

**EŞ DAĞILIMLI OLMAYAN FOTONİK ORTAMLARIN TASARIMI VE
İNCELENMESİ: KİP DÖNÜŞTÜRÜCÜLERDEN OPTİK GİZLEMeye**

BİLGEHAN BARIŞ ÖNER

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOĞİ ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NİSAN 2015

ANKARA

Fen Bilimleri Enstitü onayı

Prof. Dr. Osman EROĞUL

Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığını onaylarım.

Prof. Dr. Murat ALANYALI

Anabilim Dalı Başkanı

Bilgehan Barış ÖNER tarafından hazırlanan EŞ DAĞILIMLI OLMAYAN FOTONİK ORTAMLARIN TASARIMI VE İNCELENMESİ: KİP DÖNÜŞTÜRÜCÜLERDEN OPTİK GİZLEMeye adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Hamza KURT

Tez Danışmanı

Tez Jüri Üyeleri

Başkan : Yrd. Doç. Dr. İlyas Evrim ÇOLAK

Üye : Doç. Dr. Hamza KURT

Üye : Yrd. Doç. Dr. Rohat MELİK

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Bilgehan Barış ÖNER

Üniversitesi : TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Enstitüsü : Fen Bilimleri
Anabilim Dalı : Elektrik ve Elektronik Mühendisliği
Tez Danışmanı : Doç. Dr. Hamza KURT
Tez Türü ve Tarihi : Yüksek Lisans – Nisan 2015

Bilgehan Barış ÖNER

**EŞ DAĞILIMLI OLMAYAN FOTONİK ORTAMLARIN TASARIMI VE
İNCELENMESİ: KİP DÖNÜŞTÜRÜCÜLERDEN OPTİK GİZLEMeye**

ÖZET

Lord Rayleigh tarafından bir boyutta önemli olarak dizilmiş katmanların yasak-bant karakteristiği gösterildikten yaklaşık bir yüzyıl sonra, modern optikteki yasak-bant cihaz ihtiyacı, araştırmacıları iki ve üç boyutlu frekans seçici cihazların elde edilmesine yöneltmiştir. Yablonovitch ve John tarafından başlatılan öncü çalışmalar, elektromanyetik dalgaların ilerleyişi üzerindeki kontrolü fotonik kristal (FK) adı verilen yapılarla sağlamışlardır. Dağınım çizenekleri göz önüne alındığında, bu önemli dielektrik yapılar ve foton dalgaları arasındaki etkileşim, yarıiletken kristaller ve elektron dalgaları arasındaki etkileşime oldukça benzerdir. Yarıiletken kristallerde olduğu gibi, FK'lerde de yasak ve izinli frekans/enerji bölgeleri vardır. Ancak, fotonik cihazların bant genişliği elektronik olanlarla karşılaştırıldığında genellikle daha geniş olmaktadır. Bu bant genişliklerindeki farklılık ve günümüz elektronik elemanların tepki süresinin artık indirgenemez sınırlarına ulaşmalarından dolayı, fotonik cihazlara, ayrıca FK'lere, büyük bir ilgi uyanmıştır. Bazı optik/fotonik tasarımlar, konum alanında kırılma indisine göre eş-olmayan bir dağılıma ihtiyaç duymaktadırlar. Tek biçimli yasak-bant cihaz olmanın yanında FK, eş dağılımlı olmayan fotonik ortamları üretmek için de elverişlidir, örneğin derecelendirilmiş indisli dalgakılavuzları. Uzun dalgaboylarının ayırık FK'lerdeki davranışını açıklayan etkin ortam teorisi, sürekli derecelendirmeyi taklit etmek için kullanılmaktadır. Frekans ve zaman alanında uygulanan sayısal yöntemler sayesinde geniş bantta çalışabilen ve yüksek iletim verimliliklerine sahip fotonik tasarımlar ortaya konmuştur.

