 5.38. Spektroskopik elipsometri ölçümleri için veri analizi prosedürü	177
Şekil 5.39. SKC kaplı ITO üzerindeki ölçümün farklı dört geliş açısı için ($30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) deneysel ve fit verileri.....	178
Şekil 5.40. Spektroskopik elipsometri ile belirlenen ITO optik sabitleri.	179
Şekil 5.41. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzeme üzerindeki ölçümün farklı dört geliş açısı için ($30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) deneysel ve fit verileri	180
Şekil 5.42. Spektroskopik elipsometri ile belirlenen ITO optik sabitleri	181
Şekil 5.43. Spektroskopik elipsometri ile belirlenen Ge optik sabitleri	182
Şekil 5.44. Spektroskopik elipsometri ile belirlenen Al_2O_3 optik sabitleri.....	182

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 5.1. Wet Bench (Bench Top Hot Plate) ultrasonik banyosu	100
Resim 5.2. Torr e-demeti buharlaştırma sistemi görseli	110
Resim 5.3. KLA Tencor Surface Profilometre	112
Resim 5.4. JEOL JIB-4610F Çok-Işınlı SEM/FIB sistemi.....	144
Resim 5.5. Shimadzu IRAffinity-1S FTIR	161
Resim 5.6. J.A Woollam V-Vase & M-2000 Elipsometri görseli	176
Resim 5.7. Fluke TiS60 LWIR termal kamera	187
Resim 5.8. SR 800 N karacisim (blackbody) ve kontrolör (controller).....	188
Resim 5.9. Al ₂ O ₃ /Ge/ITO/SKC metamalzemeye ait uzun dalga kızılötesi dalgaboyunda alınan görüntüler.....	189

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklamalar
$\vec{B}$ (W/m ²)	Manyetik Akı Yoğunluğu
$\vec{D}$	Elektrik Akı Yoğunluğu (coulomb/m ²)
$\vec{E}$ (V/m)	Elektrik Alan Yoğunluğu
$\vec{H}$	Manyetik Alan Gücü (amper/metre)
$\vec{J}$ (A/m ²)	Elektrik Akım Yoğunluğu
ω_0	SRR'nin Kendi Kendine Rezonans Frekansı
Δ	Faz Farkı
μm	Mikrometre
A	Yüzey alanı (m ²) veya Amper
F	SRR ve Genel Dizin Geometrisine Bağlı Bir Sabit
Ge	Germanyum
Hz	Hertz
KBr	Potasyum Bromür
kV	Kilovolt
LaB ₆	Lantan Heksaborid
MW	Megawatt
N	Metaldeki İletim Elektronlarının Gerçek Yoğunluğu
nm	Nanometre
Pa	Vakum
R	Işın Ayırıcı Tarafından Yansıtılan Enerji
R	Modül Yansıma katsayısı
S (λ)	Işık Kaynağının Radyasyon Enerjisi.
Si	Silisyum
Si ₃ N ₄	Silisyum Nitrür
SiC	Silisyum Karbür
T	Işın Ayırıcı Tarafından İletilen Enerji

Simgeler	Açıklamalar
Torr	Basınç
W	Tungsten
W/Re (Ta)	Tungsten-renyum alaşımları Tantal
$\rho(\text{C/m}^3)$	Elektrik Yük Yoğunluğu
Ψ	Genlik Oranı

Kısaltmalar	Açıklamalar
0D	Noktalar
1D	Çizgiler
2D	İki Boyutlu
3D	Üç Boyutlu
ABC	Soğurucu Sınır Koşulları
AKM	Atomik Kuvvet Mikroskobu
ARC	Antireflektif Kaplama
CAD	Bilgisayar Destekli Tasarım
CFL	Courant Friedrichs Lewy
CSRR	Tamamlayıcı Ayırık Halka Rezonatörü
CVD	Kimyasal Buhar Biriktirme
DE	Görüş Derinliği
DNG	Çift Negatif Ortam
DPM	Çift Pozitif Ortam
DPS	Çift Pozitif Malzeme
DSS	Çift Ayırık Halkalı Rezonatör
DTGS	Döteryum Triglisin Sülfat
EBG	Elektromanyetik Bant Boşluğu yapısı
EBPVD	Elektron demeti Fiziksel Buhar Biriktirme
EDS	Enerji Dağılımlı X Işını Spektrometresi
EM	Elektromanyetik
EMT	Etkili Bir Ortam Teorisi
ENG	Epsilon Negatif
E-T Dedektörü	Everhart ve Thornley Dedektörü

Kısaltmalar**Açıklamalar**

FTD	Sonlu Fark Zaman Alanı
FEM	Sonlu Eleman Yöntemi
FIB	Odaklanmış İyon Işını
FIB-SEM	Odaklamalı İyon Demeti-Taramalı Elektron Mikroskobu
FIM	Sonlu İntegral Yöntemi
FIR	Far InfraRed: Uzak Kızılötesi
FIT	Sonlu İntegral Tekniği
FTIR	Fourier Dönüşümü Kızılötesi Sistemi
GPS	Küresel konumlama Sistemi
ITO	İndiyum Kalay Oksit
KÖ	Kızılötesi
LC	İndüktör-Kapasitör
LMIS	Sıvı Metal İyon Kaynağı
LWIR	Uzun Dalga Kızılötesi
MDF'ler	Model Dielektrik Fonksiyonlar
MNG	Negatif Ortam
MOM	Momentler Yöntemi
MSE	Ortalama Kare Hata
MTM	Metamalzeme
MWIR	Orta Dalga Kızılötesi
NIR	Near InfraRed: Yakın Kızılötesi
PBC	Periyodik Sınır Koşulu
PBG	Fotonik Bant Aralığı Malzemeleri
PEC	Mükemmel Elektrik İletken
PLD	Darbeli Lazer Biriktirme
PML	Mükemmel Uyumlu Katman
PMT	Foto Çoğaltıcı Tüp
PVD	Fiziksel Buhar Biriktirme
QCM	Kuantum Kristal Monitör
RAM	Radar Soğurucu Malzeme
RF	Radyo Frekans
RHS	Sağ-el Tarafı

Kısaltmalar**Açıklamalar**

SEIRA	Yüzeyde Geliştirilmiş Kızılötesi Soğurma Spektroskopi
SEM	Taramalı Elektron Mikroskobu
SKC	Soda Kireç Camı
SNR	Sinyal Gürültü Oranı
SRR	Ayrık Halka Rezonatörü
SUNUM	Sabancı Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi
TLM	İletim Hattı Yöntemi
TTL	Lensten Ölçüm Detektörü



1. GİRİŞ

Elektromanyetik (EM) dalga soğurucular, gelen EM dalgaları ısı veya elektrik akımları gibi farklı enerji biçimlerine dönüştüren malzemeleri ifade eder. Başka bir deyişle, gelen dalgaların yansımısını, iletimini ve saçılmasını önlerken, yüksek içsel kayıp veya optik özelliklerin uygun mühendislik yoluyla sağlanmasıyla, soğurmayı en üst düzeye çıkaran yapılardır. En yüksek spektral soğurma bandının bulunduğu EM spektrum bölgesine bağlı olarak, EM soğurucular, çalışma dalga boylarının farklı bölgelerine uygun şekilde kategorize edilebilir. EM soğurucuların daha önceki gelişimi, iletişim ve askeri savunma gibi uygulamalarda çoğunlukla Radyo Frekans (RF) bölgesine (3 kHz-300 GHz) odaklanmıştır. Terahertz (THz; 0.1 THz-10 THz) soğurucular, yüksek frekans bölgesi (0.3-3 THz) ve X-ışını görüntülemeye girişimsel olmayan alternatif tıbbi uygulamalarda ve THz dalgalarının giysilerin altındaki gizli silahları tespit etmek için kullanıldığı güvenlik uygulamalarında aktif olarak kullanılmaktadır. Görünür bölgede, gizleme cihazlarına ve görünür EM soğuruculara dayalı kamuflaj teknolojisi de, birçok bilim insanı için heyecan verici bir ilgi alanı araştırmasıdır.

Elektromanyetik dalgaları yönlendirme, soğurma ve yansıtma gibi farklı şekillerde kontrol etmek için hassas malzemelerin etkin elektrik ve manyetik tepkisini uyarlayarak doğada bulunmayan olağanüstü optik özelliklere sahip malzemeler geliştirmeye odaklanan metamalzemeler, son zamanlarda ilgi duyulan bir mühendislik araştırma alanıdır. Bu malzemeler, genellikle çalışma dalga boyundan çok daha küçük periyodik bir şekilde düzenlenmiş ve dikkatlice tasarlanmış farklı geometrik yapılardan oluşabilir.

Metamalzeme soğurucular, uygun şekilde tasarlandığı takdirde, radyo frekans (RF) ve mikrodalga, THz, kızılötesi ve görünür bölge dahil hemen hemen tüm elektromanyetik bölgelerde uygulanabilir. Metamalzeme EM soğurucuları tasarlarken çoğu mükemmele yakın soğurma ile karakterize edilmesine rağmen, istenilen absorpsiyon bant genişliği, açısız kabul ve polarizasyon hassasiyeti gibi uygulamaya özel dikkate alınması gereken kriterler de vardır.

Bu yapıların boyutu büyük ölçüde çalışma dalga boylarına bağlı olduğundan, üretim teknikleri aynı zamanda spektral çalışma aralığına da bağlıdır. Standart bir optik litografinin kritik boyutu mikro ve nanometre ölçeğinde çok daha küçük olduğu için, GHz gibi düşük

frekans bölgesindeki metamalzemeler için bir baskılı devre kartı veya plaka düzeyinde bir alt katman üzerindeki standart optik litografi teknikleri kullanılabilir. Bununla birlikte, THz, kızılötesi (KÖ) ve görünür bölge gibi daha yüksek frekanslı bölgelerde elektromanyetik soğurucuları güvenilir ve tekrarlanabilir bir şekilde üretilmesi önemlidir. Günümüzde, elektron ışını litografisi, elektron ışını buharlaştırma teknikleri ve nano-baskı teknikleri gibi nanofabrikasyon tekniklerinin ilerlemesi, mikron altı ölçekteki olağanüstü KÖ soğurma özellikleri elde etmek için elektromanyetik dalgaları kontrol eden metamalzeme soğurucularının üretilmesine imkan sunmaktadır.

Optik dalga boylarında tasarlanan metamalzeme soğurucular, özellikle KÖ bölgesindeki geniş uygulamalar nedeniyle daha fazla ilgi görmüştür. KÖ spektrumu yakın KÖ (0.74-1.4 μm , 400-214 THz), kısa dalga boyu KÖ (1.4-3 μm , 214-100 THz), orta dalga boyu KÖ (3-8 μm , 100-37.5 THz), uzun dalga boyu KÖ (8-15 μm , 37.5-20 THz) ve uzak KÖ (15-50 μm , 20-6 THz) olmak üzere bantlardan oluşmaktadır. Geniş KÖ bölgesi spektrumu nedeniyle, bir KÖ soğurucunun tasarımı, çalışılan spektral bölgeye, bant genişliklerine veya soğurma fiziğine bağlı olarak çeşitli uygulama alanlarına sahiptir. KÖ geniş bantlı mükemmel EM dalga soğurucular, fotovoltaiik ve termofotovoltaiik enerji dönüşümü, termal görüntüleme, elektromanyetik gizleme, mükemmel lens, biyosensörler ve optik filtreler gibi çok sayıda uygulama alanına sahiptir. Araştırmacıların karşılaştığı zorluk, yüksek soğurma seviyesinin tercih edildiği bu uygulama gereksinimlerini karşılamak için soğurma bandının nasıl genişletileceğidir.

Literatürde, soğurma bandını genişletmek için farklı yaklaşımlar yer almaktadır. KÖ geniş bant soğurucular, farklı geometrik boyutlar içeren çok katmanlı yapıların istiflenmesi ve böylece her katmandan [1,2] elde edilen çok sayıda bitişik rezonansın üretilmesiyle elde edilebilmektedir. Fakat bu yaklaşım, katmanları hassas bir şekilde hizalama ya da birkaç kompoziti istifleme ihtiyacını beraberinde getirir ve bu da fabrikasyon sürecinin daha karmaşık bir hal almasına sebep olur. Diğer bir yaklaşım ise çok katmanlı aynı boyut ve farklı kalınlıklardan oluşan düzlemsel yapılardır. Bu nedenle bu çalışmada soğurma bandını genişletmek amacıyla çift bantlı orta dalga kızılötesi (MWIR) ve uzun dalga kızılötesi (LWIR) bölgesinde işlevsel, 3 katmanlı düzlemsel periyodik yapıya sahip dielektrik metamalzeme soğurucu tasarımı, fabrikasyonu ve karakterizasyonu sunulmaktadır. Önerilen tasarımla birlikte soğurma bantları 2-5 μm ve 8-12 μm 'de tasarlanacaktır. Bu tasarım ile

saçılma etkisi, daha kısa çalışma dalga boyuna kıyasla periyot boyutunu mümkün olduğunca küçük tutarak en aza indirilecektir.

Çalışmamızda odaklandığımız, MWIR ve LWIR bantları çeşitli endüstri ve askeri uygulamalarda, özellikle termal görüntüler elde etmek için bu iki bandı kullanmaya dayanan KÖ termografisi olarak bilinen termal kızılötesi görüntülemeye yaygın olarak kullanılmaktadır. Ayrıca bu teknoloji, füzeleri yönlendirmek için dağınık KÖ lazer ışığını tespit ederek askeri hedeflere yönelik saldırıların doğruluğunu artırmak için lazer güdümlü füzelerde uygulanmaktadır. Bir nesnenin yaydığı termal radyasyon, KÖ izleme cihazları tarafından termal görüntüleme için kullanılan KÖ imzasını sağlar. Bu imza nesnenin sıcaklığına, boyutuna ve şekline bağlıdır. Ek olarak, hedef yüzeylerden saçılan KÖ dalgaları, lazer güdümlü füzeler tarafından kullanılan önemli KÖ imzaları sağlar. KÖ imzasının dalga boyu, kullanılan KÖ detektörünün tipine bağlı olarak 2-14 μm aralığında olabilir. Bir nesnenin KÖ imzası, sıcaklığı, yayma gücü ve yansıma geometrisi gibi boyutu ve yüzey özellikleriyle ilgili çeşitli parametrelere bağlı olduğundan, KÖ gizlilik (stealth) teknolojisini elde etmek için KÖ imzalarını azaltmanın çeşitli yöntemleri vardır [3]. Hedef yüzeyden gelen termal radyasyonu bastırmak için yüzey sıcaklığını düşürmek en popüler yaklaşımdır. Ek olarak, KÖ kaynaklarının boyutlarını ve şekillerini değiştirmek için egzoz gazı koruması benimsenmiştir. Hassasiyet ve çözünürlük açısından KÖ dedektör teknolojisindeki ilerlemeyi takiben KÖ güdüm (homing) teknolojisi geliştirilmiştir [4].

MWIR ve LWIR bölgeleri, ayrıca kimyasal KÖ spektroskopide, çeşitli kimyasalların moleküler seviyede rotasyonel ve titreşim rezonans modları ile güçlü soğurma sağladığı, kimyasal parmak izi bölgeleri olarak da bilinir. Bu kapsamda, araştırmacılar tarafından yüzeyde geliştirilmiş kızılötesi soğurma (SEIRA), orta kızılötesi "moleküler parmak izi" aralığında yakın alan yoğunluklarını yükseltmek için nanoantenlerde titreşim spektroskopisi çalışılmaktadır. Yeni antenlerin geliştirilmesini tek molekül seviyesine iletirmek ve daha büyük sinyal geliştirme faktörleri elde edebilmek için bu çalışmalar kritik derecede önemli bir yere sahiptir [5]. Ayrıca, biyomoleküllerin tek katmanlarının kimyasal olarak spesifik tespiti amacıyla yüksek hassasiyetli ayarlanabilir spektral seçicilik ile plazmonik biyosensörlerin elektro-optik özellikleri sayesinde biyoalgılama için heyecan verici çalışmalar da devam etmektedir [6].

Nanofotonik uygulamalar için ideal malzeme, optik frekanslarda büyük bir kırılma indisine sahip, ışığın hem elektrik hem de manyetik alanlarına yanıt veren, büyük optik kiraliteyi destekleyen, ışığı nano ölçekte sınırlayan ve yönlendiren, gelen radyasyonun fazını ve genliğini dalga boyunun küçük bir bölümünde değiştirebilen malzemelerdir. Metalik veya polar dielektrik nanoyapılara dayanan yapay elektromanyetik ortam veya metamalzemeler, ışığı sırasıyla serbest elektronlara (plazmonlar) veya fononlara (fonon polaritonları) bağlayarak bu özelliklerin çoğunu sağlayabilir fakat bu yapılar kaçınılmaz olarak önemli bir enerji kaybı ve düşük bir verime sahiptir. Ancak son zamanlarda nanofotonikte yaşanan gelişmeler ile, düşük kayıplı elektromanyetik yanıtlar, tamamen şeffaf ve yüksek kırılma indisine sahip dielektrik yapı taşları kullanılmasıyla ultra ince ve verimli optik elemanlara ulaşmak mümkün olmuştur. Uzun süredir devam eden bu çalışmalar elektromanyetik etkileri pratik fotonik cihazlara entegre etme heyecanını yeniden canlandırmıştır. Tüm dielektrik metamalzemelerin elektromanyetik etkilerine göre, anizotropik metamalzemeler, yüksek kırılma indisli nanoresonatörler, Mie teorisi/birleşik Mie modları, ters (inverse) tasarım, meta yüzeyler, sıfır-indisli ortam, faz değiştirici ve aktif metamalzemeler ve doğrusal olmayan metamalzemeler başlığı altında literatürde sınıflandırılmaktadır [7].

Üretim tekniklerinde ve meta yüzeylerin tasarımındaki son gelişmeler meta-optik alanında düşük optik kayıplı ve güçlü ışık hapsine sahip dielektrik faz değiştiricilerin birçok uygulamada kullanılması için umut vermektedir [8]. Meta yüzey parametrelerinin kontrolünü sağlayan birçok uygulama ile ilgili olarak, çok sayıda yüksek indisli optik malzemeden üretilen dielektrik nano yapılar, özellikle önemli ölçüde daha düşük içsel kayıpları nedeniyle halihazırda yerleşik metallere göre daha iyi performans göstermektedir.

Son yıllarda, özellikle meta yüzeylerde ki bu gelişmeler gerçek uygulamalara doğru hızla ilerleyen düz optik bileşenler için oldukça işlevsel, geniş bantlı ve geniş alanlı yapılar olarak optik camiasından da büyük ilgi görmüştür. Fotonik cihazların hem performansını hem de işlevlerini iyileştirmek için doğrusal olmayan optik meta yüzeylerdeki araştırmaları da sürdürülmektedir [9]. Bu alan nispeten yeni olmasına rağmen, görüntüleme, algılama, sinyal işleme ve iletişimde birçok gelişmiş fotonik uygulamayı mümkün kılması beklendiğinden, şimdiden önemli ölçüde dikkat çekmektedir.

Dielektrik metamalzeme çok geniş çalışma bandına sahip soğurucularla ilgili araştırmalar devam etmekte olup bu tezde $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ yapıda, MWIR ve LWIR kızıltötesi

spektrum bölgesinde çalışan geniş bantlı bir soğurucunun tasarımı, üretim ve karakterizasyon süreçleri sunulmaktadır.

Bu tez altı bölümden oluşmaktadır. Bu araştırmanın amacı, çok katmanlı dielektrik metamalzeme soğurucu yapının kızılötesi frekanslarda çoklu spektral soğurma için yeni bir tasarım arayışıdır. Sayısal ve deneysel yaklaşımlar, MWIR ve LWIR kızılötesi spektrum boyunca çoklu spektral soğurma ve bu tür yapıların yapılardaki elektromanyetik rezonansların uyarılması yoluyla bir soğurmayı üretmesine izin veren mekanizmaları göstermek için kullanılmıştır.

Bölüm 2, metamalzemeler ve bu tür yapay yapıları malzemeler tarafından elektromanyetik dalga soğurması için teorik bir arka plan sunar ve farklı metamalzeme soğurucuların ayrıntılı tartışması için bir bağlam oluşturmayı amaçlamaktadır. Ayrıca, son zamanlarda duyulan ilgi ve bu araştırma alanının geliştirilmesindeki ilerlemeler tartışılmaktadır.

Bölüm 3, çok katmanlı dielektrik-dielektrik ve dielektrik-metamalzeme ortamlarında elektromanyetik yayılımının ana hatlarını çizmektedir. Yarı sonsuz ve sonlu dielektrik katmanlar için yansıma ve iletim katsayıları araştırılmıştır. Bu katsayılar, dielektrik katmanlar metamalzemeler ile değiştirildiğinde de yeniden belirlenebilmektedir. Yeni dielektrik-metamalzeme ortam özellikleri, yansıma önleyici kaplamaların tasarımında da kullanılabilir. Bu tür kaplamaların yansıma, iletim davranışı tartışılmaktadır.

Bölüm 4’de hem metamalzeme performansı hem de fabrikasyon süreci açısından optimize edilmiş orta dalga kızılötesi dalga boyu (3-5 μm) ve uzun dalga kızılötesi dalgaboyu (8-12 μm) aralığında çalışmak üzere tasarlanmış çok katmanlı dielektrik yapı ile yüksek düzeyde soğurma özelliklerine sahip bant genişliğinden oluşan bir metamalzemenin optimal tasarımları sunulmaktadır. Sayısal modelleme, yeni veya iyileştirilmiş uygulamaların geliştirilmesinde yeni tasarımcı malzemeleri tanımlamak için metamalzeme araştırmasını destekleyen güçlü bir araç olarak ortaya çıkmıştır. Bu bölümde, çok katmanlı $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzeme soğurucunun tasarımı için LUMERICAL üzerinde sonlu eleman modellemesinin kullanımına odaklanılmaktadır. Bu tasarım iteratif bir yaklaşımla birçok parametrenin optimize edilmesi çalışmalarını içermektedir. Bu bölümde, sonlu fark zaman alanı yönteminin temeli açıklanmış ve LUMERICAL yazılımının elektromanyetik problemleri simüle etmek için sonlu elemanlar yaklaşımını uygulama biçimi

detaylandırılmıştır. Sayısal simülasyonun avantajı, optimize edilmiş bir yapının tasarlanabilmesi ve gereksiz fabrikasyon yinelenmeleri olmadan güvenilirlik ve doğruluk sağlamasıdır.

Bölüm 5’de ise bu tez çalışmasında tasarımı yapılan $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzeme soğurucunun fabrikasyonu ve karakterizasyon araçlarının ayrıntılarını sunuyoruz. Bu çalışmada $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzemelerinin dielektrik katmanları (Al_2O_3 ve Ge) e-demeti buharlaştırma yöntemi ile büyütüldü. FIB ile kesit alınabilmesi ve yaklaşık olarak kalınlıkların gösterilebilmesi amacıyla ayrı olarak bir Silikon alttaş üzerine $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzemesi fabrikasyonu yapıldı. Taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile cross-section (yan kesit) görüntü alınarak Enerji Dağılımı X-ışını Spektroskopisi (EDS) analizi yapılmış ve kaplanan malzemenin katman katman varlığı kanıtlanarak gösterilmektedir. Numunenin yüzey morfolojisinin üç boyutlu (3D) gösterimi, kalınlığı ve pürüzlülük analizi için ise Atomik kuvvet mikroskobu (AKM) kullanıldı. Elipsometri, çok katmanlı yapıyı optik olarak karakterize etmek ve katmanların kalınlığını kontrol etmek için kullanıldı. Fourier dönüşüm kızılötesi spektroskopi (FTIR) spektroskopisi, çok katmanlı dielektrik metamalzeme tasarımının soğurma yanıtını elde etmek için kullanılmıştır. Ayrıca, geniş bantlı $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzeme soğurucunun deneysel yansıma/iletim verileri ile sayısal tasarımından elde edilen veriler karşılaştırıldı. Son olarak, termal kamuflaj uygulaması için radyasyon/yüzey sıcaklığı ölçümleri alındı.

Bölüm 6, bir önceki bölümde elde edilen sonuçların, malzeme seçimi ve optimizasyonunun geniş bantlı metamalzeme soğurucu tasarımında çok önemli olduğunu göstermektedir. Bununla birlikte, bu bölümde gelecekteki araştırma çalışmaları için öneriler yapılmıştır.

2. METAMALZEMELER

Elektromanyetik metamalzemeler; bir ortamın elektriksel geçirgenlik, manyetik geçirgenlik, empedans ve kırılma indisi gibi temel optik parametreleri oluşturmaya imkan sağlayabilen, alt dalga boyu ölçekli kompozit dizileridir [10,11]. Bir metamalzemeyi oluşturan yapısal elementler, önceden belirlenmiş frekanslarda hem elektrik hem de manyetik rezonans gösterecek şekilde tasarlanabilir [12,14]. Bir yığın (bulk) malzemenin özelliği temelde malzemedeki kimyasal elementler ve bağlar tarafından belirlenirken, metamalzemelerin benzersiz özellikleri, ortamda gömülü meta-atomların geometrisi (boyut ve şekil) tarafından desteklenen rezonanslardan kaynaklanır. Metamalzemeler, birim hücreler olarak adlandırılan yapay inklüzyonları oluşturan geniş bir kompozit yapı sınıfıdır. Inklüzyonlar belirli formlara sahiptir ve tipik olarak dielektrik alt katmanya gömülür. Temel alt katman ve birim hücre parametrelerinin dikkatlice seçilmesiyle ortamın özelliklerinin ayarlanabilir ve olağanüstü özellikler elde edilebilir. Çoğu metamalzemenin birim hücrelerinin boyutu ve periyodu, çalışma dalga boyundan çok daha küçüktür. (dalga boyuna eşit olabilen yapı boyutlarına sahip ayrı bir fotonik kristal sınıfı şu anda dikkate alınmamaktadır) [15]. Birim hücrelerin alt dalga boyu büyüklüğü nedeniyle, radyasyon kompozitteki ayrı birim hücreleri algılamaz, ancak sadece ortam içinde gelişen bazı ortalama polarizasyon ve mıknatıslanmaya cevap verir. Bu nedenle ortam, makroskopik seviyede elektriksel $\epsilon(\omega)$ ve manyetik geçirgenlik $\mu(\omega)$ gibi etkin ortam parametreleri ile karakterize edilebilir. Doğal malzemelerin herhangi bir manyetik yanıt göstermediği yüksek frekanslarda metamalzemelerin güçlü manyetik tepkiler gösterme yeteneği, manyetik yanıt gerektiren birkaç farklı olguyu keşfetmemizi sağlamaktadır. Negatif kırılma indisi, dalgaboyu altı görüntüleme, gizleme, mükemmel soğurma vb. gibi doğal malzemelerle elde edilmesi imkansız olan etkiler, birim hücrenin belirlenmiş frekanslar için dikkatli bir şekilde tasarlanmasıyla elde edilmiştir.

Maxwell denklemlerinin önerdiği gibi, dalga yayılım davranışında $\epsilon(\omega)$ ve $\mu(\omega)$ parametreleri temel bir rol oynar. Maxwell denklemlerinin madde içerisinde diferansiyel formundaki şekli aşağıdaki gibidir:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \text{ (Gauss Yasası)} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \text{ (Manyetik monopol yok)} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{-\partial \vec{B}}{\partial t} \text{ (Faraday Yasası)} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{-\partial \vec{D}}{\partial t} \text{ (Maxwell-Ampere Yasası)} \quad (2.4)$$

Burada $\vec{E}$ (V/m) elektrik alan yoğunluğu, $\vec{H}$ (A/m) manyetik alan yoğunluğu, $\vec{D}$ (C/m²) elektrik akısı yoğunluğu, $\vec{B}$ (W/m²) manyetik akı yoğunluğu, $\vec{J}$ (A/m²) elektrik akım yoğunluğu ve ρ (C/m³) elektrik yük yoğunluğudur.

Amper yasasında yer alan $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ yer değiştirme akımı, elektromanyetik dalgaların yayılmasının varlığını tahmin etmek ve yük korumasını sağlamak için gereklidir. İkinci Eş. 2.2'nin sağ tarafı sıfırdır çünkü manyetik monopoller yoktur.

Bu ifadelerin süreklilik denklemleri olarak bilinen bir ilişkide yerel yükün korunmasını ifade eden bilgiler içerdiğini belirtmek önemlidir. $-\frac{\partial \rho}{\partial t}$ ifadesinde yer alan eksi işareti dışarıya doğru olan bir akışın hacim içinde kalan yükü azalttığını gösterir.

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.5)$$

Zamandan bağımsız alanlar ve eşyönlü ve doğrusal ortamlar için, elektrik alanı ve elektriksel yer değiştirme arasındaki ilişki, Maxwell denklemleri ve aşağıdaki temel ilişki kullanılarak analiz edilebilir.

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \vec{E} \quad (2.7)$$

Homojen lineer ve izotropik ortamlardaki magnetizasyon yoğunluğu:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (2.8)$$

Eş. 2.7'e uygun malzemelere doğrusal ortamlar denir. Bu durumda manyetik alan ve manyetik indüksiyon arasındaki ilişki şu şekilde verilir:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H} \quad (2.9)$$

$$\mu \equiv \mu_0 (1 + \chi_m) \quad (2.10)$$

olup, μ malzemenin geçirgenliğidir. Mıknatıslanacak malzemenin bulunmadığı vakumda, alınganlık χ_m kaybolur ve geçirgenlik μ_0 'dır.

$\vec{P}$ ve $\vec{M}$ elektrik ve manyetik polarizasyon ise, χ_e ve χ_m elektrik ve magnetik alınganlık, ϵ_0 ve μ_0 serbest uzayın geçirgenliği ve manyetik geçirgenliği, ϵ_r ve μ_r söz konusu malzemenin elektriksel ve manyetik geçirgenliğidir. χ_m manyetik alınganlık katsayısı diamanyetik maddeler için negatif, paramanyetik malzemeler için ise pozitif boyutsuz bir sayıdır. Bu malzemeler için tipik değeri ise 10^{-5} basamağındadır. SI biriminde $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ ve $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 'dir. Elektrik polarizasyon vektörü $\vec{P}$, bir elektrik alanı $\vec{E}$ mevcut olduğunda malzemenin nasıl polarize edildiğini açıklar. Elektrik dipol momentlerinin hacim yoğunluğu olarak ta yorumlanabilir. $\vec{P}$ genellikle $\vec{E}$ 'nin bir fonksiyonudur. Bazı malzemeler, elektrik alanı olmadığında da sıfır olmayan bir $\vec{P}$ 'ye sahip olabilir. Mıknatıslama vektörü $\vec{M}$, manyetik alan $\vec{H}$ olduğunda malzemenin nasıl mıknatıslandığını benzer şekilde açıklar. Manyetik dipol momentlerin hacim yoğunluğu olarak yorumlanabilir. $\vec{M}$ genellikle $\vec{H}$ 'nin bir fonksiyonudur. Bununla birlikte, kalıcı mıknatıslar, manyetik alan olmadığında da sıfır olmayan bir $\vec{M}$ 'ye sahiptir.

Yukarıdaki tartışmadan, malzemenin elektriksel (ϵ) ve manyetik (μ) geçirgenliği bilgisinin, ortamın elektromanyetik alana cevabını tahmin etmek için gerekli olduğu sonucuna varılır. Bu değerler biliniyorsa, malzeme performansı tamamen belirlenir.

Çoğu malzemedede, zamana bağlı yer değiştirme alanı ($\vec{D}$) uygulanan elektrik alan ($\vec{E}$) ile doğrudan ve doğrusal olarak orantılıdır ve alanın yayıldığı malzemenin bir fonksiyonudur. Belirli bir eylemsizlik gösteren ortamdaki elektronların kütlesi nedeniyle, $\vec{D}$, $\vec{E}$ ile hemen değişmez, bunun yerine, elektrik alanının ortamı nasıl polarize ettiğine dair zamanın bir fonksiyonuna bağlıdır. Dolayısıyla $\vec{D}$ için bir şekilde genel bir form aşağıdaki biçimde yazılabilir.

$$\vec{D}(r, t) = \varepsilon(r, t) * \vec{E}(r, t) = \int_{-\infty}^t \varepsilon(t - t') \cdot \vec{E}(r, t') dt' \quad (2.11)$$

Benzer bir şekilde, uygulanan $\vec{H}$ alanı ve manyetik alan $\vec{B}$ için benzer bir ilişki şöyle yazılabilir:

$$\vec{B}(r, t) = \mu(r, t) * \vec{H}(r, t) = \int_{-\infty}^t \mu(t - t') \cdot \vec{H}(r, t') dt' \quad (2.12)$$

Dağıtıcı ortamlarda dalga yayılımını doğru bir şekilde tanımlamak için frekans alanıyla ilişkili bağlantılara ihtiyacımız vardır. Frekans alanı aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\vec{E}(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(r, \omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (2.13)$$

$$\vec{D}(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{D}(r, \omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (2.14)$$

$$\vec{H}(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{H}(r, \omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (2.15)$$

$$\vec{B}(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{B}(r, \omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (2.16)$$

Şimdi, herhangi bir serbest yük ($\rho = 0$) ve serbest akım olmadan ($\vec{J} = 0$) elektromanyetik alanları düzenleyen temel denklemleri kısaca anlatacağız.

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (2.17)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.18)$$

olduğundan Eş. 2.1- Eş. 2.4 denklemleri şu şekilde yeniden yazılabilir.

$$\nabla \cdot \varepsilon \vec{E} = 0 \quad (2.19)$$

$$\nabla \cdot \mu \vec{H} = 0 \quad (2.20)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.21)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.22)$$

Bir zaman harmonik bağımlılığı varsayarsak $\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \exp(-i\omega t)$ ve $\vec{H}(\vec{r}, t) = H_0 \exp(-i\omega t)$ burada "Frekans" terimi dalga frekansını ve Eş. 2.3 ve Eş. 2.4'den anlıyoruz. Malzemelerin elektriksel ve manyetik geçirgenliği ise genellikle aşağıda verilen karmaşık fonksiyonlarla ifade edilir.

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = i\omega \mu_0 \mu_r \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.23)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}(\vec{r}) \quad (2.24)$$

Eş. 2.21 ve Eş. 2.22 rotasyonel eşitlikleri birleştirdiğimizde sırasıyla elektrik ve manyetik alanlar için frekans alanında dalga denklemleri elde edilir.

$$\nabla \times (\varepsilon_r^{-1} \nabla \times \vec{E}(\vec{r})) - k_0^2 \varepsilon_r \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (2.25)$$

$$\nabla \times (\mu_r^{-1} \nabla \times \vec{H}(\vec{r})) - k_0^2 \mu_r \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (2.26)$$

Burada, k_0 serbest uzay dalga sayısını gösterir $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{c_0}$, ve c_0 boş alandaki ışık hızıdır. n , ışığın yayıldığı ortamın kırılma indisidir ve burada $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$, burada $\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ ve $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ 'dir. Eş. 2.14 'deki dalga denklemine göre, ε_r ve μ_r 'nin işaretleri dalganın madde içindeki yayılma ve zayıflama davranışını tanımlar.

Malzemenin homojen olduğu varsayılarak, yeniden yazmak için kırılma indisini n kullanabiliriz.

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r})) - k_0^2 n^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (2.27)$$

Burada, $n^2 = \epsilon_r \mu_r$, ortamın kırılma indisi olarak tanımlanır.

2.1. Metamalzeme Etkin Ortam Teorisi ve Homojenizasyon

Geleneksel malzemelerde ϵ ve μ değer aralığı oldukça sınırlıdır. Optik frekanslarda, örneğin, büyük ϵ değerine az rastlanır ve genellikle herhangi bir doğal malzeme için $\mu = 1$ 'dir. Landau [16], atomik ve moleküler orbitaller tarafından manyetik duyarlılığa katkısı incelemiş ve bu yüksek frekanslı manyetik yanıt eksikliğini, küçük atom boyutları ile makroskopik manyetizma arasındaki uyumsuzluk niteliksel olarak açıklanmıştır. Bununla birlikte Merlin, bunun mikroskobik ve makroskopik yapıların arasında olan mezoskopik kompozit yapılar için geçerli olmadığını savunmuştur [17].

Bir kompozitin ϵ ve μ 'sini homojen bir ortamda yaklaşık olarak hesaplayan yöntem homojenleştirme teorisidir. Bu kompozitlerin veya metamalzemelerin homojenleştirmeden elde edilen ϵ ve μ ile makroskopik Maxwell denklemlerinde modellenebileceği varsayılarak, olağandışı etkiler ortaya çıkabilir. Metamalzemeleri tanımlamak için böyle bir model, etkin ortam teorisi (EMT) olarak bilinir.

Bu nedenle metamalzemeler üzerine yapılan araştırmaların teorik çerçevesini yukarıdaki iki temel önerme belirlemektedir. İlki, makroskopik Maxwell denklemleri tarafından ϵ ve μ üzerinde herhangi bir kısıtlama olmadığı varsayılarak ne tür etkiler ve uygulamalar tahmin edilebilir sorusuna yanıt aramaktır. İkincisi, böyle sıra dışı ϵ ve μ 'leri gerçekleştirmek için mevcut malzemelerden kompozitler nasıl tasarlanıp, fabrikasyonunun nasıl yapılacağı üzerinedir.

Üçüncü, eşit derecede önemli bir soru ise, EMT tarafından öngörülen kompozitin fiziksel davranışının gözlemlenip gözlemlenememesidir. Geleneksel malzemeler söz konusu olduğunda, makroskopik Maxwell Denklemlerinin doğruluğu ve genelliği çok sayıda deneyle doğrulanmaktadır. Ancak metamalzeme kompozitler için EMT'nin uygulanabilirliği tam olarak belirlenememiştir. Bu nedenle, rastgele bir makroskopik kompozitin mikroskopik yapısına dayanarak elektromanyetik davranışını tahmin edebilmek için, genel bir homojenizasyon teorisi geliştirmek için büyük çaba sarf edilmiştir [18].

2.2. Metamalzemelerin Tarih Öncesi ve Yapay Dielektrikler

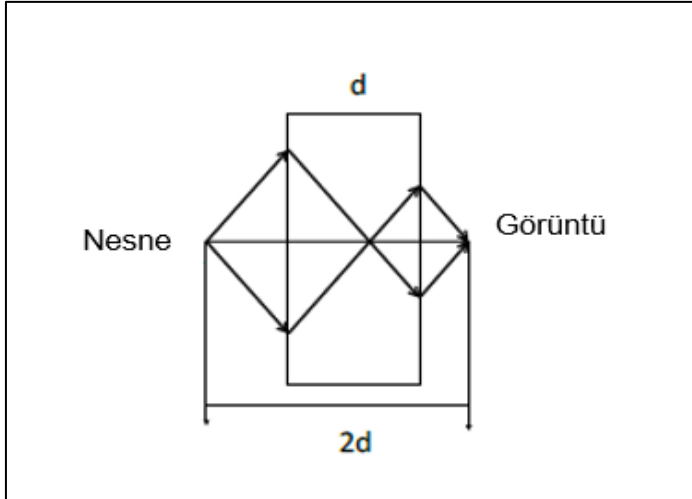
Yapay olarak oluşturulmuş malzemelerin ilk keşifleri 19. yüzyılın sonlarında Sir Jagadish Chandra Bose'a atfedilse de, metamalzemeler ile ilgili ilk pratik deneyler 1940'larda Bell Laboratuvarlarında W.E. Kock tarafından yapılmıştır. 1948'de Kock, bir ortamın etkin kırılma indisini ayarlamak için yüksek geçirgenliğe sahip malzemelerin özelliklerini bir araya getiren, metal küreleri düzenleyerek mikrodalga dielektrik lenslerin geliştirilebileceğini önermiştir [19]. Bu öncü çalışma, yapay dielektrik malzemelerin kristal örgülerini simüle etmek için 3D dizi veya örgü yapısında metalik elementlerin düzenlenmesini içermiştir. Böyle bir dizi, moleküler bir örgü tıpkı ışık dalgalarına cevap verdiği gibi radyo dalgalarına da yanıt vermiştir. O zamandan beri, yapay karmaşık malzemeler dünya çapında birçok araştırmacı tarafından incelenmesine rağmen aslında bu kavram ilk olarak Lord Rayleigh tarafından önerilmiştir [20]. Rayleigh, periyodu dalga boyuna göre çok daha küçük olan küçük saçılımları (küreler tarafından modellenen moleküller) bir örgü olarak kabul etmiştir. Kock ise bu konsepti metal küre dizileri için yeniden üretmiş ve bunu pratik uygulamalar için kullanmıştır. Daha sonra, M. M. Kharadly ve W.Jackson, çalışma frekans aralığının yeterince düşük olduğu ve Rayleigh yarı statik kısıtlamasının geçerli olduğu metal elipsoidler, diskler veya çubuklar içeren yapay dielektriklerin etkin geçirgenliğini hesaplamışlardır [21]. Rayleigh kısıtlaması, mikrodalga lens antenlerinde kullanılan yapay dielektrikler için pratik olarak doğrulanmıştır. Bu teori, metal parçacıkların örgü periyodunun maksimum parçacık boyutuna oranı oldukça büyük olduğunda geçerlidir. Fakat, bu yapay dielektrikler mutlaka düzenli örgülere sahip değildir ve yüksek kayıplara sahip kompozitlerden oluşabilirler [22]. Parçacıkların tekdüze olmayan konsantrasyonuna bile bazen izin verilir, bu da bu tür kompozit ortamların alışılmadık özelliklerini sunar [23,24]. Parçacıkların konsantrasyonu sızıntı eşiğini aştığında (parçacıklar birbirine temas eder ve/veya bitişik parçacıklar arasındaki kapasitif bağlantı çok güçlüdür) aynı düşük frekans aralığındaki yapay dielektrikler, karmaşık iletkenliğe sahip yapay iletkenler haline gelir [25]. Dolayısıyla, iletkenlikleri tasarlanabilir tasarım parametreleri tarafından kontrol edilebilir ve prensipte manyetik veya elektriksel olarak ayarlanabilir. Bu, yapay iletkenler, elektromekanik aygıtlarda, yakıt hücrelerinde ve elektrik akımı ile kontrollü ısıtmanın gerekli olduğu diğer tekniklerde uygulamalar bulmuşlardır.

2.3. Negatif Kırılma Tarihi

Bu tezde, metamateryallerin geliştirilmesinde modern tarihin başlangıcı olarak nitelendirilen Pendry-Veselago mükemmel lensine odaklanacağız. Bu arada, Veselago, geriye doğru dalga veya negatif kırılmayı tartışan ilk kişi değildir [26]. 1904'te H. Lamb [27] ve ardından 1905'te Pocklington [28] belirli mekanik sistemlerde geriye doğru dalgaların varlığını tartışmıştır. Hemen hemen aynı zamanda, Schuster [29] elektromanyetizma bağlamında geriye doğru dalga ve negatif kırılmayı değerlendirmiştir.

Elektromanyetik geri dalgalar ve negatif kırılma o zamandan beri birkaç yazar tarafından daha incelenmiştir. 1944'teki Mandelshtam [30] ters grup ve faz hızlarına sahip ortamlar için negatif kırılmayı tartışmıştır. 1951 yılında Malyuzhinets [31], kapasitörler ve indüktörlerden oluşan radyo frekansı iletim hatlarında geriye doğru dalgaları incelemiştir. Sivukhin [32] 1957'de eşzamanlı negatif ϵ ve μ 'ye sahip materyalleri ilk değerlendiren bilim adamlarından biridir, ancak çalışmalarında böyle bir ortamın bilinmediğini fark etmiştir. Pafomov ise [33], geriye doğru dalga ortamında olağandışı Cerenkov etkilerini incelemiştir.

1967'de Veselago ise hem $\epsilon < 0$ hem de $\mu < 0$ olan malzemeleri dikkate almıştır. Makroskopik Maxwell Denklemleri kullanarak, böyle bir ortamın ters faz ve grup (enerji) hızları ile geriye doğru elektromanyetik dalgaları desteklediğini tahmin etmiştir. Ayrıca, ters Doppler kayması ve Cerenkov radyasyonu gibi geniş bir açıda diğer bazı olağandışı etkileri de tartışmıştır. Dahası, Veselago kırılma indisinin $n = -\sqrt{\epsilon\mu}$ olması gerektiğini bulmuş ve ortam ile hava arasındaki arayüze ışık geldiğinde negatif kırılmanın meydana geldiğini ifade etmiştir. Bu etkiye dayanarak, ayrıca $\epsilon = \mu = -1$ (Şekil 2.1) içeren bir ortamdan oluşan düz bir levhanın lens olarak davrandığı için, nesneden yayılan tüm ışınların lensin kalınlığının iki katına kadar yönlendirdiğini öne sürmüştür. Ancak, eşzamanlı negatif ϵ ve μ 'ye sahip bir malzemenin bilinmemesi ve teorik bir çalışma olması nedeniyle Veselago'nun çalışmaları yaklaşık 30 yıl boyunca dikkate alınmamıştır [34].



Şekil 2.1. $\epsilon = \mu = -1$ malzemeden oluşan düz bir lens. Bir nesneden yayılan tüm ışık ışınlarını negatif kırılma yoluyla yeniden odaklayarak bir görüntü oluşturur

1968 yılında Veselago tarafından negatif kırılma indisli malzemeler üzerine yapılan ilk teorik çalışmada, geometrik perspektiften bakıldığında, negatif indisli malzemelerden oluşan düz bir levhanın, lenste ve dışarıda ikinci bir odak oluşturan alışılmadık bir lens oluşturduğu görülmüştür. Bir elektromanyetik kaynak, yaydığı radyasyonun dalga boyundan çok daha küçükse, elektriksel olarak boyutu hakkındaki bilgi, mesafeyle üssel olarak bozulan hayali dalgalarla taşınmaktadır. Geleneksel optikler, bu alt dalga boyu bilgisini kullanamaz, bu da optik sistemlerin çözümü yeteneğinde temel bir sınır oluşturmaktadır.

2000 yılında ise Pendry, böyle bir merceğin tam elektromanyetik davranışını analiz ederken dikkate değer bir şey bulmuştur ve “Negatif Kırılma Mükemmel Lens Yapıyor” başlıklı bir makale yayınlamıştır [35]. $\epsilon < 0$ ve $\mu < 0$ olan izotropik malzemeleri dikkate almıştır ve Şekil 2.1'deki düz lens yoluyla düzlem dalgalarının iletimini hesaplamak için Fresnel'in formülünü kullanmıştır. Hem ϵ hem de μ , -1'e yaklaştığında, şaşırtıcı sonuç, iletim sınırının, gelen radyasyonun enine dalga yönünden bağımsız olmasıdır. Bu sonuç, böyle bir levhanın noktasal ışık kaynağının mükemmel bir görüntüsüyle sonuçlanacağını düşündürmektedir. Çünkü hayali dalgalar da dahil olmak üzere bir nesnenin optik alanının tüm Fourier bileşenlerini ilk durumuna getirecektir. $\epsilon = \mu = -1$ malzemeden (Veselago-Pendry lens) yapılan düz lens, negatif kırılmaya dayalı üstün bir optik görüntüleme cihazı vaat eder ve bu nedenle “mükemmel lens” olarak adlandırılır. Pendry bu tür malzemelerin eksikliğini fark etmesine rağmen, bunların ağ telleri ve SRR'ler gibi negatif ϵ ve μ olan bilinen kompozitlerden tasarlanabileceğini önermiştir. Mükemmel lens makalesi, sonraki on yılda binlerce akademik yayında görülen metamalzemeler alanını öne çıkarmaktadır [36, 37-43].

Sezgisel olmayan bu sonuç şaşırtıcı olmamış ve literatürde çeşitli makalelerde yer almıştır. Bu çalışmada, çözümün negatif indisli levhanın malzeme özelliklerine olağanüstü derecede duyarlı olduğu belirtilmiş, ancak bu analize [44] en küçük miktarda kayıp bile tüm etkiyi ortadan kaldıracabileceği ve nedensel sayısal simülasyonlar gösterilinceye kadar [45] geniş çapta ilgi gösterilmediği görülmüştür.

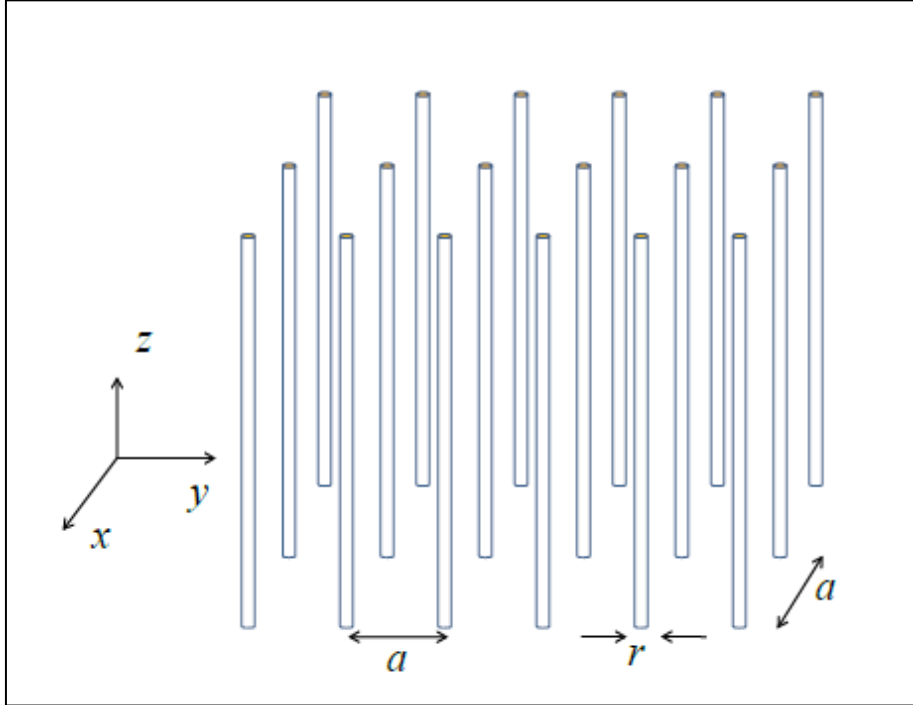
Pendry, 2000 yılında yayınladığı makalede [46], bir gümüş levha kullanarak optik dalga boylarında lensin sınırlı bir versiyonunu gerçekleştirme olasılığını göstermiştir. Gerekli yüzey pürüzsüzlüğüne sahip bir gümüş levha üretebilmek için çok çaba sarf ettikten sonra, bu etki deneysel olarak göstermiştir [47]. Farklı frekanslarda ise mükemmel lensin daha iyi uygulamalarını yaratmak, metamalzeme araştırmalarının bir amacı olmaya devam etmektedir.

2.4. Mesh Tel, Bölünmüş Halka Rezonatörler ve Mükemmel Lens

İyi iletken özelliklere sahip metaller, genellikle elektromanyetik spektrumun ultraviyole (UV) bölgesinde bulunan plazma frekansının altında negatif bir ϵ değerine sahiptir. 1996'da Pendry [48], iletken tellerin [49, 50] yapay dielektrik malzemelerin, mikrodalga bölgesinde plazma frekansına sahip, çok seyreltilmiş serbest elektron yoğunluğuna sahip bir metal gibi davranabileceğini önermiştir. Γ , yayılma parametresi karşılaştırılabilir hale geldikçe ve frekanstan (ω) bile daha büyük hale geldikçe, elektriksel geçirgenlik daha karmaşık bir sayı haline gelir ve yalnızca geçirgenliğin negatif gerçekte kısmını kullanarak yanıtı tanımlamak doğru değildir. Ayrıca, düşük frekanslarda, dielektrik geçirgenlik çok büyük bir büyüklüğe sahip olacaktır, bu da tüm radyasyonun ortamdaki çok kısa mesafelerde bozulacağını ifade eder. SiC gibi dielektrik malzemeler yalnızca $\epsilon < 0$ olan sonlu bir bant genişliğine sahiptir. Bu nedenle, ideal olarak, bir kompozit malzemede daha düşük frekanslarda bir plazmanın davranışını taklit etmenin bir yolunu aramak gerekir.

Önerilen yapı, 1D, 2D veya 3D dizilerdeki çok ince tellerden oluşan gerçek dalga boyu uzunluk ölçeklerinde yapılandırılan bir dizidir ve Şekil 2.2'de gösterildiği gibidir. Teldeki elektronların akışı ve tellerin düşük yoğunluğu nedeniyle, etkin elektron yoğunluğu önemli ölçüde azalır ve ince telin büyük öz endüktansı nedeniyle etkin elektron kütlesi artar. Bu metalik ince tel örgü yapısı, plazma benzeri bir dielektrik geçirgenlik fonksiyonu ile homojenizasyona ve tanımlamaya uygundur. Düşük frekanslı durdurma bandı negatif

dielektrik geçirgenliğine ve kesme frekansı plazma frekansına atfedilebilir. Bu yapının arkasındaki mantık, vakum ile metali katkılamaaktır.



Şekil 2.2. Yarıçapı r olan sonsuz uzunlukta tellerin z yönü boyunca olduğu ve kare örgü aralığının a olduğu bir 2D tel ortamı

Şekil 2.2'de gösterildiği gibi, $a \gg r$ ile kare bir örgü içinde periyodik olarak bir a mesafesinde yerleştirilmiş sonsuz uzunlukta, paralel ve çok ince metalik teller dizisi düşünelim. Burada, elektrik alanın tellere paralel olarak (z eksenini boyunca) uygulandığı kabul edilir. Radyasyonun dalga boyu $\lambda \gg a \gg r$ olduğu için yarı-statik sınırdaki analiz edilebilir. Elektronlar, yalnızca teller içinde hareket etmekle sınırlıdır. Bu sınırlamanın ilk etkisi, etkin elektron yoğunluğunun azalmasıdır. Bu sayede radyasyon tek tek tel yapısını algılayamaz, yalnızca ortalama yük yoğunluğunu algılayabilir. Bu durumda, etkin elektron yoğunluğu Eş. 2.28 ile verilmektedir.

$$N_{eff} = \frac{\pi r^2}{a^2} N \quad (2.28)$$

Burada, N , metaldeki iletim elektronlarının gerçek yoğunluğudur.

Dikkate alınması gereken eşit derecede önemli ikinci bir etki daha vardır. İnce teller büyük bir öz endüktansa sahiptir ve tel içindeki akımı değiştirmek kolay değildir. Böylece, yük taşıyıcıları, yani elektronlar, önemli derecede bir kütle kazanmış gibi görünürler. Bir telden ρ mesafede oluşturulan manyetik alanı düşündüğümüzde, ortalama olarak, birim hücre içinde düzgün bir D alanı varsayabiliriz. Bununla birlikte, akım yoğunluğu tekdüze değildir, tellere yakın bölgelerde büyük olan ve akının çoğuna katkıda bulunan sıfır olmayan, bir manyetik alana neden olur. Bu simetri ile teller arasında sıfır alan noktası vardır ve bu nedenle telden ρ mesafede iki tel arasındaki bir çizgi boyunca manyetik alanı tahmin edebiliriz.

$$\vec{H}(\rho) = \hat{\Phi} \frac{I}{2\pi} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{a - \rho} \right) \quad (2.29)$$

Sonsuz uzunlukta akım taşıyan iletkenin alanıyla ilişkili vektör potansiyeli, sınır koşulları belirli noktalarda belirtilmedikçe değişmez. Bu durumda, kritik bir $a/2$ uzunluğunu belirleyen periyodik bir ortam için tek bir tel ile ilişkili vektör potansiyelinin olduğunu varsayabiliriz.

Bu seçim, bir telin başka bir telle üst üste binen vektör potansiyelini önler ve bu nedenle bitişik teller arasındaki karşılıklı indüksiyon bir dereceye kadar ele alınır. Modelimizde $r \ll a$ 'nın yaklaşık üç büyüklük mertebesi olduğunu ve mevcut $I = \pi r^2 N(-e)v$ olduğunu ve burada, v ortalama elektron hızı olduğunu belirterek vektör potansiyelini Eş. 2.30'daki gibi yazabiliriz.

$$\vec{A}(\rho) = -\frac{\mu_0 \pi r^2 N e v}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{\rho}\right) \hat{z} \quad (2.30)$$

Bu yaklaşım, sadece iki tel ve dört kat simetriye sahip örgü için ortalama alan sınırında çok iyi bir yaklaşımdır. Dolayısıyla, gerçek sapmalar çok daha küçüktür. Bir elektromanyetik alandaki bir elektronun kanonik momentumunun $\vec{p} - e\vec{A}$ 'dır. Elektronların telin yüzeyinde aktığını varsayarsak (mükemmel bir iletken için), telin birim uzunluğu başına bir momentum ile ilişkilendirebiliriz.

$$\vec{p} = -\pi r^2 n e \vec{A}(r) = \frac{\mu_0 \pi^2 r^4 N^2 e^2 v}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right) = m_{eff} \pi r^2 N v \quad (2.31)$$

ve dolayısıyla etkin kütle, Eş.2.32 ile ifade edilir.

$$m_{eff} = \frac{\mu_0 \pi r^2 N e^2}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right) \quad (2.32)$$

Sistem için uzunlamasına bir plazmonik mod varsayarsak, plazmon frekansı;

$$\omega_p^2 = \frac{N_{eff} e^2}{\epsilon_0 m_{eff}} = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right)} \quad (2.33)$$

olup,

$c_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, vakum ışık hızıdır.

Şekil 2.2'de tel dizisinin etkin geçirgenliği için Drude yaklaşımını kullanarak, ortamın kayıp faktörünü tanımlayan etkin sönümlenme sabitini değerlendirmemiz gerekir. Teller mükemmel bir iletken yapılmışsa sönümlenme sabiti kaybolur ve tel ortamının elektriksel geçirgenliği bu durumda basitçe Eş.2.34 ile ifade edilir.

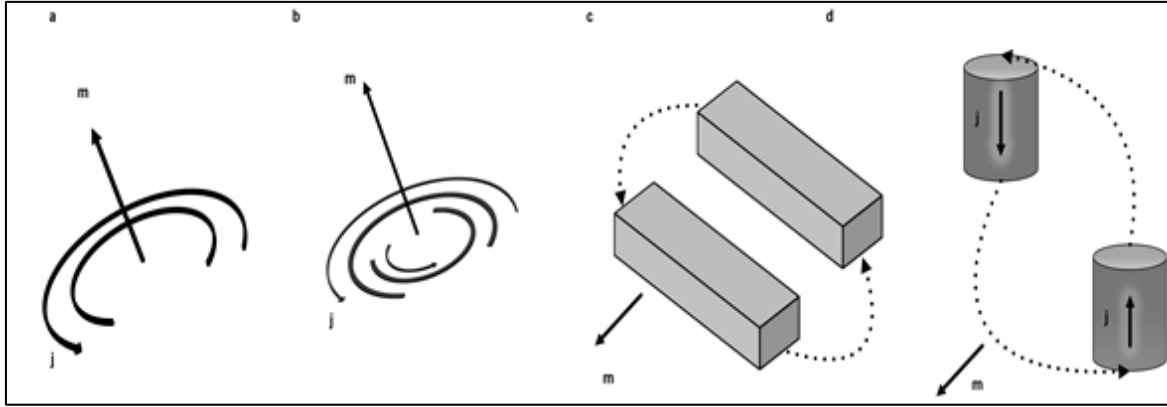
$$\epsilon_{eff}(\omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 \quad (2.34)$$

1998'de ise Pendry, istenen frekans aralığında [51] yapay manyetizma sergileyebilen, önemli manyetik yanıt ve özellikle negatif μ elde etmenin bir yolu olarak ayırık halka rezonatörleri (SRR'ler) [52, 53] önermiştir. Bu önermede, Faraday indüksiyonu yasasına dayalı, SRR düzlemine normal olarak zamanla değişen bir manyetik alan uygulandığında, ayırık halka rezonatöründe harici manyetik alana karşı bir manyetik akı üreten bir gerilim indükler ve bu gerilim ayırık halka boyunca bir akımı yönlendirir (Şekil 2.3a). Metamoleküller doğal atomlardan ve moleküllerden çok daha büyük olmasına rağmen, hala ışığın dalga boyundan daha küçüktürler ve bu nedenle makroskopik ölçekte (yani, etkili malzeme yanıtının olduğu yer) fark edilmeyeceklerdir. Yapı, bir tel bobinin tek bir sargısı olan indüktör ve

telin bölünmesindeki boşluk tarafından oluşturulan kapasitör ile indüklenen iletim akımlarının, doğal malzemelerde bulunandan birkaç kat daha güçlü olan yapay manyetik yanıt verecek ve her bir metamolekülün bir LC rezonansına sahip olacak şekilde tasarlanmıştır. Etkin manyetik geçirgenliği, halkaların birbirine yeterince yakın olduğu ve manyetik kuvvet hatlarının yığılmış halkalardaki akımlardan kaynaklandığı varsayımıyla, temelde sürekli bir silindirdekilerle aynı olduğu varsayımıyla türetilmişlerdir. Bir elektrik devresi olarak ele aldığımızda, döngünün empedansı, döngünün indüktif empedansı ile, boşluğun kapasitif empedansı ve iletken döngünde seri bağlı küçük dirençlerin toplamıdır. Akım ve dolayısıyla dipol moment, gerilimin empedansa oranıyla orantılıdır. İndüktif ve kapasitif bir elemanın seri kombinasyonu, SRR'nin toplam empedansın çok küçük olduğu ve dolayısıyla indüklenen dipol momentinin çok büyük olduğu rezonans frekansına sahip olduğu anlamına gelir. SRR'nin etkin bağıl manyetik geçirgenliği, her bir elementin içindeki eşdeğer endüktans (L) ve kapasitans (C) tahmin edilerek Eş.2.35'den hesaplanabilir.

$$\mu_r(\omega) = 1 + \frac{F\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.35)$$

Burada ω_0 , SRR'nin rezonans frekansıdır ve F, SRR ve genel dizinin geometrisine bağlı olan ve genellikle birden küçük bir sabittir. Etkin manyetik geçirgenlik (μ) işareti, rezonans frekansı ω_0 'dan sapmaya bağlı olarak ve frekansa bağlı olarak, hem pozitif hem de negatif bağıl manyetik geçirgenliğin SRR bazlı bir metamalzeme ile elde edilebilir. Burada pozitif ve negatif, üretilen manyetik dipolün, dinamik manyetik alanı ile karşılaştırılan fazını ifade eder. Doğada, bir malzemenin elektriksel yanıtının negatif göreceli geçirgenlik frekansları sergilediği (örneğin, bir plazma) çok sayıda örnek vardır [54].



Şekil 2.3. Manyetik metamoleküller, (a) bölünmüş bir tel halka, (b) bir çift bölünmüş tel halka, (c) bir çift metalik çubuk ve (d) bir çift metalik sütunlar. Akım döngüleri mikroskobik manyetik dipol momentleri m

Şekil 2.3 d’de, bir çift eş merkezli ayırık halka, çift ayırık halkalı rezonatör (DSSR) olarak da bilinen, mikrodalgadan, KÖ frekanslarına uzanan geniş bir spektral aralıkta yapay manyetizmayı deneysel olarak göstermek için başarıyla kullanılmıştır. Bu halkadaki bölünme, LC rezonansı sayesinde manyetik yanıtı arttırmak içindir. SRR için üretim teknikleri, büyük ölçüde dalga boyuna bağlıdır. Radyo ve mikrodalgalar için, geometrik boyutları milimetre veya hatta santimetre boyutundadır ve baskılı devre kartı teknolojisi kullanılarak kolayca yapılabilir. Bununla birlikte, yakın KÖ ve görünür frekanslarda, ayırık halka tasarımı, üretim tekniklerinin sınırlamaları göz önüne alındığında, uygulanması oldukça zordur; ayrıca bu frekanslardaki iletim akımlarının yerini alan büyük plazmonların kinetik endüktansı nedeniyle yapı etkili değildir. Bunun yerine Şekil 2.3c, d’de manyetik metamoleküller, çift metalik çubuk veya sütun çifti olarak tasarlanmıştır. Bu yapılarıdaki akım döngüleri, çubukların/sütunların uçları arasındaki boşluklardaki yer değiştirme akımlarında plazmonlar tarafından oluşturulmuştur [55, 56].

2.5. Modern Metamalzeme Tarihi

Günümüzde metamalzeme araştırması, negatif kırılmalı malzemelerin çok ötesine geçmiştir. Yapay olarak tasarlanmış çeşitli metamalzemeler artık doğal olarak oluşan malzemelerde gözlenmeyen ve geleneksel sentez teknikleriyle elde edilemeyen benzeri görülmemiş elektromanyetik özellikler sergiler. Metamalzemelerin yapısal özellikleri kullanılarak, şekil ve boyut uyarlanabilir, bileşimleri ve morfolojileri yapay olarak ayarlanabilir ve inklüzyonlar önceden belirlenmiş işlevselliklere ulaşmak için önceden belirlenmiş bir şekilde tasarlanabilir ve yerleştirilebilir.

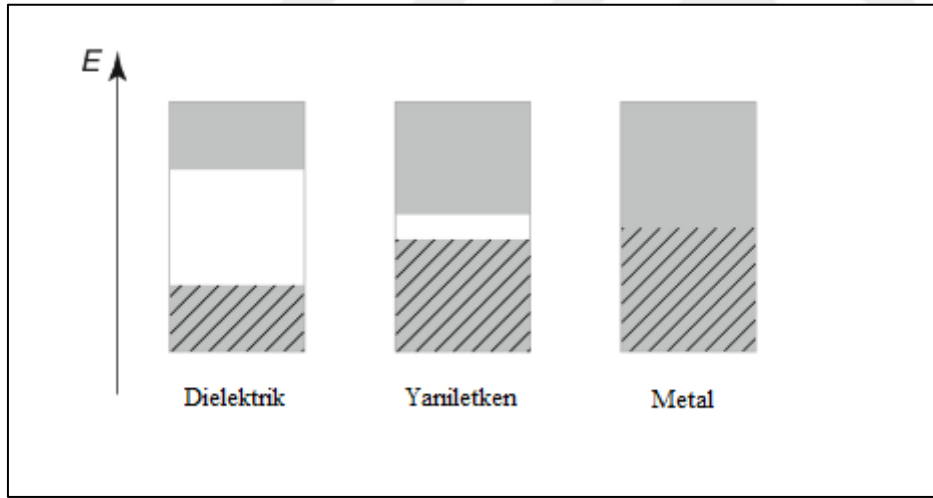
Optik dünyasında hızla benimsenen günümüzün metamalzeme araştırmalarının tüm dalları arasında, optik frekanslarda özel elektromanyetik yanıtlar sergileyen ve optik metamalzemeler olarak bilinen bu malzemeler, popüler konulardan biri olmuştur. Işık, malzemelerin iç yapısına bağlı olarak ve bu yapıdan bilgi göndermeyi sağlayan bir yoldur. Verileri sıfır kütleli bir sinyalde paketler ve eşsiz hızlı optik metamalzeme araştırma faaliyetleri, çok çeşitli nano-fabrikasyon tekniklerinin nano ölçekli görüntülemedeki gelişmelerle ve hesaplamalı elektromanyetik tasarım ve simülasyonların kombinasyonunun bir sonucudur. Optik metamalzemelerin hızla gelişen ve oldukça multidisipliner alanında, optik manyetizma, optik negatif indisli malzemeleri, yapay kiralite, doğrusal olmayan optikler, metamalzemeler ile süper çözünürlük ve elektromanyetik görünmezlik pelerini dahil olmak üzere önemli araştırma konuları ortaya çıkmaktadır.

Fotonik metamalzemeler, insanların işlevsel optik cihazları önerme ve tasarlama şeklini devrim niteliğinde değiştirmiştir. Geleneksel optik tasarımlarda kullanılan bu malzemeler genellikle hem homojen hem de izotropiktir; bu nedenle, cihazların tasarımı büyük ölçüde farklı ortamlar arasındaki arayüzlerin mühendisliğinin bir sonucudur. Örneğin, lens üretimi endüstrisinde, çok sayıda sapmayı en aza indirmek için genellikle ince kontrollü kavislere sahip farklı malzemelerden oluşan kademeli lensler kullanılır. Fotonik metamalzemelerin ortaya çıkışı, optik alanı uyarlamamıza ve malzemelerde engellenen yeni yanıtlar sağlamamıza izin verir. Optik aygıtların tasarım stratejisi, metamalzemeler söz konusu olduğunda kökten değişir. İstenen işlevsellik, yalnızca farklı malzemeler arasındaki arayüzlerin yapılandırılmasıyla değil, aynı zamanda optik alandaki her bir noktanın kontrolüyle elde edilir. Bu, her konumun elektromanyetik özelliklerinin dikkatle belirtildiği yeni, uzaysal olarak değişen metamalzeme mimarilerini kullanan uygulamalara imkan sunar.

Günümüzde, bu malzemeler, fotonları kontrol etmek için tamamen yeni umutlar yaratma vaadini getirmekte ve optik algılama, minyatür antenler, yeni dalga kılavuzları, alt dalga boyu görüntüleme, nano ölçekli fotolitografi ve fotonik devreler dahil olmak üzere çeşitli alanlarda potansiyel faydalar sağlamaktadır. Fotonik metamalzemelerin araştırma alanının henüz yeni gelişme aşamasında olup günümüzün optik metamalzemeler ile mükemmel yanıtlar alma üzerindeki çalışmalar devam etmektedir.

2.6. Malzemelerin Elektronik Özellikleri

Metamalzemeler, mevcut malzemelerden oluşan ve periyodik bir şekilde düzenlenmiş yapay birim yapıların ("metal atomları/metal molekülleri") düzenlenmesinden elde edilir. Bu birim yapıların birleşimi, temel bileşenlerinden farklı olağanüstü özellikler gösteren yeni bir malzeme oluşturur. Dolayısıyla, bir metamalzeme yapısının elektromanyetik dalgaya yanıtı ve davranışı tamamen MTM birim hücresine (kompozit malzemeler ve bunların bir birim hücrede düzenlenmesi) bağlıdır. Bu nedenle, metamalzemeleri tasarlarken, amaçlanan tasarım, uygulama ve ilgili dalga boyu aralığı için uygun malzemeyi anlamak için kullanılacak malzemelerin seçimi ve bunların fiziksel özellikleri (optik ve elektronik özellikler) iyi düşünülmelidir. Temel olarak, elektronikte, yalıtkan/dielektrikler, yarı iletkenler ve iletkenler/metaller olmak üzere üç tür malzeme vardır. Bu malzeme sınıflandırmaları, enerji bandı yapısı veya elektronik enerji seviyeleri ile açıklanan iletkenlik özelliklerine dayanmaktadır.



Şekil 2.4. Tipik bir dielektrik, yarı iletken ve metal için basitleştirilmiş enerji bandı diyagramı

Elektronik olarak her malzeme bir boşlukla ayrılmış valans ve iletim bantları olmak üzere iki temel enerji bandından oluşur. Şekil 2.4’de gölgeli gri ve açık gri bölgeler sırasıyla valans bandını ve iletim bandını temsil eder ve aralarındaki boş bölge bant aralığını gösterir. İletim bandı en yüksek enerji seviyesinde ve genellikle boşken, değerlik bandı en düşük enerji seviyesinde ve kısmen elektronlarla doludur. Bu iki bant arasındaki boş alana “bant aralığı veya yasak bant” denir ve malzemelerin iletkenlik kabiliyetinde önemli rol oynar. Şekil 2.4’de iletken, yarı iletken ve yalıtkan için elektronik enerji seviyesi şematik olarak temsil

edilmektedir. İletkenlerde/metallerde iletim bandı ve değerlik bandı üst üste biner. Uygulanan çok küçük bir elektrik alanda (küçük eğilimli voltaj), elektronlar, değerlik bandından kolaylıkla iletim bandına çıkar (metaller elektriğin iyi iletkenleridir). Bir yarı iletkendeki bant aralığı, iletkenin daha büyük ve yalıtkanın bant aralığından daha küçüktür, bu nedenle, yarıiletkendeki elektronların iletkenlere göre değerlik bandından iletim bandına çıkarmak için daha büyük bir elektrik alan uygulamak gerekir. Dielektrikler ise yalıtkan ve iletkenlere kıyasla çok büyük bir bant aralığına sahiptir. Bu nedenle, değerlik bandındaki elektronların iletim bandına çıkarmak için çok daha fazla enerjiye ihtiyaç duyarlar.

2.6.1. Metal ve yarı iletkenlerin optik özellikleri

Geleneksel olarak, optik sistemlerde metallerin kullanımı, aynalar ve optik ince filmler gibi uygulamalar için mümkündür. Bununla birlikte, optik metamateryallerde, incelenen tasarımların çoğu metamateryalin birim yapısında metalleri içerir. Metallerin optik yanıtı ile dielektrik yanıtı arasındaki keskin kontrast, meta-atomların işlevsel elementler haline getirilmesi için gereklidir. Bu bölüm, fiziksel olarak kısaca zayıf metal etkileşimlerinde yer alan süreçler ve farklı frekans aralığındaki metal davranışlarının değiştirilmesini vurgular. Metallerde, değerlik bandı elektronları zayıf bir şekilde bağlıdır ve termal dalgalanma (vt) nedeniyle elektronun ortalama hızının sıfır olması suretiyle metal boyunca rastgele hareketler gerçekleştirmek için "çekirdekten serbest" hale gelebilir.

Bir metalin elektromanyetik yanıtı, büyük ölçüde, metal kristal yapısı içindeki serbest elektronların toplu hareketi ile belirlenir. Lorentz harmonik osilatör modeli metallere genişletildiğinde elektronların herhangi bir geri çağırma kuvveti veya yay sabiti olmadan metal örgü içinde serbestçe hareket edebileceği düşünülmektedir. Bu durumda, standart Lorentz modelinden rezonans frekansı sıfırdır. Bir metal içindeki elektron hareketi için bu model, Drude serbest elektron modeli olarak bilinir. Drude serbest elektron modelinde, sonlu bir elektronik kütlenin eylemsizlik etkileri önemli hale geldiğinden, optik (yüksek) frekanslarda gerçekçi bir metal davranışı modeli sağlar. Drude modeli yaklaşımı klasiktir ve malzemeyi, nispeten ağır pozitif iyonların bazı düzenlemeleri arasında serpiştirilmiş serbest elektron gazı olarak kabul eder. Bu pozitif iyonik çekirdeklerin ve hareketli elektronların gazının kombinasyonu, ortamı genel olarak nötr hale getirir ve bir plazma olarak kabul edilebilir. Drude modelinde, çekirdeklerle rastgele elektron çarpışmaları haricinde elektronların birbirleriyle veya pozitif çekirdeklerle etkileşmediği varsayılmaktadır.

Zamanla değişen harmonik elektrik alan $E_0 e^{-i\omega t}$ olmak üzere, serbest bir elektron için hareket denklemi Eş.2.36 ile verilir.

$$m \frac{\partial^2 \vec{r}(t)}{\partial t^2} + m\Gamma \frac{\partial \vec{r}(t)}{\partial t} = -eE_0 e^{-i\omega t} \quad (2.36)$$

Burada, m ve e sırasıyla elektronun etkin kütlesini ve yükünü temsil eder ve Γ sönümleme sabitidir. Bu diferansiyel denklemi çözerek, elektronun yer değiştirmesini $\vec{r}$ başlangıç konumundan alıyoruz.

$$\vec{r}(t) = \frac{e}{m} \frac{E_0 e^{-i\omega t}}{(\omega^2 + i\Gamma\omega)} \quad (2.37)$$

Polarizasyon yoğunluğu P , tanım gereği, birim hacim başına toplam dipol momentidir. Bu nedenle, polarizasyon $P = ner$ olarak ifade edilebilir, burada n metal içindeki serbest elektronların yoğunluğunu gösterir. Eş. 2.34 ve Eş. 2.35'den, dielektrik fonksiyonunun frekansa bağımlılığını elde ederiz.

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (2.38)$$

Çizelge 2.1. Bazı soy metallerin plazma frekansı ω_p , sönüm sabiti Γ ve Fermi hızı v_F

Metal	$\omega_p (eV)$	$\omega_p (10^{15} s^{-1})$	$\Gamma (eV)$	$\Gamma (10^{15} s^{-1})$	$v_F (10^6 ms^{-1})$
Ag	9.2	14.0	0.021	0.032	1.4
Au	9.1	13.8	0.072	0.11	1.4
Cu	8.8	13.4	0.092	0.14	1.6
Al	15.1	22.9	0.605	0.92	2.0

ω_p elektron gazının yoğunluğunun salındığı plazma frekansıdır:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (2.39)$$

Çoğu metal için, serbest elektron yoğunluğu 10^{23}cm^{-3} mertebesinde ve plazma frekansı, görünür ile ultraviyole frekansları aralığında yer alır. Dielektrik geçirgenlik ise ω_p 'ye kadar negatiftir ve plazma iç kısmı elektromanyetik radyasyondan korur. Bu nedenle metaller ω_p 'nin altındaki görünür frekanslarda yüksek oranda yansıtır. ω_p 'nin üzerindeki frekanslar için ortam, sıradan bir pozitif dielektrik ortam olarak davranır.

