**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ**
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DOKTORA TEZİ**

**Utku ERDİVEN**

# FOTONİK KRİSTALLER: OPTİKSEL DEVRE VE SENSÖR UYGULAMALARI

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**ADANA, 2012**

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ**
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

# FOTONİK KRİSTALLER: OPTİKSEL DEVRE VE SENSÖR UYGULAMALARI

**Utku ERDİVEN**

**DOKTORA TEZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

Bu Tez 15/10/2012 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği/~~Oyçokluğu~~ ile Kabul Edilmiştir.

| | | |
|---|---|---|
| ……..... | …… | ……..... |
| Doç. Dr. Faruk KARADAĞ | Prof. Dr. Metin ÖZDEMİR | Prof. Dr. Turgut İKİZ |
| DANIŞMAN | ÜYE | ÜYE |
| …… | …… | ……. |
| Prof. Dr. Emirullah MEHMETOV | Prof. Dr. Yüksel UFUKTEPE | Yrd.Doç.Dr. Emin ÜNAL |
| ÜYE | ÜYE | ÜYE |

……..
Yrd. Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN
(2. Tez Danışmanı)

Bu Tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.
**Kod No:**

**Prof. Dr. Selahattin SERİN**
**Enstitü Müdürü**

**Bu Çalışma Ç. Ü. Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.**
**Proje No: FEF2011D35**

**Not:** Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

# ÖZ

## DOKTORA TEZİ

**FOTONİK KRİSTALLER: OPTİKSEL DEVRE VE SENSÖR UYGULAMALARI**

**Utku ERDİVEN**

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ**
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**
**FİZİK ANABİLİM DALI**

Danışman : Doç. Dr. Faruk KARADAĞ
Yıl: 2012, Sayfa: 109
II. Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN
Jüri : Doç. Dr. Faruk KARADAĞ
: Prof. Dr. Metin ÖZDEMİR
: Prof. Dr. Turgut İKİZ
: Prof. Dr. Emirullah MEHMETOV
: Prof. Dr. Yüksel UFUKTEPE
: Yrd. Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN
: Yrd. Doç. Dr. Emin ÜNAL

Bu projede fotonik kristalin özellikleri, kullanım alanları, iki boyutlu fotonik kristallerin bant yapısı ile bunlara ait örgü kusurları, dalga kılavuzlarına uygulanmaları incelendi. Örgü kusurlarının bant yapısının kırıcılık indisine, çubuk yarıçapına göre nasıl değiştiği araştırıldı. Buna göre, kuantum mekaniği ile karşılaştırma yapılarak fotonik kristallerin teorik özellikleri Maxwell denklemleri ile desteklendi. MPB programı kullanılarak iki fotonik bant yapısıyla ilgili hesaplamalar yapıldı ve bunlara ait kip yerelleşmeleri incelendi. Dalga kılavuzlarında kiplerin incelenmesi için MEEP programı kullanıldı.

**Anahtar Kelimeler:** Fotonik Kristaller, Örgü kusurları, Dalga kılavuzları

## ABSTRACT

## PhD THESIS

**PHOTONIC CRYSTALS: OPTICAL CIRCUIT AND SENSOR APPLICATIONS**

**Utku ERDİVEN**

**ÇUKUROVA UNIVERSITY**
**INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES**
**DEPARTMENT OF PHYSICS**

Supervisor : Asst. Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
Year: 2012, Pages: 109
Co-advisor….: Asst. Prof. Dr. Muharrem KARAASLAN
Jury : Asst. Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
: Prof. Dr. Metin ÖZDEMİR
: Prof. Dr. Turgut İKİZ
: Prof. Dr. Emirullah MEHMETOV
: Prof. Dr. Yüksel UFUKTEPE
: Asst. Prof. Dr. Muharrem KARAASLAN
: Asst. Prof. Dr. Emin ÜNAL

In this study, properties of the photonic crystals, application areas, band structure and with two-dimensional photonic crystals, belongs to their defects, waveguides investigated. The band structure of the defects examined how the change according to refractive index, the radius of the bar. Maxwell equations supplemented with the theoretical properties of photonic crystals. Two photonic band structure calculations were performed using the program on MPB, and examined their localization mode. Meep program was used to examine the possible modes in waveguide.



**Keywords**: Photonic crystals, Defects, Waveguides

**TEŞEKKÜR**

Yaptığı bilimsel çalışmalarla bilimle uğraşan herkese örnek olan, desteğini benden bir an olsun hiç esirgemeyen danışmanlarım Sayın Doç. Dr. Faruk KARADAĞ ve Yrd. Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN'a sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Doktora Tez izleme komitesi ve jüri üyeleri olan Prof. Dr. Emirullah Mehmetov, Prof. Dr. Yüksel Ufuktepe, Prof. Dr. Metin Özdemir, Yrd. Doç. Dr. Emin Ünal ve Prof. Dr. Turgut İkiz'e teşekkürlerimi sunuyorum.

Bununla birlikte benim her zaman yanımda olan, manevi desteğini benden hiç esirgemeyen canımdan çok sevdiğim sevgili eşim İclal ERDİVEN’e ve annem Nazire ERDİVEN’e teşekkür ederim.

**İÇİNDEKİLER** **SAYFA**

ÖZ ..... I
ABSTRACT ..... II
TEŞEKKÜR ..... III
İÇİNDEKİLER ..... …IV
ÇİZELGELER DİZİNİ ..... VI
ŞEKİLLER DİZİNİ ..... VIII
SİMGELER VE KISALTMALAR ..... XII
1. GİRİŞ ..... 1
1.1. Çalışmanın önemi ve amacı ..... 1
1.2. Elektromanyetik dalgalarla ilgili temel kavramlar ..... 3
1.3. Fotonik kristallerle ilgili temel kavramlar ..... 4
1.3.1. Bir boyutta fotonik kristalin fotonik bant aralığı ..... 6
1.3.2. İki boyutta fotonik kristalin fotonik bant aralığı ..... 7
1.3.3. Nokta örgü kusuru ..... 9
1.3.4. Dalga kılavuzu ..... 9
1.3.5. Fotonik kristallerin dispersiyon özellikleri ..... 10
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR ..... 15
3. MATERYAL VE METOD ..... 21
3.1. Düzlem Dalga Yöntemi ile Bant Hesabı ..... 21
3.2. Zamanda Sonlu Farklar Metodu ..... 25
3.3. Teorik Altyapı ..... 28
3.3.1. Dielektrik Ortamda Elektromanyetik Dalgaların Yayılması ..... 26
4. BULGULAR VE TARTIŞMA ..... 37
4.1. Fotonik Bant Yapısı ..... 37
4.1.1. ZnX(X=S, Se, Te)'nin Fotonik Bant Yapısı ..... 37
4.1.2. Çizgi Kusuru1 ..... 42
4.1.3. Çizgi Kusuru2 ..... …43
4.2. ZnX dielektrik dalga kılavuzundaki boşluklar ..... 44

4.3. Silisyum Temelli W1 Dalga Kılavuzu1 .....48
4.3.1. Ultra-kompakt silisyum temelli W1 dalga kılavuzu uygulaması.....48
4.4. Demet ayırıcı olarak çalışan silisyum temelli W1 Dalga Kılavuzu2 .....57
4.4.1. Kesiti kare olan Si dielektrik çubukların TM fotonik bant yapısı....58
4.4.2. Karesel Si dielektrik çubukların W1 dalga kılavuzu bükümü .....65
4.4.3. W1 dalga kılavuzunun demet ayıracı olarak kullanılması .....70
4.5. Fotonik Kristal Sensör Yapısı .....78
4.5.1. $TiO_2$.....78
4.6. Oluşturulan yapıların özfrekans eğrileri.....83
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER .....93
KAYNAKLAR .....97
ÖZGEÇMİŞ .....109

**ÇİZELGELER DİZİNİ** **SAYFA**

Çizelge 4.1. TM ve TE dalgasının özellikleri ..... 8
Çizelge 4.2. ZnX için kısmi fotonik bant aralıkları..... 39
Çizelge 4.3. Boşluklar küresel ve elipsoid olduğunda elde edilen kalite faktörleri..... 47
Çizelge 4.4. Simetrik fotonik kristal ..... 81
Çizelge 4.5. Asimetrik fotonik kristal ..... 82

**ŞEKİLLER DİZİNİ** **SAYFA**

Şekil 1.1. Lineer kutuplu dalga ....3
Şekil 1.2. Elektromanyetik malzemelerin sınıflandırılması ....4
Şekil 1.3. Boyutlarına göre Fotonik Kristaller....5
Şekil 1.4. Fotonik bant aralığı içerisindeki dalga boylarında ilerleyen dalgalar ....6
Şekil 1.5. Bant aralığı içerisinde olmayan dalga boylarında ilerleyen dalgalar ....6
Şekil 1.6. İki boyutta fotonik kristal yapısı....7
Şekil 1.7. İki boyutta fotonik kristale ait TM bant yapısı....8
Şekil 1.8. Nokta ve çizgi örgü kusuru yapısı....9
Şekil 1.9. Fotonik kristal bükümü ....10
Şekil 1.10. 2D Fotonik kristalinin dispersiyon özellikleri ....11
Şekil 1.11. Fotonik kristal içerisinde meydana gelen olağandışı kırılmalar ....12
Şekil 1.12. Fotonik kristallerin kullanım alanları....13
Şekil 3.1. Düzlem dalganın yayılma vektörüyle tanımlı kartezyen üçlüsü ....24
Şekil 3.2. Yee örgüsü içindeki TM ve TE dalgalarının 2 boyuttaki dizilimi ....26
Şekil 3.3. Üç boyutta Yee örgüsü....27
Şekil 3.4. n > 0 için dalganın yönelimi ....31
Şekil 3.5. n < 0 için dalganın yönelimi ....32
Şekil 3.6. Kırılma indisi ....34
Şekil 3.7. Arayüzeyde ışığın kırılması ....34
Şekil 3.8. Arayüzeyde ışığın kırılması ....35
Şekil 3.9. Arayüzeyde ışığın kırılması ....35
Şekil 4.1. ZnX yapısı için TM fotonik bant yapısı....38
Şekil 4.2. ZnX dielektrik çubuklarının grup hızı dağılımı ....39
Şekil 4.3. ZnX dielektrik çubuklarının bant atlası....40
Şekil 4.4. ZnX dielektrik çubuklarının iletim spektrumu....41
Şekil 4.5. Çizgi örgü kusuruna ait ZnX TM fotonik bant yapısı....42
Şekil 4.6. İlgili kanaldan akan net enerji akışı ....44
Şekil 4.7. ZnX dielektrik boşluklarının TE bant yapısı....45
Şekil 4.8. Oluşturulan yapının iletim spektrumu....46

Şekil 4.9. Örgü kusuru olmadan elde edilen iletim spektrumu .....46
Şekil 4.10. Boşluklar elipsoid olduğunda elde edilen iletim spektrumu .....47
Şekil 4.11. Boşluklar küre olduğunda elde edilen iletim spektrumu.....47
Şekil 4.12. Silikon dielektrik çubuklarının 2D TM fotonik bant yapısı .....49
Şekil 4.13. W1 fotonik büküm yapısı ve frekansa bağlı net enerji akış oranı.....50
Şekil 4.14. Zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu .....50
Şekil 4.15. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu.....51
Şekil 4.16. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu.....52
Şekil 4.17. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu.....53
Şekil 4.18. W1 dalgakılavuzu bükümünde yarıçapları değişen çubuklar .....54
Şekil 4.19. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu.....54
Şekil 4.20. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu.....55
Şekil 4.21. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu.....56
Şekil 4.22. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu.....57
Şekil 4.23. Fotonik kristal yapıları .....59
Şekil 4.24. Karesel dielektrik çubukların 2D fotonik bant yapısı .....60
Şekil 4.25. 2D Karesel dielektrik çubukların bant atlası .....61
Şekil 4.26. Belli sayıdaki karesel dielektrik çubukların iletim spektrumu.....62
Şekil 4.27. 0.75a ve 0.4a boyutundaki karesel çubukların TM bant yapısı.....62
Şekil 4.28. 0.3a ve 0.4a boyutundaki karesel çubukların TM bant yapısı.....63
Şekil 4.29. 2D Karesel dielektrik çubukların bant atlası.....64
Şekil 4.30. İlk üç tasarım için grup hızı .....64
Şekil 4.31. Fotonik kristal büküm yapısı.....65
Şekil 4.32. Üst kanaldaki net enerji akış oranının frekansa bağlı değişimi .....68
Şekil 4.33. Üst kanaldaki net enerji akış oranının frekansa bağlı değişimi .....68
Şekil 4.34. Fotonik kristal bükümüne ait köşede oluşturulan filtre yapısı.....69
Şekil 4.35. Dar dalgaboyu aralıklı filtre yapısında ışığın yayılması .....70
Şekil 4.36. Fotonik kristal T ve Y-kavşak yapısı .....71
Şekil 4.37. W1 örgü kusuru dalga kılavuzu içinde oluşturulan T-kavşağı .....72
Şekil 4.38. W1 örgü kusuru dalga kılavuzu içinde oluşturulan T-kavşağı .....73
Şekil 4.39. Ayrışmış kipin T-kavşağında yayılması .....74

Şekil 4.40. Ayrışmış kipin T-kavşağında yayılması .....74
Şekil 4.41. W1 örgü kusuru dalga kılavuzu içinde oluşturulan T ve Y-kavşağı.....75
Şekil 4.42. W1 örgü kusuru dalga kılavuzu içinde oluşturulan T ve Y-kavşağı.....76
Şekil 4.43. Ayrışmış kipin T ve Y-kavşağında yayılması.....77
Şekil 4.44. Fotonik kristal sensör yapısı .....80
Şekil 4.45. Simetrik yapıda TE tınlaşım kipi .....80
Şekil 4.46. TE iletim spektrumunun simetrik fotonik kristaldeki etkisi .....81
Şekil 4.47. Asimetrik yapıda TE tınlaşımları.....81
Şekil 4.48. Asimetrik fotonik kristalde TE iletim spektrumu .....82
Şekil 4.49. Hassasiyet ve dolgu faktörlerinin karşılaştırılması.....83
Şekil 4.50. Si silindirik çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar .....85
Şekil 4.51. ZnS silindirik çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar.....86
Şekil 4.52. ZnSe silindirik çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar.....87
Şekil 4.53. ZnTe silindirik çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar.....88
Şekil 4.54. Si karesel çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar .....89
Şekil 4.55. Si karesel çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar .....90
Şekil 4.56. Si karesel çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar .....91

## SİMGELER VE KISALTMALAR

TM : Enine manyetik

TE : Enine elektrik

$\varepsilon$ : Dielektrik sabiti

$\mu$ : Manyetik geçirgenlik

E : Elektrik alanı

H : Manyetik alan

k : Dalga vektörü

EM : Elektromanyetik dalga

n : Kırıcılık indisi

c : Işık hızı

G : Ters örgü vektörü

G' : Ters örgü vektörü

$\Omega$ : Wigner-Seitz ilkel hücresinin hacmi

D : Elektriksel yerdeğiştirme

B : Manyetik indüksiyon

w : Açısal frekans

$\lambda$ : Dalga boyu

S : Poynting vektörü

$v_g$ : Grup hızı

$v_p$ : Faz hızı

$\rho$ : Hacimsel yük yoğunluğu

$\sigma$ : Ortamın iletkenlik sabiti

J : Akım yoğunluğu

a : Örgü sabiti

LED : Işık yayan diyod

MPB : MIT Fotonik bant

MEEP : MIT Elektromanyetik eşitlik programı

FDTD : Zamanda Sonlu Farklar Metodu

PBG : Fotonik bant aralığı

ZnS : Çinko Sülfür

ZnSe : Çinko Selenit

ZnTe : Çinko Tellür

Si : Silisyum

$TiO_2$ : Titanyum dioksit

$SiO_2$ : Silika camı

S : Hassasiyet

Q : Kalite faktörü

*f* : Dolgu faktörü

nm : Nanometre

µm : Mikrometre

# 1. GİRİŞ

## 1.1. Çalışmanın önemi ve amacı

Bu tez fotonik kristallerle ilgili geniş bir çalışma ürünü olup yeni bilgiler ortaya koymaktadır. Biz dielektrik yapılar üzerinde odaklanacağız. Fotonik kristallerle ilgili yapılan çalışmalar teorik olmakla birlikte önceden yapılmış deneysel verileri desteklemektedir. Yapılan çalışmaların amacı, fotonik kristallerin kızılötesi ve görünür ışık bölgelerinde lüminesans niteliklerini, dalga kılavuzunda bulunan silindirik dielektrik çubukların yarıçaplarındaki değişimin yüksek iletim meydana getirdiğini, frekans seçici olarak davranabildiğini, elektromanyetik dalgayı (e.m) modülasyona uğratabildiğini, e.m dalgasını belli bir kavite bölgesinde sınırlayarak ışığın yoğunluğunu arttırabildiğini, kızılötesi, UV ve görünür ışık bölgesinde etkili bir biyosensör olarak kullanılabildiğini, e.m dalgasının belli bir frekans aralığında saçılmadan ilerleyebildiğini göstermektir. Bu tez, fotonik kristallerin fotodiyot, sensör, elektrolüminesans panel, optiksel pencere, katot ışın tüpü, mikroçip, ultra-kompakt optiksel anahtar ve tümleşik optiksel devre olarak kullanıldığını ortaya koymaktadır. Bu tezi bölümler halinde anlatmak gerekirse:

- 1.Bölüm: Giriş kısmını oluşturmaktadır. Fotonik kristallerle ilgili temel kavramları içermektedir. Bölüm 1.1'de yapılan çalışmaların amacı ve önemi anlatılmaktadır. Bölüm 1.2'de elektromanyetik dalgaların genel özellikleri ve elektromanyetik malzemelerin sınıflandırılmasıyla ilgili bilgiler bulunmaktadır. Bölüm 1.3, Bölüm 1.4, Bölüm 1.5'de fotonik kristallerle ilgili temel bilgiler verilmekle birlikte, kullanım alanları ve teknolojik gelişmeler kısa bir tarihçe ile sunulmaktadır.
- 2.Bölüm: Önceki çalışmalar kısmını oluşturmaktadır. Fotonik kristallerle ile ilgili yapılmış önceki çalışmalar ayrıntılı şekilde geçmişten bugüne irdelenmektedir.
- 3.Bölüm: Materyal ve Metot kısmını oluşturmaktadır. Fotonik kristallerde kullanılan düzlem dalga metodu Bölüm 3.1'de ve zamanda sonlu farklar

metodu Bölüm 3.2'de denklemlerle birlikte desteklenmektedir. Bölüm 3.3'de ise dielektrik ortam içerisinde elektromanyetik dalgaların ilerlemesi denklemlerle açıklanmaktadır.

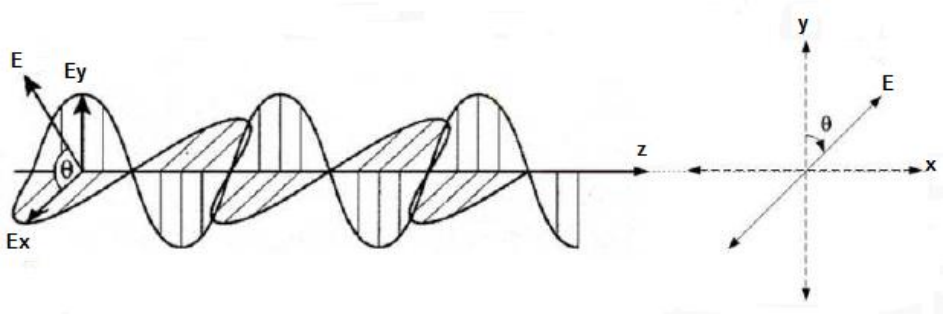
- 4.Bölüm: Bulgular ve Tartışma kısmını oluşturmaktadır. Bölüm 4.1, 4.2, 4.3 ve 4.4'de fotonik kristallerle ilgili yapılmış teorik hesaplar bulunmaktadır. Bölüm 4.1, ZnX(X=S, Se, Te) fotonik kristal bant yapısı, bu yapılarda oluşturulmuş örgü kusurları ile ilgili hesaplamaları içermektedir. Genelde fotonik kristallerde III-V yarıiletken gruplarında bulunan dielektrik malzemeler kullanılmaktadır. Ancak son zamanlarda II-VI yarıiletken grubunda bulunan dielektrik malzemeler üzerinde çalışmalar yoğunlaşmıştır. Böylece biz II-VI yarıiletken grubunda bulunan ZnX fotonik kristalleri Bölüm 4.1'de çalışarak ZnX yapısının görünür ve kızılötesi dalgaboylarında ışığın kontrolünün sağlayabildiğini göstermekteyiz. Bölüm 4.2, ZnX yapısının farklı bir uygulamasını içermektedir. Bu bölüm, bir boyutta ZnX plakasından silindirik boşlukların çıkarılmasıyla elde edilen bir örgü kusuru yapısını kapsamaktadır. Daha sonra silindirik boşlukların şekli değiştirilerek örgü kusuru kipinin yerelleşmesindeki farklılıklar karşılaştırıldı. Bölüm 4.3, tümleşik optiksel devrelerin en önemli parçasını oluşturan silikon teknolojisi ile ilgili teorik hesaplamalar içermektedir. Oluşturulan yapı ışığın kontrolünü sağlayan dalga kılavuzu yapısıdır. Daha önce buna benzer çalışmalar yapılmıştır. Ancak bizim bulduğumuz değerler daha düşük kayıplar/yüksek iletimler içermektedir. Bölüm 4.4, farklı geometrik dalga kılavuzu yapıları (T-tipi, Y-tipi) içermektedir. Böylece bu bölümde biz fotonik kristallerin hüzme ayıracı, frekans seçici ve Mach-Zhender interferometresi olarak kullanılabileceğini göstermekteyiz. Bu, gelecek teknolojisinin en önemli bölümlerinden birini oluşturmaktadır. Bölüm 4.5, fotonik kristallerin biyolojik ve sentetik süreçlerin izlenebilme ve anlaşılma olanağı sağlayan bir biyosensör olarak kullanılabileceğini göstermektedir. Bu yüzden malzeme olarak tıbbi ölçüm ve analizlerin yanında tarım, gıda ve ilaç endüstrilerinde geniş bir yeri olan $TiO_2$ kullanmaktayız. Ancak bizim yaptığımız hesaplamalar $TiO_2$'nin enzim konsantrasyonundaki en küçük değişikliği

algılayabilme kapasitesini ortaya koymaktadır. Bölüm 4.6'da ise ZnX ve silisyuma ait özfrekans eğrileriyle ilgili çalışma bulunmaktadır.

- 5.Bölüm: Sonuçlar ve öneriler kısmını oluşturmaktadır.

## 1.2. Elektromanyetik Dalgalar ile ilgili Temel Kavramlar

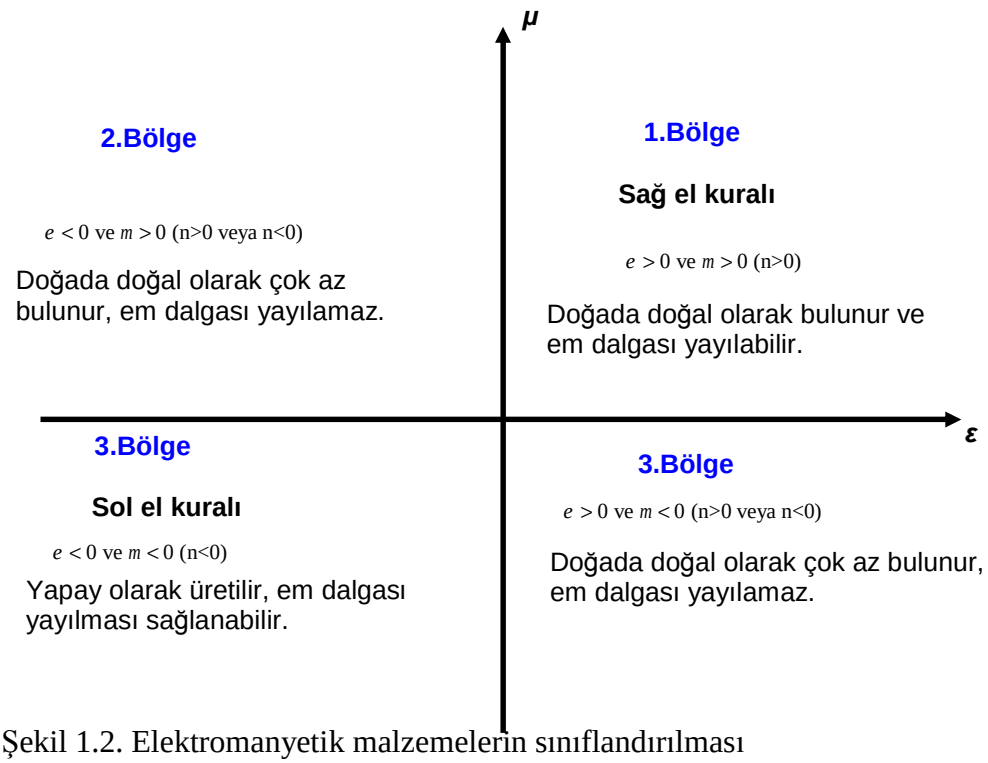
Elektromanyetik dalgalar (EM) titreşim doğrultusu yayılma doğrultusuna dik olan dalgalardır. Bu açıdan e.m enine dalgadır. Boşlukta ışık hızıyla yayılırlar. E.m'de elektrik alan, manyetik alan ve ışık hızı birbirine diktir. Girişim, kırınım, kırılma ve yansıma yapabilirler. Elektromanyetik dalgaların özelliklerinden birisi kutuplanma durumudur. Elektromanyetik dalgalar Lineer, Dairesel ve Eliptik olmak üzere üç şekilde kutuplanabilir. Lineer kutuplu dalga ilerlerken elektrik alan vektörü sadece bir düzlem üzerinde titreşim hareketi yapar. Aşağıdaki Şekil 1.1'de lineer kutuplu elektromanyetik dalganın yapısı verilmektedir.




Şekil 1.1. Lineer kutuplu dalga

Klasik elektrodinamikte, elektrik ve manyetik alanların bir malzemenin frekansına bağlılığı, iki temel nitelik tarafından belirlenebilir: $\varepsilon$ elektriksel geçirgenlik ve $\mu$ manyetik geçirgenliği. Elektriksel geçirgenlik, $\mathbf{E}$ elektrik alanına bağlı olarak $\mathbf{D} = e\mathbf{E}$ elektriksel yer değiştirme alanı ile ilgili iken, manyetik geçirgenliği ise $\mathbf{B} = m\mathbf{H}$ ile $\mathbf{B}$ ve $\mathbf{H}$ manyetik alanlarına bağlıdır. Eğer, enerji kayıpları hesaba katılmazsa, Maxwell eşitliklerine göre $\varepsilon$ ve $\mu$ reel sayılar olarak alınır. Bu durumda elektromanyetik dalgalar, $n$ kırıcılık indisinin reel olma durumuna göre bir malzeme boyunca yayılabilir. Enerji kaybı ise $\varepsilon$ ve $\mu$ değerlerinin sanal bileşenlerine sahip olmasıyla ortaya çıkar. Yani $\varepsilon$ ve $\mu$ değerlerinin pozitif

olması durumunda kırıcılık indisi reel olacağından elektromanyetik dalgalar ortamda ilerleyebilecek. Bu durumda **E** elektrik alanı, **H** manyetik alanı ve **k** dalga vektörü üçlemesi sağ-el kuralına uyar. Sağ el kuralına uyan malzemeler olarak **fotonik kristalleri** örnek verebiliriz. Ancak $\varepsilon$ ve $\mu$ değerlerinden birinin pozitif diğerinin negatif olması durumunda ise elektromanyetik dalgalar ortam içinde yayılamayacaktır. Bununla birlikte $\varepsilon$ ve $\mu$ değerlerinin her ikisinin de negatif olması durumunda da elektromanyetik dalgalar yayılabilir. Bu durumda **E** elektrik alanı, **H** manyetik alanı ve **k** dalga vektörü üçlemesi sol-el kuralına göre bulunur. Sol el kuralına uyan malzemelere ise **meta malzemeleri** örnek verebiliriz. Şekil 1.2'de de $\varepsilon$ ve $\mu$ değerlerine göre elektromanyetik dalganın ortamdaki durumu özetlenmektedir.

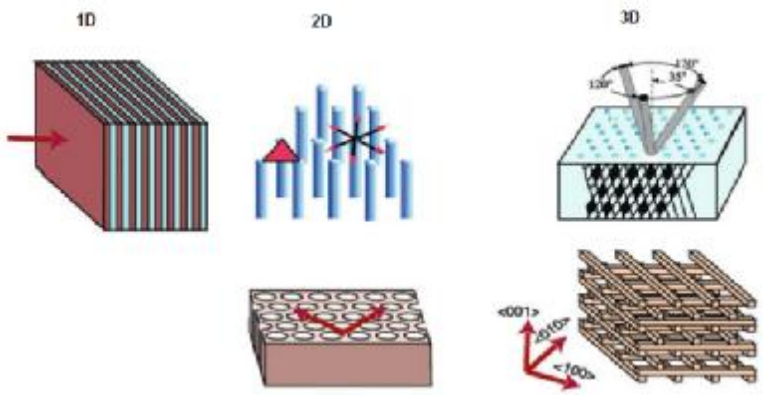



Şekil 1.2. Elektromanyetik malzemelerin sınıflandırılması

### 1.3. Fotonik Kristaller ile ilgili temel kavramlar

Fotonik bilimi, ışık ve madde arasındaki etkileşimi inceleyen bir bilim dalıdır. Işık ve madde arasındaki etkileşimin incelendiği materyallerden birisi de fotonik kristallerdir. Fotonik kristaller dielektrik sabitinin periyodik olarak değiştiği

yapılardır. Düzenli değişen dielektrik yapı, elektromanyetik dalgaların belirli yönlerde ve belirli frekans aralığında ilerlemesini engeller. Periyodik bir ortamda elektromanyetik dalga yayılımı ilk defa 1887'de Lord Rayleigh tarafından çalışıldı (Rayleigh, 1887). Yapılan çalışma, periyodik olarak birleştirilmiş düzlemler ile bir kristal mineralinin özel yansıtıcı özellikleri ile ilgilidir. Bunlar bir boyutlu fotonik kristallere benzemektedir. Çok katlı filmler yoğun bir çalışma almasına rağmen, ancak 100 yıl sonra Yablonovitch ve John, 1987'de iki ve üç boyutlarda çok yönelimli fotonik bant aralıkları ile ilgili materyaller ürettiler (Yablonovitch, 1987). Bu materyallere fotonik kristal adını verdiler. Aşağıdaki Şekil 1.6'da fotonik kristallerin 1, 2 ve 3 boyutta yapısı verilmektedir.

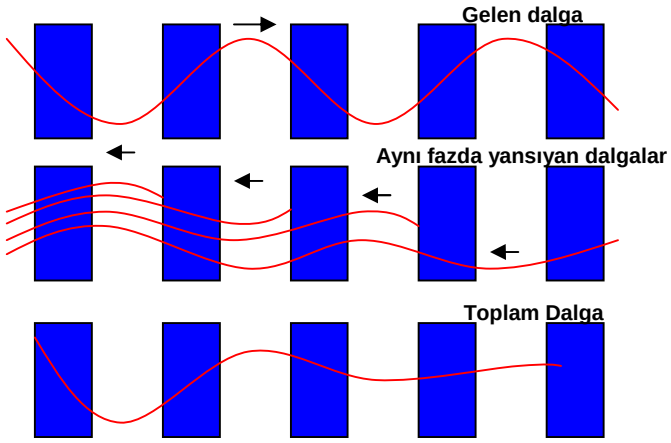



Şekil 1.3. Boyutlarına göre fotonik kristaller ve çeşitleri

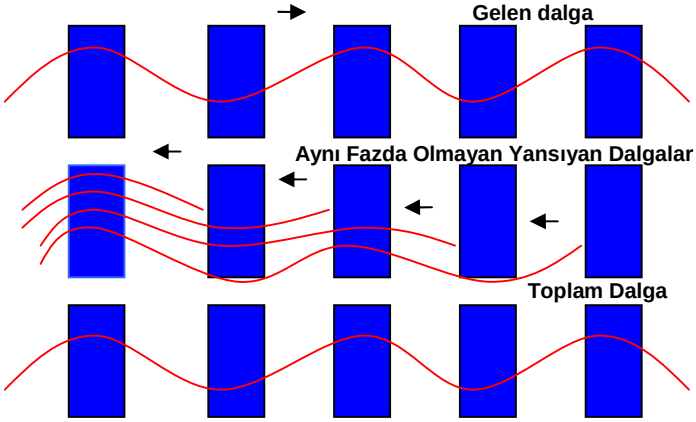
Kristallerin elektronik özellikleri incelendiğinde elektronlar valans ve iletkenlik bandında bulunur. Valans bandı ve iletkenlik bandı arasında, elektronların bulunmalarının yasak olduğu bant aralığı vardır. Aynı şekilde fotonik kristallerde fotonlar valans bandına benzer dielektrik bant, iletkenlik bandına benzer hava bandı içerisinde yer alır. Dielektrik bant ve hava bandı arasında fotonların bulunmalarının yasak olduğu bölgeye fotonik bant aralığı denir. Fotonik bant aralığını fotonik kristallerin boyutlarına göre incelemek gerekirse:

### 1.3.1. Bir boyutta fotonik kristalin fotonik bant aralığı

Bir boyutlu (1D) fotonik kristaller Bragg ızgarası olarak bilinmektedir. Onlar, bir boyutta periyodik olarak düzenlenmiş farklı kırılma indislerine sahip tabakalar şeklindedir. Şekil 1.7 ve Şekil 1.8'de 1D fotonik kristaller verilmektedir. Mavi renkteki silindirik dielektrik çubuklar yüksek kırıcılık indisine sahiptir. 1D fotonik kristalinde fotonik bant aralığı nasıl oluşmaktadır: Şekil 1.7'deki gibi fotonik bant aralığı içerisindeki frekanslarda elektromanyetik dalga fotonik kristal içerisinde yayılamaz ve tamamen geri yansır. Ancak, Şekil 1.8'de gösterildiği gibi elektromanyetik dalganın frekansı dielektrik bant veya hava bandı içerisindeki frekans değerinde ise elektromanyetik dalga dielektrik çubuklara bağlı olmadan yayılabilmektedir.



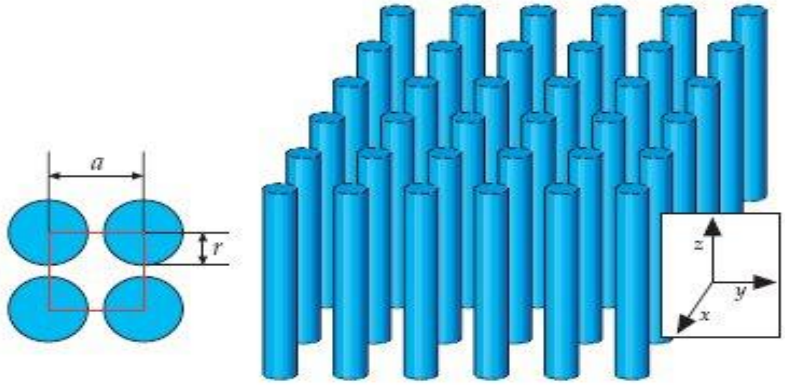

Şekil 1.4. Fotonik bant aralığı içerisindeki dalga boylarında ilerleyen dalgalar **(Yablonovitch, 2001)**




Şekil 1.5. Bant aralığı içerisinde olmayan dalga boylarında ilerleyen dalgalar **(Yablonovitch, 2001)**

### 1.3.2. İki boyutta fotonik kristalin fotonik bant aralığı

Şekil 1.6'da iki boyutta fotonik kristalin periyodik örgüsü verilmektedir. Şekil 1.6'ya göre iki boyutlu fotonik kristal *x* ve *y* yönlerinde periyodik, z yönü boyunca sabittir. Böyle bir durumda fotonik bant aralığı periyodikliğin olduğu *xy* düzleminde oluşur. Bu yapıya ait fotonik bant aralığı içine düşen frekans değerlerinde ışığın yayılabileceği hiçbir kip yoktur. Yani gelen ışık 1D fotonik kristalinde olduğu gibi yapı içerisinde ilerlemeden tamamen geri yansır.