Anahtar Kelimeler: Fotonik kristaller, Elektromanyetik dalgalar, Etkin ortam teorisi, Derecelendirilmiş kırılma indisli ortamlar, Fotonik entegre devreler.

University : TOBB University of Economics and Technology
Institute : Institute of Natural and Applied Sciences
Science Programme : Electrical and Electronics Engineering
Supervisor : Associate Professor Dr. Hamza KURT
Degree Awarded and Date : M.Sc. – April 2015

Bilgehan Baris ONER

**DESIGN AND ANALYSIS OF INHOMOGENEOUS PHOTONIC MEDIA:
FROM MODE CONVERTERS TO OPTICAL CLOAKING**

ABSTRACT

After nearly a century from the Lord Rayleigh's demonstration of band-gap characteristic of one dimensional periodically sequenced layers, the requirement of band-gap devices in modern day optics led the researchers to derive two and three dimensional frequency selective devices. Pioneering studies of Yablonovitch and John provided control over the electromagnetic wave propagation by the structures denominated as photonic crystals (PCs). The interaction between these periodical dielectric structures and photon waves are similar to that of semiconductor crystals and electron waves regarding the investigations of dispersion diagrams. The PCs also have inhibited and allowed frequency/energy regimes as for the semiconductor crystals. However, bandwidths of photonic devices are usually greater compared to electronic ones. A great interest is aroused in photonic devices, also in PCs, due to this bandwidth distinction and irreducible response time of modern electronic components. Some optical/photonic designs require spatial inhomogeneity with respect to the refractive index. Except of being the standard band-gap devices, PCs are also useful to generate inhomogeneous photonic media, such as gradient index waveguides. The effective medium theory is utilized to mimic the continuous gradient which explains long wavelength behavior within the unit cells of discrete PCs. Highly efficient and broad band photonic designs are generated implementing numerical methods based on frequency and time domain.

Keywords: Photonic crystals, Electromagnetic waves, Effective medium theory, Graded index media, Photonic integrated circuits.

TEŞEKKÜR

Tez çalıŐmalarım sırasında yardım ve tecrübeleriyle beni yönlendiren ve emeğini hiç bir zaman esirgemeyen tez danışmanım sayın hocam Doç. Dr. Hamza KURT'a sonsuz teŐekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, hiç bir zaman yardımlarını eksik etmeyen ve dostluklarını unutmayacağım Melih Göktuğ CAN, Mirbek TURDUEV, İbrahim Halil GİDEN, Kadir ÜSTÜN, Ali ÖZMEN, Eyüp Mert GAYUR, Muhammed Fatih BALLI, Ali Burak PARIM, Zeki HAYRAN, İbrahim İhsan TAŐKIRAN, Cemre Zeynep ÖZMEN, Ümit KAYA, Gözde KABAY, Gizem KALELİ, Zahide SULTANOVA, Emre KAYALI ve ismini sayamadığım eski ve yeni bütün laboratuvar ve ders arkadaşlarıma ve bana her zaman destek olan ablam, annem ve babama bütün bir kalbimle teşekkür ederim.

Son olarak TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine, burs sağladığı için TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi'ne ve 110T306 numaralı projesine ek olarak BİDEB 2224-A aracılığıyla yüksek lisans eğitiminde sağladığı desteklerden dolayı TÜBİTAK'a teŐekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
KISALTMALAR	xiv
SEMBOL LİSTESİ.....	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. FOTONİK KRİSTALLER ve ETKİN ORTAM TEORİSİ.....	3
2.1. Fotonik Bant Yapılarının Hesaplanması.....	12
2.2. Zaman Alanında Sonlu Farklar Sayısal Yöntemi ile Tayfa Bağlı İletim Verimlilik Analizi	14
2.3. Diğer Tasarım Yöntemleri	14
3. EŞ DAĞILIMLI OLMAYAN OPTİK AYGIT TASARIMLAR.....	15
3.1. Derecelendirilmiş Fotonik Kristallerden Oluşan Değiştirilmiş Maxwell Balıkgözü Merceği ile Dalgakılavuzu Ara Bağlantısı.....	14
3.2. Optik Kip Çevirici Tasarımları.....	33
3.3 Derecelendirilmiş Kırılma İndisli Fotonik Kristaller ile Yüksek Verimli Dalgakılavuzu Dönüşleri.....	39