Bununla birlikte, iletkenliği safsızlıklarla katkılanarak artırılabilen ve kontrol edilebilen yarı iletken malzemeler, plazma frekansını ayarlamak için esnek bir yol sunar. Katkılı yarı iletkenlerin optik özellikleri, Drude serbest elektron modelinde tanımlandığı gibi plazma frekansını ve sönümlenme sabitini belirleyen serbest taşıyıcı yoğunluğu ile belirlenir.

Elektron çarpışma oranını temsil eden sönümlenme sabiti $\chi(\omega)$ veya $\varepsilon(\omega)$ cinsinden hayali bir terim sağlamak içindir. Elektronlar, uygulanan elektromanyetik alana yanıt olarak salınır ve hareketleri, karakteristik bir çarpışma frekansı $\Gamma = 1/\tau$ ile meydana gelen çarpışmalarla sönümlenir. Bu nedenle sönümlenme sabiti, elektron ortalama serbest yolu l ve Fermi hızı v_F ile ilişkilidir.

$$\Gamma = v_F/l \quad (2.40)$$

Birkaç soy metal (gümüş, altın, bakır ve alüminyum) için plazma frekansı ω_p , sönüm sabiti Γ ve Fermi hızı v_F , Çizelge 2.1'de gösterilmiştir [57, 58]. Fermi hızı v_F açıkça Eş. 2.38 Drude modeline girmese de, dielektrik fonksiyona boyut etkisi bağımlılığı vardır. Bu nedenle, v_F verilerini referans için çizelgeye dahil etmeyi seçtik.

Bağlı elektronların dielektrik fonksiyonuna $\varepsilon(\omega)$ bantlar arası geçişlerinden gelen katkı, dielektrik malzemelerdeki karşılık gelen rezonansa oldukça benzerdir ve bu geçişler standart bir Lorentz formunda Eş. 2.41 ile yazılabilir.

$$\varepsilon_{ib}(\omega) = 1 + \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.41)$$

Burada ω_0 , uygulanan bir elektrik potansiyeli altında bağlı bir elektronun salınım frekansını belirtir ve ω_1 ve γ , sırasıyla bağlı elektronların yoğunluğu ve sönümüyle ilişkilidir. Metalin

genel dielektrik fonksiyonu bu nedenle hem serbest elektronlar için Drude terimini hem de bağlı olanlar için $\varepsilon_{ib}(\omega)$ terimini içerir.

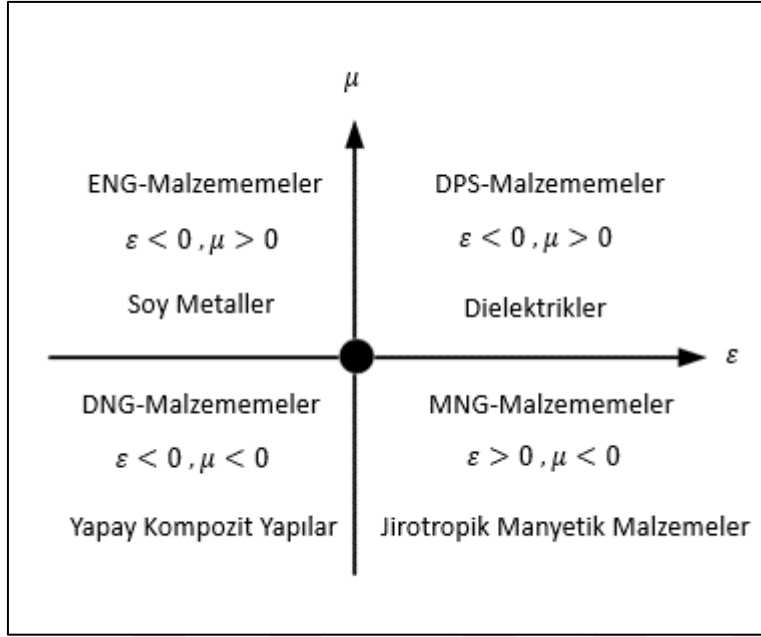
$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_{ib}(\omega) + 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} \quad (2.42)$$

Büyük sönme katsayısı değerlerini geniş bir dalga boyu aralığında tutan metallerin aksine, yarı iletkenler sadece doğal optik bant boşluğunun üzerinde enerjiye sahip fotonları soğurur.

Bununla birlikte, iletkenliği safsızlıklar ile katkılanarak arttırılabilen ve kontrol edilebilen yarı iletken malzemeler, plazma frekansını ayarlamak için esnek bir yol sunar. Katkılı yarı iletkenlerin optik özellikleri, Drude serbest elektron modelinde tanımlandığı gibi plazma frekansını ve sönümleme sabitini belirleyen serbest taşıyıcı yoğunluğu tarafından belirlenir. Katkılı yarı iletken malzemeler, tipik metallere (10^{23} cm^3) göre daha düşük bir yük taşıyıcı yoğunluğuna (10^{20} cm^3) sahip olduğundan, plazma frekanslarının yakın kızılötesi spektral bölgede olduğu gözlemlenir. Yakın KÖ (NIR) ve görünür frekanslarda metamalzeme için yaygın olarak kullanılan bir malzeme olan altın, alüminyum ve indiyum kalay oksit (ITO) geçirgenliğinin frekansa bağlı davranışı, orta KÖ frekanslarında Au, Al'ın dielektrik geçirgenliğinin büyüklüklerinin ITO'nun geçirgenliğinden çok daha büyüktür. Alüminyum, altın ve gümüş gibi metaller, büyük bir elektriksel ve termal iletkenlik ve görünür spektral aralıkta yüksek bir yansıma ile karakterize edilir. Bir iletkendeki geçirgenliğin hayali büyüktür ve bu da, kayıpların yüksek olduğu anlamına gelir. Alanlar, iletken içinde hızla zayıflar ve birkaç nm ince bir yüzey katmanıyla sınırlıdır. ITO'nun daha düşük taşıyıcı konsantrasyonu ve dolayısıyla soy metallere kıyasla daha küçük plazma frekansı nedeniyle, ITO'nun göreceli geçirgenliğindeki dağılım nispeten küçüktür. Ayrıca, ITO'nun toplam plazmon frekansı, 10^{20} cm^3 civarındaki taşıyıcı yoğunlukları için $1 \mu\text{m}$ dalga boyunda yakın kızılötesi aralıkta bulunur. Bununla birlikte, bu malzeme orta KÖ bölgesinde yansıtıcıdır ve görünür bölgede şeffaftır. ITO'nun NIR bölgesinde potansiyel bir plazmonik malzeme olduğu gösterilmiştir.

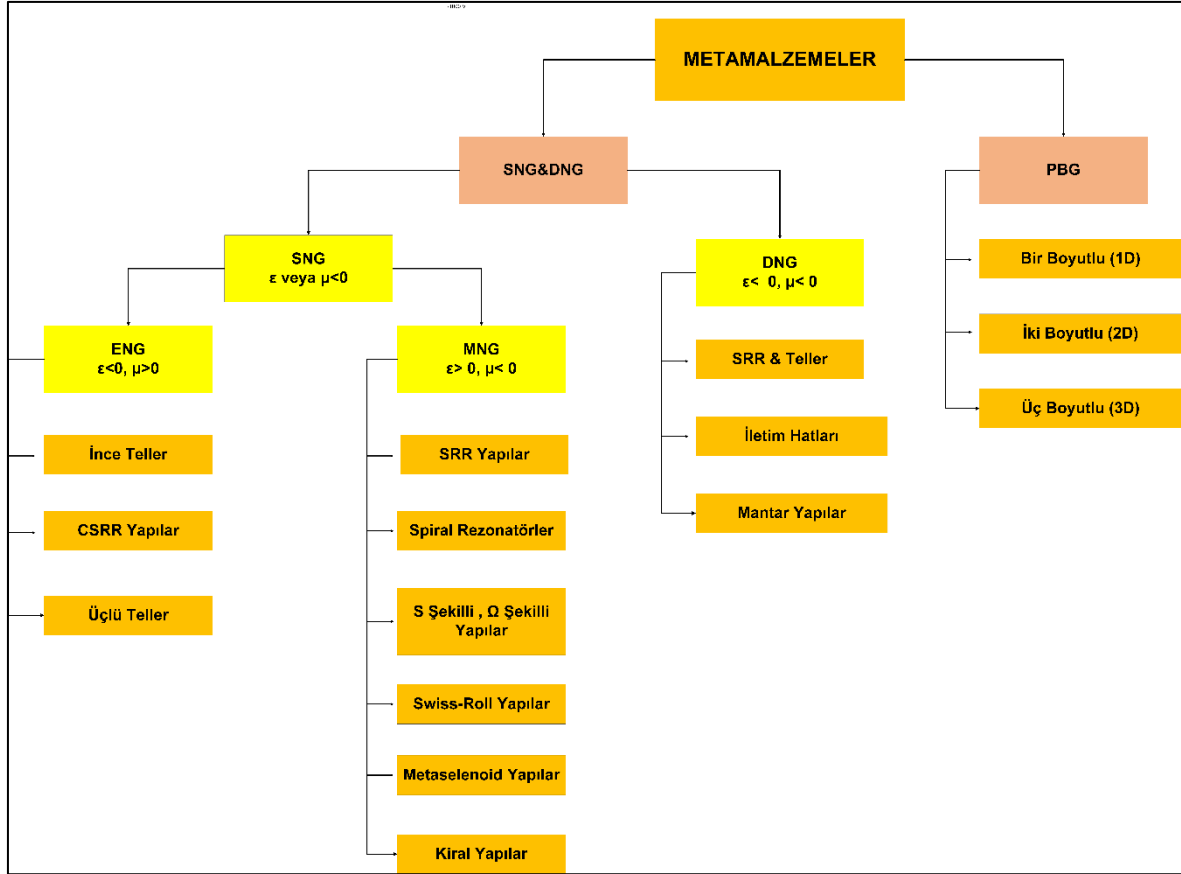
2.7. Metamalzeme Yapılarının Sınıflandırılması

Çoğu elektromanyetik malzemeyi, Şekil 2.5'de gösterildiği gibi elektrik (ε) ve manyetik (μ) geçirgenlik düzleminde dört farklı grupta sınıflandırabiliriz:



Şekil 2.5. Farklı malzemelerin dielektrik (ϵ) ve manyetik (μ) geçirgenlik işaretlerine göre sınıflandırılması

Doğada mevcut olan hemen hemen tüm izotropik malzemeler, matematiksel işaret olarak pozitif elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik değerlerine sahiptir. Bu malzemeler DPS (çift pozitif) malzeme olarak adlandırılırlar. Negatif ϵ veya μ olan malzemeler ise SNG (tek negatif) malzemeler olarak adlandırılır ve negatif etkin parametreye bağlı olarak ENG (epsilon-negatif) ve MNG (mu-negatif) olmak üzere ikiye ayrılırlar.



Şekil 2.6. Metamalzeme yapılarının sınıflandırılması

(1) Birçok dielektrik malzeme hem pozitif elektrik hem de manyetik geçirgenliğe sahip bir ortam ($\epsilon(\omega) > 0$ & $\mu(\omega) > 0$), Çift Pozitif Ortam (DPM) olarak adlandırılır. Elektromanyetik radyasyon bu ortamdan yayılabilir ve E, H ve k vektörleri sağ el kuralına uygun bir üçlü oluşturur. Plazma frekansının üzerindeki frekanslardaki yalıtkanlar, yarı iletkenler ve metaller bu özelliği temsil eder. Göreceli elektrik geçirgenlik gerçek bir değer alırsa (görünür ışık rejimindeki yalıtkanların çoğu için durum budur), ışık, herhangi bir zayıflama olmadan katmanın içinde yayılır. Eğer elektriksel geçirgenliğin karmaşık bir değeri varsa, bu durumda, dalganın hem yayılan hem de azalan bir doğası vardır. Optik bant boşluklarının üzerindeki foton enerjilerinde yarı iletkenler için gördüğümüz durum budur.

(2) Elektriksel geçirgenliği sıfırdan küçük ve manyetik geçirgenliği sıfırdan büyük olan ($\epsilon(\omega) < 0$ & $\mu(\omega) > 0$) bir ortama Epsilon negatif (ENG) ortam denir.

Mikrodalga uygulamaları için ilk ve en bilinen ENG malzemesi ince metal tellerdir. Bu yapı, dielektrik bir ortama gömülü sonsuz uzun paralel ince metal tellerden oluşan kare bir matristen oluşur. Elektromanyetik dalgaların böyle bir yapıda yayılması plazmada

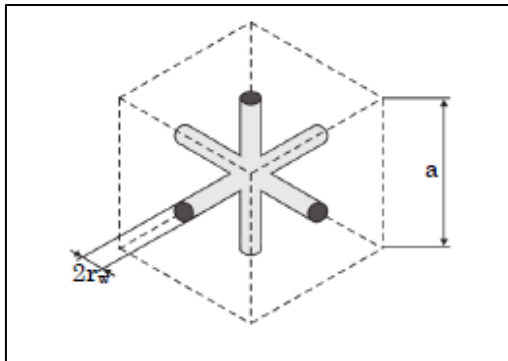
yayılmaya benzer. Kompozit malzemenin geçirgenliği $\omega < \omega_p$ frekansında negatiftir. Değeri tellerin yarıçapına ve yerleşim periyoduna bağlıdır, bu nedenle bu tür yapılar plazma frekansı ile kontrol edilir. Eş. 2.34 ile verilen etkin elektriksel geçirgenlik bu durumda genişletilerek Eş. 2.43'deki gibi yazılabilir.

$$\varepsilon_{eff} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \left[\omega - \frac{i(\omega_p^2 \alpha^2 \varepsilon_0)}{\sigma \pi r^2} \right]} \quad (2.43)$$

Burada r , ayrı ayrı tel yarıçapıdır, $r \ll a$ olmak üzere, σ elektriksel iletkenliktir.

Plazma bu tür ortamların yaygın örneğidir. Bu özellik genellikle plazma frekanslarının altındaki frekans rejiminde metallere ve yüksek katkılı yarı iletkenlere aittir. Bu durum $k^2 < 0$ dispersiyon ilişkisi ile ifade edilir. Böyle bir ENG ortamının içinde dalga vektörü için gerçek bir çözüm mümkün değildir. Işığın bir metalin içine yayılabileceği derinlik, metal elektriksel geçirgenliğinin gerçek ve hayali kısımlarının büyüklüğüne ve ışık frekansının değerine bağlı olan nüfuz derinliği ile ilgilidir.

Tel ENG yapılarının başka bir örneğinde üç boyutlu yapıdır. Sonsuz uzunlukta bağlanmış tellerden oluşan bir örgü üçlü yapı oluşturur (Şekil 2.7). Etkin ortam yaklaşımı kullanılarak, üçlü tel ortamında yayılan modların zayıflama ve faz sabitleri plazma frekansının hem altında hem de üstünde hesaplanmıştır. Dalganın, aynı zayıflama katsayısı ile tüm uzamsal yönler boyunca plazma frekansının altına yayıldığı keşfedilmiştir. Böylece üçlü yapı, elektromanyetik dalgaların yönüne göre izotropi ile karakterize edilir.



Şekil 2.7. Üçlü tel izotropik yapı

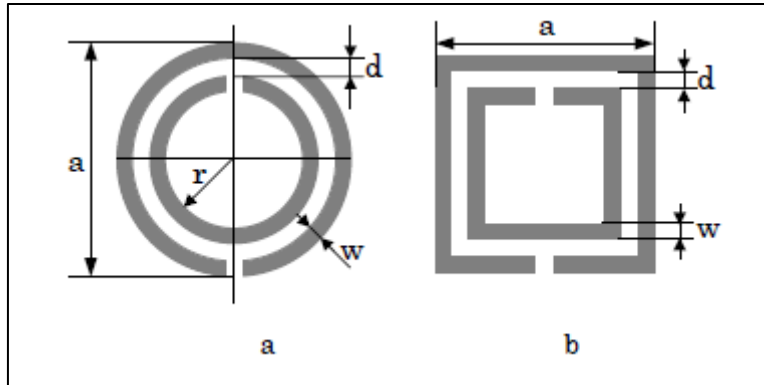
(3) Aynı anda pozitif elektrik geçirgenliği ve manyetik geçirgenliği sıfırdan küçük olan bir ortam, ($\epsilon(\omega) < 0$ & $\mu(\omega) < 0$) çift negatif (DNG) ortamı olarak adlandırılır. Bu durumda, ışık yayılımı hala mümkündür, ancak yayılma vektörünün yönü, enerji akışı yönünün tersidir (yani $\vec{E} \times \vec{H}$ vektörü yönündedir), bu da malzemenin solak olduğu anlamına gelir. DNG için yayılma sabiti (k) gerçektir ve enine elektromanyetik dalga, bir c/n faz hızı ile yayılır (burada n , kırılma indisidir) [59-61]. Bu özellik, özellikle rezonans frekansının üzerinde bir frekans bandında rezonans gösteren mikrodalga frekanslarında metamalzemeler kullanılarak yapay olarak elde edilmiştir.

(4) Elektrik geçirgenliği sıfırdan büyük ve manyetik geçirgenliği sıfırdan küçük olan ($\epsilon(\omega) > 0$ & $\mu(\omega) < 0$) olan bir ortama negatif (MNG) ortam denir.

İlk ve en çok kullanılan MNG yapısı, ayırık halka rezonatördür (SRR) [62]. İki halka arasındaki kapasitansın endüktansı dengelediği yüksek iletken rezonant yapı olarak karakterize edilen SRR'lar geometrik olarak hem yuvarlak hem de kare olabilir.

Halka yüzeyine dik olarak uygulanan zamanla değişen bir manyetik alan, ikincil manyetik alanı oluşturan akımı indükler. Yapının özellikleri rezonansa bağlı olarak, gelen elektromanyetik alana karşı değiştirilebilir, bu da pozitif ya da negatif μ_{eff} ile sonuçlanabilir.

SRR'a dayalı MNG malzemesinin birkaç birim hücre geometrisi Şekil 2.8'de gösterilmektedir.



Şekil 2.8. İlk MNG-malzeme birim hücreleri: a) yuvarlak, b)kare

Dairesel çift ayırık halka rezonatör için, Eş.2.35'in genişletilmesiyle ihmal edilebilir kalınlıkta yaklaşık ifade Eş.2.44'teki gibi yazılabilir [63].

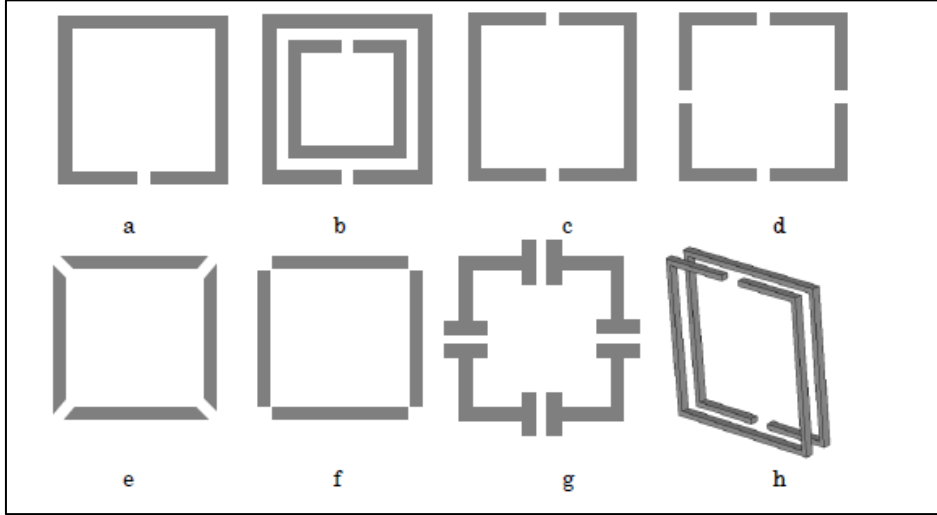
$$\mu_{eff} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{\alpha}}{1 + \frac{2\sigma i}{\omega r \mu_0} - \frac{3d}{\pi^2 \mu_0 \omega^2 \epsilon_0 \epsilon r^3}} \quad (2.44)$$

Burada a birim hücre uzunluğudur, d halkalar arasındaki aralıktır, r iç halkanın yarıçapı ve σ elektriksel iletkenliktir.

Dairesel veya dikdörtgen SRR'a dayanan ilk metamalzemeler $\mu_{eff} > 0$ dar frekans bantlı ve yüksek seviyelerde elektromanyetik kayıplar sergilemesi nedeniyle dezavantajlıdır. SRR aslında anizotropik bir yapı olup eğer gelen düzlem dalgasının manyetik alan vektörü SRR'ye dik ise, negatif manyetik geçirgenlik gözlemlenir. Bununla birlikte, manyetik alan vektörü SRR'ye paralel ise, indüklenen akımları ve μ_{eff} 'i etkilemez. Bu nedenle, ilk SRR bir boyutlu birim hücre olarak karakterize edilir [64]. Böyle bir anizotropiyi başarmak için birkaç yol sunulmuştur [65-69]. En basit yöntem, aynı düzlemsel SRR'ları üç dik boşluk yönünde yerleştirmek ve böylece birim hücre grubu matrisi oluşturmak ve anizotropi elde etmektir [66].

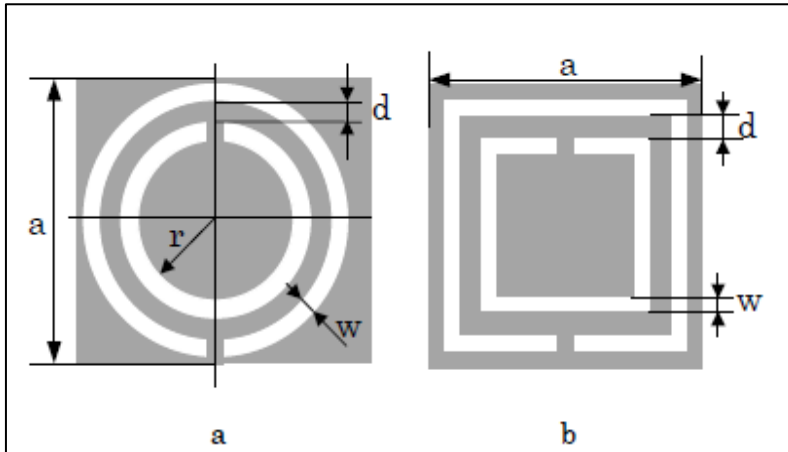
Bu yapının alternatif topolojileri de önerilmiştir. Dikdörtgen SRR'nin birim hücre varyasyonları Şekil 2.9'da gösterilmektedir. Bütün olarak, mikrodalga SRR'nin çeşitli modifikasyonlarının elektrofiziksel özellikleri yeterince incelenmiştir [66-72]. Şekil 2.9'da sonlu integrasyon tekniği (FIT) ve transfer matrisi yöntemi (TMM) kullanılarak yapılan sayısal çalışma, mikrodalga tekniği için en umut verici ve potansiyel olarak başarılı yapılardan ikinci sıradan SRR'ları göstermektedir. Şekil 2.9 b'de daha fazla simetrik yapının Şekil 2.9 c'ye göre iki boşluk arasında halkalardaki kapasiteyi eşit olarak dağıtmasına izin verdiği belirlenmiştir. Bu yapılar, elektromanyetik kayıplara yol açan çapraz polarizasyon etkilerini azaltır. Halka rezonatörlerin teorik ve deneysel çalışmalarının sonucu, dielektrik alttaşın her iki tarafında bulunan ve karşılıklı taraftaki boşluklarla iki özdeş dikdörtgen veya yuvarlak mikro rezonatörden oluşan, geniş kenarlı SRR Şekil 2.9 h'da gösterildiği gibidir. Birim hücrelerin oluşturulması için bu tür bir yaklaşım, elde edilen kompozit yapının izotropisine yol açar ve çalışma frekansında elde edilen DNG malzemesindeki elektriksel

boyutunu azaltır. Bu sayede, homojen bir ortam olarak başka malzeme tanımı basitleştirilir ve böylece pratik mikrodalga uygulamalarında kullanımını daha kolay hale getirir.



Şekil 2.9. Dikdörtgen SRR'lerin temel modifikasyonları

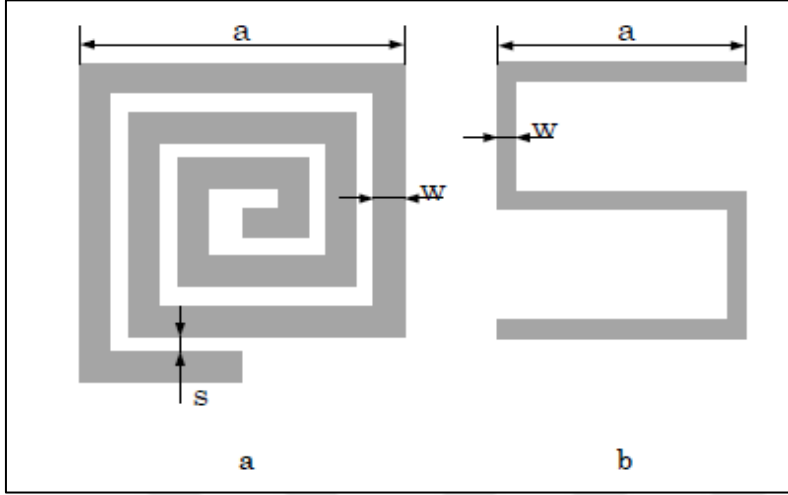
Babinet prensibinin uygun SRR'lere uygulanmasıyla, tamamlayıcı yapılar (Şekil 2.10) CSRR'ler tasarlanmış ve üretilmiştir [73]. CSRR birim hücreleri, metal yüzeyde karşılık gelen formdaki deliklerdir. Bu tür yapılar ENG malzemelerine aittir ve negatif etki rezonansa yakın dar bir frekans aralığında elde edilir.



Şekil 2.10. Tamamlayıcı ayrıık halka rezonatörlerine dayanan ENG malzemesinin birim hücreleri, (a) yuvarlak, (b) kare gri-ince metal yüzey

Sınıflandırma şemasına göre (Şekil 2.6) MNG-yapıları sınıfı sarmal yapılar [74,75] ve S-şekilli [76] rezonatörleri de içerir (Şekil 2.11). Orijinal ayrıık halka rezonatörlerinin özelliklerini geliştirmek için de yapılmıştır. Birim hücrelerinin SRR'lere kıyasla temel

avantajları kompakt olması ve aynı rezonant frekansa sahip homojen DNG malzemesinin elde edilmesiyle üretimi kolaydır.



Şekil 2.11. Alternatif MNG yapılarının birim hücreleri, (a) spiral rezonatör, (b) S şekilli rezonatör

Genel olarak, metamalzeme yapılarının anizotropisi istenmeyen bir etkidir. Ω -yapılarından oluşan metamalzemelerin özellikleri, geleneksel SRR metamalzemelerine kıyasla önemli ölçüde farklıdır. Rezonans frekansı, [77] 'ye göre, doğrudan, yapı düzlemindeki bir elektrik alan yönüne bağlıdır. Omega-yapıların; antenler, soğurma aygıtları ve lensler gibi lineer olarak polarize edilmiş düzlem dalgalarla maksimum enerji depolayan etkileşimin kullanıldığı uygulamalar için en uygun olduğu öne sürülmektedir. Ω -yapının geometrik parametrelerini kısmen değiştirerek rezonans frekansını doğrudan kontrol edebilir ve böylece genel sistemin elektromanyetik özelliklerini optimize edebilir. Karşılık gelen birim hücreler ek serbestlik derecelerine sahiptir.

Fotonik kristaller veya fotonik bant aralığı malzemeleri (PBG), elektromanyetik dalgaların yayılmasını kontrol edebilen yapay olarak üretilmiş yapılardır. Düzgün tasarlanmış fotonik kristaller elektromanyetik dalgaların yayılmasını (ışık dalgaları dahil) engelleyebilir veya dalgaların sadece tanımlanan yönler boyunca yayılmasına izin verebilir.

Ayrıca belirli alanlarda EM enerjiyi lokalize edebilirler. Yarı iletkenlerdeki elektronik bant yapısına benzer olarak fotonik bant yapısından kaynaklanan elektromanyetik radyasyonu kontrol etme yeteneğine sahiptirler [64]. Bir diğeri ise, yük taşıyıcıların enerjileri için izin verilen ve yasak bantlar ve buna karşılık fotonik kristaller, farklı frekanslardaki foton

enerjileri için benzer bantlara sahiptir [78]. Başka bir deyişle, fotonik kristalin geçirgenliği uzayda periyodik olarak ve ışığın Bragg kırınımına izin veren bir periyotla değişir [79]. Elektromanyetik alan, fotonik kristal kusurları olarak tanımlanan yapı homojenitesinde yoğunlaşır. Fotonik kristallerin bir avantajı, geçirgenlik değişiminin periyodikliğinin isteğe bağlı olarak değiştirilebilmesi olup, bu nedenle PBG malzemesinin frekans aralığının seçilebilmesidir.

Fotonik kristaller dielektrik ve/veya metalik malzemelerden yapılır ve kırılma endeksinde bir değişikliğin gerçekleştirilebileceği uzamsal yönlerin sayısına bağlı olarak bir boyutlu, iki boyutlu ve üç boyutlu olabilir. Fotonik kristallerin kusurlarının özellikleri, PBG yapılarına dayanan mikro rezonatörlerde ve dalga kılavuzlarında yaygın olarak kullanılmaktadır. Mikrodalga teknolojisindeki yaygın uygulamalar arasında fotonik entegre devreler, yüksek seçiciliğe sahip mikrodalga filtreler, GPS antenleri vb. bulunmaktadır [64].



3. DİELEKTRİK METAMALZEMELER

Düzlemsel bir şekilde tasarlanmış dielektrik nanorezonatörlerden oluşan dielektrik meta yüzeyler, çok sayıda optik işlevselliği uygulamak için başarılı bir konsept olarak ortaya çıkmıştır [80-84]. Söz konusu dielektrik meta yüzeyler, daha çok, gelen bir ışık alanının konumuna bağlı fazın izlenmesiyle elde edilen verimli dalgaönü şekillendirme platformu olarak oluşturulmuşlardır. Dalgaönü şekillendiren dielektrik meta yüzeylerin tasarımındaki ve fabrikasyonundaki gelişmeler; düz lensler, ışın dönüştürücüler, ışın saptırıcılar ve hologramlar dahil olmak üzere ultra ince ve hafif optik metaaygıtların geliştirilmesini sağlamıştır. Dalgaönü şekillendirmenin yanı sıra, dielektrik ve yarı iletken meta yüzeylerin, polarizasyon ve dağılım kontrolüne, doğrusal olmayan frekans oluşumuna ve kendiliğinden ışımaya izin verdiği gösterilmiştir. Bu işlevlerin birçoğunu tek bir meta yüzeyde birleştirmek ve yeni çok işlevli fotonik cihazlara kapı açmak mümkündür.

Daha da önemlisi, dielektrik meta yüzeyler, kızılötesi ve görünür spektral aralıklarda çok düşük soğurma kayıpları sergileyebilir ve bu da plazmonik meta yüzeyleri büyük ölçüde aşan rezonans kalite faktörüne sahip yüksek verimli aygıtların üretimine imkan sağlar. En önemlisi, meta yüzey yapı bloklarını doğrudan yarı iletkenler veya faz değiştirme malzemeleri gibi işlevsel malzemelerden üretme imkanı sunar. Ayrıca, meta yüzeyleri oluşturan dielektrik nanopartiküller Mie tipi rezonanslar sergileyebilir. Bunlar, iki bağımsız elektrik ve manyetik rezonans modu ailesi olarak sınıflandırılabilir. Bu iki tür rezonans modunun uzak alan girişimi, tek yönlü saçılma gibi temelde yeni etkilere yol açtığı gibi, genelleştirilmiş Brewster etkisine [85] ve spektral olarak örtüşen elektrik ve manyetik çift kutuplu rezonansların Huygens ilkesi çerçevesinde 2π faz yanıtı iletimi [86] ile ilişkili geleneksel olmayan yansıma davranışına yol açar. Bu özelliklere dayanarak, Huygens meta yüzeyleri, potansiyel olarak uygun bir iletim verimliliğine sahip, optik olarak rezonant fonksiyonel dielektrik meta yüzeylerin gerçekleştirilmesinin anahtarıdır.

Fabrikasyondan sonra meta yüzeylerin optik yanıtı kontrollü, tersine çevrilebilir ve yeniden üretilebilir bir şekilde zaman içinde değiştirilebiliyorsa, dielektrik meta yüzeylerin kapsamı ve teknoloji potansiyeli büyük ölçüde genişleyeceğinden meta yüzey aygıtların dinamik ayarlanabilirliği sağlanabilir. Görüntüleme sistemleri ile kamera lenslerinden ışın tarayıcılarına, ışık alanı ekranlarına ve projektörlere kadar birçok optik sistem için ayarlanabilir veya ayarlanabilir optik bileşenler gereklidir. Örneğin, farklı mesafelerdeki

nesnelerin fotoğraflarını çekerken bir kamera merceğinin odak mesafesinin değiştirilmesi ve sürücüsüz araçlarda aralıklı ışının sürekli olarak farklı yönleri taraması gerekir.

Dielektrik meta yüzeyler, yeni nesil ayarlanabilir optik sistemler için mükemmel bir potansiyele sahiptir. Sunulan fırsatlar ve perspektifler temelde iki yönlüdür. Bir yandan, odaklama veya yakınlaştırma elde etmek için ileri geri hareket ettirilen katı cam veya plastik lenslere dayanan geleneksel ayarlanabilir optiklerle mümkün olandan çok daha kompakt, hafif ve enerji verimli çözümler sağlayabilirler. Başka bir yaygın çözümde ise insan gözünün çalışma prensibi kopyalanarak temelde odaklanma için yeniden şekillendirilen elastik bir lens malzemesi kullanılır. Makroskobik parçaların hareket ettirilmesi veya deforme edilmesi gerektiğinden, bu çözümler genel olarak hacimli, pahalı ve enerji gerektirir. Tersine, meta yüzeylerde, optik özelliklerinde dramatik değişiklikler elde etmek için, yalnızca dalga boyu-altı hacimlerde optik özelliklerin veya geometrinin değişiklikleri yeterlidir. Bu sadece ayarlama veya anahtarlama için enerji eşiğini düşürmekle kalmaz, ayrıca yanıt sürelerinde önemli bir azalmaya da izin verebilir.

Dielektrik-metamalzeme kaplamalar ayrıca karakteristik yansıma/iletim davranışları, havacılık yapılarının radar imzalarının ve dolayısıyla düşük görünürlüklü platformların kontrolüne yönelik stratejik uygulamalara sahiptir. Bu bölümde, katmanlı ortam aracılığıyla EM yayılımının sistematik bir açıklaması sunulmaktadır. Bu çok katmanlı ortamlar, hem dielektrik-dielektrik hem de dielektrik-metamalzeme ortamlarını içerir. Dielektrik ortam homojen olarak kabul edilir. Farklı dielektrik ve manyetik parametrelere sahip düzlemsel katmanlar üzerinde bir düzlem EM dalgası için, yansıyan ve iletilen alanlar belirlenir. Katmanlardaki EM yayılımı, farklı ortam türlerinden yansıma/iletim ile açıklanmaktadır. Bu, yarı sonsuz ortamı, sonlu kalınlığa sahip dielektrik katmanları ve kayıplı dielektrik katmanları içerir. Kayıplı bir ortamda soğurmaun varlığı, dalga sayılarının karmaşık doğası tarafından dikkate alınır. Gelen EM dalganın frekansı, kalınlığı ve katmanların kurucu parametrelerine göre çok katmanlı ortamın yansıtıcı davranışı tartışılmaktadır. Uygun bir tasarım parametresi seçimi, radar soğurucu malzeme (RAM) kaplamalarının tasarımını ve geliştirilmesini kolaylaştıracaktır.

3.1. Çok Katmanlı Ortamda EM Yayılmı

Bu bölümde, çok katmanlı ortamın empedansı için temel ifadeler, Fresnel'in yansımaya katsayıları, paralel ve dikey polarizasyonlar için iletim tartışılmaktadır. EM yayılımı, bu katsayılarla ifade edilir. Bu ortam, sonlu kalınlığa sahip yarı-sonsuz, dielektrik katmanlar veya kayıplı dielektrik katmanlar olabilir [87]. Kayıplı bir ortamda soğurmanın varlığı, dalga sayılarının karmaşık doğası ile açıklanır. Yansımaya katsayısının dielektrik katmanın kalınlığına olan bağımlılığı analiz edilir.

EM dalgalarının yansımaya ve iletimi için düzlem EM dalgası şu şekilde ifade edilir:

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (3.1)$$

E_0 düzlem dalga genliğidir. Dalga vektörü k tarafından verilir.

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon \mu} \quad (3.2)$$

burada $\omega = 2\pi f$, f ortamda yayılan düzlem dalgasının frekansıdır. Buna uygun olarak, düzlem dalgasıyla ilişkili manyetik alan $\vec{H}$

$$\vec{H} = \frac{c}{\mu \omega} \vec{k} \times \vec{E} \quad (3.3)$$

Burada, $c = 3 \times 10^8$ m/s, $\mu = \mu_0 \mu_r$, ortamın geçirgenliğidir. $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m, ortamın göreceli geçirgenliğidir.

Bir ortamın η karakteristik empedansı şu şekilde verilir:

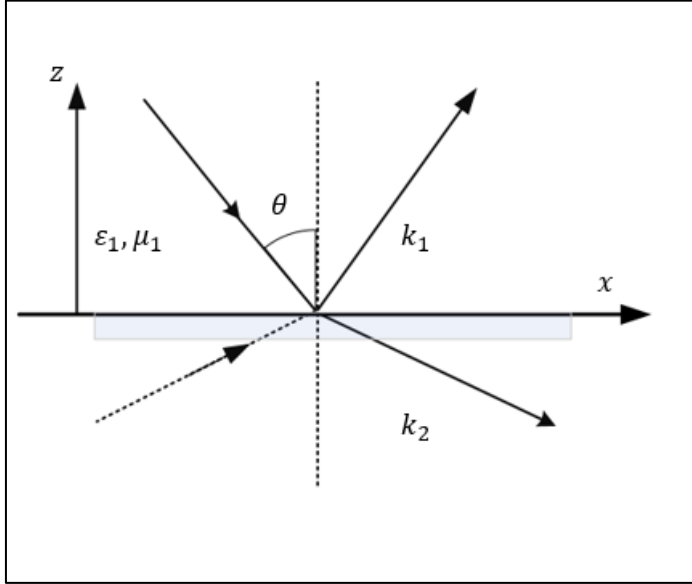
$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (3.4)$$

Burada, $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ ortamın geçirgenliğidir, $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} F/m$ ve ε_r ortamın göreceli geçirgenliğidir.

Düzlem sınırındaki gelen dalga için normal empedans Z şu şekilde tanımlanır:

$$Z = \frac{E_t}{H_t} \quad (3.5)$$

Düzlem dalga sınıra θ açısıyla geldiğinde (Şekil 3.1), malzeme özelliklerine, gelme açısına ve frekansına bağlı olarak kısmen yansıtılır ve kısmen iletilir.



Şekil 3.1. Bir düzlemsel elektromanyetik dalganın bir düzlem arayüzünde yansıması ve kırılması

Dikey polarizasyon için $E_t = E \cos \theta$ olduğundan, yani E vektörü geliş düzlemine dik olduğunda Eş. 3.5:

$$Z_1 = \frac{E}{H \cos \theta} = \frac{\eta}{\cos \theta} \quad (3.6)$$

η , ortamın karakteristik empedansıdır.

Benzer şekilde, paralel polarizasyon için $E_t = E \sin \theta$ ve $H_t = H$, yani

$$Z_1 = \frac{E \cos \theta}{H} = \eta \cos \theta \quad (3.7)$$

Yansıyan dalga için

$$\frac{E_t}{H_t} = -Z_1 \quad (3.8)$$

Normal geliş durumunda ($\theta = 0^\circ$), normal empedansın mutlak değeri ve ortamın karakteristik empedansı aynıdır. Eş. 3.1 arayüzde gelen elektrik alanını temsil ediyorsa, dikey polarizasyon için ilk ortamdaki toplam elektrik alanı, gelme (ϵ_1, μ_1) alanı ve yansıyan alanın toplamı olarak ifade edilebilir.

$$E_T = E_0 [\exp(-jk_y \cos \theta) \exp(jk_x \sin \theta) + R_\perp \exp(jk_y \cos \theta)] \exp(jk_x \sin \theta) \quad (3.9)$$

Burada, $R_\perp$, dikey polarizasyon için yansıma katsayısıdır. Eş. 3.9 'da $y = 0$ yerine, sınırdaki teğetsel elektrik ve manyetik alanlar Eş.3.10 ile verilir.

$$E_t = E_0(1 + R_\perp) \exp \exp(jk \sin \theta); H_t = E_0 \frac{1}{Z_1} \quad (3.10)$$

Böylece arayüzde,

$$\frac{E_t}{H_t} = Z_1 \frac{1 + R_\perp}{1 - R_\perp} \quad (3.11)$$

Sınır durumuna göre, arayüzde teğetsel elektrik alanı süreklidir. Başka bir deyişle, Eş 3.11'nin RHS'si ikinci ortamdaki teğetsel alan bileşenlerinin bir oranı olan empedans Z_2 'ye eşittir (ϵ_2, μ_2),

$$Z_1 \frac{1 + R_{\perp}}{1 - R_{\perp}} = Z_2 \quad (3.12)$$

veya

$$R_{\perp} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (3.13)$$

Yansıma katsayısı, $R_{\parallel}$ paralel polarizasyon için aynı ifade ile verilir; ancak, empedans Z_1 'in değeri Eş. 3.7 yerine Eş. 3.6 ile verilecektir. Böylece yansıma katsayısı için genelleştirilmiş bir ifade şu şekilde yazılabilir:

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (3.14)$$

İletim katsayısı $T = 1 + R$ olacaktır;

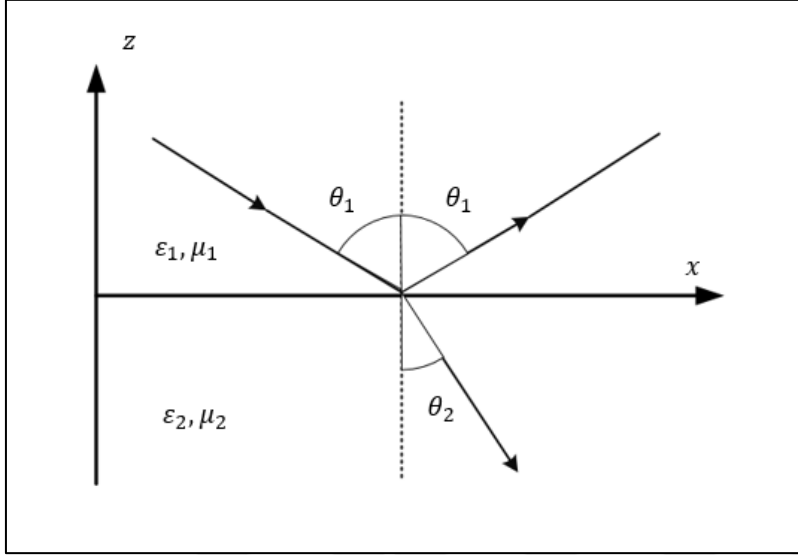
$$T = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (3.15)$$

Elektriksel ve manyetik geçirgenlik gibi bir ortamın temel parametreleri karmaşık niceliklerdir. Dolayısıyla yansıma/iletim katsayıları da karmaşık olacaktır. Başka bir deyişle, bu katsayılar hem genlik hem de fazla ilişkilidir.

3.1.1. Yarı sonsuz ortam

Fresnel yansıma katsayısı, ortamın elektriksel parametrelerine bağlıdır. Şekil 3.2'de gösterildiği gibi, iki yarı sonsuz ortamı $(\epsilon_1, \mu_1; \epsilon_2, \mu_2)$ ayıran bir düzlem EM dalga arayüze geldiğinde, iletim ve yansıma katsayıları [88].

$$R_{\parallel,\perp} = \mp \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (3.16)$$



Şekil 3.2. Farklı malzeme sabitlerine sahip iki yarı-sonsuz ortam arasındaki bir arayüze gelen düzlem EM dalgası

Paralel polarizasyon için yansıma katsayıları Eş. 3.6 ve Eş.3.7 kullanılarak [89] şu şekilde ifade edilebilir:

$$R_{\parallel} = \frac{\eta_2 \cos \theta_2 - \eta_1 \cos \theta_1}{\eta_2 \cos \theta_2 + \eta_1 \cos \theta_1} = -\frac{\eta_1 \cos \theta_1 - \eta_2 \cos \theta_2}{\eta_1 \cos \theta_1 + \eta_2 \cos \theta_2} = -\frac{\frac{\eta_1}{\eta_2} \cos \theta_1 - \cos \theta_2}{\frac{\eta_1}{\eta_2} \cos \theta_1 + \cos \theta_2} \quad (3.17)$$

$$R_{\parallel} = -\frac{\cos \theta_1 \sqrt{\frac{\mu_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 \mu_2}} - \cos \theta_2}{\cos \theta_1 \sqrt{\frac{\mu_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 \mu_2}} + \cos \theta_2} \quad (3.18)$$

Aynı şekilde, dikey polarizasyon için,

$$R_{\perp} = \frac{\frac{\eta_2}{\cos \theta_2} - \frac{\eta_1}{\cos \theta_1}}{\frac{\eta_2}{\cos \theta_2} + \frac{\eta_1}{\cos \theta_1}} = \frac{\eta_2 \cos \theta_1 - \eta_1 \cos \theta_2}{\eta_2 \cos \theta_1 + \eta_1 \cos \theta_2} = \frac{\frac{\eta_2}{\eta_1} \cos \theta_1 - \cos \theta_2}{\frac{\eta_2}{\eta_1} \cos \theta_1 + \cos \theta_2} \quad (3.19)$$

$$R_{\perp} = -\frac{\sqrt{\frac{\mu_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 \mu_1}} \cos \theta_1 - \cos \theta_2}{\sqrt{\frac{\mu_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 \mu_1}} \cos \theta_1 + \cos \theta_2} \quad (3.20)$$

Arayüzde Snell'in kırılma yasasını uygulandığında,

$$k_1 \sin \theta_1 = k_2 \sin \theta_2, \quad k_i = \omega \sqrt{\mu_i \varepsilon_i} \quad (3.21)$$

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k_2^2} \sin^2 \theta_1} = \sqrt{1 - \frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} \sin^2 \theta_1} \quad (3.22)$$

Eş. 3.16 ve Eş. 3.17 'deki $\cos \theta_2$ değerini değiştirerek,

$$R_{\parallel} = -\frac{\cos \theta_1 \sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \mu_2}} - \sqrt{1 - \frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} \sin^2 \theta_1}}{\cos \theta_1 \sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \mu_2}} + \sqrt{1 - \frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} \sin^2 \theta_1}} \quad (3.23)$$

$$R_{\perp} = -\frac{\sqrt{\frac{\mu_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 \mu_1}} \cos \theta_1 - \sqrt{1 - \frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} \sin^2 \theta_1}}{\sqrt{\frac{\mu_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 \mu_1}} \cos \theta_1 + \sqrt{1 - \frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} \sin^2 \theta_1}} \quad (3.24)$$

$\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ise, Eş. 3.19 ve Eş. 3.20 ifadeleri olur.

$$R_{\parallel} = -\frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \cos \theta_1 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_1}}{\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \cos \theta_1 + \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_1}} \quad (3.25)$$

$$R_{\perp} = -\frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \cos \theta_1 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_1}}{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \cos \theta_1 + \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_1}} \quad (3.26)$$

Farklı kayıpsız iki yarı sonsuz ortamlar için yansımaya katsayıları geliş açısına bağlıdır. $R_{\parallel}$ Brewster açısı adı verilen belirli bir geliş açısı için sıfırdır. Bu açı, $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ oranına bağlıdır [90]. Ayrıca, normal gelişte ($\theta = 0^\circ$), hem paralel hem de dikey polarizasyonlardan yaklaşan yansımaya katsayılarının büyüklüğü eşittir.

Kayıpsız bir dielektrik için yansımaya ve iletim katsayıları birbiriyle ilişkilidir:

$$|R|^2 + |T|^2 = 1 \quad (3.27)$$

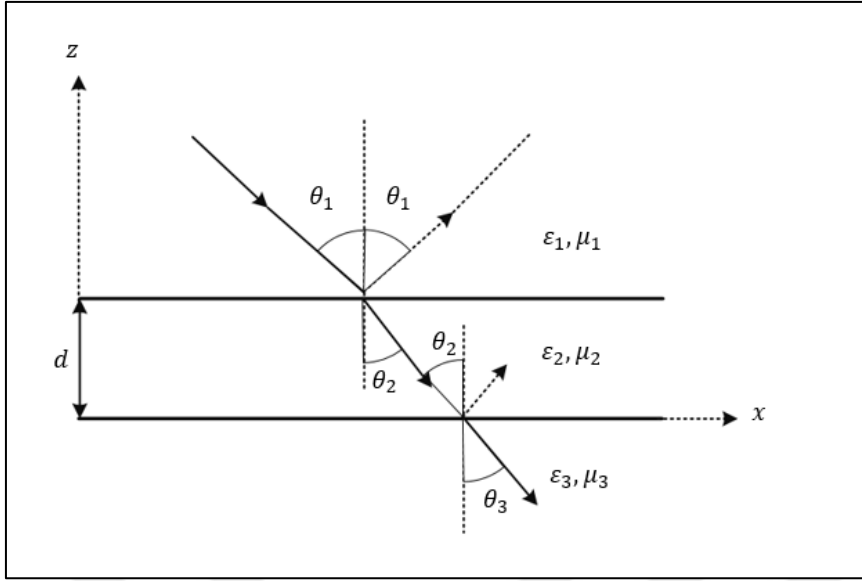
Bu nedenle, iletim katsayısı şu şekilde de yazılabilir:

$$|T| = \sqrt{1 - |R|^2} \quad (3.28)$$

3.1.2. Düzlem dielektrik katman

Bu alt bölümde, bir düzlem dielektrik katman boyunca EM yayılımı tartışılmaktadır. Dielektrik katmanın d kalınlığında olduğu varsayılmaktadır (Şekil 3.3).

xz-düzlemi gelme düzleminde, dalga'nın geldiği ortam, dielektrik katman ve dalga'nın iletildiği ortam sırasıyla 1, 2 ve 3 olarak gösterilir.



Şekil 3.3. d kalınlığında bir dielektrik tabakada dalga yayılımı

Ortamın her birindeki yayılma yönü ile katmanın normal sınırı arasındaki açılar sırasıyla, θ_1, θ_2 ve θ_3 olarak gösterilir. Z_1, Z_2 , ve Z_3 , sırasıyla üç ortamın normal empedanslarıdır. Bu empedansların değeri hem paralel hem de dikey polarizasyonlar için Eş. 3.6 ve Eş. 3.7 kullanılarak belirlenebilir.

$$Z_i = \frac{1}{\cos\theta} \sqrt{\frac{\mu_i}{\epsilon_i}}, i = 1, 2, 3 \dots N \quad (3.29)$$

Genel olarak, dikey polarizasyon için, bir ortamın normal empedansı belirlenebilir. Sınırlardaki çoklu yansımalar nedeniyle, katman içinde zıt yönlerde yayılan dalgalar olacaktır. Böylece, dielektrik katmandaki (ϵ_2, μ_2) elektrik alanı şu şekilde ifade edilir:

$$E_2 = E_{2y} = [C_1 \exp(-ja_2 z) + C_2 \exp(ja_2 z)] \exp(j\sigma_2 x) \quad (3.30)$$

$a_2 = k_{2z} = k_2 \cos\theta_2$, ve $\sigma_2 = k_{2x} = k_2 \sin\theta_2$ C_1 ve C_2 sabitlerdir.

Manyetik alanın karşılık gelen teğetsel bileşeni şu şekilde yazılabilir:

$$H_{2x} = \frac{1}{Z_2} [C_1 \exp(-ja_2 z) - C_2 \exp(ja_2 z)] \exp(j\sigma_2 x) \quad (3.31)$$

$z = 0$ sınırında, E_{2y}/H_{2x} oranı Ortam 3'ün empedansına, yani Z_3 'e eşit olmalıdır.

Böylece, $z = 0$ 'da Eş. 3.30 'i Eş. 3.31' ya bölerek,

$$Z_2 \frac{C_1 + C_2}{C_1 - C_2} = Z_3 \quad (3.32)$$

veya

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2} \quad (3.33)$$

Dielektrik katman ve Ortam 1 arayüzünde, yani $z = d$ 'de,

$$Z_{in} = \frac{E_{2y}}{H_{2x}} = \frac{C_1 \exp(-ja_2 d) + C_2 \exp(ja_2 d)}{C_1 \exp(-ja_2 d) - C_2 \exp(ja_2 d)} Z_2 \quad (3.34)$$

$$= \frac{\exp(-ja_2 d) + C_2/C_1 \exp(ja_2 d)}{\exp(-ja_2 d) - C_2/C_1 \exp(ja_2 d)} Z_2$$

Eş. 3.33'ten C_2/C_1 yerine koyulduğunda,

$$Z_{in} = \frac{\exp(-ja_2 d) + \left(\frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2}\right) \exp(ja_2 d)}{\exp(-ja_2 d) - \left(\frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2}\right) \exp(ja_2 d)}$$

$$\begin{aligned}
Z_{in} &= \frac{\exp(-ja_2d) + \left(\frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2}\right)\exp(ja_2d)}{\exp(-ja_2d) - \left(\frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2}\right)\exp(ja_2d)} Z_2 \\
Z_{in} &= \frac{(Z_3 + Z_2)\exp(-ja_2d) + (Z_3 - Z_2)\exp(ja_2d)}{(Z_3 + Z_2)\exp(-ja_2d) - (Z_3 - Z_2)\exp(ja_2d)} Z_2 \\
&= \frac{Z_3(\exp(-ja_2d) + \exp(ja_2d)) - Z_2(\exp(ja_2d) - \exp(-ja_2d))}{Z_2(\exp(ja_2d) + \exp(-ja_2d)) - Z_3(\exp(ja_2d) - \exp(-ja_2d))} Z_2 \\
Z_{in} &= \frac{Z_3 - jZ_2 \tan a_2 d}{Z_2 - jZ_3 \tan a_2 d} Z_2 \tag{3.35}
\end{aligned}$$

Bir dielektrik katmanın giriş empedansı biliniyorsa, çok katmanlı bir ortamdan gelen dalga yansıması, yansıtan ortamın empedansı yerine katmanın giriş empedansı açısından analiz edilebilir.

Ortam 1'de elektrik ve manyetik alanlar şu şekilde verilir:

$$E_{1y} = [C_3 \exp\{-ja_1(z - d)\} + C_4 \{ja_1(z - d)\}] \exp(j\sigma_1 x) \tag{3.36}$$

$$H_{1x} = \frac{1}{Z_1} [C_3 \exp\{-ja_1(z - d)\} + C_4 \{ja_1(z - d)\}] \exp(j\sigma_1 x) \tag{3.37}$$

$Z = d$ 'de, E_{1y} 'nin H_{1x} 'e oranı, dielektrik katmanın giriş empedansına eşit olmalıdır. Böylece, $z = d$ 'de, Eş. 3.36'yı Eş. 3.37' a bölerek,

$$\begin{aligned}
\left(\frac{E_{1y}}{H_{1x}}\right) &= Z_{in} = Z_1 \frac{C_3 + C_4}{C_3 - C_4} \\
\frac{C_4}{C_3} &= \frac{Z_{in} - Z_1}{Z_{in} + Z_1} \tag{3.38}
\end{aligned}$$

Bu, yansıma katsayısını şu şekilde verir:

$$R = \frac{Z_{in} - Z_1}{Z_{in} + Z_1} \quad (3.39)$$

Z_{in} değerini Eş. 3.35 'den değiştirerek;

$$\begin{aligned} R &= \frac{\frac{Z_3 - jZ_2 \tan a_2 d}{Z_3 - jZ_1 \tan a_2 d} Z_2 - Z_1}{\frac{Z_3 - jZ_2 \tan a_2 d}{Z_2 - jZ_3 \tan a_2 d} Z_2 + Z_1} = \frac{Z_3 Z_2 - Z_2 Z_1 - (Z_2^2 - Z_3 Z_1) j \tan a_2 d}{Z_3 Z_2 + Z_2 Z_1 - (Z_2^2 + Z_3 Z_1) j \tan a_2 d} \\ &= \frac{Z_3 Z_2 - Z_2 Z_1 - (Z_2^2 - Z_3 Z_1) \left(\frac{\exp(ja_2 d) - \exp(-ja_2 d)}{\exp(ja_2 d) + \exp(-ja_2 d)} \right)}{Z_3 Z_2 + Z_2 Z_1 - (Z_2^2 + Z_3 Z_1) \left(\frac{\exp(ja_2 d) - \exp(-ja_2 d)}{\exp(ja_2 d) + \exp(-ja_2 d)} \right)} \\ R &= \frac{(Z_3 + Z_2)(Z_2 - Z_1) \exp(-ja_2 d) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 + Z_1) \exp(ja_2 d)}{(Z_3 + Z_2)(Z_2 + Z_1) \exp(-ja_2 d) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 - Z_1) \exp(ja_2 d)} \quad (3.40) \end{aligned}$$

Dielektrik katmanın her iki tarafındaki bölgelerin aynı elektriksel geçirgenliğe ve manyetik geçirgenliğe sahip olduğu özel durum için, yani $Z_1 = Z_3$, yansıma katsayısı olacaktır.

$$\begin{aligned} R &= \frac{(Z_2^2 - Z_3^2) \exp(-ja_2 d) - (Z_2^2 - Z_3^2) \exp(ja_2 d)}{(Z_2 + Z_3)^2 \exp(-ja_2 d) + (Z_2 - Z_3)^2 \exp(ja_2 d)} \\ R &= \frac{(Z_2^2 - Z_3^2)}{Z_3^2 + Z_2^2 + 2jZ_3 Z_2 \cot a_2 d} \quad (3.41) \end{aligned}$$

$d = 0$ ise, yani dielektrik katman olmadığında, ifade Eş. 3.40 $R = \frac{Z_3 - Z_1}{Z_3 + Z_1}$ olur.

Yarı sonsuz bölgeler, Ortam 1 ve Ortam 3 sınırındaki yansıma katsayısına karşılık gelen iletim katsayısı aşağıdaki gibi elde edilir.

Ortam 3'te, iletilen dalganın alan genliği şu şekilde yazılabilir:

$$E_{3y} = Y \exp(-ja_3 z + j\sigma_3 x) \quad (3.42)$$

Y sabittir.

E_y , $z = 0$, $E_{3y} = E_{2y}$ sınırında sürekli olduğundan, $z = 0$ 'da Eş.3.30 ve Eş.3.36 'ya eşitleyerek,

$$Y \exp(j\sigma_3 x) = (C_1 + C_2) \exp(j\sigma_2 x)$$

$$Y = C_1 + C_2 \quad (\sigma_3 = \sigma_2) \quad (3.43)$$

Benzer şekilde, $z = d$ 'de, E_y sürekli olması için Eş. 3.25 ve Eş. 3.29 kullanılarak,

$$C_3 + C_4 = C_1 \exp(-ja_2 d) + C_2 \exp(ja_2 d) \quad (3.44)$$

$$R = \frac{C_4}{C_3}$$

$$C_3(1 + R) = C_1 \exp(-ja_2 d) + C_2 \exp(ja_2 d) \quad (3.45)$$

Eş. 3.37 'yi Eş. 3.38'e bölerek

$$\frac{Y}{C_3(1 + R)} = \frac{C_1 + C_2}{C_1 \exp(-ja_2 d) + C_2 \exp(ja_2 d)}$$

$$\frac{Y}{C_3} = (1 + R) \frac{1 + \frac{C_2}{C_1}}{\exp(-ja_2 d) + \frac{C_2}{C_1} \exp(ja_2 d)}$$

Eş. 3.27 'den $\frac{C_2}{C_1}$ ve Eş. 3.33' den R,

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{Y}{C_3} = \frac{1 + \frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2}}{\exp(-ja_2d) + \frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2} \exp(ja_2d)} x \\
 &[1 + \frac{(Z_3 + Z_2)(Z_2 - Z_1) \exp(-ja_2d) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 + Z_1) \exp(ja_2d)}{(Z_3 + Z_2)(Z_2 + Z_1) \exp(-ja_2d) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 - Z_1) \exp(ja_2d)}] \\
 &= \frac{2Z_3}{(Z_3 + Z_2) \exp(-ja_2d) + (Z_3 - Z_2) \exp(ja_2d)} x \\
 &x \frac{2Z_2 \{(Z_3 + Z_2)(Z_2 - Z_1) \exp(-ja_2d) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 + Z_1) \exp(ja_2d)\}}{(Z_3 + Z_2)(Z_2 + Z_1) \exp(-ja_2d) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 - Z_1) \exp(ja_2d)} x \\
 T &= \frac{4Z_3Z_2}{(Z_3 + Z_2)(Z_2 + Z_1) \exp(-ja_2d) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 - Z_1) \exp(ja_2d)} \quad (3.46)
 \end{aligned}$$

$d = 0$ için Eş. 3.46 $T = \frac{2Z_3}{Z_3 + Z_1}$, Ortam 3 ve Ortam 1 arasındaki arayüzün iletim katsayısıdır.

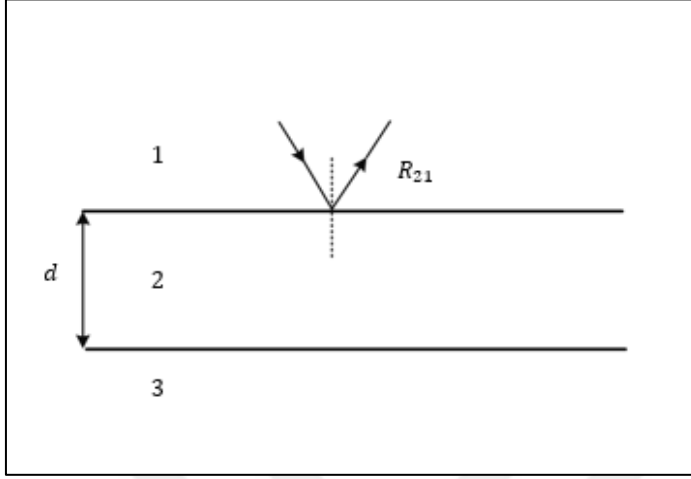
3.1.3. Sınırlarda çoklu yansımalar/iletimler

Çok katmanlı bir ortam aracılığıyla yansıma ve iletim birkaç yolla elde edilebilir. Bu alt bölümde, bir düzlemsel EM dalgasının yansıması/iletimi, her bir sınır ayrı ayrı dikkate alınarak değerlendirilmiştir. Özel olarak normal geliş durumunda, gelen dalgası için, bir katmandan gelen yansıma, birkaç ayrı dalganın üst üste binmesi olarak kabul edilir.

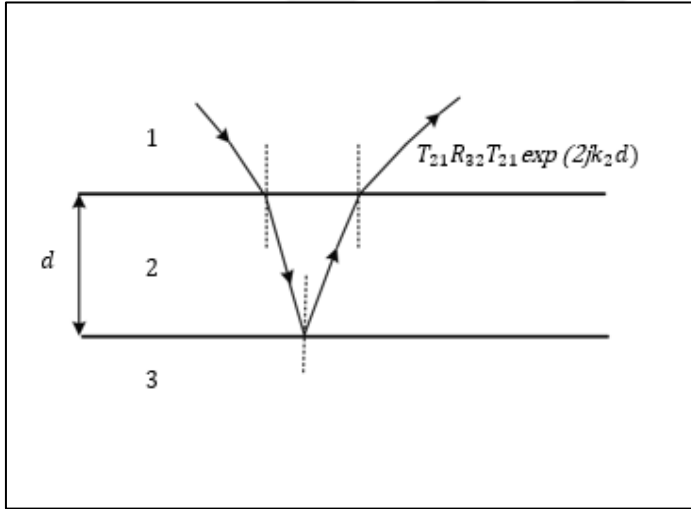
Bu dalgalar (i) Şekil 3.4'de gösterildiği gibi, Ortam 1 ve Ortam 2 arasındaki sınırdaki (R_{21}) 'den yansıyan dalgalar; (ii) ön yüzey boyunca kırılan dalgalar, arka yüzeyden yansıyan dalgalar (Ortam 2 ve Ortam 3'ün arayüzü) ve Ortam 2'den Ortam 1'e kırılan dalgalar şeklinde tanımlanabilir.

Ortaya çıkan dalga, Şekil 3.5'de gösterildiği gibi $T_{12}R_{32}T_{21} \exp(2jk_2d)$ ve (iii) arka yüzeyde (Ortam 2 ve 3) ve ön yüzeyde (Ortam 2) iki yansımaya maruz kalan katmana nüfuz eden dalgalarıdır. (1) ve ardından Ortam 1'e iletilir. Elde edilen dalga, Şekil 3.6'da gösterildiği

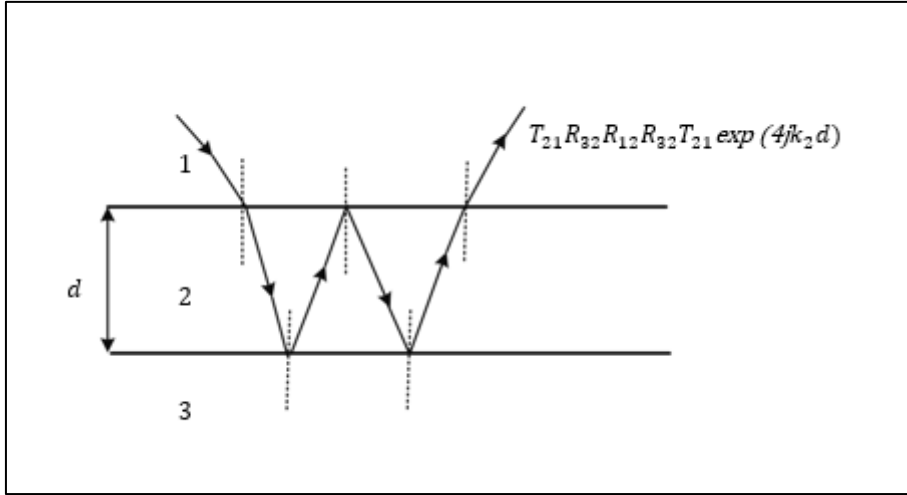
gibi $T_{12}R_{32}R_{12}R_{32}T_{21}\exp(4jk_2d)$ 'dir. Burada T_{12} , Ortam 1'den Ortam 2'ye giden bir dalganın sınır iletim katsayısını ifade eder.



Şekil 3.4. Bir dielektrik katmanın ön yüzeyi için dalga yansıma diyagramı



Şekil 3.5. Sonlu kalınlıkta bir dielektrik katmanın ön yüzeyi için dalga yansıma-kırılma diyagramı



Şekil 3.6. Sonlu kalınlıktaki dielektrik katmanın ön yüzeyi için çoklu yansımaya kırılma diyagramı

Yansımaya katsayısı, R_{12} Ortam 2'den Ortam 1'e dalga yansımalarını temsil eder. $\exp(4jk_2d)$ faktörü, katman boyunca iki kez ileri geri giderken, k_2 karmaşık ise faz değişimini ve dalga'nın zayıflamasını açıklar. Yukarıdaki dalgaların her birini özetlediğimizde,

$$R = R_{21} + T_{12}T_{21}R_{32}\exp(j2k_2d) + T_{12}R_{12}R_{32}^2T_{21}\exp(j4k_2d) + T_{12}R_{12}^2R_{32}^3T_{21}\exp(j6k_2d) + \dots \quad (3.47)$$

Gelen dalga genliği bir olduğundan, Eş. 3.46 dielektrik katmanın (Ortam 2) yansımaya katsayısı olan R 'ye eşit olacaktır. Böylece,

$$R = R_{21} + T_{12}T_{21}R_{32}\exp(j2k_2d) \sum_{n=0}^{\infty} [R_{12}R_{32}\exp(j2k_2d)]^n \quad (3.48)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} a^n = \frac{1}{1-a}; a < 1$$

$$R = R_{21} + T_{12}T_{21}R_{32}\exp(j2k_2d) \frac{1}{1 - R_{12}R_{32}\exp(j2k_2d)}$$

veya

$$R = R_{21} + T_{12}T_{21}R_{32} \frac{\exp(j2k_2d)}{1 - R_{12}R_{32}\exp(j2k_2d)} \quad (3.49)$$

$$T_{12} = \frac{2Z_1}{Z_2 + Z_1} = 1 + R_{21} = 1 - R_{12}$$

Eş. 3.49 'da T_{12} ve T_{21} değerlerini değiştirerek,

$$\begin{aligned} R &= R_{21} + (1 + R_{21})(1 - R_{21})R_{32} \frac{\exp(j2k_2d)}{1 - R_{12}R_{32}\exp(j2k_2d)} \\ &= \frac{R_{21}(1 + R_{21}R_{32}\exp(j2k_2d)) + (1 - R_{21}^2)R_{32}\exp(j2k_2d)}{1 + R_{21}R_{32}\exp(j2k_2d)} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Böylece, bir dielektrik katmanın yansıma katsayısı şu şekilde verilir:

$$R = \frac{R_{21} + R_{32}\exp(j2k_2d)}{1 + R_{21}R_{32}\exp(j2k_2d)} \quad (3.51)$$

3.1.4. Kayıplı dielektrik katman

Yukarıdaki bölümlerde, kayıpsız bir dielektrik katman için iletim ve yansıma katsayıları türetilmiştir. Genel olarak ortamın kayıplı doğası, şimdi farklı ortamlardaki karmaşık dalga sayıları k_1, k_2 ve k_3 tarafından dikkate alınmaktadır. Sınırlardaki kırılma açılarının şu şekilde ilişkili olduğu bilinmektedir.

$$k_3 \sin \theta_3 = k_2 \sin \theta_2 = k_1 \sin \theta_1 \quad (3.52)$$

θ_3 , geliş açısı gerçek olsa bile θ_2 ve θ_1 karmaşıktır. θ_3 , geliş açısı için Snell'in kırılma yasasını kullanarak,

$$n_3 \sin \theta_3 = n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_1$$

burada n_1, n_2, n_3 sırasıyla Ortam 1, 2 ve 3'ün kırılma indisidir ve $n_i = \sqrt{\epsilon_i \mu_i}$.

Böylece,

$$\theta_2 = \sin^{-1} \left(\sin \theta_3 \sqrt{\frac{\epsilon_3 \mu_3}{\epsilon_2 \mu_2}} \right) \text{ ve } \theta_1 = \sin^{-1} \left(\sin \theta_2 \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}} \right)$$

Empedanslar Z_1, Z_2 ve Z_3 karmaşıktır ve dolayısıyla sınırın her iki tarafındaki R_{21} ve R_{23} yansıma katsayıları da karmaşıktır.

$2a_2 d = 2k_2 \cos \theta_2 d = \alpha + j\beta$ notasyonu kullanılarak, kayıplı bir ortam için yansıma katsayısının ifadesi aşağıda verilmiştir.

$$Z_i = \gamma_i + j\delta_i, \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.53)$$

ve

$$R_{21} = \rho_{21} e^{j\phi_{21}}, \quad R_{32} = \rho_{32} e^{j\phi_{32}} \quad (3.54)$$

Eş.3.53 'dan gelen empedans Z_i yerine geçerek, arayüzdeki yansıma katsayısı (Ortam 1 ve Ortam 2) ile verilir.

$$R_{21} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{(\gamma_2 + j\delta_2) - (\gamma_1 + j\delta_1)}{(\gamma_2 + j\delta_2) + (\gamma_1 + j\delta_1)} = \frac{(\gamma_2 - \gamma_1) + j(\delta_2 - \delta_1)}{(\gamma_2 + \gamma_1) + j(\delta_2 + \delta_1)}$$

Modülü alındığında,

$$|R_{21}| = \sqrt{\frac{(\gamma_2 - \gamma_1)^2 + (\delta_2 - \delta_1)^2}{(\gamma_2 + \gamma_1)^2 + (\delta_2 + \delta_1)^2}}$$

veya

$$|R_{21}|^2 = \rho_{21}^2 = \frac{(\gamma_2 - \gamma_1)^2 + (\delta_2 - \delta_1)^2}{(\gamma_2 + \gamma_1)^2 + (\delta_2 + \delta_1)^2} \quad (3.55)$$

Benzer şekilde,

$$|R_{32}|^2 = \rho_{32}^2 = \frac{(\gamma_3 - \gamma_2)^2 + (\delta_3 - \delta_2)^2}{(\gamma_3 + \gamma_2)^2 + (\delta_3 + \delta_2)^2} \quad (3.56)$$

R_{21} fazı şu şekilde ifade edilir:

$$\phi_{21} = \tan^{-1} \left(\frac{\delta_2 - \delta_1}{\gamma_2 - \gamma_1} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{\delta_2 + \delta_1}{\gamma_2 + \gamma_1} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{\delta_2 - \delta_1}{\gamma_2 - \gamma_1} - \frac{\delta_2 + \delta_1}{\gamma_2 + \gamma_1}}{1 + \frac{\delta_2 - \delta_1}{\gamma_2 - \gamma_1} \cdot \frac{\delta_2 + \delta_1}{\gamma_2 + \gamma_1}} \right)$$

$$\begin{aligned} \tan \phi_{21} &= \frac{\frac{\delta_2 - \delta_1}{\gamma_2 - \gamma_1} - \frac{\delta_2 + \delta_1}{\gamma_2 + \gamma_1}}{1 + \frac{\delta_2 - \delta_1}{\gamma_2 - \gamma_1} \cdot \frac{\delta_2 + \delta_1}{\gamma_2 + \gamma_1}} \\ &= \frac{(\delta_2 - \delta_1)(\gamma_2 + \gamma_1) - (\delta_2 + \delta_1)(\gamma_2 - \gamma_1)}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 + \gamma_1) - (\delta_2 + \delta_1)(\delta_2 - \delta_1)} \end{aligned}$$

Benzer olarak,

$$\tan \phi_{21} = \frac{2(\delta_2 \gamma_1 - \delta_1 \gamma_2)}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2 + \delta_2^2 - \delta_1^2} \quad (3.57)$$

$$\tan\phi_{32} = \frac{2(\delta_3\gamma_2 - \delta_2\gamma_3)}{\gamma_3^2 - \gamma_2^2 + \delta_3^2 - \delta_2^2} \quad (3.58)$$

Yansıma katsayısı R modülü ve fazı olarak $R = \rho e^{j\phi}$ olarak yazılabilir. Eş. 3.49 kullanarak

$$R = \frac{R_{21} + R_{32} \exp(j2\alpha_2 d)}{1 + R_{21} R_{32} \exp(j2\alpha_2 d)}$$

Eş. 3.52 ve Eş. 3.53 'de verilen gösterimler kullanılarak yansıma katsayısı şu şekilde yazılır:

$$R = \frac{\rho_{21} e^{j\phi_{21}} + \rho_{32} e^{j\phi_{32}} \exp[j(\alpha + j\beta)]}{1 + \rho_{21} e^{j\phi_{21}} + \rho_{32} e^{j\phi_{32}} \exp[j(\alpha + j\beta)]} \quad (3.59)$$

$$= \frac{\rho_{21} e^{j\phi_{21}} + \rho_{32} e^{j\phi_{32}} e^{j\alpha} e^{-\beta}}{1 + \rho_{21} e^{j\phi_{21}} + \rho_{32} e^{j\phi_{32}} e^{j\alpha} e^{-\beta}} = \frac{e^{j\phi_{21}} [\rho_{21} + \rho_{32} (e^{j(\phi_{32} + \alpha - \phi_{21})}) e^{-\beta}]}{1 + \rho_{21} \rho_{32} (e^{j((\phi_{32} + \alpha - \phi_{21})}) e^{-\beta}}$$

$$|R|^2 = \frac{[e^{j\phi_{21}} [\rho_{21} + \rho_{32} (e^{j(\phi_{32} + \alpha - \phi_{21})}) e^{-\beta}] [e^{-j\phi_{21}} [\rho_{21} + \rho_{32} (e^{-j(\phi_{32} + \alpha - \phi_{21})}) e^{-\beta}]]}{[1 + \rho_{21} \rho_{32} (e^{j(\phi_{32} + \alpha - \phi_{21})}) e^{-\beta}] [1 + \rho_{21} \rho_{32} (e^{j((\phi_{32} + \alpha - \phi_{21})}) e^{-\beta}]}$$

$$|R|^2 = \frac{\rho_{21}^2 + 2\rho_{21}\rho_{32}e^{-\beta} \cos \cos(\phi_{32} - \phi_{21} + \alpha) + \rho_{32}^2 e^{-2\beta}}{1 + 2\rho_{21}\rho_{32}e^{-\beta} \cos \cos(\phi_{32} + \phi_{21} + \alpha) + \rho_{21}^2 \rho_{32}^2 e^{-2\beta}} \quad (3.60)$$

Bu ifade, kayıplı bir dielektrik katman için mutlak yansıma katsayısını verir. Yansıma katsayısı ile ilişkili fazı elde etmek için, Eş. 3.59'u aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$R = \frac{\rho_{21} e^{j\phi_{21}} + \rho_{32} e^{j\phi_{32}} \exp[j(\alpha + j\beta)]}{1 + \rho_{21} e^{j\phi_{21}} + \rho_{32} e^{j\phi_{32}} \exp[j(\alpha + j\beta)]} = \frac{e^{j\phi_{21}} [\rho_{21} + \rho_{32} (e^{j(\phi_{32} + \alpha - \phi_{21})}) e^{-\beta}]}{1 + \rho_{21} \rho_{32} (e^{j(\phi_{32} + \alpha - \phi_{21})}) e^{-\beta}}$$

$$= e^{j\phi_{21}} \left[\frac{\rho_{21} + \rho_{32} e^{-\beta} (\cos \cos(\phi_{32} + \alpha - \phi_{21}) + j \sin(\phi_{32} + \alpha - \phi_{21}))}{1 + \rho_{21} \rho_{32} e^{-\beta} (\cos \cos(\phi_{32} + \alpha + \phi_{21}) + j \sin(\phi_{32} + \alpha + \phi_{21}))} \right]$$

$$\begin{aligned} \emptyset = \emptyset_{21} + \tan^{-1} \left[\frac{\rho_{32} e^{-\beta} \sin (\emptyset_{32} + \alpha - \emptyset_{21})}{\rho_{21} + \rho_{32} e^{-\beta} \cos (\emptyset_{32} + \alpha - \emptyset_{21})} \right] \\ - \tan^{-1} \left[\frac{\rho_{21} \rho_{32} e^{-\beta} \sin (\emptyset_{32} + \alpha + \emptyset_{21})}{1 + \rho_{21} \rho_{32} e^{-\beta} \cos (\emptyset_{32} + \alpha + \emptyset_{21})} \right] \end{aligned} \quad (3.61)$$

Eş. 3.60'da ifade edilen yansıma katsayısının büyüklüğü, havada bulunan ince bir su katmanından yansıyan bir EM dalgası için belirlenebilir.