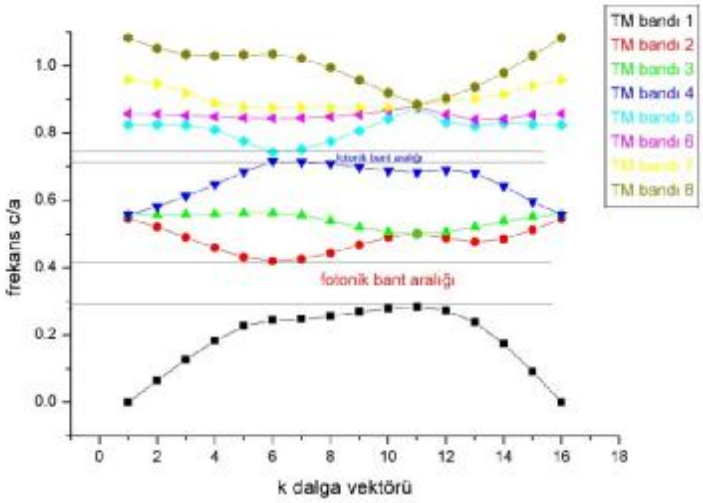



Şekil 1.6. İki boyutta fotonik kristal yapısı

Kipler sabit üçüncü bir yön içinde (*z*) titreşir ve bu yöndeki ışığa ait dalga vektöründe ($k_z$) hiçbir kısıtlama olmaz. Yani $k_z=0$ olma durumunda ışık, *xy* düzlemine paralel bir şekilde yayılır. Böylece *xy* düzleminde meydana gelen yansımalarda herhangi bir değişme gözlenmez. Bu ayna simetrisinden dolayı harmonik kipler iki polarizasyona ayrılır: TM polarizasyonu (enine magnetik-*E* elektrik alanı düzleme dik) ve TE kutuplanması (enine elektrik-*E* elektrik alanı düzlem içinde). TM ve TE polarizasyonunun özellikleri aşağıdaki Çizelge 4.1'de verilmektedir. Daha önceki yapılan çalışmalarda da gösterildiği gibi TM kutuplanması hava içinde periyodik olarak ayarlanmış dielektrik çubuklar için, TE kutuplanması ise dielektrik bir yapı içinde periyodik olarak ayarlanmış hava boşlukları için mutlak fotonik bant aralığına sahiptir (Joannopoulos ve ark., 1995). Aşağıdaki Şekil 1.7'de örnek olarak iki boyutta fotonik kristalin TM bant yapısı verilmektedir.

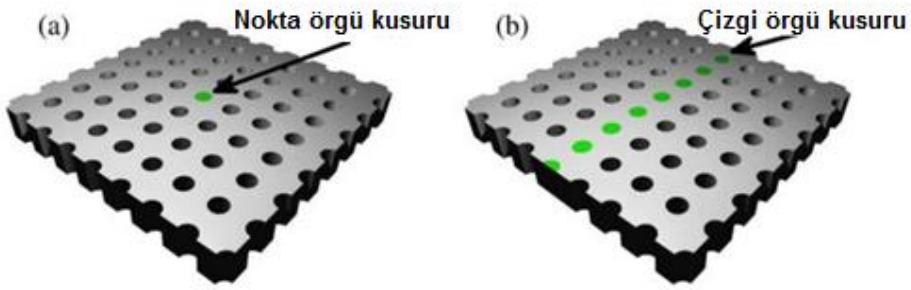
Çizelge 4.1. TM ve TE dalgasının özellikleri

| **Polarizasyon** | **Elektrik Alanı (E)** | **Manyetik alan (H)** |
|---|---|---|
| **TM**-Enine manyetik dalga | Ex=0<br>Ey=0<br>Ez≠0 | Hx≠0<br>Hy≠0<br>Hz=0 |
| **TE**-Enine elektrik dalga | Ex≠0<br>Ey≠0<br>Ez=0 | Hx=0<br>Hy=0<br>Hz≠0 |




Şekil 1.7. İki boyutta fotonik kristale ait TM bant yapısı

Fotonik kristal yapıda örgü kusuru oluşturarak fotonik bant aralığı içerisindeki dalga boylarında elektromanyetik dalgaların yayılmasını sağlamak mümkündür. Örgü kusurlarının en önemli özelliği, fotonik bant aralığındaki frekanslarda kılavuzlu kip oluşturmasıdır. Kristal örgüsü içerisinde oluşturulan örgü kusuru, ışığın geri yansımasını engellemekte ve ışığın tutunmasını sağlamaktadır. Örgü kusurları iki şekilde incelenebilir: Nokta kusur ve çizgi kusuru. Örneğin 2d fotonik kristallerinde sütunların hareket etmesi, boşlukların doldurulması, sütunların ve boşlukların büyüklüğünün değişmesi örgü kusuru oluşturur. Nokta kusuru, ışığı tuzaklayan oyuk gibi, çizgi kusuru ise dalga kılavuzu gibi davranır. Aşağıdaki Şekil 1.8(a) ve Şekil 1.8(b)'de iki boyutlu fotonik kristal içindeki nokta ve çizgi örgü kusuru verilmektedir.




Şekil 1.8. Nokta ve çizgi örgü kusuru yapısı

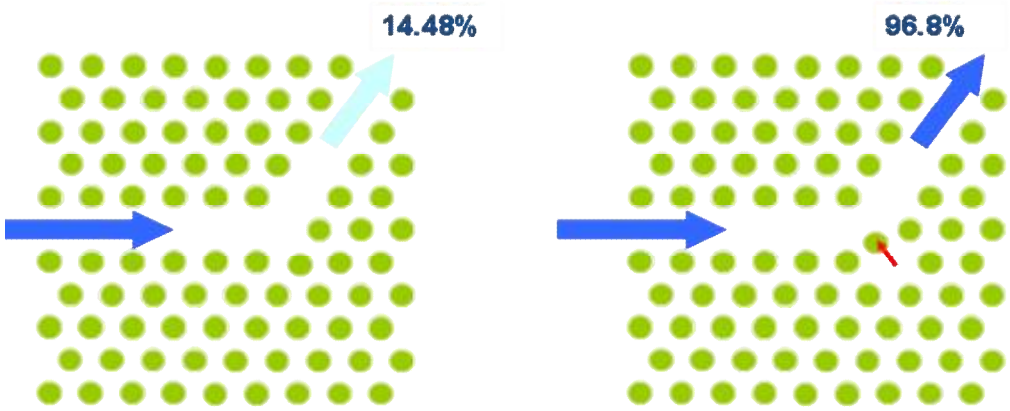
### 1.3.3. Nokta örgü kusuru

Fotonik kristaller içerisinde nokta örgü kusuru oluşturmanın iki sebebi vardır: Birinci sebep, ışık ile madde arasındaki etkileşimi verimli hale getirmektir. Bu verim, Q kalite faktörü faktörü ile tanımlanır. Kalite faktörü ışığın oyuk içerisindeki yaşam ömrü ile doğru orantılıdır ve oyuk içerisinde tuzaklanan kip frekansının fotonik bant aralığı genişliğine (spektral aralık) oranı olarak tanımlanır. Oyuk içerisinde ışığın harcadığı zaman arttıkça ışık ile madde arasındaki etkileşim artar. Böylece küçük bir hacimdeki kipin yoğunluğu artar. Fotonik kristal oyuklarının kompaktlığı bütün optiksel devreleriyle uyumunu meydana getirir. İkinci sebep, dar bir spektral aralık (yani ışık ile madde arasındaki etkileşimin neredeyse hiç olmadığı) durumu oluşturmaktır. Fakat bu durum, bütün optiksel devrelerde yüksek frekans seçiciliğini meydana getirir. Böylece oyuk, ışığı belli dalga boylarında filtrelemiş olur. Bu da haberleşme sistemlerinde kullanılmasına bir örnek olur.

### 1.3.4. Dalga kılavuzu

Dalga kılavuzları opto-elektronik araçlarda önemli bir role sahiptir. Geleneksel dalga kılavuzları ışığın tam yansıma prensibine göre çalışır. Dalga kılavuzlarının diğer bir özelliği bükümlü yapıya sahip olmalarıdır. Dalga kılavuzu bükümünde bükümün yarıçapı kayıpları arttıran bir faktördür. Kompaktlığı ve verimliliği sağlayabilmek için iletimi yükseltmek gerekir. Bu yüzden dalga kılavuzu bükümünde tek-kip ve genişbant'ta çalışmak gerekir. Bunun için aşağıdaki Şekil

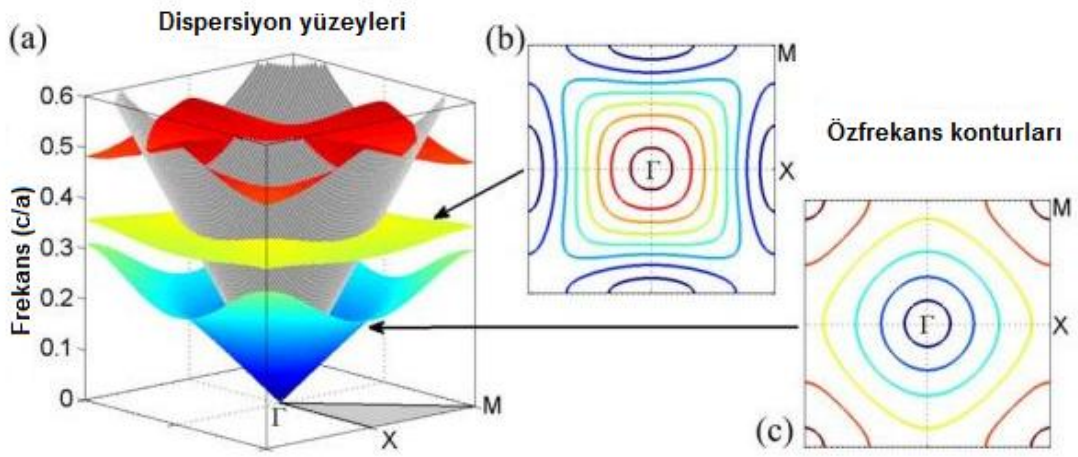
1.9'da görüldüğü gibi bükümün olduğu bölgede silindik çubukların yarıçapı ve ya yerleri değiştirilir. Bu özellikleri oluşturmak, kanal azaltma filtreleri (channel drop filters), dalga kılavuzu birleştiricileri (waveguide couplers), demet ayırıcıları gibi haberleşme sistemlerini sağlayan fotonik kristallerin önemini arttırır.




Şekil 1.9. Fotonik kristal bükümü

### 1.3.5. Fotonik kristallerin dispersiyon özellikleri

Fotonik kristaller içerisinde meydana gelen kompleks optiksel etkiler pek çok araştırmayı beraberinde getirmektedir. Özellikle fotonik kristalin ilk Brillouin bölgesi içerisindeki dispersiyon yüzeyleri optiksel etkilerin gözlendiği yerlerdir. Aşağıdaki şekil 1.10'da 2D fotonik kristalinin fotonik bant yapısı verilmektedir. İlk ve ikinci bantlara ait özfrekans konturları fotonik kipleri tanımlamaktadır. $\Gamma$, $X$ ve $M$ indirgenemez Brillouin bölgesine ait noktalardır. Özfrekans konturları ışığın fotonik kristal içerisinde hangi yönde hangi hızla ilerlediğini göstermektedir. Bu konturlar ışık ve madde arasındaki etkileşimi ortaya çıkarmaktadır. Işığın fotonik kristal içerisindeki davranışı ise ışığın kutuplanmasına bağlı olarak gelme açısına ve olağandışı kırılmasına bağlı bir durumdur.

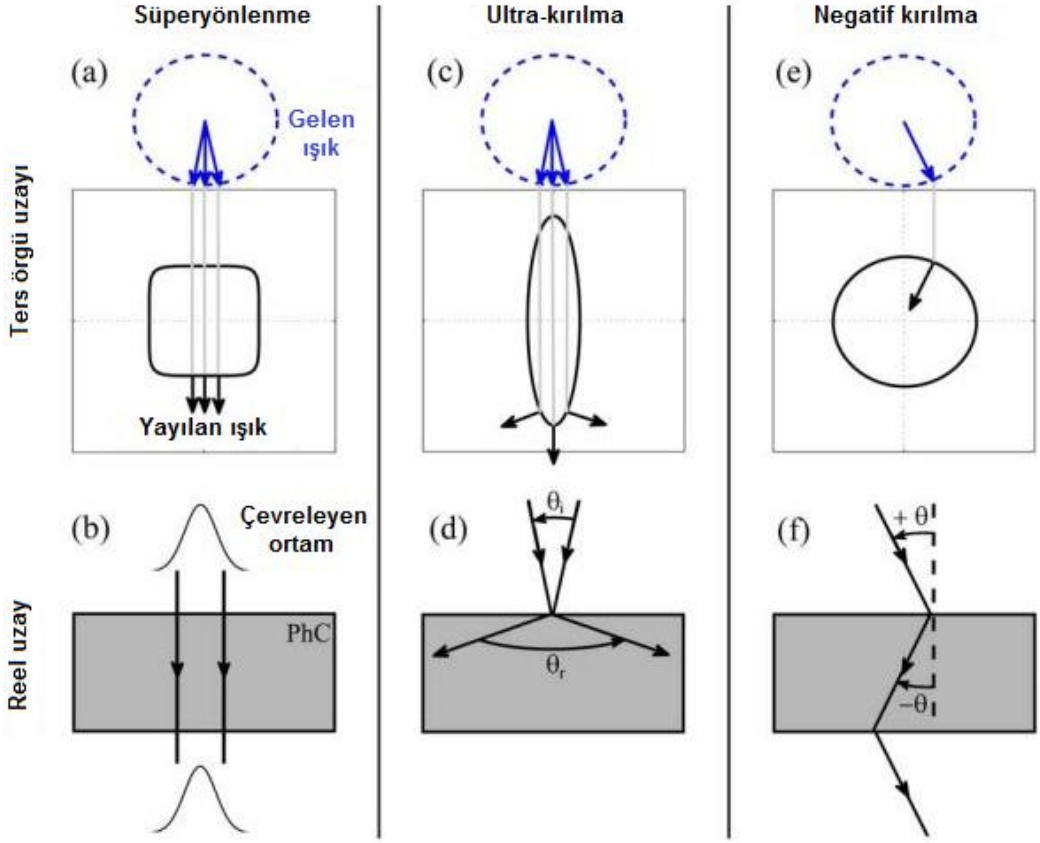



Şekil 1.10. 2D Fotonik kristalinin dispersiyon özellikleri

Dispersiyon özelliklerine göre ışığın arayüzeyde olağandışı kırılması dalga vektörünün teğetsel bileşeninin korunumuna bağlı olarak gerçekleşir. Tek renkli bir ışığın fotonik kristal içinde kırılması özfrekans konturlarından anlaşılmaktadır. Şekil 1.11'de verildiği gibi özfrekans konturlarının anlaşılması bazı kavramları açıklamak gerekmektedir.

*Süperyönlenme* olarak adlandırılan kendiliğinden paralelleşme (kendiliğinden kılavuzlu), ters örgü uzayında özfrekans konturunun sıfıra yakın bir eğriliğe sahip olmasıyla ortaya çıkar. Şekil 1.10'da ilk ve ikinci bantların özfrekans konturlarının bükülme noktalarında kendiliğinden kılavuzlu kipler bulunmaktadır. Düz özfrekans konturları göstermektedir ki ışık fotonik kristal boyunca saçılmadan yayılmaktadır. Böylece bu özellikleri gösteren kipler demet ayıraçları gibi dalga kılavuzları içinde kontrol edilmektedir.

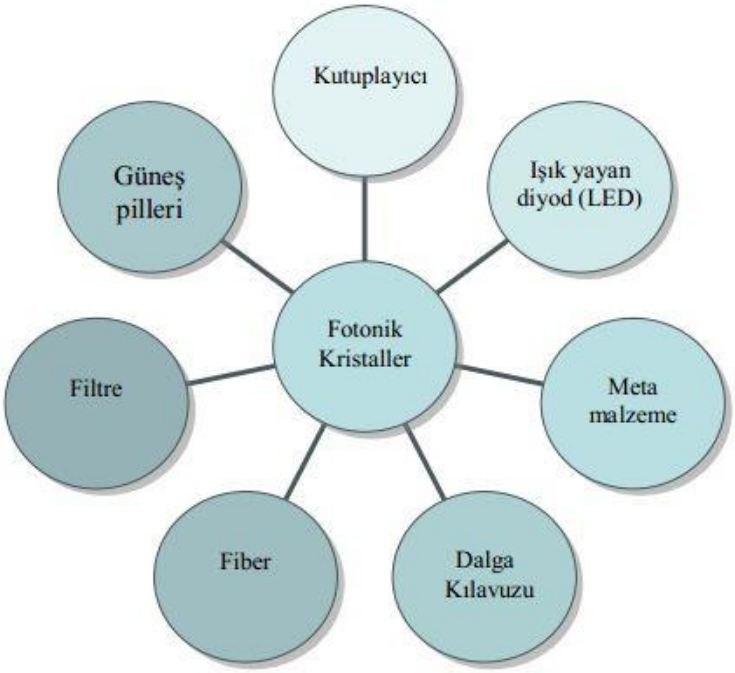
*Ultra-kırılma* adlandırılan süperprizma etkisi özfrekans konturunun eğriliğinin büyük olduğu durumlarda ortaya çıkmaktadır. Işık farklı yönlerde yayılmaktadır. Yani, ışık kuvvetli bir şekilde saçılmaya uğramaktadır. Bu geniş eğrilikler fotonik bant aralığının bant kenarlarında görülmektedir. Böyle eğriler dalga boyundaki değişime oldukça hassastır. Fotonik kristallerin bu özelliklere sahip olması dalga boyu bölmeli çoğullama (wavelength division multiplexer) gibi durumlarda kullanılmasını sağlar.




Şekil 1.11. Fotonik kristal içerisinde meydana gelen olağandışı kırılmalar.

*Negatif kırılma* ise özfrekans konturlarının konveks olması durumunda ortaya çıkmaktadır. Bu konturlar, Brillouin bölgesinin *M* noktası civarında görülmektedir.

Genel anlamda söylemek gerekirse fotonik kristallerin Şekil 1.12'de görüldüğü gibi pek çok kullanım alanı vardır. Fotonik kristaller, lazer teknolojisinde, fiber optik yapılarda, yüksek hızlı optiksel bilgisayarlarda, sensörlerde, mikroçiplerde, meta malzemelerde, ışık yayan diyotlarda, güneş pillerinde vb… kullanılmaktadır.




Şekil 1.12. Fotonik kristallerin kullanım alanları

# 2.ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Fotonik kristaller doğal olarak bulunmayan ancak laboratuar ortamında elde edilebilen materyallerdir. Periyodik yapılar yarıiletkenlerle kıyaslandığında yasak bant aralığına ait kompleks dağıtkanlık bağıntısı çok değişik özellikler sergilemektedir. Çok küçük ışık ölçeğinde bile ışığın hareketini kontrol edebilme özelliği sayesinde son yıllarda bu alanda pek çok araştırma yapılmaktadır. İç yapısındaki periyodik özelliği nedeniyle materyal içerisinde Bragg yansımaları izlenebilir. Elektromanyetik dalgaların periyodik yapılar içinde ilerlemesi ilk kez 1887 yılında Lord Rayleigh tarafından gösterildi (Rayleigh, 1887). Daha sonra bu olay 2 ve 3 boyutlu ince filmler için de belirlendi. Fotonik kristallerin üretimi ve pek çok alandaki uygulamasına olan ilgi her geçen gün artmaya devam etti. Soğurma ve yansıma katsayılarının hesabını içeren çok tabakalı filmin geleneksel özellikleri 1997 yılında Hecht ve Zajac tarafından bulundu (Hecht, 1997; Zajac, 1997). Optiksel aletlerde çok tabakalı filmlerin kullanımı 1975 yılında Fowles tarafından Fabry-Perot filtreleri içinde tasarlandı (Fowles, 1975). Çok tabakalı filmlerin çok yönelimli yansımaları 1998'e kadar başarılamadı. Fikir, Winn ile 1998'de gerçekleşirken, deneysel olarak Fink tarafından 1998 yılında bu durum sağlandı (Winn, 1998; Fink, 1998). Ayrıntılı bant yapısı ve özkipleri hesaplamaları Johnson ve Joannopoulos 2001'de yaptı (Johnson, 2001; Joannopoulos, 2001). İki boyutlu bant aralığı sistemleri için teorik ve deneysel çalışmalar 1991'de McCall, 1993'de Smith tarafından gerçekleştirildi (Mccall, 1991; Smith, 1993). Plihal ve Maradudin 1991'de, Villeneuve ve Piche 1992'de elektriği iletmeyen çubukların ve damarların sistematik çalışmasını yaptı (Plihal, 1991; Maradudin, 1991; Villeneuve, 1992; Piche, 1992). 1994'de Winn, sütunların kare ve üçgen örgülerini içeren uygulamalar gerçekleştirdi (Winn, 1994). İki farklı materyalin ara yüzeyindeki yüzeysel konumlar 1991'de Meade tarafından rapor edildi (Meade, 1991). Elektriği iletmeyen sütunların kare örgüsünün deneysel çalışmaları hacimsel konumlar 1992'de, yüzeysel konumlar ise 1993'de Robertson tarafından bulundu (Robertson, 1992; Robertson, 1993). İki

boyutlu fotonik kristallerde analitik çözüm TM kutuplanması için Chen tarafından ilk defa 1981'de yapıldı (Chen, 1981).

Örgü kusurları için yapılan daha sonraki çalışmalar birbirini takip etti. Fotonik kristal plakası içerisinde oluşturulmuş periyodik yapılar ile kılavuzlu kiplerin özellikleri 1995 yılında Fan tarafından incelendi (Fan, 1995). Yerelleşen kip simetrileri ile ilgili temel kavramları Villeneuve 1996 yılında inceledi (Villeneuve, 1996). Fotonik kristal plakası içerisinde oluşturulmuş periyodik yapılar ile ilgili yapılan diğer bir çalışma 1999 yılında Johnson tarafından yapıldı (Johnson, 1999). Oluşturulan periyodik yapılar bir plaka içerisindeki boşluklar ve hava içerisine gömülü silindirik dielektrik çubuklardır. Johnson tarafında yapılan bu çalışma aynı zamanda fotonik kristal plaka kalınlığının fotonik bant aralığına olan etkisini de kapsamaktadır. Yerelleşen kılavuzlu kiplerle ilgili deneysel bir çalışma Foresi tarafından 1997 yılında yapıldı (Foresi, 1997). Burada oluşturulan yapı bir demiryoluna benzemektedir. Fotonik kristal plaka üzerinde bir boyutta periyodik olarak ayarlı boşluklar bulunmaktadır. Plakanın merkezinin her iki tarafında bulunan iki boşluk arasında bir kavite vardır. Böylece bu kavite kipin fotonik bant aralığı içerisindeki bir frekansta yerelleşmesine katkıda bulunur. Foresi tarafından yapılan bu çalışma yerelleşen kipin yüksek kalite faktörüne sahip olduğunu göstermektedir. Yerelleşmiş örgü kusuru kiplerinin analitik çalışması ise 2002'de Kawakami ve Watts yaptı (Kawakami, 2002; Watts, 2002). Yerelleşen kılavuzlu kiplerin hacimleri ve enerjileri ile ilgili teorik hesaplamalar ise 2005 yılında Soljacic tarafından yapıldı (Soljacic, 2005). Burada oluşturulan yapı Foresi tarafından yapılan çalışmaya benzemektedir.

Fotonik kristal yapısı içerisinde oluşturulan örgü kusuru dalga kılavuzu özelliği gösterebilir. Oluşturulan bu yapılar genellikle silikon temellidir. Bir sıra çubuğun ortadan kaldırılmasıyla oluşturulan dalga kılavuzunda ışığın 1.5 $\mu m$ dalgaboyunda yüksek verimlilikle deneysel olarak iletilmesi 2000 yılında Lin tarafından başarıldı (Lin, 2000). Lineer dalga kılavuzu ise teorik olarak Johnson tarafından 2001 yılında, Jamois tarafından 2003 yılında çalışıldı (Johnson, 2001; Jamois, 2003). Johnson tarafından oluşturulan bu yapılar bent yapısını da içermektedir. Birbirine dik iki sıra boyunca silindirik çubukların ortadan

kaldırılmasıyla ışığın bükülmesi sağlanmaktadır. Fotonik kristal bentleri hüzme ayıracı olarak görev yapabilir. Böyle bir yapı teorik olarak Fan tarafından 2001 yılında çalışıldı (Fan, 2001). Benzer bir yapı ise 1.55 $\mu m$ dalgaboyunda Chow tarafından 2001 yılında deneysel olarak çalışılmıştır (Chow, 2001). Chow tarafından yapılan deneysel çalışma çizgi örgü kusuru yapısını da kapsamaktadır. Hüzme ayıracı görevi gören dalga kılavuzu yapısı farklı geometrilere de uygulanmıştır. Y tipi şeklindeki yapı Boscolo tarafından 2002, Wilson tarafından 2003, Borel tarafından 2005 yılında çalışıldı (Boscolo, 2002; Wilson, 2003; Borel, 2005). Daha sonra bu yapıları Yu 2003, Chen, Park ve Shi 2004, Lee 2005, Luan 2007 yılında çalışmıştır (Yu, 2003; Chen, 2004; Park, 2004; Shi, 2004; Lee, 2005; Luan, 2007). Birbirine dik iki dalga kılavuzu yapısının iki tarafından gönderilen dalgalar kesişim bölgesinde birbiri ile girişim yapmadan karşı tarafa geçebilmektedir. Böyle bir yapı ise teorik olarak Johnson tarafından 1998 yılında tanımlanmıştır (Johnson, 1998). Fotonik kristal dalga kılavuzu yapıları her geçen yıl daha fazla geliştirilmiştir. Aynı yapı içerisinde merkezleri farklı olacak şekilde N tane bir sıra boyunca çubuğun ortadan kaldırılması H. Kurt tarafından 2009 yılında teorik olarak çalışılmıştır (Kurt, 2009). Işık bir noktadan geldiğinde bu yapı içerisinde N kola ayrılarak iletilmektedir. Bir sıra boyunca silindirik çubukların ortadan kaldırılmasıyla oluşturulan dalga kılavuzu ışık'ı yavaşlatabilir. Işık yavaşlatan dalga kılavuzları Schulz tarafından deneysel olarak 2010 yılında çalışıldı (Schulz, 2010). Schulz tarafından çalışılan yapılar içerisinden bazı silindirik boşlukların yarıçapları veya periyotları değiştirilmiştir. Benzer bir çalışma ise deneysel olarak O'Faolain tarafından 2010 yılında gerçekleştirilmiştir (O'Faolain, 2010). Işık yavaşlatan dalga kılavuzu yapısı ile ilgili teorik çalışma ise 2009 yılında Hou, 2010 yılında Hao tarafından yapıldı (Hou, 2009; Hao, 2010).

Fotonik kristal örgü kusurları ile igili önemli teorik çalışmalardan birisi ise Fan tarafından 1998 yılında yapıldı (Fan, 1998). Yapılan çalışma fotonik kristalin optiksel filtre görevi görmesini sağlamaktadır. Oluşturulan örgü kusuru rezonatör olarak çalışmaktadır. Doğal yüzük görevi yapan rezonatör bazı frekanslarda ışığın geri dönmesini, bazı frekanslarda ise iletilmesini sağlamaktadır. Doğal yüzük görevi gören bu yapıya benzer başka bir çalışma ise Mahmoud tarafından 2012 yılında

yapıldı (Mahmoud, 2012). Optiksel filtre görevi gören dalga kılavuzu yapısı ile ilgili nümerik bir çalışma ise Stoffer tarafından 2000 yılında gerçekleştirildi (Stoffer, 2000). Pek çok silindirik çubuğun ortadan kaldırılmasıyla elde edilen optiksel filtre yapısı 2004 yılında Kim tarafından çalışılmıştır (Kim, 2004). Fotonik kristal dalga kılavuzu içerisindeki silindirik boşluklar yardımıyla yapı frekans seçici bir özelliğe sahip olabilir. Böyle bir çalışma 2011 yılında Badaoui tarafından gerçekleştirildi (Badaoui, 2011).

Silindirik boşluklar arasında oluşturulan örgü kusuru ile kiplerin fotonik bant aralığında yerelleşmesi sağlanır(Foresi, 1997). Elde edilen dar bir tınlaşım kipidir. Dar bir tınlaşım dalgaboyu aralığını ayarlamak için silindirik boşlukların yarıçaplarına göre kırıcılık indisinde değişim oluşturulabilir(Liu ve ark, 1996; Schmidt ve ark, 2007; Xin ve ark., 2009). Böylece fotonik kristal plakasında periyodik olarak ayarlı silindirik boşluklar mikroelektromekanik sistemlerde de kullanılabilir(Chew ve ark., 2010; Frank ve ark., 2010; Perahia ve ark., 2010).

Fotonik kristal dalga kılavuzları Mach-Zhender interferometre yapısı olarak kullanılabilmektedir. Camargo ve Suh 2003, Datta ve Kelly 2004, Pruessner 2003, 2005 ve 2006, Liang 2011 fotonik kristal Mach-Zhender interferometre yapısını çalışmıştır (Camargo, 2003; Suh, 2003; Datta, 2004; Kelly, 2004; Pruessner, 2003; Pruessner, 2005; Pruessner, 2006; Liang, 2011). Chen tarafından 2011 yılında gerçekleştirilen Mach-Zhender interferometre yapısı silindirik boşlukların polarizasyon hüzme ayıracı sistemini içermektedir(Chen ve ark., 2011). Oluşturulan bu yapı self-collimation etkisi gösteren bir çalışmadır. Bu çalışma daha önce hem teorik hem de deneysel olarak yapıldı(Prather ve ark., 2007; Zhao ve ark., 2007; Kim ve ark., 2010; Nguyen ve ark., 2010).

Fotonik kristallerin önemli özelliklerinden birisi de biyosensör olarak kullanılmasıdır. Fotonik kristaller proteinler, hücreler, virüsler, bakteriler, enzimler gibi biyolojik malzemelerde geniş bir şekilde kullanılmaktadır(Ge ve ark., 2010; Cunningham ve ark., 2004; Cunningham, 1998; Ganesh ve ark., 2006). Mikrosıvı içeren fotonik kristal plakasına gelen ışık hüzmeleri moleküller ile etkileşimde bulunmaktadır(Lin ve ark., 2002; Chan ve ark., 2008; Choi ve ark., 2010; Pineda ve

ark., 2009). Böylece gelen ışık hüzmesinden yüksek yansımalar alınarak biyolojik analitlerin korunması sağlanabilir. Bu yüzden $TiO_2$ malzemesi biyosensör yapımında geniş bir kullanım alanına sahiptir(Zhang ve ark., 2006; Ian ve ark., 2008; Mun ve ark., 2010).

Üç boyutlu yapılarda mutlak fotonik bant aralığı ile ilgili ilk öneri 1987'de Yablonovitch tarafından yapıldı (Yablonovitch, 1987).

# 3. MATERYAL VE METOD

Fotonik kristallerle ilgili nümerik hesaplamaları yapmak için çeşitli simülasyon programları vardır: Düzlem dalga metodu (PWM), Çoklu moment metodu (MMP), Sonlu elemanlar metodu (FEM) ve Zamanda sonlu farklar metodu (FDTD).

PWM, frekans bölgesinin formüle edilmiş durumudur. Band grafiklerini ve kip-alan örgülerini elde eder. Dahası, fotonik kristalin dielektrik sabiti frekanstan bağımsız ve kayıpsızdır. Fotonik kristalin periyodikliği kırıldığında veya örgü kusuru oluşturulduğunda süper hücre yaklaşımını (düzlem dalgaların sayısı arttıkça hesaplama yapma durumu) kullanır.

FDTD metodu, zamana bağlı olarak uzay içindeki EM alanların değişimini inceler. Sınırlı yapı içinde iletim ve yansıma spektrumlarını kolayca hesaplar. Ortam içerisinde dalganın yayılmasını zamana bağlı olarak gözlemlenmesini sağlar. Frekansa bağlı olma durumunu ve kayıpları, bu metod gözönünde tutar.

## 3.1. Düzlem Dalga Metodu

Fotonik kristaller ve onlara ait fotonik bant aralıklarının dispersiyon özelliklerini hesaplamak için kullanılan metotlardan birisi düzlem dalga metodudur. PWM metodu öz-frekansları ve bir yapı içindeki kiplerin özalanlarını bulmak için kullanılan bir frekans bölgesi (*k, w*) tekniğidir. Bu yüzden öz-değer problemini çözmek ve eşitlik (3.1)'i kullanmak gerekir.

Bütün yönler boyunca özdeğer problemi Brillouin bölgesi içerisinde çözülür. Brillouin bölgesi ters örgü uzayında örgünün tam simetrisini gösterir. İndirgenemez Brillouin bölgesi, Brillouin bölgesinin en küçük hacimli bölgesidir ve bu en küçük hacimli bölge içinde fotonik kristallerin dispersiyon özellikleri belirlenir.

Düzlem dalga metodu, Maxwell denklemlerinden elde edilen denklemlerin öz fonksiyonlarını ve özdeğerlerin çözümü için kullanılır. Bu yüzden, düzlem dalga metodunda Bloch teoremi kullanılır. Bloch teoremi, ortamın periyodikliğinin fonksiyonu ile düzlem dalgayı ayarlar. Temel fikir, kesikli Fourier serileri içindeki

Bloch fonksiyonu ile birlikte dielektrik sabitini genişletmektir. Reel uzaydan ters örgü uzayına dönüşüm ve ters örgü uzayından tekrar reel uzaya dönüşüm ($e(\mathbf{r}) \leftrightarrow e(\boldsymbol{G})$) Fourier dönüşümü ile sağlanmaktadır. Fourier uzayında dielektrik fonksiyonu $e(\mathbf{r})$ iki şekilde yazılabilir. Birincisi, dielektrik fonksiyonun tersinin Fourier katsayılarını hesaplayan direkt yöntem,

$$h(\mathbf{G}-\mathbf{G}') = \frac{1}{\Omega}\int_{\Omega} d^3 r e_r(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{G}-\mathbf{G}').\mathbf{r}} \tag{3.1}$$

$\mathbf{G}$ ve $\mathbf{G}'$ sonsuz ters örgü vektörlerinin keyfi vektörleridir ve $\Omega$ Wigner-Seitz hücresinin hacmidir. İkincisi, HCS (Ho, Chan ve Soukoulis) yöntemidir. HCS yöntemi dielektrik fonksiyonun Fourier dönüşümüne dayanır (Ho ve ark., 1990).

$$e(\mathbf{G}-\mathbf{G}') = \frac{1}{\Omega}\int_{\Omega} d^3 r e(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{G}-\mathbf{G}').\mathbf{r}} \tag{3.2}$$

Dielektrik fonksiyonunun tersi,

$$\frac{1}{e(\mathbf{r})} = \sum_{G,G'} e^{-1}(\mathbf{G}-\mathbf{G}') e^{i(\mathbf{G}-\mathbf{G}').\mathbf{r}} \tag{3.3}$$

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{G} \mathbf{h}_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}).\mathbf{r}} \tag{3.4}$$

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{h}_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}).\mathbf{r}} = i.e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}).\mathbf{r}} (\mathbf{k}+\mathbf{G}) \times \mathbf{h}_{\mathbf{G}} \tag{3.5}$$

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = i \sum_{\mathbf{G}'} \left[ (\mathbf{k}+\mathbf{G}') \times \mathbf{h}_{\mathbf{G}'} \right] . e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}).\mathbf{r}} \tag{3.6}$$

$$\vec{\nabla}\times\left(\frac{1}{e_r(\mathbf{r})}\vec{\nabla}\times\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})\right)=\left(\frac{w}{c}\right)^2\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \tag{3.7}$$

Eşitlik (3.7), Master eşitliği olarak adlandırılır. Bu eşitlik, elektronların bant yapısını çözen Schrödinger eşitliğine benzemektedir. Master eşitliği ise eşitlik (3.9)'daki özoperatör yardımıyla çözülür ve fotonik kristalin bant yapısı ortaya çıkar.

$$\vec{\nabla}\times\left\{\left[\sum_{G,G'}e^{-1}(\mathbf{G}-\mathbf{G}').e^{i(\mathbf{G}-\mathbf{G}').\vec{r}}\right]i\sum_{G'}\left[(\mathbf{k}+\mathbf{G}')\times\mathbf{h}_{G'}\right].e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}').\mathbf{r}}\right\}=\left(\frac{w}{c}\right)^2\sum_{G}\mathbf{h}_{G}e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}).\mathbf{r}} \tag{3.8}$$

$$\hat{\Theta}_H=\vec{\nabla}\times\frac{1}{e(\mathbf{r})}\vec{\nabla}\times \tag{3.9}$$

$$i\sum_{G'}\vec{\nabla}\times\left\{\sum_{G'}\left[(\mathbf{k}+\mathbf{G}')\times\mathbf{h}_{G'}\right]e^{-1}(\mathbf{G}-\mathbf{G}')e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G}).\mathbf{r}}\right. \tag{3.10}$$

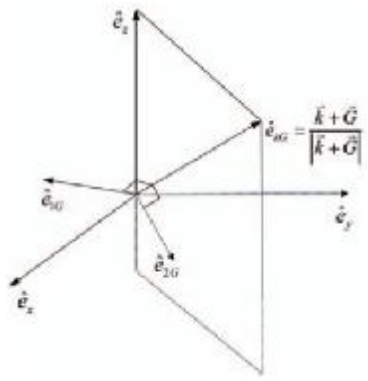
$$\sum_{G'}\left\{\left[(\mathbf{k}+\mathbf{G}')\times\mathbf{h}_{\mathbf{G}'}\right]\times(\mathbf{k}+\mathbf{G})\right\}e^{-1}(\mathbf{G}-\mathbf{G}')=\left(\frac{w}{c}\right)^2\mathbf{h}_G \tag{3.11}$$

Düzlem dalga yönteminde $\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ öz vektörünün enine durumu için,

$$\vec{\nabla}.\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})=0\Rightarrow(\mathbf{k}+\mathbf{G}).\mathbf{h}_{\mathbf{G}}=0\ \ \mathbf{h}_{\mathbf{G}}\perp(\mathbf{k}+\mathbf{G}) \tag{3.12}$$

$$\mathbf{h}_{\mathbf{G}}=h_{1\mathbf{G}}\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}+h_{2\mathbf{G}}\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}} \tag{3.13}$$

Şekil 3.1'de görüldüğü gibi $\hat{e}_{1\mathbf{G}},\hat{e}_{2\mathbf{G}}$ kutuplanma vektörleridir ve $(\mathbf{k}+\mathbf{G})$'ye dik düzlem içindeki keyfi yönlerdir.