3.4. Derecelendirilmiş Fotonik Kristaller ile Geniş Bantta ve Kutuplanma Bağımsız Tek Yönlü Optik Gizleme.....	45
3.5. Diğer Tasarım ve Çalışmalar.....	53
4. SONUÇ.....	54
KAYNAKLAR.....	56
ÖZGEÇMİŞ.....	64

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 3.1. Sekiz farklı FK sütun bölgesi için belirlenen değişken değerleri.....	24

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. (a) Kare örgü dielektrik ($\varepsilon = 8.90$) çubukların iki boyutta dizilimi için fotonik bant yapısı, (b) Üçgen örgü silindirik hava deliklerinin dielektrik ($\varepsilon = 12.00$) alt katmana 2 boyutta dizilimine karşılık gelen fotonik bant yapısı [4]. (Enine manyetik ve enine elektrik dalgalar sırasıyla TM ve TE ile simgelenmiştir.)	6
Şekil 2.2. (a) Eksenel, (b) dairesel ve (c) küresel derecelendirilmiş kırılma indisli ortamlar. Eksenel ve dairesel DK yapılar hem dalgakılavuzu hem mercek olarak kullanılırken küresel DK yapılar tek başlarına sadece mercek olarak kullanılabilir. (c) kullanılabilmektedir.	8
Şekil 2.3. Doğada sıklıkla gerçekleşen serap olayının temsili bir gösterimi. Yer yüzeyine daha yakın bulunan soğuk havanın yüzeyden uzaklaştıkça ısınan havadan daha yoğun olması kırılma indisi dağılımının bir DK ortam gibi davranmasına sebep olmaktadır. Gökyüzünden gelen ışık ışınları bu yüzden tam yansımaya uğrayabilmektedirler.	9
Şekil 2.4. Elektromanyetik dalganın hissettiği etkin kırılma indisi kendi dalgaboyu ve etkileştiği maddenin boyutları arasındaki oranla yakından ilişkilidir. Dalgaboyu λ yapıdan oldukça büyükse ($\lambda \gg a$) veya oldukça küçükse ($\lambda \ll a$) dalganın hissettiği kırılma indisi değeri belirli bir dalgaboyu aralığında sabit bir değer almaktadır.	11
Şekil 3.1. (a) Direk birleşim, (b) sivrileştirilmiş birleşim için yapı geometrileri ve ilerleyen geniş bant darbenin kayba uğradığı bölgeler gösterilmiştir. Önemli yapısal parametreler $W_{giriş}$, $W_{çıkış}$ ve L sembolleriyle gösterilmiştir. (c) Şekilde verilen yapılar için hesaplanan iletim verimlilik değerleri	