Dielektrik katmanın kayıplı doğası, karmaşık sayılar tarafından, daha özel olarak k_2 için sağlandığından, sonuçlar Eş. 3.60 yerine Eş. 3.40 kullanılarak doğrudan elde edilebilir. Bu sayede, bir soğurucu katmanının yansıma katsayısının, katman kalınlığı ile salınımın genlik miktarı arasındaki ilişkiden kaynaklandığı fark edilebilir. Bununla birlikte, kalınlık arttıkça salınımın genliği sönümlenir. Yeterince büyük β için, Eş. 3.59 'daki ilk terim hariç tüm terimler ihmal edilebilir ve biri $R = \rho_{21}$ elde edilebilir. Yani dielektrik katman çok kalın olduğunda dalgalar tamamen soğurulur ve katmanın arka yüzeyine hiç ulaşmazlar.

3.2. Çok Katmanlı Yapıda EM Dalga Soğurucu

Elektromanyetik dalgayı soğurmak için bir soğurucu yapıda, yansımayı en aza indirmek ve sifıra yakın iletim sağlamak amacıyla boş alanla eşleşen empedansa sahip olunması gerekmektedir. Işığı soğurma yöntemlerinden biri de, EM dalgayı ışığın rezonans modunda yakalayıp ve elektron çarpışmaları gibi kayıp mekanizmalarını kullanarak soğurmaktır. Soğurucu tasarımında kullanılan yaygın rezonans modları Lokalize Yüzey Plazmon (LSP) modları, Yayılan Yüzey Plazmonu (PSP) modları ve Fabry-Perot rezonans modlarıdır. Çok katmanlı EM dalga soğurucularda, geniş bant soğurma elde etmek için, uygun malzeme seçimi ve geometrik tasarım ile kalite faktörünü yeterince düşürerek rezonans bant genişliğini genişletebileceğimiz gibi yapıyı birkaç bitişik rezonans modunun üst üste binmesine sahip olacak şekilde de tasarlayarak da soğurma spektrumunu genişletebiliriz.

Çok katmanlı dielektrik bir yapıda mükemmel soğurma, çoklu yansımalar yoluyla Fabry-Perot kavite rezonansı ile elde edilebilir. Açıdan bağımsızlık, ince kalınlık ve güçlü alan lokalizasyonu gibi karakteristik özellikler bu mod ile iyi bir şekilde açıklanabilir. Fabry-Perot kavite rezonans modu ile geniş bant soğurması için alt katman, sıfır iletim sağlamak için yüzey derinliğinden çok daha kalın olan optik olarak kalın bir dielektrik katman olarak

tasarlanır. Orta dielektrik katmanı, dielektrik kırılma indisinin boşluk modunun rezonans frekansının belirlenmesinde önemli bir parametre olduğu gerçeği dikkate alınarak farklı dielektrikler arasından seçilebilir. Üst katman ise, gelen ışığın ileri geri yansımalar ile yapı içinde hapsolmesine izin vermek için optik olarak ince olmalıdır.

Soğurucudaki kavite rezonansının katkılarını daha iyi anlamak amacıyla, dielektrik katmanındaki normal geliş açısında rezonansı için faz koşulu şu şekilde yazılabilir [91]:

$$\phi_{21} + \phi_{23} + \frac{2\pi t n_{\text{dielektrik}}}{\lambda_0} = m\pi \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (3.62)$$

Burada λ_0 rezonans dalga boyunu, $n_{\text{dielektrik}}$ dielektrik malzemenin kırılma indisini, t , dielektrik malzemenin kalınlığını, ϕ_{21} alt dielektrik katmandan yansıma nedeniyle faz kaymasını, ϕ_{23} üst dielektrik katmandan yansıma nedeniyle faz kaymasını ve m , rezonans sırasına karşılık gelen bir tam sayıyı ifade eder. $t n_{\text{dielektrik}}$ optik ışın yolu artırıldığında, rezonans dalga boyu kırmızıya kayar. Bu nedenle, soğurma bandının merkezini değiştirmek için, farklı kırılma indislerine sahip dielektrikler kullanılabilir veya arzu edilen soğurma bandına göre kalınlığı ayarlanabilir. Geniş bant soğurma elde etmek için, kavite modunun kalite faktörü yeterince düşük olmalıdır, bu da temelde doğru malzeme seçimiyle elde edilir. Katmanlardan yansıma olabilmesi için, her bir tam gidiş-dönüşte kavite içinde oluşan faz, kısmen iletilen dalgaların yapıcı girişimini 2π 'nin tamsayı katlarında sağlar. Bu sayede, ışık kaviteden daha iyi iletilir.

3.3. Çok Katmanlı Ortamda EM Yansıması/İletimi

Çok katmanlı bir ortamın hem dikey hem de paralel polarizasyonları için katmanlar boyunca EM dalganın toplam yansıma ve iletim katsayıları yinelemeli hesaplamaların kullanılmasıyla [91], aşağıdaki eşitliklerle ifade edilir.

$$\rho_n^+ = \frac{\rho_{n-1}^+ + r_{n+1,n}^+}{1 + \rho_{n-1}^+ r_{n+1,n}^+ e^{\pm 2j\phi_n}} \quad (3.63a)$$

$$\rho_n^{\parallel} = \frac{\rho_{n-1}^{\parallel} + r_{n+1,n}^{\parallel}}{1 + \rho_{n-1}^{\parallel} r_{n+1,n}^{\parallel} e^{\pm 2j\phi_n}} \quad (3.63b)$$

$$\tau_n^{\perp} = \frac{\tau_{n-1}^{\perp} t_{n+1,n}^{\perp} e^{\pm j\phi_n}}{1 + \rho_{n-1}^{\perp} r_{n+1,n}^{\perp} e^{\pm 2j\phi_n}} \quad (3.64a)$$

$$\tau_n^{\parallel} = \frac{\tau_{n-1}^{\parallel} t_{n+1,n}^{\parallel} e^{\pm j\phi_n}}{1 + \tau_{n-1}^{\parallel} r_{n+1,n}^{\parallel} e^{\pm 2j\phi_n}} \quad (3.64b)$$

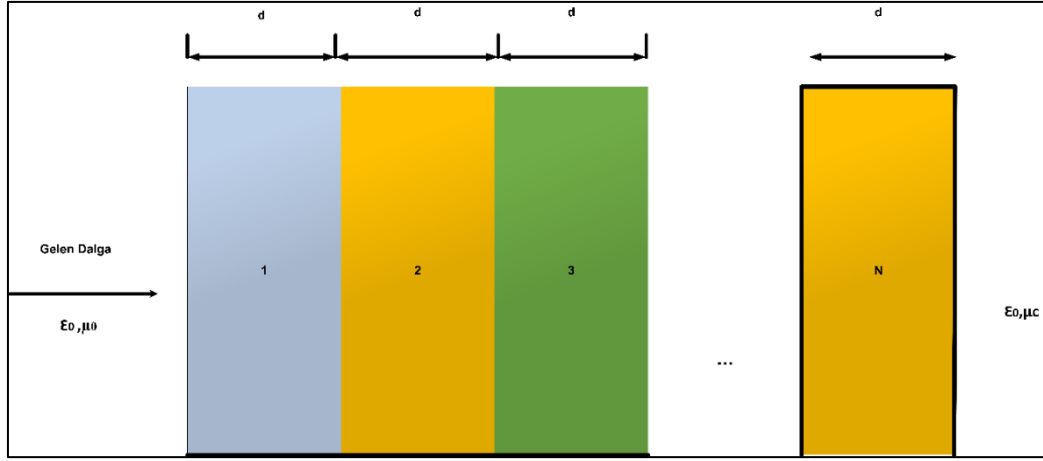
Burada, ϕ_n , n'inci katmana karşılık gelen fazı temsil eder. Yukarıdaki " $\pm$ " da "+" metamalzeme ve "-" dielektrik ortam içindir. Katman kalınlığı aynı veya farklı olabilir. Katmanların arayüzündeki yansıma ve iletim katsayıları (r, t) Eş. 3.65 ve Eş. 3.66 kullanılarak elde edilebilir.

$$r_{ij}^{\perp} = \frac{k_j \cos \theta_i - k_i \cos \theta_j}{k_j \cos \theta_i + k_i \cos \theta_j} \quad (3.65)$$

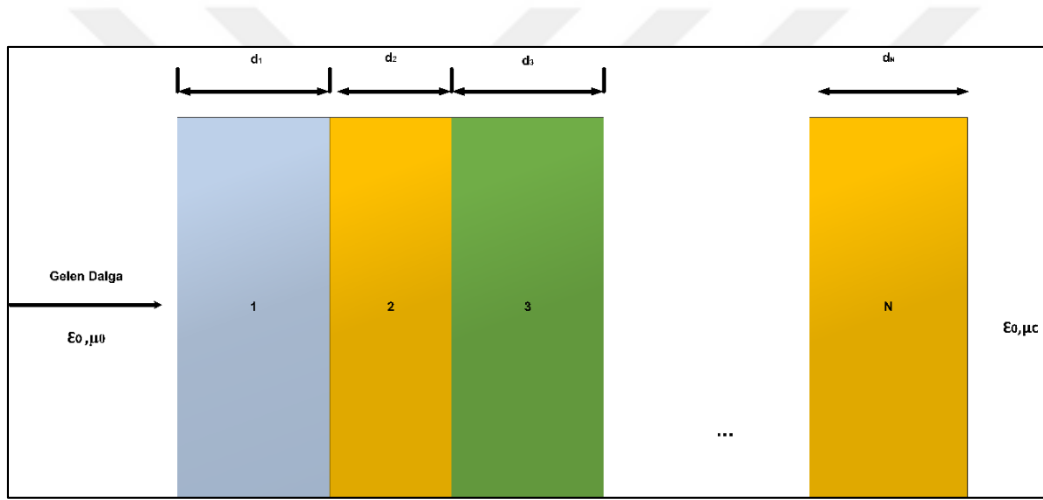
$$t_{ij}^{\perp} = \frac{2k_j \cos \theta_i}{k_j \cos \theta_i + k_i \cos \theta_j} \quad (3.66)$$

İki benzer dielektrik ortam arasında yer alan, eşit kalınlığa sahip N katmandan oluşan çok katmanlı bir yapının şeması Şekil 3.7'de gösterilmektedir.

Bir dielektrik ve metamalzeme kombinasyonundan oluşan çok katmanlı ortam veya farklı metamalzemeler, katmanların kurucu parametrelerine bağlı olarak farklı şekilde davranır. Bu özellikler, yüksek yansımali veya sıfır yansımali kaplamaların tasarımı ve geliştirilmesi için araştırılabilir [92, 93]. Şekil 3.8'de gösterilen iki dielektrik yarı sonsuz ortam arasına farklı kalınlıklara $d_1, d_2, d_3 \dots d_N$ sahip N katmandan oluşan çok katmanlı bir yapı yerleştirilmiştir.



Şekil 3.7. Havada gömülü aynı kalınlığa sahip dielektrik plakalar



Şekil 3.8. Havada gömülü farklı kalınlıklarda dielektrik plakalar

3.4. Dielektriklerden Oluşan Yansıma Önleyici Kaplamalar

Geleneksel kaplamalar, kısmi ve tam yansıtıcılar olarak işlev gören ince metalik filmler ve Fabry-Perot tipi veya ince film girişimine dayanan dalga boyu ölçeğinde dielektrik filmlerin bir kombinasyonunu içerir. Bu geleneksel optik ince filmlerin Fabry-Perot etkisi, şeffaf dielektrik katmanlar içinde kademeli birikim tarafından kontrol edilerek optik faz farkına bağlı olarak, yapıcı veya yıkıcı girişim ile sonuçlanır. Oldukça ince, yüksek düzeyde soğurucu dielektrik filmin kalınlığı, dielektrik ortam içinde yayılan ışığın dalga boyunun dörtte birinden çok daha azdır. Işık soğurucu, yüksek düzeyde absorbe eden dielektrikler içindeki optik zayıflamadan dolayı arayüz faz kaymalarına atfedilebilir.

arasındaki uyumsuzluk tarafından belirlenir. Empedans farkı arttıkça yansıma daha büyük olur. İletilen dalga dielektrik boyunca yayılırken metalden mükemmel bir şekilde yansıtılır (mükemmel bir metal varsayılırsa) ve dielektrik-hava arayüzüne doğru geri yayılır. Buna karşılık, dielektriğin dış yüzeyinde başlangıçta yansıtılan dalga enerjisinin aynı oranda, dielektrik-hava sınırında içsel olarak yansıtılır, geri kalanı havaya geri döner. Havaya geri dönen dalga daha sonra hava-dielektrik arayüzünde başlangıçta yansıyan dalgayı engeller. Bu işlem, optik boşluklar içindeki iki arayüz arasında, her bağlanmada bir miktar ışık sızması ile tekrarlanır. Dielektrik yüzeyden yansıyan ışık, yansıma önleyici katmanlardan yansıyan ışıkla (hem yapıcı hem de yıkıcı olarak) etkileşir. Yıkıcı girişim etkileri, dielektrik film tarafından oluşturulan optik boşluklar içindeki iki arayüz arasındaki ışığın çoklu yansımalarının olası faz terslenmesine ve iki ışın arasındaki optik yol farkına (OPD) dayanır. Bu faz tersine çevrilmesi durumu, metal plakanın mükemmel bir elektriksel iletkenlik oluşturması ve -1 yansıma katsayısına sahip olması nedeniyle ortaya çıkar. Bu durumda, yansıma üzerine π radyanlık bir faz değişikliğine neden olur. Metal üzerine kaplanmış bir dielektrik filmin sıfır yansıması için gerekli kalınlık ve kırılma indisi, bir metal üzerinde tek bir dielektrik filminden ışığın yansıması için Fresnel formülü kullanılarak elde edilebilir.

Mükemmel bir iletken üzerine kaplanmış, kırılma indisi 'n' olan şeffaf bir malzemenin çeyrek dalga boyunda yansıma önleyici kaplaması için serbest uzay dalga boyu λ_0 olan kaplama üzerine düşen malzeme ve ışık, minimum yansımaya neden olan 'd' kalınlığı Eş. 3.68'den hesaplanır.

$$\delta = \frac{2\pi nd}{\lambda_0} \quad (3.68)$$

Eş. 3.68'e göre, $nd = \lambda_0/4$ olduğunda tek bir dielektrik arayüz için sıfır yansıma koşulunu sağlar. Bu tür soğurucularda, yığın katmanının elektriksel ve manyetik geçirgenliğinin değerine değil, bunun yerine uygun kalınlıkta ince bir film aracılığıyla çoklu yansımaların yıkıcı girişimine bağlı olduğuna dikkat etmek önemlidir.



4. METAMALZEMELERİN SAYISAL MODELLEMESİ

4.1. Giriş

Sayısal yaklaşımlar, metamalzemelerin tasarımı ve analizi için büyük bir öneme sahiptir. Genel olarak, elektromanyetik dalga problemlerinin simülasyonu için sayısal yaklaşımlar, frekans alanı ve zaman alanı olarak sınıflandırılabilir. Frekans alanı yöntemleri, Maxwell'in denklemlerini yalnızca belirli bir frekans için çözebilir ve simülasyonun her frekans için tekrarlanmasını gerektirir. Dolayısıyla, geniş bir frekans spektrumunda istenilen aygıtları simüle etmek için uygun değildir. Ayrıca, doğrusal olmayan malzemelerin frekans alanında modellenmesi zordur ve bu malzemelerin dielektrik fonksiyonundaki süreksizliklerin zayıf yakınsamaya neden olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Buna rağmen bu yöntem, frekans alanındaki simülasyonlar için birkaç frekansta yanıt gerektirmesi nedeniyle daha hızlı olmasının yanı sıra metal vb. malzemelerin frekansa bağlı özelliklerinden dolayı daha doğru ve kararlı sonuçlar üretir. En önemli frekans alanı yöntemleri Sonlu Eleman Yöntemi (FEM) ve Momentler Yöntemi (MOM)'dir.

Sonlu eleman yöntemi (FEM), sınır değeri problemlerine yaklaşık çözümler elde etmek için kullanılan sayısal bir tekniktir. Yöntemin ilk matematiksel uygulaması 1943'te Courant [94] tarafından sağlanmasına rağmen, yöntem 1968'e kadar EM problemlere uygulanmamıştır. O zamandan beri bu yöntem, dalga kılavuzu problemleri, elektrik makineleri, yarıiletken cihazlar, mikroşeritler ve EM radyasyonunun biyolojik nesneler tarafından soğurma gibi çeşitli alanlarda kullanılmaktadır.

FEM, karmaşık geometrileri ve homojen olmayan ortamları içeren problemleri ele almak için güçlü ve çok yönlü bir sayısal tekniktir. FEM'in temel prensibi, sürekli bir alanın bilinmeyen fonksiyonunun, basit enterpolasyon yöntemiyle hesaplandığı birkaç alt alan fonksiyonu ile değiştirmektir. Bu durumda da, varyasyonel bir formülasyon uygulanarak cebirsel denklem sistemi elde edilir. Bu sınır değeri problemi, lineer denklem sistemi doğrudan veya tekrarlanan denklem hesaplamaları kullanılarak çözülür. Sonlu elemanlar, basit geometrik alt alanlar üzerinde parçalı polinom fonksiyonları kullanılarak oluşturulur. Bunlar, iki boyutlu bir alan için dikdörtgenler ve üçgenler ve üç boyutlu bir çözüm için dörtyüzlü, altı yüzlü ve prizmalar olabilir.

FEM'in en büyük avantajı, yapılandırılmamış bir gride dayanması ve dolayısıyla süreksiz ortam parametreleri ile eğrisel geometrileri modellemek için geometrik olarak çok yüksek bir esneklik sağlamasıdır [95]. Bununla birlikte, yapılandırılmamış ağlarda FEM ayrıştırması, bilinmeyenlerin sayısı bakımından büyük depolama gereksinimi gerektirir. Bu da, uygun bir çözücü bulmada zorluklara neden olur. Diğer bir dezavantajı ise, lineer denklem sisteminin matrisi büyük bir koşul sayısına sahip olması nedeniyle zamana bağlı harmonik Maxwell denklemlerinin ayrıklaştırılmasındaki zorluğudur. Öte yandan, çoklu ağ gibi hızlı yinelemeli çözücüler, optik aralıktaki yüksek frekanslı Maxwell denklemleri için başarısız olmaktadır. Yine de FEM simülasyon yöntemi, rastgele şekillendirilmiş 3D yapıları analiz etmek için kullanılabilmesi ve katmanlı bir yığınla sınırlı olmaması nedeniyle MoM'a göre avantaja sahip gerçek bir 3D alan çözücüdür.

MoM yöntemi ise frekans alanındaki üç boyutlu iletken nesnelerin dalga saçılımını çözmek için popüler bir sayısal tekniktir. MOM'un EM'de kullanımı Richmond'un 1965'teki ve Harrington'un [96] 1967'deki çalışmalarından bu yana popüler hale gelmiştir. Yöntem, radyasyon, saçılma problemleri, mikroşeritlerin ve kayıplı yapıların analizi, homojen olmayan bir yüzey üzerinde yayılma ve anten ışıması modeli gibi çok çeşitli ilgi çekici EM sorunlarına başarıyla uygulanmıştır. Yöntemin güncellenmiş bir incelemesi, Ney [97] tarafından yazılan bir makalede yer alır. MOM ile ilgili literatür oldukça kapsamlı olup, Adams [98] tarafından ise bunun bir kısmına ayrıntılı olarak çalışılmıştır.

MOM, $L \cdot \emptyset = g$ denklemini için genel bir yöntemdir. Burada L , diferansiyel, integral veya integro-diferansiyel olabilen bir operatördür, g bilinen uyarma veya kaynak fonksiyonudur ve $\emptyset$ bilinmeyen fonksiyondur. Kısmi bir diferansiyel denklemden integral denklemlerini elde etmenin daha sistematik yolu, bir EM problem için Green fonksiyonları olarak bilinen bir yardımcı fonksiyon oluşturmaktır [99-102]. Bu sayede, kısmi bir diferansiyel denklemde, kaynak fonksiyonunu (g) elde etmek mümkündür. Başka bir deyişle, homojen olmayan problemi homojen bir probleme indirgeyerek homojen olmayan sınır değeri problemlerini çözmek için alternatif bir yaklaşım sağlar. Fakat yöntem, Green fonksiyonlarının ve çift integrallerin dikkatli bir şekilde değerlendirilmesini gerektirdiği için EM simülasyon yöntemlerinin uygulanması en zor yöntemlerden biridir.

MoM tekniğinin temel pratik avantajı, metal yüzeyler üzerindeki akım dağılımının temel bilinmeyenler olarak ortaya çıkması nedeniyle, yalnızca simüle edilen yapıdaki metal ara

bağlantıların ayrıklaştırılması (ağ/mesh) yapılmasıdır. "Düzlemsel" MoM ağı, FEM FDTD simülasyonu ile karşılaştırıldığında gereken eşdeğer "3D hacim" ağından çok daha basit ve daha küçüktür. Bu nedenle, etkili bir MoM ağı (ağ hücreleri yalnızca metal ara bağlantılarda oluşturulur) tipik olarak dikdörtgenler, üçgenler ve dörtgen şekilli ağ hücrelerinden oluşturulabilir.

Buna karşılık, zaman alanı teknikleri, tek bir simülasyonla Maxwell'in tüm frekans spektrumu için denklemlerini çözer. Fourier dönüşümünü uygulayarak EM alan bileşenlerinin zamanla değişen yanıtına karşılık gelen frekans alanı miktarları elde edilebilir. Zaman alanı teknikleri, doğrusal olmayan problemleri çözmek ve doğrusal olmayan malzemeleri modellemek için de uygundur.

Fakat bu yöntemler özellikle büyük ve karmaşık elektromanyetik problemler düşünüldüğünde kolayca kararsız hale gelebilir. En yaygın olarak kullanılan zaman etki alanı yöntemleri, Sonlu Fark Zaman Alanı (FDTD), Sonlu İntegral Yöntemi (FIM) ve İletim Hattı Yöntemleridir (TLM).

TLM, iletim çizgisi matrisi yöntemi olarak bilinir, eşdeğer devreyi kullanarak alan problemlerini çözmek için sayısal bir tekniktir. Karmaşık bir elektrik sistemini basit bir eşdeğer devre ile gösterme fikri Kirchhoff ve Helmholtz'e kadar uzanmaktadır. Park'ın [103], Kron'un [104, 105] ve Schwinger'in [106, 107] çalışmalarının bir sonucu olarak, eşdeğer devrelerin gücü ve esnekliği mühendisler için daha açık hale gelmiştir. Bu fikrin, orijinal olarak Johns [108] 'dan kaynaklanan saçılma problemlerine son uygulamaları, yöntemi daha popüler ve çekici hale getirmiştir.

TLM, sürekli iki telli iletim hatlarının ağ (mesh) üzerinde Maxwell denklemleri ile gerilim ve akım denklemleri arasındaki eşitliğe dayanmaktadır. Bu yöntemin temel özelliği, geniş bir uygulama yelpazesi için formülasyon ve programlamanın basitliğidir. Toplu ağ modeli ile karşılaştırıldığında, iletim hattı modeli daha geneldir ve geometrik süreksizliklerin iletim ve yansıma özelliklerinin toplu olarak kabul edilemediği yüksek frekanslarda daha iyi performans gösterir [106]. Diğer sayısal teknikler gibi, TLM yöntemi de bir ayrıklaştırma sürecidir. Matematiksel ayrıklaştırma yaklaşımları olan sonlu fark ve sonlu eleman yöntemleri gibi diğer yöntemlerin aksine, TLM fiziksel bir ayrıklaştırma yaklaşımıdır. TLM yöntemi, çözüm bölgesinin dikdörtgen bir iletim hatları ağına bölünmesini içerir. Hatları

oluşturan empedans süreksizliklerini geçtiği yerlerde eklemler oluşturulur. İletim hattı denklemleri ile Maxwell denklemleri arasındaki bir karşılaştırma, çözüm bölgesindeki hatlar ve elektromanyetik alanlar üzerindeki voltajlar ve akımlar arasında eşdeğerliklerin çizilmesine izin verir. Bu sayede alan problemini eşdeğer ağ ile değiştirerek ve alan ile ağ miktarları arasında benzerlik kurmak suretiyle eşdeğer ağı yinelemeli yöntemlerle çözer.

TLM yöntemi, birbirine bağlı iletim hatlarını kullanan Huygens'in prensibine dayalı fiziksel bir model iken, FDTD, doğrudan Maxwell denklemlerine dayanan yaklaşık bir matematiksel modeldir. İki boyutlu TLM'de, manyetik ve elektrik alan bileşenleri uzay ve zaman açısından aynı konumda bulunurken, karşılık gelen iki boyutlu FDTD hücresinde, manyetik ve elektrik alan bileşenlerine göre uzay ve zamanda yarım aralıkla kaydırılır. Yee'nin FDTD'sindeki elektrik ve manyetik alan bileşenleri arasındaki bu yer değiştirme nedeniyle Chen ve ark. [110] yeni bir FDTD türetmiş ve yeni FDTD formülasyonunun TLM yönteminde kullanılan simetrik yoğunlaştırılmış düğüm modeline tam olarak eşdeğer olduğunu göstermiştir. Bu, TLM algoritmasının FDTD biçiminde ya da tam tersi şekilde formüle edilebileceği anlamına gelir. Bununla birlikte, her iki algoritma da benzersiz avantajlara sahiptir. FDTD modeli, daha basit bir algoritmaya sahipken, TLM'nin sınırların modellenmesinde ve çözüm bölgesinin bölümlenmesinde belirli avantajları vardır. TLM ve FDTD için dağılım ilişkileri 2D için aynıdır ancak 3D problemler için farklıdır. FDTD, aynı koşullar altında eşdeğer TLM programı tarafından harcanan CPU süresinin yarısından daha azını gerektirmektedir.

FIM ise ilk olarak 1977'de Thomas Weiland tarafından [109] tanıtılmış ve o zamandan beri farklı elektromanyetik dalga problemlerini çözmek için uygulanmıştır. FIM'in ayrıklaştırma yöntemi, homojen ortam için FDTD yöntemine benzer. Bununla birlikte, FIM, Maxwell denklemlerini integral formlarında lineer bir denklem sistemine dönüştürür. Bu teknik, farklı ortamlar arasındaki arayüzleri daha doğru bir şekilde ele alır. Ayrıca, geometrik modellemede esnek olup, kavisli sınırları ve karmaşık şekiller için daha kolay uygulanabilir.

FIM, basit uygulama ve verimli paralel hesaplama gibi FDTD yöntemiyle aynı avantajların çoğuna sahiptir. Ayrıca bazı FDTD dezavantajlarını da telafi eder. Maxwell denklemleri için sonlu hacim tipi ayrıklaştırma, Faraday'ın tüm alan yasası ve her ayrıklaştırma hücresi denklemleri üzerinde uygulanır. Bu anlamda, FIM homojen olmayan bir ortamda ayrık alanların korunma özelliklerini kanıtlamaya izin verir. FDTD yöntemine benzer şekilde,

FIM'in en yaygın dezavantajı, karmaşık ve ortogonal olmayan yapılar ayrıklaştırıldığında esnek olan Yee Kartezyen ağıının kullanılmasıdır.

FDTD gibi, FIM'in formülasyonunun en büyük dezavantajı, ağ boyutunun zaman adımına bağımlılığıdır. Özellikle, bu dezavantaj çok küçük ağ boyutunun gerekli olduğu litografi simülasyonu ve bazı uygulamalar için geçerlidir. Bu durumda, zaman adımı önemli ölçüde küçük hale gelir ve bu da daha yüksek bir simülasyon süresi ile sonuçlanır. FIM yöntemi, akustik dalga problemlerini çözmek için kullanımının yanı sıra, elektromanyetik problemlerdeki en iyi bilinen uygulamalar arasında çok çeşitli saçılma problemleri, radyo frekansı ve mikrodalga simülasyonu, manyetik cihazlar, dielektrik rezonatörler, insan vücudundaki EM alan, dağıtıcı ortam ve güneş pilleri bulunmaktadır.

Yukarıda anlatılan yöntemler göz önüne alındığında, FIM ve FDTD benzer yaklaşımlar olmasına rağmen aralarındaki fark, yapı boyunca dalgaların yayılması için kullanılan yoldur. FDTD tek boyutlu denklemler kullanır ve her hücre için tek tek işlemler gerçekleştirirken, FIM, tüm denklemleri aynı anda çözmek için matris operatörlerini kullanır. FIM zamanlı alan formülasyonu ve FDTD, zaman algoritmaları üzerinde ilerlemeye dayanır. Hücreler aynı boyutlara ve malzeme özelliklerine sahip olmadığında FIM kullanılmalıdır. FIM'de, çok sayıda hücre aynı boyutlara ve malzeme özelliklerine sahip olduğunda gereksiz verileri depolar. FDTD formülasyonu ise, tek tip olmayan ağlar ve homojen olmayan malzemeler için oldukça zor olabilir.

FDTD'nin temeli, 1966'da Yee tarafından atılmıştır [111]. Yee, Maxwell denklemlerinin hem diferansiyel hem de integral formlarının temsil edilmesini sağlayan, elektrik ve manyetik alanların vektör bileşenlerinin uzamsal örnekleme için geometrik bir ilişki seçmiştir. FEM gibi, FDTD, simülasyon yöntemi de rastgele şekilli 3D yapıları analiz etmek için kullanılabilen gerçek bir 3D alan çözücüdür. MoM ve FEM algoritmaları Maxwell denklemlerini bir matris çözümü yoluyla örtük olarak çözerken, FDTD algoritmaları Maxwell denklemlerini tamamen açık bir şekilde çözer. Yee'nin makalesinde önerdiği gibi FDTD algoritması, hem zaman hem de uzay açısından ikinci dereceden doğrudur. Ayrıca, bu algoritmada sayısal dağılım etkileri, dalga boyuna kıyasla yeterince küçük olan, yaklaşık olarak $\lambda/20$ veya $\lambda/30$ bir hücre boyutu kullanılarak azaltılabilir.

Zaman alanlı analizin bu avantajları göz önüne alındığında FDTD, geometrik esnekliği ve matris içermeyen yapısı nedeniyle, nanopartikül zincirlerinde plazmon rezonansları ve enerji taşınmasını modellemek için uygundur. FDTD, nanosferler, nanoellipsoidler, nanorodlar, nanosilindirler, nanoküpler, nanoholler ve nano kabuklar dahil olmak üzere çeşitli yapıları analiz etmek için başarıyla kullanılmıştır.

Metamalzemelerin analizinde ise yapının boyutuna ve geometrisine bağlı olarak, geniş bir frekans aralığında yapıyı modellemek zor olmasına rağmen bu yapıların, doğru ve verimli modellenmesi için, FDTD yönteminin en etkili sayısal yöntemlerden biri olduğu kanıtlanmıştır. Bu yöntem, Maxwell'in zamana bağlı rotasyonel (curl) denklemlerini, ayırklaştırmak için sonlu farklar kullanarak doğrudan çözmek için esnek bir yol sunduğu ve sayısal olarak uygulanması basit olduğu için yaygın olarak kullanılmaktadır.

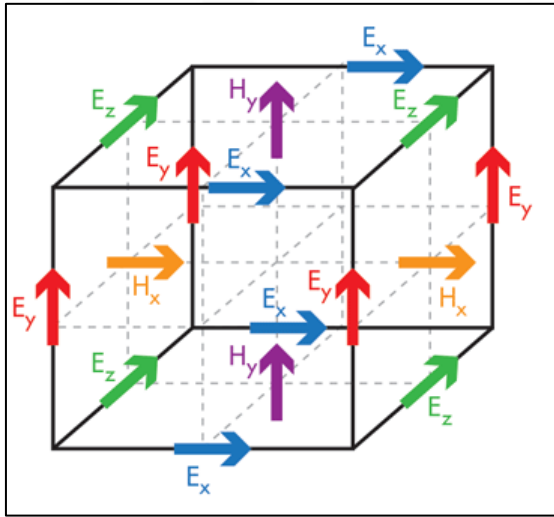
Bu tezde EM metamalzemelerin hızlı, güvenilir ve doğru karakterizasyonunu sağlamak amacıyla KÖ frekanslarda metamalzemelerin karakterize edilmesi ve optimize edilmesi için FDTD yöntemine dayanan Lumerical Solutions kullanılmıştır. Bu yazılım, elektrodinamik problemlerin ayırık bir alanda çözülmesini sağlar. Bununla birlikte, Lumerical'da kullanacağımız optimizasyon algoritmaları, istenilen frekans bölgesinde, maksimum soğurma, minimum soğurma, bant genişliği vb. parametreleri elde etmek amacıyla ve mükemmel soğurucu bir yapıyı hızlı bir şekilde tasarlamak için uygulanmıştır.

4.2. Yee'nin FDTD Algoritmasının Formülasyonları

Matematiksel açıdan, Yee algoritması, tek başına elektrik alan (veya manyetik alan) için dalga denklemini çözmek yerine, Bölüm 2'de verilen Maxwell'in rotasyonel denklemlerinin birleştirilmiş formunu kullanarak zaman ve uzayda aynı anda hem elektrik hem de manyetik alanlarla ilgilenir. 2D kısmi diferansiyel denklem sistemi ise, rastgele üç boyutlu nesnelerle EM dalga etkileşimlerini modellemek için FDTD sayısal algoritmanın temelini oluşturur. Yee'nin FDTD şeması, Maxwell'in rotasyonel denklemlerini, zaman ve uzay birinci dereceden kısmi türevleri merkezi farklarla yakınsaklaştırılarak ve ardından bir sıçramalı deneme (leapfrog) şeması kullanarak elde edilen denklemleri çözerek ayırır.

4.2.1. Yee'nin ortogonal örgüsü

Yee'nin algoritması, $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ bileşenlerinin ağ çizgilerinin ve yüzeylerinin merkezlerine konumlandırır. Öyle ki, her $\vec{E}$ bileşeni dört $\vec{H}$ bileşeniyle çevrelenir ve bunun tersi de geçerlidir. Bu, üç boyutlu uzayın birbirine bağlı Faraday yasası dizileri ve Ampere yasası eğrileri tarafından doldurulan basit bir resmini sağlar. Böylelikle, $\vec{H}$ döngülerine bağlanan yer değiştirme akımı akısı ile ilişkili $\vec{E}$ bileşenlerini belirlemek mümkündür ve buna uygun olarak, manyetik akı ile ilişkili $\vec{H}$ bileşenleri, Şekil 4.1'de gösterildiği gibi $\vec{E}$ döngülerine bağlanır.



Şekil 4.1. Yee'nin uzaysal ağı

Elektrik veya manyetik akım kaynakları olmayan, ancak elektrik veya manyetik alan enerjisini soğuran malzemelere sahip olabilecek bir uzay bölgesi düşünelim. Zamana bağlı Maxwell denklemleri, diferansiyel formlarda şu şekilde verilir:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} - \sigma^* \vec{H} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{H} - \sigma^* \vec{E} \quad (4.2)$$

Eş. 2.7 ve Eş. 2.9 'u, Eş. 4.1 ve Eş. 4.2'de yerine koyarak, Maxwell'in rotasyonel denklemlerini doğrusal, izotropik, dağıtıcı olmayan malzemeler için aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{E} - \frac{1}{\mu} \sigma^* \vec{H} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{H} - \frac{1}{\mu} \sigma^* \vec{E} \quad (4.4)$$

Eş. 4.3 ve Eş. 4.4, zamanla değişen bir manyetik alan, dolaşan (veya kıvrılan) bir elektrik alanını indükler ve bunun tersi de geçerlidir. Bu özellik nedeniyle, denklemleri ayırmak ve sayısal olarak çözülebilir hale getirmek için sonlu farklar yaklaşımını kullanabiliriz. Sonlu fark yaklaşımlarından sonra Eş. 4.3 ve Eş. 4.4 denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$H_{x,i,j,k}^{n+1} = H_{x,i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left[\frac{E_{y,i,j,k}^n - E_{y,i,j,k-1}^n}{\Delta z} \right] - \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left[\frac{E_{z,i,j,k}^n - E_{z,i,j-1,k}^n}{\Delta y} \right] \quad (4.5)$$

$$H_{y,i,j,k}^{n+1} = H_{y,i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left[\frac{E_{z,i,j,k}^n - E_{z,i-1,j,k}^n}{\Delta x} \right] - \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left[\frac{E_{x,i,j,k}^n - E_{x,i,j,k-1}^n}{\Delta z} \right] \quad (4.6)$$

$$H_{z,i,j,k}^{n+1} = H_{z,i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left[\frac{E_{x,i,j,k}^n - E_{x,i,j-1,k}^n}{\Delta y} \right] - \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left[\frac{E_{y,i,j,k}^n - E_{y,i-1,j,k}^n}{\Delta x} \right] \quad (4.7)$$

$$E_{x,i,j,k}^{n+1} = E_{x,i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j,k}} \left[\frac{H_{z,i,j+1,k}^n - H_{z,i,j,k}^n}{\Delta y} \right] - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left[\frac{H_{y,i,j,k+1}^n - H_{y,i,j,k}^n}{\Delta z} \right] \quad (4.8)$$

$$E_{y,i,j,k}^{n+1} = E_{y,i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left[\frac{H_{x,i,j,k+1}^n - H_{x,i,j,k}^n}{\Delta z} \right] - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left[\frac{H_{z,i+1,j,k}^n - H_{z,i,j,k}^n}{\Delta x} \right] \quad (4.9)$$

$$E_{z,i,j,k}^{n+1} = E_{z,i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left[\frac{H_{y,i,j,k+1}^n - H_{y,i,j,k}^n}{\Delta y} \right] - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left[\frac{H_{x,i,j+1,k}^n - H_{x,i,j,k}^n}{\Delta y} \right] \quad (4.10)$$

Bu denklemler, sırasıyla geçmiş hesaplanmış değerlerinden gelecekteki elektrik ve manyetik alanları günceller. Rotasyonel terimleri, matris çözümlerini 1D, 2D veya 3D çözerek cebirsel terimlere basitleştirilebilir.

i, j, k indisleri, x, y, z eksenini boyunca uzamsal ayrıklık Δx , Δy , Δz 'den hesaplanır:

$$i = \frac{x}{\Delta x}, \quad x = i\Delta x \quad (4.11)$$

$$j = \frac{y}{\Delta y}, \quad y = j\Delta y \quad (4.12)$$

$$k = \frac{z}{\Delta z}, \quad z = k\Delta z \quad (4.13)$$

Benzer şekilde, denklemdeki kırılma indisi (n) , zaman boyutundaki zamansal ayrıklıktan (Δt) hesaplanır.

$$n = \frac{t}{\Delta t}, \quad t = n\Delta t \quad (4.14)$$

FDTD algoritmasının ilk adımı, alan değerlerini belirlemektir. Bu genellikle tüm değişken değerlerinin sıfırlanmasını içerir. Ardından, kaynak sinyalinin güncellenmesi gerekir. Kaynak, bir akım veya voltaj dağılımı, bir manyetik veya elektrik alan, hatta bir EM dalga olabilir. İlk olarak, denklem Eş. 4.5 ile Eş. 4.7, önceki zaman adımlarından hesaplanan $\vec{E}$ elektrik alan değerlerinden, manyetik alan $\vec{H}$ 'nin değerlerini güncellemek için kullanılır. İkinci olarak, denklem Eş. 4.8 ile Eş. 4.10, önceki adımdan hesaplanan $\vec{H}$ manyetik alan değerlerinden, elektrik alan $\vec{E}$ değerlerini güncellemek için kullanılır. Bir sonraki adım ise, bir sınır koşulunu, bir kararlılık koşulunu veya FDTD ağının sonlandırılmasını kontrol etmektir. FDTD ağı (mesh) bitiş noktasına ulaşmadıysa, zaman adımı artırılacak ve FDTD algoritması, kaynak sinyalin değerlerini ve manyetik alanın değerlerini güncelleyerek devam edecektir. Bu süreç iteratif olup, özyinelemeli bir algoritma aracılığıyla yapılabilir.

Koordinatlara bağlı elektriksel ve manyetik geçirgenlik, metalik bölgelerdeki dağılma modelleri için de kullanılır. Bu alan merkezli yaklaşım, izotropik ortamda hücre merkezli yaklaşıma göre geçirgenlik için üç kat daha fazla bilinmeyen gerektirse de, malzeme sınırlarına uyma konusunda daha iyi bir sonuç verir ve dolayısıyla FDTD'nin merdiven (staircase) oluşturma hatasını azaltır.

FDTD yönteminin performansını ciddi şekilde etkileyebilecek ve hatalı sonuçlara yol açabilecek bir diğer önemli husus ise kararlılıktır. Eş. 4.11- Eş.4.13 arasındaki denklemler, FDTD şemasının zaman ve uzay ayrılmasını gösterir. Simülasyonun doğru çalışması için Courant Friedrichs Lewy (CFL) stabilite koşulunu karşılamaları gerekir. Bu nedenle, sayısal analizimizde, metamalzeme yapısı bir hesaplama penceresi çerçevesinde bulunur. Hesaplama penceresi üç boyutlu bir grid ile bölünmüştür ve Yee hücresi adı verilen bu gridlerin boyutları, Δx , Δy , Δz , bir komşudan diğerine büyük ölçüde değişmeyecek kadar küçüktür. Üç boyutta kararlı yakınsayan bir çözüm için CFL kararlılık koşulları eşitsizlikle verilir:

$$\sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2} > \vartheta \Delta t = \sqrt{\frac{1}{\epsilon \mu}} x \Delta t \quad (4.15)$$

ϑ , ortamdaki EM sinyalin yayılma hızıdır. Düzgün uzaysal ayrıklaştırma için: $\Delta s = \Delta x = \Delta y = \Delta z$. Uzay ayrımı, sinyalin dalga boyunun λ bir kısmıdır ve $\Delta s = \lambda/X$ 'e eşittir. X ne kadar büyükse simülasyon o kadar hassas olur, ancak daha fazla hesaplama kaynağına ihtiyaç duyulur. Dolayısıyla, Eş. 4.15'de zamansal ayrılığın üst sınırı:

$$\Delta t = \frac{\Delta s}{\sqrt{3}\vartheta} = \frac{\lambda}{X\sqrt{3}\vartheta} = \frac{1}{\sqrt{3}Xf} \quad (4.16)$$

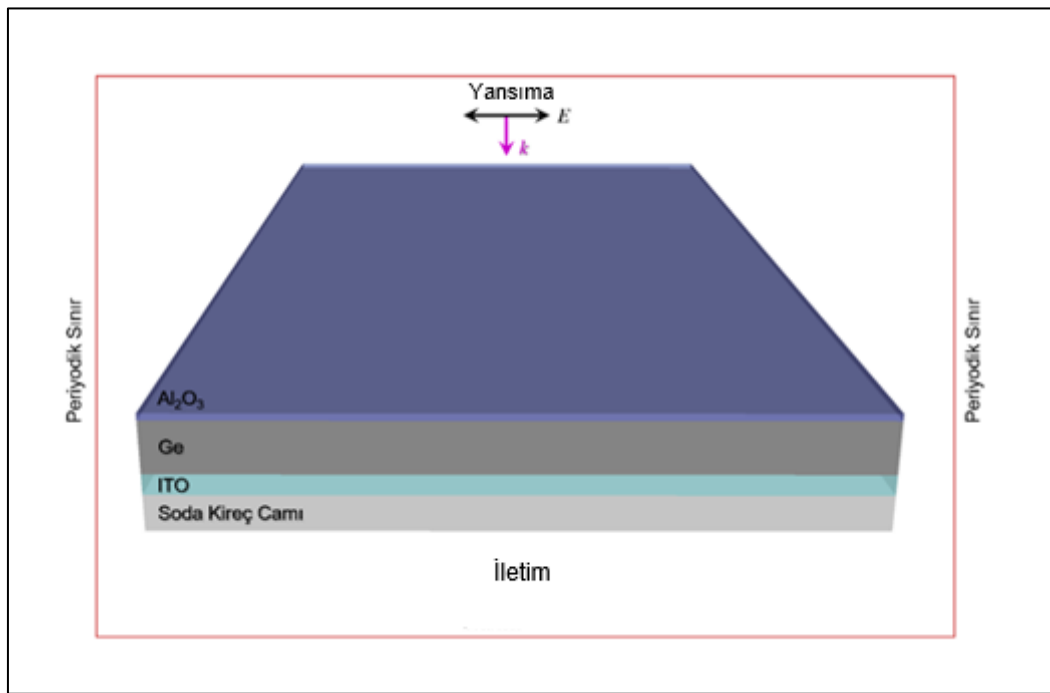
Burada, f sinyalin frekansıdır. Eş. 4.16, FDTD konseptinde zamansal ve uzaysal ayrıklık arasında orantılı bir bağımlılık olduğunu gösterir.

4.3. Soğurma ve Dispersiyon Karakteristiklerinin Sayısal Analizi

FDTD simülasyon aracı Lumerical, metamalzemelerin EM alan profilini ve çalışılan aygıtların KÖ frekanslarda soğurma spektrumlarını araştırmak için kullanılır. Bu çalışmada soğurma ve dağılım analizi için kullanılan tipik simülasyon Şekil 4.2'de gösterilmektedir. Soğurma çalışmaları için, modlar geniş bantlı bir düzlem dalga kaynağıyla uyarılırken, dağılım hesaplamaları için bir çift kutup kaynağı kullanılmıştır. Her iki durumda da, polarizasyon yapının düzlemine diktir. Daha uzun zamansal darbe genişliği daha dar bant

genişliği üreteceğinden, kaynak bant genişliği, araştırılan yapılara ve hedeflenen spektruma göre seğilmiştir.

Simülasyonda, yansırma ve iletim monitörleri, soğurma spektrumlarını hesaplamak için aygıtların üstüne ve altına yerleştirilmiş ve uyarım spektrumunu hesaplamak için kanalın etrafına bir elektrik alan monitörü yerleştirilmiştir. Periyodik Bloch sınır koşulları, yapıyı etkili bir şekilde çalışılan aygıtların sonsuz bir dizisine dönüştürmek için aygıtın her iki tarafına uygulanmıştır.



şekil 4.2. Soğurma ve dağılım hesaplamaları için FDTD simülasyonundan ekran görüntüleri

Yapı, bir SKC alttaş üzerine biriktirilmiş 3 katman içerir. Alt katman, ışığı boşluğa geri yansıtan ideal bir ayna görevi gören 120 nm ITO bir kaplamadır. Yapı, 300 nm bir Ge katmanının arasına sıkıştırılmış ve en üstte bulunan 250 nm Al_2O_3 katmanının simetrik bir tasarımıdır. x ve y eksenleri periyodik sınırlarla çevrilirken, z ekseninde PML sınır koşulu kullanılmıştır. Bu sınır koşulu, istenmeyen dağınık EM dalgalarının simülasyon bölgesine geri dönmesini önlemek mümkündür. st ve alt sınırlar, her biri en uzun dalga boyunun en az yarısını ayıran soğurucu katmandır. Yapı, geniş bantlı bir kaynak tarafından aydınlatılmıştır.

Dağılım çalışmalarında ise veriler, Bloch sınır koşullarına eklenen birkaç farklı k vektörü için kaydedilmiş ve en büyük k vektörü birim hücrenin karşılıklı örgünün yarısına karşılık gelmektedir. Gelen dalga spektrumu geniş KÖ aralığını kapsayacak şekilde seçilmiştir. Her bir simülasyon için elektrik alan profilleri, her bir frekansta ve momentum değerinde toplam elektrik alanını hesaplamak için çıkarılmış ve özel bir kodla bir grafik üzerinde haritalanmıştır. Periyodik sınır koşullarının kullanılması nedeniyle, sunulan sonuçların burada açıklanan birim hücrenin sonsuz dizisi için olduğuna dikkat edilmelidir.

4.4. Sınır Koşulları

FDTD uzay ağı sonsuz olamaz ve sınırlı sayıda hücre ile sonlandırılması gerekir. Sayısal modellemede, ilgili birçok geometri, hesaplanan alanın uzamsal alanının bir veya daha fazla koordinat yönünde sınırsız olduğu "açık" bölgelerde tanımlanır. Bilgisayardaki veri depolama bellek boyutu ile sınırlı olduğundan, açık bölge problemini doğrudan ele almak mümkün değildir. FDTD uzamsal ağın kenarındaki farklı türden sınır koşullarını tanımlayan birçok yöntem mevcuttur. EM dalgalar mükemmel şekilde yansıtılabilir veya simülasyon alanının sonundan tamamen soğurulabilir. Dalgaları bir "ayna" gibi yansıtan sınır koşulları, FDTD uzay gridlerini çevreleyen basit bir Mükemmel Elektrik İletken (PEC) malzemesi ile oluşturulabilir. Sınır koşulları, program kodu ile uygulanması kolay ve esnek olup, küçük bir ek bellek ayırmayı gerektirir.

FDTD'de kullanılacak tüm bu parametrelerin yüksek hassasiyetle simülasyon sonuçları elde etmek için akılcıca seçilmesi gerekir. Bu alt bölümde, simülasyon bileşenlerinin gerçekleştirilen simülasyonlarda nasıl ayarlanabileceği anlatılmaktadır. İncelenecek spektral aralık tanımlandıktan sonra, Lumerical, seçilen spektral aralıkta tam bir yanıt için gerekli olan EM radyasyon darbesinin (süre, şekil) parametrelerini ayrıntılı olarak açıklar. Gelen radyasyon bir düzlem dalgası veya bir Gauss kirişi olabilir. Bu parametreler tanımlandıktan sonra, kullanıcı sistemin tüm elektromanyetik tepkisini kapsayacak kadar uzun, ancak simülasyon yürütme süresini sınırlamak için makul ölçüde kısa olan toplam simülasyon süresini seçer.

Monitörler, sistemin elektromanyetik davranışının gözlenmesi, alanların değerinin tespit edildiği Yee hücre monitörleri (2D yüzeyler), çizgiler (1D) veya noktalar (0D) içine yerleştirilerek gerçekleştirilir. Bu şekilde, yerel alanların spektral profilleri dışa aktarılabilir.

Ayrıca, doğru konumlandırılmış monitörler, gelen bir EM dalganın iletimi veya yansıması gibi sistemin makroskopik özelliklerinin hesaplanmasına izin verebilir.

Sistem tanımı ve ayırıklaştırma, morfoloji ve geometri açısından sistemin tasarımı Bilgisayar Destekli Tasarım (CAD), ortamında gerçekleştirilebilir. Nesnenin gerçek zamanlı üç boyutlu görselleştirilmesi, simüle edilmiş yapı üzerinde basit bir kontrol sağlar. Malzemeye gelince, tanımı genellikle yaygın malzemelerin çoğunun optik özelliklerini içeren bir veritabanına dayanır. Sistem tanımlandıktan sonra, uygun bir alan ayırıklığının seçilmesi gerekir. Yazılım, yüksek soğurma veya kırılma indisi değerlerine sahip malzemelerin uygunluğunda kalınlaştırılmış bir ağ ile, düzgün olmayan bir ayırıklaştırma sunar. Örgü, alanların güçlü bir şekilde değişmesi/süreksizliğinin beklendiği karmaşık yapılar içeren alanlarda araştırmayı derinleştirmek için modifiye edilebilir.

Sınır koşulları, simüle edilmiş hücre için sınır koşullarının tanımlanması (mutlaka sonlu büyüklükte) çok önemlidir. Bu bağlamda, periyodik sınır koşulları ve izole edilmiş nanoyapıların simülasyonu için uygun olan ve bir katman yerleştirmekten oluşan PML koşulları hücrenin yanlarında mükemmel soğurucu malzemeden olan birkaç seçenek seçilebilir. Seçilen sınır koşulları, sırasıyla bir düzlem dalga veya bir gauss kirişi olması gereken uyarılan kaynağın seçimini etkileyecektir. Bu sayede ortaya çıkan kusurların kırınım etkileri önlenecektir.

4.4.1. Mur'un soğurucu sınır koşulları (ABC'ler)

FDTD ağının kenarından yansıyan dalgaları tamamen ortadan kaldırmak için Soğurucu Sınır Koşulları (ABC) oluşturulabilir. ABC'ler diferansiyel denklemlerden türetilenler ve soğurucu malzemelerin kullanımına dayalı olmak üzere iki farklı kategoriye ayrılabilir. Birinci grupta en yaygın olarak kullanılan ABC, Mur [111] tarafından verilen ayırıklaştırma ile Engquist ve Majda [112] tarafından türetilen ABC'dir. Diferansiyel denklemden türetilen ABC'ler, Taylor yaklaşımı kullanılarak ifade edilen ilerleyen dalga denkleminin yaklaşıklığına dayanmaktadır. Malzeme tabanlı ABC'ler ise, hesaplama alanını ilerleyen alanları sönümleyen kayıplı bir malzeme ile çevreleyerek gerçekleştirilir. Bu grupta, 1994 yılında Berenger tarafından öne sürülen mükemmel uyumlu katman (PML) tekniği [113-118], diğer ABC'lerin çoğundan önemli ölçüde daha iyi bir doğruluk seviyesi sergilemektedir. Bu nedenle, FDTD simülasyonlarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

4.4.2. Mükemmel uyumlu katmanlar (PML'ler)

PML konsepti ilk olarak Berenger [114] tarafından EM dalgalar için gösterilmiştir. Berenger'ın PML'i, kartezyen koordinatlarında Maxwell denklemlerinin bölünmüş alanlı bir formülasyonunu temel alır ve PML alanı içinde Maxwell dışındaki alanları verir. Alanların zayıflama davranışı, PML ortamını kayıplı hale getirmek için yapay iletkenlik değerleri eklenerek elde edilir. PML kavramı FDTD uygulamalarında yaygın olarak kullanılmıştır.

Bu kavram, sınırdaki yapay bir yansısız soğurucu katman getiren güçlü ve yaygın olarak kullanılan bir yaklaşımdır. Bu yapay katman, frekansları ve geliş açısı ne olursa olsun, dışarı çıkan dalgaları yansıma olmadan soğurur. PML'nin temel avantajı, dağıtıcılara/kaynaklara daha yakın tasarlanabilmesi olup, bu durumda boş alan en aza indirilebilir.

FEM simülasyonlarında PML uygulamasına başlamak için büyük bir adım Sacks ve ark. tarafından [115], uygun şekilde tanımlanmış elektriksel ve manyetik geçirgenlik tensörleri ile anizotropik bir katmanın kartezyen koordinatlarında gösterilmesiyle gerçekleştirilmiştir. Başlangıçta kartezyen koordinatlara uygulanan bu anizotropik PML konsepti, silindirik ve küresel koordinatlara genişletilmiş ve FEM bağlamında yerel bir eğrisel koordinat sistemi kullanılarak uyumlu (conformal) PML'lerin tasarımında kullanılmıştır.

Ayrıca, anizotropik PML, FEM, FDTD literatüründe [119-121] analitik ve sayısal olarak araştırılmıştır. Başka bir PML formülasyonu da, FDTD için Chew ve Weedon [122] tarafından gösterilmiştir. Bu Maxwellian olmayan yaklaşım, karmaşık koordinat dönüşümünün bir sonucu olarak frekans alanı Maxwell'in denklemlerinin karmaşık alana genişletilmesi ile elde edilmiştir. Böylece, anizotropik PML'nin silindirik, küresel ve eğrisel koordinatlarda karmaşık bir koordinat dönüşümü uygulanarak gerçekleştirilebileceği gösterilmiştir. Bu dönüşüm, karmaşık koordinat dönüşümü sırasında elde edilen Maxwellian olmayan alanların, PML bölgesini temsil eden anizotropik bir ortamda bir dizi Maxwellian alanına eşlenmesi yoluyla elde edilmiştir.

FEM uygulamalarında yukarıda belirtilen tüm klasik PML yaklaşımları, uygun şekilde tanımlanmış yapısal parametrelere sahip anizotropik bir ortam olarak Maxwellian PML'ye dayanır ve çoğunlukla kanonik (dairese/küresel veya dikdörtgen gibi) geometrileri içerir. Çünkü düzensiz geometriler üzerine, uyumlu PML tasarlamak büyük çaba gerektirir.

Bununla birlikte, lokal olarak uyumlu PML (LC-PML) yöntemi, FEM uygulamalarında örgü kesilmesi için kolay uygulanabilir ve Maxwellian olmayan bir PML yaklaşımıdır. Bu yaklaşım, lokal olarak tanımlanmış karmaşık bir koordinat dönüşümüne dayanır ve herhangi bir yapay anizotropik ortam kullanmaz.

PML [113,114], elektromanyetik alanın her bir bileşeni iki kısma ayrılmıştır. Eş. 4.3 ve Eş. 4.4 ile verilen denklemlerin 2 boyutlu matris çözümleri kartezyen koordinatlarda, altı alan bileşeni E_{xy} , E_{xz} , E_{yx} , E_{yz} , E_{zx} , E_{zy} , H_{xy} , H_{xz} , H_{yx} , H_{yz} , H_{zx} , H_{zy} ile gösterilen 12 alt bileşen verir. Bu bileşenleri kullanarak Maxwell denklemleri aşağıdaki 12 denklem ile değiştirilir.

$$\varepsilon \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_y E_{xy} = \frac{\partial H_{zx} + H_{zy}}{\partial y} \quad (4.17)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_z E_{xz} = \frac{\partial H_{yz} + H_{yx}}{\partial z} \quad (4.18)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_z E_{yz} = \frac{\partial H_{xy} + H_{xz}}{\partial z} \quad (4.19)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_z E_{yx} = -\frac{\partial H_{zx} + H_{zy}}{\partial x} \quad (4.20)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_z E_{zx} = \frac{\partial H_{yz} + H_{yx}}{\partial x} \quad (4.21)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_z E_{zy} = \frac{\partial H_{xy} + H_{xz}}{\partial y} \quad (4.22)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_y E_{xy} = \frac{\partial H_{zx} + H_{zy}}{\partial y} \quad (4.23)$$

$$\mu \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{xy} = \frac{\partial E_{zx} + H_{zy}}{\partial y} \quad (4.24)$$

$$\mu \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{xz} = \frac{\partial E_{yz} + E_{zy}}{\partial z} \quad (4.25)$$

$$\mu \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{yz} = \frac{\partial E_{xy} + E_{xz}}{\partial z} \quad (4.26)$$

$$\mu \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{yx} = \frac{\partial E_{zx} + E_{zy}}{\partial x} \quad (4.27)$$

$$\mu \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = \frac{\partial E_{yz} + E_{yx}}{\partial x} \quad (4.28)$$

$$\mu \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zx} = \frac{\partial E_{xy} + E_{xz}}{\partial y} \quad (4.29)$$

Burada, parametreler $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \sigma_x^*, \sigma_y^*, \sigma_z^*)$ homojen elektrik ve manyetik iletkenliklerdir. Merkezi fark yaklaşımını geçici ve uzamsal kısmi diferansiyel operatöre uygulayarak, PML soğurucu sınır koşullarını içeren ilgili FDTD denklemlerini verir. Örneğin, Eş. 4.17'ye uygulandığında:

$$\begin{aligned} E_{xy}^{n+1}(i, j, k) = & \frac{\frac{1}{\Delta t} - \frac{\sigma_y}{2\varepsilon}}{\frac{1}{\Delta t} + \frac{\sigma_y}{2\varepsilon}} E_{xy}^{n-1}(i, j, k) \\ & + \frac{1}{\left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{\sigma_y}{2\varepsilon}\right) \cdot \varepsilon \Delta y} \cdot [H_{zx}^n(i, j+1, k) - H_{zx}^n(i, j, k) + H_{zy}^n(i, j+1, k) \\ & - H_{zy}^n(i, j, k)] \end{aligned} \quad (4.30)$$

Aynı ε ve μ 'ye sahip PML ortamı arasında uzanan $\hat{a}$ ($\hat{a}, \hat{b}, \hat{c} = \hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$) arayüzünde meydana gelen herhangi bir yayılan düzlem dalga için, dalganın içine ve arayüzüne aktarılacağı gösterilmiştir. Enine iletkenlikler $\sigma_b, \sigma_b^*, \sigma_c, \sigma_c^*$ eşitse ve tüm iletkenlik çiftleri $(\sigma_x, \sigma_x^*), (\sigma_y, \sigma_y^*), (\sigma_z, \sigma_z^*)$ ise yansısız PML katmanları z eşleşen empedans koşulunu sağlar ($\frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma^*}{\mu}$).

4.4.3. Periyodik sınır koşulu (PBC)

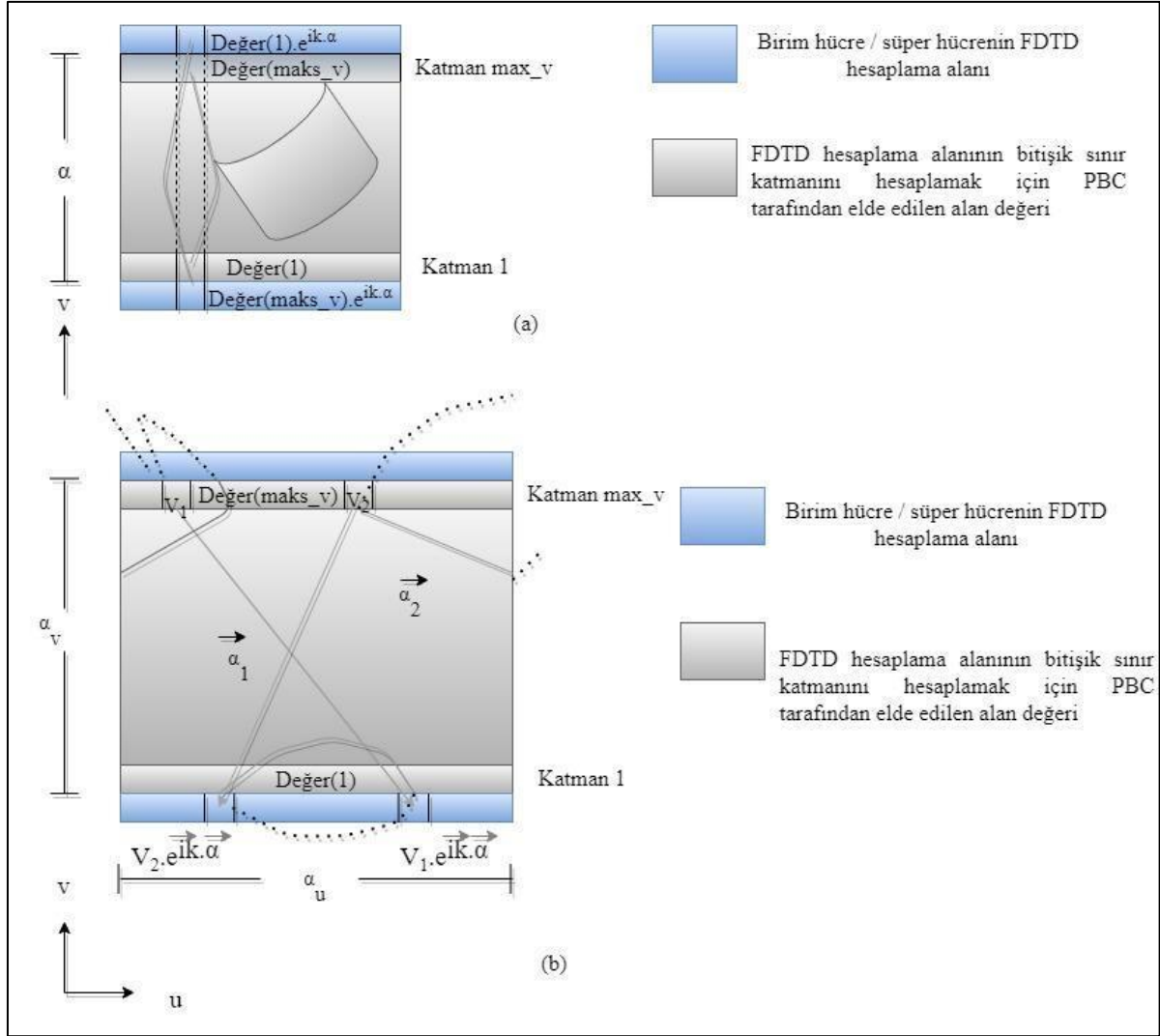
Daha önce belirtildiği gibi, dalgalar veya alanlar sonsuz bir periyodik yapıda Bloch durumunda olup, yalnızca bir birim hücredeki elemanların modellendiği ve bitişik birim hücrelerdeki alanların dikkate alındığı birim hücre yaklaşımı kullanılarak incelenebilir. PBC'yi kullanarak [117, 123]:

$$\vec{F}(\vec{r} + l_1\vec{a}_1 + l_2\vec{a}_2 + l_3\vec{a}_3) = e^{ik.l_1\vec{a}_1+l_2\vec{a}_2+l_3\vec{a}_3}\vec{F}(\vec{r}) \quad (4.31)$$

$\vec{a}_i$ ($i = 1,2,3$), periyodikliğin üç yönü boyunca örgü sabiti vektörünün bileşeni olduğunda $\vec{a} = \sum_{i=1}^3 \vec{a}_i l_i$, ($i = 1,2,3$) herhangi bir tam sayıdır ve k , dalga vektörüdür. $\vec{F}$, EM alan bileşenleri veya değişken EM akıları olabilir.

Eş 4.31, sonsuz bir periyodik yapıyı analiz etmek için verimli bir sayısal yaklaşım sağladığı için metamatizme modellemede önemli bir sınır koşuludur. FDTD hesaplama alanının sınırındaki hücrelerin EM alan bileşenleri güncellendiğinde, hesaplama alanı içindeki hücrelerdeki alan bileşenlerini ve hesaplama alanı dışındaki hücredeki alan bileşenlerini ifade etmek için PBC'leri kullanabiliriz. Ek olarak, güncel durumda birim hücrenin boyutundan hesaplanan bir faz kayması sunabiliriz. Örneğin, Eş. 4.33, E_y ($i, j, 0$), FDTD alanında mevcut olmadığında, $z = 1$ sınırındaki H_x 'in PBC'ler kullanılarak nasıl güncellendiğini gösterir. Eş. 4.33, $z = maks_z$ sınırında E_x için güncel denklemini gösterir, burada $maks_z$, FDTD alanında $\hat{z}$ yönündeki maksimum sayıyı gösterir.

$$H_x^{n+1}(i, j, 1) = H_x^{n-1}(i, j, 1) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i, j, 1) - E_z^n(i, j - 1, 1)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j, 1) - E_y^n \cdot e^{-ik.maks_z \Delta z}}{\Delta z} \right] \quad (4.32)$$



Şekil 4.3. Sonsuz EBG'leri hesaplarken PBC'ler, (a) Dikdörtgen örgülü EBG'lerde PBC'ler (b) Üçgen örgülü EBG'lerde PBC'ler

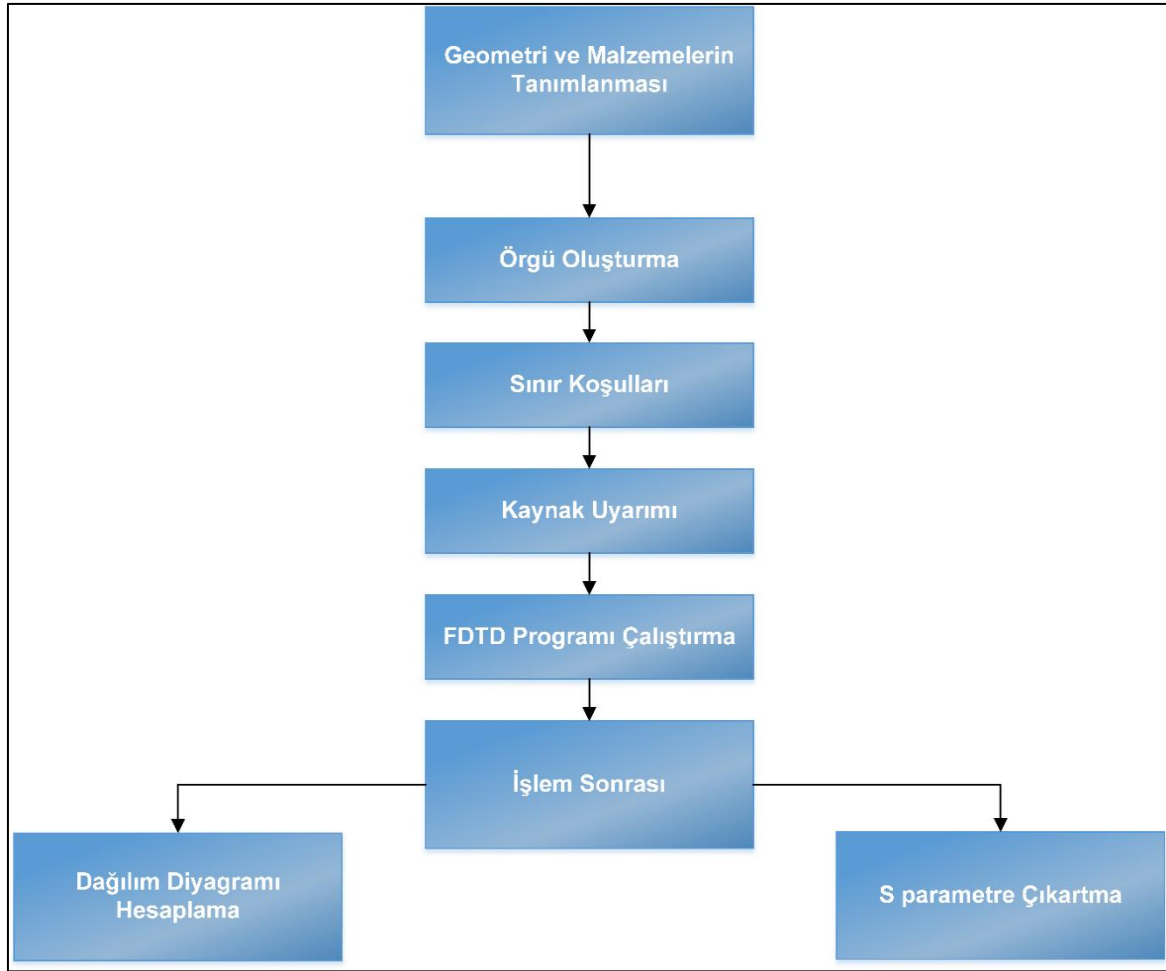
EBG'lerin dahil edilmesi (düz siyah çizgi ile işaretlenmiştir) herhangi bir şekilde olabilir. FDTD hesaplama alanı, bir birim hücre/süper hücre ile sınırlıdır. Hesaplama alanının sınır katmanının alanını hesaplamak için (grafikte katman 1 veya katman $\max_y$), bitişik birim hücre/süper hücrelerdeki alanlar gereklidir, ancak bunlar hesaplama alanının dışındadır. Etki alanı içindeki alan değeri katman $\max_y$ veya katman 1'e uygulandığında Eş. 4.33 ile hesaplanabilir.

$$\begin{aligned}
E_x^{n+1}(i, j, \max_z) &= E_x^{n-1}(i, j, \max_z) \\
&+ \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_z^n(i, j+1, \max_z) - H_z^n(i, j, \max_z)}{\Delta y} \right. \\
&\quad \left. - \frac{H_y^n(i, j, 1) \cdot e^{-ik \cdot \max_z \Delta z} - H_y^n(i, j, \max_z)}{\Delta z} \right]
\end{aligned} \tag{4.33}$$

Tüm sınırlardaki alan bileşenleri için diğer denklemler benzer şekilde güncellenebilir. Şekil 4.3 (a,b), EBG'lerdeki PBC'lerin sırasıyla kare ve üçgen örgülerle enterpolasyonlarını göstermektedir.

4.5. Bant Aralığı Hesabı

EBG özelliklerinden bazıları, bant aralığı yapılarının FDTD modellemesinin sonuçlarından sezgisel bir şekilde elde edilebilir. Örneğin, geçiş ve durdurma bandı davranışları, iletim/yansıma katsayıları, zaman alanı yanıtından kolayca elde edilebilir. Ancak, bir EBG yapısının dağılım ilişkisini (bant aralığı özellikleri) elde etmek için Şekil 4.4 'deki akışın takip edilmesi gerekmektedir.



Şekil 4.4. EBG yapılarının modellenmesinde FDTD prosedürü

4.5.1. Kaynak uyarma

Şekil. 4.5 ile gösterilen modüle edilmiş bir Gauss darbesi (Gabor darbesi olarak da adlandırılır) tipik olarak EBG yapılarının simülasyonunda kullanılır.

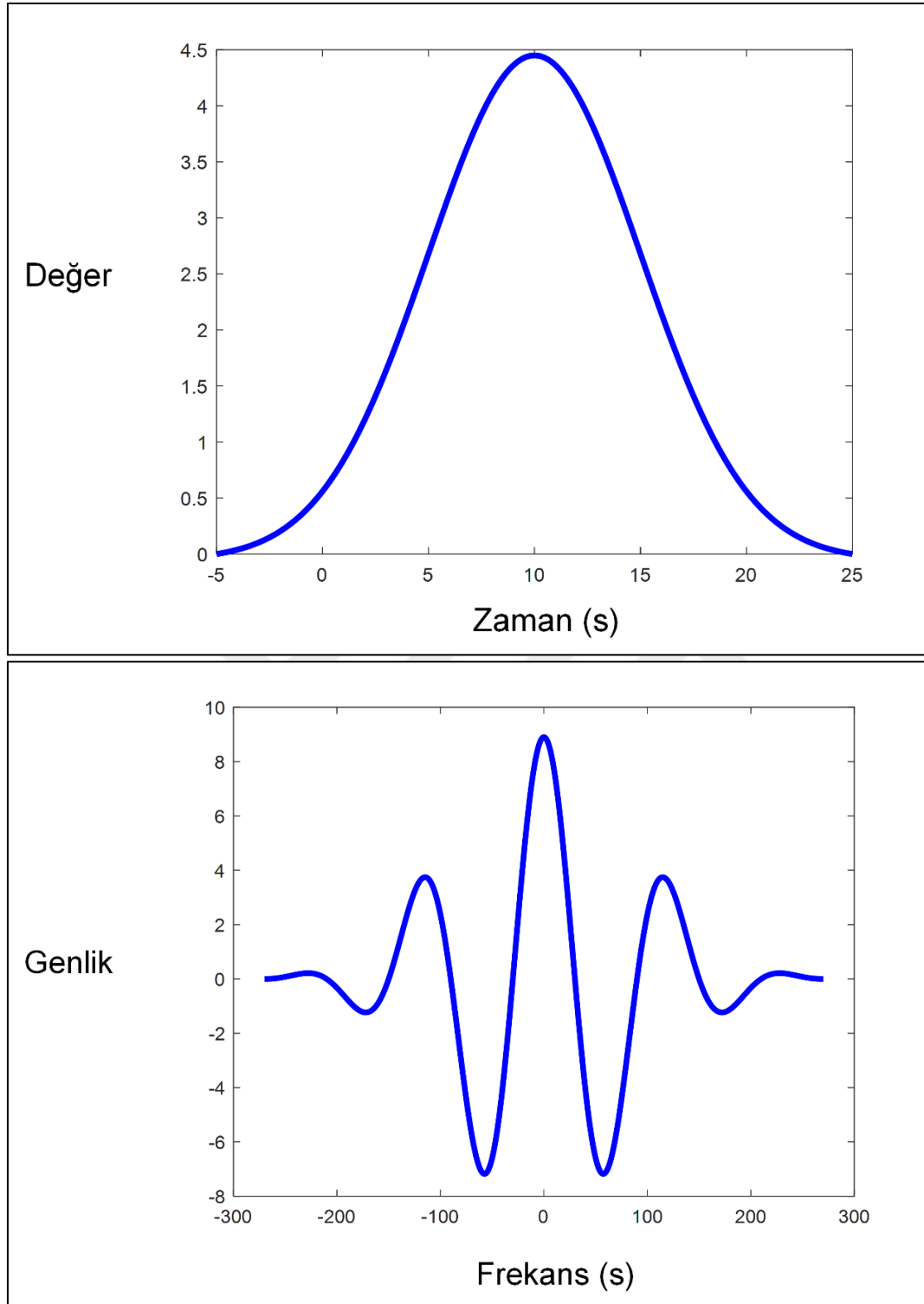
$$S(t) = e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \cos(2\pi\xi t + \emptyset) \quad (4.34)$$

σ , darbenin (etkin) zaman genişliğini ve dolayısıyla kaynağın [127] bant genişliğini kontrol eder. Ayrıca, ξ ve $\emptyset$, Gauss darbesini modüle eden tek frekans dalgasının sırasıyla frekansı ve fazıdır. Şekil 4.5, bir $\sigma = 8 \times 10^{-6}$ s, $\xi = 100$ kHz ve $\emptyset = 0$ rad ile tipik modüle edilmiş Gauss dalga formudur.