Şekil 3.1. Düzlem dalganın yayılma vektörüyle tanımlı kartezyen üçlüsü

$$(\mathbf{k}+\mathbf{G})\times\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}} = |\mathbf{k}+\mathbf{G}|\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}$$

$$(\mathbf{k}+\mathbf{G})\times\mathbf{e}_{2\mathbf{G}} = -|\mathbf{k}+\mathbf{G}|\mathbf{e}_{1\mathbf{G}} \tag{3.14}$$

$$(\mathbf{k}+\mathbf{G}')\times\mathbf{h}_{\mathbf{G}'} = |\mathbf{k}+\mathbf{G}'|\left(h_{1\mathbf{G}'}\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}'} - h_{2\mathbf{G}'}\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}'}\right)$$

$$h_{1\mathbf{G}'}\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}'} - h_{2\mathbf{G}'}\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}'} = a.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}} + b.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}} \tag{3.15}$$

$$a = h_{1\mathbf{G}'}\left(\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}'}.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}\right) - h_{2\mathbf{G}'}\left(\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}'}.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}\right)$$

$$b = h_{1\mathbf{G}'}\left(\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}'}.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}\right) - h_{2\mathbf{G}'}\left(\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}'}.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}\right) \tag{3.16}$$

$$\left(a.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}} + b.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}\right)\times\left(\mathbf{k}+\mathbf{G}\right) = |\mathbf{k}+\mathbf{G}|\left(-a.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}} + b.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}\right) \tag{3.17}$$

$$\begin{aligned}\left[(\mathbf{k}+\mathbf{G}')\times\mathbf{h}_{\mathbf{G}'}\right]\times(\mathbf{k}+\mathbf{G}) = |\mathbf{k}+\mathbf{G}||\mathbf{k}+\mathbf{G}'|.\{&\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}\left[h_{1\mathbf{G}'}\left(\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}'}.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}\right) - h_{2\mathbf{G}'}\left(\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}'}.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}\right)\right]\\ &+\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}\left[-h_{1\mathbf{G}}\right]\left(\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}'}.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}\right) + h_{2\mathbf{G}'}\left(\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}'}.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}\right)\}\end{aligned} \tag{3.18}$$

$$\sum_{G'}\left|\mathbf{k}+\mathbf{G}\right|\left|\mathbf{k}+\mathbf{G}'\right|e^{-1}\left(\mathbf{G}-\mathbf{G}'\right)\begin{bmatrix}\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}'} & -\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}}.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}'}\\ -\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}.\hat{\mathbf{e}}_{2\mathbf{G}'} & \hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}}.\hat{\mathbf{e}}_{1\mathbf{G}'}\end{bmatrix}.\begin{bmatrix}h_{1\mathbf{G}'}\\ h_{2\mathbf{G}'}\end{bmatrix}=\left(\frac{w}{c}\right)^2\begin{bmatrix}h_{1\mathbf{G}}\\ h_{2\mathbf{G}}\end{bmatrix} \quad (3.19)$$

$$[M].[h]=\left(\frac{w}{c}\right)^2[h] \quad (3.20)$$

$[M]$, $(2N\times 2N)$ matris ve $[h]$, **h** alanının Fourier genliklerini içeren bir sütun vektörüdür. $N=N_1.N_2.N_3$ düzlem dalgaların toplam sayısıdır. $N_j$, $j$ eksenindeki düzlem dalgaların sayısıdır. Bu yaklaşımlar MPB (MIT Photonic Bands) programı tarafından kullanılmaktadır (MPB).

### 3.2. Zamanda Sonlu Farklar Metodu (FDTD)

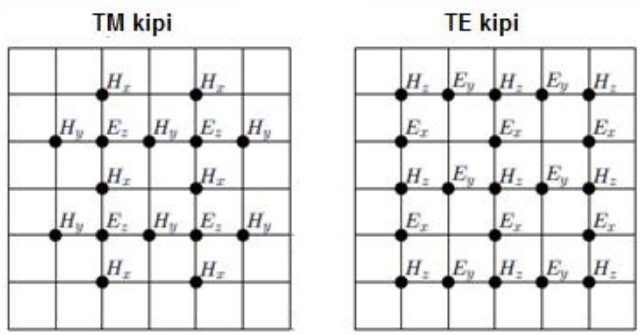
Klasik elektromanyetik'te pek çok hesaplama için kullanılan simülasyon araçları vardır: Bu hesaplama araçlarından en uygun olanlarından birisi FDTD algoritmasıdır. FDTD algoritması Maxwell eşitliklerini zamana bağlı olarak çözmek için düzenli bir grid içerisinde uzay ve zamana ayırır (Taflove, 2000). Maxwell curl eşitlikleri diğerinin uzaysal değişiminin fonksiyonu olarak bir alanın zamandaki değişimi ile ilgilidir (Joannapoulos ve ark, 1995, C. Shen, 2006, Z. Ze ve ark., 1990). Maxwell curl eşitlikleri

$$\begin{aligned}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}&=-\frac{1}{m_0 m}\nabla\times\mathbf{E}\\ \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}&=\frac{1}{e_0 e}\nabla\times\mathbf{H}\end{aligned} \quad (3.21)$$

Kartezyen ve silindirik koordinatlara bağlı olarak alan hesaplamaları yapılabilir.

$$\frac{\partial\mathbf{E}_x}{\partial t}=\frac{1}{e_0 e}\left(\frac{\partial\mathbf{H}_z}{\partial y}-\frac{\partial\mathbf{H}_y}{\partial z}\right) \quad (3.22)$$

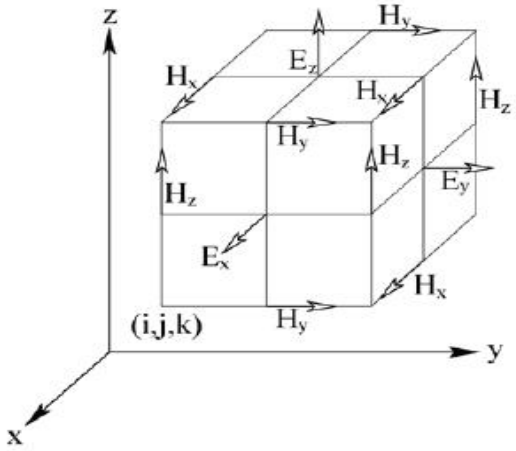
FDTD, uzay ve zaman içinde elektrik ve manyetik alanları çözerken derecelendirir ve bu derecelendirmeyi yarım piksel ile her bir alan bileşenini kaydırarak farklı uzaysal bölgelere dağıtır. Bu *Yee örgü ayrıklaştırılması* (*Yee grid discretization*) olarak adlandırılır. Bu hücreler içerisindeki alanlar TM ve TE kutuplarına göre şekillendirilir. Aşağıdaki Şekil 4.34'de iki boyutlu Yee örgüsü içinde, EM alan bileşenlerinin TM ve TE kutuplanmalarına göre konumları verilmektedir.




Şekil 3.2. Yee örgüsü içindeki TM ve TE dalgalarının 2 boyuttaki dizilimi

Yee örgüsünün üç boyuttaki görünümü Şekil 3.2'de verilmektedir. Görüldüğü gibi elektrik ve manyetik alanların bileşenleri belli bir düzende sıralanmaktadır. Elektrik alanın her bir bileşeni manyetik alanın dört bileşeni ile çevrilidir. Uzaysal hücrenin her bir düğüm noktası $(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ koordinatları ile tanımlıdır. $\Delta x$, $\Delta y$, $\Delta z$ ise $x$, $y$, $z$ yönleri boyunca olan uzaysal çoğalmaları ifade eder. Aynı şekilde, zaman adımı $n = n\Delta t$ şeklinde tanımlanırken $\Delta t$ zaman çoğalmasını ifade eder. Eşitlik (3.22), aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\frac{E_x\big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} - E_x\big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{e_0 e_{i,j+1/2,k+1/2}} \left( \frac{H_y\big|_{i,j+1,k+1/2}^{n} - H_y\big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n}}{\Delta y} - \frac{H_y\big|_{i,j+1/2,k+1}^{n} - H_y\big|_{i,j+1/2,k}^{n}}{\Delta z} \right) \quad (3.23)$$




Şekil 3.3. Üç boyutta Yee örgüsü (**A.Taflove, 2000**)

FDTD'de önemli olan bir nokta da sınır şartının belirlenmesidir. Sınır şartları da belirlenirken Mükemmel uyum tabakaları (Perfect Matched Layers-PML) metodu kullanılır (Berenger, 1994). PML tabakasının kalınlığı tüm simülasyon alanı içinde genelde bir örgü sabitine eşit olmaktadır. Önemli olan diğer bir nokta ise alanların uzay içinde hızlı bir şekilde değişimine neden olan yapıları ağ (mesh) yapma durumudur. Bu yüzden $\Delta t$ zaman çoğalmasını $\Delta x$, $\Delta y$, $\Delta z$ uzaysal çoğalması cinsinden ifade etmek gerekir.

$$c\Delta t \le \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2}+\frac{1}{(\Delta y)^2}+\frac{1}{(\Delta z)^2}}} \tag{3.24}$$

Bu yaklaşımlarda hesaplamalar, MEEP (MIT Electromagnetic Equation Programme) programı ile yapılmaktadır. MEEP, FDTD metodu kullanan bir programdır.

### 3.3.Teorik Altyapı

#### 3.3.1. Dielektrik ortamda elektromanyetik dalgaların yayılması

Elektromanyetik dalga ve madde arasındaki etkileşim Maxwell denklemleri ile açıklanabilmektedir. Elektromanyetik dalgaların elektrik ve manyetik alan bileşenleri arasındaki ilişki:

$$\begin{aligned}
&\mathbf{B}(r,t) = m_0 m(r)\mathbf{H}(r,t)\\
&\mathbf{D}(r,t) = e_0 e(r)\mathbf{E}(r,t)\\
&\vec{\nabla}.\mathbf{D}(r,t) = 0\\
&\vec{\nabla}.\mathbf{B}(r,t) = 0\\
&\vec{\nabla}\times\mathbf{E}(r,t) = -\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B}(r,t)\\
&\vec{\nabla}\times\mathbf{H}(r,t) = \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{D}(r,t)
\end{aligned} \qquad (3.25)$$

Burada $\mathbf{E}$: elektrik alanı, $\mathbf{H}$: manyetik alanı, $\mathbf{D}$: elektriksel yerdeğiştirme, $\mathbf{B}$: manyetik indüksiyonu göstermektedir.

$$\vec{\nabla}\times\nabla\times(\mathbf{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla}.\mathbf{A}) - \vec{\nabla}^2\mathbf{A} \qquad (3.26)$$

Maxwell denklemleri, (3.26) vektör özdeşliği ile birleştirilirse

$$\begin{aligned}
&\vec{\nabla}^2\mathbf{E} = m_0 e_0 e\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{E}\\
&\vec{\nabla}^2\mathbf{H} = m_0 e_0 e\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{H}
\end{aligned} \qquad (3.27)$$

denklemleri elde edilir. $e = e_r e_0$ ve $m = m_r m_0$ eşitliklerine göre $e_r$ malzemenin elektriksel geçirgenliği, $e_0$ boşluğun dielektrik sabiti iken $m_r$ malzemenin manyetik

geçirgenliği, $m_0$ boşluğun manyetik geçirgenliğidir. Denklem (3.27)'nin ikinci dereceden diferansiyel denklemlerin çözümleri

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \exp\left[i.(\mathbf{k}.\mathbf{r} - \mathrm{wt})\right]$$
$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_m \exp\left[i.(\mathbf{k}.\mathbf{r} - \mathrm{wt})\right] \quad (3.28)$$

olarak bulunur. Burada **k** dalga sayısı, *w* açısal frekanstır. Dalga denklemleri son durumda

$$\frac{1}{e(\mathbf{r})}\overset{\mathbf{r}}{\nabla}\times\left\{\overset{\mathbf{r}}{\nabla}\times\mathbf{E}(r,t)\right\} = \left(\frac{w}{c}\right)^2\mathbf{E}(r,t)$$
$$\overset{\mathbf{r}}{\nabla}\times\frac{1}{e(\mathbf{r})}\left\{\overset{\mathbf{r}}{\nabla}\times\mathbf{H}(r,t)\right\} = \left(\frac{w}{c}\right)^2\mathbf{H}(r,t) \quad (3.29)$$

şekline dönüşür. Elektromanyetik dalgaların yayılma hızı

$$\mathbf{v}_p = \frac{c}{\sqrt{e_r m_r}} \quad (3.30)$$

şeklinde tanımlanır. Işığın vakumdaki hızı $c = \frac{1}{\sqrt{e_0 m_0}}$ ile bulunur. Birinci bölgede yani $e_r > 1$ ve $m_r > 1$ olan ortamlarda ışığın hızı vakumdaki hızından küçüktür. $n = \frac{c}{\mathbf{v}}$ bağıntısına göre kırılma indisi $n = \pm\sqrt{e_r \times m_r}$ olarak tanımlanır. Işığın bir ortamdan başka bir ortama geçerken hızındaki değişim ise Snell yasasına göre belirlenir. Snell yasası:

$$n_1 \cdot \sin a = n_2 \cdot \sin b \quad (3.31)$$

Dalganın hızı sinyal iletimi gibi uygulamalar için önemlidir. Dalga paketinin faz hızı ve grup hızı olmak üzere iki önemli hızı vardır.

$$\mathbf{v}_p = \frac{w}{k} = \frac{2p\, f}{2p/l} = l \cdot f \quad \text{(Faz hızı)}$$

$$\mathbf{v}_g = \nabla_k w \; v_g = \nabla_k w \quad \text{(Gruphızı)} \tag{3.32}$$

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial w}{\partial k} \quad \text{(Grup hızının büyüklüğü)}$$

Elektromanyetik dalgalarda enerji akışı Poynting vektörü $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ ile tanımlanır. 1. Bölgede elektromanyetik dalgaların yayılması sağ el kuralına uymaktadır. Buna göre

$$\begin{aligned} &\mathbf{S} \cdot \mathbf{k} > 0 \\ &\mathbf{S}.\mathbf{v}_g > 0 \\ &\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{k} > 0 \\ &\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{k} > 0 \end{aligned} \tag{3.33}$$

şeklinde yazılır. Bu duruma göre Poynting vektörü ile dalga vektörü paralel ve aynı yönlüdür. Sağ el kuralına göre boş uzaydaki Maxwell eşitlikleri:

$$\begin{aligned} &r = 0 \\ &\mathbf{D} = e\,\mathbf{E} \\ &\mathbf{B} = m\,\mathbf{H} \\ &\mathbf{J} = s\,\mathbf{E} \end{aligned} \tag{3.34}$$

denklemlerine göre

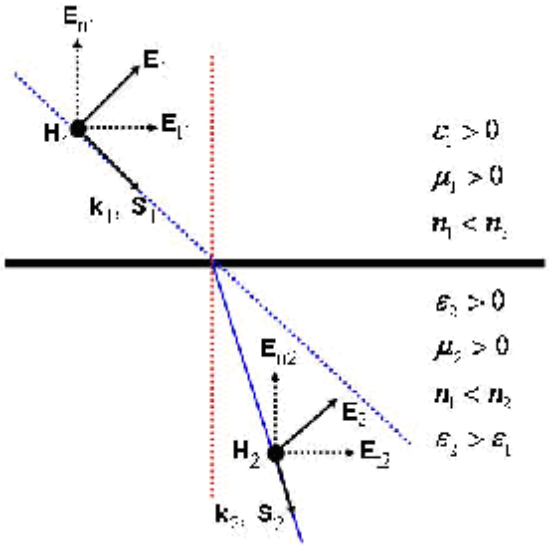
$$\begin{aligned} &\underset{\mathbf{r}}{\nabla} \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ &\underset{\mathbf{r}}{\nabla} \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ &\underset{\mathbf{r}}{\nabla} \cdot \mathbf{D} = 0 \quad \text{(no charges, } r = 0) \\ &\underset{\mathbf{r}}{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0 \end{aligned} \tag{3.35}$$

şeklinde yazılır. Burada $r$ hacimsel yük yoğunluğu, $\mathbf{J}$ akım yoğunluk vektörü, $s$ ortamın iletkenliğidir. Maxwell eşitlikleri $\mathbf{E}$ elektrik alanı ve $\mathbf{H}$ manyetik alanı için $e^{iwt}$ zaman bağlılığına göre

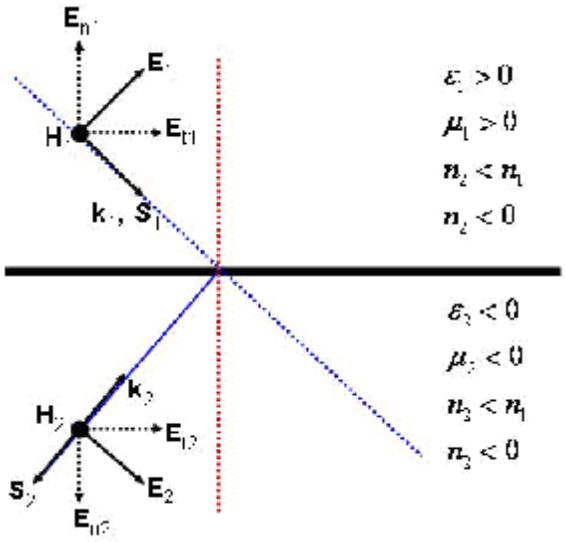
$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= +iwe\mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -iwm\mathbf{H} \end{aligned} \qquad (3.36)$$

olur ve Şekil 3.3'e göre aşağıdaki (3.37) denklemleri ortaya çıkar

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \times \mathbf{H} &= -we\mathbf{E} \\ \mathbf{k} \times \mathbf{E} &= +wm\mathbf{H} \\ \mathbf{S} &= \mathbf{E} \times \mathbf{H} \end{aligned} \qquad (3.37)$$




Şekil 3.4**.** n > 0 için dalganın yönelimi



Şekil 3.5. n < 0 için dalganın yönelimi

Poynting vektörü, dalga vektörü, faz ve grup hızları arasındaki ilişki

$$\begin{aligned} &\mathbf{S}\cdot\mathbf{k} < 0 \\ &\mathbf{S}.\mathbf{v}_g > 0 \\ &\mathbf{v}_g\cdot\mathbf{k} < 0 \\ &\mathbf{v}_p\cdot\mathbf{k} > 0 \end{aligned} \qquad (3.38)$$

olmaktadır. Şekil 3.4'e göre $e_r < 0$ ve $m_r < 0$ için

$$\begin{aligned} n &= \pm\sqrt{e_r \times m_r} \\ n &= \sqrt{(-1)e_r \times (-1)m_r} \\ n &= \sqrt{(-1)}\sqrt{(-1)}\sqrt{e_r \cdot m_r} \\ n &= i \cdot i\sqrt{e_r \cdot m_r} \\ n &= -\sqrt{e_r \cdot m_r} \end{aligned}$$

Sol el kuralına göre elektrik alan ve manyetik alan, Maxwell denklemlerine göre

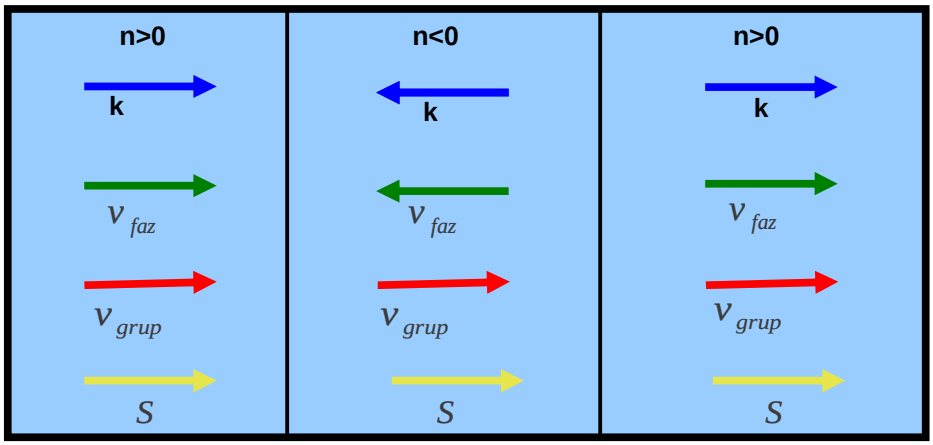
$$\begin{aligned}
&\mathbf{k}\times\mathbf{H} = +w|e|\mathbf{E} \\
&\mathbf{k}\times\mathbf{E} = -w|m|\mathbf{H} \\
&\mathbf{S} = \mathbf{E}\times\mathbf{H}
\end{aligned} \tag{3.39}$$

olmaktadır. Şekil 3.3 ve Şekil 3.4'deki durumlara göre sınır şartlarından dolayı elektrik alanının tanjantsal bileşeni değişmemekte, sadece elektrik alanın normal üzerindeki bileşeni değişmektedir. Manyetik alanın bileşenlerinin tamamı tanjantsal bileşendedir. Bu yüzden süreklidir.

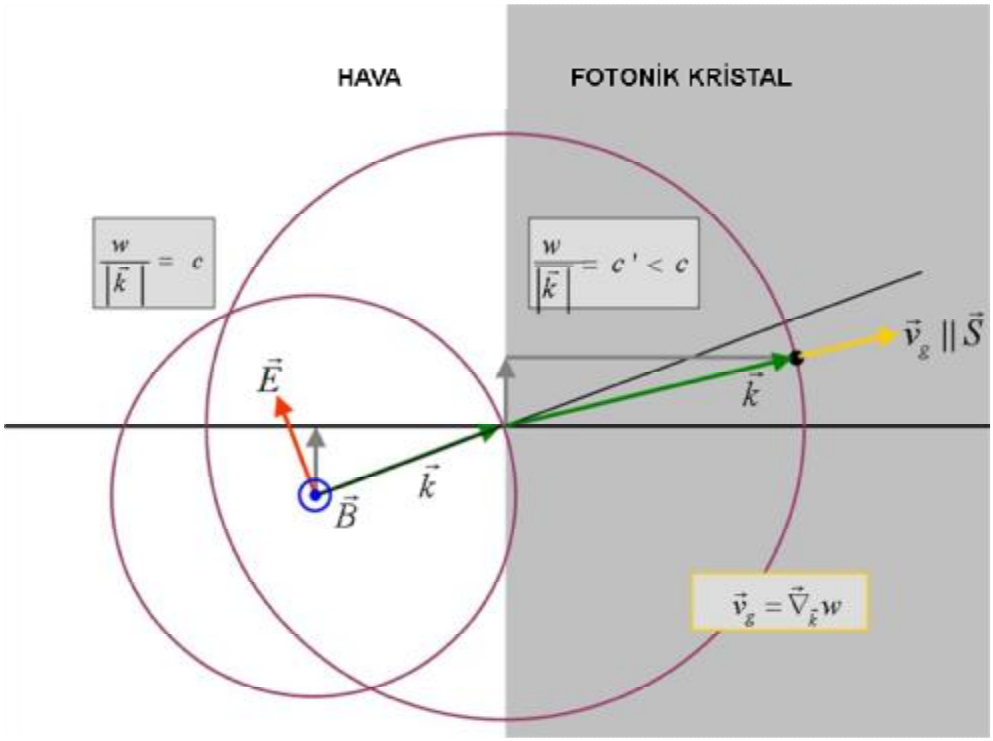
$$\begin{aligned}
&\mathbf{E}_{t1} = \mathbf{E}_{t2} \\
&e_{r1}\mathbf{E}_{n1} = e_{r2}\mathbf{E}_{n2} \\
&\mathbf{H}_{t1} = \mathbf{H}_{t2} \quad \text{(current free conditions)} \\
&m_{r1}\mathbf{H}_{n1} = m_{r2}\mathbf{H}_{n2}
\end{aligned} \tag{3.40}$$

olmakta ve kırılma indisi negatif değerdedir. Kırılma indisinin pozitif ve negatif olma durumlarında dalganın yayılma yönüne göre faz ve grup hızları ile Poynting vektörünün yönleri Şekil 3.5'de verilmektedir. İkinci ve dördüncü bölgede ise yani dielektrik sabiti ya da manyetik geçirgenliğin birisi pozitif diğeri negatif ise kırıcılık indisinin sanal değerinden dolayı herhangi bir yayılma ve enerji akışı olmamaktadır.

$$\begin{aligned}
n &= \pm\sqrt{e_r \times m_r} \\
n &= \sqrt{(-1)e_r \times (+1)m_r} \\
n &= \sqrt{(-1)}\sqrt{e_r \cdot m_r} \\
n &= i \cdot \sqrt{e_r \cdot m_r}
\end{aligned}$$

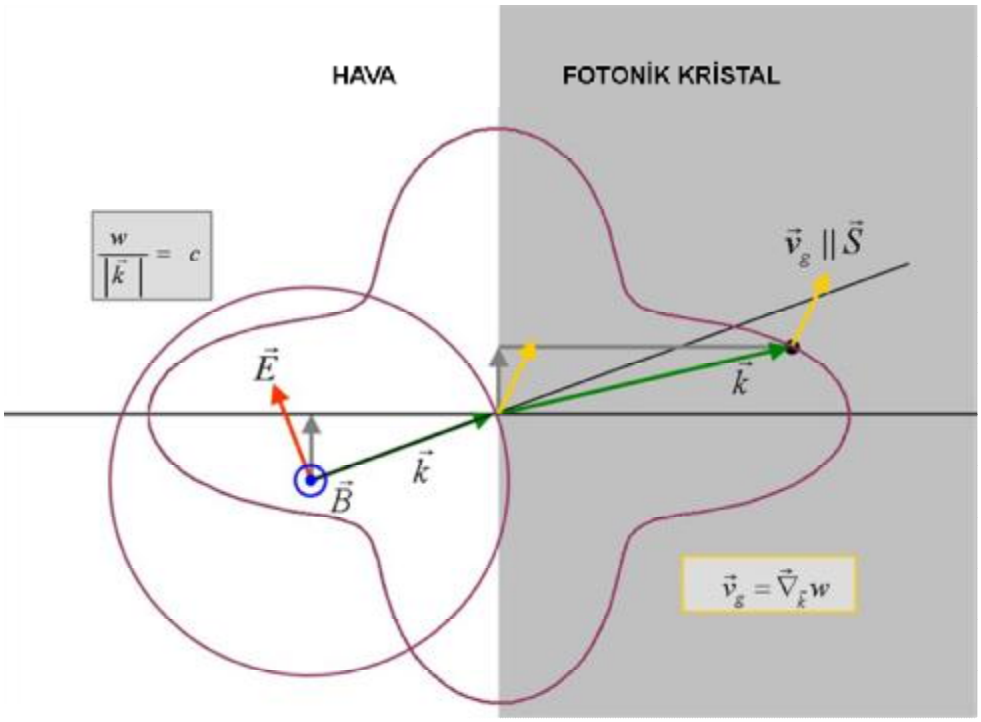



Şekil 3.6. Kırılma indisi

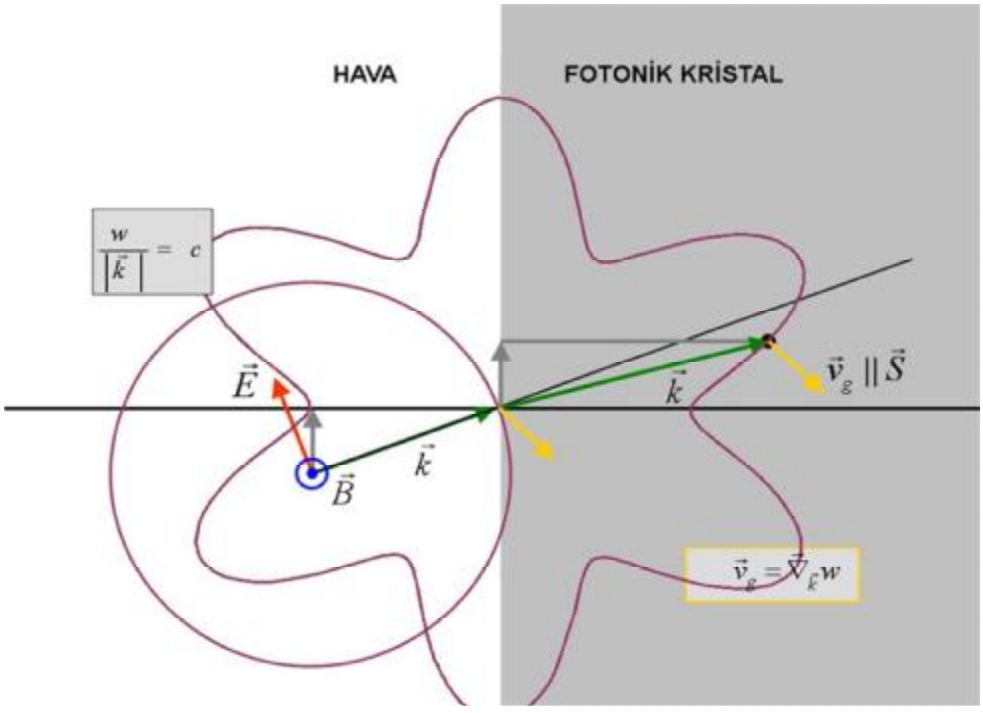



Şekil 3.7. Arayüzeyde ışığın kırılması. Işık normale doğru yaklaşıyor.

Işığın arayüzeydeki kırılmasına göre dalga vektörünün tanjantsal bileşeni ve frekansı korunur. Şekil 3.6, Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'e göre uygun bir özfrekans eğrisine bakılır. Aslında bu eğriler Fermi yüzeyi ile benzerlikler taşır. Fotonik kristal içindeki açı, gelme açısına bağlı olarak değişir. Böylece bu açıya bağlı olarak özfrekans eğrisinin şekli ortaya çıkmaktadır.




Şekil 3.8. Arayüzeyde ışığın kırılması.




Şekil 3.9**.** Arayüzeyde ışığın kırılması.

# 4.BULGULAR VE TARTIŞMA

## 4.1. Fotonik Bant Yapısı

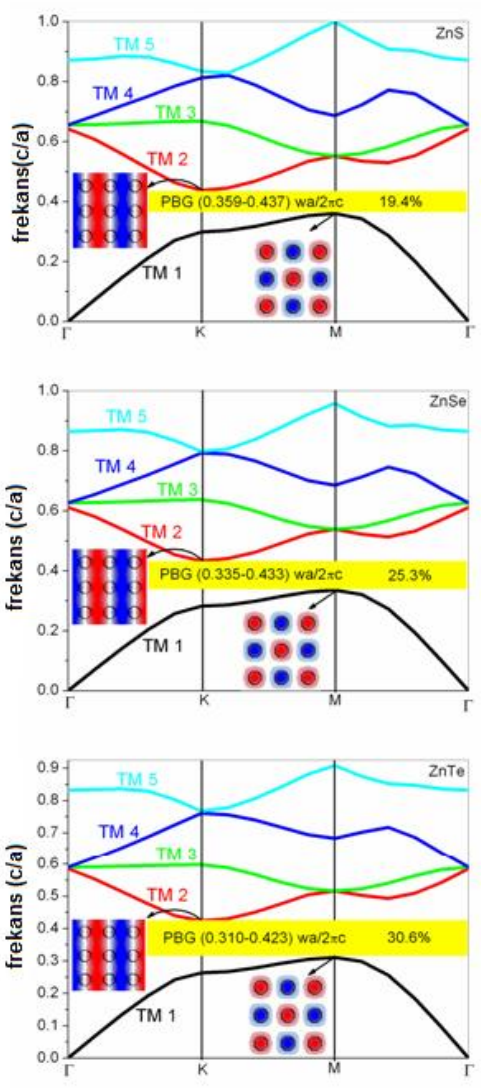
Bulgular ve tartışma bölümünün ilk aşamasında daha önce belirtildiği gibi ZnX (X=S, Se, Te) fotonik kristallerin iki boyutta fotonik bant yapısını inceleyeceğiz. ZnX ve ilgili II-VI yarıiletken grubundaki malzemelerin geniş ve doğrudan bant aralığı enerjilerine sahip olması, lüminesans özellikleriyle ilgili daha ilginç araştırmaları doğurmuştur (Park ve ark., 2002; Reshak ve ark., 2007; Kim ve ark., 2009; Bechiri ve ark., 2009). Onların fotonik kristaller üzerindeki uygulamaları görünür ve kızılötesi dalga boylarındadır. Diğer bir önemli durum ise özellikle görünür bölge içinde bu malzemelerin ışığı soğurma oranı çok düşüktür (Bredin, 1994). Bu yüzden, ZnX fotonik kristalleri katot ışın tüplerinde, ince filmlerde, elektrolüminesans panellerde, güneş pillerinde, ışık yayan diyotlarda, lazer diyotlarında, optiksel pencerelerde ve sensörlerde kullanılmaktadır.

### 4.1.1. ZnX (X= S, Se, Te) 'nin Fotonik bant yapısı:

Bu bölümde biz, iki boyutta ZnX silindirik dielektrik çubukların kare örgüsünü inceleyeceğiz. Kare örgü içerisinde ZnX dielektrik çubukların hava içindeki periyodik düzenlenmesi MPB (MIT Photonic Band) programı ile oluşturulmuştur. Çubukların örgü sabiti a, yarıçapları sırasıyla 0.22a, 0.23a, 0.24a, dielektrik sabitleri ise 4.76, 7.12, 8.7 olarak alındı. Bu yapıda, TM ışığı 0.3 c/a- 0.4 c/a frekans aralığı içerisinde yayılamaz.

Şekil 4.1'de ZnX dielektrik çubukların kare örgüsünün TM fotonik bant yapısı verilmektedir. İlk fotonik bant aralığı, ZnS için (0.359-0.437) c/a, ZnSe için (0.335-0.433) c/a ve ZnTe için (0.310-0.423) c/a frekans aralığındadır. Bu üç örnek elektromanyetik spektrumun görünür bölgesi aralığında yer alır. Bu frekans aralığı içerisinde ışık hiç bir şekilde yapı içerisinde yayılamaz. Bant genişlikleri ise ZnS için %19.4, ZnSe için %24.3, ZnTe için % 30.6 olmaktadır. Onların bu özelliklere sahip olması lüminesans özellikleri açısından oldukça önemlidir. Dielektrik sabitindeki

artış frekans aralığının daha düşük frekans değerlerine kaymasını, bant aralığının ise genişlemesini sağlamaktadır.

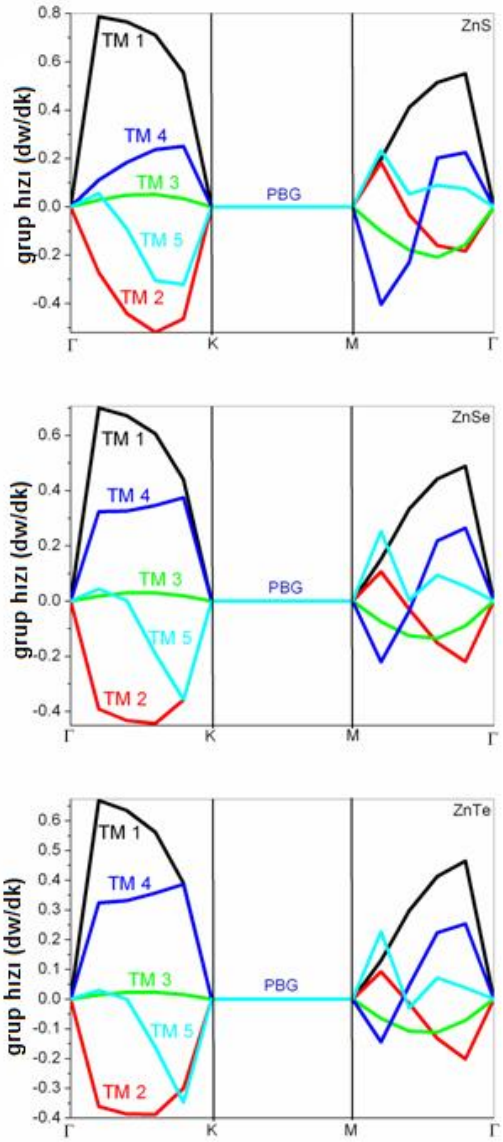



Şekil 4.1. ZnX yapısı için TM fotonik bant yapısı verilmektedir. Yerdeğiştirme alanları çubuklar üzerinde yoğunlaşmaktadır.

Kısmi fotonik bant aralıkları ise Çizelge 4.2'de özetlenmektedir. Şekil 4.2 ZnX için grup hızı dağılımını vermektedir. Şekil 4.2'de görüldüğü gibi ZnS'den ZnTe'ye gidildikçe grup hızı azalır. Brillouin bölgesi içerisinde grup hızı sıfır olmaktadır. Çünkü bu bölge içerisinde hiç bir kipin yayılmasına izin yoktur.