- gösterilmiştir. Gölgelendirilmiş bölge ilgilenilen çalışma frekans aralığını göstermektedir. 20
- Şekil 3.2. (a) Modifiye edilmiş Maxwell balık-gözü lensinin, birleşim için ara yüzey olarak kullanılmasını gösteren şematik. $W_{giriş}$, L_b , $W_{çıkış}$ değerleri sırasıyla $21a$, $16.5a$, ve $3a$ 'dır. (b) Sürekli indis profiline sahip MBM birleştiricinin 2 boyutta indis dağılımı. 22
- Şekil 3.3. (a) İlk bantlara ait dağılım çizim çizenekleri gösterilmiştir. (b) (a)'da verilen her bir dağılım bandının grup indis dağılımı çizdirilmiştir. Üç farklı renkteki dikdörtgen grup indis değişiminin farklı karakterde olduğu farklı bölgeleri göstermektedir. 23
- Şekil 3.4. (a) Tüm yapının geometrisini gösterimi: giriş dalgakılavuzu, birleştirici bölgesi, çıkış dalgakılavuzu. Ara yüz bölgesi MBM yapının FK'ler ile yaklaşımını temsil etmektedir. (b) Belirlenen sekiz bölgenin indis profilleri gösterilmiştir. 25
- Şekil 3.5. Sürekli ve ayrık kademe indisli MBM yapıların sayısal analiz ile hesaplanan iletim verimlilikleri. 27
- Şekil 3.6. (a) $\omega a/2\pi c = 0.100$ normalize frekansı için sürekli MBM yapısında ışık şiddet dağılımı. (b) Aynı normalize frekans için tanımlanmış $CS_{giriş}$ ve $CS_{çıkış}$ kesitlerindeki şiddet dağılımları. (c) $\omega a/2\pi c = 0.475$ normalize frekansı için sürekli MBM yapısında ışık şiddet dağılımı. (d) Aynı normalize frekans için tanımlanmış $CS_{giriş}$ ve $CS_{çıkış}$ kesitlerindeki şiddet dağılımları. 29
- Şekil 3.7. (a) $\omega a/2\pi c = 0.100$ normalize frekansı için FK MBM yapısında ışık şiddet dağılımı. (b) Aynı normalize frekans için tanımlanmış $CS_{giriş}$ ve $CS_{çıkış}$ kesitlerindeki şiddet dağılımları. (c) $\omega a/2\pi c = 0.475$ normalize frekansı için FK MBM yapısında ışık şiddet dağılımı. (d) Aynı normalize

frekans için tanımlanmış $CS_{giriş}$ ve $CS_{çıkış}$ kesitlerindeki şiddet dağılımları.	31
Şekil 3.8. Dikey yöndeki hizalama hataları yüzünden güç iletim verimliliğindeki düşüş gösterilmiştir.	32
Şekil 3.9. Açısal hizalama hataları yüzünden güç iletim verimliliğindeki düşüş gösterilmiştir. Açısal kayma miktarları derece cinsinden ilave olarak verilmiştir.	32
Şekil 3.10. (a) Simetrik, (b) asimetrik kademeli indis FK yapıların taslak gösterimi ve kırılma indis dağılımları.	35
Şekil 3.11. (a) Simetrik, (b) asimetrik kademeli indis sürekli yapılarda ilerleyen ışık ışınlarının izlediği yolların sembolik gösterimi.	36
Şekil 3.12. (a) Sürekli kademeli (kesikli kırmızı çizgi) ve onun ayırık FK ile yaklaşımı (basamak indis mavi çizgi) olan yapıların indis dağılımları verilmiştir. (b) Kararlı halde belirli bir zaman adımıda elektrik alan dağılımı, ayrıca asimetrik ayırık kademeli indis FK yapının genişletilmiş bir gösterimi de çizdirilmiştir. (c) Yapının hemen çıkışında bir kesitten alınan genlik dağılımı (kırmızı) ile ideal bir yüksek derece kipi (mavi) genlik dağılımı karşılaştırma için gösterilmiştir.	38
Şekil 3.13. Kademeli indis FK temelli yapının (a) geometrisi, (b) HS kırılma indis dağılım grafiği verilmiştir. (c) 90° ve (d) 180° dalgakılavuzu dönüşleri için kademeli indis FK kurulumları gösterilmiştir (OE: Optik eksen ve P : referans merkez noktası).	41
Şekil 3.14. 90° ve 180° dalgakılavuzu dönüşleri için iletim verimlilikleri çizdirilmiştir. Renklendirilmiş bölgeler yüksek iletim verimliliğine sahip çalışma frekans bant aralıklarını temsil etmektedir.	44