İyi bir zaman ve frekans çözünürlüğü sunduğu için uyarma modüle edilmiş bir Gauss darbesi seçimiyle sağlanır. Kesikli bir sinüs darbesinin aksine, modüle edilmiş bu Gauss darbesinin darbe enerjisi, frekans spektrumunun yanı sıra zaman içinde darbenin merkezine daha fazla yoğunlaşır. Bu sayede, zaman genişliklerini kontrol ederek istenen uygulama için uyarlanmış modüle edilmiş bir Gauss darbesinin istenen bir biçimi tanımlanır.

4.5.2. Dağılım şeması hesaplaması

Dağılım diyagramı, sonsuz EBG'lerin bant aralığı özelliklerini incelemek için oldukça faydalıdır. Dağılım diyagramı, indirgenemez Brillouin bölgesindeki dalga vektörünün fonksiyonları olarak olası modların bir grafiğidir. Daha önce belirtildiği gibi, PBC'ler kullanılarak, EBG'lerde kusurlar varsa, sonsuz EBG'ler yalnızca bir hücre veya bir grup hücre kullanılarak modellenenir. Hücre ve sonraki bölümlerde hücre grubu sırasıyla birim hücre ve süper hücre olarak adlandıracağız [125]. İndirgenemez Brillouin bölgesindeki $\hat{k}$ vektörü, PBC'leri açıklamak için kullanılır.



Şekil 4.5. Modüle edilmiş Gauss darbesi: (a) zaman alanındaki modüle edilmiş Gauss darbesinin şekli ve (b) Fourier dönüşümünün büyüklüğü [124]

Birim hücre yaklaşımı

Birim hücre için bir örgü (mesh) oluşturulduktan sonra, örgüdeki birkaç nokta kaynak noktalar [123] ve birkaç nokta inceleme alanı noktaları olarak rastgele seçilebilir. Bunlar, eşit aralıklarla yerleştirilmeli ve üretilecek alanların olası model dağılımlarının nüanslarını yakalamak için yeterince yoğun olmalıdır.

EBG'nin EM modlarını geniş bir frekans aralığında uyarmak için kaynak noktalarına modüle edilmiş bir Gauss darbesi uygulanır. Alan FDTD simülasyonu sırasında ilerledikçe, yalnızca gerçek iletim modları kalırken, hayali iletim modları azalacaktır [126]. FDTD simülasyonuna devam ederken, zaman alanı imzası yeterince stabilize olana kadar her bir zaman adımında araştırma noktalarında geçici yanıtları kaydederiz. Zamana bağlı etki, Fourier dönüşümünden sonra istenen frekans çözünürlüğünü elde etmek için yeterince uzun olmalı, ancak kararsızlıklarla (özellikle NFDTD algoritmasındaki geç zaman kararsızlıkları) karşılaşacak veya hesaplama çabasını gereksiz yere uzatmayacak kadar uzun olmamalıdır.

Bir sonraki adım, belirli frekans değerlerinde tipik olarak tepe noktaları sergileyen frekans spektrumlarını elde etmek için geçici etkileri Fourier'e dönüştürmektir. Bu, iletim modlarının veya EBG'ler tarafından desteklenen öz modların dalga vektörüne karşılık gelen $\hat{k}$ olduğunu gösterir. Bu frekans değerlerini $\hat{k}$ dalga vektörüne karşı çizmek, EBG'lerin dağılım diyagramını verir.

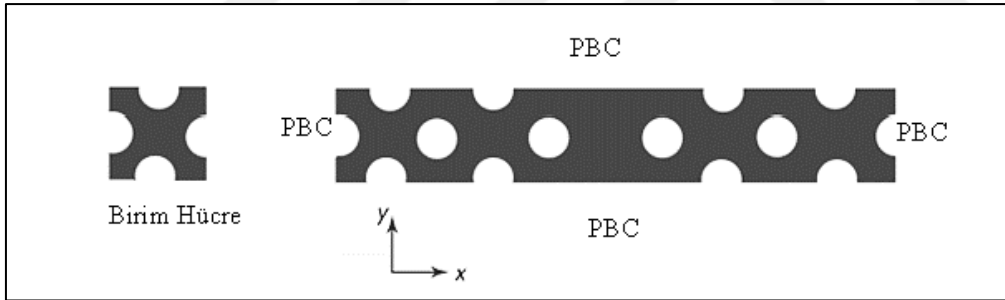
Süper hücre yaklaşımı

Süper hücre yaklaşımı, yukarıda anlattığımız birim hücre yaklaşımına çok benzer, ancak modelleme alanı artık normal birim hücreler içine gömülü kusurlu hücrelerden oluşmaktadır. PBC'ler, yapının sonsuz olduğu varsayımı altında modelleme alanını sonlandırmak için kullanılır. Kusurların periyodik olarak ortaya çıktığı yönde, PBC'ler birbirinden bir periyot (kusurlardan) uzağa konulur. Kusurlar yapının periyodikliğini bozuyorsa, yapmamız gereken onu iç içe geçiren yeterli sayıda normal hücre ekleyerek oluşturarak bir süper hücre oluşturmaktır. PBC'ler yapay olarak periyodikliği sunduğundan, EBG birim hücrelerinin sayısı, EM modlarını komşu süper hücrelerdeki sahte kusurlardan izole etmek için yeterince büyük olmalıdır. Öte yandan, hesaplama verimliliğini en üst düzeye çıkarmak için bu birim hücre katmanı olabildiğince küçük olmalıdır. Bu sayı genellikle deneysel olarak belirlenir

[126] ve normalde 10'dan fazladır. Şekil 4.6, Chutinan ve arkadaşları tarafından EBG'lerdeki hava boşluklarının bir sütununu doldurarak oluşturulan dalga kılavuzunu modellerken kullanılan süper hücreyi göstermektedir [125].

4.5.3. Geçirgenlik ve yansıma katsayısının hesaplanması

Bant aralığı yapısı yapının, periyodikliği doğrultusunda sonsuz değilse, ilgili yapının bant aralığını bulmak istediğimizde iletim katsayısı yardımcı olur. Boş uzayda $\hat{x}$ yönünde dört sıra silindirik çubuk ve $\hat{y}$ yönünde sonsuz yüklü çubuklar içeren iki boyutlu bir EBG düşünelim. Çubuklar $\hat{y}$ yönünde sonsuz olduğundan, PBC yine de hesaplama alanını bu yönde sonlandırmak için kullanılabilir. Dört çubuk dizisinin bulunduğu $\hat{x}$ yönünde, hesaplama alanını saçılma yapısından uygun bir mesafede sonlandırmak için bir ABC kullanılır. PBC'leri ABC'lerle bu şekilde birleştirirerek, sonlu EBG'leri modellemenin hesaplama verimliliği artırılabilir. Bu amaçla kullanılan sınır koşulu Şekil 4.6'da gösterilmektedir.

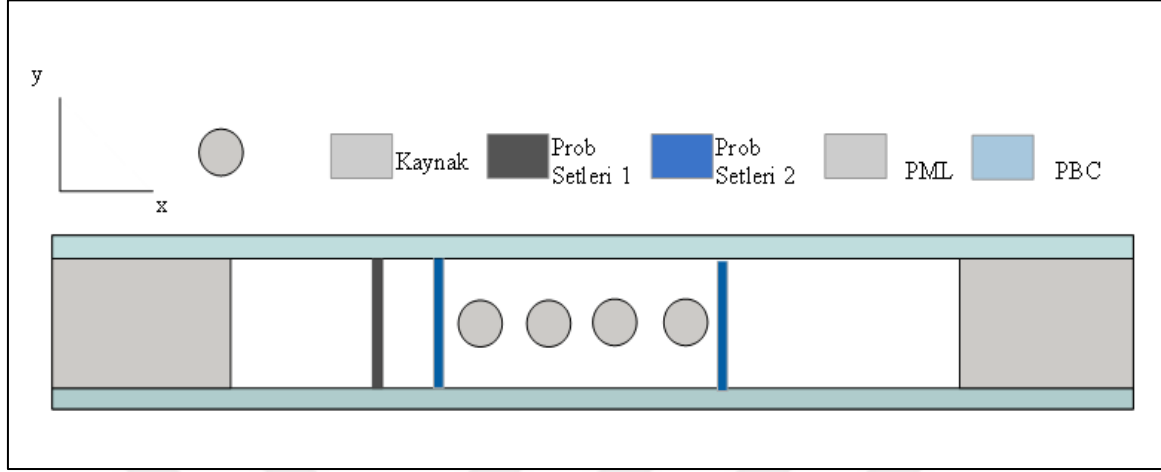


Şekil 4.6. EBG'lerdeki hava deliklerinin bir sütununu doldurarak oluşturulan dalga kılavuzunun süper hücresi [129]

Şekil 4.6'da Y yönünde, kusurlar bir birim hücre periyodu ile periyodiktir, bu nedenle PBC'ler arasında bir birim hücre kullanılır. X-yönünde, modları komşu sahte kusurlardan izole etmek için PBC'ler arasında beş birim hücre kullanılır.

Modüle edilmiş Gauss darbesinin zaman işaretiyle $\hat{x}$ yönünde hareket eden bir düzlem dalgasının yapının bir ucundaki bir hat kaynağından uyarılmasına izin verilir. Yapıların iki ucunda bulunan iki sonda hattının zamansal etkileri (bkz. Şekil 4.7) sırasıyla iletim ve yansıma katsayılarını hesaplamak için kaydedilir ve analiz edilir. Prob seti 1 için, Fourier dönüşümü doğrudan zaman alanı sinyaline uygulanabilir. Prob hattı boyunca ortalama frekans spektrumu, iletim katsayısını, bant aralığının kolayca bulunabileceği bir frekans

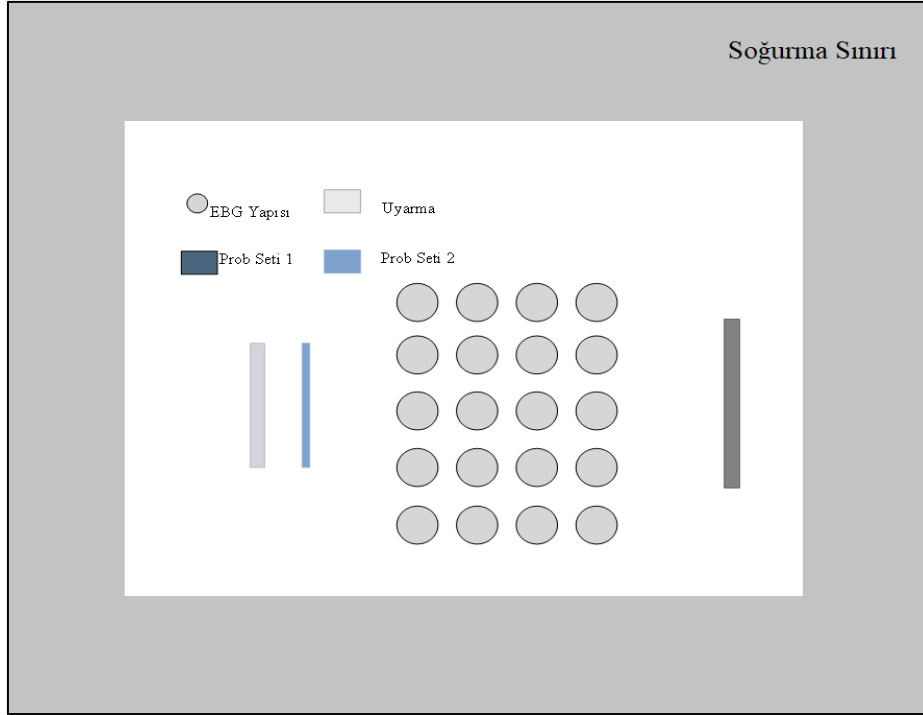
fonksiyonu olarak gösterir. Yansıma katsayısını hesaplama prosedürü benzerdir, ancak sinyal, ilk darbe geçtikten sonra bu hesaplama için kaydedilir.



Şekil 4.7. Yarı sonlu boyutlu iki boyutlu EBG yapısı için sayısal model

Şekil 4.7’de olduğu gibi x-yönünde dört sıra silindirik çubuk ve y yönünde sonsuz yüklü çubuk vardır. Dolayısıyla, hesaplama alanı y-yönündeki PBC’ler ve x-yönündeki ABC’ler tarafından sonlandırılır. EBG’lerin bir tarafında, modüle edilmiş Gauss darbesi şeklinde bir düzlem dalga kaynağı tanımlanır. EBG’lerin diğer tarafındaki yanıtlar, iletim katsayısını (S_{21}) hesaplamak için prob seti 1 olarak toplanır. EBG’lerin aynı tarafındaki yanıtlar, yansıma katsayısının (S_{11}) hesaplanması için prob seti 2 olarak toplanır.

Yapı boyutu sonluysa, tüm hesaplama alanı her yönden ABC’lerle sonlandırılmalıdır. EBG’lerin bir tarafında (bir nokta kaynağı) modüle edilmiş bir Gauss darbesi başlatılır ve probler diğer tarafa yerleştirilir. Bu durumda EBG yapısının boş alanla değiştirildiği ek bir simülasyon gereklidir. Ardından referans olarak boş alan durumu kullanılarak EBG’lerden gelen iletim katsayısı ile bant aralığı bulunabilir (Şekil 4.8).



Şekil 4.8. Sonlu boyutlu bir EBG yapısı için sayısal model

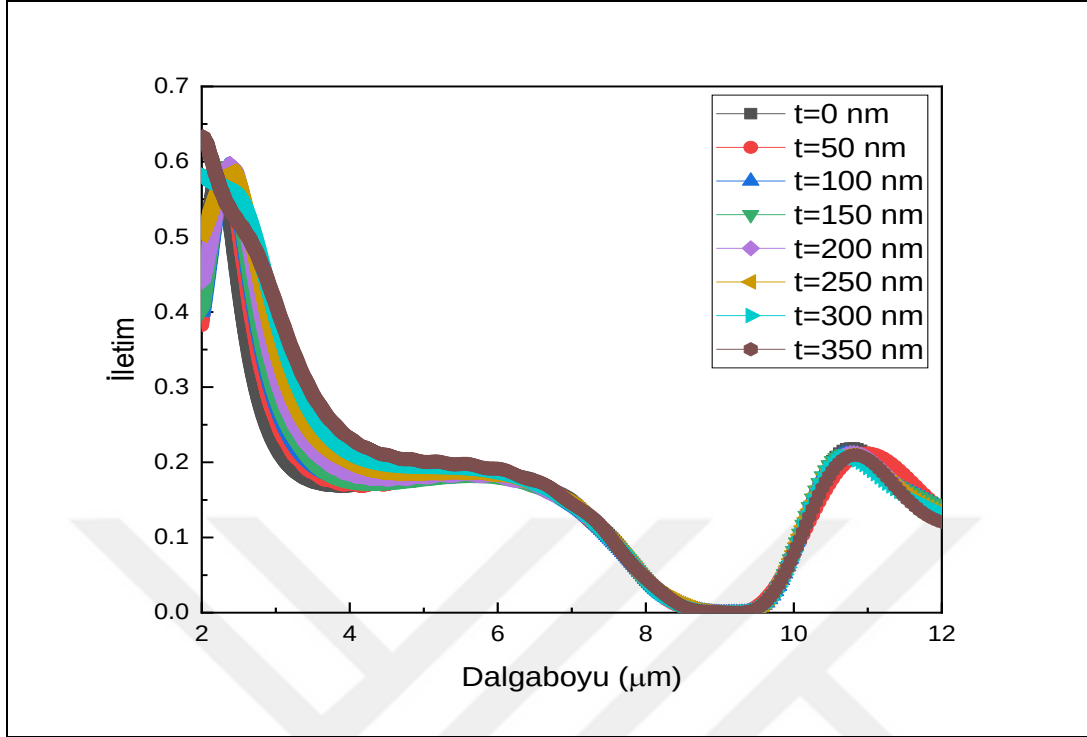
Şekil 4.8’de hesaplama alanı, tüm yönlerde ABC’ler tarafından sonlandırılır. EBG’lerin bir tarafında modüle edilmiş bir Gauss darbesi ile uyarılır. Prob seti 1 ve prob seti 2’deki EBG’nin varlığındaki yanıtlar, iletim katsayısının (S_{21}) ve yansımaya katsayısının (S_{11}) hesaplanmasında EBG’siz olanlar tarafından kalibre edilir.

4.6. Nümerik Analiz

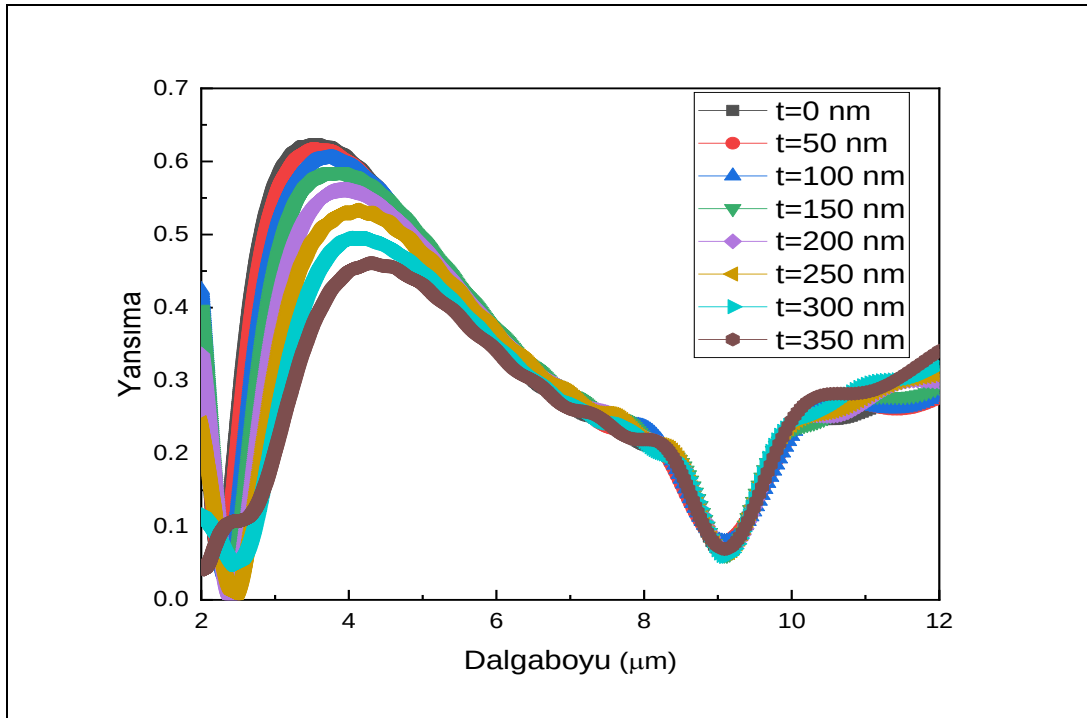
Bu bölümde, FDTD modelleme yaklaşımını kullanarak önerilen çok katmanlı yapının sayısal teorisinden bahsedeceğiz. Aşağıdaki alt bölümlerde, tasarlanan platformun spektral yanıtının katmanların kalınlığındaki farklı varyasyonlar için nasıl değiştiği tartışılacak ve gösterilecektir. Bu çalışmaları, elektrik alan dağılımının kapsamlı sayısal analizleri ile takip edecektir.

4.6.1. Farklı kalınlıkların etkisi

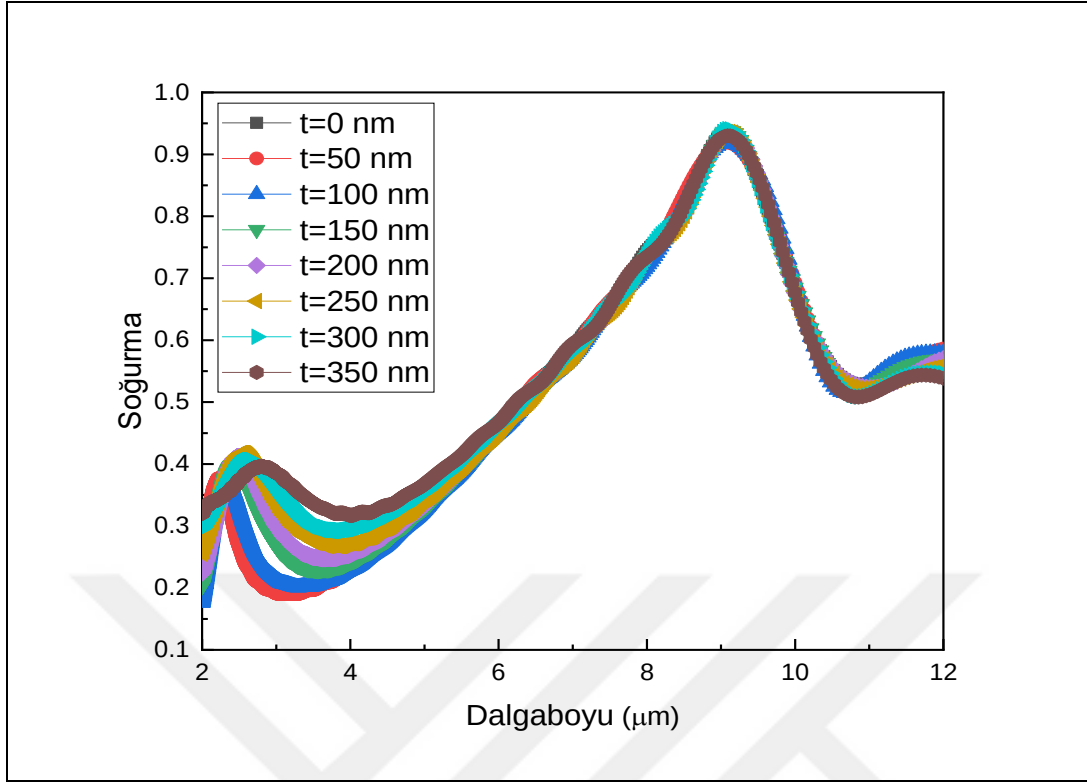
Yapının spektral davranışını incelemek için FDTD modelleme yoluyla simülasyonlar yaptık. Çeşitli Al_2O_3 kalınlık varyasyonları için çok katmanlı yapının iletimini, yansımalarını ve soğurmasını değerlendirdik. Safir katmannın kalınlığı 0 ile 350 nm arasında değiştirilerek, iletim, yansımaya ve soğurma profilleri sırasıyla Şekil 4.9, 4.10 ve 4.11’de çizilmiştir.



Şekil 4.9. Farklı t değerleri için çok katmanlı yapının iletim spektrumu



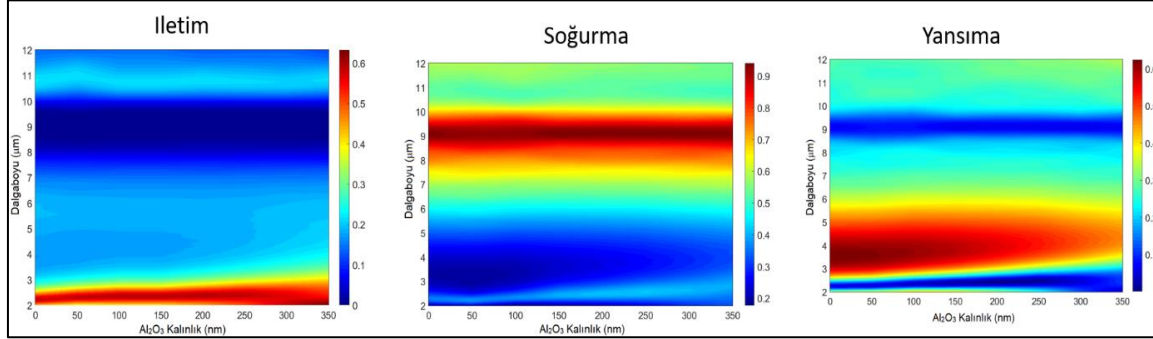
Şekil 4.10. Farklı t değerleri için çok katmanlı yapının yansımaya spektrumu



Şekil 4.11. Farklı t değerleri için çok katmanlı yapının soğurma spektrumu

Bu profillerden görülebileceği gibi, safır (Al_2O_3) katmanının kalınlığındaki makul farklılıklar tek düze biçimde spektral tepkiyi değiştirir. Şekil 4.9'da, yapının farklı t değerleri için iletim spektrumunda $2.5 \mu\text{m}$ ve $10.8 \mu\text{m}$ 'de iki farklı tepe noktası görülmektedir. Burada oksit katmanının kalınlığı arttırıldığında, Şekil 4.12'de daha uzun dalga boylarında ($\lambda = 12 \mu\text{m}$) iletim söz konusu değil iken, daha kısa dalga boylarına doğru ($\lambda = 3 \mu\text{m}-7 \mu\text{m}$) iletim görülmekte olup kontrast maviye kayar. Öte yandan, Şekil 4.10'daki yansım spektrumları, iletim profilleri ile ilişkili olup $4 \mu\text{m}$ civarında bir tepe noktası görülmektedir. Oksit katmanının kalınlığını arttırıldığında, Şekil 4.12'den görüleceği gibi daha kısa dalga boylarında baskın bir yansım ($\lambda = 3 \mu\text{m}-5 \mu\text{m}$) söz konusu olup, kontrastın kırmızıya doğru kaydığı ve daha uzun dalgaboylarına gidildikçe yoğunluğun kademeli olarak azaldığı görülmektedir. Şekil 4.11'deki yapının farklı t değerleri için soğurma grafiğinde ise, üst katmanın kalınlığını arttırdığımızda $2.5 \mu\text{m}$ civarında küçük genlikte bir soğurma piki göstermekle birlikte, $9 \mu\text{m}$ 'de büyük genlikte bir soğurma piki görülmektedir. Şekil 4.12'de, daha uzun dalgaboylarında ($\lambda = 8 \mu\text{m}-10 \mu\text{m}$) soğurma dalgaboyunun kısmen kırmızıya kaydığı ve farklı dalgaboylarında soğurmanın oluşumu görülmektedir. Dolayısıyla, Şekil 4.12'deki bu iletim, soğurma ve yansım profillerinin kontur çizimleri daha net bir görünüm

sağlar ve farklı kalınlıklarında çok katmanlı yapının spektral davranışını açıkça tanımlamamıza yardımcı olur.

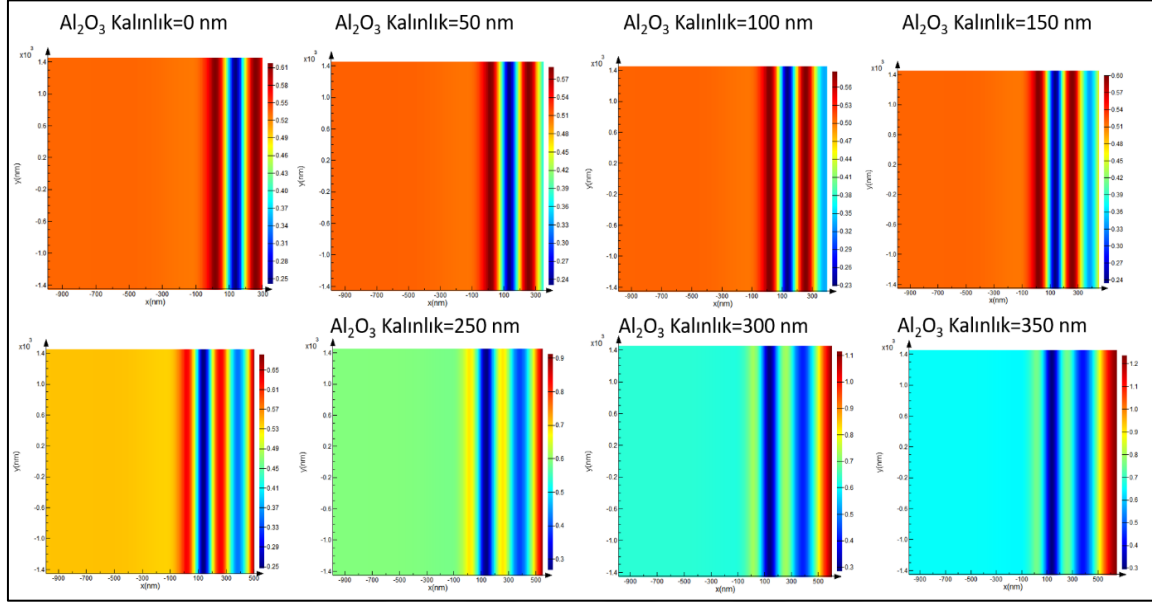


Şekil 4.12. Farklı kalınlıklarda iletim, soğurma, yansımaya spektrumlarının kontur grafikleri

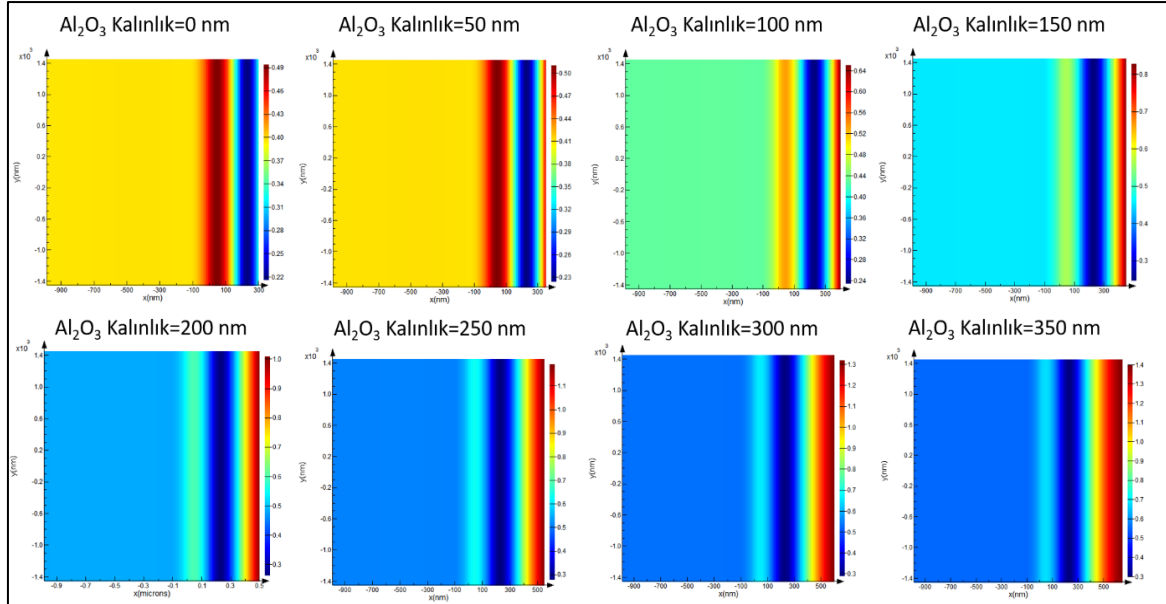
Teorik perspektiften bakıldığında, yapının spektral özelliklerinin farklı dalga boylarında analiz edilmesi sayesinde yapının çalışma prensibi mekanik olarak daha kolay anlaşılır. Kısa dalga boylarından başlayarak, örneğin $\lambda = 2 \mu\text{m}$ 'de, yüksek kırılma indisine sahip safir katmanın daha ince kalınlığı için, Ge katmanında bir kılavuzlu mod rezonansı oluşturulabilir ve bu da yapı boyunca yüksek ışık geçirgenliğine yol açar. Oksit katmanının kalınlığını arttırarak, elektrik alanı safir katmanın etrafında güçlü bir şekilde konumlanır ve ışığın yapıdan geçişini engeller. Bu sonuç, Şekil 4.13-Şekil 4.21 enine kesit E-alanı haritalarında görülebilir. Burada daha kalın safir katman (350 nm) için, üst katmanın yüzeyinin en dış kısmında güçlü bir elektrik alanı sınırlaması oluşur. Daha uzun dalga boylarına doğru ilerlerken, bu eğilim daha ilginç hale gelir, örneğin $\lambda = 3 \mu\text{m}$ ve $\lambda = 4 \mu\text{m}$ 'de, Ge katmanı etrafındaki kılavuzlu modlar daha ince oksit katmanlarında görünür ve daha kalın oksit katmanları için kaybolur. Bu sonuçlar, Al_2O_3 'ün $\lambda = 2 \mu\text{m}$ 'den $\lambda = 4 \mu\text{m}$ 'ye içsel geçirgenliği ile tam uyum içindedir.

$\lambda = 5 \mu\text{m}$ 'nin üstündeki daha uzun dalga boylarında, safir katmanın doğal geçirgenliği büyük ölçüde azalır. Şekil 4.13'de iki boyutta ve Şekil 4.14'de üç boyutlu olarak safir katmanın, daha uzun dalga boylarında elektromanyetik dalganın çok katmanlı yapı üzerinden iletimini güçlü bir şekilde engeller. Örneğin $\lambda = 5 \mu\text{m}$ 'de safir katmanın daha ince kalınlığında, Ge katmanı çevresinde kılavuzlu mod durumları gözlemlenebilir. Kalınlığı arttırarak, üst katmanın ışık iletimini büyük ölçüde azaltılır. Yapılan çalışmada, bu eğilim, $\lambda = 8 \mu\text{m}$ 'den $\lambda = 12 \mu\text{m}$ 'ye kadar diğer dalga boylarında izlenmiştir. Spesifik olarak, grafiklerde görüldüğü gibi, üst oksit katmanı, gelen ışığın yapı içerisine nüfuz etmesini önler. En önemlisi de,

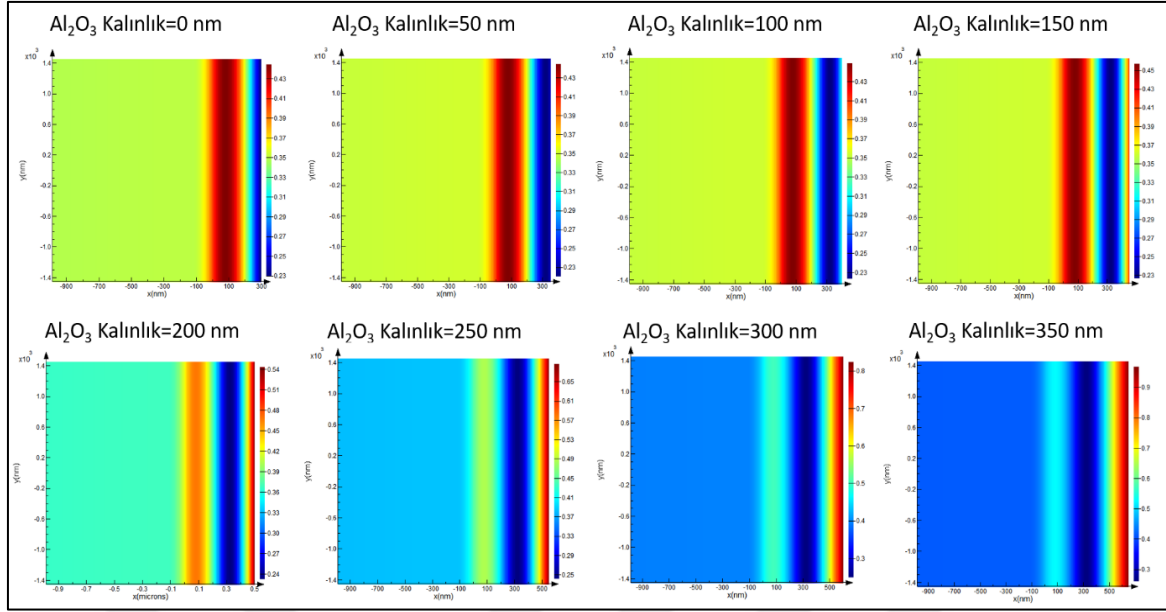
Al_2O_3 ve Ge katmanları arasındaki elektromanyetik alanın güçlü bir şekilde lokalizasyonu görülebilir.



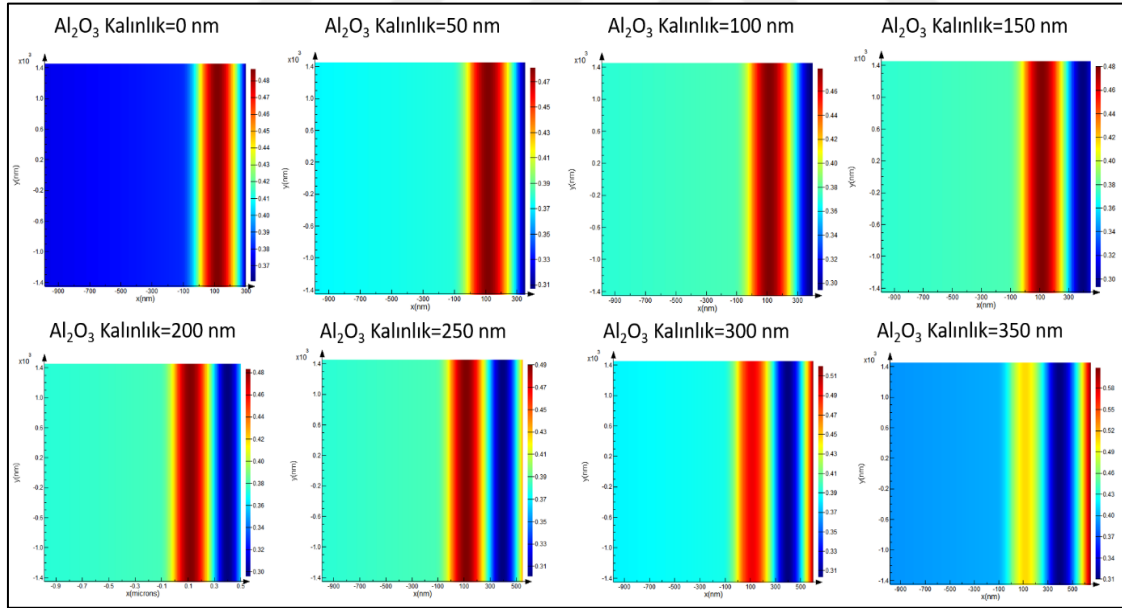
Şekil 4.13. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $2 \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



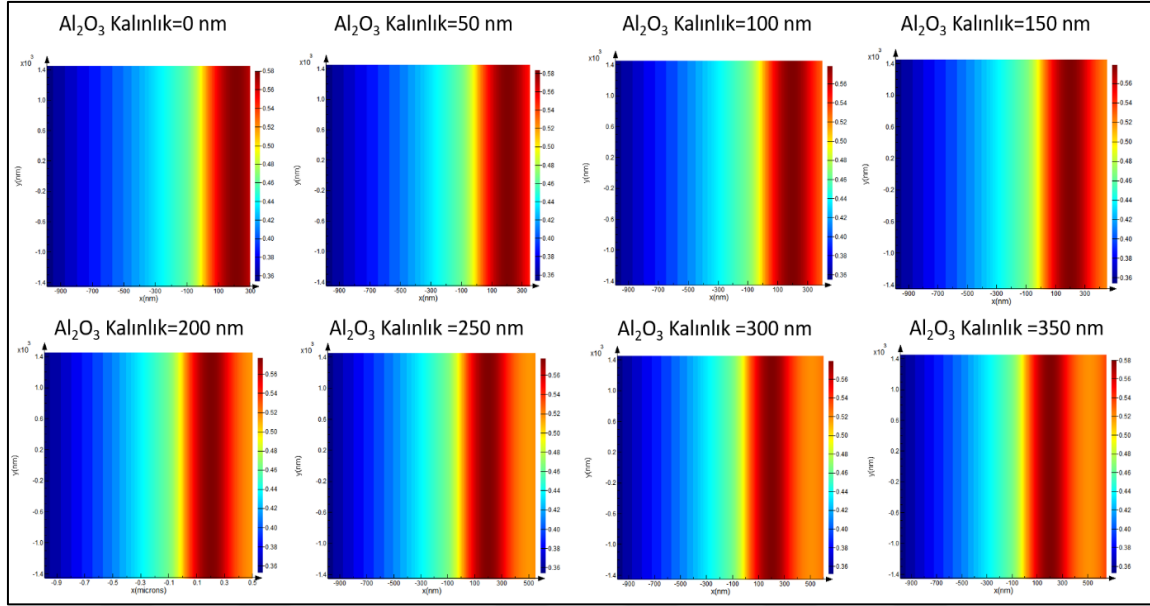
Şekil 4.14. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $3 \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



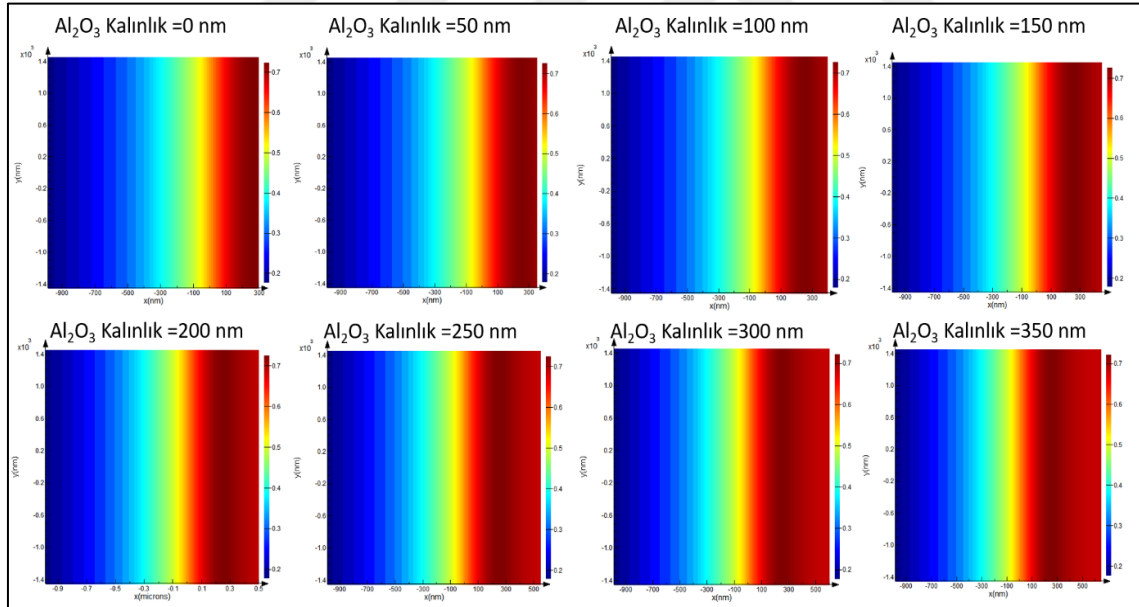
Şekil 4.15. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $4 \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



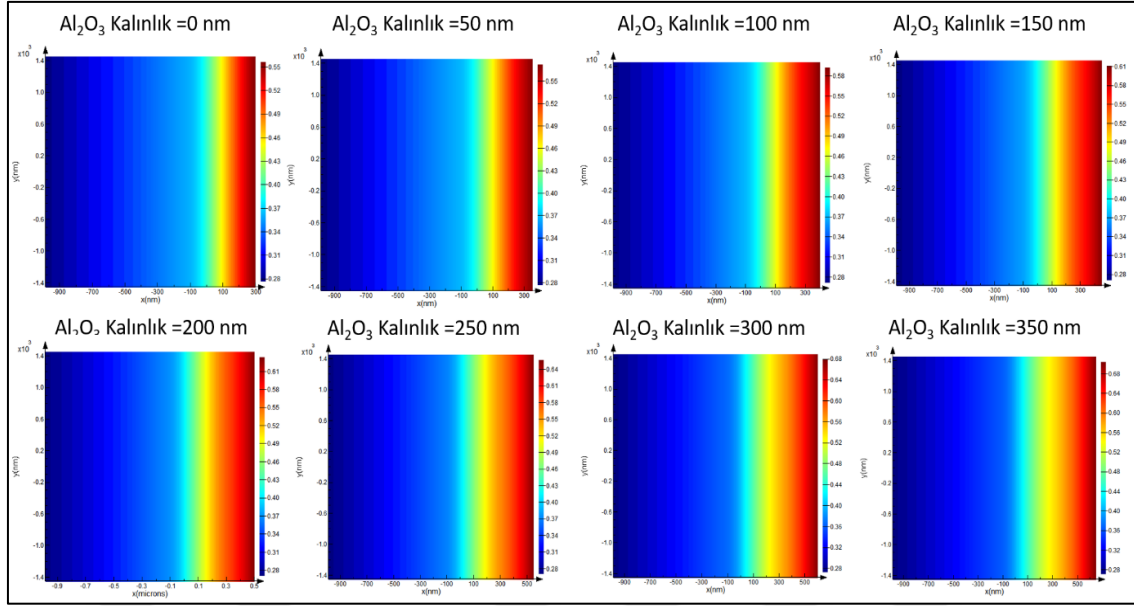
Şekil 4.16. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $5 \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



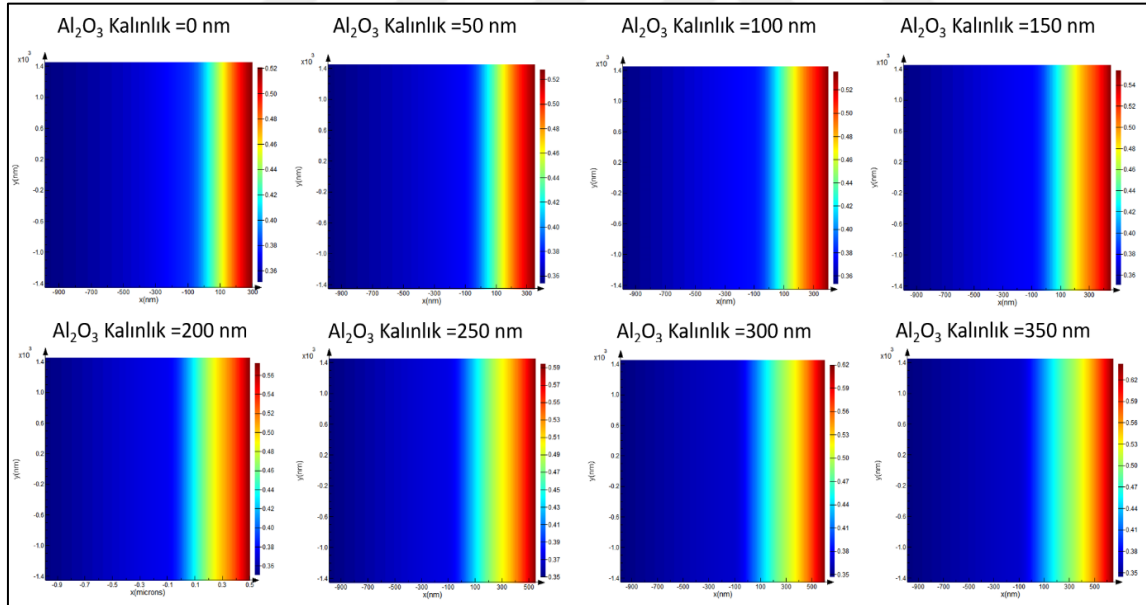
Şekil 4.17. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $8 \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



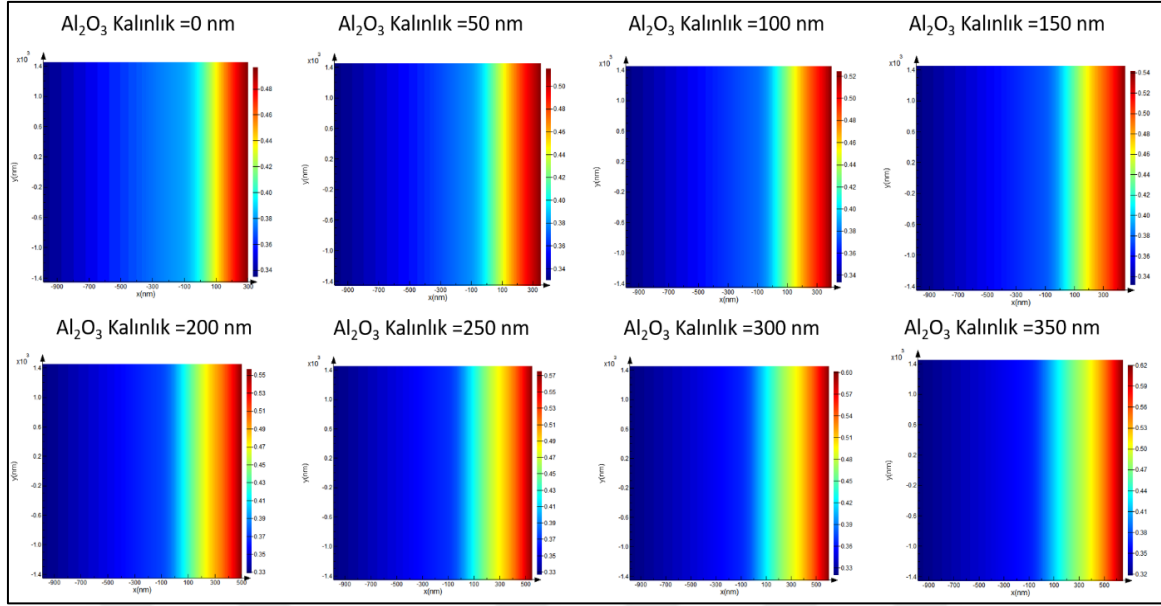
Şekil 4.18. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $9 \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



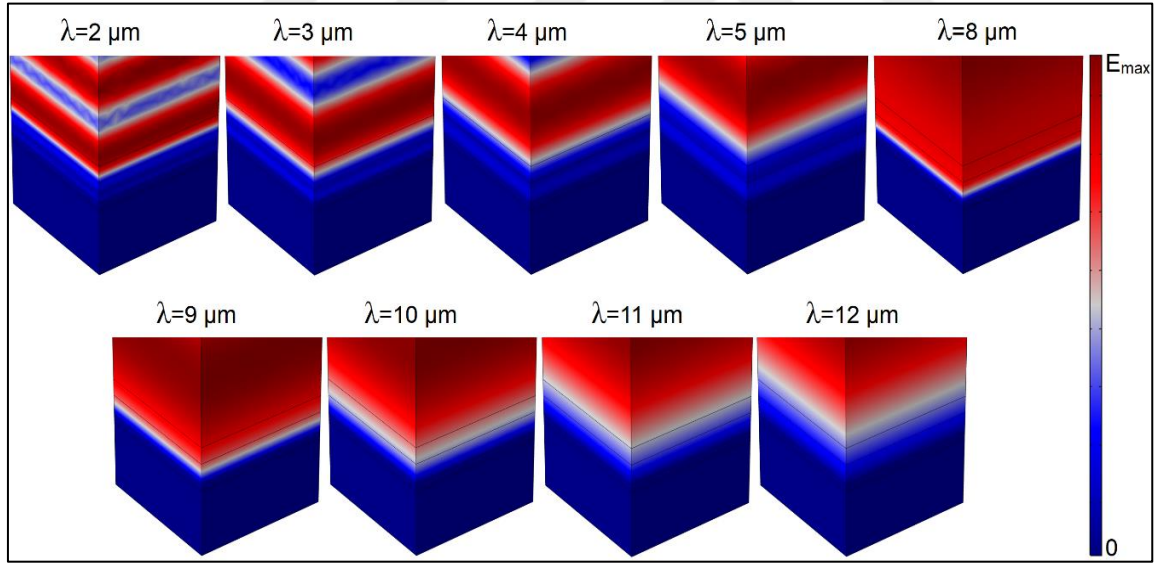
Şekil 4.19. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $10\ \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



Şekil 4.20. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $11\ \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



Şekil 4.21. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ nm) $12\ \mu\text{m}$ dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 2D gösterimi



Şekil 4.22. Üst Al_2O_3 katmanının ($t_{\text{oksit}}=250$ nm) farklı dalga boyunda çok katmanlı meta-soğurucu boyunca elektrik alan dağılımının sayısal olarak elde edilmiş 3D gösterimi

5. DENEYSEL YÖNTEM VE KARAKTERİZASYON

Metamalzemelerin ileri gelişmiş ince film teknolojisi ile doğru bir şekilde üretilebilmesi için, kullanılan deneysel araç ve tekniklerin yeterince anlaşılmış, kalibre edilmiş ve iyi kontrol edilmiş olması çok önemlidir. Bu nedenle, bu bölümde, ana deneysel tekniğe (E-demeti Fiziksel Buhar Biriktirme veya EBPVD) genel bir bakış sunulacak ve Atomik kuvvet mikroskobu (AKM), Taramalı elektron mikroskobu (SEM), Elipsometri, Fourier Dönüştürücü Kızıl-Ötesi (FTIR) ve Radyasyon/Yüzey Sıcaklığı Ölçümleri yöntemleri açıklanacaktır.

5.1. Altaş Temizleme

1200 Å kalınlığa ve 15 Ω dirençli, 3 adet SKC üzerine büyütülen ITO, LUMTEC firmasından temin edildi. Çalışmada bazı ölçümlerin alınabilmesi için ise 1 adet Si (100) altaşı University Wafer firmasından temin edildi. Malzemenin hazırlanması için, ITO camları kare plakalar (2cmx2cm) halinde kesildi. ITO kaplamalı cam alt katmanlar biriktirme işleminden önce temizlendi. Bu temizleme işlemi, cam numunelerin taşınması veya depolanması sırasında biriken organik safsızlıklardan kurtulmak için yapıldı.

Resim 5.1’de görülen Wet Bench (Bench Top Hot Plate) ultrasonik banyosu temizlik sırasında karıştırma amaçlı kullanıldı. Önce SKC üzerine büyütülen ITO kaplı alt katmanlar 5 dakika süreyle sırasıyla aseton (ACE) (C_3H_6O), izopropil alkol (IPA) (C_3H_8O) ve deiyonize su ile temizlendi. Temizleme işleminden sonra tüm altaşlar, nitrojen tabancası (N_2) kullanılarak kurutuldu.



Resim 5.1. Wet Bench (Bench Top Hot Plate) ultrasonik banyosu

5.2. E-demeti Buharlaştırma Yöntemi

E-demeti buharlaştırma yöntemi, vakumla termal buharlaştırmaya benzer. Söz konusu metotta; bölgesel olarak sıcaklığı arttırarak hedef malzemeye etki etmek için bir e-demeti kullanılır. Bu da hedeften gelen atomların gaz fazına dönüşmesine neden olur. Bu atomlar daha sonra katı formda çökelir ve vakum odasındaki malzemeleri (görüş hattı içinde) ince bir katman ile kaplar.

E-demeti buharlaştırıcı, e-demetini üreten elektron kaynağı/elektron tabancası ve pota (crucible) olmak üzere iki bileşene sahiptir. Pota, buharlaştırmak istediğimiz kaynak malzemenin bulunduğu yerdir. Elektron tabancası ise bir filamandır. Bu tel filaman, yüksek bir sıcaklığa erişmesi için yüksek bir akımdan geçirilir. Bu sayede, yüksek sıcaklıkta filaman yüzeyinden bir elektron akışı başlar. Kinetik enerjili bu elektronlar anodun ivmesiyle hızlanır, manyetik lensle yönlendirilir ve erimesi için kaynak malzemeyi bombardımana tutmaya odaklanır. Söz konusu yüksek enerjili bombardıman, kaynağın eridiği ve buharlaştığı (veya süblimleştiği) noktaya kadar ısıtır.

İlk hız dikkate alınmazsa, ivmeden sonra bir elektronun kinetik enerjisi, e-demeti sisteminde genellikle 10-40 kV arasında değişen $\frac{1}{2}mv^2$ olup ve ilk konumdaki elektronun elektrik potansiyel enerjisine eşit olmalıdır. Bu ilişki aşağıdaki eşitlikle ifade edilebilir. Elektronların hızı, elektrik alan potansiyeli ile artar.

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU \quad (5.1)$$

Burada, m , elektronun kütlesi (9.1×10^{-31} kg), e elektron yükü (1.6×10^{-19} C) ve U , hızlandırma voltajıdır. Kaynak malzemelere çarpan elektronların hızı azaltılmalıdır:

$$v = 5.93 \times 10^5 \sqrt{U} \text{ (m/s)} \quad (5.2)$$

$U = 10$ kV ise, elektron hızı 6×10^4 m/s'ye ulaşmalıdır. Yüksek hızda akan bu elektronlar, bir elektromanyetik alan tarafından bir demete odaklanır ve buharlaştırıcının yüzeyini bombalar ve kinetik enerji ısı enerjisine dönüştürülür.

$$W = neU = IU \quad (5.3)$$

Burada, n elektron akışıdır (s^{-1}) ve I (A) e-demeti akımıdır. T e-demetinin bekleme süresi ise, Q (J) ısıdır;

$$Q = 0.24Wt \quad (5.4)$$

Yüksek hızlandırıcı bir voltaj uygulandığında, yukarıda belirtilen formüldeki gibi üretilen ısı, hedef malzemenin buharlaşması için yeterli olmalıdır. Bu nedenle e-demetiyle ısıtma, vakumlu buharlaştırma tekniğinde iyi bir ısıtma kaynağı haline gelir. Bazı malzemeleri eritmek için daha düşük güç gerektirirken, diğerleri için ise daha yüksek güç gerektirdiğinden güç seviyesi, filaman akımını ayarlayarak kontrol edilebilir.

Hedef malzeme, soğutulabilen veya soğutulamayan bir pota içinde tutulabilir. Bazı malzemeler için su soğutmalı metalik bir pota kullanılması uygundur. Buharlaşma, yüzeyde erimiş bir havuzun oluşmasını sağlayan pota ile yüzey arasındaki termal gradyana dayanır. Ancak bu pota ile temas eden malzemenin katı halde kalması içindir. Bu şekilde, malzeme saf kalır ve potada erimiş formda olduğundan çok daha az reaksiyona girme durumu ortaya çıkar. Bu da bir alaşım oluşturma veya bir pota malzemesi ile erimiş halde dağılmayı mümkün kıldığından pota ile temas etme olasılığı çok daha düşüktür.

Genellikle, çok katmanlı bir filmi sıralı bir şekilde biriktirmek için EBPVD'ye, her katman arasındaki vakumu kırmadan ve kirlenmeyi en aza indirmek suretiyle çok cepli potalar dahil edilir. Her bir pota haznesine sadece tek bir malzemenin yüklenmesi gereken bir pota yerleştirilir. Ayrı bileşenlerin buhar basıncı genel olarak benzer olmadığından, kontrollü bileşime sahip alaşımları EBPVD ile buharlaştırmak son derece zordur. Diğer bir yöntem de, alaşım filmi yerleştirmek için iki e-demeti birlikte kullanmak olabilir, ancak bu durumda da her iki cepte de son derece hassas bir sıcaklık kontrolü gerekecektir. Kısaca bu yöntemde, alaşım film bileşimi doğru bir şekilde kontrol edilebilir fakat uygulanması kolay değildir. Bu nedenle, alaşım filmler nadiren vakumlu e-demetli buharlaştırma sistemi kullanılarak buharlaştırılır, bunun yerine daha çok vakumlu termal buharlaştırma tercih edilir.

E-demeti buharlaştırmada, yüksek demet akım yoğunluğuna sahip e-demeti bombardımanına tabi tutulmuş bir ısı kaynağıyla elde edilen enerji yoğunluğu, dirençli bir ısıtma kaynağıyla elde edilen enerji yoğunluğundan çok daha fazladır. Bu avantaj sayesinde, 10^4 – 10^9 W/cm² güç yoğunluklarına daha küçük bir alanda ulaşılabilir, böylece yüksek erime noktalı malzeme buharlaşması kolaylaştırılabilir ve daha da yüksek buharlaşma oranları elde edilebilir. Örneğin Au, Pt, Mo, Ge, Al, HF, Fe, CeO₂, TiO₂, SiO₂ ve Al₂O₃ malzemeleri bir e-demeti sistemiyle kolaylıkla buharlaştırılabilir [127,128].

Burada, kaynak malzeme, pota içindeki malzemenin buharlaşmasından dolayı kirlenmeyi önleyebilen su soğutma potasına yerleştirilir. Pota içindeki malzeme ile alt katman üzerinde kaplanan ince film kaplama malzemesi arasındaki reaksiyonun saflığını iyileştirmek için bu yöntem çok önemlidir.

Bir diğer avantajı ise e-demetin ısı miktarı, doğrudan buharlaşma malzemesinin yüzeyine etki edebilir, böylece ısı verimi, dirençli ısıtmadan daha yüksek olur. Bu sayede ısı iletimine bağlı kayıp ve ısı radyasyonundan kaynaklanan kayıp daha az olacaktır.

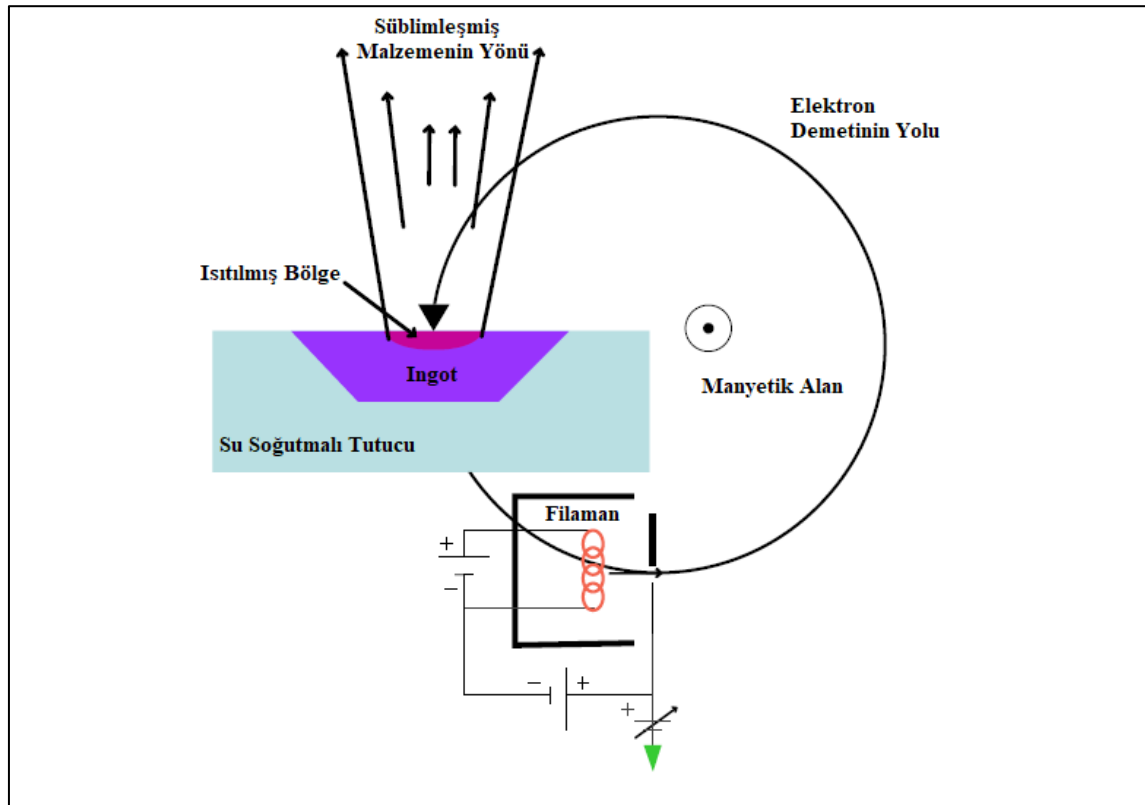
5.2.1. E-demeti buharlaştırma kaynağı bileşenleri

E-demeti buharlaştırmaları için sistem, temel olarak vakum odası ve e-demeti kaynağından oluşur. Aynı zamanda efüzyon hücresi, iyon demeti tabancası, hedef malzeme kabı, alttaş için numune tutucu, yerinde karakterizasyon için kapak ve içindeki ince filmlerin ölçümleri için birleşik vakum odası gibi diğer biriktirme aksesuarları ile desteklenir. E-demeti

buharlaştırma işleminde, tabancanın e-demeti oluşturma bölgesindeki vakum genellikle 10^{-4} Pa veya daha düşükken, çalışması için 10^{-2} Pa'dan daha düşük bir vakum gerektirir. Sistemlerde bulunan vakum son zamanlarda 10^{-10} Pa'ya yükseltilmiştir [129-132].

Filaman ve elektron yayılımı

İlk olarak, vakumda e-demeti buharlaşmasının temel bileşeni e-demeti kaynağıdır. Şekil 5.2 şematik tasarımı göstermektedir. Parlak beyaz sıcak bir filaman, düşük voltajlı ve yüksek akımlı bir güç kaynağı kullanarak elektron üretebilir. Elektronlar, filaman yüzeyinden rastgele yönlerde yayılır. Filaman, bir yarık dışında negatif yüklü bir katot yüzeyi çevreleyerek, yarıktan geçen elektronların belirli bir yönde hareket etmesini sağlar. Düşük basınçta gaz çarpışmalarından kaynaklanan elektron kaybını önlemek için, yüksek güçlü e-demeti tabancası kendi pompalama sistemine sahiptir. Filamanda güç kaynağı olarak AC veya DC kullanıldığında, yüksek akım akışı bir manyetik alan oluşturabilir ve bu durum elektron yayılımını etkileyebilir. DC güç kaynağı, elektron demetlerini daha sıkı yapma eğiliminde olduğu için en iyi seçimdir ve AC güç kaynağı daha geniş bir e-demetini indükleyebilir.



Şekil 5.1. E-tipi elektron tabancası ile e-demeti kaynaklı buharlaşmanın biriktirme süreci

Yayılan elektronların miktarı, filamandan geçen akıma, elde edilen sıcaklığa ve diğer faktörlerin yanı sıra iş fonksiyonuna bağlıdır. Bu üç faktör ise, filaman için seçilen malzemeye bağlıdır. Elektron yaymak için filamanda kullanılan malzemeler genellikle tungsten (W), tungsten-renyum alaşımları (W/Re), tantal (Ta) ve lantan heksaboriddir (LaB_6). Çoğu elektron tabancası filaman olarak tungsten kullanır [133-137].

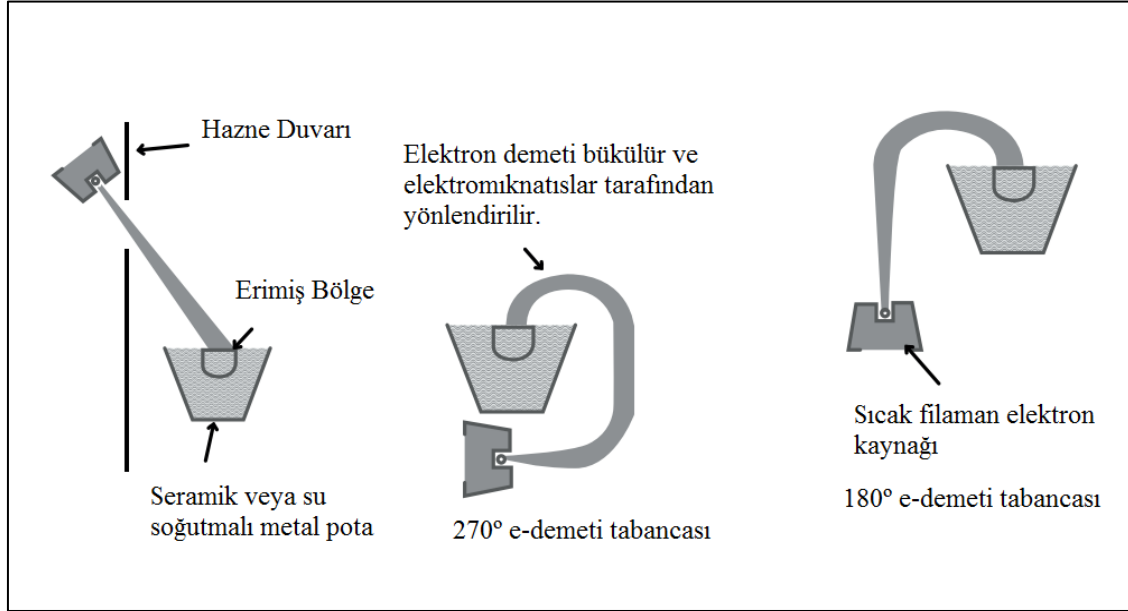
Günümüzde yüksek güçlü e-demeti sistemleri için birçok tasarım, kendi pompalama sistemine sahip olan e-demeti filamanı için ayrı bir vakum bölmesine sahiptir. Bu bölme, sistemin geri kalanından izole edilebilir, böylece filaman değişiklikleri için hızlı erişim sağlar.

Elektronlar buharlaşan malzemeye çarptığında, gelen elektronlar ile buharlaşan malzemenin atomları arasında birçok etkileşim meydana gelir. Bazı elektronlar geri yansır ve geri saçılmış elektronlar olarak adlandırılır. İkincil elektronlar, çarpışmalarla yavaşlayan ve buharlaşan hedefin yüzeyinden yeniden ortaya çıkan elektronlardır. Geri saçılan elektronlar, ikincil elektronlar, termiyonik elektronlar ve X-ışınları bombardıman ile üretilir ve buharlaşan malzemenin üst yüzeyinde tespit edilir. Bununla birlikte, e-demetinden gelen kinetik enerjinin büyük bir kısmı ısıya dönüşür. E-demetinden gelen kayıp elektronlardan herhangi biri ve buharlaştırıcı malzemeden üretilen ikincil elektronların tümü olabilir. Bazı durumlarda ise alt katmanda kalan elektrostatik polarizasyon sağlayan dielektrik malzeme, oksit oluşumunun neden olduğu ark oluşumunu önlemek için bir elektron tuzağı tarafından yakalanmalıdır.

E-demeti kontrolü

E-demeti anot ile hızlandırılabilir. Hızlandırma voltajı 1,2 MW gücünde 100 kV'a kadar çıkabilir [138]. Bu demet oluşturulduktan sonra, elektromanyetik süpürme bobinleri kullanılarak aynı şekilde odaklanabilir. Hedef alan üzerinde termal kararlılık elde etmek için e-demeti taraması önemlidir. Şekil 5.2'de görüldüğü gibi, e-demeti tabancalarının farklı elektron yolları ile tasarlanmış birkaç farklı kaynağı vardır. Odaklanmış e-demeti biriktirme kullanılırken, demet doğrudan kaynak malzemeye doğrultulur ve süpürme bobinleri, düz tabanca modunda olduğu gibi bir nokta kaynağı yerine geniş bir alan sağlamak için demeti tüm yüzey boyunca hareket ettirmek için kullanılır. Daha geniş süpürme alanları, biriktirme oranının ve güç yoğunluğunun daha iyi kontrol edilmesini sağlar. Tarama, kararsız erime

noktalarından kaynaklanan buharlaşma artışlarını ve düşüşlerini azalttığı gibi biriktirme hızı dalgalanmasını da azaltır. Diğer kaynaklarda, e-demeti buharlaşma birikiminde kullanılan e-tipi tabanca modunda olduğu gibi, e-demeti manyetik bir lensle potaya 270 ° kadar bükülür.



Şekil 5.2. Farklı elektron yollarına sahip birkaç farklı kaynağı gösteren şematik çizimler

Çoğu e-demet buharlaştırıcı, ultra yüksek vakum koşulları altında malzemelerin kontrollü buharlaştırılması için bir e-tipi tabanca ile tasarlanmıştır. E-demeti sistemleri birden fazla pota ile minyatür hale gelir ve küçük mini diziler halinde düzenlenebilir. Isıtma tekdüzeliğini ve biriktirme hızının kararlılığını tek bir taranmış kaynağa göre daha iyi hale getirebilmek için e-demeti tabancalarının her birinde herhangi bir tarama sisteminden vazgeçmek mümkündür [134].

E-demeti, güç, demet şekli (çap), tarama modeli ve kalma süresi ile kontrol edilebilir. E-demeti son derece güçlüdür ve yanlış kullanılırsa hedef malzemeye zarar verebilir. Bir noktaya odaklanan aşırı yüksek güç yoğunluğu, erimiş sıvı içinde sıçramalara neden olur. Kaynak malzemenin saf olması çok önemlidir. Farklı buhar basıncına sahip bir makro kirlilik partikülü, yüzeyden aniden fırlayarak hız dalgalanmalarına ve filmlerde tepeciklere ve deliklere neden olabilir. Kaynak malzeme, iyi bir termal iletkeniden zayıf bir termal iletkene kadar ve tozdan katı topaklara kadar çeşitli formlarda olabilir. Yüksek güçlü bir e-demeti kaynak malzemeye çarptığında, potadaki tüm tozu kaldırır, blokta hapsolmuş gaz ceplerini ısıtır ve bloğu parçalara ayırır. Kaynak malzemelerin ısınma hızı, ısıl iletkenlik ve güç

kaynağı ile belirlenir. Zayıf ısıl iletkenliğe sahip malzemeler için, güç kaynağı yavaşça artırılarak yüzey ısıtılabilir. Ayrıca, demet odaklanmayabilir ve ön ısıtma için tüm yüzey boyunca hareket ettirilebilir, böylece tüm yüzeyi aynı anda gerekli sıcaklığa getirir. Yüksek erime noktalı bir metali buharlaştırmak için, yüksek sıcaklıklara ulaşmak suretiyle demeti daha sıkı odaklamak ve ızgara modelini sınırlayarak erimiş havuzun boyutunu sınırlamak gerekebilir. Pota uçlarında daha büyük ısı kayıpları varsa, bu kaybı her uçta demetin kalış süresini artırarak önlemek mümkündür. Bu aynı zamanda buharlaşma oranında küçük bir artışa neden olur ve birikimde sadece nihai kayıpları telafi etmekle kalmayıp aynı zamanda biriktirme profilini iyileştiren bir artış sağlar. Alaşımalar için, e-demeti, potanın uçları gibi yavaş veya sabit noktalar ve potaların ortasındaki daha hızlı noktalar gibi önceden belirlenmiş desenlerde taranabilir.

Güç kaynağı, potalar ve besleme sistemleri

Güç kaynağı, e-demeti tabancaları için oldukça kararlı bir voltaj ve akım sağlamaktan daha fazlasını yapmalıdır. Güç kaynağı arktan iyi korunmalıdır. Yayılım devresi, çok yüksek stabiliteye sahip bir kaynağa ve sabit bir elektron yayılım akım akışı sağlayan akım algılama direncine sahip olmalıdır. Hızlanma voltajı da devreyi kontrol etmek için sabit bir voltaj kullanır, böylece her şeyi mümkün olduğunca sabit tutar. Tarama bobinleri, temel demet yönü kontrollerinin yanı sıra sinüzoidal veya testere dişi dalga formlarına sahiptir.

Ti, W, Mo, Cu, WC, BN, Al_2O_3 ve grafit gibi çeşitli yüksek erime noktalı malzemelerden oluşan potalar, deneysel koşulların ihtiyaçlarına göre kaynak malzemeleri barındırmak için kullanılır. Ortak olarak su soğutmalı bakır potalar çoğu hedef malzemenin buharlaşması için yeterlidir. Buharlaştırıcıyı su soğutmalı potalarda tutmak, yüksek erime noktalı ve reaktif malzemelerin buharlaşmasına izin verir. Buharlaştırıcı ile bakır pota arasında verimli ısı transferini sağlamak için oksit katmanlarının bulunmadığından emin olmak çok önemlidir. Buharlaştırıcı malzemenin ısıl iletkenliği büyük olduğu için yüksek ısı kayıpları tolere edilemezse, buharlaşma malzemelerini eritmek için daha yüksek çalışma güçleri gerekir. Öte yandan, ısı transferi yeterli olmazsa, pota malzemesi kaynak malzemelerle reaksiyona girmeye başlar veya beklenenden daha yüksek sıcaklıklara neden olur. Yalıtıcı malzemelerin (seramik gibi) pota ekleri ısı transferini azaltmak için genellikle ısı bariyerleri olarak kullanılır. Artan enerji kullanımının bir sonucu olarak potadaki ısı kayıpları azaltılabilir ve son derece yüksek buharlaşma oranlarına ulaşılabilir.