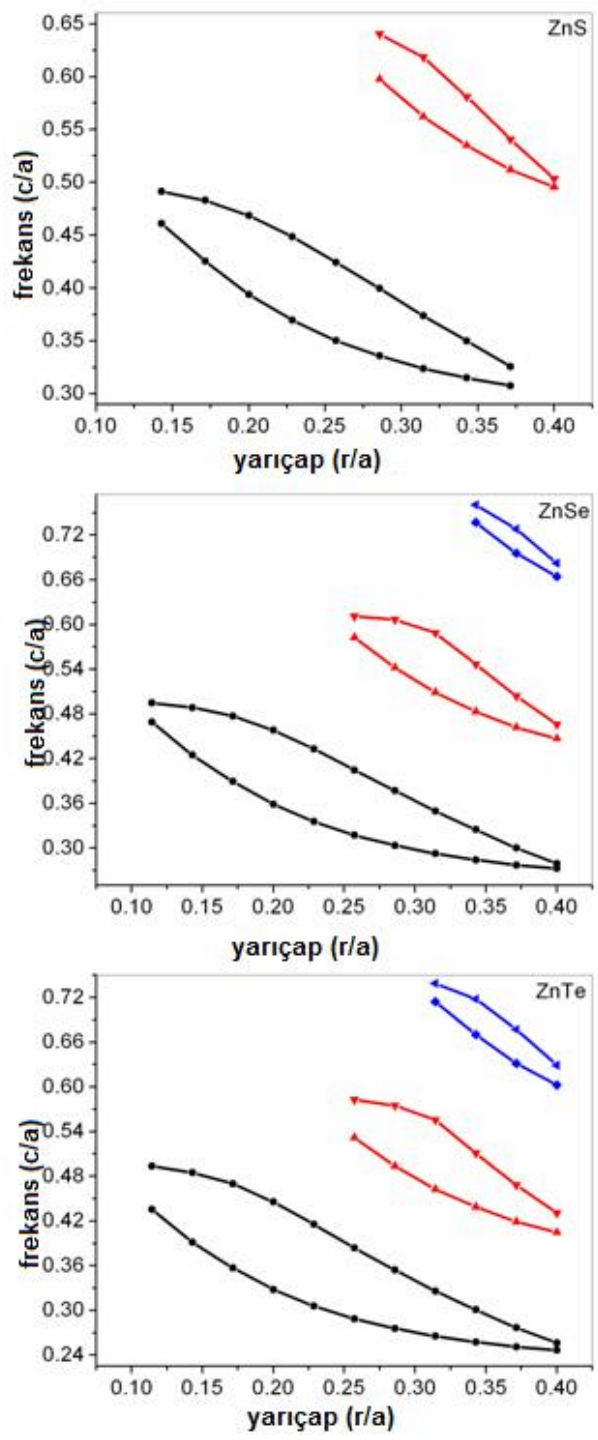
Çizelge 4.2. ZnX için kısmi fotonik bant aralıkları

| ***Materials*** | **TM Band gap *(wa/2πc)*** | **TE Band gap *(wa/2πc)*** |
|---|---|---|
| **ZnS** | TM4-TM5 (0.820-0.828)<br>TM6-TM7 (0.998-1.003) | TE4-TE5 (0.868-0.895) |
| **ZnSe** | TM4-TM5 (0.792-0.797)<br>TM6-TM7 (0.958-0.970) | TE4-TE5 (0.853-0.873)<br>TE5-TE6 (0.959-0.964) |
| **ZnTe** | TM4-TM5 (0.761-0.767) | TE4-TE5 (0.837-0.840)<br>TE5-TE6 (0.924-0.925)<br>TE7-TE8 (1.102-1.108) |



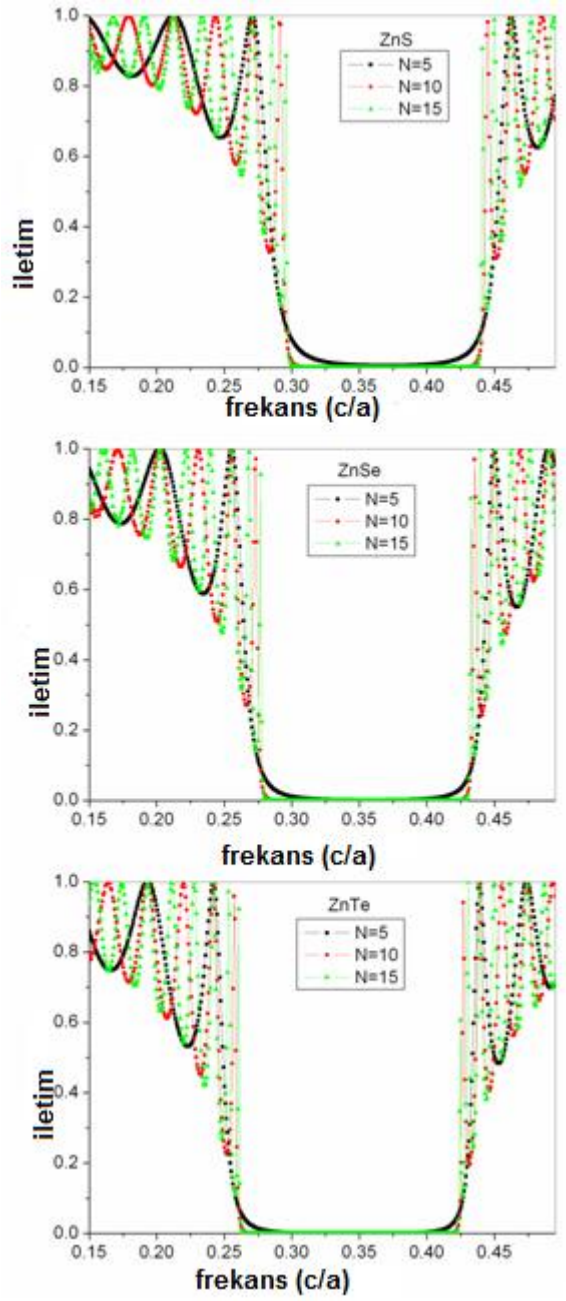

Şekil 4.2. ZnX dielektrik çubuklarının grup hızı dağılımı

Yapılan diğer önemli hesap ZnX dielektrik çubuklarına ait Şekil 4.3'de verilen bant atlasıdır. Bant atlasında dielektrik çubukların büyüklüklerinin, mutlak fotonik bant aralığına etkisi açıkça görülmektedir.




Şekil 4.3. ZnX dielektrik çubuklarının bant atlası

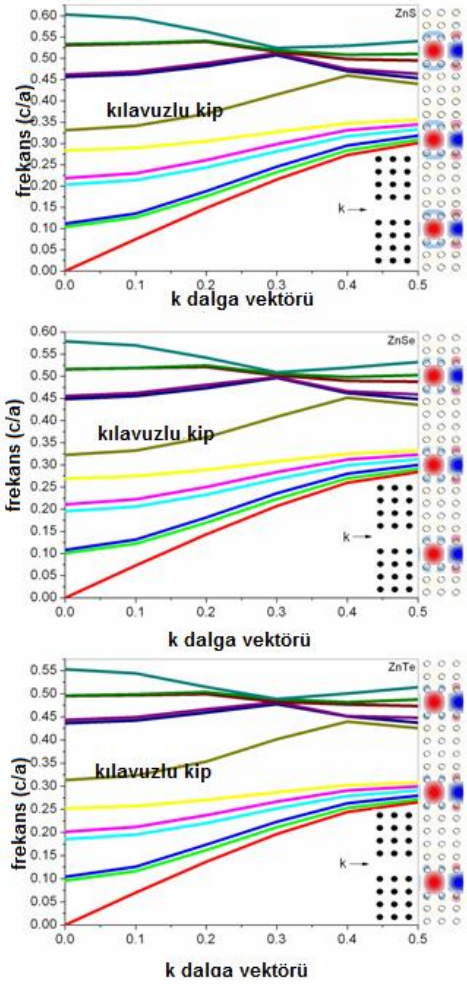
Bunlara bağlı olarak ZnX için iletim spektrumu oluşturulduğunda (Şekil 4.4) fotonik bant aralığındaki frekanslarda iletimin sıfır olduğu görülmektedir. Bu da beklenen durumdur.




Şekil 4.4. ZnX dielektrik çubuklarının iletim spektrumu

### 4.1.2. Çizgi kusuru1

Bu bölümde, çizgi kusurlarının dispersiyon dağılımını inceleyeceğiz. Fotonik kristal'den bir sıra boyunca çubuklar çıkarıldığında çizgi kusuru oluşur. Şekil 4.5'de çizgi kusurunda TM kutuplu ışığın dispersiyon'u incelenmektedir. Diyagram frekansın dalga vektörüne karşı grafiği oluşturularak elde edildi. Grafikten de gözlendiği gibi bant aralığı içerisinde tek bir kılavuzlu kip görünmektedir. Kipin merkez frekansı ZnS için 0.368 c/a, ZnSe için 0.378 c/a, ZnTe için 0.385 c/a olmaktadır. ZnS'den ZnTe'ye gidildikçe dielektrik sabitindeki artışa göre kılavuzlu kipin frekansı düşmektedir. Sonuç olarak ZnX' in lüminesans ve ışığı kontrol edebilme özelliği ortaya çıkmaktadır.

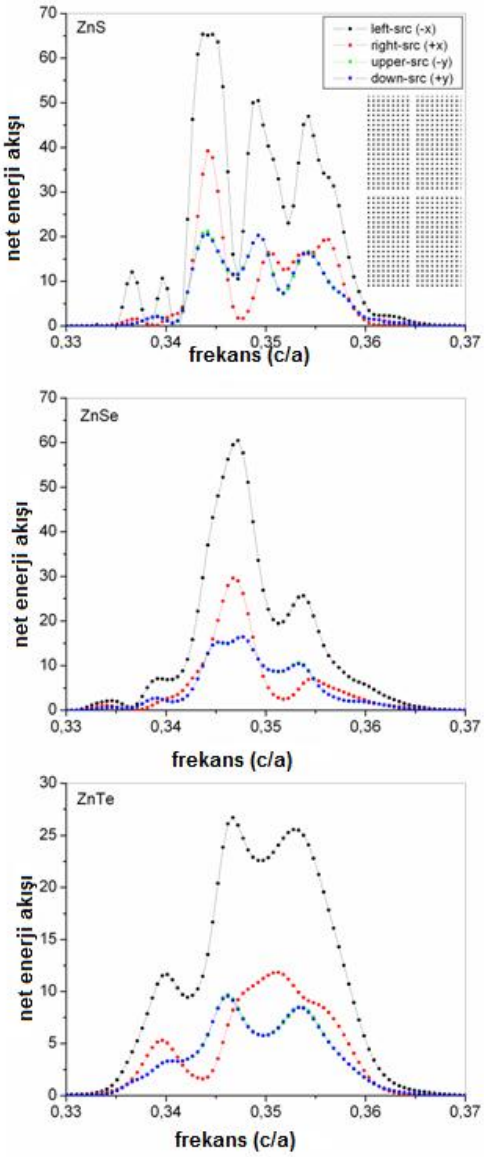



Şekil 4.5**.** Çizgi örgü kusuruna ait ZnX TM fotonik bant yapısı

### 4.1.3. Çizgi kusuru2

Şekil 4.6'da fotonik kristal yapısından yatay ve düşey doğrultuda birer sıra çubuk çıkarıldığında oluşturulan fotonik kristal yapısı görülmektedir. Bu yapı bükülmüş dalga kılavuzu yapısına benzemektedir. Simulasyon MEEP (MIT Electromagnetic Equation Programme) programı ile yapılmıştır. Kaynak, sol kanalda (-8, 0) noktasına yerleştirlmiş. Kaynak'ın merkez frekansı 0.35 c/a, vuru (puls) genişliği ise 20 a/c olarak alınmıştır. Dört dedektörün büyüklüğü 2a uzunluğundadır ve bu dedektörler ilgili kanaldaki net enerji akışını toplamaktadır. Dört dedektörün merkezi sol dedektör için (-7, 0), sağ dedektör için (7, 0), üst dedektör için (0, -7), alt dedektör için (0, 7) olarak tanımlanmıştır.

Sonuç olarak ZnX fotonik kristal yapısına ait iki boyutta fotonik bant yapısı ele alınmıştır. Bu durum ZnX fotonik kristallerinde lüminesans özelliklerin zenginleştirilmesini veya kontrol edilmesini sağlamaktadır. Aynı zamanda bu yapılar güneş pillerinde, LED'lerde kullanılabilir.

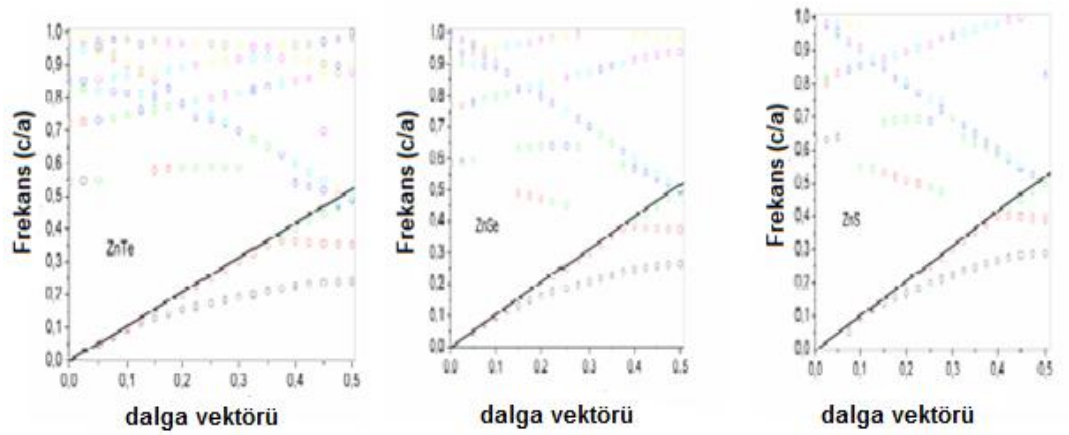



Şekil 4.6. İlgili kanaldan akan net enerji akışı

### 4.2. ZnX dielektrik dalga kılavuzundaki periyodik boşluklar

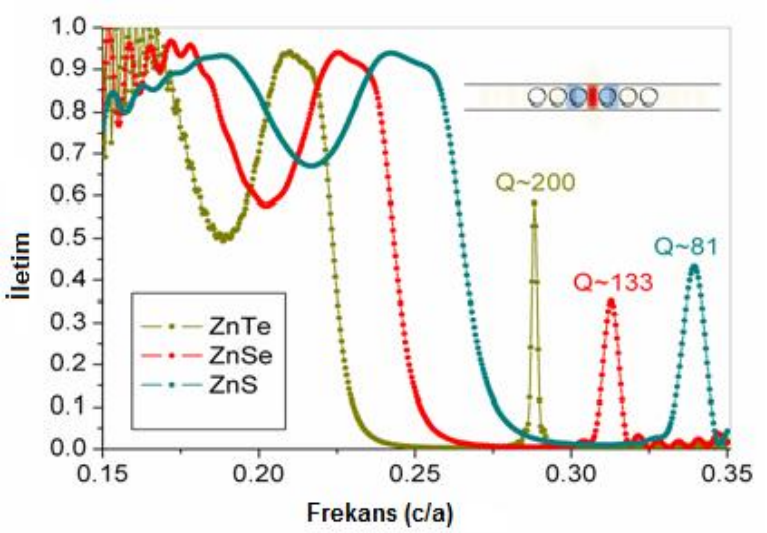
Yapılan çalışma ZnX dalga kılavuzunda periyodik olarak ayarlı silindirik hava boşluklarını içermektedir. Periyodik hava boşlukları arasında bir kavite oluşturuldu. Böylece ZnX yapısı için uzun yaşam ömrüne sahip dar iletim tınlaşımları elde edilebilir. Bu yapı, kızılötesi ve görünür ışın bölgesi aralıkları için doğrusal olmayan optik'te, düşük eşik enerjili lazer uygulamalarında pek çok kullanım alanına sahiptir. Şekil 4.7 oluşturulan TE bant yapısını göstermektedir.

Siyah çizgi ışık konisini sınırını vermektedir. Işık konisinin yukarısındaki bölge dalga kılavuzunu çevreleyen hava içerisinde yayılan kiplerdir. Işık konisinin aşağısındaki kipler ise kesikli kılavuzlu bantları göstermektedir. ZnX yapısı için ilk iki kılavuzlu kipler arasındaki bant aralığı 0.2 c/a ile 0.35 c/a frekans aralığındadır. İlk banttaki kipler her bir boşluk etrafındaki dielektrik içinde yerelleşirken, ikinci banttaki gücün çoğu ise silindirik boşluklar içerisinde yerelleşmektedir. Pek çok kesikli bant ise ışık konisi içerisinde gözlemlendi.



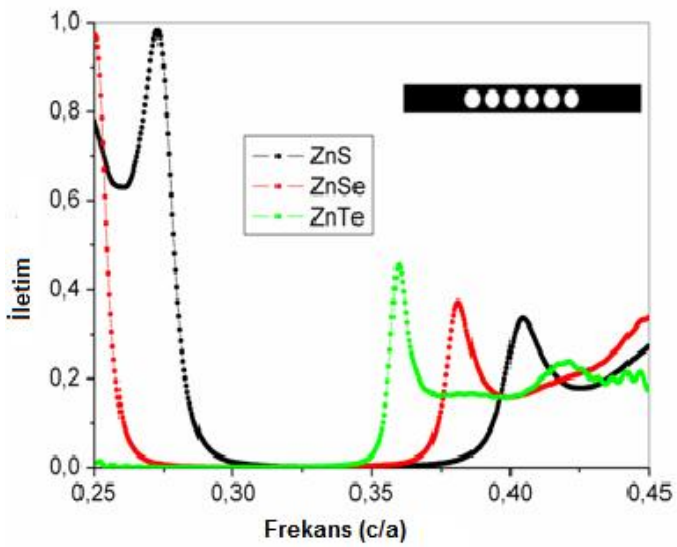

Şekil 4.7. ZnX dielektrik boşluklarının TE bant yapısı. Örgü kusuru aralığı 1.2a değerine eşittir.

Şekil 4.8 oluşturulan yapının iletim spektrumunu göstermektedir. Sol taraf giriş, sağ taraf çıkış dalga kılavuzu gibi davranırken gelen sinyal örgü kusuru aralığında yerelleşmektedir. Yüksek kalite faktörüne sahip TE kipinin manyetik alanı örgü kusurundaki dielektrik bölgede en geniş piktir. Şekil 4.8'e göre tınlaşım frekansı sırasıyla ZnS için 0.33 c/a, kalite faktörü Q=81; ZnSe için 0.31 c/a, kalite faktörü Q=133, ZnTe için 0.28 c/a, kalite faktörü ise Q=200'dür. Ancak silindirik boşlukların sayısına göre kalite faktörü ZnS için 700, ZnSe için 1130, ZnTe için 1880 değerini bulmaktadır.

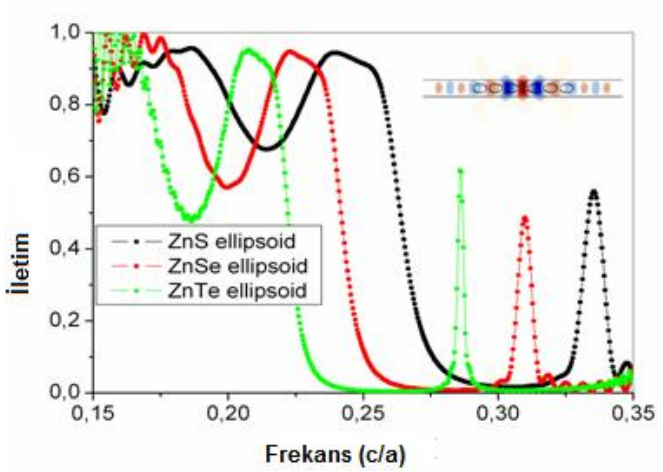



Şekil 4.8. Oluşturulan yapının iletim spektrumu

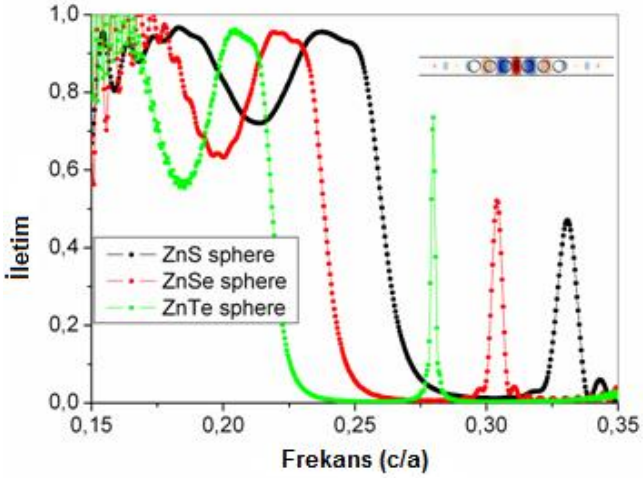
Şekil 4.9 silindirik boşluklar ortadan kaldırılarak oluşturulan yapının iletim spektrumunu vermektedir. İletimin sıfır olduğu aralıklar mutlak fotonik bant aralığını göstermektedir. Şekil'de görüldüğü gibi ZnS'den ZnTe'ye gidildikçe (yani etkin dielektrik sabiti arttıkça) bant genişliği artıyor, merkez frekans değeri ise küçülmektedir.




Şekil 4.9. Örgü kusuru olmadan elde edilen iletim spektrumu




Şekil 4.10. Boşluklar elipsoid olduğunda elde edilen iletim spektrumu




Şekil 4.11. Boşluklar küre olduğunda elde edilen iletim spektrumu

Çizelge 4.3. Boşluklar küre ve elipsoid olduğunda elde edilen kalite faktörleri

| Materyal | Q (Kalite faktörü) |
|---|---|
| ZnS küre | 81 |
| ZnS elipsoid | 59 |
| ZnSe küre | 132 |
| ZnSe elipsoid | 96 |
| ZnTe küre | 198 |
| ZnTe elipsoid | 146 |

Aynı yapıya ait yapılan diğer bir hesaplama ise kullanılan silindirik boşlukların şekillerinin değiştirilmesini içermektedir. Çizelge 4.3, böyle bir durumda tınlaşım frekanslarına ait kalite faktörleri değerlerini özetlemektedir.

Sonuç olarak yapının geometrisinin değiştirilmesi emisyon rengi ve lüminesans niteliklerinin kontrol edilmesini sağlamaktadır. Böylece bant aralığı içerisinde kılavuzlu kip oluşturabilir. Bu durum görünür ve kızılötesi ışık bölgesinde ZnX yapısını LED ve düşük eşik enerjili lazerler gibi optoelektronik araçlarda kullanılması için aday yapmaktadır.

### 4.3. Silisyum temelli dalga kılavuzu

Dalga kılavuzları pek çok tümleşik optiksel devre uygulamalarında kullanılır. Fotonik bant yapısı düşük kayıplı dalga kılavuzlarına ait kılavuzlu kiplerin anlaşılması için önemli bir anahtardır. Kılavuzlu kipler, dieletrik veya hava bandlarındaki kiplerin fotonik bant aralığına çekilmesiyle oluşur. Bu durum, dielektrik çubukların yarıçapının değiştirilmesiyle gerçekleştirilebilir. Dielektrik çubuğun yarıçapındaki artış etkin kırıcılık indisini arttırırken, yarıçaptaki azalma etkin kırıcılık indisini azaltır. Yani bunlar doğru orantılıdır.

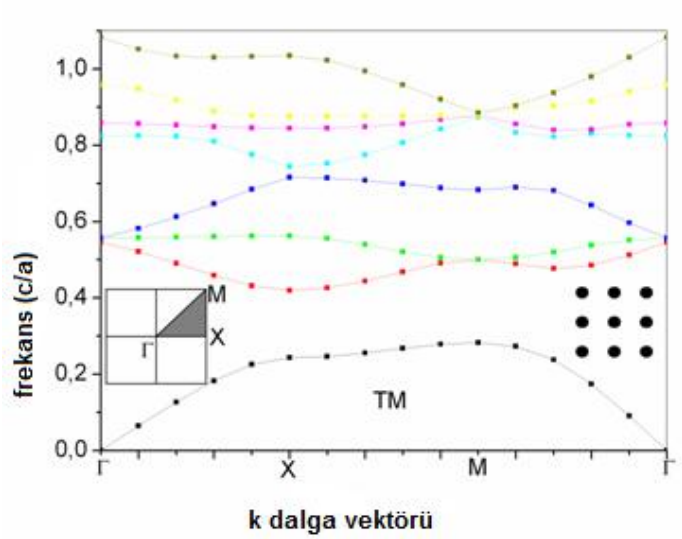
Fotonik kristal yapıları ultra-kompakt ve çok fonksiyonlu araçların yüksek yoğunluklu tümleşik optiksel devreleri için önemli imkânlar sunar. Dar dalga kılavuzu bükümlerinde güçlü iletim bu imkânlardan en iyi bilinendir. Ancak, böyle bir durumda bükümlerde meydana gelecek kayıplar bir dezavantaj oluşturur. Bu dezavantajı ortadan kaldırmak için büküm yakınlarındaki dielektrik çubukların yarıçapı veya yerleri değiştirilir.

#### 4.3.1. Ultra-kompakt Silisyum temelli W1 dalga kılavuzu uygulaması

Bu bölümde biz 2D W1 dalga kılavuzu yapısını inceleyeceğiz. W1 dalga kılavuzu yapısı ise düşeyde ve yatayda bir sıra dielektrik çubuğu çıkarılmasıyla elde edildi. Aynı zamanda gelen, yansıyan ve iletilen dalgaların genliğinin zamana bağlı grafikleri hesaplandı. Bu çalışma, ultra-kompakt dielektrik anahtarlar ve sensörlerin temelini oluşturmaktadır.

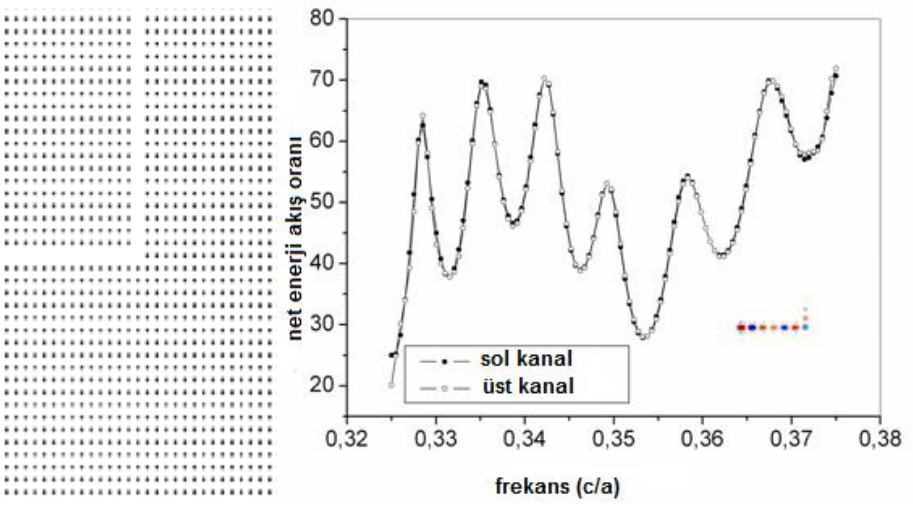
Şekil 4.12'de görüldüğü gibi iki boyutta periyodik ayarlanmış silindirik dielektrik çubukların ilk mutlak fotonik bant aralığı 0.28c/a ile 0.42c/a frekansları

arasında MPB programu kullanılarak hesaplandı. Dielektrik çubuklar hava içine gömülmüştür. Örgü sabiti ise a olarak alınmıştır. Dielektrik çubukların yarıçapı 0.2a, dielektrik sabiti ise 12 olarak tanımlanmıştır. Sonuç olarak silisyum'un %40 gibi bant aralığına sahip olması, Silisyum'un neden tümleşik optiksel devrelerde kullanıldığını göstermektedir.



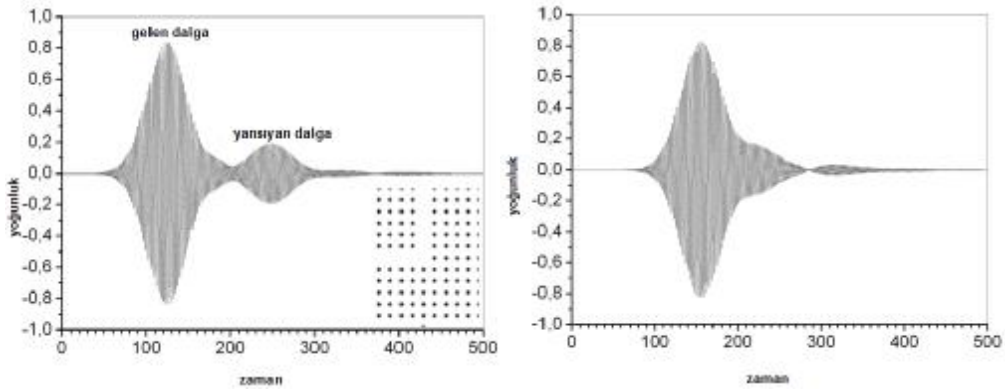

Şekil 4.12. Silikon dielektrik çubuklarının 2D TM fotonik bant yapısı

Şekil 4.13'de W1 2D fotonik kristal bükümü'ne ait net enerji akış oranının frekansa bağlı değişim grafiği verilimiştir. Dalga kılavuzuna ait örgü kusuru kipi kesme frekansı 0.302c/a olarak hesaplanmıştır. Simülasyon süresince TM Gaussian kipinin merkez frekansı 0.35c/a, vuru (puls) genişliği ise 20a/c olarak belirlenmiştir. Kanallara (-7, 0) ve (0, 7) merkezli iki detektör yerleştirilmiş ve her bir detektörün şekil 4.13'de görüldüğü gibi ilgili kanalda akan net enerji akışını toplaması beklenmiştir.




Şekil 4.13. W1 fotonik büküm yapısı ve frekansa bağlı net enerji akış oranı

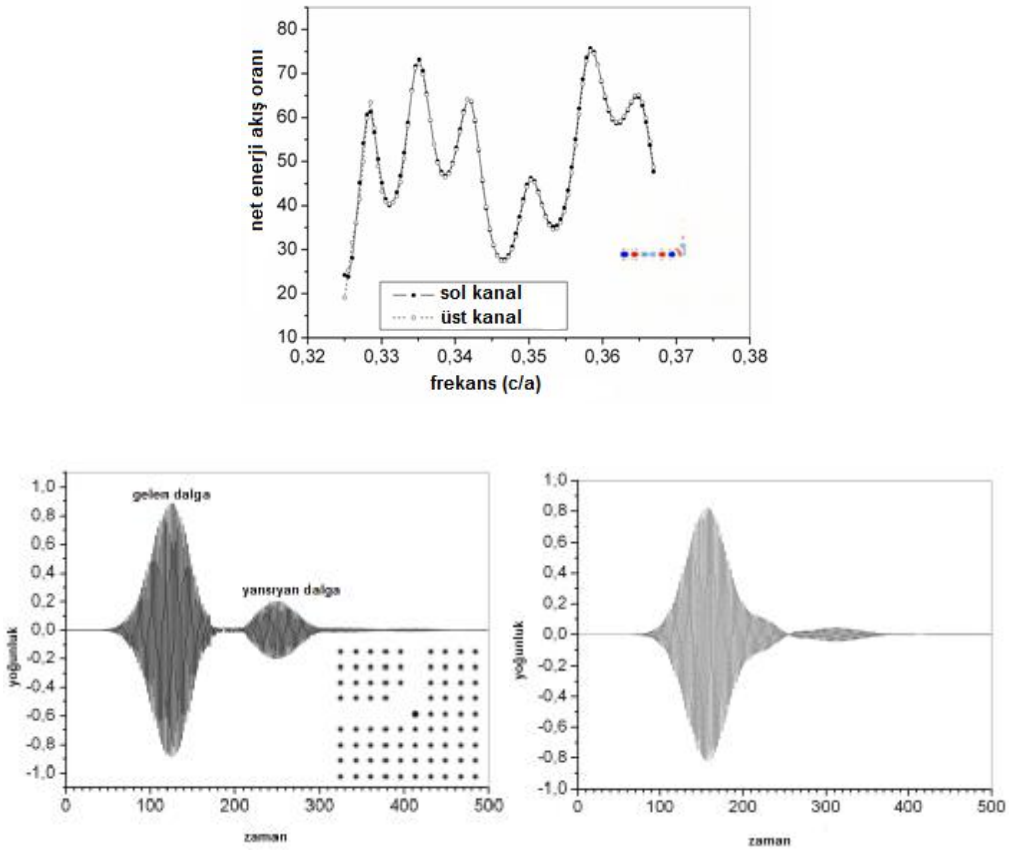
Üst kanalda akan net enerji akış oranı, **%72,3**, olmuştur. Şekil 4.14'e göre ise yansıyan dalga gelen dalganın **%22**'si oranındadır. Gelen ve yansıyan dalga arasındaki gecikme zamanı 120 a/c olduğundan, gelen dalganın çoğu üst kanala akmaktadır.




Şekil 4.14. Zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu

Biz ilk adımda tek bir çubuk' un yarıçapındaki değişimin enerji hassasiyetine bakacağız. Şekil 4.13'deki yapının merkezine (0,0) dielektrik çubuk konuldu ve yapının diagonal bir köşesinden (-1,1) dielektrik çubuk ortadan kaldırıldı. Buna bağlı olarak merkezdeki dielektrik çubuğun yarıçapı değiştirilerek net enerji akış oranının frekansa bağlı değişimi incelendi. Orta bölümde ise bu yapıya ait yayılmakta olan elektromanyetik dalganın $E_z$ bileşeni verilmektedir. Şekil 4.15'de gösterildiği gibi

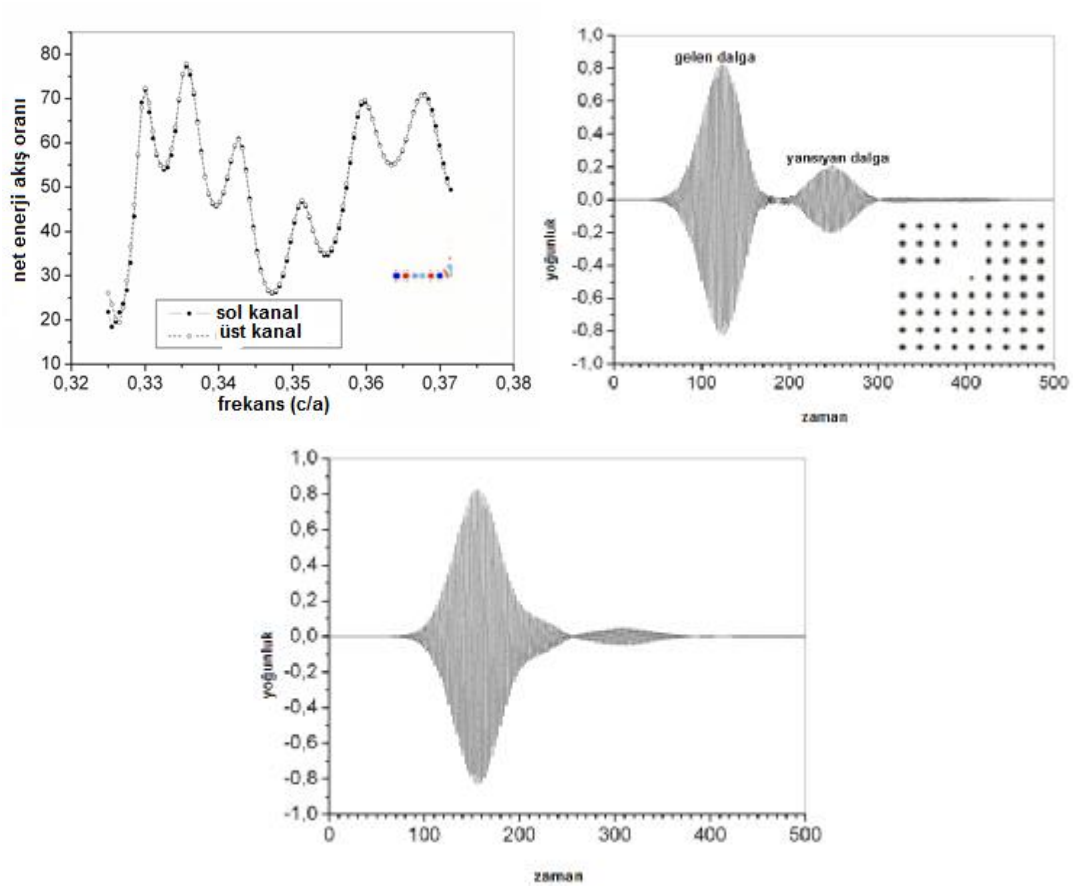
merkeze 0.26a yarıçapında dielektrik çubuk konulduğunda 0.358c/a frekansında sol kanal ve üst kanal'daki net enerji akış oranı, maksimum % 75 olmaktadır. Şekil 4.15, W1 dalga kılavuzunun sol ve üst kanala ait zamana bağlı $E_z$ yoğunluğunu göstermektedir. Şekillere göre gelen enerjinin çoğu üst kanala akar. Gelen dalga ile yansıyan dalga arasındaki zaman gecikmesi **120** ***a/c*** olmuştur. Vurunun yarı-maksimum'daki tam genişliği (FWHM) ise sol kanal için **60** ***a/c*** üst kanal için **56** ***a/c*** olarak hesaplanmıştır.