- Şekil 3.15. Tek bir zaman basamağında elektrik alan resimleri (a) 90° ve (b) 180° dalgakılavuzu dönüşleri için düşük frekans bölgesinde gösterilmiştir. Yüksek frekans bölgesinde yapıda ilerleyen ışık için şiddet dağılımı yine (c) 90° ve (d) 180° dönüşler için verilmiştir. 45
- Şekil 3.16. Etkin grup indis değerlerinin frekansa bağlı değişimi (a) $\Delta y=0.487a$ ve (b) $\Delta y=2.970a$ için çizdirilmiştir. FK çubuklar $0.200a$ yarıçap ve $\epsilon_r=2.25$ kırılma indis değerlerine sahiptir. 49
- Şekil 3.17. İki istifli kademeli indis dalgakılavuzundan oluşan gizleme tasarımı gösterilmiştir. HS dağılımın meydana getirdiği sıfır küresel sapınç ve geniş gizlenme alanı kolayca görülmektedir. İndis kademe etkeni $\alpha=0.0245a^{-1}$ olarak alınmıştır. 50
- Şekil 3.18. (a) Optik gizleme cihazının geometrisi gösterilmiştir. (b) Gizleme bölgesi ve çıkıştan geçen güç değerlerinin giriş sinyal güç değerine oranları dB cinsinden çizdirilmiştir. 50
- Şekil 3.19. (a) Dört istifli dalgakılavuzu ile oluşturulmuş, FK temelli kademeli indis yapı (üç optik gizleme bölgesi) gösterilmiştir. Düzlem dalga uyarılmadan dolayı oluşan tüm uzay elektrik alan (E_z) dağılımları üç farklı frekans bölgesi için verilmiştir: (b) $a/\lambda=0.1130$, (c) $a/\lambda=0.1195$, (d) $a/\lambda=0.1260$. Frekans sınırları seçilirken serbest uzay ve yapıdan çıkan dalgalar arası faz uyumsuzluğu %10 değerinin altında tutulmuştur. 52
- Şekil 3.20. Manyetik alan Hz dağılımı TEz kutuplanma düzlem dalga uyarılması için normlize frekans $a/\lambda=0.1650$ değerinde gösterilmiştir. 53

KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış olan kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Kısaltmalar Açıklama

FK	Fotonik Kristaller
TE	Enine Elektrik Alan
TM	Enine Manyetik Alan
DK	Derecelendirilmiş Kırılma İndisi
YTTG	Yarı-tepede Tüm-genişlik
MBM	Maxwell balık-gözü merceği
ZASF	Zaman- alanında Sonlu-farklar

SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
k	Dalga vektörü
c	Hava Ortamında Yayılan Işık Hızı
n	Dielektrik Malzemenin Kırılma İndisi
a	Kristal Örgü Sabiti
$\omega(k)$	Dalga Vektörü k 'ya Karşılık Gelen Açısal Frekans
n_g	Dielektrik Malzemenin Grup Kırılma İndisi
v_g	Elektromanyetik Dalganın Grup Hızı
r	Konum vektörü
S	Işık Işının Aldığı Yol
f	Doluluk Oranı
ϵ_r	Fotonik Kristal Çubuğun Dielektrik Sabiti
ϵ_h	Ortamın Dielektrik Sabiti