Buharlaştırılacak malzeme, istenen buharlaşma hızına, enerji ihtiyacına ve buhar dağılımının doğası pota boyutuna ve çeşidine önemli ölçüde bağlıdır. Pota tipi ve e-demeti kontrolü, tüm ihtiyaçlara göre farklı malzemelere uyacak şekilde optimize edilmelidir. Kaynak malzemenin kompanse edilmesi için potaların tasarımında birçok varyasyon vardır. Kaynak malzemenin katı bir çubuk olarak potanın tabanındaki eriyik kaynaktan beslendiği su soğutmalı potalar mevcuttur. Çubuğun beslenmesi sıvı seviyesini sabit tutmayı amaçlamaktadır. Diğer tasarımda, e-demeti bir noktadan potaya yönlendirilmiş özel olarak tasarlanmış bir halka potası kullanılmıştır. Diğer bir alternatifte ise eriyik havuza periyodik olarak pellet eklemektir. Seçeneklerden biri iki veya daha fazla paralel pota ve kaynaklar arasında hareket eden ve her ikisinin de buharlaşmasını sağlayan tek bir e-demeti tabancasına sahip olmaktır. Alaşımın veya çok katmanlı bir yapının bileşimi, her bir pota üzerindeki kalış süresinin ve dolayısıyla ayrı çökeltme oranlarının kontrol edilmesiyle değiştirilebilir.

Kaynak malzemeler

E-demeti sistemlerinin ilgi çekici olmasının nedenleri arasında, yalnızca düşük erime noktalarına (örneğin, Zn, Cd, As, Al, Ag) ve yüksek erime noktalarına (örneğin, Mo, Pt, W, C) sahip elementleri buharlaştırma yeteneğinin yanısıra su soğutmalı bir pota içinde oluşan kafadan (skull) yararlanarak yüksek reaktiviteye sahip elementlerin (örneğin Ti, Ta, Nb) kullanılması sıralanabilir. Oksitler ve diğer bileşikler ve alaşımlar (örneğin SiO_2 , Al_2O_3 , HfO_2 , ZnS, ZnSe, Ru- β -FeSi, TaN, InAlN, FePt, SmCo) da e-demeti buharlaşmasıyla ince bir film oluşturarak substrat üzerinde birikebilir. Son zamanlarda, $\text{Co}(\text{CO})_8$, $\text{Fe}(\text{CO})_5$, $\text{W}(\text{CO})_6$, $\text{Si}(\text{OCH}_3)_4$ ve $\text{Pt}(\text{PF}_3)_4$ gibi bazı moleküler öncüler, ince filmler veya nanoyapı odaklanmış e-demeti birikimi ile yüksek saflık üretmek için buharlaştırıcılar olarak da kullanılabilir. [127,138-140].

Buharla biriktirme ve buharlaştırıcı malzemenin kırılmasında karşılaşılan sorunlar, bileşik fazdaki elektriksel iletkenlik eksikliğinden kaynaklanmaktadır. Bu sorunlar, güç yoğunluklarını kontrol ederek, belirli bir modelde bir e-demetini tarayarak ve buharlaştırıcı kaynağı olarak kullanılan hedefin yoğunluğunu kontrol ederek (örneğin, bir toz kompakt kullanarak) çözülür. Bileşiklerin buharlaşmada ayrışması için reaktif gazlar eklenir ve vakum odasına iletilir. Bununla birlikte, bu gazlar basıncı artırır, bu da buharların moleküller arası çarpışmalarla termalleşmesine bağlı olarak gözenekli ince filmlerin

oluşumuna yol açar. Elektriksel olarak yalıtkan malzemelerin katı yüzeyleri buharlaştırılırken yerel yüzey yükü birikmesi meydana gelebilir. Sonuçta, biriktirme sisteminde partikül kontaminasyonuna neden olabilecek yüzey arkına yol açar. Bileşik ince filmin özellikleri hassas bir şekilde ince filmin stokiyometrisine bağlıdır. E-demeti buharlaşması, buhar akımlarının alt katmana ulaşana kadar düz çizgiler halinde hareket etmesini sağlar. Yarı iletken teknolojisinde derin çukurlar ve yollar gibi seçilmiş alanlarda atomları biriktirmek veya buhar atomlarının görüş hattı nedeniyle fiberleri tamamen kompozitlerle kaplamak zordur. İstenmeyen yerlerdeki buharlaşma birikintilerinin çoğu, yetersiz malzeme kullanım verimliliğine katkıda bulunur. Odaklanmış e-demetiyle indüklenen biriktirmenin son on yılda artan ilgi gören yeni bir tekniği seçili alanlarda atomların biriktirilmesi ile gerçekleştirilmiştir [140,141, 131,132].

Birçok laboratuvar/fabrikada mevcut olan diğer biriktirme tekniklerinden, Fiziksel Buhar Biriktirme (PVD) rezistif ısıtma ile de buharlaştırma mümkün olabilir. Akım, kaynak malzemeyi, örneğin Al_2O_3 'ü ısıtan ve sıcak olan bir tungsten potasına uygulanır. Burada, sadece ısı bir rol oynamakla kalmaz aynı zamanda erime sıcaklığını düşürmek için uygulanan vakum da önemli bir rol oynar. Vakum ne kadar büyükse kaynama noktası o kadar az olur. Fakat oksitlerin genellikle büyük bir erime ve kaynama noktalarına sahip olması nedeniyle bu sistemlerde elde edilebilen düzenli vakumlarla malzemeyi eritmek çok zordur ve bu durum malzemeleri buharlaştırmayı çok daha zor hale getirir. Genellikle bu yöntem, alttaş üzerinde biriken katmanın iyi bir stokiyometrik bileşimini elde etmek için iyi bir akım kontrolü de gerektirir.

Diğer Fiziksel yöntemler, kaynak malzemeyi (Al_2O_3) buharlaştıran çok kısa lazer darbeleri (atto veya femtosaniye) kullanan PLD'yi (Darbeli Lazer Biriktirme) içerir. Bu yöntem etkilidir, ancak maliyetlidir. Kimyasal Buhar Biriktirme (CVD) ise iki öncül molekül kullanır, her ikisi de oda içinde reaksiyona giren gazlar, istenen malzemenin ince film şeklinde birikmesini sağlar. Fakat, yine doğru stokiyometriyi elde etmek için akımın iyi bir şekilde kontrolünü gerektirir.

E-demetini bu çalışmada dielektrik biriktirme tekniği olarak seçmemizin temel nedeni, bu tekniğin hareket ettirebileceği enerjidir. Genellikle bu büyük enerjiye diğer tekniklerle ulaşmak zor olduğu için ve dielektriklerin çoğu çok yüksek bir erime sıcaklığına sahip olması nedeniyle bu teknik tercih edilmiştir.

5.3. Al₂O₃/Ge/ITO/Soda Biriktirme Süreci ve ilgili Etkili Parametreler

Sabancı Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi (SUNUM) tesisinde bulunan Torr e-demeti buharlaştırma sistemi, Resim 5.2'de gösterilmektedir. Bu çalışmada 3 adet 120 nm ITO kaplı SKC ve 1 adet Si alttaş üzerine, 300 nm Ge ve 250 nm Al₂O₃, 4×10^{-6} Torr basınç değerinde vakum kırılmadan ardışık olarak e-demeti termal buharlaştırma sistemi ile kaplama yapılarak üretilmiştir.





Resim 5.2. Torr e-demeti buharlaştırma sistemi görseli

Biriktirme oranını bilmek ve biriktirdiğimiz katmanları güvenilir ve hassas bir kalınlıkta elde edebilmek için kalibrasyon gereklidir. Tooling faktörü, ölçüm için kullanılan kristal monitör aracılığı ile kristal üzerinde biriken film kalınlığına karşı, alttaş üzerinde biriken filme göre

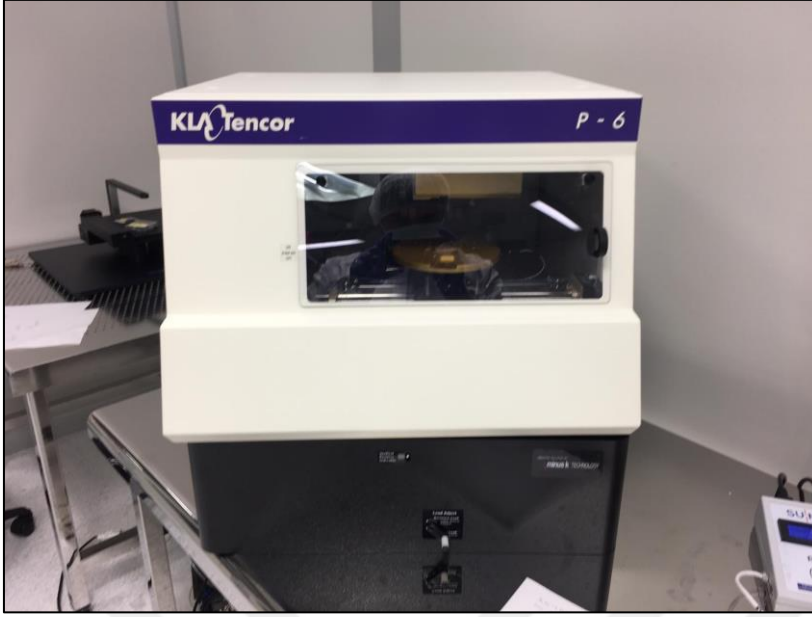
göreceli kalınlığı için gerekli olan düzeltmedir. Bu faktör haznenin geometrisine, alt katman konumuna, kristal monitörün konumuna ve biriken malzemeye bağlıdır.

Sistem geometrisinde malzeme bir kaynaktan buharlaştırıldığında kaynağa göre, alttaş mesafesi ve sensör konumu ve birim alan başına buharlaşan malzeme miktarı yönüyle büyük bir bağımlılığa sahiptir. Bu açısal bağımlılık, bir kosinüs yasası dağılımı ile tanımlanır. Bu kosinüs yasası dağılımı ve sensörün nadiren alttaş ile aynı konumda olduğu gerçeğini hesaba katmaktadır. Burada, sensörden ölçülen ile alt katman üzerinde biriken malzeme arasında bir tutarsızlık söz konusu olmaktadır. İnce bir film biriktirme cihazı tasarlanırken, sensör konumu, yeterli biriktirme akısını yakalaması ve aynı zamanda sensör ömrünü uzatmak için akıyı mümkün olduğunca sınırlandırılacak şekilde düşünülür. Bu durum göz önünde bulundurulduğunda, cihaz kullanıcıların bir hedef kalınlık girebilmesini ve yazılım aracılığıyla tooling faktörü hesaplanmamızı sağlar. Öncelikle hedef kalınlık tahmini bir tooling faktörü ile biriktirme gerçekleştirilir.

Tooling faktör genelde % cinsindendir. Kristal ile alttaş aynı yükseklikte ise hemen hemen aynı miktarda kaplanır. Bazı sistemlerde kaynağa yaklaştıkça daha kalın, uzaklaştıkça daha az kaplanır ve kaplanan kalınlık tooling faktör hesaplanarak doğru değere getirilir/oranlanır. Örneğin, %50 tooling faktörü, alttaşdaki film kalınlığının kristalin yarısı kadar olduğu bir sistemi tanımlar. İlk aşamada bir değer girerek kalibrasyona başlamamız gerekmektedir. Bu da kristal ile alttaş aynı yükseklik kabul edilip (%100) işleme başlanır ve doğru değeri kalınlık ölçümünün sistemde okunan değere oranlanması ile bulunur.

Sistemde istenen kaplamalar gerçek örnek üzerine kaplanmadan önce kaplama kalınlıkları kalibre edilmektedir. Bunun için her bir malzeme, kalınlık monitörü ile ayrı ayrı kalibre edilir. Ge ve Al_2O_3 kalınlık kalibrasyonu yapılması işleminde Ge ve Al_2O_3 için spesifik olan yoğunluk ve z-faktör parametreleri sabit olup tooling-factor değeri hesaplanır. Bu tahmini faktör, deneyime veya haznenin geometrisine dayanabilen bir tahmindir.

Hesaplama tooling-factor ilk etapta 100 girilerek sistem ile Si alttaş yüzeyine kaplama yapıldı. Ardından yapılan kaplama kalınlığı profilometre sistemi ile ölçülerek kaplanan kalınlık ile ölçülen kalınlık arasındaki ilişki aşağıdaki formüle göre hesaplanarak sistem Ge kaplanması için kalibre edilmiş oldu.



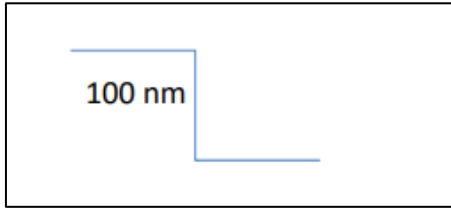
Resim 5.3. KLA Tencor Surface Profilometre

$$TF_m = TF_i \frac{t_m}{t_i} \quad (5.5)$$

Bu formülde, TF_i kalınlık ölçüm sistemine girilmiş olan tahmini tooling faktörü, ve TF_m doğrultulmuş tooling faktör olup, t_m surface profiler ile ölçülen gerçek film kalınlığımız ve t_i kalınlık ölçüm sisteminin göstermiş olduğu tahmini film kalınlığımızdır.

Yüzeye kaplanan malzemenin kalınlığı quartz kristal frekans kayması üzerinden oranlayarak bulunur. Kuartz kristal monitörler (QCM), belirli bir frekansta salınan (veya titreşen) bir kristalden oluşur (kullandıklarımız herhangi bir birikim gerçekleşmeden önce 6 MHz'de salınır). Film kristal üzerine kaplandıkça kütlesi değişir ve salınımda ölçülebilir bir fark oluşturur. Temelde titreşen bir kristal üzerine malzeme biriktikçe rezonans frekansı düşmeye başlar ve bu düşüş yüzeye kaplanan malzeme kalınlığına oranlanır. Genellikle kristal frekansında yaklaşık %30'lık bir düşüşün ardından QCM kristali değiştirilmektedir. Bu şekilde sistem tarafından kaplanan kalınlık dolaylı olarak kristal frekans kayması üzerinden hesaplanır. Bununla birlikte, bir kristal üzerinde hepsi farklı yoğunluklara ve z oranlarına sahip birden fazla malzeme biriktirildiğinde, belirlenmesi daha zor olabilir, bu nedenle QCM doğruluğunun kullanıcı için ne kadar önemli olduğuna bağlı olarak bazen daha sık değiştirilebilir.

Alttas üzerinde biriken ince filmin gerçek kalınlığını ölçmek ise bir adım geometrisi oluşturmaya dayanır. Bu profil Şekil 5.3’de ki gibi olup alt katman üzerinde filmin birikmediği bir alan oluşturmamızı sağlar. Bu alanı oluşturmak için bir litografik maske ya da kapton bant kullanmak gerekmektedir. Bu yöntemlerden kullandığımız kapton bant yöntemi, alttasın bir kısmını Ge biriktirmeden önce bir bant ile korumamız anlamına gelmektedir. Bu sayede kısmen korunan alttas hazne üzerine yerleştirildiğinde ve Ge film biriktirmek istenildiğinde korumasız alan (100 nm Ge) ve korumalı alan (100 nm Ge) olacak şekilde kaplanacaktır. Biriktirme işlemi tamamlandıktan sonra, bant dikkatlice çıkarılmış ve alttaki alttas ortaya çıkmıştır. Dolayısıyla, koruyucu katmanı bant yardımıyla çıkardığımızda, bant tarafından korunmayan alan 100 nm Ge ile kaplanır ve sınırlar keskinleşeceğinden ince filmin yüksekliğini ölçmek daha kolay olur.



Şekil 5.3. Adım geometrisi

Bant yerine litografik bir maske kullandığımızda ise öncelikle alttas düzgün bir şekilde temizlenmelidir. Bu işlem için bir spin coater kullanılabilir ve yüksek hızda dönmesi sağlanarak ardından birkaç damla sıvı fotorezist (ışığa duyarlı bir malzeme, özellikle UV ışığa) eklenir. Bu malzeme alttasın her tarafına yayılarak, ince bir film ile kaplanır. Kalan çözücünün çıkarılması için belli bir süre ve sıcaklıkta kurutmak gerekmektedir. Fotorezist kuruduktan sonra bir litografik maskeye ihtiyacımız olur. Bu maske temelde üzerinde açılmış pencereler olan hafif geçirgen bir malzemenin içinden ışığın geçebildiği bir şablon gibidir. Bu opak malzeme fotorezist ile kaplı alttasın üzerine yerleştirilir, böylece bir kısmı opak bir malzeme ile kaplanırken geri kalanı görünür olur. Alttaş ve maske belli bir süre UV ışığa maruz bırakılır. Maruz kalan alanda kimyasal bir reaksiyon gerçekleşir, örneğin fotorezistin (pozitif dirençli) üzerindeki bazı kimyasal bağlar kırılabilir. Optik litografi sonrasında alttas geliştirici solüsyon içerisine daldırılarak geliştirme işlemi tamamlanır ve ince film kaplama işlemine geçilir. Özetle maske kullanımında, Ge film kaplandıktan sonra alttas asetona daldırılır ve lift-off işlemi sonucunda geliştiren bölgelerdeki Ge ince film yüzeyde kalırken, fotorezist üzerine kaplanan Ge ince film ise asetonun etkisi ile yüzeyden ayrılır ve kurutma işleminin ardından profilometre ile kaplanan kalınlık ölçülür.

Kalibrasyonun doğru yapılıp yapılmadığını kontrol etmek için profilometre ile ölçüm alındıktan sonra gerçek kalınlık ve gerçek tooling faktör denklemde yerine koyulmuştur. Gerçek tooling faktörümüz belirlendikten sonra ilk tahminimiz ile kıyaslanmıştır. Ortaya çıkan bir farklılık söz konusu ise, hedef kalınlık tahmini tooling faktörümüz ile ölçülen kalınlığı formülümüze ekleyerek bu işlemi gerçekleştiririz. Sonrasında, yeni bir tooling faktörü elde ederek, bu yeni tooling faktörünü biriktirme yazılımımıza yeniden girebilir ve biriktirme işlemine devam edebiliriz. Benzer işlem Al_2O_3 biriktirmesi için de gerçekleştirilmiştir.

Kalibrasyon işlemi tamamlandıktan sonra, ilk olarak temizlenen Si (100) ve SKC üzerine kaplı ITO alttaşları alttaş 10 rpm hızla döndürülerek, vakum odasına yerleştirilmiştir. 7 hazneli ve su soğutmalı pota tutucu içerisindeki 2 ayrı pota cebine potalar yerleştirilmiş ve her birisinin içerisine ayrı ayrı Ge ve Al_2O_3 toprak (pellet) halde koyulmuştur. Örnek tutucuda yerine yerleştirildikten sonra vakum odası kapısı kapatılmıştır.

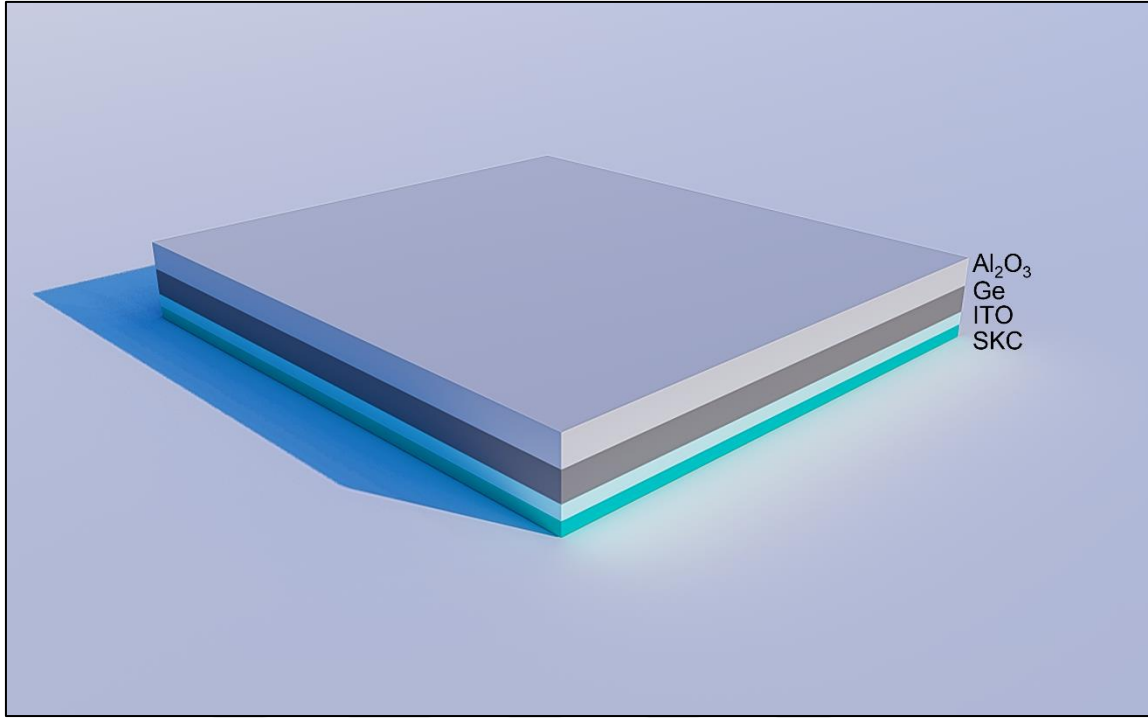
Vakum pompaları, havayı odadan elektron tabancasında 4×10^{-6} Torr'un altında ve numune odasında 4×10^{-6} Torr'un altındaki seviyelere çıkarır. İstenen vakuma ulaşıldığında, hedef malzemenin (Si ve soda kireç cam ITO) ve biriktirme işlemi başlamadan önce kısmen eritilmelidir. Özellikle, dielektriklerde yükler yer değiştiremeyeceği için e-demetinden hedefe ulaşan elektronlar, çoğu yüzey üzerinde yükü yerinde tutacaktır. Yeni elektronlar, Al_2O_3 yüzeyine ulaşmak istediklerinde, yüzeydeki elektronlar tarafından itilebilir ve hedef malzemede sıçramaya neden olabilecektir. Bu sorunu önlemek için önce hedefin üzerine, onu kısmen ısıtmak ve eritmek amacıyla düşük odaklı bir e-demeti gönderiyoruz.

Vakum odasının basıncı 4×10^{-6} Torr'a düştüğünde kaynak malzemeyi buharlaştırmak için akım artırılır ve ışın kaynak malzemeyi buharlaştırmaya odaklanır. Buharlaşma/biriktirme hızı stabil olduğunda, alttaş koruyucu bölme döndürülerek kalibre edilmiş quartz kristali monitörü tarafından kaydedilen gerekli kalınlığa ulaşana kadar hedef/kaynak malzemenin buharına maruz bırakılır, buharlaşmanın durdurulduğu an shutter kapatılır ve kaynak malzeme hala sıcakken ilave malzeme çökmesini önlemek için yeni biriktirilmiş katman bölme ile korunur. Bu sayede kaynak malzemenin atomları alttaş üzerine sabit bir hızda bırakılır.

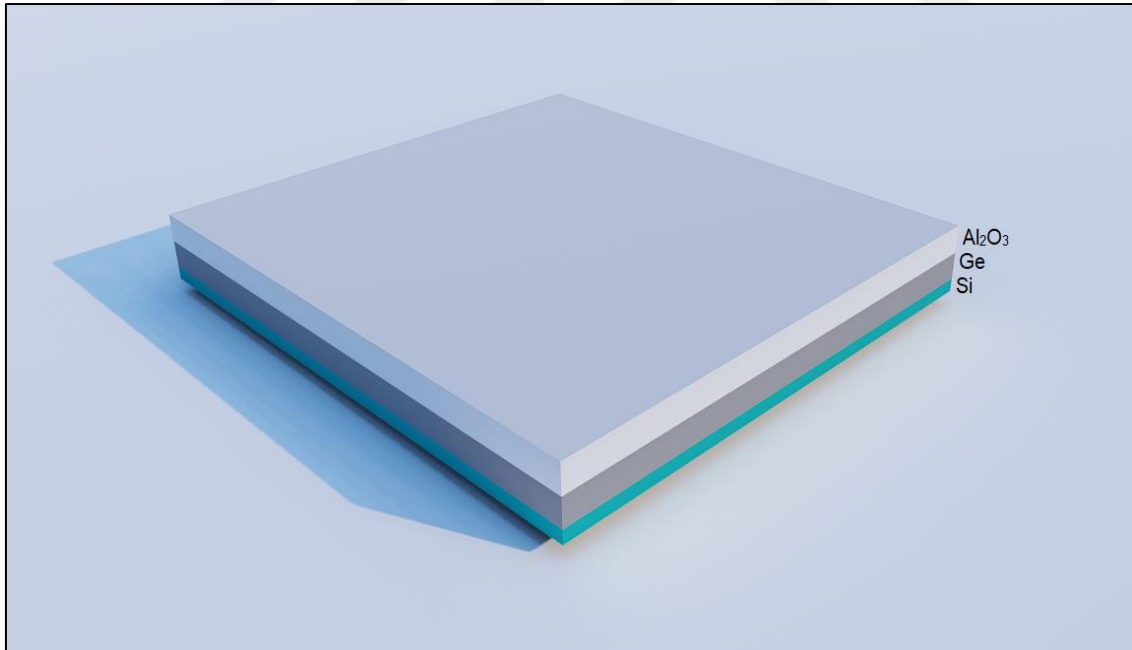
İnce filmin kalınlığı, bir quartz kristal rezonatör ile izlenen gerekli seviyeye ulaştığında, buharlaşma kaynağı ısıtmayı durdurur ve bölme, buharlaşma kaynağının üzerinde döndürülür. Bu esnada, alt katman dönüşü durdurulur. Haznenin içindeki herhangi bir uçucu parçacığı gidermek için, vakum pompaları 20 dakikadan fazla çalışmamalıdır. (böylece hazneyi açtığımızda etrafta uçuşan küçük parçacıklar kalmaz)

Bu aşamadan sonra vakum pompaları kapatılır ve kaynak güvenli bir sıcaklığa soğutulur, vakumun kırılması ve laboratuvar basıncı ile bir basınç dengesinin sağlanabilmesi için oda yüksek saflıkta nitrojen gazı (N_2) ile doldurulur (laboratuvar ortamından gelen havayı önlemek için veya H_2O ile odayı ve/veya numuneyi kirletebiliriz). Bazen bu N_2 adımı mümkün değildir, çünkü gaz hatları her sistemde yoktur, bu durumda vakumu çok yavaş kesilir. Sistemimiz, partikülleri önlemek ve esas olarak haznenin içine çok yavaş hava enjekte etmek için bir filtreden akan bir tür hava girişine sahiptir. Ancak elbette, numuneniz herhangi bir şekilde hava reaktifse, bu durumda N_2 daha iyidir. Basınç dengelendikten sonra hazne açılır ve numune çıkarılır. Son olarak, toz veya kirden kaçınmak için hazne kapısı kapatılır (hedef malzemenin kalıntılarını temizlemeden önce).

Son olarak, Şekil 5.4'deki $Al_2O_3/Ge/ITO/SKC$ ve Şekil 5.5'deki $Al_2O_3/Ge/Si$ metamalzemelerin fabrikasyonunda, Ge üzerine çok katmanlı ince film elde etmek amacıyla Al_2O_3 yerleştirmek için, vakum odasına farklı kaynak malzemelerle yerleştirilmiş ikiden fazla pota seçilmiştir. Bir katman (Ge) biriktirildiğinde, pota döndürüldü ve buharlaştırılacak bir sonraki malzemeyi e-demetiyle hizalanmış ve ardından diğer katman Al_2O_3 için buharlaştırılmıştır.



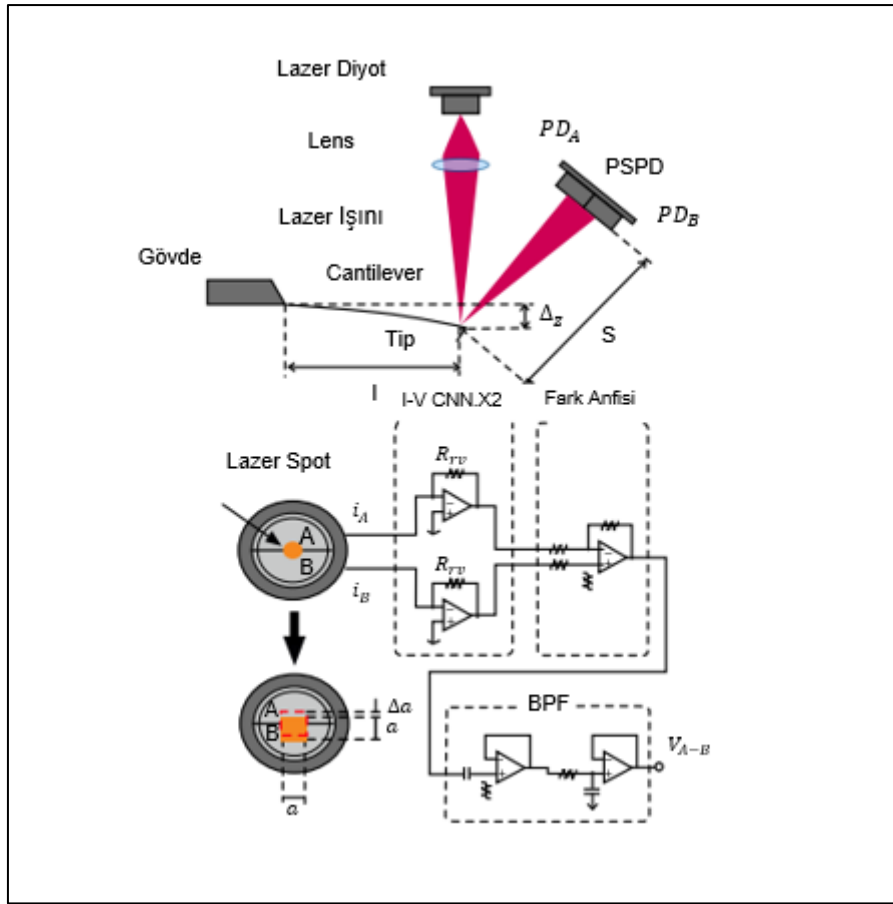
Şekil 5.4. Üretilen $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzeme yapının şematik gösterimi



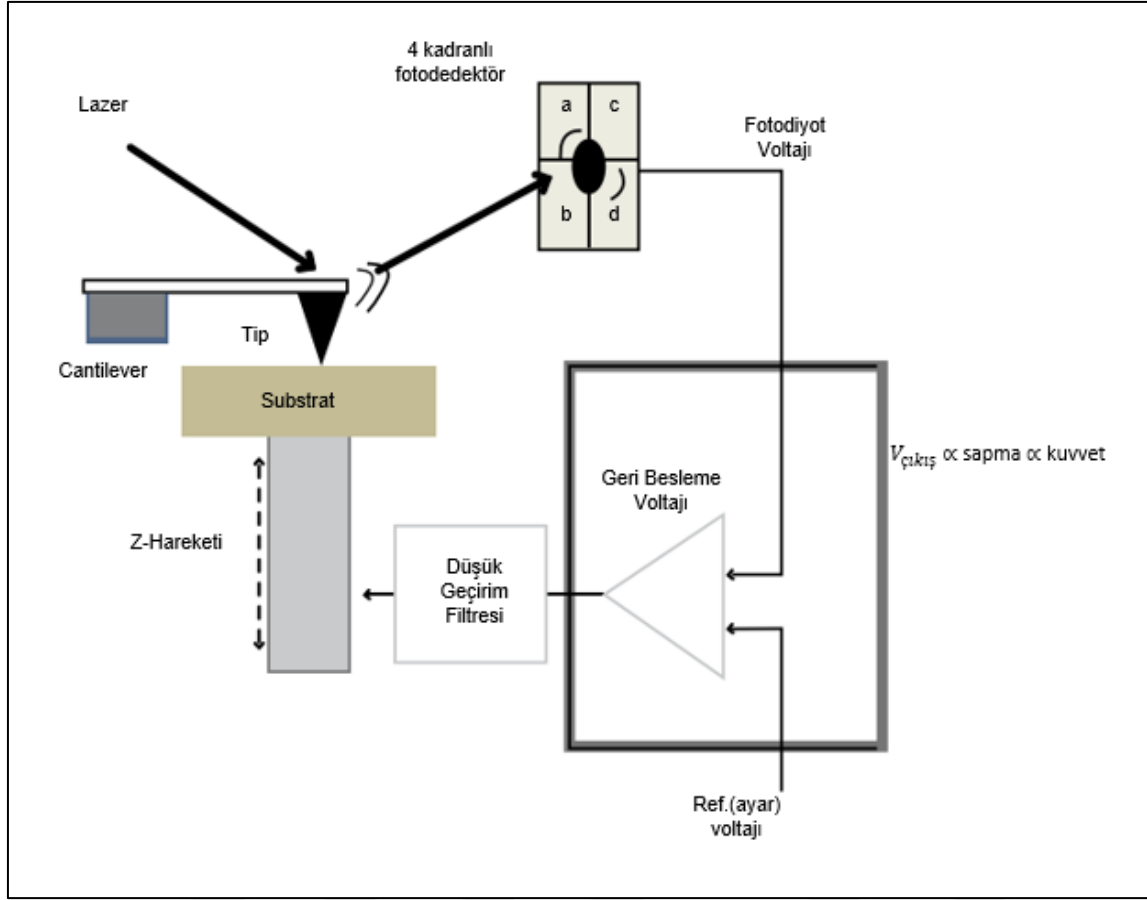
Şekil 5.5. Üretilen $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzeme yapının şematik gösterimi

5.4. Atomik Kuvvet Mikroskobu ile $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ Metamalzemenin Karakterizasyonu

AKM, yüzey analizi için kullanılan çok yönlü tekniklerden biridir. Bu yöntem, kullanıcıların yüzey topografisini 3D olarak nanometre ölçeğine kadar analiz edebilmelerini mümkün kılar. AKM, opaklık veya iletkenlikten bağımsız olarak sert veya yumuşak, sentetik veya doğal tüm malzemeleri karakterize edilebilmesine olanak sağlar [142]. AKM ile bir veya daha fazla etkileşimin izlenmesi, benzeri görülmemiş nano ölçekli yanal ve dikey uzaysal çözünürlükle araştırılan malzemelerin yüzey morfolojisini, yüzey ve yüzey altı düzenlemesini, fiziksel ve kimyasal özelliklerini araştırmak mümkündür.

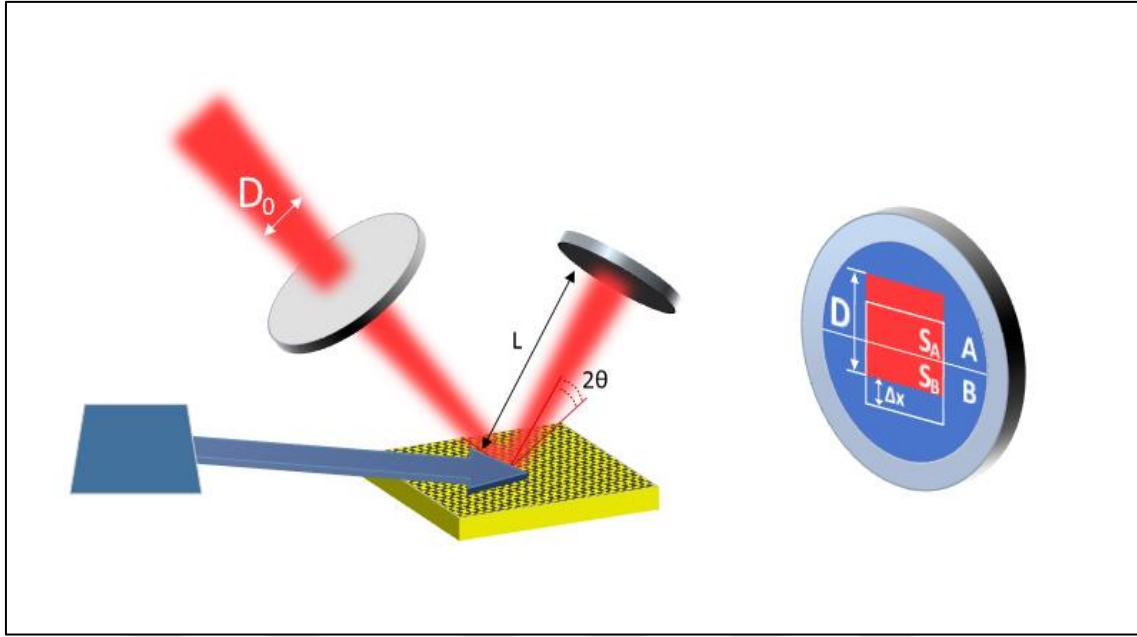


Şekil 5.6. Atomik kuvvet mikroskobu bileşenleri



Şekil 5.7. Atomik kuvvet mikroskobu çalışma şeması

Şekil 5.6 ve Şekil 5.7’de görüldüğü gibi AKM, bir iğne, tarayıcı, kontrol elektroniği ve sinyal işleme ünitesi-bilgisayardan oluşur. AKM ile 3D bir yüzey topografisi elde etmek için yayın (cantilever) uç kısmında bulunan keskin bir iğne ile ızgara tarama (raster scanning) tekniğini kullanarak yüzey taranır. Yukarı veya aşağı doğru yayın sapması, yüzey üzerindeki yüksekliklerin dolaylı olarak ölçülmesine izin verir [143]. Yay numune yüzeyi üzerinde iğne taraması boyunca yüzey topografisine bağlı olarak z-yönünde saptır [144].



Şekil 5.8. Hassasiyeti hesaplamak için gerekli ilgili boyutları içeren ışın sapırma AKM yönteminin şeması

Şekil 5.8’de cantilever ucunun θ açısı ile bükülmesi, yansıyan ışın için 2θ ’lık bir açı ile sonuçlanır. Sağdaki ek, bölünmüş fotodiyotu (mavi) ve basitçe bir kare olarak kabul edilen fotodiyot (pembe) üzerindeki lazer ışınının göstermektedir.

Şekil 5.8’de olduğu optik ışık sapması yönteminde, bir lazer ışını, cantilever ucuna doğru odaklanır. Geri yansıyan ışın daha sonra konuma duyarlı bir fotodetektöre yansıtılır. Tipik olarak pozisyon duyarlı bu fotodetektör, gelen lazer ışığını bir voltaja veya akıma dönüştürebilen dört kadranlı fotodiyot bileşeninden oluşur. Dikey salınımlar üst ve alt iki kadrana izlenerek ölçülür ve lazer noktasının yatay hareketi nedeniyle, cantileverin bükülmesine neden olan yanal kuvvetlerde, aynı anda sol ve sağ iki kadrana izlenerek ölçülür. Sadece dikey salınımları algılayabilmek için bitişik iki fotodiyot yeterlidir ancak yanal ve dikey sapmaları aynı anda ölçebilmek için 4 bitişik foto diyot gereklidir. Dört segmentli bu fotodiyot, hem yatay hem de dikey salınımı algılayabilmek için yayın arkasına odaklanan ve buradan yansıyan bir lazer ışını vasıtasıyla yayın sapmasını tespit eder [144].

Şekil 5.8’de gösterilen ayrık fotodiyot S_A - S_B ’nin iki parçasının optik sinyallerindeki fark, lazer ışınının açısal sapması ile orantılıdır ve bu nedenle cantilever sapması (bükülme) ile de orantılıdır. Fotodiyot tarafından tespit edilen mutlak yoğunluk, lazer yoğunluğundaki dalgalanmalara bağlı olarak değişebilir ve lazer ışınının cantilever üzerine odaklanmasına

bağlıdır. Sinyalin mutlak yoğunluğundan bağımsız olmak için normalize yoğunluk $(S_A - S_B)/(S_A + S_B)$ kullanılır. Işın saptırma yöntemi, konsolun arkasında ayna benzeri bir yüzey gerektirir. Ek olarak, cantilever üzerindeki odaklanmış lazer ışınının genişliği, çok fazla kırınım olmadan ışığı yansıtacak kadar geniş olmalıdır. Fotodiyot üzerindeki ışının çapının, fotodiyotun aktif çapından daha küçük olması gerektiğinden bu gereklidir [145].

Işık spotunun konumuna karşılık gelen bir elektrik sinyali oluşturmak maksadıyla iki ışığa duyarlı alan arasındaki akım veya voltaj farkını yükseltmek için bir diferansiyel amplifikatör kullanılır. Cantilever pozisyonundaki değişiklikleri izlemek için fotodiyotun çıkışı $V_{\text{çıkış}}$, ayarlanmış bir referans voltajı V_{ayar} (kullanıcı tarafından önceden ayarlanmış) ile karşılaştırıldığında, cantilever konumundaki küçük değişiklikler yüksek hassasiyetle izlenebilir. Bir geri besleme kontrol döngüsü aracılığıyla $V_{\text{çıkış}}$ ve V_{ayar} arasındaki farkla orantılı olan, tarayıcının iğne ile numune arasındaki etkileşimini sabit bir kuvvette tutacak şekilde bir sinyal üretilir [147]. Bu sinyaller, yüzeyin 3D bir topografisini oluşturan bir sinyal işleme yazılımına gönderilir. AKM sistemleri, numune yüzeyi boyunca birden fazla pozisyonda alınan yükseklik ölçümlerinden oluşturulan yükseklik haritaları sağlar. Yükseklik verileri, aralarında bir renk gradyanı veya gri tonlamalı bazı koyu-düşük/parlak-yüksek varyantları olan renkler veya tonlar olarak görünür [142].

Opsiyonel bir modül olan sinyal işleme modülü, (lock-in ampli) elektronik ve mikroskop arasında giriş ve çıkış sinyal erişimi sağlayan bir sistemdir. Diether piezoya uygulanan sinyal (AC) ile dedektörden gelen sinyalin (AC) arasındaki fark faz farkını görmemizi sağlar. Bu modülde, istenilen genliği veren giriş sinyali (excitation) bulunur. Yüzeyle cantilever etkileşmeye başladığı anda PID algoritması çalışmaya başlar. Geri besleme kontrol parametrelerinden PID, "orantılı (proportional), integral (integral), türev (derivative)" anlamına gelir. Bu üç terim, bir PID kontrolörünün temel unsurlarını açıklar. Bu öğelerin her biri farklı bir görevi yerine getirir ve sistemin işleyişi üzerinde farklı bir etkiye sahiptir. Tipik bir PID kontrolöründe bu elemanlar, sistem komutunun ve kontrol edilen nesneden (geri bildirim sinyalinin bir kombinasyonu) çalışır. Çıktıları, sistem çıktısını oluşturmak için toplanır. Sadece hatanın var olup olmadığını değil, hatanın ne kadar zamandır olduğu ve hatanın o anki artış, azalış eğilimine bağlı olarak bir çıkış sinyali verir. Bu fark (hata) sinyali filtrelenir ve Z piezoyu kontrol ederek her zaman cantileverin titreşim genliğini $V_{\text{çıkış}}$ 'ı V_{ayar} 'a eşit hale getirecek şekilde set point olarak belirlenen noktada tutulmaya çalışır. Piezonun hareketini belirleyen V_z (çıkış sinyali) bize topografiyi verir. PID kontrol

sisteminin yaptığı hata RMS'i verir. PID kontrolü ile yüksek hassasiyette çalışma, taşmaları azaltıp ve proses gürültülerinden daha az etkilenmeyi sağlar.

Bir PID kontrolörü için kontrol denklemi şu şekilde verilir:

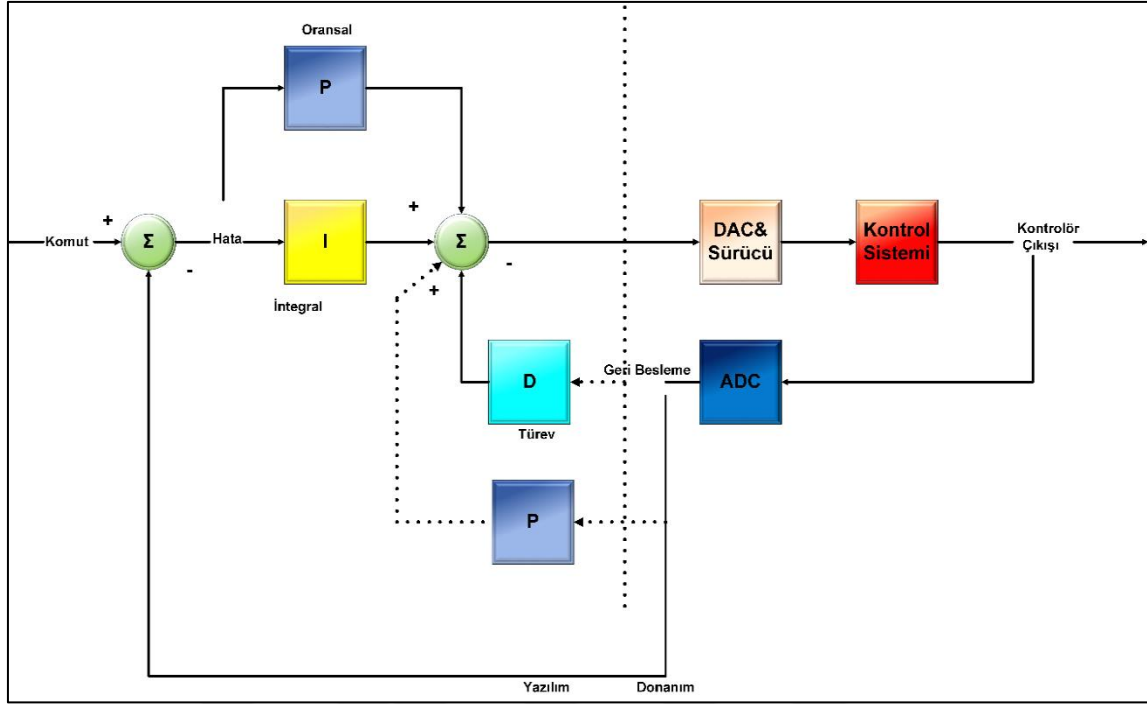
$$U(T) = K_p + K_i \int E(t)dt + K_d \frac{dE(t)}{dt} \quad (5.6)$$

K_p orantılı kazanç , K_i integral ve K_d türevsel kazançtır.

Orantılı kontrol, uygulanması en kolay geri bildirim kontrolüdür ve basit orantılı kontrol en yaygın kontrol döngüsü türüdür. Orantılı bileşen yalnızca ayar noktası ile işlem değişkeni arasındaki farka bağlıdır. Bu fark, $E(t)$ ile gösterilen hata terimi olarak adlandırılır. Orantılı kazanç (K_p), çıktı yanıtının hata sinyaline oranını belirler. Genel olarak, orantılı kazancı artırmak, kontrol sistemi yanıtının hızını artıracaktır. Bununla birlikte, orantılı kazanç çok büyükse, işlem değişkeni salınmaya başlayacaktır. K_p daha da arttırılırsa, salınımlar daha büyük hale gelir ve sistem kararsız hale gelir ve hatta kontrolden çıkabilir.

İntegral bileşen, zaman içindeki hata terimini toplar. Küçük bir hata terimi bile integral bileşenin yavaşça artmasına neden olacaktır. Hata sıfır olmadıkça, integral yanıt sürekli olarak artacaktır, bu nedenle etki, kararlı durum hatasını sıfıra çekmektir. Kararlı durum hatası, proses değişkeni ile ayar noktası arasındaki son farktır.

Türev bileşeni, proses değişkeni hızla artarsa çıkışın düşmesine neden olur. Türev yanıtı, proses değişkeninin değişim hızı ile orantılıdır. Türev kazanç (K_d) parametresinin arttırılması, kontrol sisteminin hata terimindeki değişikliklere daha güçlü tepki vermesine neden olacak ve genel kontrol sistemi yanıtının hızını artıracaktır. Çoğu pratik kontrol sistemi, çok küçük türev kazancı (K_d) kullanır, çünkü türev yanıtı, proses değişkeni sinyalindeki gürültüye karşı oldukça hassastır. Sensör geri besleme sinyali gürültülüysen veya kontrol döngüsü hızı çok yavaşsa, türev yanıtı kontrol sistemini kararsız hale getirebilir.

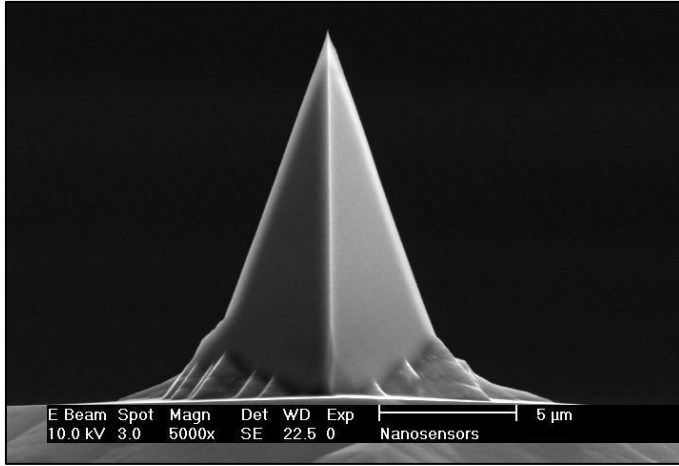


Şekil 5.9. PID geri besleme kontrol sistemi

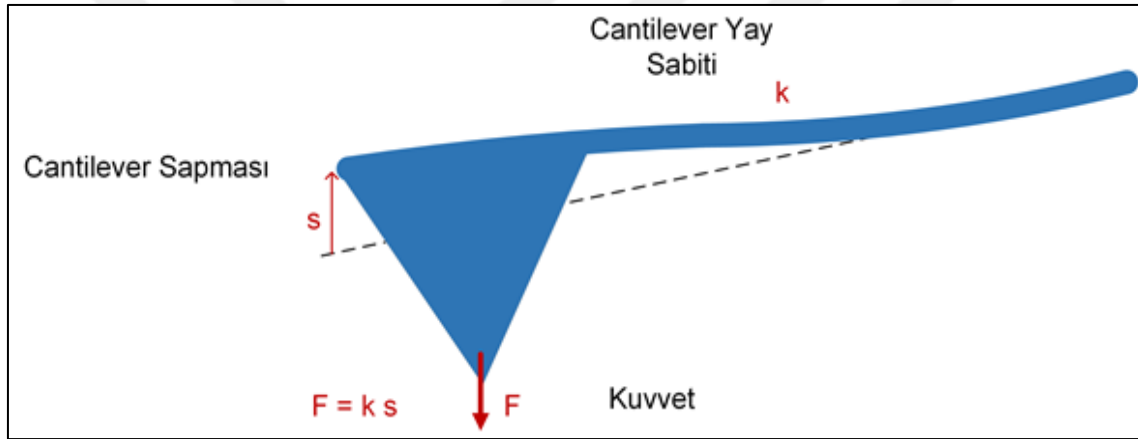
AKM yayları için dikdörtgen ve üçgen olmak üzere iki temel geometri kullanılır. Bir AKM'nin çözünürlüğü büyük ölçüde iğnenin şekline bağlıdır. Piramidal AKM iğneleri silikon (Si) veya silisyum nitrür (Si_3N_4) mikrofabrikasyon teknikleri ile üretilmektedir. Tipik yarıçaplar, aşındırılmış Si iğneleri için 10 nm ve standart Si_3N_4 iğneleri için 20-60 nm'dir [144].

Bir cantileverın yay sabiti atomik kuvvet mikroskopunda kritik bir öneme sahiptir. Ticari olarak temin edilebilen cantileverların yay sabitleri 0,005 N/m ile 40 N/m arasında değişmektedir. Cantilever yay sabiti, şekline, boyutuna ve yapıldığı malzemeye bağlıdır. Daha kısa ve daha kalın cantileverlar daha sert olma eğilimindedir ve sonuç olarak daha yüksek rezonans frekanslarına sahiptir.

Bu çalışmada, fabrikasyonu yapılan $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamatzemelerin AKM ile görüntülenmesi için Şekil 5.10'da görülen Nanosensor Inc. Firmasından temin edilen PPP-NCLR cantileverlar kullanılmıştır. Kullanılan cantileverın rezonans frekansı 190 kHz, yay sabiti 48 N/m, uzunluğu 225 μm , ortalama genişliği 38 μm ve kalınlığı 7 μm 'dir.



Şekil 5.10. PointProbe Plus AKM PPP-NCLR cantilever önden görünümü



Şekil 5.11. Cantileverın temel yay modelinde sapmanın Hooke yasası ile ölçülmesi

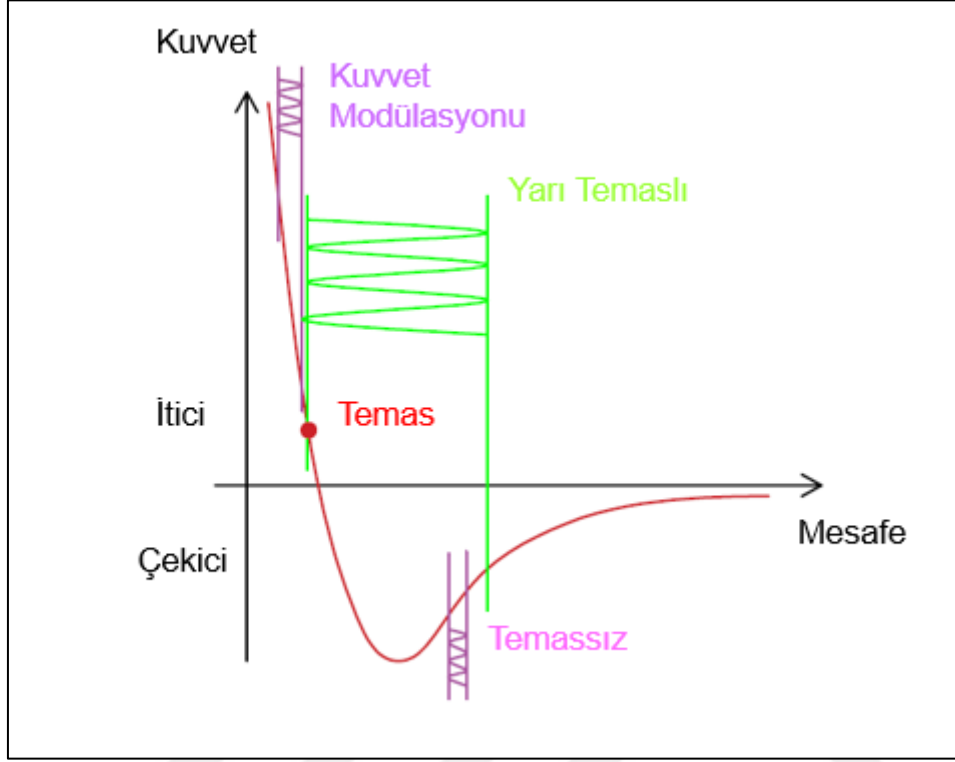
Cantilever tarafından yüzeye uygulanan kuvvetler Hook kanununda verilmiştir:

$$F = -kx \quad (5.7)$$

Burada, F, iğne-numune kuvveti, k, yay sabiti ve x, yay sapmasının ölçüsüdür.

Bir AKM'deki bir kuvvet sensörü, yalnızca iğne bir yüzeye ilişkili kuvvet alanıyla etkileşime girdiğinde çalışabilir. Şekil 5.12'de, ideal vakum şartlarında iğne ve numune arasındaki etkileşim kuvveti iğne-numune mesafesine bağlı olarak verilmiştir. İğne ve yüzey arasında üç temel etkileşim bölgesi vardır: (a) İğne yüzeyden uzaksa, iğne ile numune arasındaki kuvvet önemsizdir. (b) Daha yakın mesafeler için, iğne ve numune arasında çekici

(negatif) bir kuvvet etkin olmaya başlar. (c) Çok küçük mesafeler için ise iğne ve numune arasında güçlü bir itme kuvveti oluşur.



Şekil 5.12. İğne/numune mesafesinin fonksiyonu olarak kuvvet

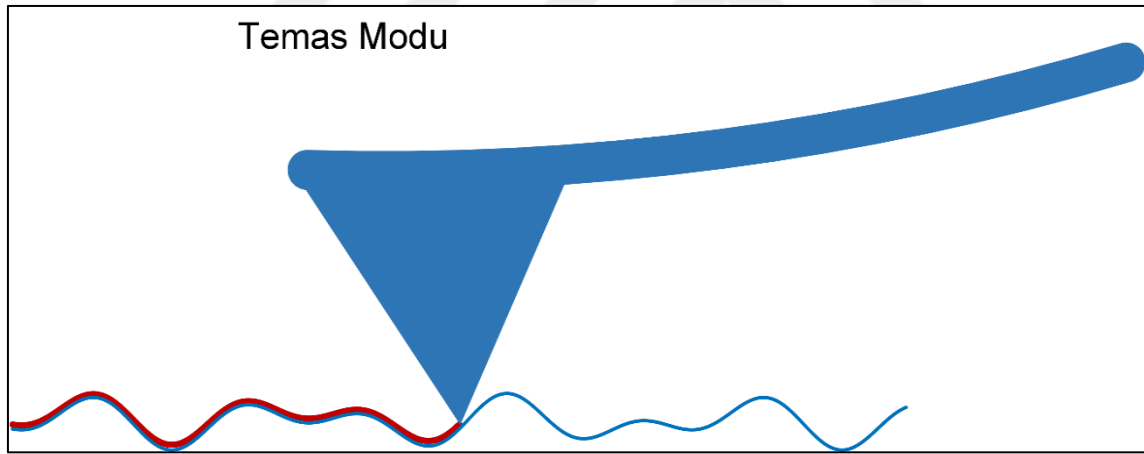
5.4.1. Atomik kuvvet mikroskobu görüntüleme modları

AKM mikroskopları farklı görüntüleme modlarında çalışmaktadır. İğne yüzeye temas edilerek çalışan temas modu, rezonans frekansında titreşen cantilever ve titreşim genliği geri besleme kaynağı olarak kullanan yarı temas modu, faz kilitleme döngüsü (PLL) kullanılarak cantilever rezonans frekansına kitlenilen ve frekans kaymasını geribesleme kaynağı olarak kullanan temassız moda bu alt bölümde kısaca yer verilecektir.

Temas modu (Contact mode)

Şekil 5.13’de tipik bir gösterimi verilen, temas modunda (itici rejim), düşük bir yay sabitine sahip iğne yüzeye değdiğinde yay sapar. İğne ve numune arasındaki kuvvetler geri besleme sistemi tarafından sabit tutularak yüzey topoğrafisi elde edilir. PID geri besleme döngüsünün optimize edilmesi şartıyla, tarama sırasında yüzeye sabit bir kuvvet uygulanır. PID geri besleme parametreleri optimize edilmezse, tarama sırasında iğne tarafından yüzeye değişken

kuvvetler uygulanabilir. Temas modunda, iğne yüzeyi takip ederken maksimum dikey kuvvet kontrol edilir. İğne yüzey üzerinde hareket ederken yanal kuvvetler sürtünme kuvveti hakkında bilgi verebilir ve farklı kimyasal özelliklere sahip olabilecek alanları da gösterebilir. Temas modunda, ayar noktası (PID geribesleme girişi) değeri cantileverın sapmasıdır, bu nedenle daha düşük PID ayar noktası, yüzeyin daha düşük bir görüntüleme kuvveti ile taranmasına olanak sağlar. Görüntüleme sırasında cantileverın yüzeyi takip edebilmesini sağlayacak şekilde ayar noktası değeri artırılarak yüksek çözünürlükte görüntüler bu mod ile elde edilebilir. Özellikle bu mod, inorganik kristallerin atomik çözünürlüğü veya proteinlerin alt birimlerini gösteren protein kristallerinin görüntüleri gibi çok yüksek çözünürlüklü görüntüleme için tercih edilmektedir [145]. Bu görüntüleme modu hızlı tarama, kaba numuneler için iyidir ve sürtünme analizinde kullanılabilir [146]. Öte yandan, kuvvetler yumuşak numunelere zarar verebilir/deforme edebilir. Bu nedenle, düşük yay sabitli AKM cantileverları gerektirir. Bu modda, uç aşınması kaçınılmaz olduğundan, Si_3N_4 veya elmas kaplamalı uçlar, yumuşak malzemeler için en iyi sonuçları verecektir.



Şekil 5.13. Temas modu taramada cantilever hareketi

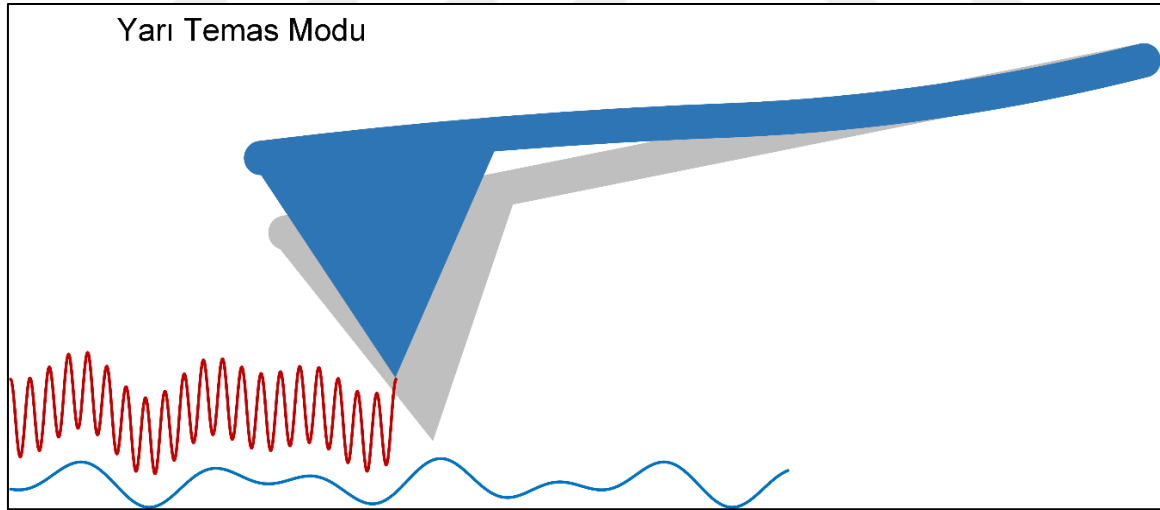
Yarı temas modu (Intermittent contact mode)

Yarı temas modu temaslı moda benzer, ancak bu modda yay, rezonans frekansında (yüzlerce kHz) Şekil 5.13’de gösterildiği gibi yüzeyle aralıklı temas kurar. İğne, tarama sırasında numune yüzeyine hafifçe "vurur" ve salınımın en alt noktasında numunenin yüzeyi ile itici temas kurar. Temas süresi, salınım süresinin küçük bir kısmı olduğundan, yanal kuvvetler önemli ölçüde azaltılır. Bununla birlikte, temas halindeyken iğne ve numune arasında daha yüksek bir normal kuvvet olabilir. Yarı temas mod, genellikle yüzeye zayıf bir şekilde bağlı

yapılara sahip örnekleri veya yumuşak örnekleri (polimerler, ince filmler) görüntülemek için tercih edilir. Bu modda iki tür görüntü kontrast mekanizması da vardır.

Yarı temas modunda, cantilever, Şekil 5.12'deki eğrinin çekici ve itici kısımları arasında hareket eder. Numuneye uygulanan maksimum kuvvet, temas modundakinden daha yüksek veya daha düşük olabilir, ancak bu yalnızca döngünün kısa bir zaman aralığı için geçerlidir. Bu nedenle, numune hasarı ve yanal sürüklenme, bazı numuneler için temas moduna kıyasla azaltılabilir.

Cantilever, salınım için uygun bir genlik ve faz bilgisi sağlamak için genellikle cantileverin rezonansına yakın bir frekansta titreştirilir. Cantilever salınımının fazı, sertlik ve mekanik bilgi veya yapışma gibi numune özellikleri hakkında bilgi verebilir. Cantilever rezonans frekansı kütlesine ve yay sabitine bağlıdır; daha sert cantileverların daha yüksek rezonans frekansları vardır. Yarı temas modunda, PID geri besleme ayar noktası değeri salınımın genliğidir, bu nedenle daha yüksek bir ayar noktası değeri, numune tarafından daha az sönümleme ve dolayısıyla daha düşük bir görüntüleme kuvveti anlamına gelir.

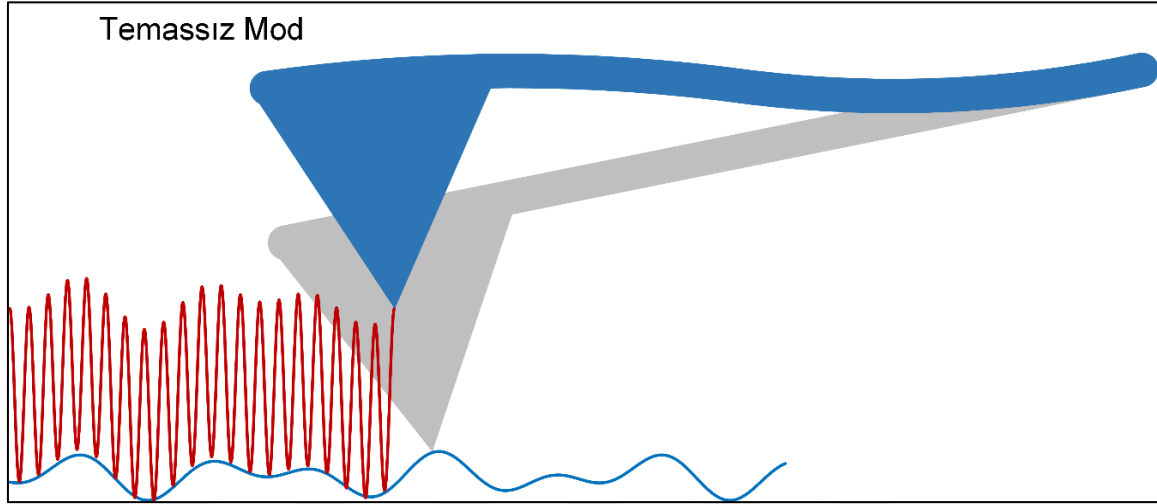


Şekil 5.14. Yarı temas modu taramada cantilever hareketi

Temassız mod (Dynamic mode)

Temassız mod (çekici), Şekil 5.15'de gösterildiği gibi iğnenin numuneye dokunmadığı, ancak tarama sırasında üzerinde salındığı bilgisine dayanır. Temassız mod, Şekil 5.11'de ki eğrinin çekici kısmında kalan tek moddur. Bu modda, numunelere uygulanan kuvvetler çok

düşük ve iğne ömrü uzundur. Genellikle daha düşük çözünürlükte en iyi görüntülemeye sahip olmak için ultra yüksek vakuma (UHV) ihtiyaç duyar.



Şekil 5.15. Temassız mod taramada cantilever hareketi

Hangi AKM modunun kullanılacağına ilişkin seçim, ilgili yüzey özelliklerine ve numunenin sertliğine/yapışkanlığına bağlıdır. Temas modu en çok sert yüzeyler için kullanışlıdır. Bununla birlikte, bir yüzeyle temas halindeki bir uç, yüzeyden çıkabilecek malzemeden kontaminasyona maruz kalır. Ayrıca, temas modunda aşırı kuvvet yüzeye zarar verebilir veya iğne ucunu köreltebilir. Bu nedenle, aralıklı mod, yumuşak biyolojik numunelerin görüntülenmesi ve zayıf yüzey yapışması (DNA ve karbon nanotüpler) olan numuneler için çok daha uygundur. Temassız mod ise, yumuşak yüzeyleri görüntülemek için başka bir kullanışlı moddur, ancak dış titreşimlere duyarlılığı ve ortam koşullarında numuneler üzerindeki doğal su katmanı, genellikle ucun çekici kuvvetlerden dolayı takılması ve geri çekilmesinde sorunlara neden olabilmektedir.

Yüzeylerdeki birçok kaplama türü, bir AKM ile doğrudan ölçülebilir. Tek şart, kaplama yüzey pürüzlülüğünün AKM'deki z piezo'nun dinamik hareket aralığından daha az olmasıdır. Kaplamanın kalınlığı, bir enine kesit ile veya kaplama geçişine sahip bir numune yüzeyinden ölçülebilir.

Aralıklı temas modu için, standart temassız mod cantileverlar kullanılabilir (sertlik yaklaşık 40 N/m, rezonans frekansı yaklaşık 300 kHz). Sıvıda olduğu gibi, cantileverların oksitli veya süper keskin olanları, görüntü çözünürlüğünde önemli bir gelişme sağlayabilir .

5.4.2. AKM ile yüzey pürüzlülüğünün analizi

Yüzey pürüzlülüğü en yaygın olarak bir referans düzleme göre yüzeyin yüksekliğindeki değişimleri ifade eder. Tek bir çizgi profili boyunca veya bir dizi paralel çizgi profili (yüzey haritaları) boyunca ölçülür.

Genlik parametreleri, yüzey topolojisinin karakterize edilmesindeki temel parametrelerdir. Bunlar arasında iki istatistiksel yükseklik tanımlayıcılarından ortalama pürüzlülük (R_a) ve kök ortalama kare pürüzlülük (R_q) en çok kullanılan pürüzlülük parametreleridir.

Bir numunenin pürüzlülük parametreleri, istatistiksel ortalama değerler, histogram yüksekliklerinin şekli ve diğer özellikler hakkında bilgi veren parametrelerle tanımlanır. Yükseklik Parametreleri arasında, ortalama pürüzlülük (R_a), ölçülen tüm uzunluk/alan üzerinden hesaplanan ortalama yüksekliktir. Genel profil yüksekliği özelliklerindeki genel varyasyonları tespit etmek ve belirlenmiş bir üretim sürecini izlemek için faydalıdır. Pürüzlülük ortalaması aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |Z(x)| dx \quad (5.8)$$

Burada, $Z(x)$, numunenin değerlendirme uzunluğu “L” üzerinden yüksekliği ve konumu (x) ile analiz edilen yüzey profilini tanımlayan fonksiyondur.

Dolayısıyla R_a , yüzey profili $Z(x)$ yüksekliğinin mutlak değerlerinin aritmetik ortalamasıdır. Çoğu zaman pürüzlülük ortalamasına Aritmetik Ortalama (AA), Merkez Çizgi Ortalaması (CLA) veya Profilin Aritmetik Ortalama Sapması da denir. Parametrenin tekrarlanma olasılığı, istatistiksel olarak çok kararlı görüldüğünden, rastgele yüzeylerin karakterizasyonu için bir parametre olarak önerildiğinden, genellikle işlenmiş yüzeyleri tanımlamak için kullanılır.

Ortalama pürüzlülük, yalnızca ortalama yükseklik profiline bağlı olduğu için pürüzlülük profili tamamen farklı olan yüzeyler için aynı olabilir. Farklı dalgalanmalara sahip yüzeyler ayırt edilemez. Düz bir yüzeye ve aynı ortalama pürüzlülük değerini sunan küçük katkıları olan tepelere (veya çukurlara) sahip başka bir yüzeye sahip olabiliriz. Bu nedenle, daha

önemli bilgiler gerekli olduğunda bir yüzeyi tam olarak karakterize etmek için daha karmaşık parametreler kullanılabilir, örneğin tepe noktaları ve çukurlar arasında ayırım yapmamız gerekebilir.

Maksimum Profil Tepe Yüksekliği (R_p), temel (baseline) çizgisinden yüzey profili etrafındaki en yüksek tepenin ölçüsüdür. Aynı şekilde Maksimum Profil Çukur Derinliği (R_v), baseline'dan analiz edilen yüzey profili boyunca en derin çukur ölçüsüdür [147].

$$\begin{aligned} R_p &= |Z(x)| \quad 0 \leq x \leq L \\ R_v &= |Z(x)| \quad 0 \leq x \leq L \\ R_t &= R_p + R_v \end{aligned} \quad (5.9)$$

Böylece, maksimum tepeden çukura yükseklik pürüzlülüğü (R_t), değerlendirilen uzunluk/alandaki en yüksek ve en düşük noktalar arasındaki dikey mesafedir ve yüzeyin genel pürüzlülüğünü tanımlar.

Kök ortalama kare (RMS) pürüzlülüğü (R_q), yüzey yüksekliği dağılımının kareköküdür ve ortalama çizgi/düzlemden büyük sapmalar için ortalama pürüzlülüğünden daha hassas olduğu düşünülür. Ayrıca eğim ve basıklık parametrelerinin hesaplanmasında kullanılır. RMS pürüzlülüğü (R_q), optik yüzeylerin son halini tanımlar. Profil yüksekliklerinin standart sapmasını temsil ederek, çarpıklık ve basıklık hesaplamalarında kullanılır.

Bir yüzeyin RMS pürüzlülüğü, pürüzlülük ortalamasına benzer, tek fark yüzey pürüzlülüğü profilinin ortalama kare mutlak değerleridir. R_q aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır [148].

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L |Z^2(x)| dx} \quad (5.10)$$

AKM'de, R_q numunenin taranan alanına, tarama boyutuna bağlıdır. R_q , hesaplamadaki genliğin karesinin alınmasından dolayı ortalama pürüzlülüğünden daha yüksek olup çukurlara karşı daha hassastır.

On nokta ortalama yükseklik pürüzlülüğü (R_z), değerlendirme profilindeki/yüzeyindeki R_z (ISO), ölçülen değerlendirme uzunluğu boyunca en derin beş çukura eklenen en yüksek beş tepenin aritmetik ortalamasıdır.