Şekil 4.15. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu

Aynı yapının merkezine Şekil 4.16'da gösterildiği gibi 0.14a yarıçapında dielektrik çubuk konulduğunda ise 0.335c/a frekansında sol ve üst kanaldaki net enerji akış oranı maksimum %78 olmuştur. Şekil 4.15'deki durum ile Şekil 4.16'daki durum karşılaştırıldığında merkezdeki çubuğun yarıçapındaki değişim 0.12a'dır. Birim yarıçaptaki değişim için, modulasyon katsayısı (78–75%)/0.12a= 25% olmaktadır. Şekil 4.16, W1 dalga kılavuzunun sol ve üst kanala ait zamana

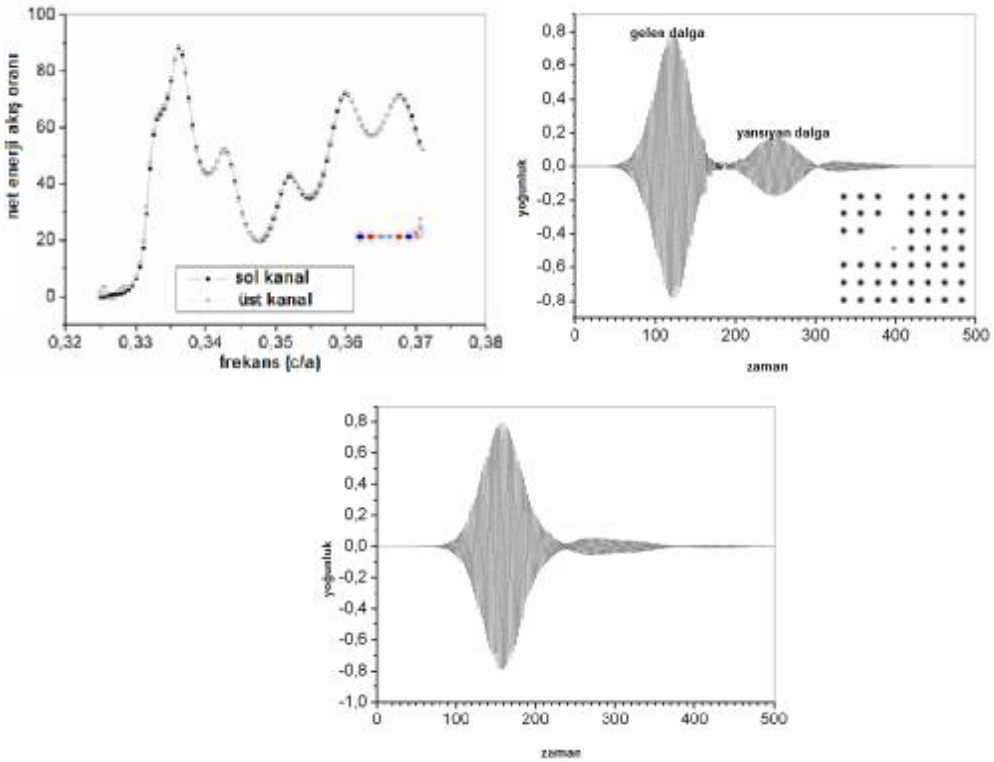
bağlı $E_z$ yoğunluğunu göstermektedir. Şekillerden kısmi yansıma olduğu görülmektedir. Fakat Şekil 4.16'daki yansıyan dalganın genliği Şekil 4.15'e göre daha küçüktür. Gelen dalga ile yansıyan dalga arasındaki zaman gecikmesi **125** ***a/c***' dir**.** Pulsun yarı-maksimum' daki tam genişiliği ise sol kanal için **55** ***a/c*** üst kanal için **50** ***a/c*** olarak hesaplanmıştır. Buna bağlı olarak her iki yapı karşılaştırıldığında merkezdeki çubuğun yarıçapındaki küçülme yarı-maksimum' daki tam genişliği küçültmekte, fakat gelen ve yansıyan dalga arasındaki zaman gecikmesini arttırmaktadır. Merkezdeki çubuğun yarıçapındaki 0.12a'lık değişim Şekil 4.15 ve Şekil 4.16'daki zaman gecikmeleri arasında yaklaşık %8'lik bir değişim meydana gelmektedir.



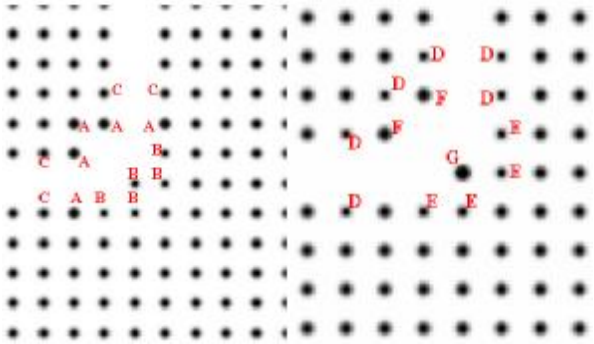

Şekil 4.16. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu

Şekil 4.17'deki gibi dielektrik çubuğun yarıçapı biraz daha azaltılıp 0.12a'ya getirildiğinde 0.335c/a frekansında sol ve üst kanaldaki net enerji akış oranı

maksimum % 89 olmaktadır. Fakat bu durumda sol kanaldaki net enerji akışı 0.328 c/a frekansında, üst kanaldaki ise 0.325c/a frekansında sıfır olmaktadır. Şekil 4.10'daki durum ile Şekil 4.17'deki durum karşılaştırıldığında merkezdeki çubuğun yarıçapındaki değişim 0.14a'dır. Birim yarıçaptaki değişim için, modulasyon katsayısı (89–75%)/0.14a= 100%. Şekil 4.17'e göre gelen dalga ile yansıyan dalga arasındaki zaman gecikmesi **130** ***a/c*** olmuştur**.** Şekil 4.17'deki yansıyan dalganın genliği, Şekil 4.16'daki yansıyan dalganın genliğine göre biraz daha küçük değerdedir. Bu durum üst kanaldaki net enerji akış oranının arttığını göstermektedir. Şekil 4.16 ve Şekil 4.17'ye göre bir karşılaştırılma yapılırsa merkezdeki çubuğun yarıçapındaki 0.02a'lık küçülme yarı maksimum'daki tam genişliği biraz daha küçültmektedir. Fakat gelen dalga ile yansıyan dalga arasındaki zaman gecikmesi biraz daha artmaktadır. Vurunun yarı-maksimum'daki tam genişliği ise sol kanal için **50** ***a/c*** üst kanal için **46** ***a/c*** olarak hesaplanmıştır.

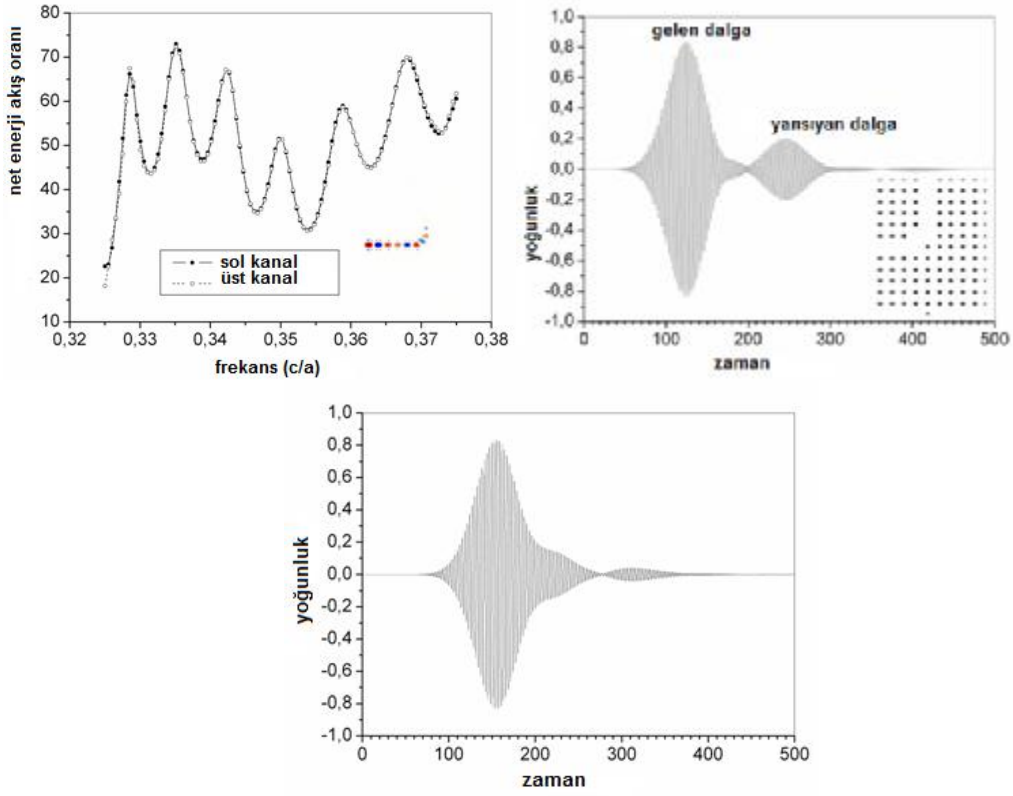



Şekil 4.17. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu



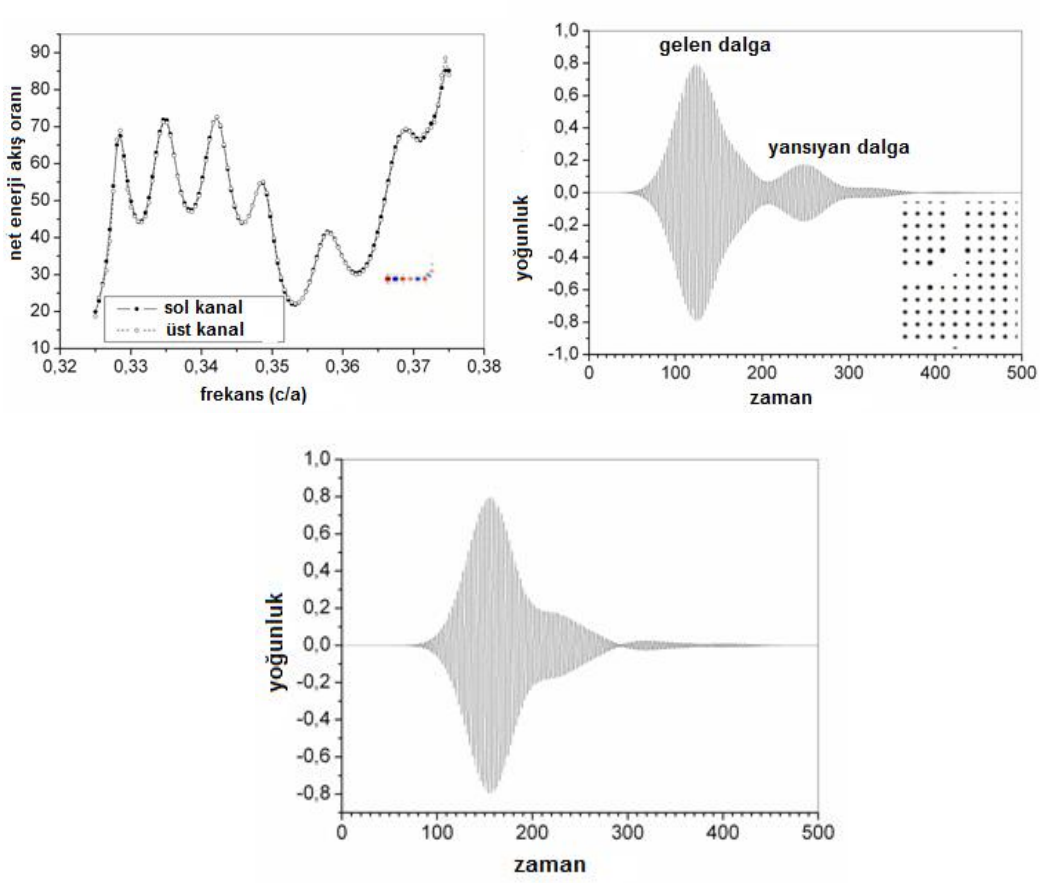

Şekil 4.18. W1 dalga kılavuzu bükümünde yarıçapları değişen çubuklar

İkinci adımda ise Şekil 4.18'de görüldüğü gibi birden fazla çubuğun yarıçapında değişimler yapıldı. A çubuklarının yarıçapı 0.22a, B çubuklarının yarıçapı ise 0.18a olarak tanımlandı. Bu durumda üst kanal için net enerji akış oranı 0.335c/a frekansı için **76%** olmuştur. Şekil 4.19 için gelen dalga ile yansıyan dalga arasındaki zaman gecikmesi **130 *a/c*.** Pulsun yarı-maksimum'daki tam genişliği ise sol kanal için **50 *a/c*** üst kanal için **45 *a/c*** olarak hesaplanmıştır.



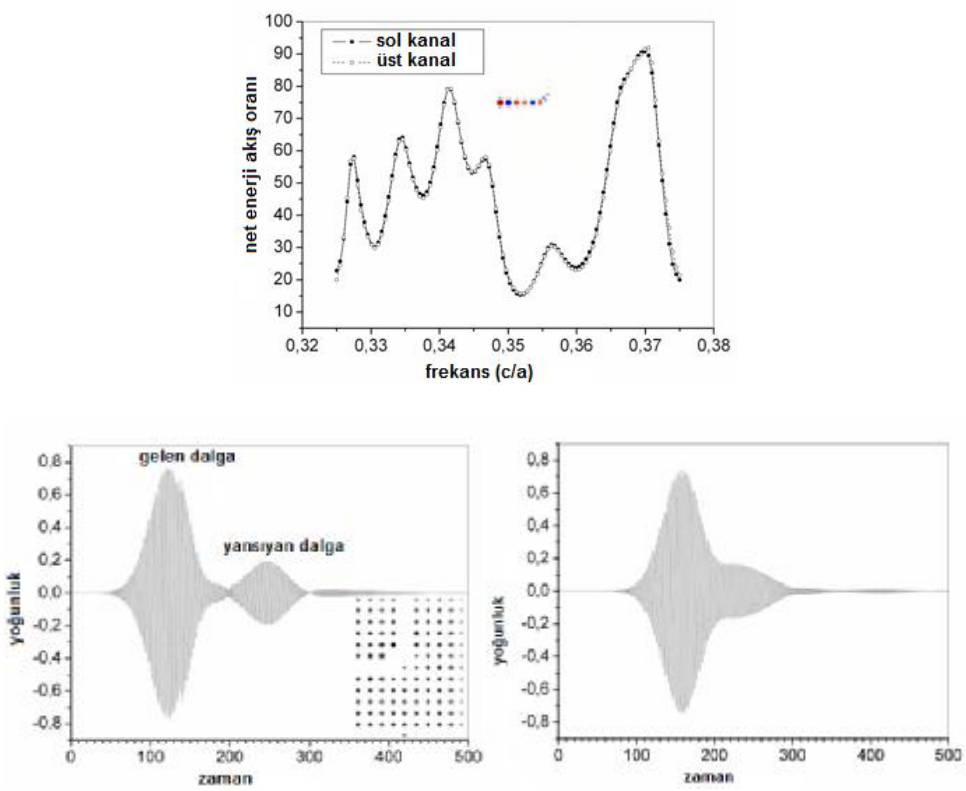

Şekil 4.19. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu

Şekil 4.20 için A çubuklarının yarıçapı 0.24a, B çubuklarının yarıçapı ise 0.16a alındı. Bu durumda üst kanal için net enerji akış oranı 0.375c/a frekansı için **%87**. Şekil 4.19'daki durum ile Şekil 4.20'deki durum karşılaştırıldığında A-B çubuklarının yarıçapları arasındaki fark 0.04a artmaktadır. Birim yarıçaptaki değişim için, modulasyon katsayısı (%87–%76)/0.04a= 275% olmuştur. Şekil 4.20'de görüldüğü üzere gelen dalga ile yansıyan dalga arasındaki zaman gecikmesi **130** ***a/c*** olarak bulunmuştur**.** Vuru'nun yarı-maksimum'daki tam genişliği ise sol kanal için **53** ***a/c*** üst kanal için **48** ***a/c*** olarak hesaplanmıştır.




Şekil 4.20. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu

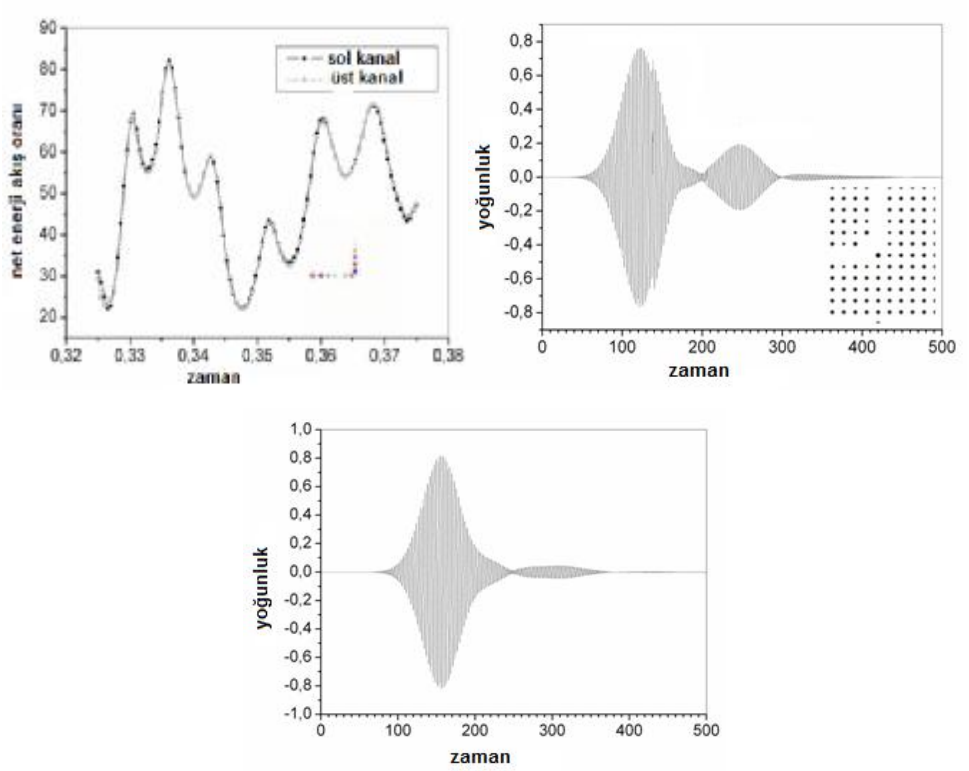
Şekil 4.21 için A çubuklarının yarıçapı 0.22a, B çubuklarının yarıçapı 0.16a, C çubuklarının yarıçapı ise 0.26a alındı. Bu durumda üst kanal için net enerji akış oranı 0.375c/a frekansı için **%92** olmuştur. Şekil 4.21'deki gelen dalga ile yansıyan dalga arasındaki zaman gecikmesi **125** ***a/c*** olarak hesaplanmıştır**.**




Şekil 4.21. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu

Şekil 4.22 için A çubuklarının yarıçapı 0.16a, B çubuklarının yarıçapı 0.18a, C çubuklarının yarıçapı 0.22a, D çubuklarının yarıçapı 0.24a olarak alındı. Bu durumda üst kanal için net enerji akış oranı 0.335c/a frekansı için **%84** olmuştur.

Sonuç olarak biz fotonik kristal W1 örgü kusuru waveguide yapısında dielektrik çubukların yarıçapının elektromanyetik dalganın enerjisine olan etkisini inceledik. Hesaplanan değerler fotonik kristalin optiksel yoğunluk modülatör olarak kullanılması için uygundur.




Şekil 4.22. Frekansa bağlı net enerji akış oranı ve zamana bağlı $E_z$ yoğunluğu

### 4.4. Demet Ayıracı olarak çalışan Silisyum temelli W1 dalga kılavuzu

Işığın hareketini kontrol etmek için gerekli olan aletlerden birisi de güç-bölücü yapısıdır. Çoğunlukla güç bölücü aletler olarak demet ayracı kullanılır, ancak bunlar kendi içerisinde pek çok mekanizmaya sahiptir. Örneğin, T-kavşağı (Fan ve ark., 2001), Y-kavşağı (Boscolo ve ark., 2002), haç-şekli (Chen ve ark., 2004). Fotonik kristal dalga kılavuzu demet ayırcılar ile bir veya daha fazla kipi yerelleştirmek mümkündür.

Bununla birlikte, dispersiyon temelli demet ayırıcılar, fotonik kristal geçirim bandına bağlı olarak kendiliğinden paralelleştirme etkisi için de kullanılabilir ve böylece güç bölücü oluşturmak için çizgi örgü kusurları aracılığıyla kısmi yansımalar elde edilebilir (Shi ve ark., 2004; Yu ve ark., 2003; Lee ve ark., 2005). Ancak, fotonik kristal demet ayırıcılar kompakt olarak yapılabilir ve bunlar da kısmi dezavantajlar oluşturabilir. Burada dezavantajların önemli sebeplerinden birisi keskin bükümlerde elde edilen yansımaların, ilgili kanalda iletilen net enerji akışını düşürme etkisine

sahip olmasıdır. Bu yüzden örgü kusuru kiplerini bir çizgi boyunca kılavuzlayarak enerji kaybını azaltacak şekilde uygun bir büküm yapısı oluşturmak gerekir. Büküme ait eğrilik yarıçapının ışığın dalga boyunu aşması, köşelerde oluşacak yüksek kayıpları engelleyici bir faktördür. Böyle bir durumda da fotonik bant aralığı içerisindeki bir frekansta kip sınırlandırılmış olur. Fotonik kristal bükümlerinin böyle özelliklere sahip olması optiksel bir ışık için kayıpsız dielektrik aynaların ve tınlaşım oyuklarının üretimi için büyük öneme sahiptir.

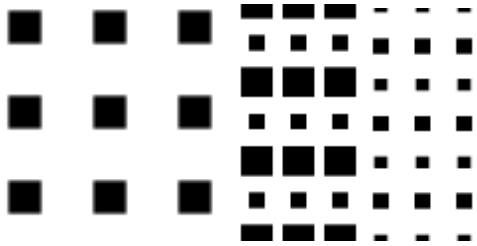
Fotonik kristallerin uygulama alanlarından birisi de fotonik kristal frekans yol seçicisidir. Fotonik bant aralığına sahip yapılar WDM (wavelength-division-multiplexing-dalga boyu bölücü çoklayıcısı) içinde bulunan OAD (Optical add-drop-optiksel ekle çıkar) filtre yapılandırmasında kullanılır. Buna bağlı olarak ilk çalışma Fan tarafından yapıldı (Fan ve ark., 1998). Daha sonraki yapılan çalışmalarda bu yapılar deneysel ve teorik olarak geliştirildi (Noda ve ark., 2000; Nelson ve ark., 2000; Oh ve ark., 2000; Koshiba, 2001; Sharkawy ve ark., 2001; Jin ve ark., 2001). Çok Modlu girişim (Multi-mode interference, Liu ve ark., 2004), Yönlenmiş çiftlenme ve anahtar (directional coupling ve switches, Yamamoto ve ark., 2006) uygulamaları fotonik kristal ayırıcılar için önemli uygulama alanlarıdır.

Biz çalışmamızda kesiti kare olan dielektrik çubukların hava içindeki kare örgüsüne ait fotonik bant yapısını elde ettik ve kare kesitli dielektrik çubukların boyutlarındaki değişimiyle fotonik bant aralıklarının nasıl değiştiğini inceledik. Daha sonra aynı yapı içinde farklı boyutlara sahip karesel çubuklar oluşturduk ve bant yapısı analizlerini gerçekleştirdik. Diğer taraftan kristalin periyodikliği kırılarak fotonik kristal büküm yapısı, güç ayracı (T-kavşağı, Y-kavşağı) yapısı oluşturuldu ve bu yapılarda yüksek verimlilik elde edildi. Bütün bu yapılan hesaplamalar, fotonik kristallerin yüksek performansa sahip fotonik tümleşik devreleri gibi pek çok optiksel uygulamalar için uygun olduğunu göstermektedir.

### 4.4.1. Kesiti kare olan Si dielektrik çubukların TM fotonik bant yapısı

Şekil 4.23(a)'da görüldüğü gibi hava içindeki kare kesitli dielektrik çubukların iki boyuttaki fotonik kristal yapısı oluşturuldu. Periyodik olarak

yerleştirilmiş kare kesitli dielektrik çubukların boyutları aynı ve d=0.4a'dır. Yüksek dielektrik sabitine sahip kare kesitli dielektrik çubuklar silikon temellidir ve dielektrik sabiti (1500 nm dalga boyunda ölçülen) 12'dir. Örgü sabiti ise a=1μm olarak alındı. MPB programı aracılığı ile fotonik band yapısı elde edildi.



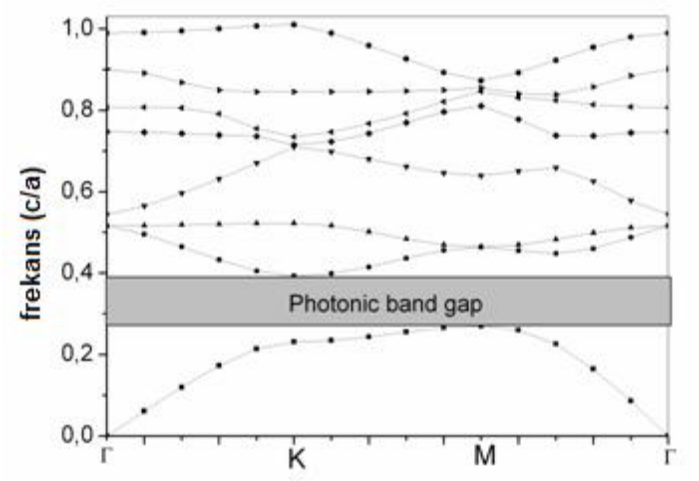
(a) (b) (c)

Şekil 4.23. Fotonik kristal yapıları: (a) Kare örgü içindeki karesel çubuklar; (b) ve (c). Farklı boyutta Merkezi (0,0) ve (0,1) olan karesel dielektrik çubuklar

Fotonik kristallerde periyodikliğin kırılması daha önce belirtildiği gibi bant yapısı mühendisliğinin önemli diğer uygulamalarından biridir. Bu açıdan farklı merkezli büyüklükleri farklı olan karesel dielektrik çubuklarla farklı geometriler oluşturduk. Böylece ikinci tasarım olarak Şekil 4.23(b) ve Şekil 4.23(c)'de görüldüğü gibi (0,0) merkezli karesel dielektrik çubuklar ile (0,1) merkezli karesel dielektrik çubukların boyutlarını farklı aldık. (0,0) merkezli karesel çubukların boyutu d=0.4a, (0,1) merkezli karesel çubuğun boyutu Şekil 4.23(b) ve Şekil 4.23(c)'de görüldüğü gibi önce d=0.75a daha sonra d=0.3a olarak alındı. Aynı zamanda (0,0) merkezli karesel çubukların boyutları sabit tutularak, (0,1) merkezli karesel çubukların boyutları 0 ile 0.75a aralığında değişken olarak atandı. Böylece bu yapılara ait TM kutuplanmasi için d/a oranına bağlı olarak spektral genişlikleri veren bant atlası oluşturuldu.

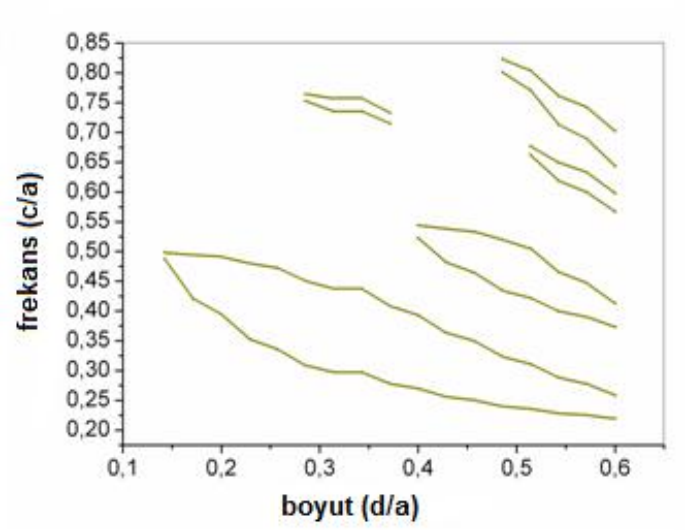
Şekil 4.24, karesel dielektrik çubukların fotonik bant yapısını vermektedir. Düşey eksen boyutsuz frekans değerlerini c/a cinsinden, yatay eksen ise dalga vektörünü göstermektedir. *Γ*, *K* ve *M* indirgenemez Brillouin bölgesini vermektedir. Fotonik bant aralığının bağıl genişliği ise $\Delta w/w_m$ ile bulunmaktadır. Burada, $w_m$ fotonik bant aralığının merkezini, $\Delta w$ ise frekans genişliğini vermektedir. İlk TM fotonik bant aralığı ilk ve ikinci bantlar arasında *(*0.270–0.393*) wa/*2*πc* frekans

değerlerinde gözlenmektedir. Fotonik band aralığının bağıl genişliği %37.12, merkez frekansı ise 0.331 *wa/2πc*'dir. Kısmi fotonik bant aralıkları ise TM3-TM4, TM4-TM5 bantları arasında bulundu. TM3-TM4 ve TM4-TM5 kısmi bant aralıklarının bant genişliği sırasıyla %3.96, %0.7, merkez frekansları ise 0.533 *wa/2πc*, 0.712 *wa/2πc*'dir. Bant genişliği %1 ile %5 arasında değişen TE kiplerine ait çok küçük bant aralıkları bulundu. Ancak şekil olarak gösterilmedi. Böyle bir yapıda fotonik bant aralığının TM kipleri için geniş olması, silikon temelli fotonik kristallerin ultra-kompakt anahtar, sensör topolojileri ve optiksel yoğunluk modülatör uygulamaları için yüksel performans göstermesini sağlamaktadır.



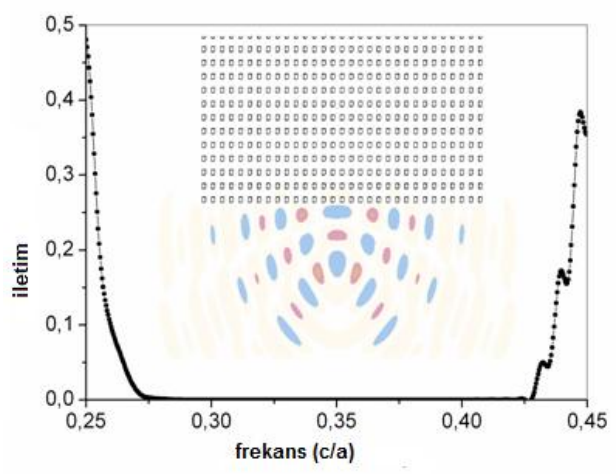

Şekil 4.24. Karesel dielektrik çubukların 2D fotonik bant yapısı

Şekil 4.25'de kare örgü içindeki kare çubukların TM polarizasyonu için bant atlası verilmektedir. Grafik, kare çubukların boyutu d/a oranındaki değişime bağlı olarak TM bantlarının spektral genişliklerini vermektedir. Grafiğe göre mutlak fotonik bant aralığının en geniş olduğu durumda d/a oranının aldığı değer yaklaşık 0.4 olmaktadır.



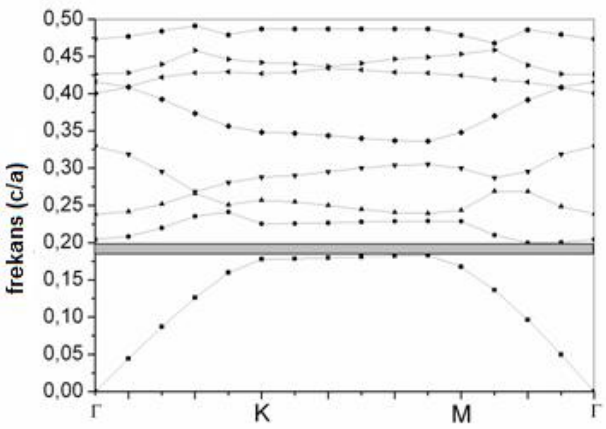

Şekil 4.25. 2D Karesel dielektrik çubukların bant atlası

Aynı yapıya ait diğer bir hesaplama ise hangi frekans aralığında ışığın fotonik kristal içinden geçebildiği ile ilgilidir. Bu yüzden belli sayıdaki kare çubuklarla frekansa bağlı olarak iletim spektrumunu Şekil 4.26'da grafik olarak elde ettik. Şekil 4.26'da görüldüğü gibi *(*0.260–0.425*) wa/2πc* frekans aralığında iletim sıfır olmaktadır. Bu durum şu anlama gelir ki bu frekans aralığı, fotonik bant aralığı içerisinde yer alır ve elektromanyetik dalgalar bu frekans aralığı içerisindeki bir frekans değeriyle yapı içerisinde yayılamaz. Şekil 4.26'da merkez frekansı 0,35 *wa/2πc* olan bir elektromanyetik dalganın izlediği yol verilmektedir. Şekil'den de görüldüğü gibi 0,35 *wa/2πc* frekans değeri fotonik bant aralığı içerisinde yer aldığından yapı içerisinde yayılamamaktadır.



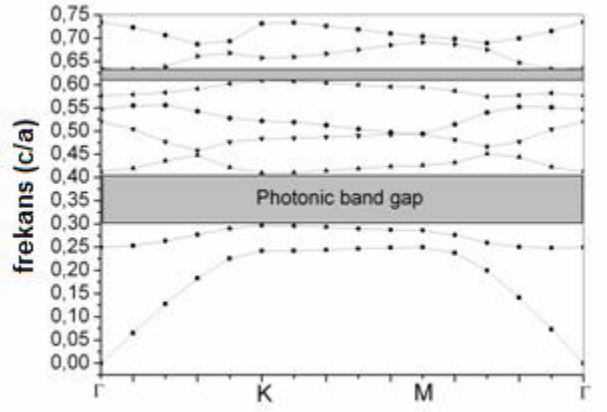

Şekil 4.26. Belli sayıdaki karesel dielektrik çubukların iletim spektrumu

Şekil 4.27'de kare örgü içinde simetrisi değişen kare çubukların fotonik bant yapısı verilmektedir. Küçük kare çubukların boyutu 0.4a, büyük çubukların boyutu ise 0.75 olarak tanımlandı. Buradaki grafiğe bakılırsa mutlak fotonik bant aralığı çok küçüktür, ancak gözlenen kısmi fotonik bant aralıklarının sayısı artmaktadır. Gözlenen kısmi fotonik bant aralıklarının genişlikleri sırasıyla % 8.7, % 2, % 1.94 iken center normalized frequencies 0.191 $wa/2\pi c$, 0.332 $wa/2\pi c$, 0.462 $wa/2\pi c$ olmaktadır. Şekilden gözlendiği gibi belli çubukların boyutu arttırıldığında fotonik bant aralığını oluşturan frekans değerleri düşük frekans aralıklarına kaymaktadır.



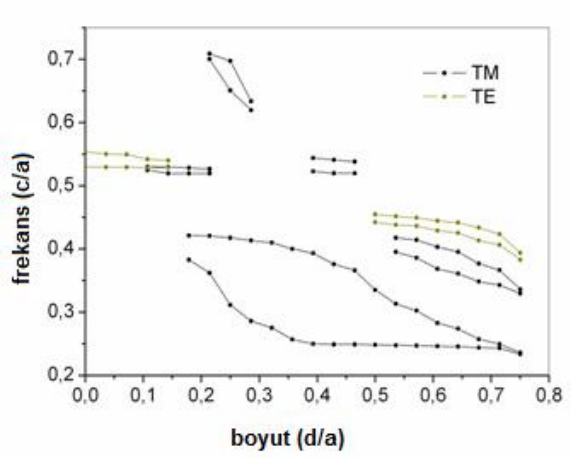

Şekil 4.27. (0, 1) merkezli 0.75a boyutunda ve (0, 0) merkezli 0.4a boyutundaki karesel çubukların TM bant yapısı

Şekil 4.28'de (0,1) merkezli kare çubukların boyutu küçültüldüğünde elde edilen TM bant yapısı verilmektedir. (0,0) merkezli kare çubukların boyutu 0.4a, (0,1) merkezli kare çubukların boyutu ise 0.3a olarak alındı. Buna bağlı olarak mutlak fotonik bant aralığı *(*0.296–0.409*) wa/*2*πc* frekans aralığı içinde TM2-TM3 bantları arasında gözlenmektedir. Kare çubuğun boyutundaki küçülme frekans değerlerini Şekil 4.24'e göre daha yüksek değerlere kaydırmaktadır. Simetrideki bu değişim yine gözlenen kısmi bant aralıklarının sayısını arttırmaktadır. Onların bağıl genişlikleri % 32.03, % 1.52, % 3.25, % 3.86, merkez frekansları ise 0.352 *wa/*2*πc,* 0.453 *wa/*2*πc,* 0.564 *wa/*2*πc,* 0.621 *wa/*2*πc* olmaktadır.