1. GİRİŞ

Günümüz mühendisliği, özellikle elektronik ve bilgisayar teknolojisindeki gelişmeler sonucunda bilgiyi taşıma ve işleme konusunda yoğunlaşmıştır. Elektromanyetik teoriyle temelleri açıklanabilen elektrik ve elektronik mühendisliği, geçtiğimiz yüzyılda transistörün icadı gibi gelişmelerle büyük bir ilerleme kat etmiş; günümüz teknolojisinin ulaştığı noktalara gelmesinde büyük bir pay sahibi olmuştur. Elektronik sistemlerin yanında, son yıllarda hızla gelişmekte olan ve yine aynı teoriyi temel alarak açıklanabilen elektromanyetik dalgaların yönlendirilebilmesi üzerine yapılan çalışmalar sonucunda lazer ve fotonik kristallerin (FK) keşfi gibi çığır açan gelişmelerle beraber fotonik alanı oldukça ilgi çeken bir dal haline gelmeye başlamıştır [1-3]. Elektronların kristal yarıiletkenlerdeki davranışını açıklayan bant yapıları, diyot ve transistörün icadına büyük katkı sağlamıştır. Bu duruma çok benzer şekilde FK'ler ile fotonlar arasında bant şemaları elde edilmiş ve geniş-bantta çalışabilen fotonik entegre devre tasarımlarında büyük bir yol kat edilmiştir [4, 5].

Ayrıca optik ve fotonik alanındaki gelişmeler ışığın, yani elektromanyetik dalgaların, kontrolü ve yönlendirilmesinde de büyük rol oynamıştır. Optik bilimindeki en iyi bilinen yanılsamalardan olan serap doğa olayı, FK'ler ile taklit edilebilmiş ve bir başka yanılsama olan optik gizlenme, bir diğer adıyla görünmezlik, olgusuna belirli sınırlamalar altında yaklaşılabilmektedir [6-11].

Bütün bu çalışmaların altında fotonik ortamların fiziksel ve geometrik özelliklerinin şekillendirilmesi yatmaktadır. Bu yüzden de bu ortamların tasarımı ve uygulanabilirliği hakkındaki çalışmalar büyük önem taşımaktadır.

1.1. Araştırmanın Amacı ve Önemi

Bu çalışmada, özellikle FK'lerin bant yapı analizleri yardımı ile fotonik tasarımların fiziksel ve geometrik özelliklerinin belirlenmesi üzerinde durulmuştur. Oldukça geniş bir frekans aralığında çalışabilen bu tasarımlar yüksek verimli fotonik cihazlar için umut vaad edecek sonuçlar içermektedir.

Tasarım aşamasında yararlanılan ve elektromanyetik teorisinin temeli olan Maxwell denklemlerinin ölçeklenebilirliği sayesinde önerilen fotonik yapılar, elektromanyetik tayfın sadece belirli bir bölümünde değil, yapı boyutları referans alındığı takdirde tüm tayf boyunca geçerli olabilmektedir. Bu sayede tasarımda kullanılan malzemenin frekans bağımlılığının olmadığı herhangi bir bant çalışma aralığı olarak seçilebilmektedir. Bu frekans aralıkları mikrodalga bölgesinde olabileceği gibi görünür tayfa kadar da uzanabilmektedir.

Eş indis dağılımına sahip olmayan ortamların ışığın yönlendirilmesi üzerindeki etkisi, FK'lerin etkileri ile birleştıği zaman ise oldukça zengin bir tasarım kaynağı ortaya çıkmaktadır. Çalışmalar sırasında ortaya çıkan birçok tasarımda da bu kaynaktan yararlanılmıştır.

1.2. Araştırmanın Kapsamı ve Anahatları

Hazırlanan bu çalışmada öncelikle literatür taraması yapılmış ve ikinci bölümde detaylı bir şekilde aktarılmıştır. Ayrıca aynı bölümde, anlatılan konular ile ilgili önemli bilimsel gelişmeler tarihsel süreçlerdeki sıraları ile verilmiştir.

Çalışmanın üçüncü bölümünde eş dağımlı olmayan fotonik ortamların tasarımlarında kullanılan analitik ve sayısal yöntemler detaylıca anlatılmış, kullanılan diğer başlıca yöntem ve tanımlar da sunulmuştur. Bir sonraki bölümde ise bu yöntemler yardımı ile tasarlanan ortamlar kendi içerisinde giriş, bulgu ve literatür karşılaştırmalarını sırasıyla içerecek şekilde verilmişlerdir. Deneysel doğrulaması yapılan çalışmaların verileri de ilgili bölümlerde paylaşılmıştır.