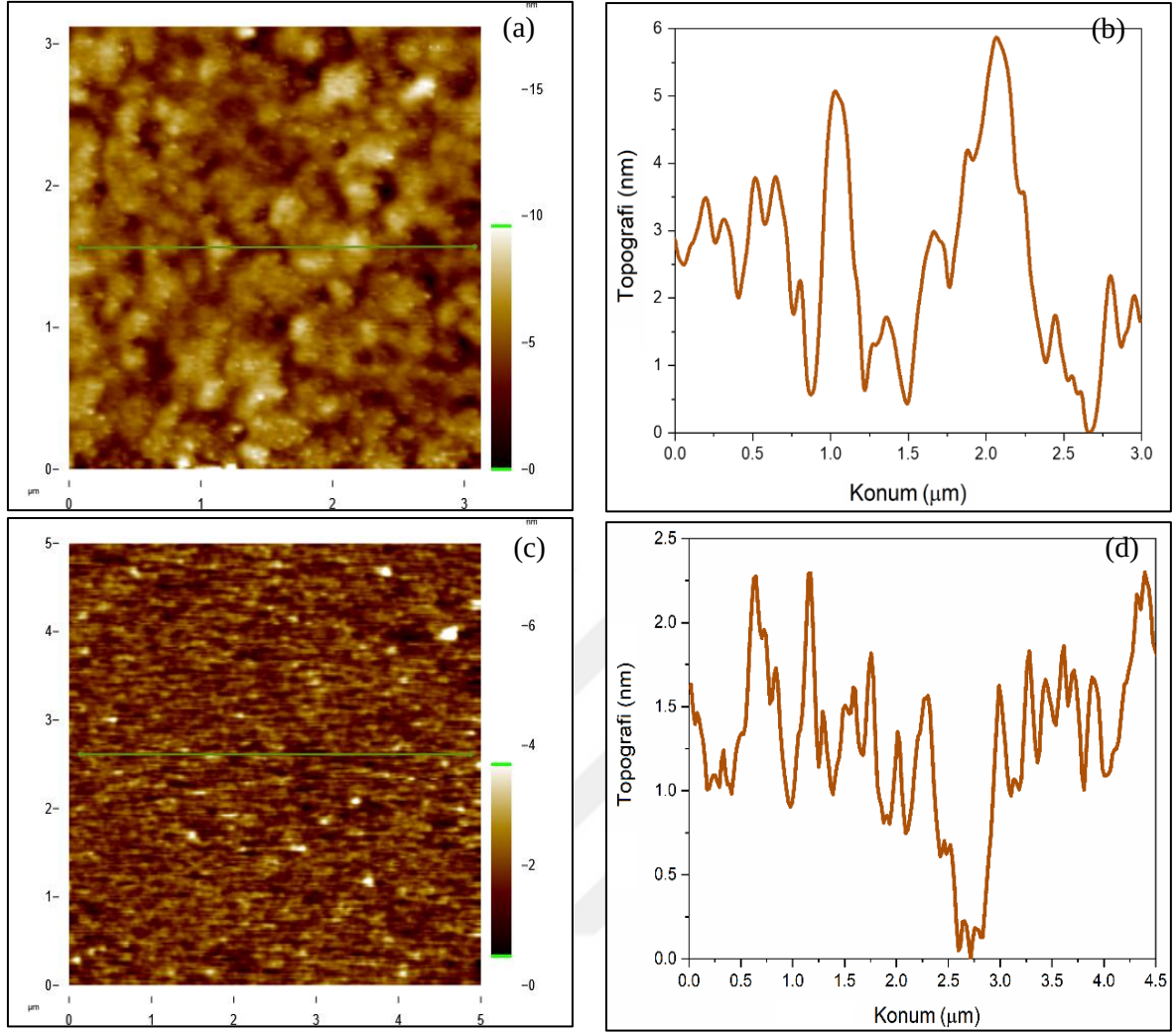
Pürüzlülük çarpıklığı (R_{sk}), ortalama çizgi/düzlem etrafında bir profilin/yüzeyin varyasyonlarının simetrisini ölçmek için kullanılır ve ara sıra derin çukurlara veya yüksek tepelere karşı daha duyarlı bir parametredir. R_{sk} , yük taşıma kapasitesini, gözenekliliği ve geleneksel olmayan işleme proseslerinin özelliklerini gösterir. Negatif çarpıklık, eğimli bir yüzey için önemli bir kriterdir. Genellikle, R_{sk} , aynı R_a veya R_q değerlerine sahip ancak farklı şekillerdeki iki profili ayırt etmek için kullanılır. Pürüzlülük basıklığı (R_{ku}), sivri uçların ortalama çizginin/düzlemin üstündeki ve altındaki dağılımın bir ölçüsüdür. Basıklık, işlenmiş yüzeyleri tanımlar ve nadiren optik yüzeyler için kullanılır. Bazen kırılma geriliminin kontrolü için de kullanılır. Uzun ve sivri yüzeyler için, $R_{ku} > 3$; tümsekli yüzeyler için, $R_{ku} < 3$; tamamen rastgele yüzeylerde basıklık 3'dür [149].

$$K = \frac{1}{\sigma^4} \int_{-\infty}^{\infty} (z - m)^4 p(z) dz$$

$$S_k = \frac{1}{\sigma^4} \int_{-\infty}^{\infty} (z - m)^3 p(z) dz \quad (5.11)$$

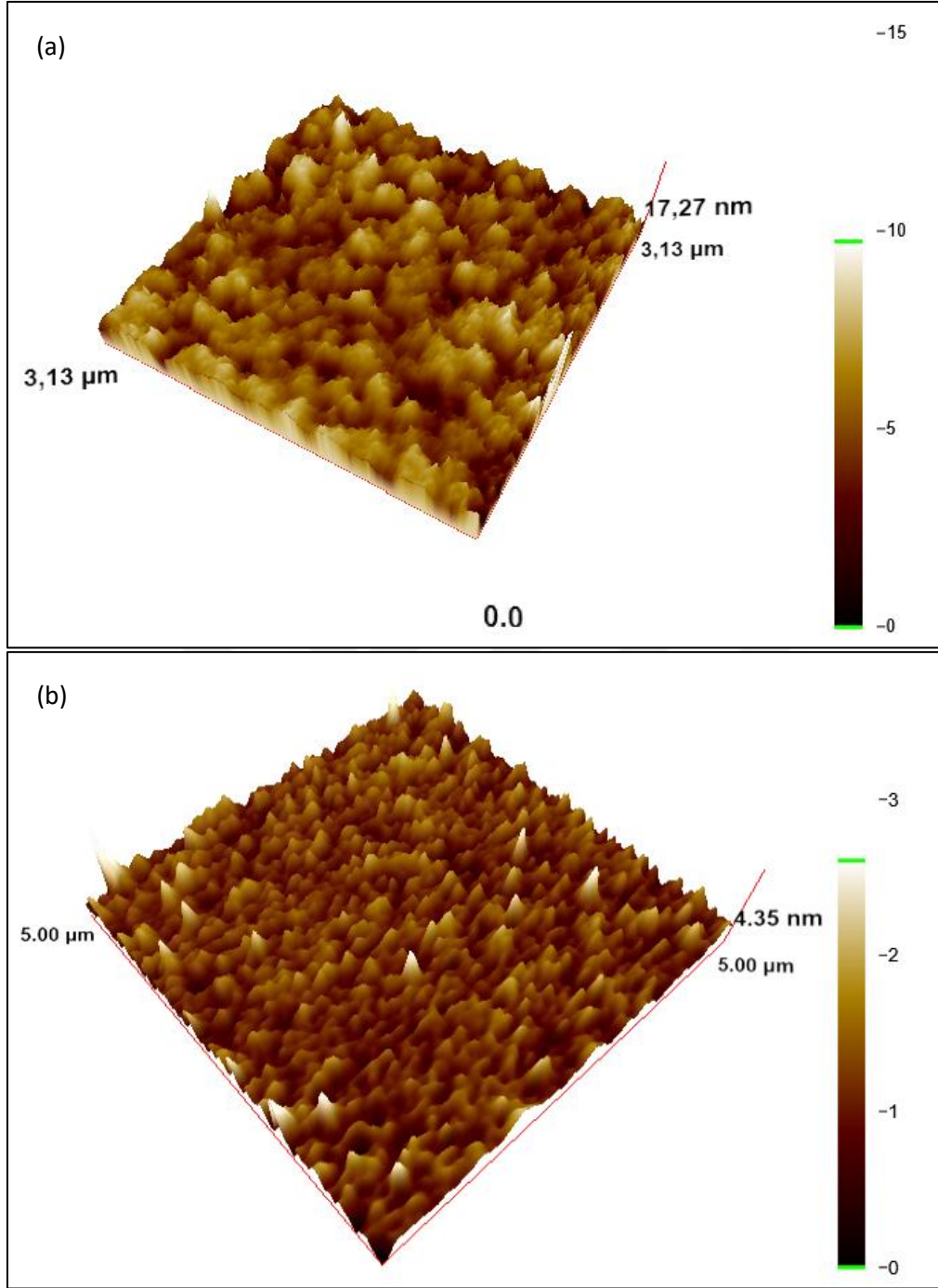
Burada, m ortalama, σ , standart sapma ve ortaya çıkan fonksiyon $p(z)$, olasılık yoğunluk fonksiyonu (PDF) olarak adlandırılır.

Şekil 5.16 $Al_2O_3/Ge/ITO/SKC$ ve $Al_2O_3/Ge/Si$ metalmalzemelerin pürüzlülüğünün bir analizini temsil etmektedir. Burada, Image Analyzer programı, elde edilen verileri bir görüntüye dönüştürmek ve kullanıcının gereksinimlerini karşılayan çeşitli analizler yapmak için kullanıldı. Yüzey pürüzlülüğü, pürüzlülük parametreleri R_q , R_a ve maksimum yükseklik hesaplanarak karakterize edildi. Pürüzlülük parametreleri, numune yüzeyinin topografi taramalarının analiziyle elde edildi.



Şekil 5.16. (a)-(c), enine kesitli 2D AFM görüntüleri, (b)-(d) $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metalmalzemelerinin tepeden tepeye analizi

Şekil 5.16 (b)-(d) de görüldüğü gibi, bazı Al_2O_3 parçacıklarının yüksekliği sırasıyla yaklaşık 3.3 nm ve 0.9 nm'dir.



Şekil 5.17. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ 3D AKM görüntüleri

Şekil (a)-(b) 'deki 3D profillerde sırasıyla partikül yükseklikleri yaklaşık 17 nm ve 4,35 nm'dir.

Çizelge 5.1, ortalama pürüzlülük değerlerinin (R_a) ve on noktalı ortalama yükseklik (R_z) değerlerinin varyasyonlarının, her iki Al_2O_3 filmleri için RMS pürüzlülük (R_q) değerlerinin varyasyonları ile aynı eğilime sahip olduğunu göstermektedir. Çizelge 5.1'de ayrıca yüksek

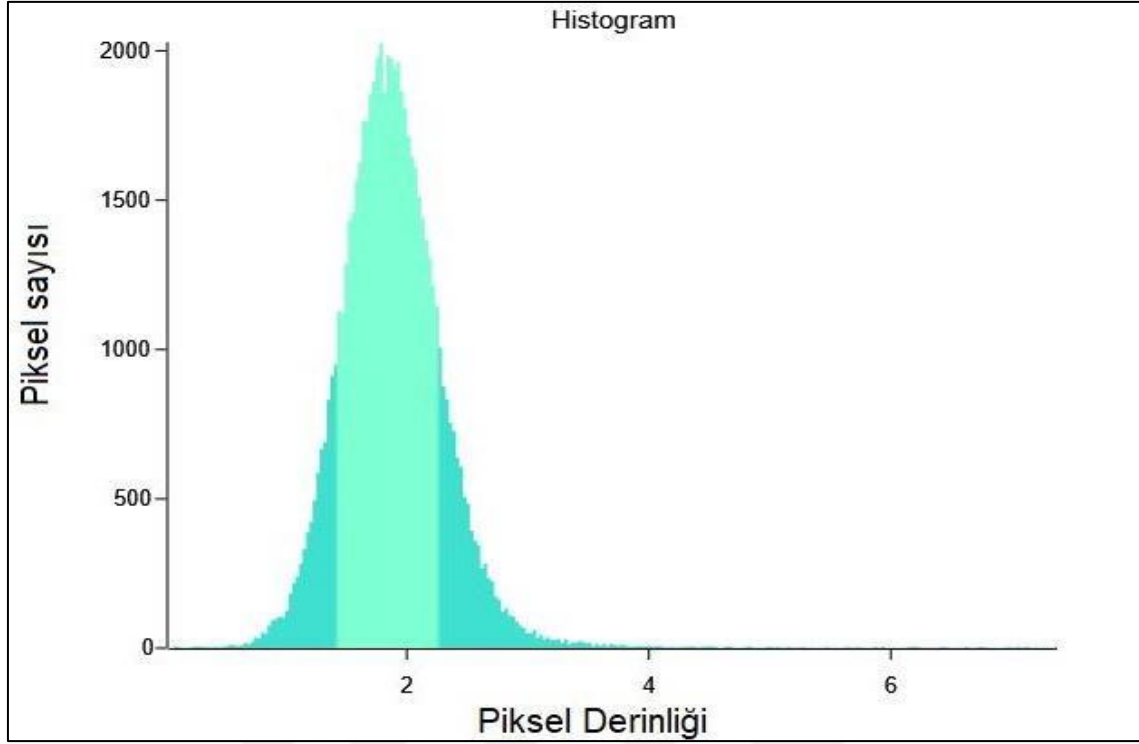
R_t değerleri için, R_z 'nin tepe yüksekliklerine/çukur derinliklerine güçlü bağımlılığı nedeniyle R_z 'nin de yüksek olduğunu göstermektedir.

Çizelge 5.1. Farklı alttaşlar üzerine büyütülmüş Al_2O_3 ince filmlerin pürüzlülük parametreleri

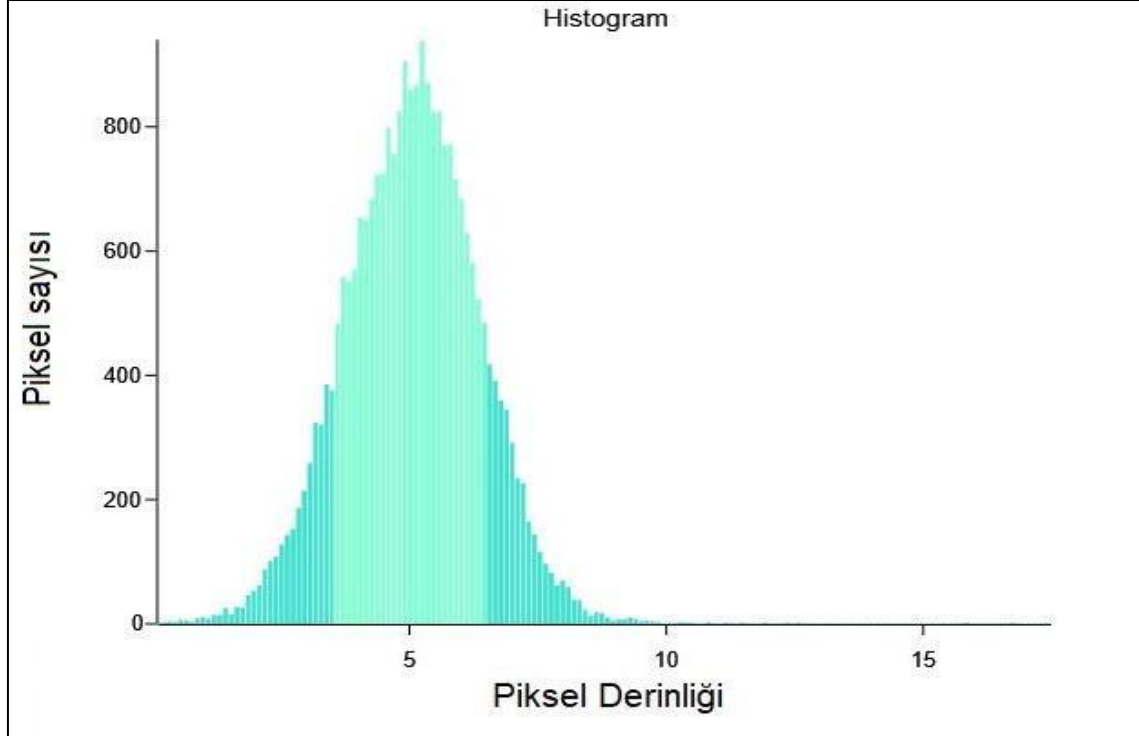
Metamalzeme	R_a	R_q	R_{sk}	R_{ku}	R_p	R_v	R_t	R_z
$Al_2O_3/Ge/Si$	0.26	0.36	1.552	16.229	6.42	0.00	6.42	6.34
$Al_2O_3/Ge/ITO/SKC$	1.05	1.31	0.062	3.069	10.79	0.00	10.79	10.32

Çizelge 5.1'den görüldüğü gibi SKC alttaşı kullanılarak üretilen Al_2O_3 , silisyum üzerindeki Al_2O_3 'den daha büyük bir pürüzlülük gösterilmiştir. Bu gözlem, her iki örneğin AKM topografik görüntülerinden de açıkça anlaşılmaktadır. R_a ve R_p değerleri her iki malzeme için de kıyaslandığında Si'daki Al_2O_3 için daha küçük olup, bu da alttaşın pürüzlülüğüne veya monokristal bir yapı olmasına bağlı olarak değerlendirilebilir. Daha pürüzsüz bir yüzey elde etmek ise ancak e-demeti buharlaştırma tekniğinde biriktirme koşullarını optimize etmekle (biriktirme hızı, ışın gücü vb.) veya biriktirme tekniğini değiştirmekle mümkün olacaktır. Fakat bu durum çok daha fazla proses ve daha maliyetli bir biriktirme cihazı gerektirebilir. Ayrıca, Çizelge 5.1'de eğriliğin (R_{sk}) pozitif değeri, tepelerin yüzeyde baskın olduğunu göstermektedir.

AKM verileri ile, yazılım tabanlı görüntü işleme, tek tek tanecik veya tanecik gruplarından niceliksel bilgiler üretebilir. Tanecik grupları hakkındaki istatistikler, görüntü analizi ve veri işleme yoluyla da ölçülebilir. Yaygın olarak, bu bilgiler partikül sayımlarını, partikül boyutu dağılımını, yüzey alanı dağılımını ve hacim dağılımını içerir. Tek tek tanecikler için boyut bilgileri (uzunluk, genişlik ve yükseklik) ve diğer fiziksel özellikler (morfoloji ve yüzey dokusu gibi) ölçülebilir. Yüzeyin veya profilin eğimi ve eğriliği için olasılık yoğunluğu ve dağılım eğrileri de elde edilebilir. Yüzey veya profil yüksekliği bir Gauss dağılımını takip ediyorsa, eğimi ve eğrilik dağılımı da bir Gauss dağılımını takip eder. İki fonksiyon bir Gauss dağılımını takip ederse, bunların toplamı ve farkı da bir Gauss dağılımını takip eder. Eğim ve eğrilikler, yükseklik dağılımındaki fark alınarak elde edilir. Bu nedenle bir Gauss yükseklik dağılımının eğimi ve eğriliği Gauss şeklindedir. Şekil 5.18 ve Şekil 5.19 'da farklı alttaşlar üzerine büyütülmüş Al_2O_3 filmler için histogram grafikleri aracılığıyla kantitatif analiz gösterilmektedir.



Şekil 5.18. Al₂O₃/Ge/Si için yüzey yüksekliği dağılımından histogram ve kümülatif dağılımı



Şekil 5.19. Al₂O₃/Ge/ITO/SKC için yüzey yüksekliği dağılımından histogram ve kümülatif dağılımı

Her iki metamalzeme için de profil, Gauss benzeri bir dağılıma sahiptir. Ancak SKC kaplı ITO üzerindeki 5 nm çevresinde merkezlenmiş ve 0 ile 10 nm arasını kapsayan geniş bir dağılıma sahipken, silikon üzerinde ise 2 nm civarında merkezlenmiş ve 0 ile 4 nm arasında çok daha keskin bir profil vardır. Bir başka ifadeyle, SKC kaplı ITO üzerindeki numunenin geniş bir boyut dağılımına sahip ve büyük taneciklidir. Öte yandan, Si üzerindeki numunenin dar bir boyut dağılımına sahip e daha küçük taneciklidir. Bu sonucun da, basıklık ve çarpıklık değerleri ile güçlü bir ilişkisi vardır. Her iki gözlemde, numunelerin topografik görüntüleri ile mükemmel bir şekilde örtüşmektedir.

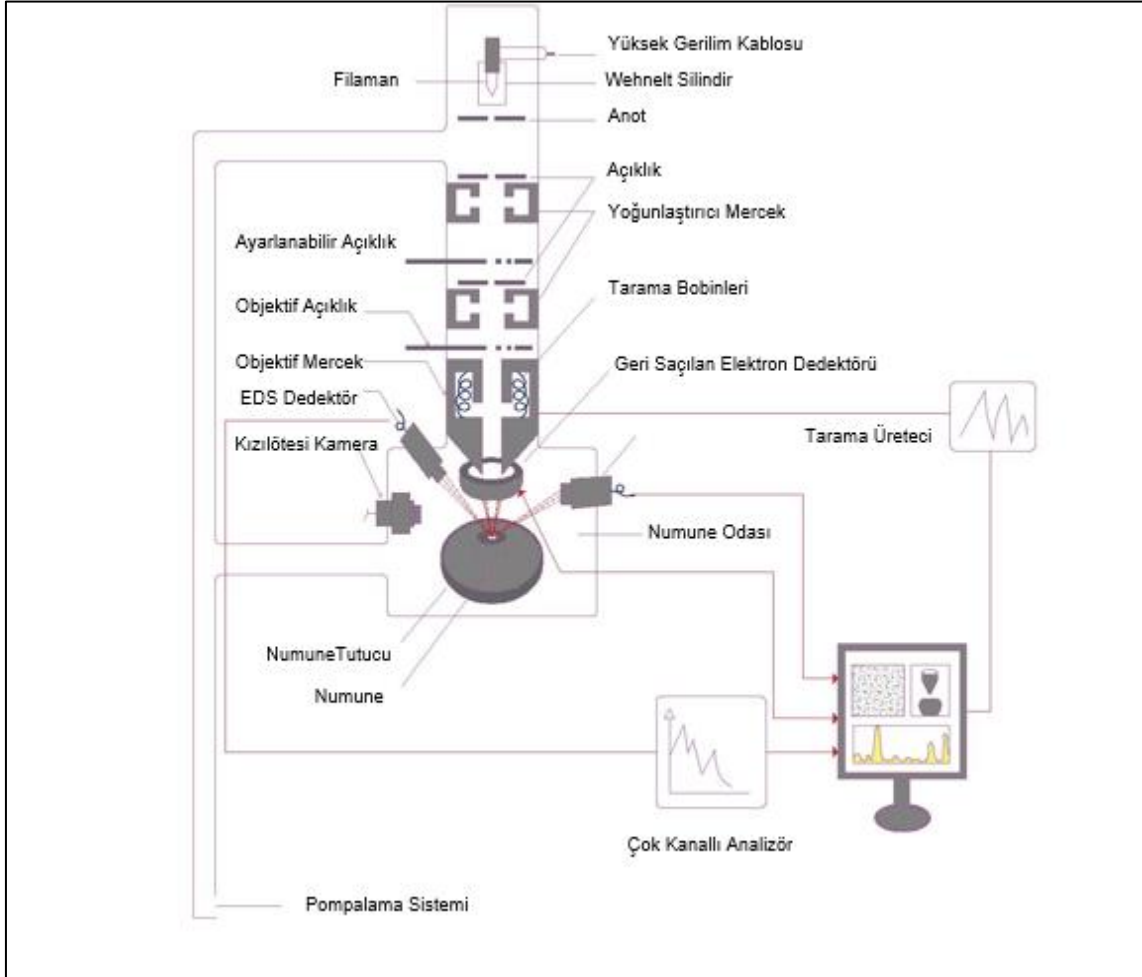
5.5. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ile $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ Metamalzemenin Karakterizasyonu

Yüzeyle ilgili topolojik bilgiler ve ayrıca üst katmanın kalınlığı bir önceki bölümde tartışıldığı gibi AKM ile elde edilebilir, ancak SEM, AKM'den çok daha hızlıdır. SEM, numuneyi gerçek zamanlı olarak görüntüleme imkanı sunarken, AKM'de ise görüntü oluşumu yavaş ve tüm görüntü tam olarak oluşturulmadığından numunenin görünümü hakkında doğru bir fikir alamayız. Çalışmamızdaki SEM, numuneyi farklı büyütme ve çözünürlüklerde görmemize izin verir, bu da ilgilenilen alanda daha yüksek büyütme ve çözünürlükte yapıyı incelememizi sağlar.

Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM); metaller, dielektrikler, yarıiletkenler, seramikler, polimerler, filtreler, membranlar, pürüzlü yüzeyler gibi çok çeşitli malzemelerin 1 nm uzaysal çözünürlük ile numune yüzeylerinin veya yüzeye yakın yapının, bileşiminin ve hacimsel (bulk) malzemelerin gözlemlenmesi için kullanılır. Numune yüzeyine odaklanmış bir e-demeti (birkaç nm çapında, elektron probu adı verilir) ışınlandığında, numune yüzeyinde ışınlanan her noktadan çeşitli sinyaller (ikincil elektronlar, geri saçılmış elektronlar vb.) yayılır. Yüzeyin topografyası (bir numunenin yüzeyindeki özelliklerin dağılımı//düzenlenmesi, kusurlar, çatlaklar, yapı), elektron probunun yüzey üzerinde iki boyutlu taranması ve tespit edilen bu elektronlardan bir görüntünün alınmasıyla gözlemlenebilir.

SEM, bir e-demeti üretmek için bir elektron optik sistemi, numuneyi yerleştirmek için bir numune tutucu, ikincil elektronları toplamak için bir ikincil elektron detektörü, bir görüntü görüntüleme ünitesi ve çeşitli işlemleri gerçekleştirmek için bir işletim sistemi gerektirir (Şekil 5.20). Elektron optik sistemi bir elektron tabancası, bir yoğunlaştırıcı lens ve bir e-

demeti üretmek için bir objektif lens, e-demetini taramak için bir tarama bobini ve diğer bileşenlerden oluşur. Elektron optik sistemi (mikroskop kolonunun içinde) ve numuneyi çevreleyen bir vakumda tutulur.



Şekil 5.20. SEM'in elektron kolonu ve numune odası içinde bulunan çeşitli bileşenlerin yapısını ve çalışması

Elektron ışını üreten üç tür elektron tabancaları Termiyonik emisyon (TE tabancası), Alan emisyon (FE tabancası) ve Schottky emisyonudur (SE tabancası). FE tabancası elektron kaynağı boyutu, parlaklık (elektron ışınının mevcut yoğunluğu ve paralelliği anlamına gelen miktar), elektron ışınının ömrü ve enerji yayılımı (enerji genişliği) açısından üstündür. TE tabancası, prob akımı ve mevcut stabilite açısından üstündür. Bu özellikler göz önüne alındığında, FE tabancası yüksek büyütmelerde morfolojik gözlem için uygun iken TE tabancası, yüksek büyütme gerektirmeyen analiz gibi çok yönlü uygulamalar için uygundur. SE tabancası bu iki elektron tabancası arasında bulunur ve uygulamaları yüksek büyütme gözleminden çeşitli analizlere kadar uzanır. Bir termiyonik emisyon tabancasında (TE

tabancası) termoelektronlar, ince bir tungsten telden (yaklaşık 0.1 mm) yapılmış bir filamandan (katot), filamanın yüksek sıcaklıkta (yaklaşık 2800K) ısıtılmasıyla yayılır. Bu termoelektronlar, anoda pozitif bir voltaj (1-30 kV) uygulayarak metal plakaya (anot) akan bir e-demeti olarak toplanır. Anodun merkezinde bir hol açılırsa, e-demeti bu holden akar. Katot ve anot arasına bir elektrot (Wehnelt elektrodu denir) yerleştirip negatif bir voltaj uyguladığımızda, e-demetin akımını ayarlayabiliriz. Burada, e-demeti, Wehnelt elektrodunun hareketiyle ince bir şekilde odaklanmıştır. Demetin en ince noktası, 15-20 μm çapında gerçek bir elektron kaynağı olarak kabul edilir. Bir elektron mikroskopunda genellikle manyetik bir lens kullanır. Bobin sargılı bir elektrik telinden, bir elektrik akımı geçirdiğimizde, dönen simetrik bir manyetik alan oluşur ve bir elektron ışını üzerinde bir lens hareketi üretilir. Güçlü bir manyetik lens (kısa odak uzunluğuna sahip) yapmak için manyetik çizginin yoğunluğunu artırmak gerekir. Böylece, bobinin çevresinde, bir manyetik alan oluşur. Manyetik merceğin temel özelliği, optik lensle elde edilemeyen, bobinden geçen akımı değiştirdiğimizde merceğin gücünün de değişmesidir. Elektron tabancasının altına bir lens yerleştirmek ise, elektron ışınının çapını ayarlamamızı sağlar. SEM için ince bir e-demeti (prob) gereklidir. Yoğunlaştırıcı ve objektif lensleri birleştiren iki aşamalı lensler, elektron tabancasının altında bulunur. Elektron tabancasından gelen elektron ışını, iki aşamalı lensler tarafından odaklanır ve küçük bir e-demeti üretilir. Yoğunlaştırıcı merceğin lens hareketi güçlendirilirse, e-demeti daha küçük bir b/a oranıyla daralır, oysa zayıflatılırsa e-demeti genişler. Yoğunlaştırıcı merceğin uyarımı arttırılırsa, e-demeti açıklık üzerinde büyük ölçüde genişler ve bu nedenle objektif merceğe ulaşan elektronların sayısı (prob akımı miktarı) azalır. Aksine, yoğunlaştırıcı merceğin uyarılması azalırsa, elektron ışını çok fazla genişlemez ve bu nedenle elektronların çoğu açıklıktan geçer ve birçok elektron bu sayede objektif merceğe ulaşır. Objektif lens ise odaklanma için kullanılır ve bu lens e-demetin son çapını belirleyen önemli bir lenstir. Objektif merceğin performansı iyi değilse, optimum derecede ince bir e-demeti üretilemez.

Genel olarak, bir elektron mikroskopunda numuneler, yüksek bir büyütmeyle gözlenir. Bu nedenle, numuneyi sabit bir şekilde destekleyen ve sorunsuz hareket eden bir numune hareket ettirici gereklidir. Bir SEM için numune hareket ettirici yatay hareket (X, Y), dikey hareket (Z), numune eğme (T) ve rotasyon (R)'dur. X ve Y hareketleri, bir görüş alanı seçimi için kullanılırken, Z hareketi, görüntü çözünürlüğünün ve odak derinliğinin değişmesini sağlar.

Detektör; numuneden gelen sinyali toplayan ve SEM elektronu tarafından SEM görüntüsünü veya enerji dağıtıcı X-ışını (EDS) spektrumu şeklinde işleyerek, nihai gözlem için bir elektrik darbesine dönüştüren bir bileşendir. SEM'in görüntüleme ve mikroanalitik kapasitesi için gerekli olan ve numune haznesinin içine yerleştirilen birkaç detektör vardır. Bunlardan bazıları hazne içerisine kalıcı olarak takılırken, diğerleri ihtiyaca göre direk parçasına takılıp sökülebilir. Tüm bu dedektörlerin işlevi, numune içinden çıkan sinyali toplamak ve analiz etmektir. Bu sinyal öncelikle, sırasıyla ikincil ve geri saçılmış görüntüler oluşturmak için kullanılan ikincil ve geri saçılmış elektronlardan ve numunenin bileşimini analiz etmek için kullanılan X-ışınlarından oluşur.

Genellikle, ayrı bir detektörün kullanıldığı ve numune yüzeyinin ikincil elektron görüntülerinin oluşturulduğu işlev yaygın kullanım alanıdır. Dedektörün ucuna bir sintilatör (flüoresan madde) kaplanır ve ona yaklaşık 10 kV'luk bir yüksek voltaj uygulanır. Numuneden gelen ikincil elektronlar bu yüksek gerilime çekilir ve ardından sintilatöre çarptıklarında ışık üretir. Bu ışık, bir ışık kılavuzu aracılığıyla bir foto çoğaltıcı tüpe (PMT) yönlendirilir. Ardından ışık elektronlara dönüştürülür ve bu elektronlar bir elektrik sinyali olarak yükseltilir. Sintilatörden önce toplayıcı adı verilen ek bir elektrot yerleştirilir. Genel olarak, sintilatörün ikincil elektronları elde etmesine yardımcı olmak için bu toplayıcıya birkaç yüz volt uygulanır. Bu voltajı değiştirerek, toplanacak ikincil elektronların sayısını kontrol edebilir. Bu tip dedektör orijinal olarak Everhart ve Thornley tarafından geliştirilmiştir, bu nedenle bu dedektör E-T dedektörü olarak adlandırılabilir.

Birçok SEM, E-T dedektörü numune haznesine dahil ederken Lensten ölçüm" (TTL) dedektörü, SEM'in numune haznesi içinde değil, elektron kolonu içindeki objektif merceğin yukarısına yerleştirilmiştir. Bu dedektör kısa çalışma mesafesiyle birlikte düşük ışınlı enerjili, genellikle yüksek büyütmeyle yüzey ayrıntılarını görüntülemek için kullanılır. Ancak, bir TTL dedektörü kullanıldığında, aydınlatma etkisi biraz değişir. Numuneden yayılan ikincil elektronlar, objektif merceğin manyetik alanları tarafından sınırlandırılırken optik eksen boyunca hareket eder ve daha sonra detektöre ulaşırlar. Bu durumda, ikincil elektron yörüngesinin yönü, gelen e-demetinin yönüne (gözlem yönü) karşılık gelir. Böylece aydınlatma etkisi zayıflar (daha az topografik kontrast) ve bir SEM görüntüsü bir E-T dedektörü ile elde edilen görüntüden farklı olarak görülür. Hem E-T hem de TTL dedektörleri aynı anda kullanılabilir. Bu, görüntüleme sırasında charge olan numuneler için

yararlı olabilir. TTL dedektörünün yük (charge) etkilerine duyarlılığı, çıkışını, yük (charge) oluşumuna daha az duyarlı olan E-T dedektörünün çıktısı ile birleştirerek karşılanabilir.

İkincil elektron dedektörü (BSE) ise, numuneden yayılan hem ikincil hem de geri saçılmış elektronları tespit edebilir. Numuneden yayılan geri saçılmış elektronların (BSE) enerjisi, ikincil elektronlarınkinden ($\cong 10$ eV) çok daha yüksek olan birkaç keV (kullanılan hızlanma gerilimine bağlı olarak) olabilir. Enerjideki bu büyük fark, iki tür elektronu ayırmak ve Everhart-Thornley dedektörü kullanılarak yalnızca geri saçılmış elektronları toplamak için kolayca kullanılabilir. E-T dedektöründeki küçük negatif ön-gerilim ($\cong 50$ eV), tüm ikincil elektronları engeller ve yalnızca görüş hattı için geri saçılmış elektronları toplar. Bununla birlikte, geri saçılan elektronların çoğu, ışın yönü boyunca yukarı doğru saçılır ve yanlara doğru saçılma olasılığı azalır. Hazne içi E-T dedektörü, bir tarafa doğru nispeten küçük bir açıyla yerleştirilir. Bu geometrik konfigürasyonda, dedektörün maruz kaldığı katı toplama açısı küçüktür ve çok sayıda geri saçılmış elektronun toplanmasına katkıda bulunmaz. Bu nedenle, bir taramalı elektron mikroskopuna yerleştirilmiş ayrı bir geri saçılmış elektron dedektörüne sahip olmak gelenekseldir. Olası bir düzenleme, numune yüzeyine daha yakın ve üstüne uzatılabilen geri çekilebilir bir E-T dedektörü kullanmak ve böylece geri saçılan elektronların toplama verimliliğini arttırmaktır. Bununla birlikte, katı toplama açısını artırmak için sabit bir BSE dedektörünün direk olarak direk parçasının altına ve numunenin üzerine yerleştirilmesi daha yaygındır.

En yaygın olarak kullanılan geri saçılımlı dedektör, p-n bağlantısını oluşturan iki elektrottan oluşan katı hal diyot (SSD) dedektörüdür. P-tipi (bor/galyum katkılı Si/Ge) ve n-tipi (arsenik/fosfor/antimon katkılı Si/Ge) yarı iletken elektrotların bir p-n eklemi oluşturmak için bir araya getirilir. Bu eklem boyunca, akımın yalnızca bir diyotun birincil işlevi olan tek yönde akmasına izin veren bir bant aralığı (veya bir elektrik alanı) söz konusudur. Numuneden yayılan yüksek enerjili geri saçılmış elektronlar, doğrudan numunenin yukarısındaki objektif kutup parçasının ucuna bağlı geri saçılmış dedektöre girer ve yarı iletken malzeme içinde elastik olmayan bir şekilde dağılır. Dedektörün ön tarafı, ince (bir mikronun birkaç onda biri) Si katmanı ve ardından Si yarı iletkeni üzerine kaplanmış Au elektrik kontağından oluşur ($\cong 10-20$ nm kalınlığında). Altın kontak, ön gerilim uygulamak için dedektörün her iki yüzeyinde de kullanılır. Numuneden gelen BSE, Si örgünün elektronları ile etkileşime girer ve esnek olmayan bir şekilde dağılır ve elektronların değerlik

bandından Si'nin iletim bandına bir hol bırakarak hareket etmesine neden olur. Böylece bir elektron hol çifti oluşturulur.

Yarı iletken bir cihazda, elektronları ve holleri ayrı tutmak ve akımın yalnızca bir yönde hareket etmesine izin vermek için bir iç alan görevi gören p-n eklemi sağlar. Akım, bir görüntü oluşturmak için yeterli güce sahip bir sinyal oluşturmak için bir amplifikatör ile beslenir. Detektörün numuneden yayılan elektronların sayısına ve enerjisine olan bu hassasiyeti, geri saçılan görüntüde gözlemlenen kontrastı ortaya çıkarmaktadır. Numunenin ortalama atom numarası yüksek olan alanları, daha fazla geri saçılmış elektron (yani, büyük akım) üretecek ve bu da dedektör içinde daha yüksek sayıda elektron-hol çifti oluşturacak ve bu alanların görüntülemeye görüntülenen BSE görüntüsünde parlak görünmesine neden olacaktır.

E-demetinin önüne bir numune yerleştirdiğimizde, elektronlar numunedeki atomlarla farklı şekillerde etkileşime girer. Bazı elektronlar, numunenin daha yüzeysel atomları ile etkileşime girer ve onlara enerjilerinin bir kısmını veya tüm enerjisini aktarır. Bu elektronlar, numune üzerinde emilinceye veya durdurulana kadar kendi yollarını takip eder. Numunenin atomlara verdikleri enerji, bu atomların elektronlarını uyarmak için kullanılabilir ve bu elektronların bir kısmı numuneden salınır ve bu nedenle ikincil elektronlar olarak adlandırılır ve bir detektör tarafından toplanır. Bu elektronlar ayrıca, enerjilerinin bir kısmını kaybettikleri için numunenin atomları ile esnek olmayan bir şekilde etkileşime girerler. Ancak e-demetinden gelen elektronların bir kısmı numunedeki atomlarla elastik bir şekilde etkileşime girer, bu yüzden numunenin atomlarına çarparlar ve enerji kaybetmeden geri dönerler, sadece yönlerini değiştirirler ve temelde geri giderler ve bir BSE tarafından yakalanırlar. Geri saçılan elektronlar, gelen elektronlar numuneye dağıldığında geriye doğru saçılan ve numuneden dışarı yayılan elektronlardır. Bazen yansıyan elektronlar olarak adlandırılırlar. Bu elektronlar ise, numunenin içindeki daha derin alanlardan gelir ve bu alanlar genellikle SE'den daha geniştir, bu da BSC'nin SE'den daha az çözünürlüğe sahip olduğu anlamına gelir. Geri saçılan elektronlar, numunenin bileşimine duyarlıdır. Numuneyi oluşturan atomların atom numarası daha büyük olduğundan, geri saçılan elektron verimi daha büyüktür. Yani, ağır bir atomdan oluşan bir alan, geri saçılan elektron görüntüsünde parlak görünür. Bu nedenle, bu görüntü bir kompozisyon farklılığını gözlemlemek için uygundur. Numune yüzeyinde düzensizlik varsa, geri saçılan elektronların yoğunluğu aynasal yansıma yönünde daha yüksek hale gelir. Bu özellik, yüzeyin topografyasını

gözlemlemek için kullanılabilir. Bir elektron ışını tek tip bir bileşime sahip bir kristal numuneye girerse, geri saçılan elektron yoğunluğu, kristal yönüne bağlı olarak değişir. Bu fenomeni kullanmak, kristal yönündeki farklılığı bir görüntü olarak gözlemlemenizi sağlar. Bu görüntüdeki kontrastın adı Elektron Kanal Kontrastı (ECC)'dir. Kristal numunenin hafifçe eğilmesi, kontrastta bir değişikliğe neden olur.

Bir numuneden yayılan geri saçılmış elektronlar, geri saçılan elektron detektörünün konumunu değiştirerek gelen elektronların yönüne daha yakın açılarda (yüksek açılı geri saçılan elektronlar) veya gelen elektronlardan daha uzakta (düşük açılı geri saçılmış elektronlar) yakalanabilir. Geri saçılan elektron emisyonu, toplama açısını değiştirerek bir numuneden elde edilen farklı bilgi türlerini açıklar. Yüksek açılı geri saçılan elektronlar, gelen elektronlara daha yakın yönde yayılan elektronlardır. Numune yüzeyinin eğimine karşı daha az hassastırlar ve numunenin içine girip içine yayılırlar. Öte yandan, düşük açılı geri saçılan elektronlar çoğunlukla dar, keskin bir yoğunluk dağılımına sahiptir. Açık küçük olduğundan ve sinyal yoğunluğu, geri saçılan elektron emisyonunun yönündeki küçük bir değişiklikten kolayca etkilenebildiğinden, kısacası, numune yüzeyinin lokalize topografyasındaki ince değişikliklere son derece duyarlıdırlar. Bilginin çoğu numune yüzeyinden geldiğinden, ortaya çıkan görüntü bu topografyayı yüksek oranda yansıtacaktır. Kristal numunelerde, bu geri saçılmış elektronlar, enerji kaybı olmaksızın yüzeye yakın alandan kristal oryantasyonunu (kanal kontrastı) gösterir.

Eğim aslında, SEM görüntülerine çok fazla derinlik katar, onları daha etkileyici ve aynı zamanda üst yüzey ve alt katman hakkında tek bir görüntü bilgisi çıkarır. Eğimin olası bir dezavantajı ise görüş derinliğidir (DEP). SEM, nispeten büyük bir DEP'ye sahiptir; bu, görüntünün optik mikroskobun aksine farklı derinliklerde odaklandığı anlamına gelir. Fakat, DEP'nin bir sınırı vardır ve numune bir açıda eğildikten (tilt) sonra görüntünün bazı kısımları bulanık veya odak dışı olabilir, çünkü bu alanlar kullandığımız çalışma koşullarında SEM'in DEP aralığında değildir.

Ayrıca, hızlandırma voltaj değiştiğinde, gelen elektronların penetrasyon derinliği değişir. Hızlanma voltajı yükseldikçe penetrasyon derinliği artar. Hızlandırma voltajı artırılırsa, numune yüzeyindeki kontrastı azalır ve e-demeti numune içinde genişler. Bu nedenle, numunenin içinde yapısal bir nesne mevcutsa, daha yüksek bir hızlandırma voltajı, bu nesnenin yüzey görüntüsüyle örtüşen net olmayan bir görüntüsüne neden olur. Ayrıca

hızlandırma gerilimi daha yüksek olduğu için kenar etkisi daha büyüktür. Buna göre, yüzey yapılarını net bir şekilde gözlemlemek için, daha düşük bir hızlandırma voltajı tercih edilir.

Görüntüleme ünitesi üzerindeki tarama, elektron-prob taraması ile senkronize olduğundan, ikincil elektronların sayısına bağlı olan parlaklık değişimi, ekran ünitesi üzerindeki monitör ekranında belirir ve böylece bir SEM görüntüsü oluşturur. Bir katot ışını tüpü (CRT), bir görüntüleme ünitesi olarak uzun yıllar kullanılmasına rağmen son yıllarda likit kristal ekran (LCD) yaygın olarak kullanılmaktadır. Genel olarak, e-demedinin tarama hızı birkaç adımda değiştirilebilir. Gözlem için son derece hızlı bir tarama hızı kullanılır ve görüntülerin alınması veya kaydedilmesi için yavaş bir tarama hızı kullanılır.

Elektron optik sisteminin içi ve numune odası 10^{-3} ila 10^{-4} Pa'lık yüksek bir vakumda tutulmalıdır. Bu nedenle, bu bileşenler genellikle bir difüzyon pompası ile boşaltılır. Numune yüzeyi e-demeti tarafından iki boyutlu olarak tarandığında, görüntüleme ünitesinin monitör ekranında bir SEM görüntüsü oluşur. Bu sırada, e-demedinin tarama genişliği değiştirilirse, görüntülenen SEM görüntüsünün büyütülmesi de değişir. Monitör ekranının boyutu değişmediğinden, tarama genişliğini azaltmak büyütmeyi arttırırken tarama genişliğini arttırmak büyütmeyi azaltır.

5.5.1. Odaklanmış iyon ışını (FIB)

Yüksek çözünürlüklü taramalı elektron mikroskobu (HR-SEM) ve bir FIB kolonunu birleştiren çift ışınlı platformlar, ek olarak öncü bazı gaz enjeksiyon sistemleri (GIS), mikromanipülatörler ve kimyasal analiz araçları (EDS) yüksek hassasiyette çok fonksiyonlu analizler için kullanılır. Bu çalışmada FIB ile mikro/nano ölçekte 3D ağa sahip malzeme sistemlerinin yapısal ve morfolojik dağılımını ortaya çıkarmak için FIB kesit ve örnekleme tekniği kullanılmıştır. Ayrıca FIB, sert malzemeler (metaller, cam, seramikler) ve sert alt katmanlara (silikon, cam, seramik vb.) sahip malzeme yapıları için, özel mikro ve nanoyapı prosesi için tek tekniktir.

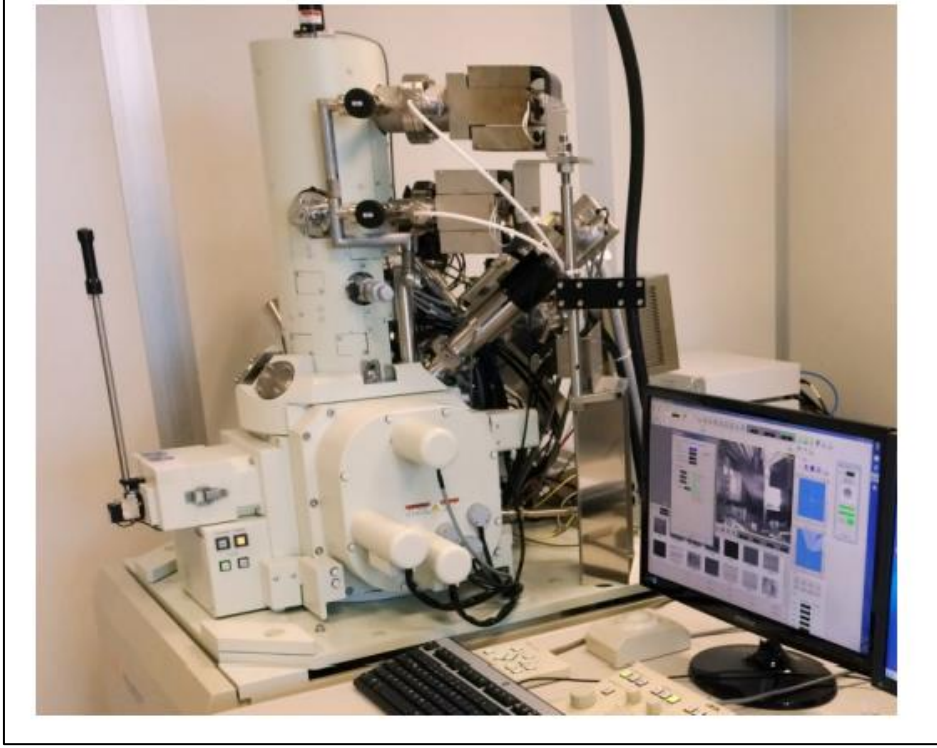
FIB sistemleri ile SEM arasındaki tek fark, numune yüzeyini taramak için elektronlar yerine pozitif yüklü ve daha büyük momentuma sahip ağır iyonları kullanmasıdır. İyonlar çok büyük olduğundan ve çok daha düşük hızlarda hareket ettiklerinden, Lorentz kuvvetleri daha düşüktür ve manyetik lensler iyonlar üzerinde, aynı hızlandırma voltajlarındaki elektronlara

göre daha az etkilidir. FIB kolonları SEM sistemlerinden farklı olarak manyetik lensler yerine elektrostatik lenslerle donatılmıştır.

FIB sistemlerinde, bir sıvı metal iyon kaynağı (LMIS) tarafından odaklanmış bir metal iyon demeti üretilir. LMIS, çapı 5 nm olan bir iyon kaynağı sağlayabilir ve tipik bir LMIS, metal kaynak malzemeyi tutan bir tungsten (W) iğnesi içerir. LMIS'de kullanılabilen birkaç metalik veya alaşım kaynağı vardır [150]. Bu kaynakların arasında düşük erime noktasına ($T_m=29,8^\circ\text{C}$) sahip olması, düşük yüzey serbest enerjisi, düşük buhar basıncı, erime noktasında düşük uçuculuğu, mükemmel mekanik, elektriksel ve vakum özellikleri nedeniyle Ga^+ FIB cihazlarında yaygın olarak tercih edilmektedir. İyonlar, büyük bir potansiyel uygulanarak sıvı metalden çıkarılabilir. Ga^+ iyonları LMIS'den çıktıktan sonra, 30 keV'ye kadar iyon kolonuna kadar hızlandırılır ve elektrostatik lensler yardımıyla numuneye odaklanır. İyon kolonu tipik olarak SEM'de bahsedildiği gibi bir yoğunlaştırıcı merceğe ve bir objektif merceğe sahiptir. Yoğunlaştırıcı lens, demeti oluşturan lenstir. Optimum bir iyon demeti, tüm lenslerin ve açıklıkların ayarlanması, stigmator ve odak düzeltmeleri ile elde edilir. Açıklığın boyutuna bağlı olarak, ışının bir kısmı bloke edilerek ışındaki toplam iyon akımı azaltılır. Işın açıklığa çarpmadan önce, ışın akımları tipik olarak 1 ila 5 μA aralığındadır. Bu akımlar genellikle çok büyüktür ve numune hasarına neden olur [151]. Dolayısıyla, ışın akımı açıklıklar ile 1 pA ila 60 nA mertebesine düşürülür. Deneyler için, genellikle ışının her zaman numuneye çarpması istenmediğinden, ışın, daha boş lensler tarafından ışın akımını ölçmek için kullanılan bir Faraday kafesine yönlendirilebilir. Bu lens, temelde FIB için hızlı bir açma/kapama anahtarı görevi görür. Objektif lens ise iyon demetini numune yüzeyine odaklamak için kullanılır. Bu lens, numune yüzeyine çok yakındır ve numune yüzeyinde odak noktası olan yakınsak bir ışın oluşturmak için kullanılır. Coulomb etkileşimleri iyonlar arasındaki minimum mesafeyi sınırladığından, iyon ışını sonsuz derecede küçük bir noktaya odaklanamaz. Genel olarak Ga^+ ışınının şekli, FIB odak noktasında bir Gauss iyon dağılımı ile sonuçlanır.

Bu tezde kullanılan çift ışınlı FIB/SEM sistemi JEOL-JIB-4610F, Schottky elektron tabancası ile donatılmış ve tek bir hazneye monte edilmiş büyük akım işleme (maksimum iyon akımı 90 nA) kapasitesine sahip 30 kV'a kadar hızlanan ve 4 nm'ye kadar çözünürlük sunan bir FIB kolonundan oluşmaktadır. Bu kombinasyon, iyon demeti numune yüzeyine dik olarak geldiğinde enine kesitini görüntülemek için e-demetinin kullanılması ve enine kesit numune hazırlanması için özellikle yararlıdır. Tipik çift ışınlı kolon konfigürasyonu,

eğimli bir iyon kolonuna sahip dikey bir elektron kolonudur. Çift demetli platformlarda, FIB kolonunun eğim açısı cihaza göre değişebilir, eğim açısı genellikle düşeyde 52° ve 55° 'dir.



Resim 5.4. JEOL JIB-4610F Çok-Işınlı SEM/FIB sistemi

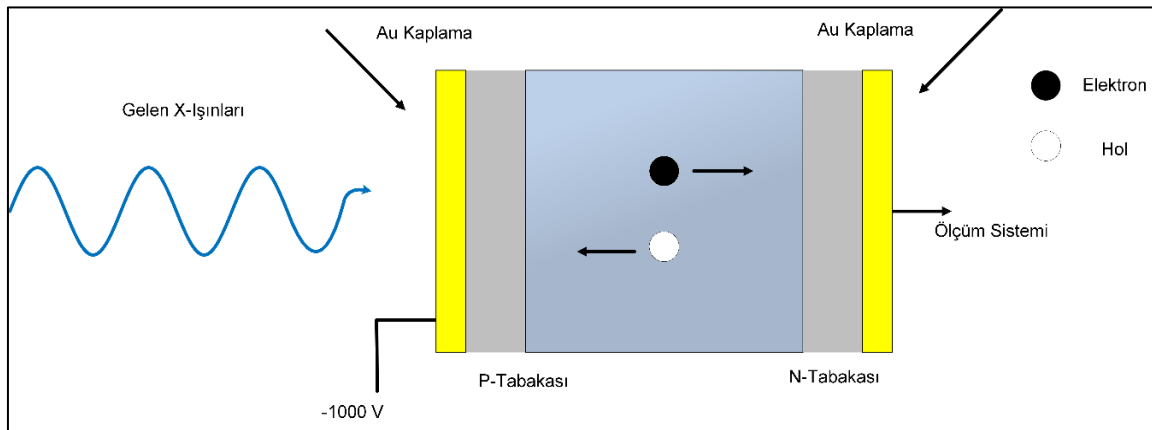
Hem SEM hem de FIB, bir malzemenin yüzeyiyle etkileşime girdiğinde, ikincil iyonların, ikincil elektronların ve nötr atomların oluşumuyla yüksek çözünürlüklü görüntüler elde etmek için kullanılabilir. İkincil elektronlardan ve ikincil iyonlardan gelen bilgiler, SEM'deki ile aynı şekilde bir görüntünün oluşumuna yardımcı olur. SEM'den farklı olarak iyonlar boyut olarak elektronlardan çok daha büyük olduğundan, numunelerin ayrı ayrı atomlarına nüfuz edemezler ve dış kabuk etkileşimi, atomik iyonlaşmaya ve hedef malzemenin kimyasal bağlarının kırılmasına neden olur. Bu sayede ikincil elektronlar oluşur ve kimyasal stabilitede değişiklikler meydana gelir. Birincil iyonların ve hedef yüzey arasındaki etkileşimler ikincil elektronların oluşumundan sorumluyken, püskürtülmemiş hedef atomlar uyarılmış yüzey atomları olarak kalır ve moleküllerin ayrılmasına katkıda bulunur [152].

Çift ışınlı platformlar, elektron ve iyon ışınlarının eşzamanlı olarak kullanılmasını sağlar; bu, sıralı iyon öğütme ve elektron ışını kullanarak numunenin ilgili kesitin görüntülerini aynı anda izleme veya alma yoluyla enine kesit oluşturmamızı sağlar. Kesitli yüzeylerden

SEM görüntüsü statik mod ve dinamik mod olmak üzere iki farklı modda alınabilir. Dinamik görüntü elde etme modunda, SEM görüntüleri, FIB şekillendirme (frezeleme) işlemi sırasında gerçek zamanlı olarak elde edilir. Statik görüntü elde etme modunda, her dilimlemeden sonra, işlem ya duraklatılır ya da durdurulur ve bu nedenle yavaş taramalı yüksek çözünürlüklü SEM görüntüleri elde edilir. Ayrıca, enine kesit yöntemi ile birkaç nanometreye kadar çeşitli malzemelerin iç yapılarının hızlı bir şekilde izlenmesi ve özelliklerin bilgilerinin elde edilmesi mümkündür.

5.5.2. EDS haritası

EDS, X-ışınlarının enerjilerini ölçerek karakteristik X-ışını spektrumlarını analiz etmek için kullanılır. Bir X-ışını detektörü, X-ışını sinyalini toplamak, enerjisini ve yoğunluk dağılımını ölçmek ve numunenin analiz edilen bölgesinde elementleri tanımlar ve ilgili konsantrasyonlarını belirleyecek şekilde analiz etmek için kullanılır. Şekil 5.21'de gösterildiği gibi, numuneden yayılan X-ışınları yarı iletken detektöre girdiğinde, miktarları X-ışını enerjisine karşılık gelen elektron hol çiftleri oluşturulur. Bu miktarların (elektrik akımı) ölçülmesi, X-ışını enerjisi değerlerini elde etmemizi sağlar. Detektör, elektrik gürültüsünü azaltmak için sıvı nitrojen ile soğutulur.



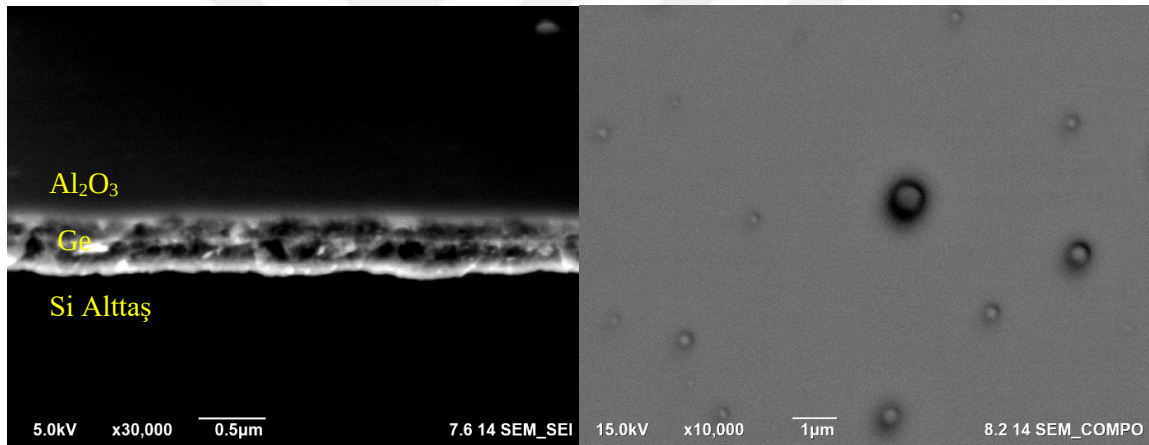
Şekil 5.21. EDS yarı iletken dedektörünün yapısı

Detektörün geniş katı toplama açısı (tipik olarak 0.5 steradyan) ile birleştirilen yüksek verimliliği, küçük analiz süresi (örneğin, 1 dakikadan az) ile sonuçlanır. Bu nedenle, hassas numunelerden temel bilgileri çıkarmak için düşük prob akımları kullanılabilir. EDS tekniği hafif elementlere karşı hassastır (Be ve üstü tespit edebilir) ve elementel verilerin nicelleştirmesini verimli bir şekilde gerçekleştirebilir.

Çalışmamızda niteliksel enerji dağıtıcı X-ışını spektroskopisi kullanılarak bir numune bulunan elementler tanımlanmıştır. SEM'deki kalitatif EDS analizi, bir numunenin mikrokimyasal bileşenlerini tahribatsız bir şekilde hızla belirleyen güçlü bir tekniktir. Bir EDS spektrumuna neden olan X-ışını sinyali, sınırlı bir (mikron sırasıyla) hacimdeki malzemeden üretildiğinden, numunelerdeki heterojenliği veya ayrışmayı tanımlamak ve ayrıca küçük nesnelerin veya ilgi alanlarının kimyasını belirlemek için kullanılabilir.

5.5.3. Odaklamalı iyon demeti-taramalı elektron mikroskobu (FIB-SEM) analizi sonuçları

Numune elektron kolonuna göre 53° eğim (tilt) verildikten sonra alınan yan yüzey SEM ve yüzeyden alınan BSE (Geri saçılan elektron) dedektörü görüntüleri Şekil 5.22'de gösterildiği gibidir. SEM görüntüleri 5kV, BSE görüntüleri 15 kV kuvvetli akım altında alınmıştır.



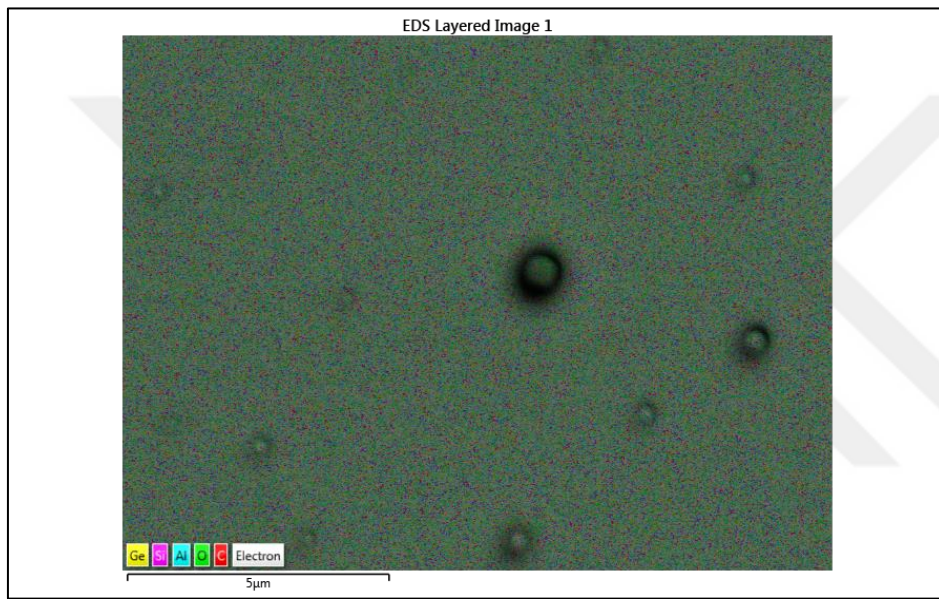
Şekil 5.22. Yan yüzey SEM ve BSE görüntüleri

$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ numunesi 10.000x büyütmede görülen noktaların çapı yaklaşık yarım mikron (en büyüğü) ve en küçüğünün çapı da yaklaşık 1/4 mikron'dur. Bu görüntüde odak oldukça net ve bulanıklık (astigmatism) söz konusu değildir.

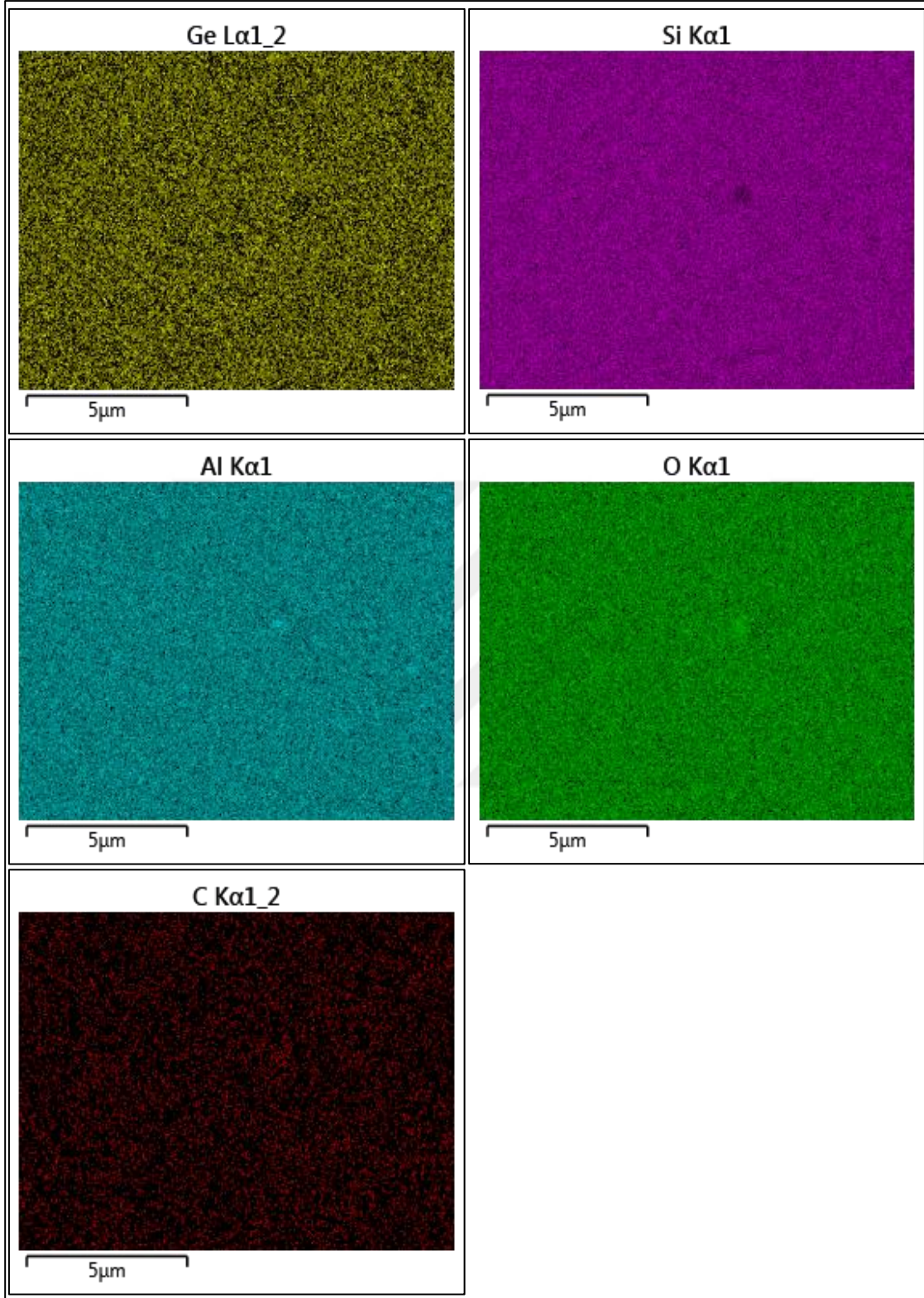
EDS haritası, temel dağılım bilgilerini iki boyutlu bir grafikte Şekil 5.23 ve Şekil 5.24'de olduğu gibi görsel olarak elde edilmiştir. İlgilenilen alan elektron ışını ile taranmıştır ve her ayrı konumdan (piksel) bir EDS spektrumu elde edilmiştir. İlgi alanı içinden EDS verilerinin alınması için ayırık konumların sayısı ve ışın bekleme süresi seçilerek böylece x-ışını haritasının nihai çözünürlüğü kontrol edilmiştir. İyi bir kontrast elde etmek için EDS haritalamasında yüksek prob akımları kullanılmıştır. Haritalar birden çok pencerede

görüntülenmiş ve tüm ögeler için veriler, farklı ögelerin eşzamanlı olarak eşlenebilmesi nedeniyle her pikselde alınmıştır.

Yapılan analizin amacı katman katman kaplanan malzemelerin varlığını kanıtlamaktır. Bu nedenle, yan kesit (cross-section) görüntü alınarak EDS analizi yapılmış ve kaplanan malzemenin varlığı kanıtlanmıştır. Şekil 5.23’de görülen yüzey üzerindeki partiküller kaplama prosesi sırasında oluşmuş olan ya da potadan gelen kontaminasyonlar olarak değerlendirilebilir.



Şekil 5.23. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ için X-ışını kombinasyon haritası, beş farklı elementin dağılım ve konsantrasyonu



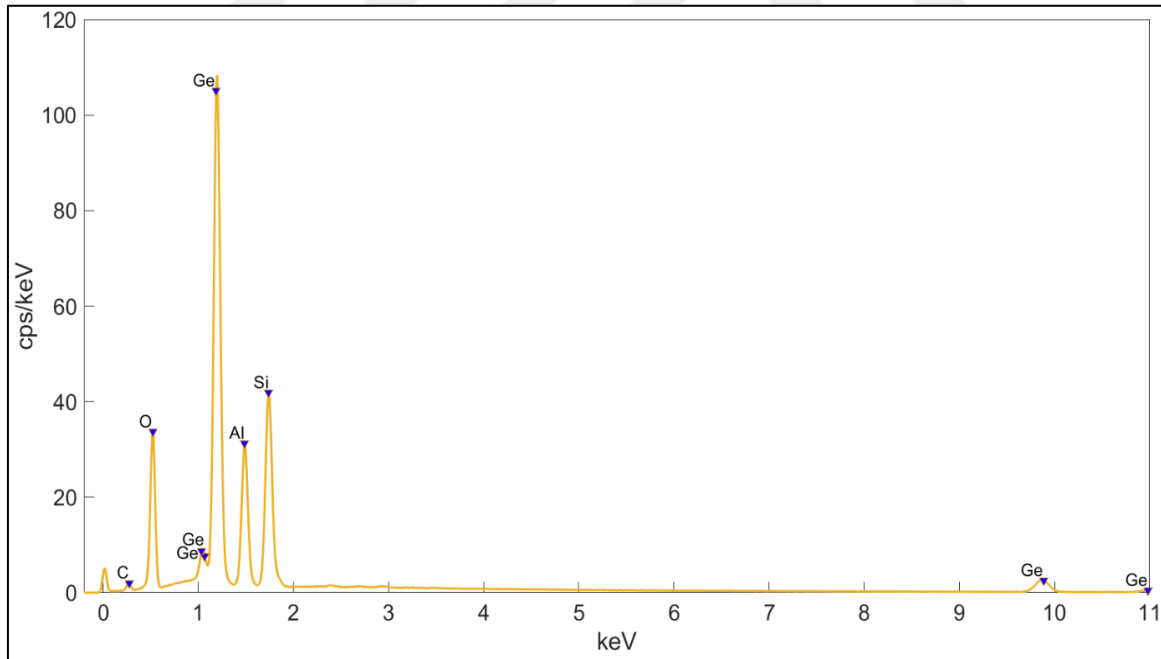
Şekil 5.24. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ numunesi içindeki temel dağılımı gösteren X-ışını haritası

$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ numunesi için katmanlar halinde kaplanan üç farklı malzemeyi dedekte etmek amacıyla numune yüzeylerinden EDS haritalama işlemi yapılmıştır. $\text{Si}/\text{Ge}/\text{Al}_2\text{O}_3$ numunesine ait EDS sonuçları incelendiğinde örnek içinde Ge, Si, Al, O ve C elementleri

dedekte edilmiştir. Ge, Al, O elementleri kaplama malzemesine aitken Si, C, O elementleri Si altına aittir.

EDS, daha yüksek konsantrasyonlara (ağırlıkça %10'dan yani majör) ve küçük konsantrasyonlara (ağırlıkça% 1 ile% 10 arasındaki konsantrasyonlar) sahip majör ve minör elementleri tespit edebilir. Bulk malzemeleri için tespit limiti ağırlıkça % 0.1'dir. Bu nedenle EDS ağırlıkça az sayıda bulunan elementleri (ağırlıkça% 0.01'in altındaki konsantrasyonlar) tespit edemez [153].

Elementlerin bulunma yüzdelerini belirlemek için ayrıca Şekil 5.24'de verilen EDS spektral analiz yapılmıştır. Şekil 5.24'de gösterilen tipik bir EDS spektrumunda gösterildiği gibi, bir EDS spektrumunda, x eksen X-ışını enerjisini keV cinsinden gösterirken, y eksen, sayım veya saniye başına sayım cinsinden yoğunluğu gösterir. Farklı X-ışını enerjilerinde farklı tepe noktaları konumlandırılmıştır. Elementler, tepe konumlarına veya X-ışını enerjilerine göre tanımlanır.



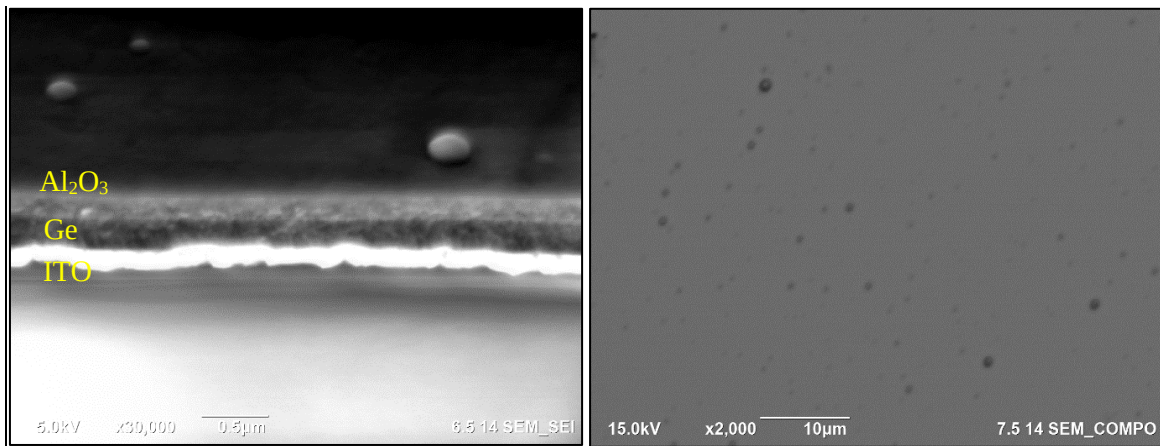
Şekil 5.25. Tipik EDS spektrumu, y eksenindeki yoğunluk grafiğini (saniye başına sayılar veya sayımlar, cps) ve x ekseninde yayılan x-ışını fotonlarının (keV) enerjisi

Çizelge 5.2. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzemesi için element analizi (SEM/FIB-EDS ile tespit edilen ağırlık ve atom yüzdesi (Wt%), standart sapması (σ))

Element	Wt%	σ
Ge	46.8	0.1
O	22.4	0.1
Si	15.6	0.1
Al	11.8	0.0
C	3.3	0.2

Her katmanın bileşimini değerlendirmek için EDS ölçümleri, çok katmanlı numunenin FIB aracılığıyla bir bölümüne yapılmıştır. Al_2O_3 ince filmine gelen yüksek enerjili e-demeti, yapıdaki alt katmanlara ulaşarak buradaki atomları harekete geçirir ve numunede bulunan her bir elementin yörünge yapısı tarafından belirlenen ayrı enerjilere sahip X-ışınları üretir. Çizelge 5.2 silikon substrat üzerinde $\text{Ge}/\text{Al}_2\text{O}_3$ ince filmin EDS spektrumu numunede ilgilenilen bölge üzerinde hangi elementlerin olduğu ve numunedeki elementlerin farklı elektron enerjilerinde farklı element yüzdeleriyle yüzey dağılımını göstermektedir. Şekil 5.24’de Ge $L\alpha$ geçişi, Si, Al, O ve C $K\alpha$ geçişi pikleri rahatlıkla görülebilmektedir. Karbon pikleri, organik kirlenmeyle veya bazı organik katmanlarla ilişkilendirilebilir kaçınılması zordur, ancak spektruma göre önemsiz bir bileşendir. O pikleri temel olarak Al_2O_3 , Si alttaş yüzeyindeki bazı oksidasyon katmanlarından kaynaklıdır.

Numuneye 53° eğim (tilt) verildikten sonra alınan yan yüzey SEM ve yüzeyden alınan BSE (Geri saçılan elektron) dedektörü görüntüleri Şekil 5.26’da gösterildiği gibidir. SEM görüntüleri 5kV, BSE görüntüleri 15 kV kuvvetli akım altında alınmıştır.

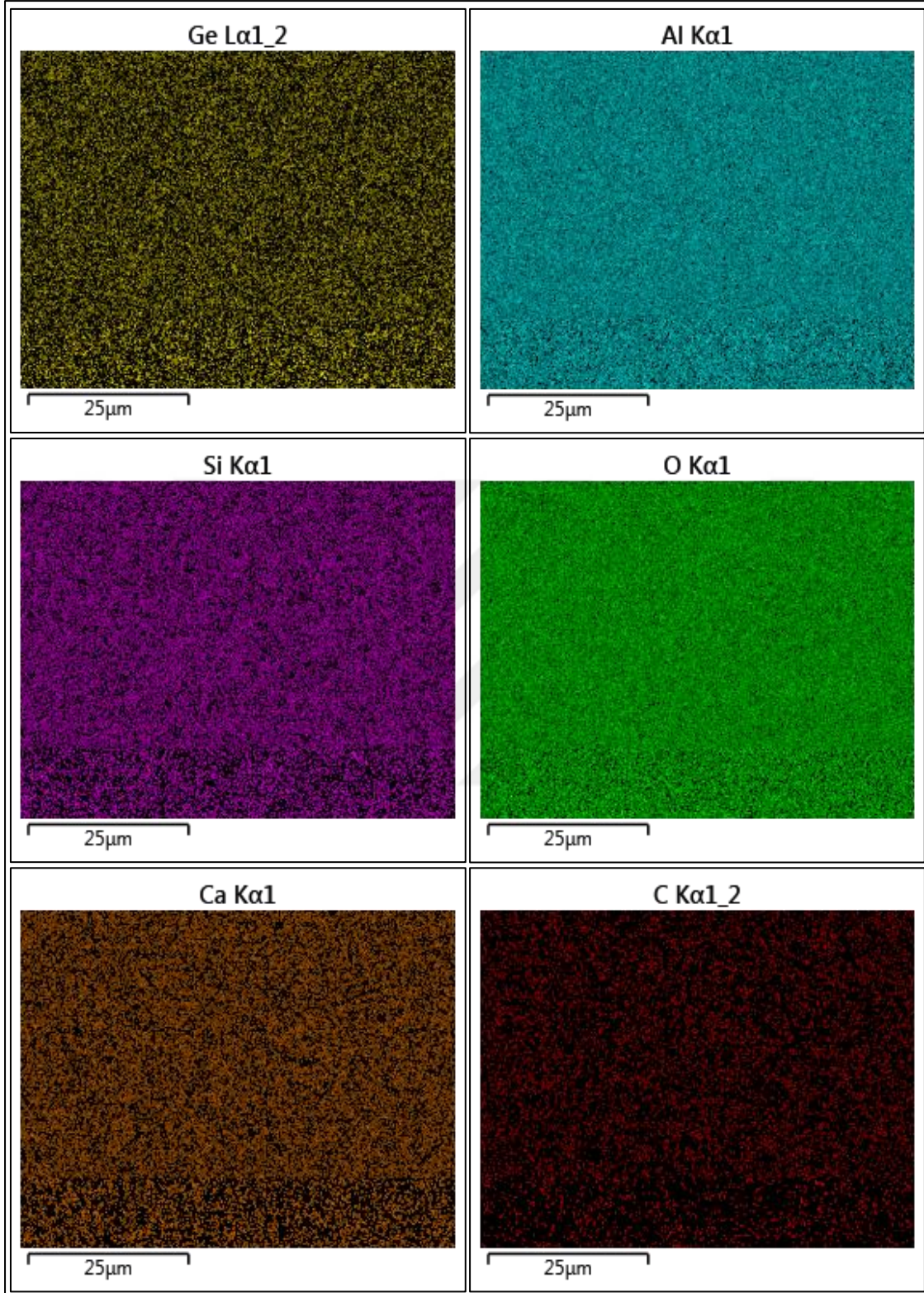


Şekil 5.26. Yan yüzey SEM ve BSE görüntüleri

Geri saçılmış kompozit (Backscattered-compo) modunda atom numarası düşük olan elementler karanlık görünüm, yüksek olan elementler parlak görünüm vermektedir. 2000X büyütmede, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ numunesi için numunede yük birikimi söz konusu olup ayrıca alt katmanın da cam olması nedeniyle bir dereceye kadar bulanıklık (astigmatism) görülmektedir. Burada, e-ışından gelen elektronlar numuneye çarparak bir kısmı geri dönerken bir kısmı da numunenin yüzeyinde yük olarak kalmaktadır.