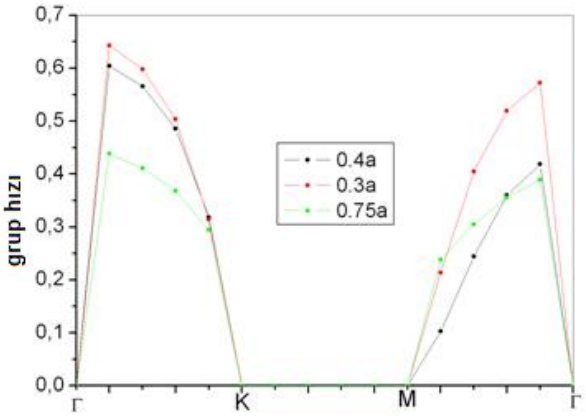

Şekil 4.28. (0, 1) merkezli 0.3a boyutunda ve (0, 0) merkezli 0.4a boyutundaki karesel çubukların TM bant yapısı

Şekil 4.29'da kare örgü içindeki farklı boyuttaki kare çubukların TM polarizasyonuna bağlı bant atlası verilmektedir. Grafik, kare çubukların boyutlarındaki değişime bağlı olarak TM bantlarının spektral genişliklerini vermektedir. Merkezi (0,0) olan çubukların boyutu sabit değerde (d=0.4a değerinde) tutulurken (0,1) merkezli çubukların boyutu değiştirilmektedir. Şekil 4.29'a göre merkezi (0,1) olan dielektrik çubukların boyutu d=0.4a değerine yaklaştıkça çubukların boyutları arasındaki fark azalmakta ve mutlak fotonik bant aralığı genişlemektedir. Fakat, 0.4a değerinden sonra ise çubukların boyutları arasındaki fark artmakta ve mutlak fotonik bant aralığının genişliği azalmaktadır.




Şekil 4.29**.** 2D Karesel dielektrik çubukların bant atlası

Yapılan diğer bir hesaplamada Şekil 4.23'e ait her üç yapı için ışığın grup hızının dalga vektörüne bağlı grafiği çizildi. Şekil 4.30'da görüldüğü gibi grup hızı ilk Brillouin bölgesinin merkezinden *(Γ)* Brillouin bölgesinin kenarına *(K)* gidildikçe grup hızı dramatik bir şekilde azalmaktadır. Brillouin bölgesinin *(K)* ve *(M)* noktaları arasında ise grup hızı sıfırdır. Çünkü bu bölge mutlak fotonik bant aralığı içerisindedir. Bununla birlikte Şekil 4.23(a), Şekil 4.23(b) ve Şekil 4.23(c) tasarımlarına göre karesel dielektrik çubukların büyüklüğündeki değişim grup hızını da etkilemektedir. (0, 1) merkezli karesel çubuğun büyüklüğü 0.3a iken grup hızı daha fazladır. Böylece (0, 1) merkezli karesel çubuk' un büyüklüğü ile grup hızı ters orantılıdır.

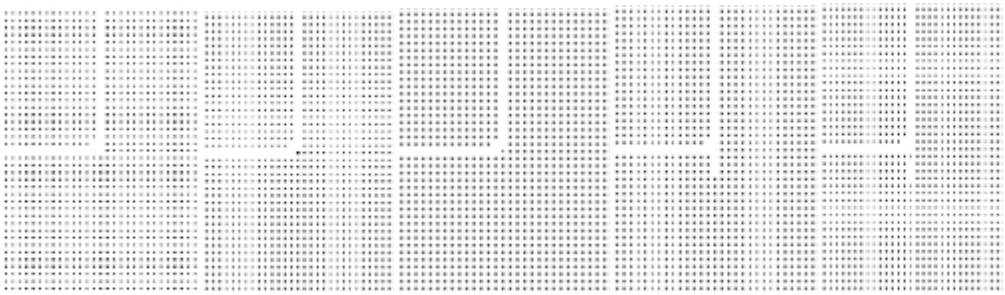



Şekil 4.30. İlk üç tasarım için grup hızı

### 4.4.2. Kesiti kare olan Si dielektrik çubukların W1 dalga kılavuzu bükümü

Geniş bir fotonik bant aralığına sahip bir fotonik kristal gelecekte belli dalga boylarında üretilecek fotonik entegre devreleri için önemli bir özelliğe sahiptir. Özellikle periyodik bir yapı içinde bulunan örgü kusuru bölgesinde ışığın kılavuzlanma etkisinden dolayı yüksek enerjide iletim sağlama durumu optiksel süreçler için ilgi çekici bir durum oluşturur. Örneğin çizgi örgü kusuru ve bent'lerle mutlak fotonik bant aralığı içerisindeki uygun bir frekansta ışık kılavuzlanabilir, belli bir hedefe yönlendirilebilir ve hatta fotonik kristal bükümlerin köşelerinde yüksek verimle taşınabilir. Fotonik kristallerin bu özelliklerine bağlı olarak pek çok kullanım alanları vardır: Dalgaboyu filtreleri, optiksel dalga kılavuzu yapıları, ayırıcılar ve birleştiriciler vs. İki boyutlu fotonik bant aralığı temeline dayalı optiksel bir bölgede dalgaboyu filtreleri farklı geometriler ve parametreler ile oluşturulabilir.

Şekil 4.31(a), Şekil 4.31(b), Şekil 4.31(c), Şekil 4.31(d) ve Şekil 4.31(e)'de görüldüğü gibi kare çubukların hava içindeki kare örgüsünde 2D W1 örgü kusuru dalga kılavuzundaki $90^0$ bent yapısını analiz etmekteyiz. Bu yapıda ilk olarak büyüklüğü d=0.4a, dielektrik sabiti 12 olan kare çubukları yatay ve dik çizgiler boyunca bir sıra boyunca ortadan kaldırılırken, yapıdan ek olarak (-1, 1) merkezli kare çubuk çıkarıldı ve daha sonraki hesaplamalara dayalı olarak yapının (0,0) merkezine farklı boyutlarda kare çubuk eklendi.



(a) (b) (c) (d) (e)

Şekil 4.31. **(a), (b), (c), (d) ve (e)**. Fotonik kristal büküm yapısı

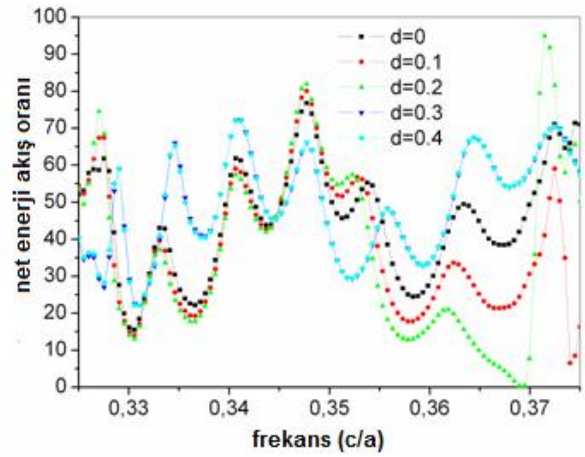
Tek bir dielektrik çubuğun boyutundaki değişim, ilgili kanalda akan net enerji akışı oranını belli frekanslarda maksimum yaparken belli frekanslarda minimum yapabilir. İlgili kanaldan akan net enerji akışı oranındaki değişim bükümün köşesinde bulunan tek bir karesel çubuğun büyüklüğüne göre hassasiyet göstermekte ve uygun çubuk büyüklüğüne göre uygun frekans değerlerinde yüksek/düşük enerji akışı oranı sağlayabilmektedir. Buna bağlı olarak Şekil 4.28(b) ve Şekil 4.28(c)'deki yapılar ilgili frekans değerinde yüksek enerji akışı oranı sağlama amacı taşımaktadır. İlginç olan durum kullanılan dielektrik çubuğun şekline ve büyüklüğüne bağlı olarak geniş bir frekans aralığı içinde bu amacın gerçekleşmesidir. Ayrıca tek bir çubuğun boyutundaki bu değişim fotonik kristal anahtarı uygulaması için önemli bir rol oynamaktadır. Tek bir çubuk ile ilgili yapılan başka bir uygulama ise bu tür fotonik kristallerin optiksel şiddet modülatörleri ve sensör olarak kullanılmasıdır.

Fotonik kristalin keskin köşelerinde meydana gelen kayıplar nedeniyle iletilen net enerji akışı bazı frekanslarda oldukça düşebilmektedir. Bu yüzden Şekil 4.31(d) ve Şekil 4.31(e)'de görüldüğü gibi fotonik kristalin bükümüne ek olarak dar dalgaboyu aralıklı filtre (notch filter) olarak bilinen yapı ekledik. Bu yapıyı oluştururken ilk önce üç çubuğu Şekil 4.31(d)'de görüldüğü gibi ortadan kaldırdık. Daha sonra Şekil 4.31(e)'de görüldüğü gibi ek olarak 1 tane çubuk ekledik. Her iki yapıda da dar dalgaboyu aralıklı filtre, kavite gibi çalışır. Yani belli bir frekans değerinde kavite duvarından %100 yansıma alınmaktadır. Bu da iletilen net enerji akışı oranını sıfıra getirmektedir. Ancak, bu yapıya göre dalga boyunun belli aralıklarında iletilen net enerji akışı oranı artmaktadır. Böylece bu yapılar da ultra-kompakt filtre olarak yüksek performansla çalışabilmekte ve yoğunluk zenginleştirme amacıyla kullanılabilmektedir.

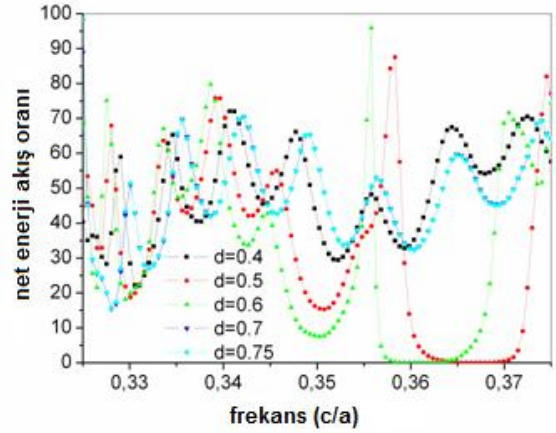
Şekil 4.32 ve Şekil 4.33'de ise hava içindeki kare çubukların kare örgüsüne ait 2D W1 örgü kusuru dalga kılavuzundaki $90^0$ bent yapısını analiz etmekteyiz. Bu yapı, fotonik kristal kare çubuklarının yatay ve dik çizgiler boyunca bir sıra ortadan kaldırılmasıyla oluşturuldu. Her bir kare çubuğun boyutu 0.4a, dielektrik kare çubukların dielektrik sabiti $e$ =12 olarak alındı. Noktasal kaynak sol kanalda (-8, 0) üst detektörün merkezi ise üst kanalda (0,7) konumunda bulunmaktadır. Üst detektör ilgili kanalda akan net enerji akışını toplamaktadır. Periyodik olarak yerleştirilmiş

karesel dielektrik çubuklara TM dalgası gönderildiğinde geniş bir mutlak fotonik bant aralığı elde edilmektedir. Bu yüzden kaynak TM frekansında seçildi. TM Gaussian pulsunun merkez frekansı 0.35 c/a ve pulsun genişliği 20a/c olarak alındı.

İlk durumda bent yapısında (-1,1) merkezli çubuk ortadan kaldırılarak yapılan hesaplamada daha sonra ek olarak (0,0) merkezine farklı boyutlarda kare çubuk eklendi. Şekil 4.32 ve Şekil 4.33'de üst kanaldaki net enerji akış oranının frekansa bağlı değişimi verilmektedir. Şekil 4.32 ve Şekil 4.33 içinde merkezdeki kare çubuğun boyutundaki değişimin net enerji akışına olan etkisi de gözlendi. Şekil 4.32'ye göre merkezdeki çubuğun boyutu d=0.2a olduğunda yaklaşık 0.369c/a değerinde üst kanaldaki net enerji akış oranı sıfır ve yaklaşık 0.372 c/a frekans değerinde ise bu akış oranı %95 olmaktadır. Aynı şekilde Şekil 4.33'e göre merkezdeki çubuğun boyutu d=0.5a ve d=0.6a olduğunda net enerji akış oranı sırasıyla yaklaşık 0.365 c/a ve 0.36 c/a frekans değerlerinde sıfır olmaktadır. Dahası d=0.5a değeri için yaklaşık 0.357 c/a frekansında net enerji akış oranı %90, d=0.6a değeri için yaklaşık 0.355 c/a frekansında net enerji akış oranı %95 olmaktadır. Şekil 4.33'de görüldüğü gibi 0.325c/a frekansında üst kanaldaki net enerji akış oranı dielektrik çubuğun boyutu 0.75a olduğunda %98 değerini vermektedir. Bununla birlikte merkezdeki kare çubuğun boyutunun artması durumunda net enerji akış oranındaki yüksek değerler düşük frekanslara doğru kaymaktadır. Şekil 4.32 ve Şekil 4.33'de merkezdeki tek çubuğun boyutundaki diğer değerlerinde ise net enerji akış oranı %70-%80 arasında değişmektedir. Sonuç olarak tek çubuk üzerindeki bu hassasiyet ultra-kompakt anahtarlar, sensör topolojileri ve optiksel yoğunluk modülatör uygulaması için uygun olmaktadır.

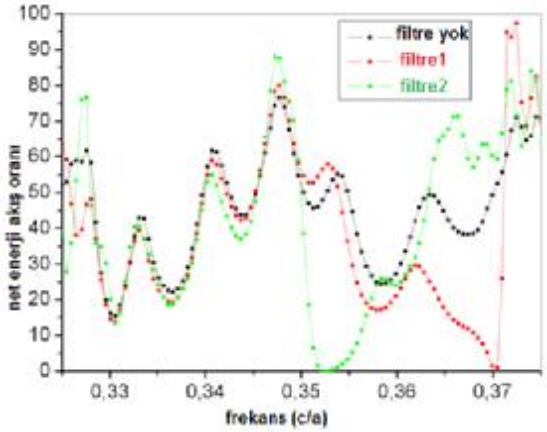



Şekil 4.32.Üst kanaldaki net enerji akış oranının frekansa bağlı değişimi. Merkezdeki dielektrik çubuğun büyüklüğü 0.1a ile 0.4a aralığında değişmektedir. Siyah çizgi merkezde bir dielektrik çubuk yokken elde edildi.




Şekil 4.33. Üst kanaldaki net enerji akış oranının frekansa bağlı değişimi. Merkezdeki dielektrik çubuğun büyüklüğü 0.4a ile 0.75a aralığında değişmektedir.

Şekil 4.34'de fotonik kristal büküm yapısında oluşturulan dar dalgaboyu aralıklı filtre yapısına ait grafikler verilmektedir. Oluşturulan bu dar dalgaboyu aralıklı filtre yapısı daha önce de belirtildiği gibi bir kavite gibi çalışır ve bir frekans değerinde gelen elektromanyetik dalgaya %100 yansıma yaptırarak iletilen net enerji akışı oranını sıfıra getirir. İlk durumda şekilde görüldüğü gibi dar dalgaboyu aralıklı filtre yapısı yokken elde edilen %100 yansıma değeri yoktur ve net enerji akışı oranındaki maksimum değer %70-%80 arasında bir değer almaktadır.

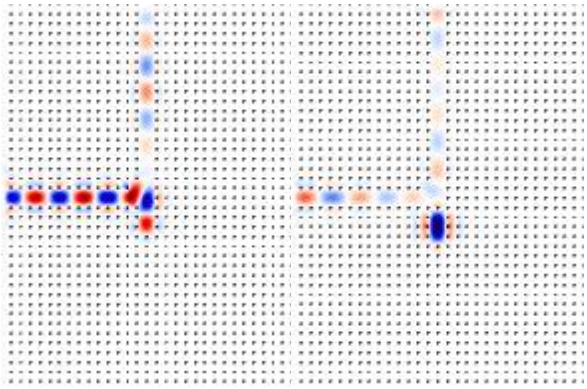



Şekil 4.34. Fotonik kristal bükümüne ait köşede oluşturulan filtre yapısı. Grafik üst kanalda akan net enerji akış oranının frekansa bağlı değişimini kapsamaktadır.

Ancak, şekilde görüldüğü üzere dar dalgaboyu aralıklı filtre1 yapısı, yaklaşık 0.370 c/a frekansı değerinde %100 yansıma vermektedir. Bununla birlikte 0.370-0.375 c/a frekans aralığında %95 ile %97 gibi bir kaç yüksek net enerji akış oranı vermektedir. Dar dalgaboyu aralıklı filtre2 yapısında ise 0.353 c/a frekansında %100 yansıma vardır ve 0.343 c/a frekansı değerinde iletilen enerji akış oranı %90 olmaktadır. Dahası her iki oluşturulan dar dalgaboyu aralıklı filtre yapısı belli frekans değerlerinde dar dalgaboyu aralıklı filtre kullanılmamış duruma göre iletilen net enerji akış oranını yükseltmektedir. Böylece bu yapılarla ultra-kompakt filtre yapısında yoğunluk zenginleştirme yapılabileceğini görmekteyiz.

Başka bir önemli noktayı ise tümleşik optiksel devreler için önemli anahtarlardan birisi olan tınlaşım filtreleri oluşturmaktadır. Örneğin Şekil 4.31(d) ve Şekil 4.31(e)'deki dar dalgaboyu aralıklı filtre yapıları bir kavite gibi davrandığından giriş dalga kılavuzundan gönderilen ışık dar dalgaboyu aralıklı filtre yapısıyla birleşmekte (couples), ışıma kipleri ise zamanla sönümlenmektedir. Böylece TM kipleri için yüksek kalite faktörü elde edilmektedir. Böyle bir durumda ise tınlaşım kiplerine ait dar bir çizgi genişliği elde edilebilmektedir. Dar bir tınlaşım genişliği ise fotonikler (Solcacic ve ark., 2002; Fan ve ark., 1995), düşük eşik enerjili lazerler (Maes ve ark., 2007), doğrusal olmayan optik (Abad ve ark., 2007), kavite kuantum elektrodinamiği (Vernooy ve ark., 1998) gibi önemli potansiyel uygulamalara sahiptir. Şekil 4.35'de her iki dar dalgaboyu aralıklı filtre için ışığın izlediği yol verilmektedir. Şekil'e göre

ışığın büyük bir bölümü dar dalgaboyu aralıklı filtre tarafına yönelmektedir. Şekil 4.34'de daha önce belirtildiği gibi dar dalgaboyu aralıklı filtre yokken ışığın geniş bir dalga boyu aralığında yüksek net enerji akış oranları bulunmaktadır. Fakat dar dalgaboyu aralıklı filtre1 ve dar dalgaboyu aralıklı filtre2 yapısı için, Şekil 4.34'e bakıldığında sırasıyla 0.370c/a ve 0.355c/a frekanslarında sıfıra doğru azalan iki pik değeri göstermektedir. Bu piklere ait kalite faktörü ise özellikle dar dalgaboyu aralıklı filtre2 yapısı için 1000, dar dalgaboyu aralıklı filtre1 yapısı için 900 olmaktadır.



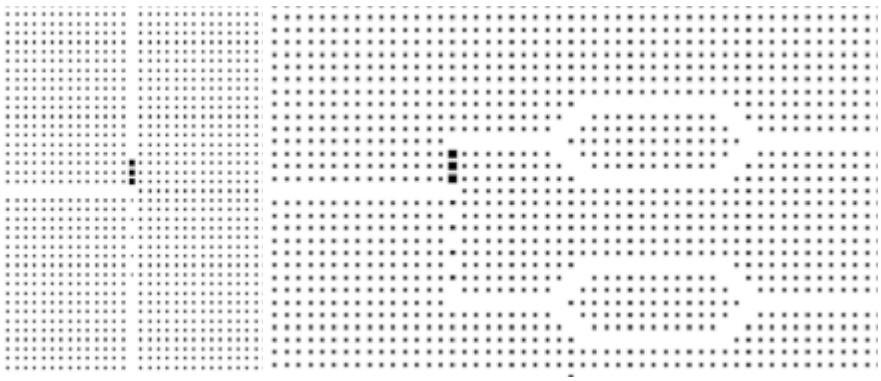
Şekil 4.35. Dar dalgaboyu aralıklı filtre yapısında ışığın yayılması

### 4.4.3. W1 dalga kılavuzunun demet ayıracı olarak kullanılması

Diğer bir tasarım fotonik kristallerde yine periyodikliğin kırılması sonucu oluşturulan farklı bir örgü kusuru yapısıdır. Ayrışmış (demultiplexed) olan TM örgü kusuru kipleri farklı dalga boylarında farklı doğrultularda yönlendirilebilir ve fotonik bant aralığının geniş bir dalga boyu aralığında yüksek verimlilikle ışık taşınabilir. Bu amaçla biz, W1 örgü kusuru dalga kılavuzu T kavşağına uygulanan bir fotonik kristal ayıraç üzerinde yoğunlaşmaktayız. Şekil 4.36(a)'da fotonik kristalin kare örgüsü içinde ayarlanmış karesel dielektrik çubukların filtreli T-kavşağı uygulaması verilmektedir. Frekans yol seçicileri çoğunlukla bir sinyal girişi ve iki sinyal çıkışını kapsar. Her bir fotonik bant aralığı filtresi, bant geçirici (bandpass) özelliklere sahiptir. Gönderilen sinyalin bant genişliği bant geçirici filtrenin temel noktasıdır. Yani gönderilen sinyalin frekansları fotonik bant aralığı içerisindeki kılavuzlu

kiplerin frekansları olmalıdır. Örgü kusuru kiplerinin frekanslarına göre yayılması filtrelerin büyüklüklerine ve konumlarına bağlı olarak değişebilir. Sinyalin gönderilmesi istenen hedef bölgesine aktif filtre, istenmeyen bölgesine ise pasif filtre yerleştirilebilir. Böylece iki farklı filtre elementlerden birisi aktif diğeri pasif duruma getirilerek bir frekans yol seçicisi oluşturulur. Ancak aktif filtre belli frekanslarda pasif duruma da getirilebilir. Yani karesel dielektrik çubukların büyüklüğüne göre ya daha üst frekanslardan ya da aşağı frekanslardan kipler fotonik bant aralığı içerisine çekilir. Böylece farklı dalga boylarında giriş dalga kılavuzundan gelen ışık'a ait dalga vektörü ve grup hızı iki çıkış dalga kılavuzunda bulunan kare çubukların büyüklüklerine göre eşleşmiş (matching) olur.

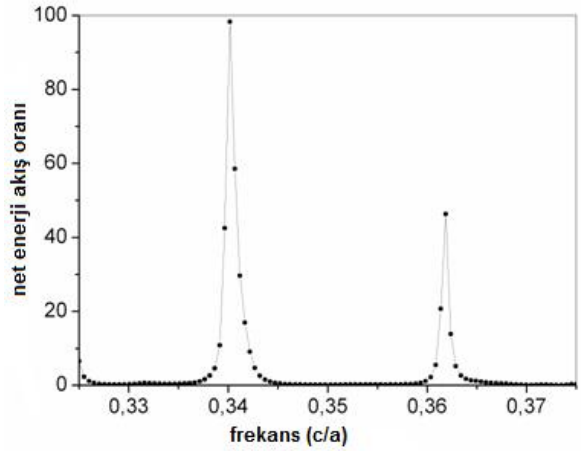
Tümleşik optiksel devreleri için oluşturulan fotonik kristal ultra-kompakt yapılar belli dalga boyu aralığında ışığın hareketini kontrol etme sözünü vermektedir. Güç ayıracı yapısının diğer bir uygulama alanı da Y-kavşağı yapısıdır. Ek olarak biz Şekil 4.36(b)'de görüldüğü gibi T-kavşağı ile Y-kavşağı yapısını bir araya getirdik. T-kavşağına eklenen Y-kavşağı ise Mach-Zehnder interferometre yapısının farklı bir uygulamasını içermektedir. Mach-Zehnder interferometre yapısı termo-optik anahtarlı araçlar için temel oluşturur (Iodice ve ark., 2003; Camargo ve ark., 2004). Bu yapı, hem ışığın dalga vektörü ve grup hızını T-kavşağında eşleşmiş hem de Y-kavşağında eşleşmemiş yapmaktadır.



Şekil 4.36. (a) ve (b) Fotonik kristal T ve Y-kavşak yapısı.

Şekil 4.36(a) Şekil 4.36(b)'ye ait simülasyon hesaplamaları MEEP (MIT Electromagnetic Equation Programme) programı ile yapıldı. Şekil 4.36’da da

görüldüğü gibi fotonik kristal ayıracı yapısı görülmektedir. Bu yapı, T-kavşak durumunu içermektedir. W1 dalga kılavuzu fotonik bant aralığının geniş bir dalga boyu aralığında ışığın yayılmasını destekleyecek şekilde tasarlanmıştır. T-kavşağına ait iki çıkış dalga kılavuzu içerisine uygun boyutlarda kare çubuklar yerleştirildi. Dalga kılavuzunun bir tarafına belli sayıda 0.3a boyutunda diğer tarafına 0.75a boyutunda kare çubuklar konuldu. Böylece örgü kusuru etkisiyle iki çıkış kanalları arasındaki çapraz buluşma minimize edilirken uygun frekanslarda ilgili kanala maksimum enerji akışı sağlanabilmektedir. Yani, örgü kusuru yapılarının boyutu ve ya aralarındaki uzaklığa göre uygun dizilmeye göre ilgili kanalda maksimum net enerji akışı var olduğunda diğer kanalda gerçekleşecek net enerji akışı için iyi bir yalıtım sağlanmış olmaktadır.

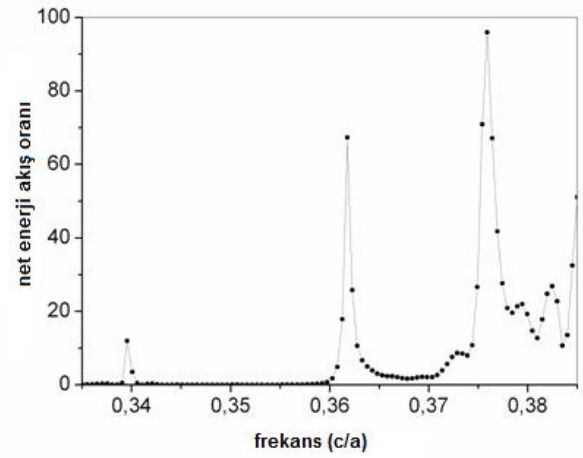



Şekil 4.37. W1 örgü kusuru dalga kılavuzu içinde oluşturulan T-kavşağı. Buradaki yapı düşük frekanslı örgü kusuru kipini desteklemekte ve demet ayıracı görevi görmektedir.

Şekil 4.37'de görüldüğü gibi boyutu artan kare çubuk etkin dielektrik sabitindeki artışa bağlı olarak daha düşük frekans aralığında bulunan kipi destekler ve bu frekanstaki kipin dalga kılavuzunda yayılmasını sağlar. Grafiğe göre iki pik görülmektedir. Birincisi 0.34 c/a frekansında diğeri ise 0.362 c/a frekansındadır. 0.34 c/a frekansına sahip kipin net enerji akış oranı yaklaşık % 99, 0.362 c/a frekansında ise bu değer yaklaşık % 50 gibi bir değere sahiptir. Fotonik kristal ayıracı için tınlaşım filtreleri oluşturmak mümkündür. Şekil 4.36(a) için çizilen Şekil 4.37'de iki

dar tınlaşım kipi vardır: Birisi 0.34 c/a diğeri ise 0.362 c/a frekansındadır. 0.34 c/a frekansında elde edilen tınlaşım kipi 0.362c/a frekansındaki tınlaşım kipine göre daha iyi sonuçlar vermektedir. Böylece, 0.75a büyüklüğündeki karesel dielektrik çubukları, yüksek kalite faktörüne sahip TM tınlaşım kipi vermektedir. Kalite faktörünün değeri 1217 olmaktadır.

Şekil 4.38'e göre ise boyutu azalan kare çubuk etkin dielektrik sabitindeki azalmaya bağlı olarak daha yüksek frekanslı kipin dalga kılavuzu içerisindeki yayılmasını desteklemektedir. Grafiğe göre üç pik görülmektedir. Birincisi 0.34 c/a, ikincisi 0.362 c/a, üçüncüsü 0.376 c/a frekansındadır. 0.34 c/a frekansına sahip kipin net enerji akış oranı yaklaşık % 3, 0.362 c/a frekansında % 65, 0.376 c/a frekansında ise % 96 değerine sahiptir.

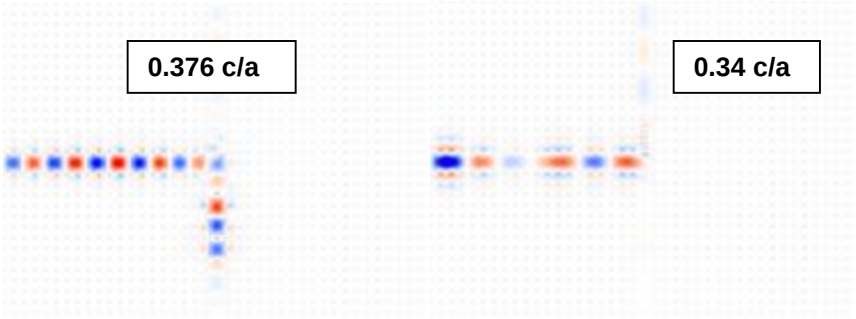



Şekil 4.38**.** W1 örgü kusuru dalga kılavuzu içinde oluşturulan T-kavşağı. Buradaki yapı yüksek frekanslı örgü kusuru kipini desteklemektedir.

Dielektrik çubukların büyüklüğüne göre tınlaşım frekansında küçük/büyük kaymalar olmaktadır. Şekil 4.38'e göre karesel dielektrik çubukların büyüklüğü 0.3a olduğunda üç pik görülmektedir: Birincisi 0.34 c/a, ikincisi 0.362 c/a, üçüncüsü 0.376 c/a frekansındadır. 0.376 c/a frekansında ışık 0.3a büyüklüğündeki dielektrik çubuklar tarafına yönelmektedir. Bu durumda kalite faktörü 995 olmaktadır.

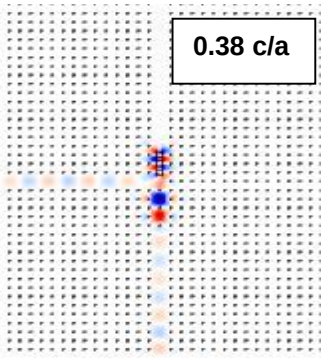
Şekil 4.39'da ise ayıraç boyunca iki farklı frekansta ışığın yayılması verilmektedir. Işık frekansı 0.34 c/a değerinde iken 0.75a boyutlu kare çubuklar, 0.376 c/a değerinde iken 0.3a boyutlu kare çubuklar tarafına yönelmektedir. Çünkü

uygun boyuttaki dielektrik çubuklar mutlak fotonik bant aralığındaki ilgili frekans değerlerinde örgü kusuru kipi oluşturarak dalga kılavuzu içerisinde kipin uygun kanala yönelmesini sağlamaktadır. Böylece hem çapraz buluşma etkisi çok düşük hem de gerek dalga vektörü gerekse grup hızı eşleşmiş olmaktadır.




Şekil 4.39. Fotonik kristal ayıraç yapısında ayrışmış kipin T-kavşağında yayılması

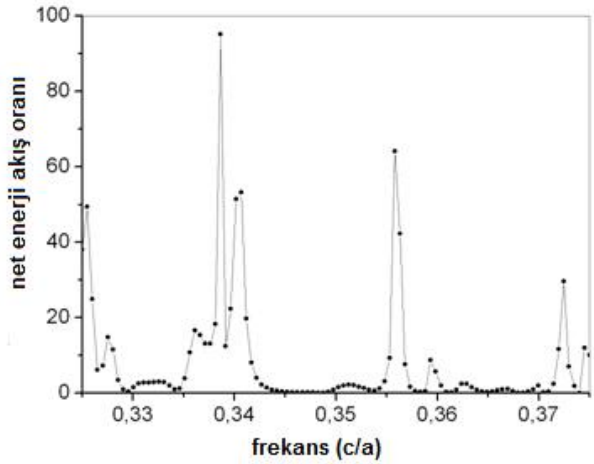
Sürpriz bir şekilde, 0.38 c/a frekansında ışık 0.75a büyüklüğündeki karesel çubuklar için farklı bir durum ortaya koymaktadır. Şekil 4.40'da yansıtıldığı gibi 0.75a büyüklüğündeki dielektrik çubuklar üzerinden bir düğüm çizgisi geçmektedir. Bu durumda ışık, 0.75a'lık dielektrik çubukların bulunduğu dalga kılavuzuna geçememektedir. Ancak, 0.3a büyüklüğündeki dielektrik çubuklar tarafındaki dalga kılavuzundaki net enerji akış oranı düşük ve %20 civarındadır. Bu, yansımanın yüksek olmasının sonucudur. Böyle bir durumda kalite faktörü 495 olmaktadır.




Şekil 4.40. Fotonik kristal ayıraç yapısında ayrışmış kipin T-kavşağında yayılması

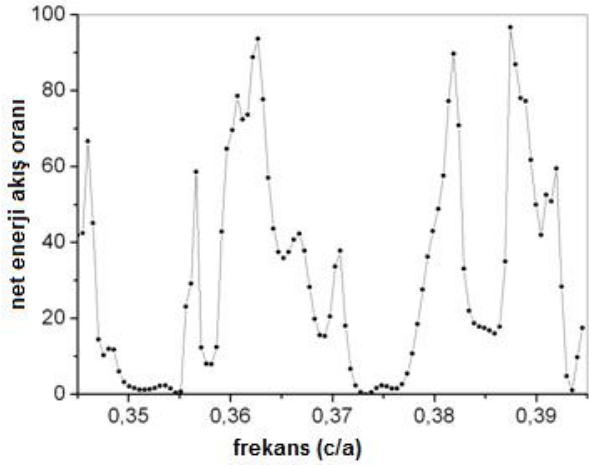
Tümleşik optiksel devreler için oluşturulan fotonik kristal ultra-kompakt yapılar belli dalga boyu aralığında ışığın hareketini kontrol etme sözünü vermektedir. Güç ayıracı yapısının diğer bir uygulama alanı da Y-kavşağı yapısıdır. Ancak biz burada farklı olarak T-kavşağı ile Y-kavşağı yapısını bir araya getirmekteyiz. Önce uygun frekans değerinde yine ışık aktif filtre'ye yönelmekte, daha sonra Y kavşağına dalga geldiğinde ikiye bölünerek belli bir süre sonra tekrar birleşmektedir. Böylece tümleşik optiksel devreler için çok amaçlı bir fotonik kristal yapısı oluşturmaktayız. Buna bağlı olarak Şekil 4.41 ve Şekil 4.42'de görüldüğü gibi frekansa bağlı net enerji akış oranlarını elde ettik. Elde edilen veriler gelen enerjinin çoğunun iletildiğini göstermektedir.

Şekil 4.41'de görüldüğü gibi 0.338 c/a frekansında %95'e yakın bir değerde net enerji akış oranı elde edildi, ancak belli frekans değerlerinde net enerji akış oranı yansımalara bağlı olarak sıfır olmaktadır. Bununla birlikte, 0.355 c/a ve 0.372 c/a frekans değerlerinde çeşitli tınlaşımlar vardır. 0.355 c/a frekansında net enerji akış oranı %62, 0.372 c/a frekansında ise bu değer yaklaşık %25'dir. 0.338 c/a frekansında gelen ışık aktif filtre olarak 0.75a büyüklüğündeki karesel çubukları tercih etmektedir. Bu tercih, etkin kırıcılık indisindeki artışa bağlı olarak gerçekleşmektedir. Böylece fotonik bant aralığındaki frekansta örgü kusuru kipi ilgili kanala yönlendirilmektedir. Daha sonra Y-kavşağına gelen ışık iki kola ayrılmakta ve sonra tekrar birleşmektedir.



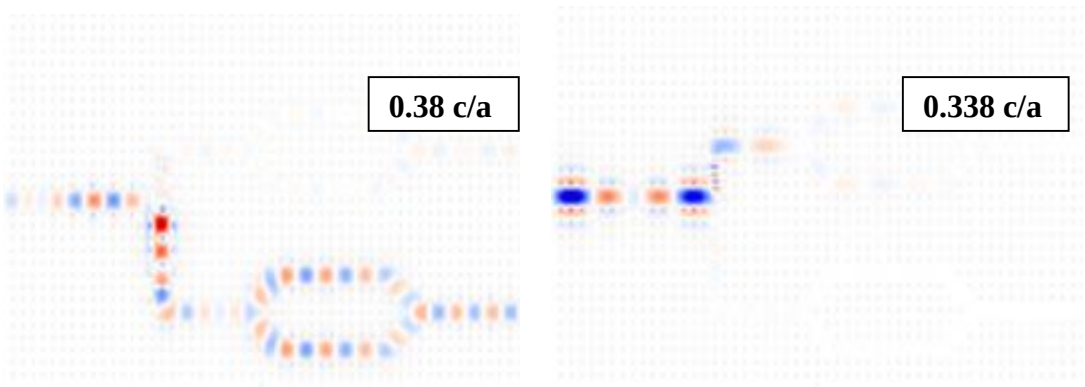

Şekil 4.41. W1 örgü kusuru dalga kılavuzu içinde oluşturulan T ve Y-kavşağı.