Beşinci bölümde tasarımların uygulanabilirliği, uygulanma sırasında oluşabilecek hatalardan dolayı teorik olarak verimlilikte beklenen sapmalar tartışılmış ve altıncı bölümde ise bulgular ve çalışmalar bir sonuca bağlanarak kısa bir özet sunulmuştur.

2. FOTONİK KRİSTALLER ve ETKİN ORTAM TEORİSİ

Yukarıda bahsedildiği gibi her fotonik ortam tasarımında elektriksel/manyetik geçirgenlik her yönde eşit olarak dağılmamaktadır. Ancak doğada bir malzemenin aynı şartlar altında neredeyse sabit bir optik özellik göstermesi, tek tip malzeme kullanılarak eş-olmayan kırılma indis dağılımlarının üretimini oldukça zorlu hale getirmektedir. Buhar depolanması veya katkılama gibi yöntemlerle bir yarıiletkenin optik özellikleri zaman alıcı süreçlerle değiştirilebilmekte; ancak değişim oranı her zaman yeterli olamayacak kadar düşük seviyelerde kalmaktadır. Birden çok malzeme kullanılarak bu tür ortamların taklidi yapılabilmektedir. Bu durumda ise arzulanan her bir kırılma indisi için farklı bir malzeme bulunamaması ideal fotonik ortamı sağlayamamaktadır [12]. Özellikle nanofotonik devrelerdeki yapı boyutları ele alındığında bu yöntemin uygulanırlığı neredeyse imkansız bir hal almaktadır. Bu tür ortamların eldesi içinse FK'ler yeni bir yol olarak sunulabilmektedirler.

Eş-dağılımlı olmayan FK yapılarının tasarımının nasıl yapılabileceğini anlayabilmek için öncelikle FK'ler ve etkin ortam teorisi kavramları incelenmelidir. Bu sebepten dolayı ilgili kavramlar, alt başlıklar halinde detaylıca anlatılmıştır.

1.3. Fotonik Kristaller

Lord Rayleigh 1888 yılında Stokes adlı bir bilim adamının yaptığı çalışmayı temel olarak kristal yansımaları üzerine araştırmalar yapmış ve konu ile ilgili bir teori geliştirmiştir [13]. Stokes, yaptığı çalışmada belirli bir kristal çok katmanlı yapı için, yansımadan dolayı meydana gelen rengin, emilimden bağımsız ve dar bir bantta olduğundan bahsetmişti. Lord Rayleigh, katman sayısının sonsuza gittiğinde yansımanın %100'e varacağına değinmiş ve eksik kalan fiziksel açıklamaları tamamlamıştır. Sonuç olarak ise bir boyutta önemli yapıların belirli frekanslar için iletme izin vermeyeceği ve tam yansımaya sağlayacağı ispatlanmıştı. 1914 yılında Darwin, Lord Rayleigh'in çalışmalarını X-ışınları üzerinde uygulayabildi ancak hala üç boyutta fotonik yasak bant eldesi için kırılma indisi zıtlığı oldukça yetersizdi [14]. Uzun bir süre boyunca önemli yapıların elektromanyetik bantlara olan etkisi üzerine önemli bir çalışma yapılmadı. 1987 yılında Yablonovitch, üç boyutta dönem ile