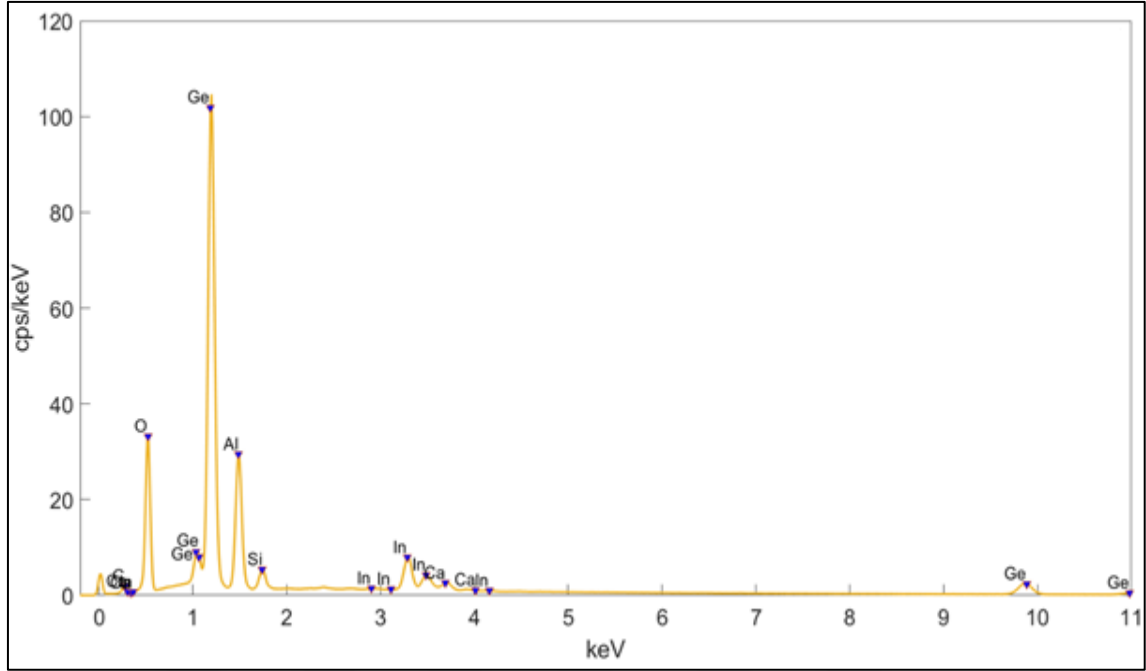


Şekil 5.27. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ numunesi içindeki temel dağılımı gösteren X-ışını haritası



Şekil 5.28. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ numunesi içindeki temel dağılımı gösteren X-ışını haritası

Şekil 5.28’de Ge $L\alpha$ geçişi, Si, Al, O ve C $K\alpha$ geçişi pikleri rahatlıkla görülebilmektedir. Oksijen, ortak olarak hem alt katmandan hem de kaplama malzemesinden gelmektedir.



Şekil 5.29. Tipik EDS spektrumu, y eksenindeki yoğunluk grafiğini (saniye başına sayılar veya sayımlar, cps) ve x ekseninde yayılan x-ışını fotonlarının (keV) enerjisi

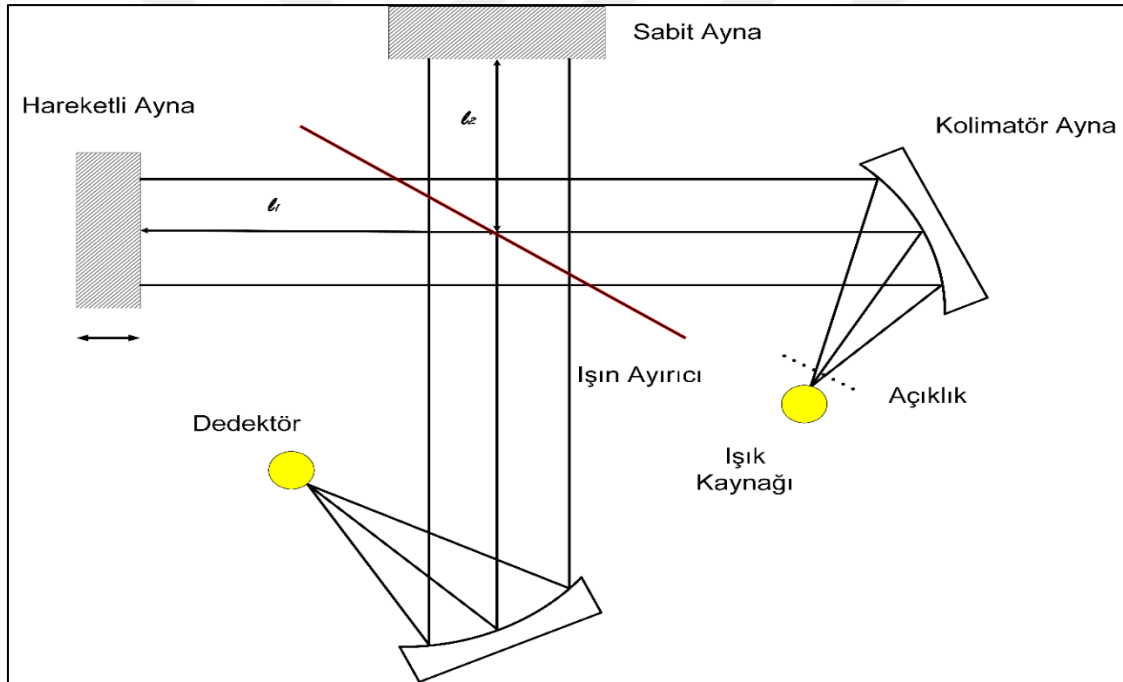
Çizelge 5.3. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamatlamzesesi için element analizi (SEM/FIB-EDS ile tespit edilen ağırlık ve atom yüzdesi (Wt%), standart sapması (σ))

Element	Wt%	σ
Ge	49.6	0.1
O	24.0	0.1
Al	11.8	0.1
In	10.5	0.1
C	1.9	0.2
Si	1.6	0.0
Ca	0.6	0.0

Şekil 5.29’da $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ numunesine ait EDS sonuçları incelendiğinde; Ge, Al, O kaplama malzemesinin içerdiği ve In numunede var olan ITO nun içerdiği element iken Si, O, Ca, C ise camın içerdiği elementlerdir. Çizelge 5.3, ITO kaplı SKC üzerinde Ge/ Al_2O_3 ince filmin EDS spektrumu numunede ilgilenilen bölge üzerinde hangi elementlerin olduğu ve numunedeki elementlerin farklı elektron enerjilerinde farklı element yüzdeleriyle yüzey dağılımını göstermektedir. Bu dağılım, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ numunesinde bulunan elementlerin sitokiyometrisi ve yapılan kaplamanın kalınlıkları ile uyumludur.

5.6. Fourier Dönüşüm Kızılötesi Spektroskopi (FTIR)

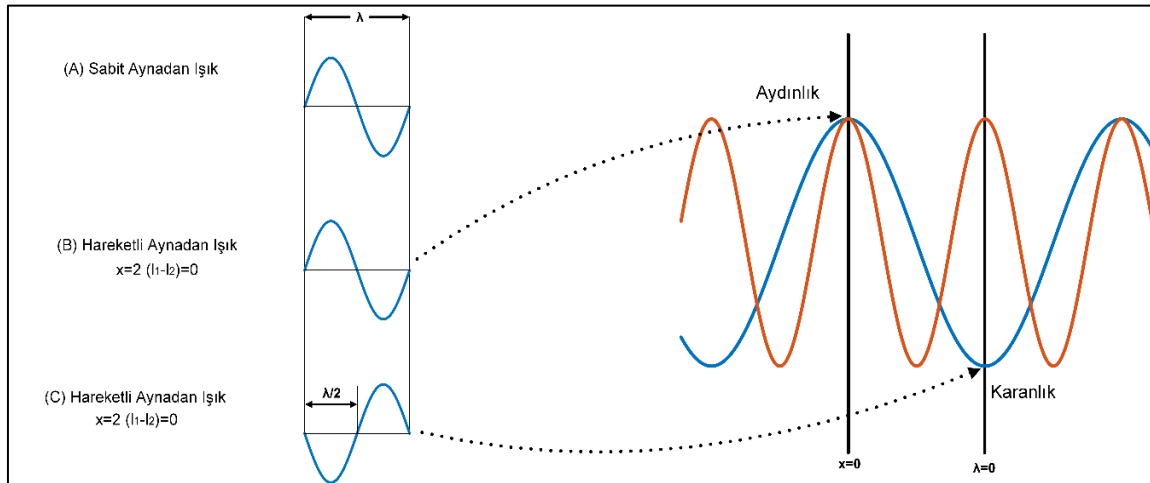
Metamalzeme tasarımın soğurma yanıtını optik olarak, Fourier Dönüştürücü Kızılötesi Spektrometresi (IRAffinity-1S Schimadzu) karakterizasyonu ile gerçekleştirilmiştir. FTIR spektrometresi, yakın KÖ (NIR) ila uzun KÖ (FIR) spektrumlarını elde etmek için kullanılan interferometrik bir ölçüm tekniğidir. Farklı dalga boylarını ayırmak için dağıtıcı unsurlara dayanan spektral alan ölçümlerinin (monokromatör tabanlı cihazlar) aksine FTIR, spektrumların bir KÖ kaynağın zamansal tutarlılığının ölçümüne dayalı olarak dolaylı olarak belirlendiği bir zaman alanı ölçümüdür. FTIR spektrometresinde, bir ışık kaynağının tüm frekanslarındaki sinyaller, genellikle Şekil 5.30'de gösterildiği gibi bir Michelson interferometre kullanılarak eşzamanlı olarak ölçülür.



Şekil 5.30. Michelson Interferometresi

Michelson interferometresi; dört koldan oluşan, üst kol, kızılötesi kaynağı ve kaynaktan gelen ışığı toplamak ve ışınlarını paralel hale getirmek için bir ayna ve alt kolu sabit bir konumda olan hareket etmeyen bir ayna içerir. İnterferometrenin sol kolu numuneyi ve detektörü içerir. Bu cihazın çalışma prensibi, iki ışının girişimine dayanmaktadır. Çoğu girişim ölçer, gelen kızılötesi ışını alan ve onu iki optik ışına bölen bir ışın ayırıcı kullanır. Bir ışın ayırıcı, ışığın bir kısmını üzerine iletmek ve üzerine gelen ışığın bir kısmını da yansıtmak için tasarlanmıştır. Bu, ışın ayırıcı, orta KÖ aralığından ($4400\text{-}400\text{ cm}^{-1}$) yakın

KÖ'ye kadar geniş bir spektral ölçüm almamızı sağlayabilen, iki kızılötesi şeffaf pencere arasına sıkıştırılmış ve iletimi sağlayabilmek için şeffaf bir potasyum bromür (KBr) ile kaplı plaka üzerine yerleştirilmiş ince bir Ge filminden oluşur. Işın ayırıcı tarafından iletilen ışık sabit aynaya doğru hareket eder ve ışın ayırıcı tarafından yansıtılan ışık hareketli aynaya doğru hareket eder. Işık hüzmeleri bu aynalardan yansıdığı anda ışın ayırıcıya geri dönerler ve burada interferometreden ayrılan, örnekle etkileşime giren ve detektöre çarpan tek bir ışık hüzmesi halinde yeniden birleşirler. Sabit aynadan yansıyan ışık hüzmesi ve hareketli aynadan yansıyan ışık demeti aynı hızda aynı mesafeyi kat eder (ışık hızı sabit.) Aynanın konumuna ve mevcut optik frekanslara göre değişen girişim saçakları iki ışın arasındaki toplam optik yol farkına bağlı olarak oluşur. Bu iki ışık ışını, optik yol farkları $\delta = n\lambda$ dalga boylarının ($n=0,1,2,\dots$) bir katı olduğunda birbirleriyle aynı fazda olacaktır. Optik yol uzunluğundaki değişikliğin bir fonksiyonu olan bu girişim modeli, interferogram olarak bilinir ve farklı frekansların yoğunluklarına karşılık gelen tepelere sahiptir. İnterferometrede, hareketli aynanın Δ mesafesi kadar yer değiştirmesi durumunda ve iki ışık hüzmesi arasında sıfır olmayan bir optik yol farkında, her iki ayna da ışın ayırıcıdan eşit uzaklıkta yerleştirildiği için toplam yol farkı 2Δ olur. Yapıcı girişim için, iki ışın arasındaki faz farkı $\delta = 2\Delta = n\lambda$ koşulunu sağlamalıdır ve yıkıcı girişim için, iki ışın arasındaki faz farkı $\delta = 2\Delta = (n + \frac{1}{2})\lambda$ koşulunu sağlamalıdır [154].



Şekil 5.31. Girişim

$$I^*(\chi) = 4RTS(\lambda) \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\pi \frac{\chi}{l} \right] \quad (5.12)$$

Burada, R, ışın ayırıcı tarafından yansıtılan enerji, T, ışın ayırıcı tarafından iletilen enerji, S (λ), ışık kaynağından radyasyon enerjisidir.

Detektör tarafından gözlemlenen ışığın yoğunluğu Eş. 5.12'nin bir fonksiyonudur. $I(\chi)$ ışık yoğunluğunu belirtir ve dalga sayısı σ (cm^{-1}) dalga boyu λ 'nın yerini alır.

$$I(\chi) = 4RTS(\lambda) \cdot \frac{1}{2} \cos 2\pi\sigma\chi$$

$$= B(\sigma) 2\pi\sigma\chi$$

$$B(\sigma) = 4RTS(\lambda) \cdot 1/2 \quad (5.13)$$

Detektör tarafından gözlemlenen sinyal $I(\chi)$ bir interferogram olarak adlandırılır ve 4RT, ışın ayırıcı etkinliğidir. Tek renkli ışık yerine polikromatik ışık yayılırsa, dalga sayısına göre Eş. 5.13'ün integrali ile $I(\chi)$ aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I(\chi) = \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\chi d\sigma$$

Bir interferogram, tüm KÖ soğurma bilgilerini içerir ve interferogramın Fourier dönüşümü geleneksel spektrumu verir. İnterferogram ve spektrum arasındaki ilişki denklem Eş. 5.14 ile verilmiştir. Eş. 5.14, $I(\chi)$ spektrumunun $B(\sigma)$ Fourier kosinüs dönüşümü olduğunu gösterir. Böylece, $I(\chi)$ 'nin ters Fourier kosinüs dönüşümü orijinal spektrum $B(\sigma)$ 'yı iyileştirir.

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\chi) \cos 2\pi\sigma\chi d\chi \quad (5.14)$$

Geleneksel dağınık spektrometre, belirli dalga sayılarında $B(\sigma)$ yoğunluğunu doğrudan belirlerken, FTIR dedektörü, spektrumu elde etmek için Fourier dönüşümü yapılması gereken interferogram $I(\chi)$ 'yı gözlemler.

Eş. 5.15, interferogramın $-\infty$ 'dan $+\infty$ 'a kaydedilmesi gerektiğini gösterebilir, bu tür sınırlar fiziksel olarak imkansızdır. Gerçekte integral, hareketli aynanın menzili tarafından ve ayna sürücüsünün tasarımıyla belirlenen $-L$ cm'den $+L$ cm'ye bir optik yol farkı ile sınırlıdır. Deneyel spektrum $B'(\sigma)$, buna göre teorik spektrum $B(\sigma)$ dan farklılık gösterir.

$$B'(\sigma) = \int_{-L}^L I(\chi) \cos 2\pi\sigma\chi d\chi \quad (5.15)$$

$$= \int_{-L}^L A(\chi) I(\chi) \cos 2\pi\sigma\chi d\chi \quad (5.16)$$

$$A(\chi) = \begin{cases} 1, & \chi \leq L \\ 0, & \chi > L \end{cases} \quad (5.17)$$

$$B'(\sigma) = B(\sigma) * F(\sigma) \quad (5.18)$$

$F(\sigma)$, Eş. 5.17'deki $A(\chi)$ fonksiyonunun bir Fourier dönüşümüdür.

$$F(\sigma) = \frac{2L \sin(2\pi\sigma L)}{2\pi\sigma L} \quad (5.19)$$

Ölçülen spektrum $B'(\sigma)$ teorik spektrum $B(\sigma)$ ile $F(\sigma)$ arasında bir evrişimdir. $A(\chi)$ 'nin bir Fourier dönüşümü olan $F(\sigma)$, yardımcı fonksiyonudur.

Salınımı azaltmak için Fourier dönüşümü integraline bazı fonksiyonları uygulamak "apodizasyon" olarak ve fonksiyon "apodizasyon fonksiyonu" olarak adlandırılır. Apodizasyon fonksiyonu, amaca uyacak şekilde seçilmelidir .

Box-car dalga biçimi ve üçgen dalga biçimi dalgalanmaları azaltmanın çözünürlük ve tepe yüksekliği arasında denge sağlamayı gerektirir. Birini geliştirmek diğer parametreyi kötüleştirebilir. Salınımı azaltırken çözünürlüğü korumak için ise bir dereceye kadar doğrusal olmama veya eğrilik kullanan birkaç apodizasyon fonksiyonu arasında Gaussian ve Lorentzian işlevleri, yükseltilmiş bir kosinüs fonksiyonu (Hanning apodizasyonu), Happ-Genzel apodizasyonu ve Norton-Beer fonksiyonları bulunur. Bu çalışmada Happ-Genzel

apodizasyonu dalgalanma boyutu ve çözünürlük arasında iyi bir denge sağlamak için kullanılmıştır.

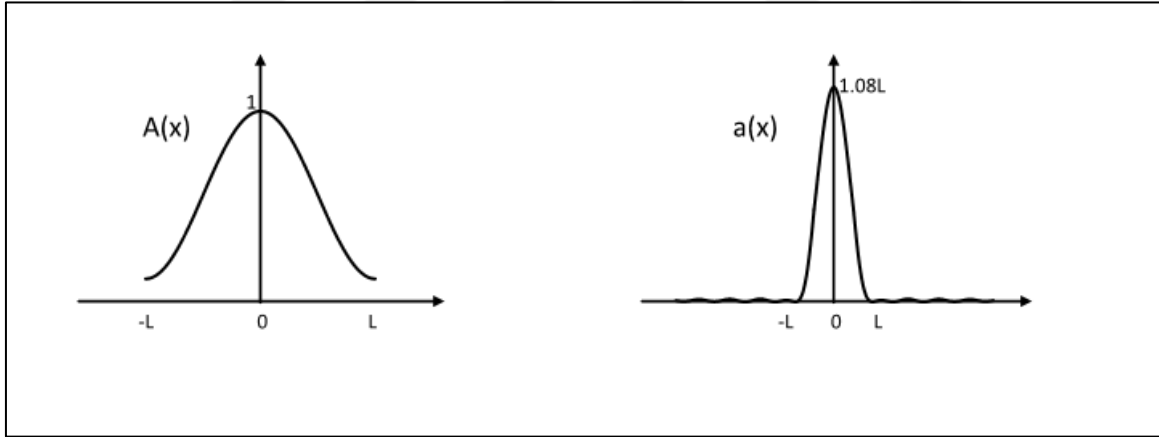
$$F(\sigma) = 2L \sin \chi(2\sigma L) \quad (5.20)$$

$$A(x) = 0.54 + 0.46 \cos\left(\frac{\pi x}{L}\right) \quad (5.21)$$

Fourier Dönüşümü uygulandığında,

$$F(\sigma) = \left\{ \frac{0.54}{\pi\sigma} + \frac{(0.46) \cdot 4\pi\sigma L^2}{\pi^2 - (2\pi L)^2} \right\} \sin(2\pi\sigma L) \quad (5.22)$$

Happ-Genzel fonksiyonu, Şekil 5.32.'de gösterilen istenmeyen kusurların etkili bir şekilde azaltılması nedeniyle yaygın olarak kullanılmaktadır.



Şekil 5.32. $A(x)$ Happ-Genzel fonksiyonudur. $F(\sigma)$, kusurları azaltmak için kosinüs fonksiyonuyla kıvrılmış $A(x)$

Bir Michelson girişim ölçer kullanarak bir interferogramı ölçmek için ayna bir kez ileri geri hareket ettirilerek tarama yapılır. İnterferometrenin çıktısı numuneye bağlıdır ve kızılötesi dedektör girişim modelini ölçer. Girişim yapan ışınlar numune ile etkileşime girer ve sonuçta ortaya çıkan yanıt, hareketli aynanın ışık yoğunluğuna karşı yer değiştirmesi olan bir interferogram oluşturan dedektörde toplanır. KÖ-Affinity-1S'de bulunan piroelektrik, döteryum triglisin sülfat (DTGS) detektörünün işlevi tipik olarak ışık yoğunluğunun bir elektrik sinyaline dönüştürülmesini sağlar. DTGS elektriksel polarizasyonun (yüklerin

dağılımı) sıcaklığa göre değişmesini ve akım akışını sağlar. DTGS'nin üzerine yerleştirilen elektriksel kontaklar ile bu elektriksel impulslar ölçülür. KBr penceresi ile bu dedektörler 400 cm^{-1} 'den 4000 cm^{-1} 'e kadar, yüksek hassasiyette ölçümler almamızı sağlamaktadır. Bu kızılötesi detektör, kızılötesi yoğunluk verilerini sağlar ve daha sonra detektör sinyalinin iki ışın arasındaki optik yol farkının bir fonksiyonu olarak kaydederek kızılötesi interferogram optik yol farkına göre çizilir.

Zamanla değişen bir yoğunluk modeli olan ortaya çıkan interferogram, kızılötesi kaynaktan gelen ışığın tüm dalga boylarından bilgi içeren kodlanmış bir sinyal olarak görülebilir. Sinyal, yol farkındaki eşit adımlara karşılık gelen kesin aralıklarla örneklenmelidir. Sinyal ortalamaları için, birbirini izleyen interferogramların tam olarak aynı noktalarda ölçülmesi gerekir. Bunun için, interferometre aracılığıyla kızılötesi ışını takip eden He-Ne lazer optik yol farkı verilerine sağlayarak girişim durumunu sürekli olarak izlememizi sağlar ve sistem tarafından önceden kaydedilen optimum koşullar altındaki durumla karşılaştırılır. Bu durumlar arasındaki fark, gelişmiş bir dijital sinyal işlemcisi tarafından hesaplanır ve herhangi bir farkı ortadan kaldırmak için sabit aynanın eğimi sürekli olarak değiştirilir. Bu geri bildirim, numune ölçümü sırasında bile sağlanır. Bu işlemi gerçekleştiren interferometre için otomatik olarak ayarlanabilmektedir.

Tarama sırasında ölçülen interferogramlar, bilgisayarda, bir kızılötesi spektrum elde etmek için Hızlı Fourier Dönüşümü algoritması ile sayısallaştırılarak spektruma dönüştürülür. FTIR başlatıldıktan ve numune uygun şekilde yerleştirildikten sonra, tüm veri toplama süreci son derece hızlıdır (tipik olarak bir saniye civarında). Bir FTIR spektrumu ayrıca, daha büyük bir optik verim nedeniyle çoğu dağınık spektrometre ile karşılaştırıldığında daha iyi bir sinyal-gürültü oranına sahiptir.

Kızılötesi spektrum interferogramdan hesaplandığından, ışık yoğunluğu ve dalga sayısı bilgisi interferogramda mevcuttur. Bir interferogramda bulunan fourier frekansları, belirli bir ışık demetinde hangi ışık dalgalarının mevcut olduğunu gösterir. Bir Fourier frekansının genliği, o dalga sayısında detektöre çarpan ışık miktarı ile orantılıdır.

FTIR sonuçları açıklık alanına ve gelen ışığın açısına bağlıdır. Büyük bir açıklık kullanıldığında, yüksek verimli bir optik sistemi korumak için ışık kaynağının daha fazlası kullanılabilir ve bu da spektruma yüksek S/N oranı verir. SNR, gürültünün boyutu ile

sinyalin boyutunun bir karşılaştırması olup her taramanın ortalamasını aldıktan sonra, gürültü azalırken sinyalin boyutu artar. FTIR'daki baskın gürültü, tarama sayısının karekökü olarak değişen (N tarama için) detektör sınırlı gürültüdür. Bu nedenle, bu iki faktörü birleştiren SNR, tarama sayısı N ile değişir. Daha fazla sayıda tarama elde etmek, SNR'yi veya daha iyi bir spektrum elde etmemizi sağlar.

FTIR'ın yüksek hassasiyette ölçümü, düşük geçirgenliğe, küçük bir numune büyüklüğüne veya ince bir film katmanına sahip numunelerin ölçümü ile son derece hassas spektrum elde edilmesiyle sağlanır.

Bu çalışmada Resim 5.7'de görseli verilen IRAffinity-1S, Shimadzu, Fourier Dönüşümü Kızılötesi (FTIR) spektrofotometre cihazı ile aynı kompozisyon ve koşullarda hazırlanmış 2 adet $Al_2O_3/Ge/ITO/SKC$ hazırlanan numunenin kızılötesi spektral bilgileri ve $650-4000\text{ cm}^{-1}$ aralığında gerçekleştirilmiştir. Tüm iletim ve soğurma normal geliş açısında ölçüldü. Atmosferik koşullardan ve sistemin tutarsız spektral özellikleri ortadan kaldırmak için her ölçüm toplama periyodundan önce yeni bir arka plan alınması için hiçbir örnek yüklenmeden düzlemsel bir altın yüzeyden elde edilen ölçümlere göre sistem kalibre edildi ve iletim genliği bir hava arka planına normalize edildi.

Önce arkaplan interferogramı taranmış ve tek bir ışın spektrumuna dönüştürülerek, bilgisayar belleğinde saklanmıştır. Bilgisayar belleğindeki iki tek ışınlı spektrum arasındaki oran hesaplanmış ve düzleştirilmiş bir taban çizgisine sahip "çift ışınlı" spektrum elde edilmiştir. Arka plan spektrumunda bulunan özellikler, kaynağın yayılım profiline, detektörün optik verimliliğine veya detektivitesine, film optik kaplamaların soğurmasına, atmosferik suya ve CO_2 'ye karşılık gelir. FTIR spektrumunu elde edebilmek için, havayı (boş ışın) tarayarak elde edilen sinyalin numuneyi tarayarak elde edilen sinyale oranını hesaplanır. Oran işlemi ile bu etkiler numunenin spektrumunda görünmezler. Katman kalınlıkları mikronaltı olması sebebiyle tüm spektrumlar 4 cm^{-1} çözünürlükte tarama sayısı 20-1024 aralığında olacak şekilde farklı ölçümler gerçekleştirilmiştir. Kullanılan tarama aralığına bağlı olarak, tarama aynası ileri geri hareket ederek ve tarama sayısı kadar ayrı interferogram ölçülerek, sinyal ortalama alma adı verilen bir işlemle birlikte interferogramların ortalaması alınmıştır. Tipik olarak, ortalaması alınan interferogram, FTIR yazılım programının bir iyi bir SNR'ye sahip bir spektrum elde etmek için üzerinde bir Fourier dönüşümü gerçekleştirdiği bilgisayara gönderilmiştir.

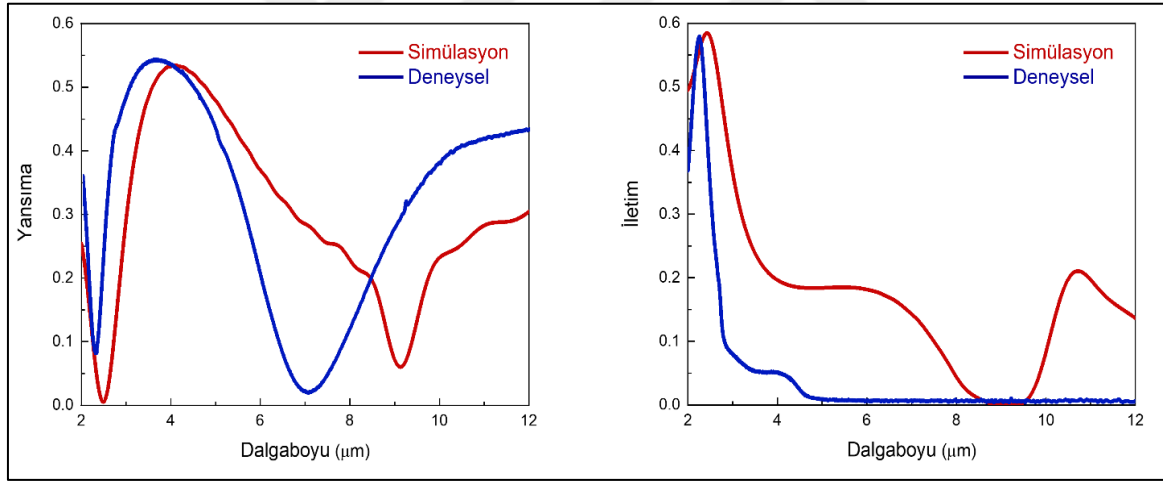


Resim 5.5. Shimadzu IRAffinity-1S FTIR

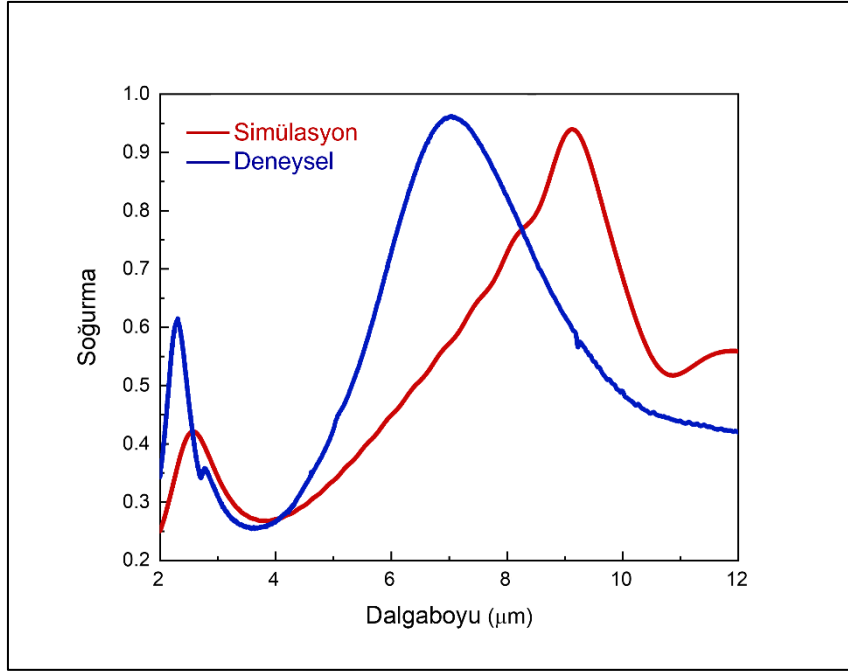
Önerilen tasarım, üç düzlemsel katmana sahip bir nanokavite mimarisidir. Alt katman 120 nm kalınlığında ITO, ara katman 300 nm kalınlığında Ge ve üstte 250 nm kalınlığında bir Al_2O_3 katmanıdır. Bu malzemeler görünür aralıkta kayıpsız (ITO, Al_2O_3) ve kayıplı (Ge) dielektrik bir davranış sergilemelerine rağmen, orta dalga KÖ (MWIR) ve uzun dalga KÖ (LWIR) bant aralıklarındaki davranışları oldukça farklıdır. ITO katmanı, daha uzun dalga boyu aralıklarına doğru sönme katsayısının doğrusal olarak arttığı kayıplı bir dielektrik davranışı sergilemektedir. Başka bir deyişle, ITO katmanı, kısa dalga KÖ'de (SWIR) düşük kayıplı soğurucu dielektrik iken, daha uzun dalga boylarında (MWIR ve LWIR) yansıtıcı bir ayna haline gelir. Böylece, uygun bir kavite tasarımında, bu işlevlerin her ikisi de aynı anda elde edilebilir. Ara katman Ge, bant aralığının altındaki enerjilere sahip fotonlar için şeffaf hale gelir. Bu nedenle, kızılötesi aralıkta kayıpsız dielektrik olduğundan, Fabry-Perot (FP) kavite tasarımıımızda bir ayırıcı olarak kullandık. Son olarak, Al_2O_3 , LWIR bandında (8-12 μm) bir fononik soğurma yanıtına sahipken, daha kısa dalga boyu değerlerinde kayıpsız bir dielektriktir. Bu nedenle, her üç katmanın da çeşitli optik yanıtları vardır ve doğru geometri seçimi ve tasarım yapılandırması, bize istediğimiz işlevselliği sağlayabilir.

Her katmanın ilk analizinden sonra, doğru mimariyi oluşturabiliriz. Ana hedefimiz, 2-3 μm (MWIR) ve 8-12 μm (LWIR) aralıklarında dar bant tepe tepkilerine sahip çift bantlı bir soğurucu aygıt elde etmektir. Yukarıdaki üç malzemenin tümü arasında, yalnızca ITO, MWIR aralığında kayıp bir yapıya sahiptir ve diğer iki bileşen kayıpsız dielektriktir. Böylece

$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ yapımızda alt ITO kayıplı metal, ara katman Ge ise kayıpsız dielektrik görevi görmektedir. Ayrıca, Al_2O_3 katmanı, hava empedansını alttaki Ge katmanının empedansıyla eşleştiren bir antireflektif kaplama (ARC) görevi görür. MWIR modunda, bu yapı etkili bir şekilde bir ARC katmanı ile kaplanmış bir metal-dielektrik (MD) FP kavite tasarımıdır. Bununla birlikte, bu durum LWIR aralığında oldukça farklıdır. Daha uzun dalga boylarına doğru, ITO kırılma indisi doğrusal olarak artar. Bu nedenle LWIR modunda, ITO, soğurucu bir katmandan daha çok yansıtıcı bir aynaya benzer. Ge, MWIR modundaki yanıtı gibi kayıpsız bir ara katmandır. Al_2O_3 ise, bu aralıkta bir fononik soğurucudur ve uygun bir tasarım konfigürasyonu, dar bantlı bir LWIR soğurucu elde etmek için bu özelliği kullanabilir. Bu nedenle, LWIR modu işleminde yapı, alt metalin bir ayna ve üst katmanın bir soğurucu katman olduğu bir metal-dielektrik-metal (MDM) tasarımı gibi davranır. Sonuç olarak, önerilen $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ kavite tasarımı, MWIR ve LWIR dalga boylarında geniş bantta soğurma elde etmek için dikkatli bir şekilde tasarlanmış bir yapıdır.



Şekil 5.33. Metamalzemenin simülasyon ve deneysel yansıma/iletim spektrumlarının karşılaştırılması



Şekil 5.34. Metamalzemenin simülasyon ve deneysel yansım/iletim ve soğurma spektrumlarının karşılaştırılması

Simülasyon sonuçlarını ve bu kavite tasarımının optik davranışını doğrulamak için çalışmamızda Fourier-transform kızılötesi spektroskopisi (FTIR) kullandık. Şekil 5.33’de numunenin ölçülen ve simüle edilen yansım/iletim spektrumlarını göstermektedir. Ayrıca, $A = 1 - T - R$ formülünden, numunenin soğurma yanıtını hesapladık (bkz. Şekil 5.34). Bu grafiklerden görüldüğü gibi, simülasyon ve karakterizasyon verileri arasında oldukça iyi bir eşleşme vardır. Spektrumlardaki farklılıkların, üretim sürecindeki ideal olmayan koşullardan, atmosferik koşulların simülasyonda hesaba katılmamasından ve geometrilerdeki yanlışlıklardan kaynaklanabildiği görülmüştür. Yansım verilerinden görebileceğimiz gibi, yapıda ARC yanıtı yaklaşık 2,4 μm ve 7 μm olarak görülmektedir. Ayrıca, 5 μm ’nin üzerindeki dalga boyları için iletimin olmadığı görülmektedir. Bu da, ITO’nun büyük kırılma indisi değerleri nedeniyle LWIR modunda bir ayna haline geldiği hipotezimizi doğrular. Son olarak, Şekil 5.34’den soğurma yanıtı, 2,4 μm ve 7 μm dalga boyu değerlerinde iki pik göstermektedir.

Çizelge 5.4. Farklı metamalzeme yapılarının KÖ bantta soğurma bandına dayalı performansı

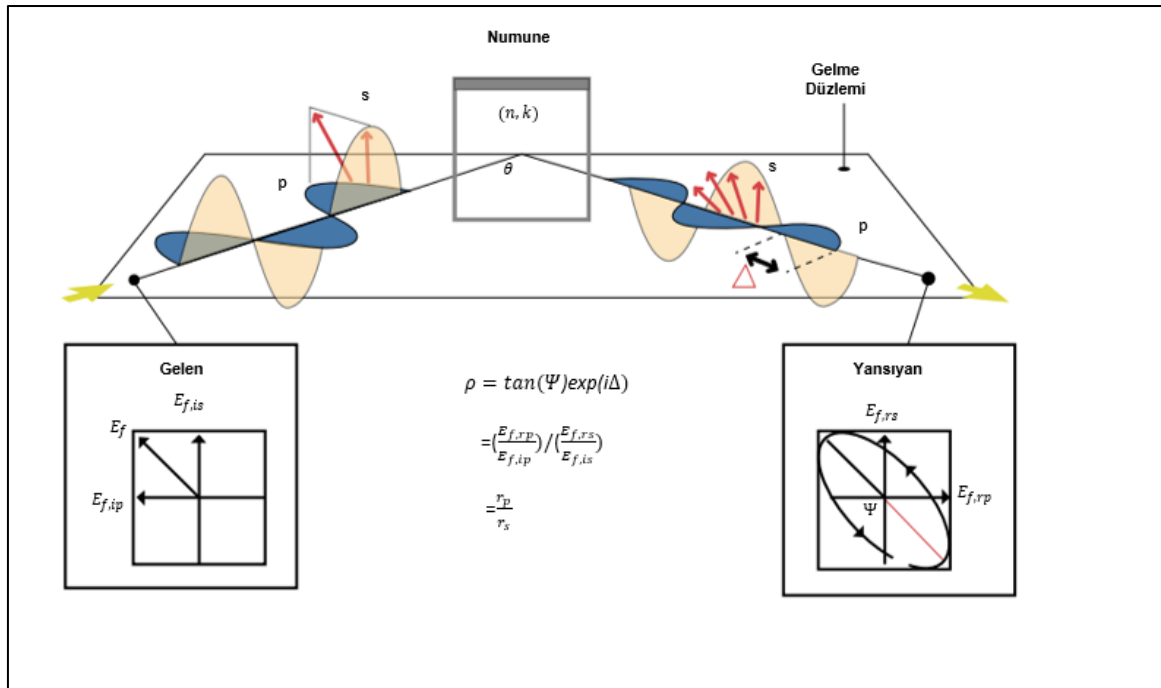
Metamalzeme Yapıları	Bant Aralığı	Soğurma
Bizmut tabanlı metamalzemeler [155]	0.51 μm – 2.51 μm	%96
ITO arakatmanlı, çok katmanlı metamalzemeler [156]	4 μm – 7 μm	%30
Hibrit organik–inorganik perovskit ara katmanlı metamalzeme [157]	3.6 μm ve 3.7 μm	%85
VO ₂ -tabanlı, ITO ile geliştirilmiş metamalzemeler [158]	8 μm – 9 μm	%90
Yığın metal-dielektrik disk metamalzemeler [159]	3 μm – 10 μm	%99
Çok katmanlı plazmonik metamalzemeler [160]	7.8 μm – 12.1 μm	%80
Hibrit metal-dielektrik metamalzemeler [161]	2.2 μm – 6.2 μm	%85
Tamamen dielektrik metamalzeme	2 μm – 3 μm ve 8 μm -10 μm	%95

Çizelge 5.4’de literatürde yapılan çalışmalar, KÖ bantta, farklı geometri, kalınlık ve malzemelerden oluşan metamalzeme tasarımları nümerik model olarak, Al₂O₃/Ge/ITO/SKC yapımızın soğurma performansı ile kıyaslanmıştır. Bu çizelgeden görüleceği gibi, orta ve uzun dalga KÖ bantlarını kapsayacak şekilde geniş spektral aralıkta en iyi soğurma performansı Al₂O₃/Ge/ITO/SKC ile elde edilmiştir. Literatürdeki farklı metamalzeme konfigürasyonlarının birçoğu sayısal modele dayanmakta olup, deneysel olarak hedeflediğimiz geniş spektral aralıkta aynı performansı gösteren benzer bir çalışma yer almamaktadır.

5.7. Elipsometri

Bir fotonik kristal metamalzemeyi deneysel olarak analiz etmek için elipsometri tekniği kullanılır. Spektroskopik Elipsometri çoğunlukla ince filmlerin, yığın malzemelerin ve katmanlı yapıların karakterizasyonunda, polarize ışık kullanan, birkaç nanometreden (hatta Angstrom) onlarca mikrona kadar değişen kalınlıktaki kaplamalar için ince film kalınlığını ve optik fonksiyonları belirleyen bir ölçüm tekniğidir. Numunenin yüzeyinden yansıyan (veya içinden geçen) ışığın polarizasyon durumlarındaki bağıl faz değişimini ölçer. Bu ölçümler, örneklerin her bir geliş açısında polarizasyon durumunu nasıl değiştirdiğini açıklamaktadır. Şekil 5.35, elipsometrinin temel prensibini açıklamaktadır. Bilindiği gibi [162, 163] ışık, elektrik ve manyetik alan bileşenlerine sahip bir EM dalgadır. Bununla birlikte, Şekil 5.35’de, ışık dalgalarının sadece elektrik alanı (E_f) bileşeni gösterilmektedir. Işık dalgaları polarize edildiğinde, elektrik alanları belirli yönlerde yönlendirilir ve numunelerdeki ışık yansıması için, ışık polarizasyonu elektrik alanının salınım yönüne bağlı

olarak p- ve s-polarizasyonları olarak sınıflandırılır. Bu nedenle, bir numune üzerindeki ışık yansıması üzerine, p- ve s-polarizasyonları, genlik ve fazda farklı değişiklikler gösterir. Şekil 5.35'de gösterildiği gibi, elipsometri, genlik oranını ve faz farkını ifade eden iki değeri ölçer. p-polarizasyonunun salınım yönü gelen düzleme paraleldir, s-polarizasyonununki ise diktir. Şekil 5.35'de gelen ışık, E_{ip} eksenine göre $+45^\circ$ 'e yönlendirilmiş doğrusal polarizasyondur. Özellikle, $E_{ip} = E_{is}$ bu polarizasyon için geçerlidir, çünkü p ve s polarizasyonlarının genlikleri aynıdır ve polarizasyonlar arasındaki faz farkı sıfırdır.



Şekil 5.35. Elipsometrinin temel prensibi

"s" ve "p" olarak gösterilen dalgalar, s- ve p-polarize ışık dalgalarını temsil eder. p-polarizasyonunun salınım yönü, numunelerin gelme düzlemine paraleldir. E_f , elektrik alan vektörünü gösterirken ve E_f için "i", "r", "s" ve "p" alt simgeleri sırasıyla geliş, yansıma, s-polarizasyon ve p-polarizasyonu gösterir. p- ve s-polarizasyonları için sentezlenmiş vektörler kırmızı oklarla belirtilmiştir.

Bu şekil aynı zamanda elipsometrinin önemli bir özelliği olan ölçümlerin eğik açılarda gerçekleştirilebileceğini vurgular. Hem dalga boyları hem de geliş açısı, genellikle değişken açılı spektroskopik elipsometri (VASE) ölçümü olarak adlandırılan, çok merkezli bir ölçüm verisi üretmek için değiştirilebilir.

$E_{f,i,p}$ ve E_f arasındaki salınım yönündeki farklılıktan dolayı, her polarizasyon oldukça farklı ışık yansıması gösterir [164]. Özellikle, p- ve s-polarize dalgaların genliği ve bu polarizasyonlar arasındaki faz, optik sabitlere (n , k) ve film kalınlığına [165-169] bağlı olarak değişir. Şekil 5.35'de, yansıyan p- ve s-polarizasyonlarının tepe ve çukur pozisyonları tutarlı değildir ve yansıyan p- ve s-polarizasyonlarının sentezlenmiş vektörü (yani, $E_f = E_{f,rp} + E_{f,rs}$) yansıyan ışık yayılırken döner. "Elipsometri" tekniğinin adı, Şekil 5.35'de gösterildiği gibi, polarize ışığın genellikle ışık yansıması üzerine "eliptik" hale gelmesinden kaynaklanmaktadır. Şekil 5.35'deki gelen ve yansıma taraflarındaki temel vektörlerin yönlerinin, gelen açı $\theta = 90^\circ$ olduğunda bu vektörlerin tamamen üst üste bineceği şekilde seçilmiştir.

Elipsometri, genlik oranını ψ ve p- ve s-polarizasyonları arasındaki faz farkını Δ temsil eden iki değeri ölçer [164-171]. Numune yapıları basit olduğunda (yani sadece substratlar), genlik oranı ψ , n ile karakterize edilirken Δ , k ile tanımlanan ışık soğurmasını veya α soğurma katsayısını temsil eder. Böylece, bu iki değer (n , k), bir ölçümden elde edilen iki elipsometri parametresinden (ψ, Δ) doğrudan belirlenebilir. Bu durumda, iki değer (n, k) Fresnel denklemleri uygulanarak bir ölçümden elde edilen iki elipsometri parametresinden doğrudan belirlenebilir. Başka bir deyişle, elipsometride, optik sabitler, ışık yansıması üzerine polarizasyon değişikliğini karakterize ederek belirlenir.

Genel olarak, polarize elektromanyetik düzlem dalgalarının doğrusal olarak bağımsız elektrik alan bileşenlerinin karmaşık oranı (ρ) Eş.5.23 ile belirlenir. Elipsometriden ölçülen (Ψ, Δ), p- ve s-polarizasyonları için genlik yansıma katsayılarının oranından tanımlanır.

$$\rho = \tan(\Psi) e^{i\Delta} = \frac{r_p}{r_s} \quad (5.23)$$

Işık geçirgenliğini ölçtüğümüzde ışık yansıması yerine (Ψ, Δ) olarak aşağıdaki denklemle tanımlanır.

$$\rho = \tan(\Psi) e^{i\Delta} = \frac{t_p}{t_s} \quad (5.24)$$

Genlik yansıma katsayılarının tanımlarını uygularsak r_p ve r_s Eş. 5.23, denklemi yeniden yazabiliriz. Bu durumda, Eş. 5.25 aşağıdaki gibidir.

$$\rho = \tan(\Psi) e^{i\Delta} = \frac{r_p}{r_s} = \left(\frac{E_{rp}}{E_{ip}}\right) / \left(\frac{E_{rs}}{E_{is}}\right) \quad (5.25)$$

Şekil 5.35'de bir yüzeyden yansıyan p dalgalarını ve s dalgalarını gösterdik. Her biri yansıdığı anda, p ve s dalgaları için olası bir faz kayması vardır ve bu kayma her biri için aynı değildir. Yansımadan önceki p dalgası ile s dalgası arasındaki faz farkını δ_1 ve yansımadan sonraki faz farkını δ_2 olarak gösterelim. "Delta" olarak adlandırılan Δ parametresini şu şekilde tanımlıyoruz:

$$\Delta = \delta_1 - \delta_2 \quad (5.26)$$

Δ , o halde, yansımanın neden olduğu faz kaymasıdır ve bu değer -180° ile $+180^\circ$ (veya alternatif olarak, 0° ile 360°) olabilir.

Bir faz kaymasına ek olarak, yansıma hem p dalgası hem de s dalgası için bir genlik azalmasına neden olur ve yine her biri için aynı olması gerekmez. P dalgası (R_p) ve s dalgası (R_s) için toplam yansıma katsayısı, daha önce giden dalga genliğinin gelen genliğe oranı olarak tanımlanmıştı ve genel olarak bu karmaşık bir sayıdır. "Psi" olarak adlandırılan Ψ miktarını tanımlar.

$$\tan\Psi = \left| \frac{R_p}{R_s} \right| \quad (5.27)$$

Ψ , teğeti toplam yansıma katsayılarının büyüklüklerinin oranı olan açıdır ve değeri 0° ile 90° arasında değişebilir. Ψ ve Δ 'nin etkisi, Şekil 5.35'de gösterildiği gibi, bir numunenin yüzeyinden yansıma üzerine doğrusal polarize ışığın eliptik polarize ışığa dönüşeceği şeklindedir.

Malzeme özelliklerine ve geliş açısına bağlı olarak, p-yönünde polarize yansıyan ışık (p-polarize ışık olarak adlandırılır), s-yönünde polarize ışıktan farklı şekilde etkilenir. (s-

polarize ışık olarak adlandırılır). Bu etki, Fresnel denklemlerinin sonucudur [172]. SE hesaplamalarında tipik olarak kullanılan basitleştirilmiş formu aşağıdaki gibidir.

$$r_s = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (5.28)$$

$$t_s = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (5.29)$$

$$r_p = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i} \quad (5.30)$$

$$t_p = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i} \quad (5.31)$$

r_s ve t_s , yansıyan ışınlar tarafından oluşturulan düzleme dikey yönde sırasıyla yansıyan ve iletilen ışığın bölümünü temsil eder. r_p ve t_p , sırasıyla gelen ve yansıyan ışınlar tarafından oluşturulan düzleme paralel yönde yansıyan ve iletilen ışıktır. n_i ve n_t ise sırasıyla gelen ve iletilen ışığı içeren malzemelerdeki kırılma indisini, θ_i ve θ_t , sırasıyla geliş ve iletim açılarını temsil eder.

Matematiksel olarak, Fresnel denklemleri, bir malzemenin kırılma indisi gerçekte bir sayı değil, karmaşık bir sayı olduğunda, bir ışının s ve p polarize bileşenleri arasında bir faz kaymasının indüklenmesini de öngörür. Dielektrik katsayısı, kırılma indisi ve sönümlenme katsayısı arasındaki bir ilişkiyi tanımlayan dielektrik denklemi tam da böyle karmaşık bir değer sağlar. Bu denklem Eş.5.32 ile ifade edilir.

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = (n + ik)^2 \quad (5.32)$$

Burada, n kırılma indisi, k sönümlenme katsayısı, ε karmaşık sayı olarak dielektrik katsayısı, ε_1 gerçekteki kısım, ε_2 hayali kısım.

Fresnel denklemleri, kırılma indisi n , karmaşık kırılma indisi N ile değiştirilirse, hala geçerli olur. Bu durumda, genlik katsayıları, karmaşık sayılar haline gelir. Snell yasasını kullanarak yukarıdaki Fresnel denklemlerini yeniden yazabiliriz.

$$N_t \sin \theta_i = N_t \sin \theta_t \quad (5.33)$$

$$N_t \cos \theta_t = (N_t^2 - N_i^2 \sin^2 \theta_i) = (\varepsilon_t - \varepsilon_i \sin^2 \theta_i)^{1/2} \quad (5.34)$$

Işık yansıması için Fresnel denklemleri yeniden aşağıdaki gibi yazılır:

$$r_s = \frac{\cos \theta_i - (N_{ti}^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{\cos \theta_i + (N_{ti}^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad (5.35)$$

$$r_p = \frac{N_{ti}^2 \cos \theta_i - (N_{ti}^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{N_{ti}^2 \cos \theta_i + (N_{ti}^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad (5.36)$$

Bir malzemenin sönümleme katsayısı, aşağıdaki denkleme göre bir malzemenin soğurduğu ışık miktarını belirler.

$$E(z, t) = e^{-2\pi k z} \operatorname{Re}(E_0 e^{i(kz - vt)}) \quad (5.37)$$

Burada, E zamana bağlı enerji, z ışının t zamanında yayıldığı mesafe, e doğal logaritmanın tabanı, π bir dairenin çevresinin çapına oranı, Re gerçekte kısım, E_0 başlangıç enerjisi, i, -1'in karekökü, k sönümleme katsayısı ve v frekanstır. Dielektriğin n ve k değerleri dalga boyuna göre değişebilir. Yansıtılan ve iletilen ışığın polarizasyon durumu, Fresnel denklemlerinde tanımlandığı gibi malzeme özellikleri ve geliş açısı ile ilgilidir.

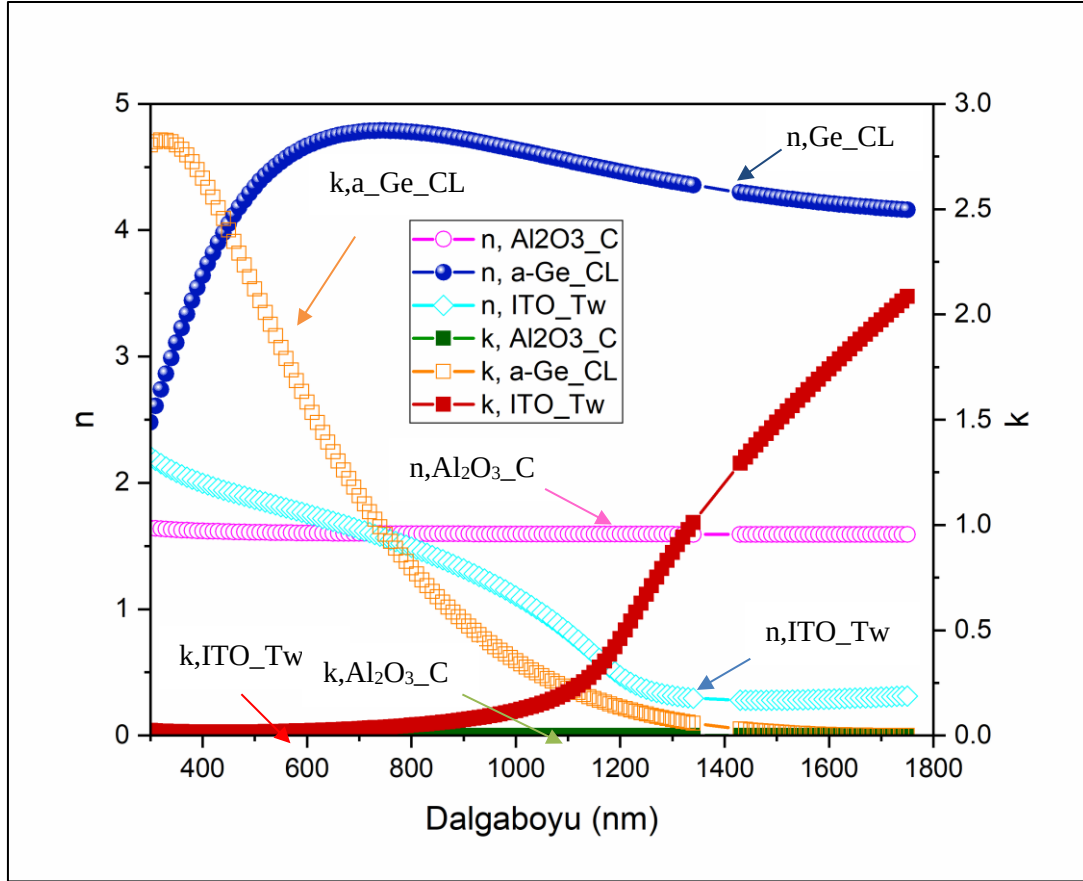
5.7.1. Optik modeller

Birçok malzeme için optik özellikler bilinmektedir, ancak farklı malzemelerin kombinasyonları için optik özellikler hala bilinmemektedir veya analiz programında mevcut değildir. Bu alt bölümde, çalışmamızda kullandığımız birkaç farklı model kısaca açıklanacaktır.

Cauchy modeli-şeffaf bölgeler için bir dağılım denklemi

Spektroskopik elipsometri genellikle yüzlerce dalga boyunda bir malzemeyi araştırır ve bir malzeme her λ değerinde farklı bir n değerine sahip olacaktır. Filmin şeffaf olduğu

dalga boyu aralığında, malzemenin kırılma indisi bilinmediğinde veya numuneden numuneye değişmesi beklendiği durumda, bir "dağılım" denklemi olan "Cauchy Denklemi" yaygın olarak kullanılmaktadır. Cauchy denklemi, bir malzeme şeffafsa her zaman kullanılabildiğinden, dielektrikler, organikler ve hatta yarı iletkenler için de kullanılmaktadır.



Şekil 5.36. Al₂O₃, Ge, ITO optik sabitleri

Her durumda, daha kısa dalga boylarına (daha yüksek enerjiler) doğru kırılma indisi olan n 'de bir artış ve daha uzun dalga boylarına doğru kırılma indisinde bir düzleşme görüyoruz. Şekil 5.36 ayrıca, farklı malzemelerin optik sabitlerinin büyüklük ve şekil bakımından farklı olabileceğini göstermektedir. Burada, Al₂O₃ için gördüğümüz genel 'kayak' şekli, aşağıdaki gibi ifade edilebilen Cauchy dağılım modeli ile iyi bir şekilde eşleşmektedir. Cauchy ilişkisi, n 'nin değerlerine uyan düz bir çizgi (gürültülü değil) üretebilir. Çünkü bir malzemenin gerçek optik sabitleri aniden değişmez, yani kendilerini oluşturan ölçümden gürültü alsalar da bu gürültü fiziksel değildir.

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (5.38)$$

Burada kırılma indisi üç parametre A, B ve C (Cauchy katsayıları olarak adlandırılır) ile tanımlanır ve dalga boyu mikron cinsinden verilir. Sönüm katsayısı ($k=0$) için optik fonksiyon basittir. Cauchy katsayıları normalde elipsometri verilerinin regresyon analizi sırasında film kalınlığıyla birlikte belirlenir.

Daha uzun dalga boylarında eğrinin değeri, temelde tüm dalga boyları için bir "offset" olan "A" parametresi tarafından belirlenir, yani λ büyüdükçe, λ^2 ve λ^4 çok büyük hale gelir ve $n(\lambda)$ 'nın A'ya yaklaşmasına neden olur. Daha kısa dalga boylarında ise, eğrilik, "B" ve "C" parametreleri ile kontrol edilir. Açıkça, eğer $B = C = 0$ ise, n tüm dalga boylarında sabit bir değere sahiptir. Bu durumda dağılma olmadığını söyleyebiliriz. Matematiksel olarak, λ küçüldükçe, C'nin $n(\lambda)$ şeklini belirlemede daha baskın bir rol oynayacağı görülebilir. Bununla birlikte, çoğu durumda C ihmal edilebilir ve $n(\lambda)$ genellikle yalnızca A ve B ile uyumludur.

Cody Lorentz modeli

Cody-Lorentz, Ferlauto ve ark. [173] tarafından, amorf malzemeleri modellemek için tasarlanmıştır.

$$\varepsilon_2(E) \propto (E - E_g)^2 \quad (5.39)$$

Cody-Lorentz ayrıca, bant aralığının altında meydana gelebilecek küçük soğurmalar için bir Urbach soğurma terimi içerir. Cody-Lorentz osilatör modelinin ε_2 kısmı iki enerji bölgesine ayrılır ve şu şekilde verilir:

$$\varepsilon_2(E) = \frac{E_1}{E} \exp\left(\frac{E - E_t}{E_u}\right) \quad 0 < E \leq E_t \quad (5.40)$$

$$\varepsilon_2 = G(E)L(E) = \left[\frac{(E - E_g)^2}{(E - E_g)^2 + E_p^2} \right] \left[\frac{AE_0\Gamma E}{(E^2 - E_0^2)^2 + \Gamma^2 E^2} \right] \quad E > E_t \quad (5.41)$$

Burada,

$$E_1 = E_t G(E_t) L(E_t) \quad (5.42)$$

Urbach ve Lorentz katkılarının aşağıdaki gibi integrasyonunu kapsamak için Kramers-Kronig (KK) integrali birden çok terime bölünmelidir.

$$\begin{aligned} \varepsilon_1(E) = \varepsilon_1(\infty) + \frac{2E_1}{\pi} P \int_0^{E_t} \frac{\exp\left[\frac{E' - E_t}{E_u}\right]}{E'^2 - E^2} dE' \\ + \frac{2}{\pi} P \int_{E_t}^{\infty} \frac{E' G(E') L(E')}{E'^2 - E^2} dE' \end{aligned} \quad (5.43)$$

Yukarıdaki denklemde E_t , Urbach pik geçişleri ile banttan banda geçişler arasındaki ayrımdır. Yukarıdaki denklemlerde Ferlauto, E_t 'yi mutlak enerji olarak tanımlar. Ticari yazılımda (örneğin WVASE) E_t , bant aralığı enerjisinden bir sapma olarak tanımlanır.

$$E_t \equiv E_t^{Ferlauto} - E_g \quad (5.44)$$

$G(E)$ ve $L(E)$ fonksiyonları sırasıyla Cody soğurma davranışını ve Lorentz osilatör fonksiyonunu tanımlar. E_p parametresi, kullanıcının, fonksiyonun Cody soğurma davranışından Eş. 5.43 Lorentzian soğurmauna geçiş yaptığı enerjiyi, $E_g + E_p$ tanımlamasına izin verir.

Cauchy modelinden farklı olarak, bu Urbach soğurma etkisi tamamen Kramer-Kronig ile tutarlıdır yani, $\varepsilon_2(E)$ 'deki üssel Urbach soğurmasının $\varepsilon_1(E)$ 'de Kramers-Kronig dönüştürülmüş bir karşılığı vardır. E_1 , parametresi ε_2 fonksiyonunun E_t 'de geçişini ifade eder. E_1/E , Urbach üstel fonksiyonunun E_t 'deki $G(E)L(E)$ ile tam olarak eşleştiğini gösterir.

Drude osilatör modeli

Drude modeli, 1800'lerin sonlarında Drude ve Sommerfeld tarafından geliştirilen klasik bir modeldir (1/direnç). Drude osilatör modeli, malzemenin elektron-elektron etkileşimini ihmal

ederek bir elektron gazından ayrılmış, metaldeki elektronların, hareketsiz pozitif yüklü iyonlardan oluşan bir kütleye sahip olduğunu varsayan kinetik iletkenlik modelidir. Zamanla değişen elektrik alanda metallerdeki serbest elektronların ve yarı iletkenlerde serbest taşıyıcıların (elektronlar veya "holler") davranışını açıklar. Drude osilatörü, Lorentz osilatör modelinin geri çağırma kuvveti ve rezonans frekansı olmayan özel bir durumudur.

$$\varepsilon(E) \equiv \varepsilon_1(E) - i\varepsilon_2(E) \equiv \varepsilon_1(\infty) - \frac{A}{E^2 - i\Gamma E} \quad (5.45)$$

$\varepsilon_1(\infty)$ miktarı yüksek frekanslı dielektrik sabitidir ve iki serbest parametre genlik, A ve genişleme, Γ 'dir. Drude denklemi, serbest parametrelerin optik öz direnç $\rho_{opt}(\Omega.cm)$ ve ortalama saçılma süresi (τ) olacak şekilde yazılabilir [175].

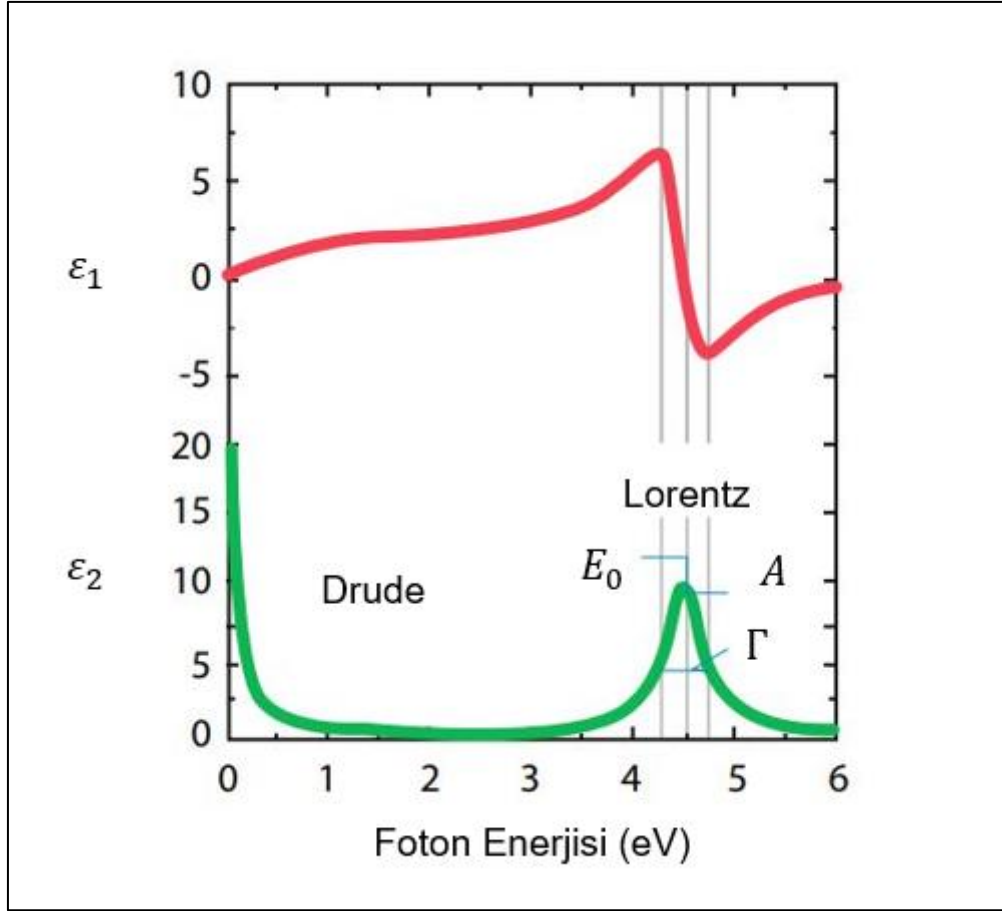
$$\varepsilon(E) \equiv \varepsilon_1(E) - i\varepsilon_2(E) \equiv \varepsilon_1(\infty) - \frac{\hbar^2}{\varepsilon_0 \rho_{opt} (\tau \cdot E^2 - i - i\Gamma E)} \quad (5.46)$$

Burada, $\hbar$, indirgenmiş Planck sabiti ($\sim 6.582 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}$) ve ε_0 , vakum dielektrik sabitidir ($\sim 8.854 \times 10^{-14} \text{ s}/\Omega\text{-cm}$). İlgili parametreler arasında, taşıyıcı etkin kütle m^* , optik taşıyıcı konsantrasyonu ve optik dirençle ilişkili olan optik taşıyıcı hareketliliği μ_{opt} yer alır.

$$\rho_{opt} \equiv \frac{m^*}{N_{opt} q^2 \tau} \equiv \frac{1}{q \mu_{opt} N_{opt}} \quad (5.47)$$

Burada q, $1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ 'ye eşit tek elektron yüküdür.

Drude osilatörünün formu, sıfır merkez enerjili bir Lorentz osilatörün şeklidir.



Şekil 5.37. Drude ve Lorentz osilatör fonksiyonu ile ilişkili karmaşık dielektrik fonksiyon

Drude, denklemlerden bağımsız olarak Şekil 5.37’de gösterildiği gibi daha düşük frekanslara (daha düşük E , daha uzun λ) doğru artan soğurmaa sahip bir şekli tanımlamak için iki serbest parametreye sahiptir. Drude osilatörünün birincil uygulaması, metallerde, yüksek oranda katkılı yarı iletkenlerde ve şeffaf iletken oksitlerde (ITO gibi) yaygın olan serbest taşıyıcı soğurmasını açıklamaktır.

Adachi modeli

Adachi [175, 176], Model Dielektrik Fonksiyonlar (MDF'ler) olarak adlandırdığı yarı iletken kritik noktadaki dielektrik fonksiyonları tanımlayan dört fonksiyon geliştirmiş ve amorf yarı iletkenlere ve dielektriklere uygulanabileceğini açıklamıştır.

$$\varepsilon_{CPM0} = \varepsilon_1(E) + i\varepsilon_2(E) = \frac{A}{E_0^{1.5}\chi'^2} \cdot [2 - \sqrt{1 + \chi'} - \sqrt{1 - \chi'}] \quad (5.48)$$

$$\varepsilon_{CPM1} = \varepsilon_1(E) + i\varepsilon_2(E) = \frac{-A}{\chi'^2} \cdot \ln[1 - \chi'^2] \quad (5.49)$$

$$\varepsilon_{CPM2} = \varepsilon_1(E) + i\varepsilon_2(E) = \frac{-A}{\chi''^2} \cdot \ln[1 - \chi''^2] \quad (5.50)$$

$$\varepsilon_{CPM3} = \varepsilon_1(E) + i\varepsilon_2(E) = \frac{A}{E_0^{1.5} \chi''^2} \cdot [2 - \sqrt{1 + \chi''} - \sqrt{1 - \chi''}] \quad (5.51)$$

Burada,

$$\chi' = (E + i\Gamma) \quad (5.52)$$

$$\chi'' = (E_0 - E + i\Gamma)/E_0 \quad (5.53)$$

Bu osilatörlerle fiziksel olmayan şekiller üretmek mümkündür ve bunların birincil uygulamaları, kritik nokta enerjilerine yakın dielektrik fonksiyonları modellemektir.

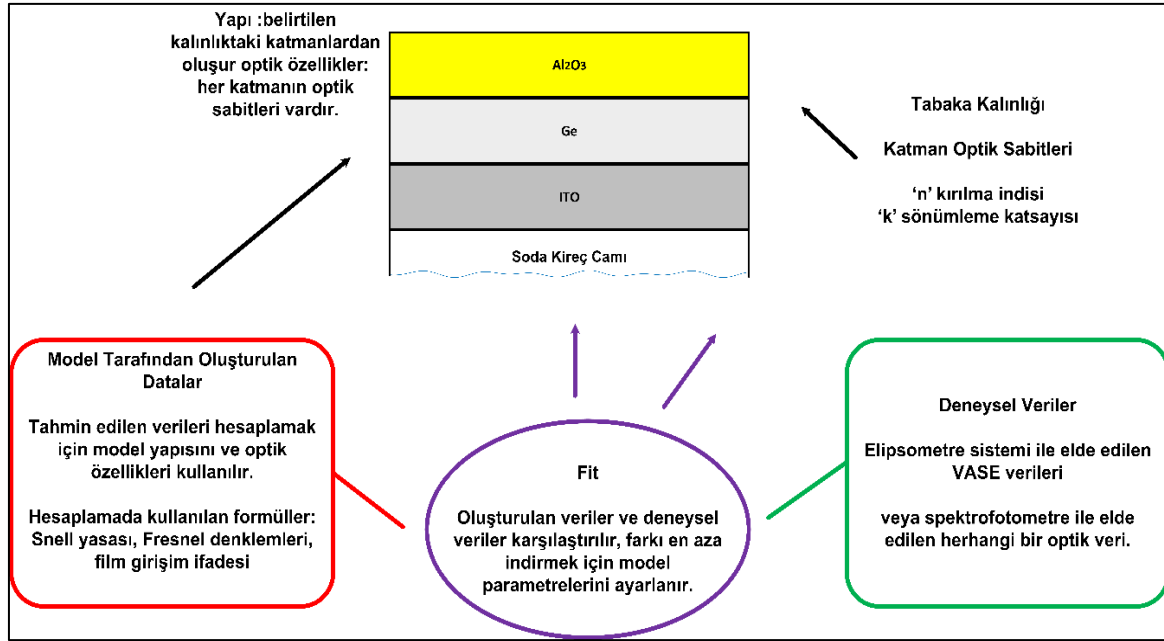
5.7.2. Elipsometri analizi

Üretilen $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ yapı Resim 5.8’de gösterilen J.A Woollam V-VASE ve M2000 Spektroskopik Elipsometre ölçümleri 300-1700 nm dalga boyu aralığında oda sıcaklığında yapılmıştır ve deneysel sonuçlar teorik olarak modellenmiştir.



Resim 5.6. J.A Woollam V-Vase & M-2000 Elipsometri görseli

Elipsometri, film kalınlıklarını veya optik sabitleri doğrudan ölçmez, Ψ ve Δ 'yı ölçer. Bir numune hakkında faydalı bilgiler elde etmek için, elipsometrik Ψ ve Δ verilerinin modele bağlı bir analizini gerçekleştirmek gerekir. Şekil 5.38 bu süreci özetlemektedir.



Şekil 5.38. Spektroskopik elipsometri ölçümleri için veri analizi prosedürü

Çalışmamızda, ilk olarak, 300-1700 nm spektral aralığında ve dört farklı geliş açısını kapsayan veriler elde edildi. Daha sonra numunenin optik yapısı için bir model oluşturuldu.

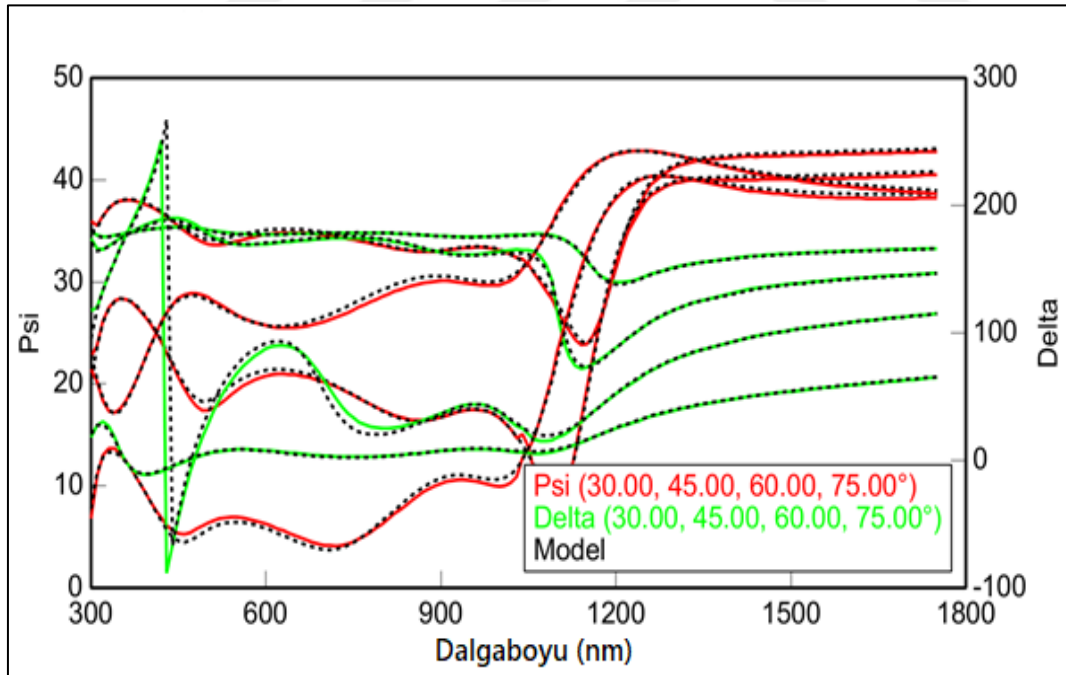
İkinci olarak, varsayılan modellerle birlikte Fresnel denklemleri, seçilen dalga boyu ve geliş açıları için beklenen Ψ ve Δ verilerini tahmin etmek için kullanıldı.

Şekil 5.38'de açıklanan işlemin üçüncü kısmı, gerçek ölçülen Ψ ve Δ 'yı, optik sabitlerin ve kalınlıkların değerlerini varsayarak, Fresnel denklemlerine dayalı modelin tahminleriyle karşılaştırmaktır. Tüm model tabanlı veri analizi prosedürlerinin açık, ancak çoğu zaman zor olan bir özelliği, kullanılacak modeli seçmek ve analizden hangi parametreleri deneyip belirleyeceğimize karar vermektir. Analiz prosedürü genellikle veri fit etme olarak adlandırılır çünkü ayarlanabilir model parametreleri, üretilen verilerin gerçek deneysel veriler ile en uyumlu olanını bulmak için çeşitlendirilir. En yaygın fit (uyum) parametreleri kalınlıklar ve optik sabitlerdir. Tipik olarak, önce en basit model varsayılmış ve ardından mükemmel bir veri uyumu elde edilene kadar art arda daha karmaşık modeller denenmiştir. Tüm katmanlar için optik sabitler, SKC üzerine ITO kaplı referans ölçüme (Çizelge 5.5) dayalı olarak sabitlenmiştir. Referans örneğin ITO optik sabitleri çok katmanlı modelde Çizelge 5.6'da gösterildiği gibi kullanılmıştır.

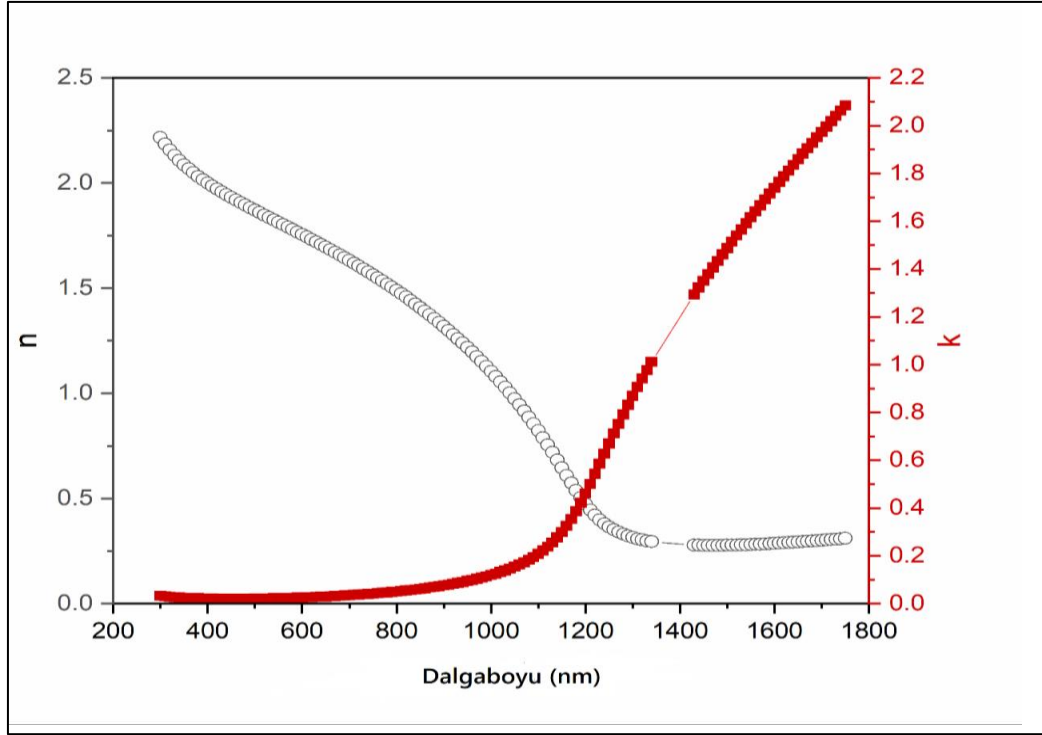
Amaç, ölçülen ve hesaplanan Ψ ve Δ değerleri arasındaki minimum farkı gösteren modeli hızlı bir şekilde belirlemektir.