Şekil 4.42'de ise gelen ışık bu kez 0.3a büyüklüğündeki karesel dielektrik çubukları tercih etmektedir. Bu tercihin sebebi ise etkin kırıcılık indisteki azalmadır. Böylece daha yüksek frekanslı kip fotonik bant aralığı içerisindeki frekansta ilgili aktif filtreye yönelmektedir. Şekil 4.42'de görüldüğü gibi 0.355 c/a frekansında bu filtre tarafına yönelen ışığın net enerji akış oranı sıfırdır. Bu değer bizim için uygundur. Çünkü, yukarıda belirtildiği gibi 0.75a büyüklüğündeki karesel çubuklar üzerinde 0.355 c/a frekansında iletilen net enerji akış oranı %62 idi. Şekil 4.41'de net enerji akışı oranının sıfır olduğu yerlerde Şekil 4.42'de meydana gelen net enerji akış oranı yükselmektedir. Bu değerler %90 ile %97 arasında değişen değerlerdir. Ancak, belli frekans değerlerinde net enerji akış oranı yeterince yüksek değildir. Bunun nedeni gerek T- kavşağı gerekse Y- kavşağı köşelerinde meydana gelen yansımalardan kaynaklanan kayıplardır.




Şekil 4.42. W1 örgü kusuru dalga kılavuzu içinde oluşturulan T ve Y-kavşağı.

Şekil 4.43'de bu tasarıma ait sınırlandırılmış TM kiplerinin belli frekans değerlerindeki yönelimleri verilmektedir. Sol taraftaki şekil'de gönderilen TM ışığının frekansı 0.38 c/a olduğunda daha önce belirtildiği gibi 0.3a büyüklüğündeki karesel çubukları aktif filtre olarak görmekteyiz. Sağ taraftaki şekil'de ise ışığın frekansı 0.338 c/a olduğunda bu kez ışık 0.75a büyüklüğündeki karesel çubuklar aktif olarak davranmaktadır. Her iki şekilde de görüldüğü üzere dalga kılavuzunun kesişim bölgesinde (T-kavşak) gelen ışığın dalga vektörü ve grup hızı için eşleşme olmaktadır. Dahası, ışık Y-kavşak kısmına ulaştığında eşleşmeme durumundadır.




Şekil 4.43. Ayrışmış kipin T ve Y-kavşağında yayılması

Diğer bir taraftan Şekil 4.37 ile Şekil 4.41 ilgili grafikler karşılaştırıldığında küçük frekanslara doğru çok az kaymalar vardır. Şekil 4.37'ye göre 0.345c/a ile 0.36c/a frekansları aralığında net enerji akış oranı sıfırdır. Ancak, Şekil 4.41'e göre bu frekans aralığında net enerji akış oranları sıfır değerler almasına rağmen belli frekanslarda net enerji akış oranları sıfırdan farklıdır. Dahası net enerji akış oranlarının sıfırdan farklı olduğu pek çok frekanslar vardır. Bununla birlikte T-kavşağına ait Şekil 4.37'deki değerlere bakılırsa 0.34c/a frekansında net enerji akış oranı daha yüksektir. Fakat, daha yüksek frekanslarda Şekil 4.41'e göre net enerji akış oranları daha iyi olmaktadır. Aynı şekilde Şekil 4.38 ile Şekil 4.42 karşılaştırıldığında T-kavşağına Y-kavşağı eklenmesinin kiplerin frekansları üzerinde etkileri vardır. T- kavşağına Y-kavşağı eklenmesiyle ortaya çıkan durum ise yüksek net enerji akış oranlarına sahip kiplerin daha düşük frekanslara doğru kaymasıdır. Şekil 4.38 grafiğine göre net enerji akış oranlarında gözlenen sıfır değerleri daha fazla, ancak Şekil 4.42 grafiğine göre net enerji akış oranları bir kaç frekans değerinde sıfıra ulaşmaktadır. Sonuç olarak bütün bu yapılan hesaplamalar fotonik kristalleri, tümleşik optiksel araçları için önemli bir merkeze koymaktadır.

## 4.5. Fotonik kristal sensör yapısı

### 4.5.1 $TiO_2$

Son zamanlarda fotonik kristaller biyo algılayıcı olarak kullanılmaktdır. Özellikle su/yiyecek güvenliğinin sağlanması, biyo moleküllerin (protein, DNA, virüsler, hücreler, bakteriler) korunması yaşam açısından önemli bir durum oluşturur (Ge ve ark., 2010; Cunningham ve ark., 2004; Cunningham, 1998; Ganesh ve ark., 2006). Label-free biyo algılayıcılar biyomoleküler etkileşimler ve biyolojik analitler, peptitler, proteinler, bakteriler ve hücrelerin fiziksel özelliklerini öğrenmek için oldukça önemlidir(Lin ve ark, 2002; Chan ve ark., 2008; Choi ve ark., 2010; Pineda ve ark., 2009). Fotonik kristal label-free sensörler iki/üç boyutlu periyodik bir örgü temeline dayanır. Bu örgü dielektrik yapının yüzeyindeki biyolojik malzemenin depozisyonu ile özel bir dalga boyu aralığında dar bir tınlaşım kipi sağlar. Sensör yüzeyi genelde beyaz ışığa maruz kalır ve farklı bölgelerden yansımalar elde edilir. Yansıyan ışığın dalga boyundaki değişime göre biyokimyasal malzeme korunabilir. Label-free biyoalgılayıcılar soğurma, kırıcılık indisi ve saçılma gibi optiksel süreçlerde rol oynar(Block ve ark., 2008; Block ve ark., 2006). $TiO_2$, DNA biyoalgılayıcıları, toksit bileşenlerin korunması, fotonik kristal optiksel biyosensörleri, elektrokimyasal biyosensörleri gibi pek çok alanda kullanılmaktadır. $TiO_2$ nanotüpleri biyomalzeme içindeki enzimlerin ve proteinlerin saklanması açısından önemlidir. Çünkü, near-infrared(750 nm) ve near-ultraviolet (400 nm) dalga boylarında oldukça yüksek hassasiyete sahiptir (Zhang ve ark., 2006; Viticoli ve ark., 2006; Khan ve ark., 2008; Ian ve ark., 2008; Kafi ve ark., 2008; Mun ve ark., 2010).

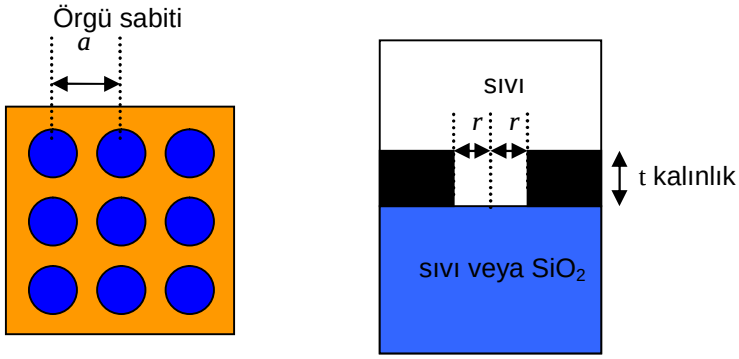
Biyosensörlerin performansı hassasiyet ve çözünürlük gibi önemli parametrelerden etkilenir. Hassasiyet elektromanyetik alan ile biyomoleküllerin etkileşme verimliliğini ifade eder. Bu da sensör yüzeyine düşen ışık yoğunluğu ile ilgilidir. Bu yüzden kırıcılık indisi burada temel bir rol oynar. Hassasiyet (nm/RIU) cinsinden ifade edilir. Hassasiyet

$$S = \frac{\partial \lambda}{\partial n} \tag{4.1}$$

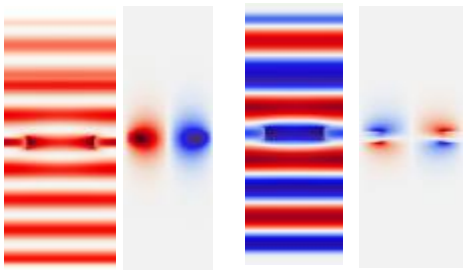
şeklinde tanımlanır. Hassasiyet mekanizması kılavuzlu kiplerin spektral yerelleşmesi içinde kaymalara göre çalışır. Bu kayma ise denklemde görüldüğü üzere fotonik kristali çevreleyen sıvının kırıcılık indisindeki değişimden kaynaklanır. Fotonik kristal kılavuzlu kip frekansıyla uyarıldığında yeterli elektrik alan enerjisiyle etkileşime girer. Bu da kılavuzlu kip tınlaşımına bağlı olarak bir spektral kayma meydana getirecektir. Bu kaymayı belirleyen en önemli nitelik optiksel örtüşme integrali olarak bilinen dolgu faktörüdür ve $f$ ile gösterilir. Bu katsayı, dielektrik yapının dışında olan elektrik alan enerjisi ile sistem içindeki toplam enerjiye oranını tanımlar. Dolgu faktörü

$$f = \frac{\int_{V_{sıvı}} \varepsilon |E|^2 dr^3_{sıvı}}{\int_{V_{sıvı+dielektrik}} \varepsilon \left|\vec{E}\right|^2 dr^3_{sıvı+dielektrik}} \tag{4.2}$$

şeklinde yazılır. Biz periyodik olarak ayarlanmış fotonik kristal yapısına odaklandığımızda örgü sabitini a, boşluk yarıçapını r, plaka kalınlığını t olarak tanımladık. Yüksek kırıcılık indisine sahip $TiO_2$'nin kırıcılık indisini n=2.62, yapıdaki sıvının kırıcılık indisini su için n=1.33, etanol için n=1.3611, izopropil alkol için n=1.3776, hidrojen peroksit için n=1.4061 olarak aldık (Palik, 1985; Hawkings, 2010). $TiO_2$ için yapılan hesaplamalar iki şekilde tanımlandı: Simetrik ve Asimetrik. Şekil 4.44'de görüldüğü üzere simetrik yapıda $TİO_2$'nin aşağısı ve yukarısı sıvı ile çevrili iken, asimetrik yapıda $TiO_2$'nin aşağısı silika camı (n=1.46), yukarısı ise sıvı ile kaplıdır. Şekil 4.45'de simetrik yapıda TE kutuplu ışığın plaka içerisindeki yerelleşmesi verilmektedir.

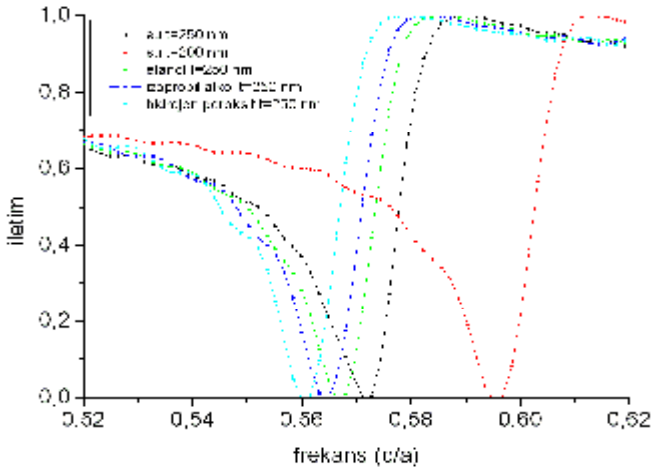



Şekil 4.44. Fotonik kristal sensör yapısı (a). Boşlukların iki boyuttaki kare örgüsü ve içerisine hapsedilmiş sıvı (b). Yapının simetrik veya asimetrik durumu.



Şekil 4.45. Simetrik yapıda TE tınlaşım kipi

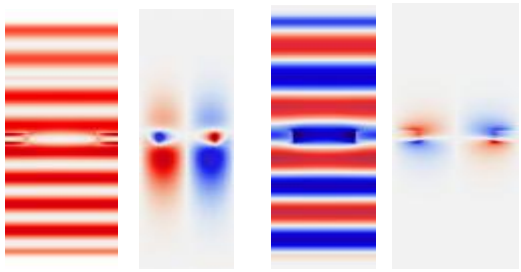
Şekil 4.46'da simetrik fotonik kristalin TE iletim spektrumu verilmektedir. Çizelge 4.4 ve Şekil 4.46'da da görüldüğü gibi, fotonik kristal plaka etrafındaki sıvının kırıcılık indisindeki artış TE-like kılavuzlu tınlaşım frekansını azaltmaktadır. Buna bağlı olarak fotonik kristal içindeki saçılmaları azaltmakta ve kalite faktörünü arttırmaktadır. Aynı zamanda hole bölgesinde daha fazla elektrik alan enerjisi oluşturmaktadır. Bu durum, $f$ ve $S$ değerlerinin de artmasını sağlamaktadır. Şekil 4.47'de ise asimetrik fotonik kristal yapıda TE kipinin plaka içerisindeki yerelleşmesi verilmektedir.




Şekil 4.46**.** TE iletim spektrumunun simetrik fotonik kristaldeki etkisi

Çizelge 4.4. Simetrik Fotonik Kristal

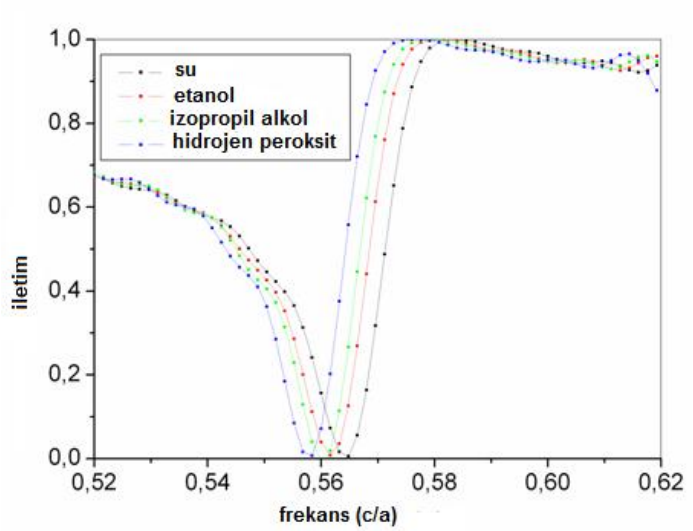
| Malzemeler | Tınlaşım dalgaboyu(nm) | Hassasiyet (nm/RIU) | Kalite faktörü | Dolgu faktörü |
|---|---|---|---|---|
| *Su* | 1750 | 333 | 145 | 0.374 |
| *Hidrojen peroksit* | 1785 | 450 | 170 | 0.469 |
| *Etanol* | 1765 | 416 | 151 | 0.453 |
| *Izopropil alkol* | 1770 | 428 | 155 | 0.459 |



Şekil 4.47. Asimetrik yapıda TE tınlaşımları

Asimetrik yapıya ait TE iletim spektrumu ise Şekil 4.48'de verilmektedir. Aynı durum asimetrik fotonik kristal plaka yapısında da meydan gelmektedir. Ancak, simetrik yapıya kıyasla tınlaşım frekans değerleri etkin kırıcılık indisindeki artıştan dolayı daha düşük değerlere kaymaktadır. Bununla birlikte fotonik kristalin çevresindeki sıvının kırıcılık indisi arttırıldığında bağıl kırıcılık indisi azalmaktadır. Böylece, uygulanan elektrik alan enerjisi fotonik kristal çevresindeki sıvıyla daha

çok etkileşir. Bu durum Çizelge 4.5 ve Şekil 4.48'de görüldüğü gibi $f$ ve $S$ değerlerinin artmasını sağlamaktadır.

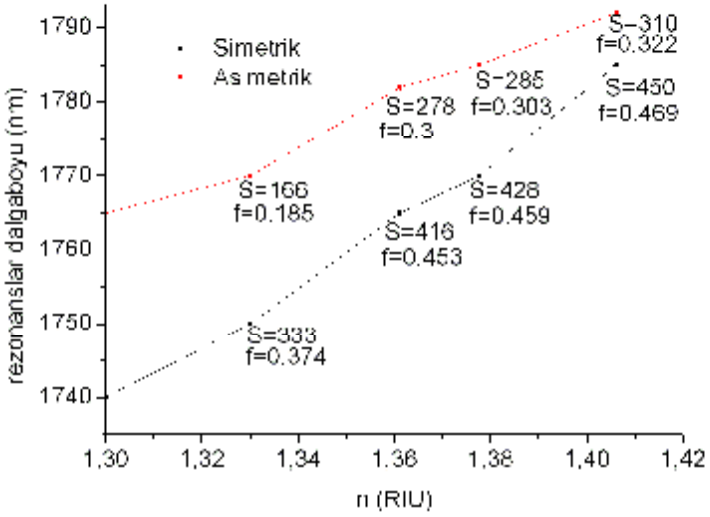



Şekil 4.48. Asimetrik fotonik kristalde TE iletim spektrumu

Çizelge 4.5. Asimetrik Fotonik Kristal

| *Malzemeler* | *Tınlaşım dalgaboyu(nm)* | *Hassasiyet (nm/RIU)* | *Kalite faktörü* | *Dolgu faktörü* |
|---|---|---|---|---|
| *Su* | 1770 | 166 | 150 | 0.185 |
| *Hidrojen peroksit* | 1792 | 310 | 180 | 0.322 |
| *Etanol* | 1782 | 278 | 165 | 0.300 |
| *Izopropil alkol* | 1785 | 285 | 170 | 0.303 |

Şekil 4.49'da ise yapılan hesaplamalara bağlı olarak hassasiyet ve dolgu faktörü grafiği verilmektedir. Sonuç olarak, fotonik kristallerde biyokorumaya bağlı olarak tahlil optimizasyonu algılama bölgesi ve elektrik alan enerji profili arasında iyi bir eşleşme sağlamak için uygun mod seçimi gerekir. Bu, şu anlama gelir ki zayıf bir elektrik alan enerjisiyle sensörlerin algılama bölgesinin örtüşmesi gerekir.




Şekil 4.49**.** Hassasiyet ve dolgu faktörünün karşılaştırılması

Diğer taraftan, elektrik alan enerjisi profili ilgili analit için algılama bölgesi dışına taşarsa, hassasiyet gelişmiş olamaz. Yapılan hesaplamalar TE-tınlaşım kipinin protein gibi biyo molekül algılamada oldukça etkili olduğunu göstermektedir.

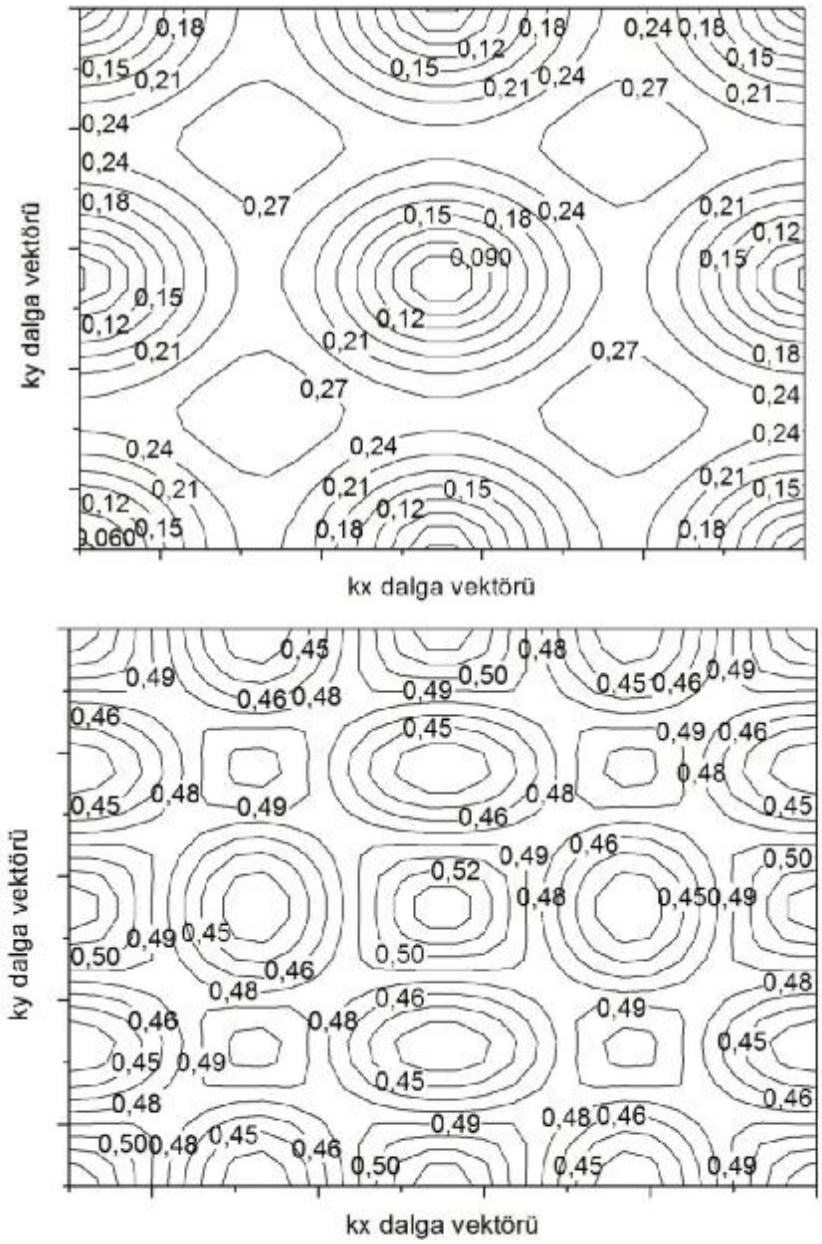
### 4.6. Oluşturulan yapıların özfrekans eğrileri

Fotonların enerji dispersiyonunu tanımlayan fotonik bant yapısı daha önce belirtildiği gibi düzlem dalga metodu ile hesaplanmaktadır. Fotonik kristal içindeki yayılma, mutlak fotonik bant aralığına bakılmaksızın dispersiyon yüzeyini kuvvetli bir şekilde etkiler. Dispersiyon yüzeylerini özfrekans eğrilerine ait konturlar olarak belirtebiliriz. Yayılma yönü ve grup hızı dispersiyon yüzeyinin normali olarak elde edilir. Fotonik kristal kenarına paralel tanjantsal bileşenler için gelme dalga vektörü ile kristal içerisindeki yayılma dalga vektörü arasındaki süreklilik şartına göre (buna momentumun korunumu denir) dispersiyon yüzeyleri tanımlanır. Sonuç olarak teorik altyapı kısmında belirtildiği gibi grup hızı

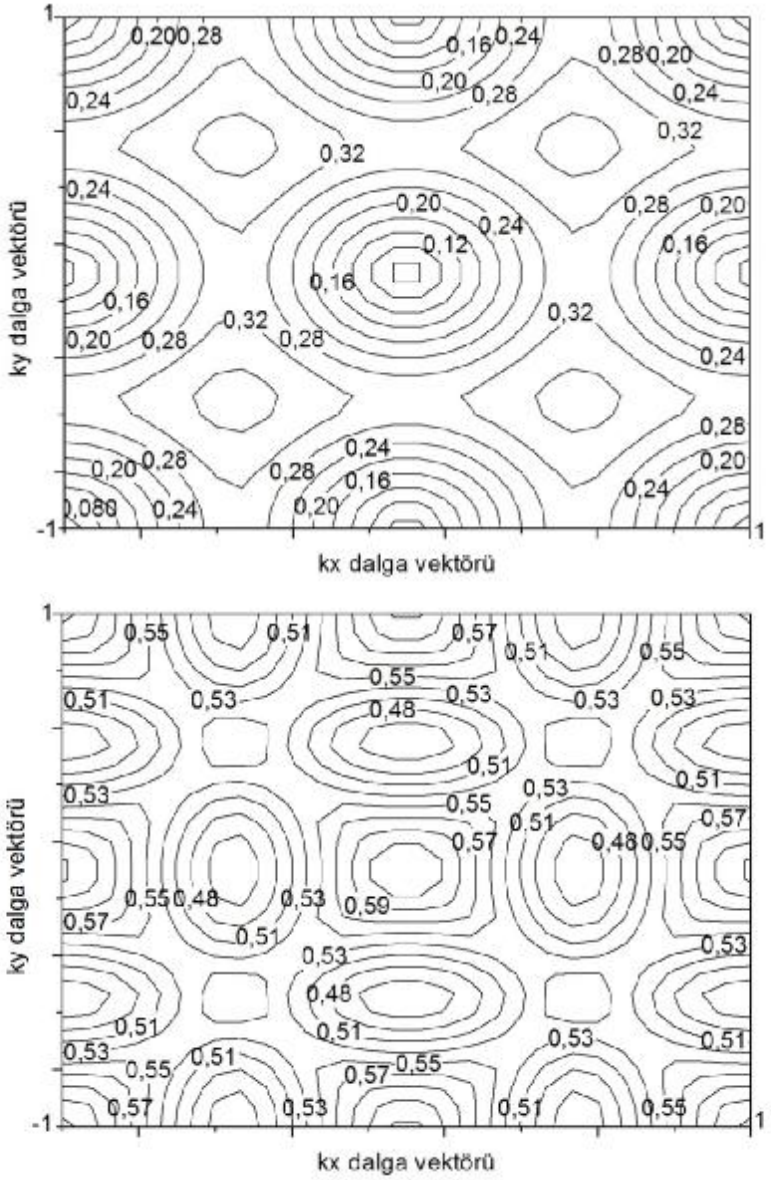
$$v_g = \nabla_k w$$

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial w}{\partial k}$$

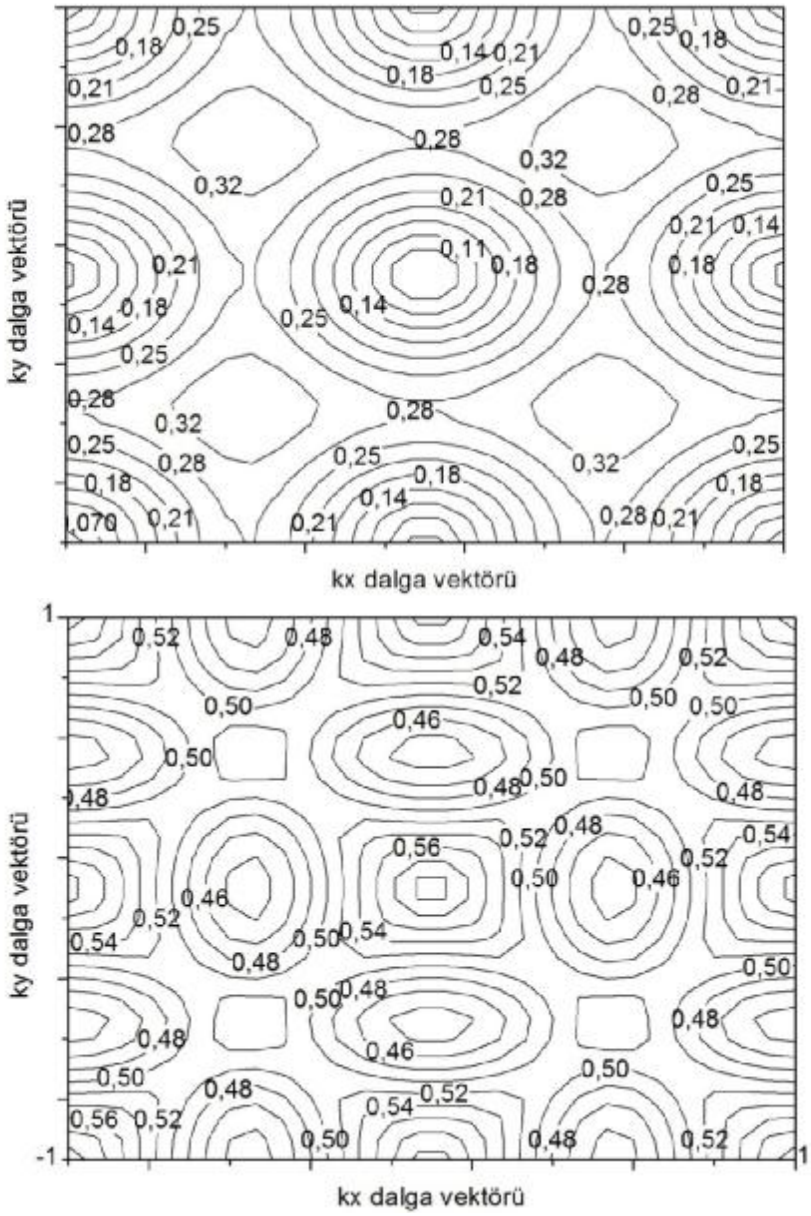
şeklinde tanımlanır. Yani oluşan konturların gradyanı doğrultusunda elektromanyetik dalga ilerlemektedir. Dispersiyon yüzeyleri sabit bir frekansta değişik şekiller alabilir: Örneğin kontur dairesel ise bu frekansta gönderilen ışık dalgası yapı içerisinde saçılarak ilerler. Kare şekline sahip bir kontur ise dalganın saçılmadan ilerlemesi (self-collimation) sağlanır. Karenin köşe bölgeleri de süper-prizma özelliği gösterecektir. Düzenli bir fotonik kristal yapı (örneğin periyodik karesel bir örgü) için elde edilen özfrekans eğrileri de bant durumuna veya kullanılan dielektrik çubukların şekline göre farklılık gösterir. Şekil 4.50'de silindirik Si dielektrik çubukların kare örgüsüne ait TM1 ve TM2 bantları için özfrekans eğrileri verilmektedir. Silindirik çubukların yarıçapı 0.2a'dır. Elde edilen TM1 bandı için izotropik konturlar etkin ortam teorisine göre ışık dalgasının saçıldığını gösteriyor. Çünkü eğriler dairesel. Ancak TM2 bandı için elde edilen konturlar kare şeklinde. Bu da ışık dalgasının saçılmadığını göstermektedir. TM1 bandına ait konturlara göre fotonik kristal $\Gamma$-M doğrultusunda 0.27 c/a frekansı civarında kendiliğinden kılavuzlanma etkisi (kendiliğinden kılavuzlanma etkisi fotonik bant aralığı içerisinde elde edilir) gösteriyor. Çünkü eğriler hemen hemen karesel. Bu yüzden bu frekans civarında grup hızı aynı yönde aynı büyüklüktedir. TM2 bandındaki konturlara bakılırsa fotonik kristal $\Gamma$-X doğrultusunda 0.48 c/a frekansı civarında kendiliğinden kılavuzlanma etkisi göstermektedir. Benzer bir şekilde ZnX silindirik dielektrik çubukları ve Si karesel dielektrik çubukları için de kendiliğinden kılavuzlanma etkisi gözlenmiştir. Ancak, hem merkezleri hem de büyüklükleri farklı olan karesel dielektrik çubuklar için simetri kırılması sonucu dar bir açıda self-collimation etki ortaya çıkmıştır.



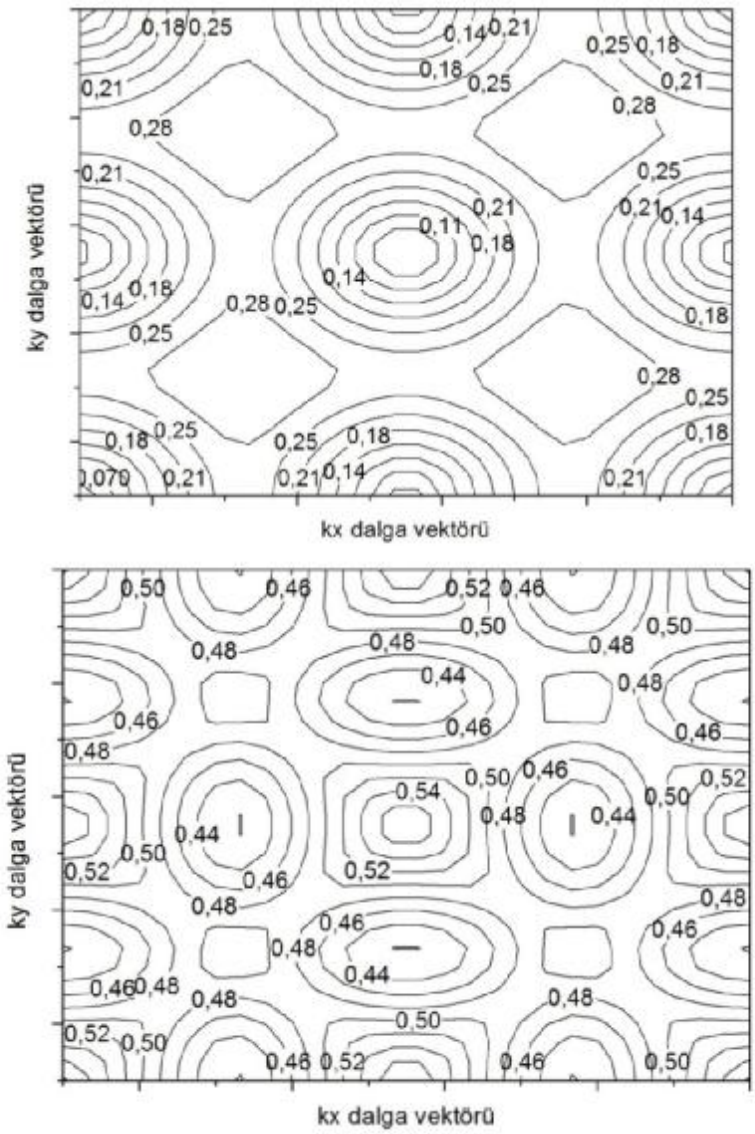

Şekil 4.50. Si silindirik dielektrik çubukları için TM1 ve TM2 bantları için konturlar



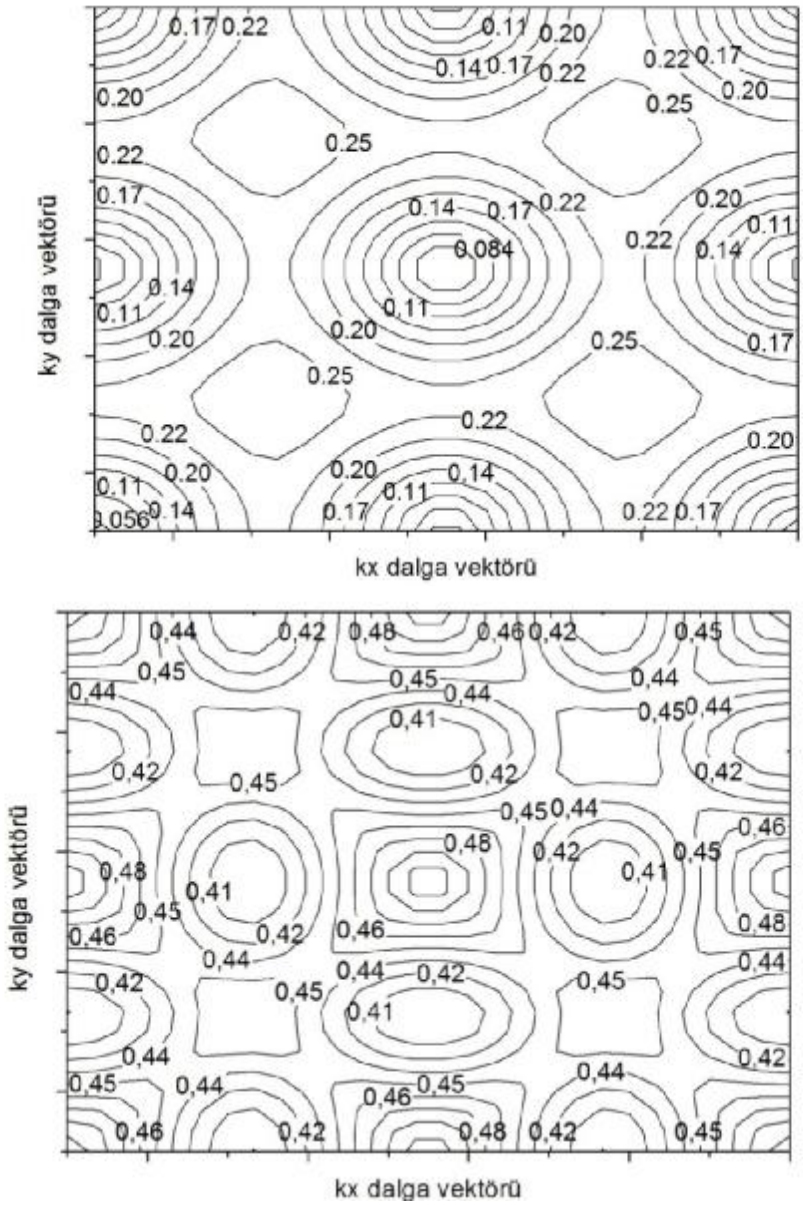

Şekil 4.51. ZnS silindirik dielektrik çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar



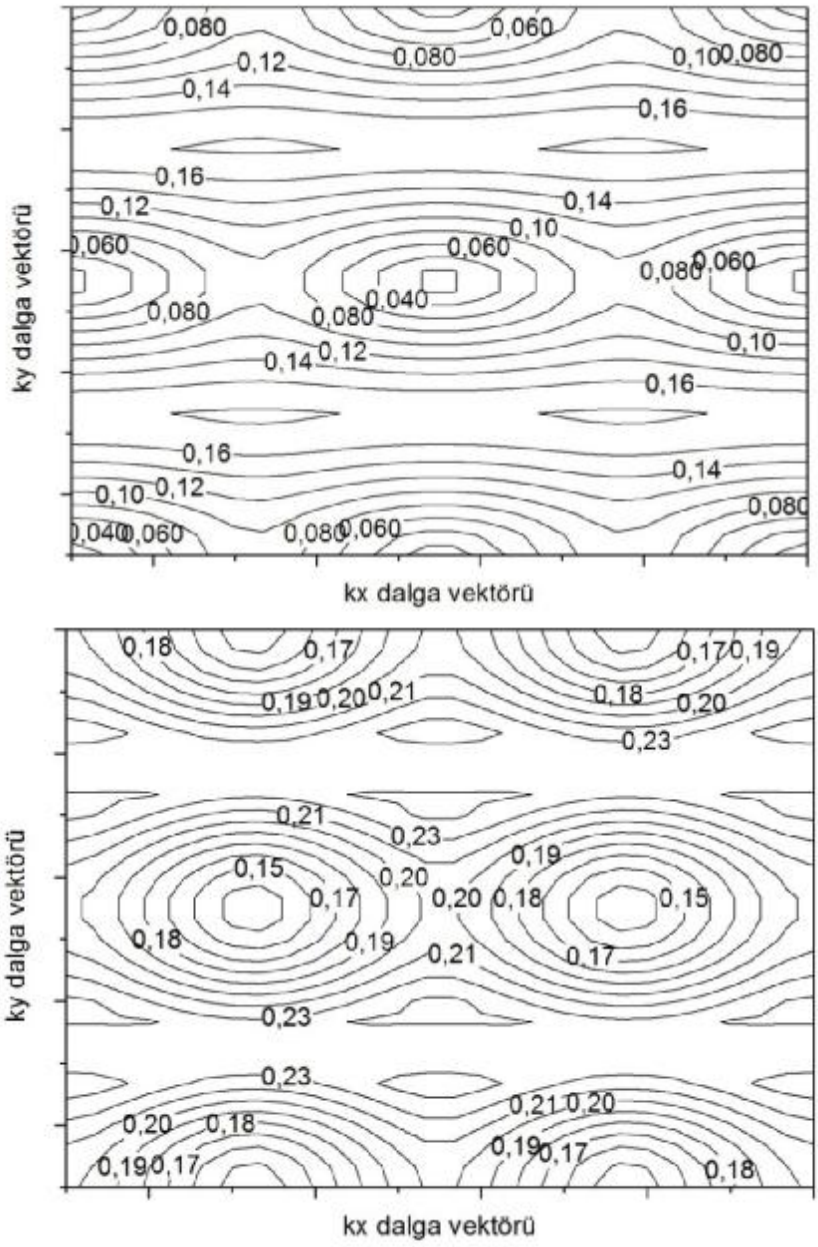

Şekil 4.52. ZnSe silindirik dielektrik çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar



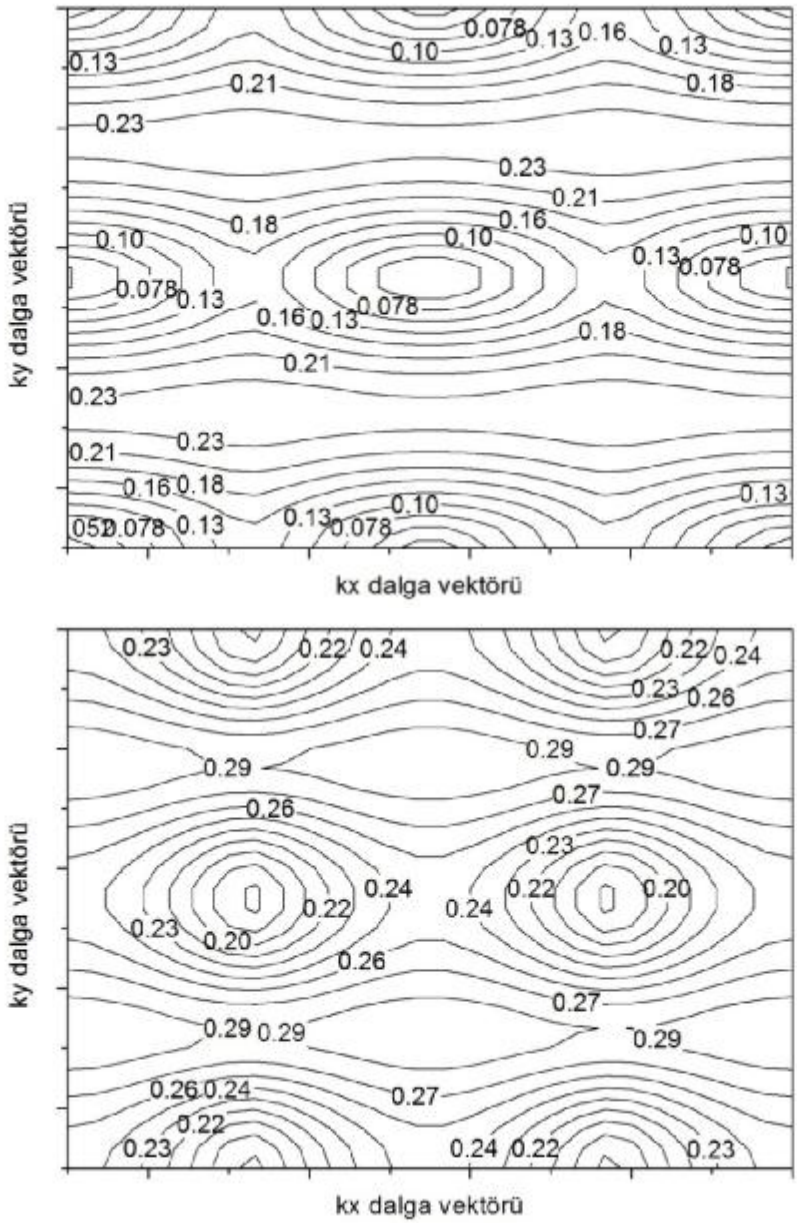

Şekil 4.53. ZnTe silindirik dielektrik çubukları için TM1 ve TM2 bantlarına ait konturlar




Şekil 4.54. Si 0.4a büyüklüğündeki karesel dielektrik çubukları için TM1 ve TM2 bantları için konturlar




Şekil 4.55. Si karesel dielektrik çubukları için TM1 ve TM2 bantları için konturlar. Çubukların merkezleri ve boyutları farklı olup biri 0.4a diğeri 0.75a'dır.




Şekil 4.56. Si karesel dielektrik çubukları için TM1 ve TM2 bantları için konturlar. Çubukların merkezleri ve boyutları farklı olup biri 0.4a diğeri 0.3a'dır.

# 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Yapılan çalışmaları fotonik kristallerin kullanım alanlarına yönelik çalışmalar olarak özetlemek mümkündür. Bütün yapılan çalışmaları aşağıda maddeler halinde özetledik.

1. İlk planda ZnX'in iki boyutta fotonik bant yapısını inceledik. ZnX yüksek bant aralıklarına sahiptir. Bu da onları gelecekte kullanılabilecek optiksel sistemler için önemli aday yapmaktadır. Yüksek bant aralıklarına sahip bu materyaller görünür ve UV spektral bölgesinde oldukça geçişli bir özelliğe sahiptir. Onların bu özelliklere sahip olması lüminesans etkisini zenginleştirme ve ya kontrol altına alınabilmesini sağlamaktadır. Bu da onları ışık yayan diyotlar, ince filmlerde kullanılmasında önemli aday yapmaktadır.

   ZnX yapısında oluşturulan dalga kılavuzu sistemleri ışığın sınırlandırılmasını ve kontrol edilmesini sağlayabiliyor. Dalga kılavuzunda örgü kusuru geometrilerinin değiştirilmesi örgü kusuru kiplerinin niteliklerini de etkilemektedir. Böylece çeşitli örgü kusuru kiplerinin emisyon özellikleri kontrol altında tutulabilmektedir. Bu da ZnX'i tümleşik optiksel devreler ve ışık yayan araçlar için önemli bir aday olarak kullanılmasını sağlamaktadır. Bu amaçla ZnX malzemesini farklı bir geometri için de kullandık. Oluşturulan yapı plakadan periyodik olarak çıkarılan silindirik boşlukları içeriyor. Silindirik boşluklar arasında örgü kusuru oluşturulduğunda gelen TE dalgası bu örgü kusuru içinde yerelleşmekte ve kalite faktörü yüksek değerler almaktadır. Böylece ZnX malzemesi daha önce belirtildiği gibi ışık yayan araçlar için önemli bir kullanım mekanizması oluşturur.
2. Fotonik kristallerde oluşturulan W1 dalga kılavuzu sistemleri genelde silikon temellidir. W1 dalga kılavuzunda bir sıra boyunca hem *x* hem de *y* ekseninde silindirik çubuklar ortadan kaldırıldığında bent yapısı elde edilir. Böylece istenilen hedefe ışık yönlendirilir. Ancak, oluşacak enerji

kayıplarını engellemek için tek veya birden çok çubuğun yarıçapında değişimler yapılabilir. Bütün bu durumlar üretim teknolojisi bakımından fotonik kristalleri oldukça hassas yapmaktadır. Bu da fotonik kristalleri ultra-kompakt anahtarlar ve sensör topolojilerinin üretiminde önemli bir aday yapmaktadır.

3. Işığın hareketini kontrol etmek için gerekli olan aletlerden birisi de güç ayıraç yapısıdır. Çoğunlukla güç bölücü aletler olarak hüzme ayıraçları olarak kullanılır, ancak bunlar kendi içerisinde T-kavşağı, Y-kavşağı ve haç tipi gibi pek çok mekanizmaya sahiptir. Fotonik kristal dalga kılavuzu hüzme ayıraçları ile bir veya daha fazla kipi yerelleştirmek mümkündür. Bununla birlikte, dispersiyon temelli hüzme ayıraçları fotonik kristal bant geçirici etkisi için de kullanılabilir ve böylece güç ayıracı oluşturmak için çizgi örgü kusurları aracılığıyla kısmi yansımalar elde edilebilir. Ancak, fotonik kristal hüzme ayıraçları kompakt olarak yapılabilir ve bunlar da kısmi dezavantajlar oluşturabilir. Burada dezavantajların önemli sebeplerinden birisi keskin bentlerde elde edilen yansımalar ilgili kanalda iletilen net enerji akışını düşürme etkisine sahip olmasıdır. Bu yüzden örgü kusuru kiplerini bir çizgi boyunca kılavuzlayarak enerji kaybını azaltacak şekilde uygun bir bent yapısı tasarlamak gerekir. Bent'e ait eğrilik yarıçapının ışığın dalga boyunu aşması köşelerde oluşacak yüksek kayıplara engelleyici bir faktördür. Böyle bir durumda da fotonik bant aralığı içerisindeki bir frekansta kip sınırlandırılmış olur. Fotonik kristal bent'lerinin böyle özelliklere sahip olması optiksel bir ışık için kayıpsız dielektrik aynaların ve tınlaşım oyuklarının üretimi için büyük öneme sahiptir.

   Fotonik kristalin keskin köşelerinde meydana gelen kayıplar nedeniyle iletilen net enerji akışı bazı frekanslarda oldukça düşebiliyor. Bu yüzden fotonik kristalin bendine ek olarak dar dalgaboyu aralıklı filtre olarak bilinen yapı ekledik. Bu yapılar da ultra-kompakt filtre olarak yüksek performansla çalışabilir ve yoğunluk zenginleştirme için kullanılabilir.

Tümleşik optiksel devreler için oluşturulan fotonik kristal ultra-kompakt yapıları belli dalga boyu aralığında ışığın hareketini kontrol etme sözünü vermektedir. Güç ayıraç yapısının diğer bir uygulama alanı da Y-kavşağı yapısıdır. Ek olarak T-kavşağı ile Y-kavşağı yapısını bir araya getirdik. T-kavşağına eklenen Y-kavşağı ise Mach-Zehnder interferometresi yapısının farklı bir uygulamasını içeriyor. Mach-Zehnder interferometresi yapısı termo-optik anahtar araçlarının temelini oluşturur. Bu yapı, hem ışığın dalga vektörü ve grup hızını T kavşağında eşleşme hem de Y-kavşağında eşleşmeme yapıyor.

4. Fotonik kristallerin uygulama alanlarından birisi biyoalgılayıcı olarak kullanılmasıdır. Bu yüzden oldukça kullanışlı bir materyal olan $TiO_2$'i seçtik. Biyosensör uygulamasına bağlı olarak $TiO_2$ fotonik kristal plaka yapısında kılavuzlu kipleri teorik olarak hesapladık. Aynı zamanda simetrik ve asimetrik yapıda TE kiplerini inceledik ve kırıcılık indisindeki değişimin spektral hassasiyet ve tınlaşım kalite faktörlerine etkisini gösterdik. Sonuç olarak TE tınlaşım sensörleri protein ve biyomoleküllerin korunması için uygundur. Bütün bu yapılan hesaplamalar fotonik kristalleri gelecek teknolojisi için önemli bir aday yapmaktadır.

## KAYNAKLAR


ABAD, J. B., RODRIGUEZ, A., BERMEL, P., JOHNSON, S. G. JOANNOPOULOS, J. D., SOLCACIC, M., (2007). Improving thin-film crystalline silicon solar cell efficiencies with photonic crystals, Opt. Express. **15**: 16161.

AMET, J., BAIDA, F. I., BURR, G. W., BERNAL, M. P., (2008). Photonics and Nanostructures- Fundamentals and Applications **6**: 47-59.

BLOCK, I. D., GANESH, N., LU, M., CUNNINGHAM, B. T., (2008). A sensitivity model for predicting photonic crystal biosensor performance, IEEE Sensors Journal, **8**: 274.

BLOCK, I. D., CHAN, L. L., CUNNINGHAM, B. T., (2006). Photonic Crystal Optical Biosensor Incorporating Structured Low-Index Porous Dielectric, Sens. Actuators B, **120**: 187–193.

BOREL, P. I., FRANDSEN, L. H., HARPOTH, A., KRISTENSEN, M., JENSEN, J. S., SIGMUND, O., (2005). Topology optimised broadband photonic crystal Y-splitter, Electronics Lett. **41**: 2

BOSCOLO, S., MIDRIO, M., KRAUSS, T. F., (2002). Y junctions in photonic crystal channel waveguides: high transmission and impedance matching, Opt. Lett. **27**: 1001.

BREDIN, J. L., Science, (1994). 263: 487.

CAMARGO, E. A., JUGESSUR, A. S., NTAKIS, I., RUE, R. D., (2003). Photonic crystal waveguide Mach-Zhender structures for thermo-optic switching, Proc. SPIE. **4944**: 376.

CAO, H., ZHU, Y., TANG, L., YANG, X., LI, C., (2008). A Glucose Biosensor Based on Immobilization of Glucose Qxidase into 3D Macroporous $TiO_2$, Electroanalysis **20**: 2223.

CHAN, L. L., GOSANGARI, S. L., WATKIN, K. L., CUNNINGHAM, B. T., (2008). Label-free imaging of cancer cells using photonic crystal biosensors and application to cytotoxicity screening of natural compound library, *Sens.* Actuat. B **132**: 418.

CHEN, (1981), Transverse electric fields guided by doubly-periodic structures J.Appl. Phys. **52(8)**: 4926-4937

CHEN, C. C., CHIEN, H. T., LUAN, P. G., (2004). Photonic crystal beam splitter, Appl. Opt. **43**: 6187.

CHEW, X., ZHOU, G., CHAU, F. S., DENG, J., TANG, X., LOKE, Y. C., (2010). An in plane nano-mechanics approach to achieve reversible resonance control of photonic crystal nanocavities, Opt. Express **18**: 22232.

CHEN, X., QIANG, Z., ZHAO, D., WANG, Y., LI, H., QIU, Y., ZHOU, W., (2011). Polarization beam splitter based on photonic crystal self-collimation Mach-Zhender interferometer, Opt. Commun. 284: 490.

CHOI, C. J., BELOBRAYDICH, A. R., CHAN, L. L., MATHIAS, P. C., CUNNINGHAM, B. T., (2010). Comparison of label-free biosensing in microplate, microfluidic, and spot-based affinity capture assays, *Anal. Biochem.,* **405**: 1–10.

CHOW, E., LIN, S. Y., WENDT, J. R., JOHNSON, S. G., JOANNOPOULOS, J. D., (2001). Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at λ= 1.55μm wavelengths. Optics Letters, **26**: 286–288.

CHUANJİAN SHEN. Wave Propagation Through Photonic Crystals Slab, MSC PhD thesis (2006)-08, ISSN 1570-1530.

CHUTINAN, A., OKANO, M., NODA, S., (2002). Wider bandwidth with high transmission through waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs., Appl. Phys. Lett. **80**: 1698-1700.

CUNNINGHAM, B. T., LI, P., SCHULZ, S., BAIRD, C., GERSTENMAIER, J., GENICK, C., WANG, F., FINE, E., LAING, L., (2004). Label-free assays on the BIND system, J. Biomol. Screening **9**: 481

CUNNINGHAM, B. T., LI, P., SCHULZ, S., LIN, B. BAIRD, C., GERSTENMAIER, J., CUNNINGHAM A. J., (1998). Introduction to Bioanalytical Sensors (Wiley, NewYork)

DATTA, M., PRUESSNER, M. W., KELLY, D. P., GHODSSI, R., (2004). Design of MEMS-Tunable novel monolithic optical filters in InP with horizontal bragg mirrors, Solid- State Electronics **48**: 1959.

ESPINOLA, R. L., AHMAD, R. U., PIZZUTO, F., STEEL, M. J., OSGOOD, R. M., (2001). A study of high-index-contrast 90 degree waveguide bend structures. Opt. Express **8**: 517-528.

FAN, S., WİNN, J. N., DEVENYİ, J. C., MEADE, R. D., JOANNOPOULOS, J. D., (1995). Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides, J. Opt. Soc. Am. B., **12**: 1267.

FAN, S., JOHNSON, S. G., JOANNOPOULOS, J. D., MANOLATOU, C., HAUS, H. A., (2000). Waveguide branches in photonic crystals. J. Opt. Soc. Am. B., **18**: 162.

FRANK, I. W., DEOTARE, P. B., McCUTCHEON, M. W., LONCAR, M., (2010). Programmable photonic crystal nanobeam cavities, Opt. Express. **18**: 8705.

FORESI, J. S., VILLENEUVE, P.R., FERRERA, J., THOEN, E. R., STEINMEYER, G., FAN, S., JOANNOPOULOS, J. D., KIMERLING, L. C., SMITH, H. I., IPPEN, E. P., (1997). Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides, Nature., **390**: 143.

FOWLES, (1975), Introduction to Modern Optics, Newyork: Dover

GANESH, N., BLOCK, I. D., CUNNINGHAM, B. T., (2006). Near ultraviolet-wavelength photonic crystal biosensor with enhanced surface-to-bulk sensitivity ratio App. Phys. Lett., **89**: 23901

GE, C., LU, M., ZHANG, W., CUNNİNGHAM B. T., (2010). Distributed feedback laser biosensor incorporating a titanium dioxide nanorod surface, Appl. Phys. Lett. **96**: 163702.

GRAUGNARD, E., GAILLOT, D. P., DUNHAM, S. N., NEFF, C. W., YAMASHITA, T., SUMMERS, C. J., (2006). Photonic band tuning in 2D photonic crystal slab waveguides by atomic layer deposition, Appl. Phys. Lett., **89**: 181108.

HAO, R., CASSAN, E., KURT, H., HOU, J., XAVIER, L. R., MORINI, D. M., VIVIEN, L., GAO, D., ZHOU, Z., ZHANG, X., Member, IEEE., (2010). Novel kind of semi-slow light photonic crystal waveguides with large delay-bandwidth product, IEEE Photonics Tech. Lett., **22**: 844

HAWKINGS, R., (2010). Handbook of Optofluidics I, Aaron Holger Schmidt CRC.

HECHT and ZAJAC, (1997), Optics, MA: Addison-Wesley

HO K.M, CHAN C.T, SOUKOULİS C.M. (1990), Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures, Phys. Rev. Lett. (3152-3155)

HOU, J., GAO, D., WU, H., HAO, R., ZHOU, Z., Senior Member, (2009). Flat band slow light in symmetric line defect photonic crystal waveguides, IEEE Photonics Tech. Lett., **21**: 1571.

IODICE, M., DELLA CORTE, F. G.,RENDINA, I., SARRO, P. M., BELLUCCI M., (2003). Transient analysis of a high speed thermo-optic modulator integrated in an all-silicon waveguide, Opt. Eng. **42**: 169-175

JACKSON, J.D.(1962), Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, New York

JAMOIS, C., WHERSPOHN, R. B., ANDREANI, L. C., HERMANN, C., HESS, O., GÖSELE, U., (2003). Photonics and Nanostructures- Fundamentals and Applications. **1**: 1.

JOANNOPOULOS J.D. ,MEADE R.D. , and WİNN J.N. , (1995), Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, Princeton, Princeton University Press.15

JOHN, S., (1987), Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, Phys. Rev. Lett. **58**: 2486–2489.

JOHNSON, S. G., MANOLATOU, C., FAN, S., VILLENEUVE, P. R., JOANNOPOULOS, J. D., HAUS, H. A., (1998). Elimination of cross talk in waveguide intersections. Opt. Lett., **23**: 1855.

JOHNSON, S. G., FAN, S., VILLENEUVE P. R., JOANNOPOULOS, J. D., KOLODZIEJSKI L. A., (1999). Guided modes in photonic crystal slabs, Phys. Rev. B. **60**: 5751

JOHNSON, S. G., VILLENEUVE, P. R., FAN, S., JOANNOPOULOS, J. D., (2000). Linear waveguides in photonic-crystal slabs. *Physical Review B*, vol. **62**: 8212–8222.

JOHNSON ve JOANNOPOULOS, (2001), Block-iterative frequency-bölge methods for Maxwell's equations in a planewave basis. Opt. Express **8(3)**: 173-190

JOHNSON S.G., POVINELLI, M. L., JOANNOPOULOS J.D., (2002). New photonic-crystal system for integrated optics. Proc. SPIE Vol. 4532.

JOHNSON S.G. and JOANNOPOULOS J.D., (2002), Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice, Boston: Kluwer.

KAFI, A. K. M., WU, G., CHEN, A., (2008). A novel hydrogen peroxide biosensor based on the immobilization of horseradish peroxidase onto Au-modified titanium dioxide nanotobe arrays, Biosensors and Bioelectronics, **24**: 566.

KAWAKAMİ ve WATTS, (2002), Analitically solvable model of photonic crytal structures and novel phenomena, J.Lightwave Tech. **20(8)**: 1644-1650

KELLY, D. P., PRUESSNER, M. W., AMARNATH, K., DATTA, M., KANAKARAJU, S., CALHOUN, L. C., GHODSSI, (2004). Monolithic suspended optical waveguides for INP MEMS, IEEE Photonics Tech. Lett. **16**: 1298.

KIM, T. T., LEE, S. G., PARK, H. Y., KIM, J. E., KEE, C. S., (2010). Asymmetric Mach-Zhender filter based on self-collimation phenomenon in two-dimensional photonic crystals, Opt. Express **18**: 5384.

KIM, H. J., PARK, I., BEOM, H. O., PARK, S. G., LEE, E. H., LEE, S. G., (2004). Self-imaging phenomena in multi-mode photonic crystal line defect waveguides: application to wavelength demultiplexing, Opt. Express, **12**: 5625.

KOSAKA, H., KAWASHIMA, T., TOMITA, A., NOTOMI, M., TAMAMURA, T., SATO, T., KAWAKAMI, S., (1998). Superprism phenomena in photonic crystals Phys. Rev. B. Rapid Commun. **58**: 96.

KOSAKA, H., KAWASHIMA, T., TOMITA, A., NOTOMI, M., TAMAMURA, T., SATO, T., KAWAKAMI, S., (1999). Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering, Appl. Phys. Lett. **74**: 1212

KOSAKA, H., KAWASHIMA, T., TOMITA, A., NOTOMI, M., TAMAMURA, T., SATO, T., KAWAKAMI, S., (1999). Superprism phenomena in photonic crystals:toward microscale lightwave circuits, Journal of Lightwave Tech. **17**: 2032.

KRAUSS, T. F., (2007). Slow light in photonic crystal waveguides. J. Phys. D: Appl. Phys. **40**: 2666

KURT, H., (2009). Bend free optical power transfer using photonic crystal waveguide arrays, IEEE Journal of Lightwave Tech. **27**: 1402.

LABBANI, A., SAOUDI, R., BENGHALIA, A., (2009). Photonic band gaps in one- and two-dimensional photonic crystals based on a nanocomposite of ZnS and glass, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **11**: 085103

LI, S., LU, Y. Y., (2010). Efficient method for computing leaky modes in two dimensional photonic crystal waveguide, J. Lightw. Technol., **28**: 978.

LI, Y., LIU, X., YUAN, H., XIAO, D., (2009). Glucose biosensor based on the room temperature phosphorescence of $TiO_2/SiO_2$ nanocomposite, Biosens. Bioelectron, **24**: 3706-3710.

LIANG, G., LEE, C., DANNER, A. J., (2011). Design of narrow band photonic filter with compact MEMS for tunable resonant wavelength ranging 100 nm, AIP Advances **1**: 042171.

LIN, B., QIU, J., GERSTENMAIER, J., LI, P., PIEN, H. M., PEPPER, J., CUNNINGHAM, B., (2002). A label free technique for detecting small molecule interactions, Biosens. Bioelectron. **17**: 827–834.

LIN, S. Y., CHOW, E., JOHNSON, S. G., JOANNOPOULOS, J. D., (2000). Demonstration og highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5-μm wavelength, Opt. Lett., **25**: 1297.

LIU, M. Y., CHOU, S. Y. (1996). High modulation depth and short cavity length silicon Fabry Perot modulator with two grating Bragg reflectors, Appl. Phys. Lett. **68**: 170.

LORD RAYLEİGH (1887), On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure, Philosophical Magazine **24**:145-159

LUAN, P. G., CHANG, K. D., (2007). Periodic dielectric waveguide beam splitter based on co-directional coupling, Opt. Express. **15**: 4536.

MAES, B., IBANESCU, M., JOANNOPOULOS, J. D., (2007). Microcavites based on multimodal interference, Opt. Express. **15**: 6268.

MAHMOUD, M. Y., BASSOU, G., TAALBI, A., CHEKROUN, Z. M., (2012). Optical channel drop filters based on photonic crystal ring resonators. Opt. Commun. **285**: 368.

MANOLATOU, C., JOHNSON, S. G., FAN, S., VILLENEUVE, P. R., HAUS, H. A., JOANNOPOULOS, J. D., (1999). High-density integrated optics., J. Lightwave Technol. **17**, 1682-1692.

MATHIAS, P. C., GANESH, N., ZHANG, W., CUNNINGHAM, B. T., (2008). Graded wavelenght one-dimensional photonic crystal reveals spectral characteristics of enhanced fluorescence, J. Appl. Phys. **103**, 094320.

MATSUMOTO, T., BABA, T., (2004). Design and FDTD simulation of photonic crystal k-vector superprism, IEICE Trans. Electron., **E87-C**: 393.

McCALL, (1991), Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattices Phys. Rev. Lett. **67**: 2017–2020

MEADE, (1991), Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal, Phys. Rev. B **44**:10961-10964

MEADE, R. D., DEVEYNI, A., JOANNOPOULOS, J. D., ALERHAND, O. L., SMITH, D. A., KASH, K., (1994). Novel applications of photonic band gap materials: Low-loss bends and high Q cavities., J. Appl. Phys. **75**, 4753-4755.

MEKIS, A., CHEN, J. C., KURLAND, I., FAN, S., VILLENEUVE, P. R., JOANNOPOULOS, J. D., (1996). High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides. Phys. Rev. Lett. **77**, 3787-3790.

MIT Photonic-Bants Package home page http://ab-initio.mit.edu/meep/

MIT Photonic-Bants Package home page http://ab-initio.mit.edu/mpb/

NGUYEN, H. M., DUNDAR, M. A., VAN DER HEIJDEN, R. W., VAN DER DRIFT, E. W. J. M., SALEMINK, H. W. M., ROGGE, S., CARO, J., (2010). Compact Mach-Zhender interferometer based on self-collimation of light in a silicon photonic crystal, Opt. Express. **18**: 6437.

O'FAOLAIN, L., SCHULZ, S. A., BEGGS, D. M., WHITE, T. P., SPASENOVIC, M., KUIPERS, L., MORICHETTI, F., MELLONI, A., MAZOYER, S., HUGONIN, J. P., LALANNE, P., KRAUSS, T. F., (2010). Loss engineered slow light waveguides, Opt. Express, **18**: 27627.

OSKOOI, A. F., ROUNDY, D., IBANESCU, M., BERMEL, P., JOANNOPOULOS, J. D., JOHNSON, S. G., (2010). MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method, Comp. Phys. Commun. **181**, 687.

PALİK E. (1985), Handbook of Optical Constants of Solids I, Academic Press.

PALİK E. (1991), Handbook of Optical Constants of Solids II, Academic Press.

PARK, W., KING, J. S., NEFF, C. W., LIDDELL, C., SUMMERS, C. J., (2002). ZnS-based photonic crystals, Phys. Stat. Sol. B, **229**, 949.

PARK, I., LEE, H. S., KIM, H. J., MOON, K. M., LEE, S. G., BEOM, H. O., PARK, S. G., LEE, E. H., (2004). Photonic crystal power-splitter based on directional coupling, Opt. Express, **12**: 3599.

PERAHIA, R., COHEN, J. D., MEENEHAN, S., ALEGRE, T. P. M., PAINTER, O., (2010). Electrostatically tunable optomechanical zipper cavity laser, Appl. Phys. Lett. **97**: 191112.

PINEDA, M. F., CHAN, L. L. Y., KUHLENSCHMIDT, T., CHOI, C. J., KUHLENSCHMIDT, M., CUNNINGHAM, B. T., (2009). Rapid spesific and label-free detection of porcine rotavirus using photonic crystal biosensors, *IEEE Sens. J.*, **9**: 470–477.

PLİHAL ve MARADUDİN, (1991), Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice, Phys. Rev. B **44**: 8565-8571

PRATHER, D. W., SHI, S., MURAKOWSKI, J., SCHNEIDER, G. J., SHARKAWY, A., CHEN, C., MIAO, B., MARTIN, R., (2007). J. Phys. D **40**: 2635.

PRUESSNER, M. W., Student Member, IEEE., AMARNATH, K., DATTA, M., Member, IEEE., KELLY, D. P., KANAKARAJU, S., HO, P. T., GHODSSI, R., Member, IEEE., (2005). InP-Based optical waveguide MEMS switches with evanescent coupling mechanism, J. Micromech. Systems. **14**: 1070.

PRUESSNER, M. W., SIWAK, N., AMARNATH, K., KANAKARAJU, S., CHUANG, W. H., GHODSSI, R., (2006). End-coupled optical waveguide MEMS devices in the indium phosphide material system, J. Micromech. Microeng. **16**: 832.

PRUESSNER, M. W., KING, T. T., KELLY, D. P., GROVER, R., CALHOUN, L. C., GHODSSI, R., (2003). Mechanical property measurement of InP-based MEMS for optical communications, Sensors and Actuators A, **105**: 190.

RESHAK, A. H., AULUCK, S., (2007). Ab initio calculations of the electronic, linear and nonlinear optical properties of zinc chalcogenides, Physica B **388**, 34.

ROBERTSON, (1992), Measurement of photonic band structure in a two-dimensional periodic dielectric array, Phys. Rev. Let. **68**: 2023-2026

ROBERTSON, (1993), Observation of surface photons on periodic dielectric arrays Opt. Lett. **18(7)**: 528-530.

SAKODA, K., (2001), Optical properties of Photonic Crystals. 2nd edn. Springer.

SCHMIDT, B., XU, Q., SHAKYA, J., MANIPATRUNI, S., LIPSON, M., (2007). Compact electro-optic modulator on silicon on-insulator substrates using cavities with ultra-small model volumes, Opt. Express. **15**: 3140.

SCHULZ, S. A., O'FAOLAIN, L., BEGGS, D., M., WHITE, T. P., MELLONI, A., KRAUSS, T. F., (2010). Dispersion engineered slow light in photonic crystals: a comparison., J. Opt., **12**: 104004.

SHI, S. Y., SHARKAWY, A., CHEN, G. H., PUSTAI, D. M., PRATHER, D. W., (2004). Dispersion-based beam splitter in photonic crystal, Opt. Lett. **29**: 617.

SMITH, (1993), Photonic band structure and defects in one and two dimensions, J.Opt. Soc. Am. B **10(2)**: 314-321

SOLJACIC, M., LIDORIKIS, E., HAU, L. V., JOANNOPOULOS, J. D., (2005). Enhancement of microcavity lifetimes using highly dispersive materials. Phys. Rev. E., **71**: 026602.

SOLJACIC, M., IBANESCU, M., JOHNSON, S. G., FINK, Y., JOANNOPOULOS, J. D., (2005). Optimal bistable switching in nonlinear photonic crystals, Phys. Rev. E., **66**: 055601.

SONG, M., ZHANG, R., WANG, X., (2006). Nano-titanium dioxide enhanced biosensing of the interaction of dacarbazine with DNA and DNA bases, Materials Letters , **60,** 2143.

STOFFER, R., HOEKSTRA, H. J. W. M., DE RIDDER, R. M., VAN GROESSEN, E., VAN BECKUM, F. P. H., (2000). Numerical studies of 2D photonic crystals: Waveguides, coupling between waveguides and filters: Optical and Quantum Electronics, **32**: 947.

SUH, W., YANIK, M. F., SOLGAARD, O., FAN, S., (2003). Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs. Appl. Phys. Lett., **82**: 1999.

TAFLOVE A. (2000), Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Norwood, Massachusetts: Artech House

VERNOOY, D. W., FURUSAWA, A., GEORGIADES, N. P., ILCHENKO, V. S., KIMBLE, H. J., (1998). Cavity QED with high-Q whispering gallery modes Phys. Rev. A **57**, 2293

VILLENEUVE and PICHE, (1992), Photonic bandgaps in two-dimensional square and hexagonal lattices, Phys. Rev. B **46**: 4969-4972

VILLENEUVE, P. R., FAN, S., JOANNOPOULOS, J. D., (1996). Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency. Phys. Rev. B. **54**: 11

WANG, X., FUJIMAKI, M., AWAZU, K., (2005). Photonic crystal structures in titanium dioxide and their optimal design, Opt. Express, **13,** 1486.

WHITE, I. M., FAN, X., (2008). On the performance quantification of resonant refractive index sensors, Opt. Express, **16**: 1020.

WILSON, R., KARLE, T. J., MOERMAN, I., KRAUSS, T. F., (2003). Efficient photonic crystal Y-junctions. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **5**: S76.

WINN, (1998), Omnidirectional reflection from a one-dimensional photonic crystal Opt. Lett. **23(20)**: 1573-1575

WINN, (1994), Two-dimensional photonic band-gap materials, J.Mod. Opt. **41(2)**: 257-273.

WITZENS, J., LONCAR, M., SCHERER, AXEL., (2002). IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. **8**: 1246.

XIN, M., DANNER, A. J., PNG, C. E., LIM, S. T., (2009). Cross waveguide resonator-based silicon electro-optic modulator with low power consumption, J. Opt. Soc. Am. B. **26**: 2176.

YABLONOVİTCH, (1987), Inhibited spontaneous emission insolid-state physics and electronics, Phys. Rev. Lett. **58**: 2059–2062.

YABLONOVİTCH, (2001), Photonic crystals: Semiconductors of light, Scientific American, 47-55

YU, X. F., FAN, S. H., (2003). Bends and splitters for self-collimated beams in photonic crystal. Appl. Phys. Lett. **83**: 3251.

ZHANG ZE and SASHİ SATPATHY. (1990). Electromagnetics wave propagation in periodic structures: Bloch wave solutions of Maxwell's equations. Phys. Rev. Lett. **65**: 2650.

ZHANG, W., CUNNINGHAM, B. T., (2008). Fluorescence enhancement by a photonic crystal with a nanorod structured high index layer, Appl. Phys. Lett., **93**: 133115.

ZHAO, D., ZHANG, J., YAO, P., JIANG, X., CHEN, X., (2008). Photonic crystal Mach-Zhender interferometer based on self-collimation Appl. Phys. Lett. **90**: 231114.

## ÖZGEÇMİŞ

20.08.1978 Mersin-Tarsus doğdu. İlk, orta ve Lise öğrenimini Tarsus'ta yaptı. 1996-2000 yılları arasında Adana Çukurova Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Anabilim dalından mezun oldu. 2007-2009 yılları arasında Yüksek Lisans eğitimini gerçekleştirdi. 2009 yılında Fizik Anabilim dalında Doktora eğitimine başladı. Şu anda özel sektörde öğretmenlik mesleğini devam ettirmektedir.