Çizelge 5.5. ITO/SKC referans numunenin fit sonuçları ve optik modeli

Fit Sonuçları	Optik Model
MSE =9,657	Kalınlık=3,71 nm (fit) Katman#1= ITO Kalınlık#1 =141,65 nm(fit) Alttaş=7059_Cauchy Alttaş Kalınlığı=1 mm
Kalınlık=3,71 $\pm$ 0.169 nm	
Kalınlık # 1= 141,65 $\pm$ 0,309 nm	
Genlik 1= 72,553785 $\pm$ 6,18922028	
Br1=0,2796 $\pm$ 0,02343	
En1=7,234 $\pm$ 0,0632	
Direnç(Ohm. cm ²)= 0,00020121 $\pm$ 1,4585E-06	
Zaman (fs)= 5,848 $\pm$ 0,0362	
Geri Yansımalar=0,179 $\pm$ 45,0736	
% 1. Yansımalar=28,10 $\pm$ 7080,541	
n (ITO)=@ 632.8 nm =1,71639	
k (ITO)= @632.8 nm=0,02801	



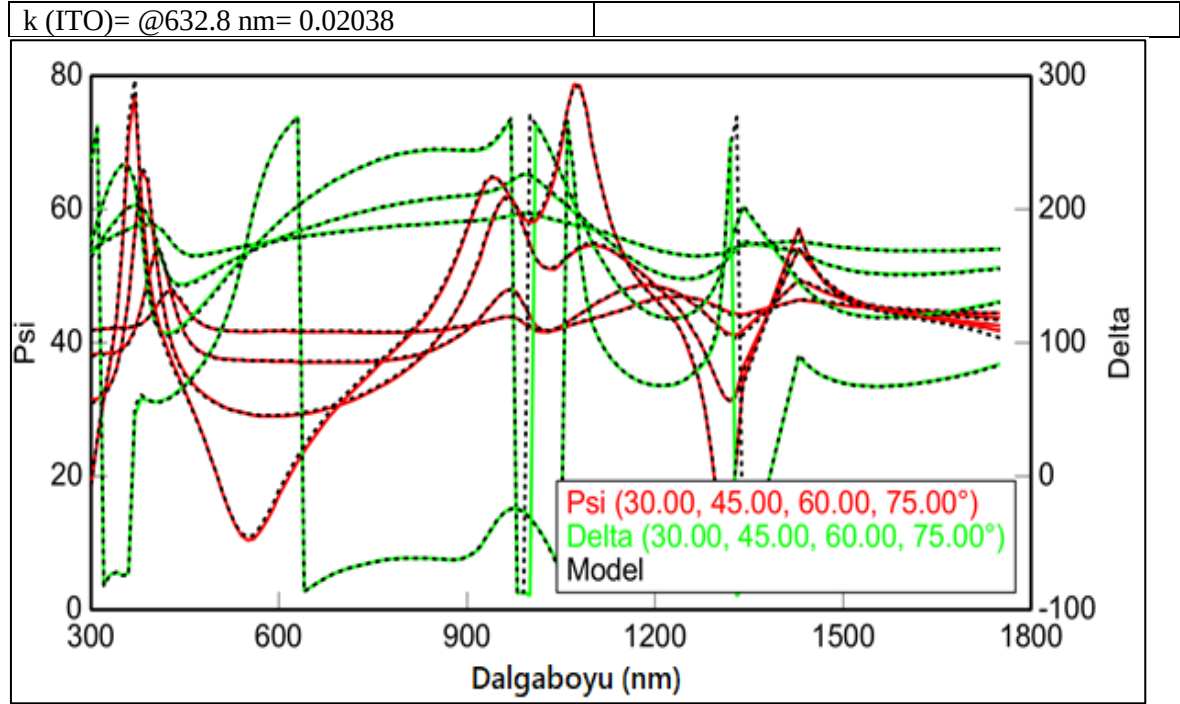
Şekil 5.39. SKC kaplı ITO üzerindeki ölçümün farklı dört geliş açısı için (30°, 45°, 60°, 75°) deneysel ve fit verileri



Şekil 5.40. Spektroskopik elipsometri ile belirlenen ITO optik sabitleri

Çizelge 5.6. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzemenin fit sonuçları ve optik modeli

Fit Sonuçları	Optik Model
MSE = 8,363	Kalınlık=3,60 nm (fit)
Kalınlık=3,60±0.502 nm	Katman#3= Al_2O_3 Kalınlık#1 =199,63 nm(fit)
Kalınlık # 3= 199,63 ± 0,223 nm	Ara Katman Kalınlık=1.68 nm
A=1.596±0,0012	Katman#2= Ge Kalınlık#2=325,76 nm(fit)
B=0,00412±0,00027685	Ara Katman Kalınlık=9,20 nm
C=3,4333E-05±2.5027E-05	Katman#1 =ITO Kalınlık#1=142 nm (fit)
Ara katman Kalınlık= 1,68± 0,292	
Kalınlık#2= 325,76 ±1,014 nm	
Genlik 1= 94,108 ± 3,1240	
Br1=4,168±0,0755	
Eo1=3,084±0,0472	
Eg1=0,744±0,0059	
Ep1=1,003± 0,0530	
Et1=0,138±0,0105	
Eu1=2,000±3,0426	
Ara katman Kalınlık= 9.20 ± 3.005 nm	
Genlik 1= 137.932752 ± 2220.8115242	
Br1=0.2307 ± 4.36873	
En1=15.000 ± 131.7093	
Direnç(Ohm. cm^2)= 0.00030313 ± 3.6498E-05	
Zaman (fs)= 4.941 ± 0.5010	
Geri Yansımalar= 0.223 ± 376.0540	
% 1. Yansıma=17.78 ± 29974.418	
n (ITO)=@ 632.8 nm = 1.52035	



Şekil 5.41. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzeme üzerindeki ölçümün farklı dört geliş açısı için (30° , 45° , 60° , 75°) deneysel ve fit verileri

Ortalama Kare Hata (MSE), deneysel ve tahmin edilen veriler arasındaki farkı ölçmek için kullanılır. Daha küçük bir MSE, verilere daha iyi uyan bir model anlamına gelir. MSE, deneysel verilerdeki standart sapmalarla normalleştirilebilir, bu nedenle gürültülü noktalar daha azdır. Yaygın olarak kullanılan MSE fonksiyonu Eş. 5.54’de verilmiştir.

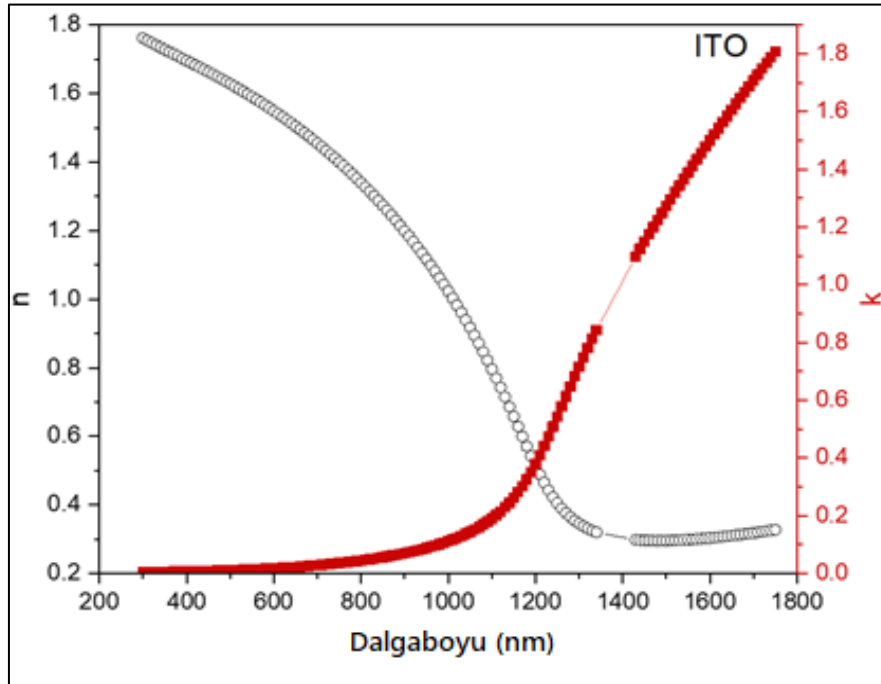
$$MSE = \sqrt{\frac{1}{2N - M} \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{\psi_i^{Mod} - \psi_i^{Exp}}{\sigma_{\psi,i}^{Exp}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_i^{Mod} - \Delta_i^{Exp}}{\sigma_{\Delta,i}^{Exp}} \right)^2 \right]} \quad (5.54)$$

Burada N deneysel veri noktalarının sayısı, M fit parametresinin sayısıdır ve denklemin geri kalanı her noktada model ve deney arasındaki farkları hesaplar ve ardından deneysel ölçümlerin standart sapmasına böler. Katmanların optik sabitlerinden veya kalınlıklarından herhangi biri fit parametreleri olarak seçilmelidir, ancak fit parametrelerinin sayısı genellikle katman sayısını aşmamalıdır. Fit parametrelerini ayarlayarak MSE'nin en aza indirilmesi, düşük bir MSE elde etmek için gerektiği kadar tekrar edilebilen yinelemeli bir işlemdir, ancak tipik olarak iyi başlangıç noktaları seçilirse 100'den az yineleme gerekir.

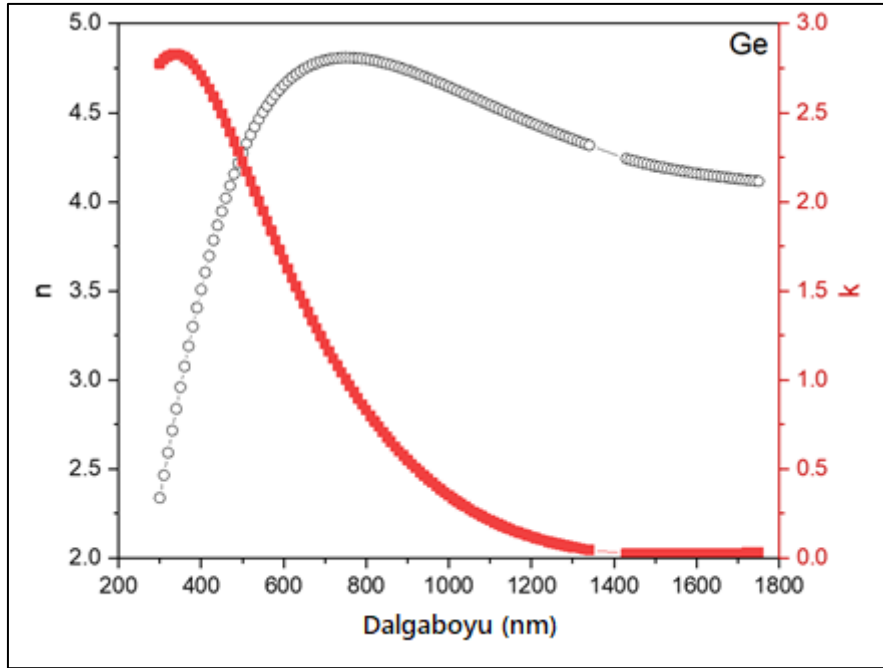
Fiziksel olarak uygun bir analiz sonucu elde edebilmek için MSE değeri azaltılmış ve parametrelerin korelasyonu dikkate alınmıştır. MSE'nin azaltılması daha fazla uyum parametresi ekleyerek veya model karmaşıklığı ekleyerek (gradyan eklemek veya karışım katmanları eklemek gibi) elde edilebilir. Böyle bir karmaşıklığı gerekçelendirmek için genel bir pratik kural olarak, MSE, daha karmaşık modellerle %10 ile %20 oranında azaltılmalıdır.

Al_2O_3 katmanı Cauchy ve Cody-Lorentz (C-L), Ge katmanı a-Ge_Adachi ve son olarak ITO katmanı Drude Harmonik Osilatör modelleri ile modellenmiştir. J.A. Woollam Spektroskopik Elipsometre sistemi ile alınan ölçümler Completeease programı ile analiz edilmiştir. MSE değeri, çalışmamızda temel olarak ITO ile a-Ge arasına (ITO yüzey pürüzlülüğünü veya daha düşük iletkenliğe sahip yüzey katmanını tanımlamak için) ve a-Ge ile Al_2O_3 arasına ara katmanlar eklenerek iyileştirilmiştir.

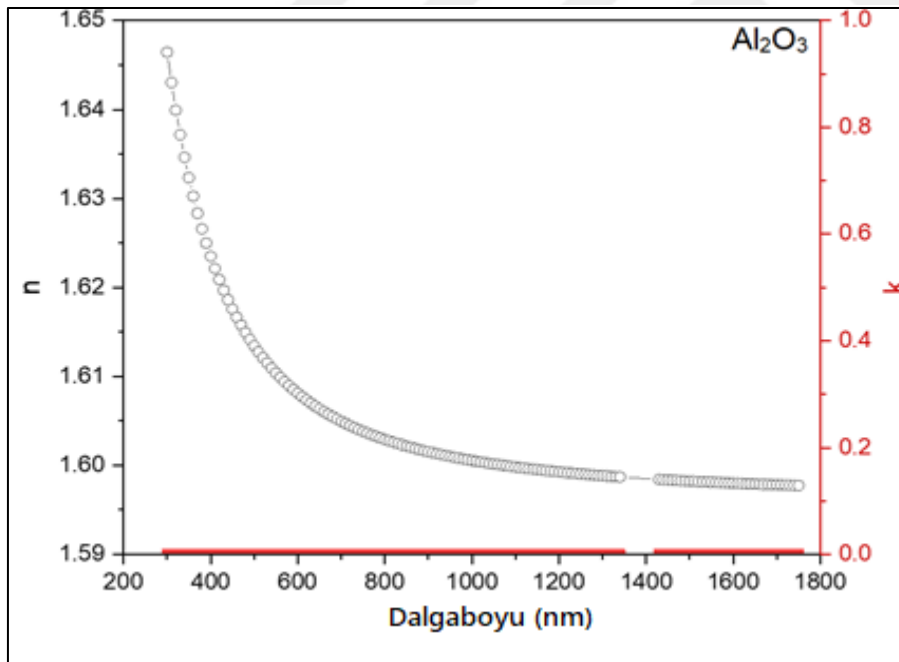
Şekil 5.41, ölçülen değerlere kıyasla Çizelge 5.3’de verilen model uyumu Ψ ve Δ 'yı gösterir. Düşük MSE değeri (8.363) vaat eden modelin ölçümlerle çok iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür. Birden çok açıda elipsometrik veriler ($30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$), çok sayıda kalınlığın ve alaşım oranının yüksek hassasiyet ve doğrulukla çıkarılmasına yardımcı olmuştur.



Şekil 5.42. Spektroskopik elipsometri ile belirlenen ITO optik sabitleri



Şekil 5.43. Spektroskopik elipsometri ile belirlenen Ge optik sabitleri



Şekil 5.44. Spektroskopik elipsometri ile belirlenen Al_2O_3 optik sabitleri

Söz konusu çok katmanlı yapının dalga boyuna bağlı kırılma indisi ölçüm sonuçları teorik modellemeler ile uyumludur. Al_2O_3 filmleri 1.6'ya yakın bir kırılma indisine ve normal dispersiyona (k sıfıra eşit) sahip olduğu görülmüştür. Aynı zamanda, Şekil 5.44'den görüleceği gibi, n kısa dalga boylarına doğru artmaktadır. α -Ge optik dağılım eğrileri de literatürle uyumludur. ITO, biriktirme koşullarına bağlı olarak değiştiğinden optik olarak

karakterizasyonu zordur. Ayrıca, optik sabitlerde (filmdeki derinliğe karşı) önemli gradyanlar, ITO filmlerinde yaygın olarak gözlemlenir. Bu nedenle deneysel VASE verilerini yeterince fit etmek ve ITO filmini doğru bir şekilde karakterize etmek için, karmaşık derecelendirilmiş bir optik model gereklidir. Serbest taşıyıcı soğurma etkisinin genliği ve şekli (daha uzun dalga boylarında "k" grafiğinde görülür), filmin elektriksel iletkenliği ile doğrudan ilişkili ve literatürle uyumludur [177].

5.8. Termal Kamuflaj Uygulaması İçin Radyasyon/Yüzey Sıcaklığı Ölçümleri

Termal kamuflaj malzemeleri için kullanılan laboratuvar ölçümlerinde ve modellerde, hedef ve arka plan arasındaki kontrast, bir sıcaklık farkı ΔT ile temsil edilir. Görsel (yansıtıcı) kontrasttan farklı olarak, sıcaklık farkı sadece yüzeylerin özelliklerinden değil, malzemenin bir takım optik özelliklerinden ve ayrıca çevresel koşullardan kaynaklanır. Termal kamuflajın amacı, tespit edilme şansını en aza indirmek veya başka bir şekilde, belirli bir olasılıkla kamufl edilmiş bir nesnenin tespit edildiği menzili azaltmaktır. Bu nedenle, bir kamuflaj malzemesinin çevresiyle aynı sıcaklığa sahip olması için sıcaklığının da aynı şekilde değişmesi gerekir. Kamuflaj malzemesi, ortamdaki değişikliklere arka plandaki doğal malzemelerle aynı sıcaklık tepkisini göstermelidir.

Termal kamuflaj malzemelerinin veya sistemlerinin performansı için, standartlaştırılmış bir ölçüm yöntemi yoktur. Hem hedeften hem de arka plandan gelen radyasyon, atmosferde hedef ve sensör arasında yayılırken soğurulur ve saçılır. Genellikle soğurma ve saçılma proseslerinin dalga boyundan bağımsız olduğu varsayılmaktadır ve atmosferik iletim için ortalama bir değer olan τ kullanılır. Hedeften R mesafesindeki arka plan ile hedef arasındaki görünür sıcaklık farkı, ΔT_R , bu durumda $\Delta T_R = \tau^R \Delta T$ olur. Görüşün iyi olduğu koşullar için genellikle $\tau = 0,9$ km değeri kullanılır. Yani hedefe olan her kilometrelik mesafe için sıcaklık farkı %90'a düşer [178].

Kızılötesi görüntüleme sistemleri genellikle MRT (Minimum Çözülebilir Sıcaklık) adı verilen bir fonksiyon ile karakterize edilir. Bu fonksiyon, hedef uzaysal frekansın bir fonksiyonu olarak sistemlere minimum çözülebilir sıcaklığı verir. Belirli bir hedef boyutu için uzamsal frekansı mesafeye dönüştürülebilir. MRT işlevi uzaysal frekans azaldıkça artar, bu da sistemin büyük bir hedef için küçük bir hedefe göre daha küçük sıcaklık farklarını çözebileceği anlamına gelir. Bir başka ifadeyle mesafe ile ilişkilendirildiğinde, hedef sensöre

daha yakın olduğunda sistemin sıcaklık çözünürlüğü daha iyidir. Bu nedenle, bir hedef için mümkün olan en geniş algılama aralığı, sistemin etkin sıcaklık çözünürlüğünün (MRT) hedef ile arka plan arasındaki görünür sıcaklık farkına eşit olduğu mesafedir.

Bu yöntemle ilgili temel bir sorun, hedefin arka plana karşı belirginliğinin tek bir sayı, yani sıcaklık farkı ΔT ile temsil edilmesidir. Normalde hedefin sıcaklığı, alan ağırlıklı ortalama sıcaklık olarak hesaplanır ve arka planın sıcaklığı, hedeflerin hemen arka planının ortalama sıcaklığı olarak alınır. ΔT daha sonra ortalama hedef ve arka plan sıcaklığı arasındaki fark olur. Bu basitleştirilmiş yöntem, bir hedefin görünürlüğü için yaygın olarak önemli olduğu varsayılan özelliklerin çoğunu, şekil, gölge ve doku gibi özellikleri göz ardı eder.

Hedef ve arka plan arasındaki sıcaklık farkı, ΔT , termal görüntüleme sistemleri için beklenen algılama aralıklarını hesaplarken önemli bir parametredir. Kamuflej etkinliğinin en belirgin ölçüsü tespit (detection) aralığıdır. Tespit aralığı ne kadar kısa olursa, hedefi ortaya çıkarmak o kadar zor olur. Küçük bir sıcaklık farkı ve küçük bir algılama olasılığı, alternatif olarak kısa bir tespit aralığı sağlar. Kamuflej verimliliğinin bir ölçüsü olarak ΔT 'yi kullanarak, algılama aralığının hesaplanmasıyla ilgili belirsizliklerin çoğu ihmal edilmektedir, çünkü atmosferik yayılımın, sensör sisteminin ve gözlemcinin neden olduğu etkileri hesaba katmak gerekli değildir. Ancak sıcaklık farkı hava koşullarına bağlı olduğundan, istatistiksel olarak sağlam bir veri temeli elde etmek için sıcaklık farkının çeşitli hava durumları için ölçülmesi gerekir. Pratikte bu uzun süreli deneyler yapılarak elde edilir. Bu tür deneyler ve modellemeler mevcuttur ve farklı arka plan öğelerinin sıcaklığını gerekli doğrulukla hesapladığı kanıtlanmıştır. Kamufle edilmiş bir nesnenin yüzey sıcaklığının ölçümleri, hesaplanan arka plan sıcaklıklarıyla karşılaştırılabilir. Kamuflej etkinliğinin bir ölçüsü, belirli bir süre boyunca hedef ve arka plan arasındaki ortalama sıcaklık farkı veya sıcaklık farkının bir eşik değerinin altında olduğu zaman dilimi olabilir. Bir hava aracına bir kamuflej malzemesi veya sistemi uygulandığında, kamuflejin yüzey sıcaklığına katkıda bulunan içsel üretilen ısıнын ne kadarının kontrol edilmesi zor olabilir. Bu zorluk, içsel üretilen bir ısıнын dış yüzeyde de bir ısı akışına neden olmasından kaynaklanmaktadır. Bu net ısı akışı ile sıcaklığın değişme hızı, yüzeyin ısı kapasitesi, ısı iletkenliği ve malzemenin kalınlığının optimize bir şekilde ayarlanmasıyla belirlenir.

KÖ kamuflejının sıcaklık kontrolü, KÖ imza kontrolünün elde edilmesinin doğrudan bir yolunu temsil eder, ancak gerekli ek soğutma ve ısıtma cihazları nedeniyle bu kontrolün

gerçekleştirilmesi zordur. Emisivite kontrolü, sıcaklık kontrolünden daha kolaydır. Bununla birlikte, emisyon içsel bir özellik olduğundan, spektral emisyonun gerektiği gibi ayarlanması zordur. Bu durum özellikle, KÖ bandındaki hedefin KÖ imzası azaldığında geçerlidir olup burada azaltılmış enerji yayılımı ile malzemede bir sıcaklık artışı olacak ve sonuç olarak da biriken enerjiden dolayı bir termal kararsızlık söz konusu olacaktır. Bu nedenle, KÖ kamufraj malzemesi için, yayılan enerjiyi azaltan ve aynı anda belirli bir dalga boyu boyunca yayılan enerjiyi azaltarak dağıtan uygun optik özelliklere sahip KÖ kamufraj gereksinimleri göz önünde bulundurulmalıdır. Metamalzemeler, bir KÖ kamufraj malzemesinin gereksinimlerini karşılamak için uygun bir adaydır. Burada, yayılan enerjinin azaltılması ve azaltılmış enerjinin dağıtılması açısından enerji dengesini göz önünde bulundurarak KÖ kamufrajı için dielektrik metamalzemeleri araştırıyoruz. Tespit edilen bir bantta KÖ imzasının azaltılması ile algılanmayan bant boyunca azaltılmış yayılan enerjinin dağıtılması ve KÖ kamufraj gerekli isterleri göz önüne alındığında, bu dielektrik metamalzemeler önemli bir yere sahiptir. Bir başka ifadeyle, dielektrik metamalzemelerin bu özelliği, seçici soğurma/emisyon yapabildiğinden, yani soğurmaun Kirchhoff yasasına dayalı emisyonla belirtilen dalga boyunda aynı olmasından ve diğer banttaki emisyonun düşük kalmasından kaynaklanmaktadır.

Planck yasasına dayanarak, yüzeyden yayılan ısı ve dalga boyunun bir fonksiyonu olan enerjiyi temsil eden spektral kara cisim yayma gücünü Eş. 5.55'den hesaplanmaktadır [179].

$$E_{b\lambda}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc_0^2}{\lambda^5 \left[\exp\left[\frac{hc_0}{\lambda k} - 1\right] \right]} \quad (5.55)$$

Burada, $E_{b\lambda}$, λ , h , c_0 , k ve T sırasıyla spektral kara cisim yayma gücü, dalga boyu, Planck sabiti, boşlukta ışık hızı, Boltzmann sabiti ve sıcaklıktır. KÖ bant dikkate alınarak yüzeyin yayılım ve azalan yayılım enerjisini ayrı ayrı değerlendirmek için denklemi dalga boyunun bir fonksiyonu olarak aşağıdaki gibi yeniden ifade edebiliriz [180-182].

$$E_{\lambda_1, \lambda_2}(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda, T) E_{b\lambda}(\lambda, T) d\lambda \cong \sum \varepsilon(\lambda, T) E_{b\lambda}(\lambda, T) \Delta\lambda \quad (5.56)$$

Burada λ_1 , λ_2 ve ε sırasıyla bandın en kısa dalga boyu, bandın en uzun dalga boyu ve spektral emisyonudur. KÖ kamuflajı için üretilen metamalzemenin ışımsal davranışını analiz etmek amacıyla, tespit edilen ve tespit edilmeyen bandın yayıcı gücü bu sayede değerlendirilebilir. Metamalzemenin KÖ dedektörü üzerindeki KÖ sinyaliyle orantılı olan emisyon gücünü tespit edilen bant (3–5 μm , 8–12 μm) aracılığıyla bastırabildiğini ve tespit edilmeyen bant boyunca azaltılmış yayılan enerjiyi dağıtabildiğini göstermemizde yardımcı olur. Ayrıca, böyle bir çalışmada kara cismin yayma gücü tepe noktası değiştiği için yüzey sıcaklığı değişimini de dikkate alınmalıdır. KÖ kamuflajı için, yüzeyden gelen KÖ imzası, sıcaklık ve emisyonun bir fonksiyonu olan Stefan– Boltzmann denkleminde dayalıdır. Stefan–Boltzmann yasasına göre: $E = \varepsilon\sigma T^4$ (burada ε , σ ve T sırasıyla emisyon, Boltzmann sabiti ve yüzey sıcaklığıdır), emisyon gücü sıcaklıkla birlikte artar [184]. Yüzey sıcaklığındaki değişim bu gücün dağılımını etkiler. Kara cisim salım gücü dağılımı ve tepe değeri, Planck ve Wien'in yer değiştirme yasasına uyar ve bu nedenle, algılanmayan ve algılanan bantlar yoluyla salım gücündeki değişiklikleri etkileyen sıcaklık etkisini dikkate alınmalıdır.

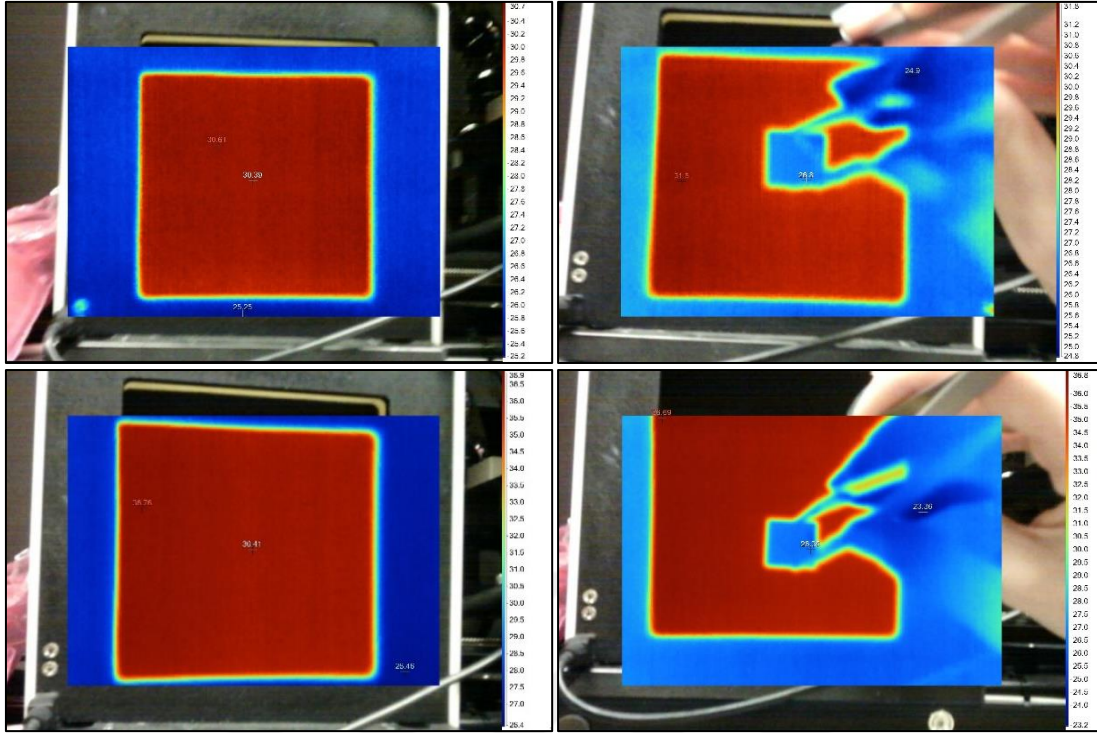
Çalışmamızda, iki farklı arka plan sıcaklığında termal kamuflaj elde etme yeteneğini göstermek için Resim 5.8'de görseli verilen SR-800N ile, fabrikasyonunu gerçekleştirdiğimiz malzemeleri bir kara cisim kalibrasyon kaynağı ile test edilmiştir. SR800N ile farklı doğal ortamları taklit etmek için, arka planın radyasyon sıcaklığı, 6°C'lik adımlarla 30°C'den 36°C'ye yükseltilerek KÖ görüntüler bir Fluke Ti60 LWIR termal kamera yardımıyla alınmıştır.



Resim 5.7. Fluke TiS60 LWIR termal kamera



Resim 5.8. SR 800 N karacisim (blackbody) ve kontrolör (controller)



Resim 5.9. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzemeye ait uzun dalga kızılötesi dalgaboyunda alınan görüntüler

Metamalzeme karacisim önüne bir cımbız yardımıyla Resim 5.10'da görüldüğü gibi 30°C ve 36°C 'de getirildiğinde numunenin ölçülen radyasyon sıcaklıkları (T_r), gerçek sıcaklıklarından (T) çok daha düşük olduğu (26.8°C ve 26.4°C) görülmektedir. Bu kamufraj malzemesinin hedef ile arka plan arasındaki kontrastı mümkün olduğunca azaltmasının önemli olduğunu göstermektedir. Görselde kontrast, malzemenin ve arka planın yansıtıcı özelliklerindeki farklılıklardan kaynaklanır. Mavi renkli yüzey, gelen ışığın çoğunu yansıtırken, daha koyu renkli yüzeyler daha az yansır. Ayrıca, gürültü azaldığı için metamalzeme ve arka plan arasındaki kontrast belirgindir. Termal görüntülerden de anlaşılacağı üzere, beklediğimiz gibi burada yansımanın (reflection), soğurmadan (absorption) daha fazla olduğu görülmektedir.

Burada kamufle edilmek istenen yapının oluşturduğu ısı, kamufraj malzemesi tarafından yansıtılmasıyla karşıdan bakan gözlemci (observer) veya termal kamera tarafından görülmektedir. Dış ortam ısısına numunenin daha yakın olduğu ve arkadan gösterdiğimiz yaklaşık olarak 6°C 'lık sıcaklık farklarını yapının yansıtmasıyla termal kamera tarafından neredeyse dış ortam sıcaklığı gibi davrandığı açıktır.



6. SONUÇ ve ÖNERİLER

KÖ radyasyonun geniş bant kontrolü için fotonik metamalzemelerin kullanılması ve mühendisliğinde son yıllarda etkileyici bir şekilde ilerleme kaydedilmiştir. Geleneksel olarak, geniş bant KÖ soğurucular, tek veya çok bantlı yanıtlar sağlayan, uygun bir şekilde tanımlanmış geometrilere sahip, periyodik olarak, alt dalga boyu metalik veya tamamen dielektrik rezonatör dizilerinden oluşmaktadır. KÖ meta-soğurucuların geliştirilmesi için alternatif platformlar olarak tanıtılan bu tür meta-soğurucular, çok geniş bantta KÖ ışığın soğurulmasını sağlarken, dielektrik ve metalik filmlerin bir kombinasyonuna dayanan yeni, çok katmanlı metayapılardır. Tek veya çoklu rezonans tepkisine dayalı olarak, söz konusu meta-soğurucular önemli soğurma spektrumları sergiler. Bununla birlikte, ihmal edilebilecek kadar düşük kayıplara sahip verimli meta-soğuruculara yönelik sürekli artan talep, iç sönümleme ve enerji tüketimi kayıplarını en aza indirmek için tamamen dielektrik sistemleri inşa etme çalışmalarına öncü olmuştur.

Orta ve uzun dalgaboylu KÖ özellikle, yüzeyle güçlendirilmiş spektroskopisi, biyoalgılama, görüntüleme ve gözetim dahil ancak bunlarla sınırlı olmamak üzere çok çeşitli modern ve yüksek performanslı teknolojik uygulamalar için dikkate değer bir spektral bölgedir. Genel olarak, KÖ soğurma spektroskopisi, yapay ortam kullanımıyla geliştirilmiş, moleküllerin moleküler bileşimini ve dinamiklerini yüksek hassasiyetle araştırmayı kolaylaştıran güçlü bir tekniktir. Yeni önerilen konfigürasyonlardan bazıları, fotonik hiper kristaller, grafen yapılar, ve hiperbolik metamalzemeler olarak tek duvarlı karbon nanotüplerin (CNT'ler) hizalanmış filmler, yüksek momentumlu dalga vektörü durumlarını (yüksek k modları) destekleyerek orta dalga boylu KÖ ışığın yayılımını etkin bir şekilde kontrol eden uygulamalardır. Durum yoğunluğunun (DOS) etkin bir şekilde arttırılması yoluyla, bu metayapılar kızılötesi dalgaların geniş bantlı ve ayarlanabilir kontrolünü sağlar. Bununla birlikte, çok aşamalı nanolitografi işlemlerine duyulan ihtiyaç ve atomik olarak ince katmanların hassas hizalanması, meta yapılar oluşturmak için önemli ölçüde karmaşık fabrikasyon prosedürlerini gerektirir.

Bu tezde yapılan çalışma orta KÖ (MWIR) ve uzun KÖ (LWIR) dalgaboylarında çalışan geniş bantlı ve yüksek performanslı çok katmanlı dielektrik metamalzeme soğurucunun tasarımını, optimizasyonunu ve fabrikasyonunu amaçlamaktadır. Hem metamalzeme performansı hem de fabrikasyon süreci açısından optimize edilmiş kızılötesi frekanslarda

yüksek soğurucu metamalzemenin optimal tasarımı için, FDTD yöntemiyle Lumerical yazılımı kullanılarak simüle edilmiştir. Simülasyon, parametre taraması (parameter sweep) yapılarak periyodik sınır koşullarına dayalı yinelemeli bir yaklaşım ile üç farklı katmanın (alttaş; SKC üzerine ITO, ara katman; Ge ve üst katman Al_2O_3) kalınlığını optimize etmek için gerçekleştirilmiştir. Herhangi istenmeyen bir yansımayı önlemek için metamalzeme birim hücresinin z yönünde mükemmel eşleşen katman (PML) sınır koşulları kullanılmıştır.

$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzemeleri; ITO kaplı SKC ve Si alttaş üzerine, sırasıyla, Ge ve Al_2O_3 kaplanarak, 4×10^{-6} Torr basınç değerinde vakum kırılmadan ardışık olarak e-demeti termal buharlaştırma sistemi (Torr e-beam&Thermal Evaporator) ile üretildi. Üretimi yapılan metamalzemenin yapısında bulunan Al_2O_3 buharlaşma sıcaklığının yüksek olması kaşık ile buharlaştırma yönteminin (thermal boat) kullanımını zorlaştırdığı için kaplama yöntemi olarak e-demeti fiziksel buharlaştırma kaplama (EBPVD) yöntemi tercih edilmiştir. İleriki çalışmalarda, benzer yapılardaki Al_2O_3 katmanının atomik katman kaplama yöntemi (ALD), saçırma biriktirme yöntemi (Sputter) gibi yöntemlerle kaplanması ile metamalzemenin yansıma ve geçirgenlik değerlerinin karşılaştırılması yapılabilir. Bu sayede, farklı yöntemlerle yapılan Al_2O_3 katman yapılarının kalitesi ve sitokimetri değişmesi incelenebilir.

Üretilen $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzemeleri karakterize edebilmek için elipsometri, SEM-FIB, EDS, AKM ve FTIR kullanılmıştır. Elipsometri, her bir ayrı katmanın optik sabitlerini ve film kalınlıklarını optik olarak karakterize ve kontrol etmek için kullanılmıştır. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ metamalzemenin spektroskopik elipsometri ölçümleri, bir spektroskopik elipsometre (J. A. Woollam Co. M2000 ve VASE Ellipsometre) kullanılarak $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ açılarda ve 300 ile 1700 nm dalga boyu aralığında alınmıştır. J.A. Woollam Spektroskopik Elipsometre sistemi ile alınan ölçümler Completeease programı ile analiz edilmiştir. $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzemelerin yüzey topografileri atomik kuvvet mikroskobu (Nanomagnetics Instruments ezAFM) ile incelenmiştir. Üretilen $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{ITO}/\text{SKC}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ yapıları görselleştirmek ve boyutlarının tasarımıyla tutarlılığını kontrol etmek için taramalı elektron mikroskobu (JEOL Company: JIB 4601F MultiBeam) SEM ile yan kesit görüntü alınarak EDS analizi yapılmış ve kaplanan malzemenin varlığı doğrulanmıştır. Si alttaş üzerine büyütülen $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ metamalzeme, yansıma ve geçirgenlik ölçümlerinden ziyade SEM ile yapılan analizlerde kullanılmıştır. Çünkü SKC'nin yalıtkan özellikte olması nedeniyle yüklenmesi sonucunda

üzerindeki yapılar parlamakta ve diğer katmanların birbirinden ayrımı zorlaşmaktadır. Numunelerdeki kaplama malzemesinin içerdiği elementleri detekte etmek için EDS haritalama, niceliksel (quantitative) ve elementlerin bulunma yüzdelelerini belirlemek için ayrıca EDS spektral analiz yöntemi yeterli olmuştur. Tasarımın yansımaya ve geçirgenlik ölçümlerinin yanıtını elde etmek için Fourier transform KÖ spektroskopisi (FTIR, IRAffinity-1S, Shimadzu, ATR) spektroskopisi kullanılmıştır. Deneysel sonuçların, modellememizle iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür.

KÖ spektrumunda termal radyasyonu hassas ve hızlı bir şekilde modüle edebilen, multispektral algılama ile kamuflajlı insan vücudu ve askeri teçhizat gibi nesnelerin, KÖ özelliklerinin dinamik olarak yeni nesil ayarlanabilir metamalzeme yapılarla kontrol edilmesi, son yıllarda yoğun bir şekilde araştırmacıların ilgisini çekmiştir. Bu amaca ulaşmak için, bir nesneden yayılan radyant ısı, arka plana uyacak şekilde hassas bir şekilde kontrol edilmelidir.

Nesnelerin radyan ısısı, ayarlanabilir KÖ yayıcıları olan bir film eklenerek gerçek sıcaklığı değiştirilmeden dinamik olarak kontrol edilebilmektedir. Bu duruma rağmen faz değiştiren malzemeler, daha dar KÖ modülasyon aralıkları, yüksek tetikleme voltajı gereksinimleri gibi nedenlerden dolayı problemler devam etmektedir. Bu nedenle, orta dalga KÖ (MWIR) ve uzun dalga KÖ (LWIR) atmosferik iletim pencerelerinde (ATW'ler), yeni ayarlanabilir malzemelerle yapılar geliştirmek önemlidir. Bu yapılar kolaylıkla tekrarlanabilir, büyütülebilir, pürüzlü ve esnek alt katmanlara uygulanabilir veya renklendirilebilir ve çoklu ayarlanabilir kamuflaj etme yeteneklerini gösterebilirler. Bu teknoloji sadece çeşitli ayarlanabilir kamuflaj platformlarında değil, aynı zamanda termal radyasyon yönetimi ile ilgili birçok teknolojiye de avantajlıdır. Bu nedenle gelecekteki çalışmalar kapsamında, KÖ kamuflajı için, tek bir yapı ile tüm spektral gereksinimleri karşılamak yerine, aynı anda hem görünür hem de KÖ kamuflaj sunan çok katmanlı yapıların tasarımı ve optimizasyonu çalışmalarına devam edilecektir. Spektral uyumluluk, dalga boyu farkından yararlanılarak sağlanacaktır. Tasarlanacak olan bu çok katmanlı yapı, ısıyı soğutmalı kamuflaj için bir dielektrik çok katmanlı dalga boyu seçici emitörden (SE) ve bir metal-dielektrik-metal (MDM) soğurucu bir meta yüzeyden oluşabilir. Çalışmamızda kullandığımız, MWIR ve LWIR bantlarında yüksek yansımaya (düşük emisyon), atmosferik olmayan pencerede düşük yansımaya (yüksek emisyon) önerilebilecek çok katmanlı dielektrik yapılar ve istenilen dalgaboyu aralığında uygun malzeme seçimleriyle gerçekleştirilebilir. Kalınlıklar,

atmosferik olmayan pencerede maksimum soğurma ve her iki atmosferik pencerede minimum soğurmayı elde edebilecek şekilde optimizasyon hedefleri doğrultusunda genetik algoritma ile optimize edilebilir. Bu yapılar düzlemsel (planar) bir yapı olacağı gibi üst katmanda farklı desenlerde geometride yapılar çalışılmasıyla da tasarlanabilir. Üst katmanda farklı geometride metal bir malzeme kullanılması durumunda devre analizine dayalı olarak, düşük eşdeğer empedans sağlayacağı öngörülebilir.

Üst katmanın akıllıca mühendisliği, daha geniş spektral kontrol elde etmemize ve tasarlanan sistemin yansıma özelliklerini artırmamıza yardımcı olacaktır. Bu, iyi tasarlanmış rezonatörlerin ve birim hücrelerin uyarlanmasıyla gerçekleştirilebilir. Bunun ötesinde, faz değişim malzemeleri, kuantum yayıcılar ve atomik olarak ince katmanlar gibi termal ve elektriksel olarak işlevsel malzemeler, tasarlanan platformun ayarlanabilirliğini iyileştirmek için kullanılabilir.

KÖ kamuflaj performansını nicel olarak değerlendirmek için, uçaklar için yaygın olarak kullanılan bir gösterge olan KÖ kilitleme menzili (lock-on) değerlendirilir. KÖ kilitlenme aralığı hem nesnenin radyasyon yoğunluğuna hem de yansıyan ışığın radyasyonuna bağlıdır. Nesne, yalnızca nesne ile dedektör arasındaki mesafe kilitlenme aralığında olduğunda algılanabilir; bu nedenle, gelişmiş KÖ kamuflaj performansı için küçük bir kilitlenme aralığı arzu edilir. Gelecekteki çalışmalarda kilitlenme menzili kamuflajsız ve kamuflajlı numuneler için, ölçülen yüzey sıcaklığı ve yayılımdan hesaplanabilir. Bununla birlikte, ısı transferi simülasyonu gibi simülasyonların, COMSOL Multiphysics'te bir ısı transfer modülü ve yüzeyden yüzeye radyasyon modülü ile gerçekleştirilmesi planlanmaktadır.

Ayrıca, gelecek çalışmalar kapsamında sensör sistemlerinin performansını belirleyen menzil tahmini için NVTherm, TRM-4, Acquire, NV-IPM gibi modeller kullanılabilir. Bu menzil tahmin modellerinin çoğu, görüntüleyici parametre tanımları ve bunların görüntüleyici menzil üzerindeki etkileri ile ilgilenir. Bu modellerin bize, daha optimal tasarımı yapmamız için kullanılan görüntüleyici analizi ve sentezi için faydalı araçlar sağlayacağı düşünülmektedir.

KAYNAKLAR

1. Grant, J., Ma, Y., Saha, S., Khalid, A., and Cumming, D.R.S. (2011). Polarization insensitive, broadband terahertz metamaterial absorber. *Optics Letters*, 36 (17), 1524-1526.
2. Ye, Y.Q., Jin, Y., and He, S. (2010). Omnidirectional, polarization-insensitive and broadband thin absorber in the terahertz regime. *Journal of the Optical Society of America B*, 27(3), 498-504.
3. Liu, Z. H., Ban, G. D., Ye, S. T., Liu, W. Y., Liu, N., and Tao, R. (2016). Infrared emissivity properties of infrared stealth coatings prepared by water-based Technologies. *Optical Material Express*, 6, 3716.
4. Kim, J., Han, K., and Hahn, J. W. (2017). Selective dual-band metamaterial perfect absorber for infrared stealth technology. *Scientific Reports*, 7, 6740.
5. Brown, L.V., Yang, X., Zhao, K., Zheng, B.Y., Nordlander, P., and Halas, J. N. (2015). Fan-shaped gold nanoantennas above reflective substrates for surface-enhanced infrared absorption (SEIRA). *Nano Letter*, 15, 1272–1280.
6. Rodrigo, D., Limaj, O., Janner, D., Etezadi, D., Abajo, F. J. G., Pruneri, V., and Altug, H. (2015). Mid-infrared plasmonic biosensing with graphene. *Science*, 349, 165–168.
7. Jahani, S., and Jacob, Z. (2016). All-dielectric metamaterials. *Nature Nanotechnology*, 11, 23–36.
8. Kamali, S. M., Arbabi, E., Arbabi, A., and Faraon, A. A. (2018). Review of dielectric optical metasurfaces for wavefront control. *Nanophotonics*, 7, 1041–1068.
9. Raghunathan, V., Deka, J., Menon, S., Biswas, R., and Lal Krishna, A. S. (2020). Nonlinear Optics in Dielectric Guided-Mode Resonant Structures and Resonant Metasurfaces. *Micromachines*, 11, 449.
10. Ramakrishna, S. A., and Grzegorzczuk, T. M. (2008). *Physics and application of negative refractive index materials*. (First Edition). Boca Raton: CRC Press, 416.
11. Smith, D. R., Padilla, W. J., Vier, D. C., Nemat, S. C. Nasser., and Schultz, S. (2000). Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity. *Physical Review Letters*, 84, 4184.
12. Pendry, J. B., Holden, A. J., Stewart, W. J., and Youngs, I. (1996). Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures. *Physical Review Letters*, 76, 4773.
13. Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J., and Stewart, W. J. (1998). Low frequency plasmons in thin-wire structures. *Journal of Physics Condensed Matter*, 10, 4785-4809.
14. Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J., and Stewart, and W. J. (1999). Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47, 2075-2084.

15. Pendry, J. B. (2000). Negative Refraction Makes a Perfect Lens. *Physical Review Letters*, 85, 3966.
16. Landau, L. D., Lifshitz, E. M., and Pitaevskii, L. P. (1984). *Electrodynamics of Continuous Media*. (Second Edition). Oxford: Pergamon Press, 8, 34-85.
17. Merlin, R. (2009). Metamaterials and the Landau-Lifshitz permeability argument: Large permittivity begets high-frequency magnetism, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. 106, 1693-1698.
18. Milton, G. M. (2002). *The Theory of Composites*. Cambridge: Cambridge University Press, 1-14.
19. Kock, W. E. (1948). Metallic Delay Lenses. *Bell Labs Technical Journal*, 27, 58-82.
20. Strutt, J. W., and Lord, R. (1892). On the instability of cylindrical fluid surfaces, *Philosophical Magazine*. 34(207), 177-180.
21. Kharadly, M. M. Z., and Jackson, W. (1953). The Properties of Artificial Dielectrics Comprising Arrays of Conducting Elements, *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 100, 199-212.
22. Sihvola, A. H. (1999). *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications*. London: Institution of Engineering and Technology, 177-178.
23. Torquato, S., Truskett, T. M., and Debenedetti, P. G. (2000). Is random close packing of spheres well defined. *Physical Review Letters*, 84, 2064.
24. Chapman, S., and Cowling, T. G. (1953). *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*. Cambridge: Cambridge University Press, 1-8.
25. Vinogradov, A. P. (2001). *Electrodynamics of Composite Materials*. Moscow: URSS Publishers, 207.
26. Veselago, V. G. (1968). Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 10, 509.
27. Lamb, H. (1904). *On group-velocity*. London: Mathematical Society, 1, 473-479.
28. Pocklington, H. C. (1905). Growth of a wave group when the group velocity is negative. *Nature*, 71, 607-608.
29. Schuster, A. (1904). *An Introduction to the Theory of Optics*. London: Edward Arnold, 19-33.
30. Mandelshtam, L. I. (1947). *Complete Collected Works*. Moscow: Doklady Akademii Nauk SSSR, 2, 334.
31. Malyuzhinets, G. D. (1951). A Note on the Radiation Principle. *Soviet Physics Technical Physics*, 21, 940-942.

32. Sivukhin, D. V. (1957). Electro-magnetic field energy in dispersing media. *Optics and Spectroscopy*, 3, 308-312.
33. Pafomov, V. E. (1959). Transition radiation and Cerenkov radiation. *Soviet Physics The Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 9, 1321-1324.
34. Veselago, V. G., and Narimanov, E. E. (2006). The left hand of brightness: past, present and future of negative index materials. *Nature Materials*, 5, 759-762.
35. Pendry, J. B. (2000). Negative refraction makes a perfect lens. *Physical Review Letters*, 85, 3966-3969.
36. Ramakrishna, S. A. (2005). Physics of negative refractive index materials. *Reports on Progress in Physics*, 68, 449-521.
37. Smith, D. R., Pendry, J. B., and Wiltshire, M. C. K. (2004). Metamaterials and negative refractive index, *Science*, 305, 788-792.
38. Engheta, N., and Ziolkowski, R. W. (2005). A positive future for double-negative metamaterials. *Institution of Electrical Engineers Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 53, 1535-1556.
39. Soukoulis, C. M., Kafesaki, M., and Economou, E. N. (2006). Negative-index materials: New frontiers in optics. *Advanced Materials*, 18, 1941-1952.
40. Shalaev, V. M. (2007). Optical negative-index metamaterials. *Nature Photonics*, 1, 41-48.
41. Leonhardt, U., and Philbin, T. G. (2009). *Transformation Optics and the Geometry of Light*, in *Progress in Optics*. Amsterdam: Elsevier Science, 53, 69-152.
42. Chen, H. Y., Chan, C. T., and Sheng, P. (2010). Transformation optics and metamaterials. *Nature Material*, 9, 387-396.
43. Berman, P. R. (2002). Goos-Hanchen shift in negatively refractive media. *Physical Review E*, 66, 067603.
44. Pendry, J. B., and Smith, D. R. (2003). *Physical Review Letters*, 90, 029703.
45. Smith, D. R., Schurig, D., Rosenbluth, M., Schultz, S., Ramakrishna, S. A., and Pendry, J. B. (2003). *Applied Physics Letters*, 82, 1506.
46. Cummer, S. A. (2003). Simulated causal subwavelength focusing by a negative refractive index slab. *Applied Physics Letters*, 82, 1503.
47. Fang, N., Lee, H., Sun, C., and Zhang, X. (2005). Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science*, 308, 534-537.
48. Pendry, J. B., Holden, A. J., Stewart, W. J., and Youngs, I. (1996). Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Physical Review Letters*, 76, 4773-4776.

49. Brown, J. (1953). Artificial dielectrics having refractive indices less than unity. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers London*, 100, 51-62.
50. Rotman, W. (1962). Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media. *Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 10, 82-95.
51. Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J., and Stewart, W. J. (1999). Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47, 2075-2084.
52. Schneider, H. J., and Dullenkopf, P. (1977). Slotted tube resonator new nuclear magnetic response probe head at high observing frequencies. *Review of Scientific Instruments*, 48, 68-73.
53. Hardy, W. N., and Whitehead, L. A. (1981). Split-ring resonator for use in magnetic-resonance from 200-2000 MHz. *Review of Scientific Instruments*, 52, 213-216.
54. Rotman, W. (1962). Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media. *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, 10, 82-95.
55. Shalaev, V. M., Cai, W., Chettiar, U., Yuan, K. H. K., Sarychev, A. K., Drachev, V. P. and Kildishev, A. V. (2005). Negative index of refraction in optical metamaterials. *Optical Letter*, 30, 3356.
56. Grigorenko, A. N. Geim, A. K., Gleeson, Zhang, H. F. Y., Firsov, A. A., Khrushchev, I. Y., and Petrovi, J. (2005). Nanofabricated media with negative permeability at visible frequencies. *Nature*, 438, 17.
57. Kittel, C. (2004). *Introduction to solid state physics*. New York: Wiley, 416.
58. Johnson P. B., and Christy, R. W. (1972). Optical-constants of noble-metals. *Physical Review B*, 6, 4370-4379.
59. Ramakrishna, S. A., and Grzegorzczak, T. M. (2008). Physics and application of negative refractive index materials. Boca Raton: *CRC Press*, 26-27.
60. Ramakrishna, S. A., Oliver, J., and Martin, F. (2005). Choice of the wave-vector in negative refractive media: The sign of Z. *Optics Letters*, 30, 2626.
61. Dolling, G., Wegener, M., Soukoulis, C. M., and Linden, S. (2007). Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength, *Optics Letters*, 32, 53.
62. Lu, J., Grzegorzczak, T. M., Zhang, Y., Pacheco J., J., Wu, B. I., Kong, J. A. and Chen, M. (2003). Cerenkov radiation in materials with negative permittivity and permeability. *Optics Letters*, 11(7), 723.
63. Ashcroft, N., and Mermin, N. (1979). *Fizika tverdogo tela*. Moscow: Brooks Cole, 1-18.
64. Engheta, N., and Ziolkowski, R. W. (2006). *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*. New York: Institution of Electrical Engineers Wiley, 89-91.

65. Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J., and Stewart, W. J. (1999). *Institution of Electrical Engineers Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47(11), 2075.
66. Shelby, R. A., Smith, D. R., Nemat-Nasser, S. C., and Schultz, S. (2001). Microwave Transmission through a Two-Dimensional, Isotropic, Left-Handed Metamaterial. *Applied Physics Letters*, 78, 489.
67. Gay-Balmaz, P., and Martin, O. J. F. (2002). Electromagnetic resonance individual and coupled split-ring resonators. *Journal of Applied Physics*, 92, 2929.
68. Katsarakis, N., Koschny, T., Kafesaki, M., Economou, E. N., and Soukoulis, C. M. (2004). Electric coupling to the magnetic resonance of split ring resonators. *Applied Physics Letter*, 84, 2943.
69. Kafesaki, M., Koschny, T., Penciu, R. S., Gundogdu, T. F., Economou, E. N., and Soukoulis, C. M. (2005). Left-handed metamaterials: detailed numerical studies of the transmission properties. *Journal of Optics A: Pure Applied Optics*, 7(2), S12.
70. Penciu, R. S., Aydin, K., Kafesaki, M., Koschny, T., Ozbay, E., Economou, E. N., and Soukoulis, C. M. (2002). Multi-gap individual and coupled split-ring resonator structures. *Optical Express*, 16(22), 18131 (2008).
71. Zahertar, S., Yalcinkaya, A. D., and Torun, H. (2015). Rectangular split-ring resonators with single-split and two-splits under different excitations at microwave frequencies. *AIP Advances*, 5, 117220.
72. García-García, J., Martín, F., Baena, J. D., Marqués, R., and Jelinek, L. (2005). On the resonances and polarizabilities of Split ring resonators. *Journal of Applied Physics*, 98, 033103.
73. Falcone, F., Lopetegi, T., Laso, M. A. G., Baena, J. D., Bonache, J., Beruete, M., Marques, R., Martin, F., and Sorolla, M. (2004). Babinet principle applied to the design of metasurfaces and metamaterials. *Physics Review Letter*, 93, 197401.
74. Baena, J. D., Marques, R., and Medina, F. (2004). Artificial magnetic metamaterial design by using spiral resonators. *Physics Review B*, 69, 014402.
75. Nemer, S., Sauviac, B., Bayard, B., Nader, C., Bechara, J., and Khoury, A. (2011). Coplanar metamaterial micro-resonator. *Progress In Electromagnetics Research M*, 20, 31.
76. Chen, H., Ran, L., Huangfu, J., Zhang, X., Chen, K., Grzegorzczuk, T. M., and Au Kong, J. (2004). Left-handed materials composed of only S-shaped resonators. *Physics Review E*, 70, 057605.
77. Aydin, K., Li, Z., Hudlicka, M., Tretyakov, S. A., and Ozbay, E. (2007). Transmission characteristics of bianisotropic metamaterials based on omega shaped metallic inclusions. *New Journal of Physics*, 9, 326.
78. Joannopoulos, J. D., Meade, R. D., and Winn, J. N. (1995). *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* Princeton. New Jersey: Princeton University Press, 2.

79. Ivchenko, E. L., and Poddubny, A. N. (2006). Resonant three-dimensional photonic crystals. *Physics Solid State*, 48(3), 581-588.
80. Kuznetsov, A. I., Miroshnichenko, A. E., Brongersma, M. L., Kivshar, Y. S., and Luk'yanchuk, B. (2016). Optically resonant dielectric nanostructures. *Science*, 354 (6314) aag2472.
81. Zhu, A.Y., Kuznetsov, A. I., Luk'yanchuk, B., Engheta, N., and Genevet, P. (2017). Traditional and emerging materials for optical metasurfaces. *Nanophotonics*, 6 (2), 452–471.
82. Lalanne, P. and Chavel, P. (2017). Metalenses at visible wavelengths: past, present, perspectives. *Laser Photonics Reviews*, 11 (3) 1600295.
83. Kivshar, Y., and Miroshnichenko, A.(2017). Meta-optics with Mie resonances, *Optical Photonics News*, 28 (1) 24–31.
84. Staude, I., and Schilling, J. (2017). Metamaterial-inspired silicon nanophotonics, *Nature Photonics*, 11 (5) 274–284.
85. Paniagua-Domínguez, R., Yu, Y. F., Miroshnichenko, A. E., Krivitsky, L. A., Fu, Y. H. Valuckas, V., Gonzaga L., Toh, T. Y., Kay, A.Y.S., Luk'yanchuk, B., and Kuznetsov A. I, (2016). Generalized Brewster effect in dielectric metasurfaces. *Nature Communications*, 7, 10362.
86. Decker, M., Staude, I., Falkner, M., Dominguez, J., Neshev, D. N., Brener, I., Pertsch, T., and Kivshar Y. S. (2015). High efficiency dielectric Huygens surfaces. *Advanced Optical Materials*, 3(6) 813–820.
87. Brekhovskikh, L. M., Lieberman, D., and Beyer, R. T. (1965). *Waves in Layered Media*. New York: Academic Press, 15 (10), 561.
88. Knott, E. F., Shaeffer, J. F., and Tuley, M. T. (1985). *Radar Cross Section*. Dedham Maryland: Artech House Inc, 462.
89. Jordan, E. D., and Balmain, K. C. (1976). *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*. (Second edition). Prentice-Hall electrical engineering series, 753.
90. Ruck, G. T., Barrick, D. E., Stuart, W. D., and Krichbaum, C. K. (1970). *Radar Cross Section Handbook*. New York: Plenum Press, 2, 949.
91. Liao, Y., and Zhao, Y. (2020). Ultra-narrowband dielectric metamaterial absorber for sensing based on cavity-coupled phase resonance. *Results in Physics*, 17,103072.
92. Cory, H., and C. Zach. (2004). Wave propagation in metamaterial multilayered structures. *Microwave Optical Technological Letters*, 40(6), 460–65.
93. Ziolkowski, R. W., and Heyman, E. (2001). Wave propagation in media having negative permittivity and permeability. *Physical Review E*, 64(5), 1–15.
94. Courant, R. (1943). Variational methods for the solution of problems of equilibrium. and vibrations. *Bulletin of the American Mathematical Society*, 49,1–23.

95. Lee, J., Lee, F. R., and Cangellaris A. (1997). Time-domain finite-element methods. *Institution of Electrical Engineers Transactions on Antenna and Propagation*, 45(3), 430–442.
96. Harrington, R. F. (1967). Matrix methods for field problems. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 55(2), 136–149.
97. Ney, M. M. (1985). Method of moments as applied to electromagnetics problems. *Institution of Electrical Engineers Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 33(10), 972–980.
98. Greenberg, M. D. (1971). *Application of Green Functions in Science and Engineering*. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 141.
99. Adams, A. T. (1974). *An introduction to the method of moments*. Syracuse Univ, Report RADC TR-73-217, 1.
100. Ishimaru, A. (1991). *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering*. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 121–148.
101. Morse, P. M., and Feshbach, H. (1953). *Methods of Theoretical Physics*. New York: McGraw-Hill, 791–895.
102. Myint, U. T. (1980). *Partial Differential Equations of Mathematical Physics* (Second Edition). New York: North-Holland, 282–305.
103. Park, R. H. (1928). Definition of an ideal synchronous machine and formulators for armature fux linkages. *General Electric Review*, 31,332–334.
104. Kron, G. (May 1944). Equivalent circuit of the field equations of Maxwell. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 289–299.
105. Kron, G. (1951). *Equivalent Circuits of Electrical Machinery*. New York: John Wiley, 3-27.
106. Marcovitz, N., and Schwinger, J. (1951). On the reproduction of the electric and magnetic fields produced by currents and discontinuity in wave guides. *Journal of Applied Physics*, 22(6), 806–819.
107. Schwinger, J., and Saxon, D. S. (1968). *Discontinuities in Waveguides*. New York: Gordon and Breach, 1.
108. Johns, P. B., and Beurle, R. L. (1971). Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission line matrix. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 118(9), 1203–1208.
109. Thomas, W. (1977). A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields. *Electronics and Communications*, 31(3), 116–120.
110. Yee, K. S. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *Institution of Electrical Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3), 302-307.

111. Mur, G. (1981). Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations. *Institution of Electrical Engineers Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 23, 377--382.
112. Engquist, B., and Majda, A. (1977). Absorbing boundary conditions for the numerical simulations of waves. *Mathematics of Computation*, 31, 629-651.
113. Berenger, J. P. (1994). A Perfect Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 114, 185-200.
114. Berenger, J. P. (1995). Three-Dimensional Perfect Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 127, 363-379.
115. Sacks, Z. S., Kingsland, D. M., Lee, R., and Lee, J. F. (1995). A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition. *Institution of Electrical Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 43(12), 1460-1463.
116. Gedney, S. D. (1996). An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices. *Institution of Electrical Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 44, 1630-1639.
117. Veihl, J. C., and Mittra, R. (1996). An efficient implementation of Berengers perfectly matched layer (PML) for finite-difference time-domain mesh truncation. *Institution of Electrical Engineers Microwave and Guided Wave Letters*, 6, 94-96.
118. Zhao, L., and Cangellaris, A. C. (1996). GT-PML: Generalized theory of perfectly matched layers and its application to the reflectionless truncation of finite-difference time-domain grids. *Institution of Electrical Engineers Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 44, 2555-2563.
119. Gedney, S. D. (1996). Anisotropic PML absorbing media for the FDTD simulation of fields in lossy and dispersive media. *Electromagnetics*, 16(4), 399-415.
120. Roden, A. J., and Gedney, S. D. (1997). Efficient Implementation of the uniaxial-based PML media in threedimensional nonorthogonal coordinates with the use of FDTD technique. *Microwave and Optical Technology Letters*, 14(2), 71-75.
121. Tong, M. S., Chen, Y. C., Kuzuoglu, M., and Mittra, R. (1999). A new anisotropic perfectly matched layer medium for mesh truncation in finite difference time domain analysis. *International Journal of Electronics*, 86(9), 1085-1091.
122. Chew, W. C., and Weedon, W. (1994). A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates. *Microwave and Optical Technology Letters*, 7(13), 599-604.
123. Chan, C. T., Yu, Q. L., and Ho, K. M. (1995). Order-N spectral method for electromagnetic waves. *Physical Review B*, 51, 16635-16642.
124. Hong, J. C., Sun, K. H., and Kim, Y. Y. (2005). The matching pursuit approach based on the modulated Gaussian pulse for efficient guided-wave damage inspection. *Smart Materials and Structures*, 14, 548-560.

125. Chutinan, A., and Noda, S. (2000). Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 62(7), 4488-4492.
126. Qiu, M., and He, S. (2000). Guided modes in a two-dimensional metallic photonic crystal waveguide. *Physics Letters*, 76, 425-429.
127. Belic, D., Shawrav, M. M., Gavagnin, M., Pollach, M. S., Wanzenboeck, H. D., and Bertagnolli, E. (2015). *American Chemical Society Applied Materials & Interfaces*, 7, 2467–2479.
128. Schiller, S., Neumann, M., Morgner, H., and Schiller, N. (1993). Progress in high rate electron beam evaporation of oxides for web coating. *Proceeding 36th annual technical conference of the Society of Vacuum Coaters*, 278–292.
129. Betts, D. S. (2005). *Modern Vacuum Physics*. New York: CRC Press, 6.
130. Hoffman, D. M., Thomas, J. H., and Singh, B. (1997). *Handbook of Vacuum Science and Technology*. Park Ridge, New Jersey: Elsevier Science and Technology, 175.
131. Huth, M., Porrati, F., Schwalb, C., Winhold, M., Sachser, R., Dukic, M., Adams, J., and Fantner, G. (2012). Focused electron beam induced deposition: A perspective. *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 3, 597–619.
132. Wnuk, J. D., Rosenberg, S. G., Gorham, J. M., Van Dorp, W., Hagen, C. W., and Fairbrother, D. H. (2011). Electron beam deposition for nanofabrication: Insights from surface science. *Surface Science*, 605, 257–266.
133. Harsha, S. (2006). *Principles of Physical Vapor Deposition of Thin Films*. Amsterdam :Elsevier Science and Technology, 423.
134. McGuire, G. E. (2007). *Vacuum Deposition onto Webs Films and Foils*. Leicestershire: William Andrew Incorporation, 241.
135. Tian, M. B. (2006). *Thin Film Technologies and Materials*. Beijing: Qinghua University Press, 219-220.
136. Decher, G., and Schlenoff, J. B. (2012). *Multilayer Thin Films: Sequential Assembly of Nanocomposite Materials* (Second Edition). Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH and Corporation, 180.
137. Tracton, A. A. (2007). *Coatings Technology Fundamentals Testing and Processing Techniques*. Boca Raton, Florida: CRC Press, (32)3.
138. Ramanathan, S. (2010). *Thin Film Metal-Oxides: Fundamentals and Application in Electronics and Energy*, New York: Springer, 66.
139. Guisbiers, G., Strehle, S., Overschelde, O. V., and Wautelet, M. (2006). Residual Stresses in Ta, Mo, Al and Pd Thin Films Deposited by E-Beam Evaporation Process on Si and Si/SiO₂ Substrates. *AIP Conference Proceedings*, 817, 317–321.

140. Zhang, W., Shimojo, M., Takeguchi, M., Che, R. C., and Furuya, K. (2006). Generation Mechanism and in situ Growth Behavior of α -Iron Nanocrystals by Electron Beam Induced Deposition. *Advanced Engineering Materials*, 8 (8), 711–714.
141. Lukasczyk, T., Schirmer, M., Steinruck, H., and Marbach, H. (2008). Electron-beam-induced deposition in ultrahigh vacuum: lithographic fabrication of clean iron nanostructures. *Small*, 4 (6), 841–846.
142. Murakami, K., and Takai, M. (2015). Nano electron source fabricated by beam-induced deposition and its unique feature, *Microelectronic Engineering*, 132, 74–82.
143. Haugstad, G. (2012). *Atomic Force Microscopy Understanding Basic Modes and Advanced Applications*. Hoboken: John Wiley and Sons, Incorporation, 96-97.
144. Jandt, K. D. (2001). Atomic force microscopy of biomaterials surfaces and interfaces. *Surface Science*, 491, 303–332.
145. Voigtländer, B. (2019). *Cantilevers and Detection Methods in Atomic Force Microscopy*. Nanoscience and Technology, 177-197.
146. Reifenberger, R. G. (2016). *Fundamentals of Atomic Force Microscopy*. Cambridge: Cambridge University Press, 196.
147. Wilson, R. A., and Bullen, H. A. (2007). *Introduction to Scanning Probe Microscopy*. Kentucky: Department of Chemistry, Northern Kentucky University, 41099.
148. Gadelmawla, E. S., Koura, M. M., Maksoud, T. M. A., Elewa, I. M., and Soliman, H. H. (2002). Roughness Parameters. *Journal of Materials Processing Technology*. 123(1), 133-145, 0924-0135.
149. Rajesh K. B., and Subba R. T. (2012). AFM studies on surface morphology, topography and texture of nanostructured zinc aluminum oxide thin films. *Digest Journal of Nanomaterials and Biostructures*, 7, 1881–1889.
150. Orloff, J., Utlaut, M., and Swanson, L. (2002). *High Resolution Focused Ion Beams*. New York: Kluwer Academic/Plenum Publishers, Springer United States, 303.
151. Sezen, M., and Janecek, M. (2016). Focused Ion Beams (FIB) Novel methodologies and recent applications for multidisciplinary sciences. *Modern Electron Microscopy in Physical and Life Sciences*, 18, 122-135.
152. Utke, I., Hoffmann, P., and Melngailis, J. (2008). Gas-assisted focused electron beam and ion beam processing. *Journal of Vacuum Science and Technology B*. 26(4), 1197–1276.
153. Goldstein, J. I., Newbury, D. E., Joy, D. C., Lyman, C. E., Echlin, P., Lifshin, E., Swayner L., and Michael J. (2007). *Scanning electron microscopy and X-Ray microanalysis* (Third edition). New York: Springer, 12.
154. Smith, B. C. (2011). *Fundamentals of Fourier Transform Infrared Spectroscopy*. Boca Raton: CRC Press, 19-20.

155. Ghobadi, A., Hajian, H., Gokbayrak, M., Butun, B., and Ozbay, E. (2019). Bismuth-based metamaterials: from narrowband reflective color filter to extremely broadband near perfect absorber. *Nanophotonics*. 8(5), 823-832.
156. Dayal, G., and Ramakrishna S. A. (2014). Broadband infrared metamaterial absorber with visible transparency using ITO as ground plane. *Optical Express*. 22(12), 15104-15110.
157. Dayal, G., Solanki A., Chin X. Y., Sum T. C., Soci, C., and Singh, R. (2017). High-Q plasmonic infrared absorber for sensing of molecular resonances in hybrid lead halide perovskites. *Journal of Applied Physics*. 122(7), 073101.
158. Rajeswaran B., Pradhan, J. K., Ramakrishna, S. A., and Umarji A. M. (2017). Thermochromic VO₂ thin films on ITO-coated glass substrates for broadband high absorption at infra-red frequencies. *Journal of Applied Physics*. 122(16), 163107.
159. Dayal, G., and Ramakrishna, S. A. (2013). Design of multi-band metamaterial perfect absorbers with stacked metal–dielectric disks. *Journal of Optics*. 15(5), 055106.
160. Guo, W., Liu, Y., and Han, T. (2016). Ultra-broadband infrared metasurface absorber. *Optical Express*. 24(18), 20586-20592.
161. Peng, H., Luo, Y., Ying, X., Pu, Y., Jiang, Y., Xu, J., and Liu Z. (2016). Broadband and highly absorbing multilayer structure in mid-infrared. *Applied Optics*. 55(31), 8833-8838.
162. Hecht, E. (2002). *Optics*. (Fourth edition). San Francisco: Addison Wesley, 44-46.
163. Born, M., and Wolf, E. (1999). *Principles of Optics*. (Seventh edition). Cambridge: Cambridge University Press, 10-11.
164. Azzam, R. M. A., and Bashara, N. M. (1977). *Ellipsometry and Polarized Light*. Amsterdam; New York: North-Holland: Sole distributors for the USA and Canada, Elsevier Science Publication Corporation, 174.
165. Tompkins, H. G., and McGahan, W. A. (1999). *Spectroscopic Ellipsometry and Reflectometry: A User's Guide*. New York: Wiley, 21.
166. Fujiwara, H. (2007). *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications*. United Kingdom: Wiley, 82.
167. Tompkins, H. G., and Hilfiker, J. N. (2016). *Spectroscopic Ellipsometry: Practical Application to Thin Film Characterization*. New York: Momentum Press, 29.
168. Tompkins, H. G., and Irene, E. A. (2005). *Handbook of Ellipsometry*. New York: William Andrew, 7.
169. Schubert, M. (2004). *Infrared Ellipsometry on Semiconductor Layer Structures: Phonons, Plasmons, and Polaritons*. Heidelberg: Springer Berlin, 8.
170. Losurdo, M., and Hingerl, K. (2013). *Ellipsometry at the Nanoscale*. Heidelberg: Springer, 12.

171. Hinrichs, K., and Eichhorn, K. J. (2014). *Ellipsometry of Functional Organic Surfaces and Films*. Heidelberg: Springer Berlin, 288.
172. Ferlauto, A. S., Ferreira, G. M., Pearce, J. M., Wronski, C. R., Collins, R.W., Xunming D., and Gautam G. (2002). Analytical model for the optical functions of amorphous semiconductors from the near-infrared to ultraviolet: Applications in thin film photovoltaics. *Journal of Applied Physics*, 92, 2424.
173. Kittel, C. (2004). *Introduction to Solid State Physics*. (Fifth edition). New York: Wiley, 161-185.
174. Tiwald, T. E., Thompson, D. W., Woollam, J. A., Paulson, W., and Hance, R. (1998). Application of IR variable angle spectroscopic ellipsometry to the determination of free carrier concentration depth profiles. *Thin Solid Films*, 313–314, 661.
175. Adachi, S. (1987). Model dielectric constants of GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb. *Physical Review B*, 35, 7454.
176. Adachi, S. (1989). Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. *Journal of Applied Physics*, 66, 6030.
177. Synowicki, R. A. (1998). Spectroscopic ellipsometry characterization of indium tin oxide film microstructure and optical constants, *Thin Solid Film*, 313-314, 394-397.
178. Olsen, F. B. (2004). *Methods for Evaluating Thermal Camouflage- Frode Berg Olsen Forsvarets forskningsinstitutt (FFI)*. Norway: Norwegian Defense Research Establishment, 3-6.
179. Kischkat, J., Peters, S., Gruska, B., Semtsiv, M., Chashnikova, M., Klinkmüller, M., Fedosenko, O., Machulik, S., Aleksandrova, A., Monastyrskyi, G., Flores, Y., and Masselink, W. T. (2012). Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride. *Applied Optics*, 51, 6789–6798.
180. Kim, T., Bae, J.-Y., Lee, N., and Cho, H. H. (2019). Hierarchical Metamaterials for Multispectral Camouflage of Infrared and Microwaves. *Advanced Functional Materials*, 29, 1807319.
181. Lee, N., Kim, T., Lim, J. S., Chang, I., and Cho, H. H. (2019). Metamaterial-Selective Emitter for Maximizing Infrared Camouflage Performance with Energy Dissipation, *American Chemical Society Applied Materials & Interfaces*, 11, 21250–21257.
182. Lee, N., Yoon, B., Kim, T., Bae, J. Y., Lim, J. S., Chang, I. and Cho, H. H. (2020). Multiple Resonance Metamaterial Emitter for Deception of Infrared Emission with Enhanced Energy Dissipation, *American Chemical Society Applied Materials & Interfaces*, 12, 8862–8869.
183. Lee, N., Kim, T., Lim, J.S., Chang, I., and Cho, H. H. (2019). Metamaterial-selective emitter for maximizing infrared camouflage performance with energy dissipation. *American Chemical Society Applied Materials and Interfaces*, 11, 21250–21257.



GAZİ GELECEKTİR..