oluşturulabilecek yasak bant yapısının, elektronik bant sınırını içerdiği takdirde, kendiliğinden yayılımı tamamen engelleyeceğini bildirdi [1]. Elektronik tayfın yarıiletken kristallerde (atomik örgü sebebiyle) yasak-bant yapısı gösterdiği bilinmekteydi. Bu ilişkiye çok benzer bir şekilde; bir elektromanyetik dalganın, kendi dalgaboyunun yarısı ile üç boyutta dönemli yapılarla ilişkisi incelendiğinde, elektromanyetik tayfta yasaklı bir aralık bulunması gerektiğini iddia etti. Eğer oluşacak yasak bant aralığı elektronik bant sınırı ile belirli bir düzeyin üzerinde ($>kT$) çakışıyorsa, elektron-deşik değişimi gerçekleşemeyecek ve yayılım meydana gelemeyecekti. Elektronik banttı bağımsız olarak, böyle bir durum için gerekli üç boyutlu dönemli yapıyı oluşturacak kırılma indisleri arasındaki farkı belirli bir değerin üstünde olmalıydı.

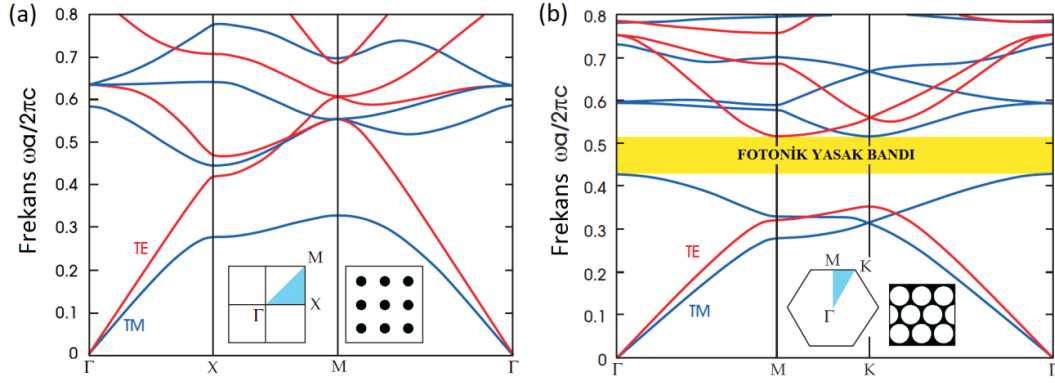
Aynı yıllarda, Anderson'un düzensiz katılarda elektronların yerelleşmesini içeren teorik çalışmasının deneyleri yapıyor ancak elektron-elektron etkileşmelerinden dolayı, beklenen sonuçlar gözlemlenemiyordu [15]. Benzer bir çalışmanın, deneyi bozabilecek bir etkileşmenin olmayacağı elektromanyetik dalgalar için yapılması öne sürülmüş ve 1987 yılında John tarafından bu konu ile ilgili bir araştırma sonucu bildirilmişti. [2]. John, foton yerelleşmesinin, kırılma indisi değişimi ile kontrol edilebileceğini, Rayleigh saçılmasının gözlemlenebileceği düşük frekans bölgesi ile daha yüksek frekans bölgelerinin birbirinden yeterli bir dielektrik zıtlığı altında ayrılacağını göstermişti. Böylelikle çok boyutta dönemli yapıların yasak bant davranışları izah edilebilmişti.

Özellikle, FK'lerin altında yatan işleyişi açıklayabilen yakın tarihli bu iki makaleden sonra, elektromanyetik dalgaların kontrol edilebilirliği ve yönlendirilebilirliği üzerine birçok çalışma yapıldı. FK'ler ideal yapıdayken belirli frekans aralığındaki hiç bir elektromanyetik dalganın ilerleyişine izin vermiyordu ancak bu frekanslara bir nokta kusrun mikrokavite, bir çizgi kusrun dalgakılavuzu veya bir düzlemsel kusrun mükemmel bir ayna gibi davranması, ışığın ilerleyişinin şekillendirilmesine büyük bir katkı sağlamıştı [4, 16].

İlk FK üretimi, kalıp dielektrik malzeme üzerine yüzey merkezli kübik kafes örgüsünde deliklerin açılmasıyla başarılmış ve kavite modlarının kusurlar yardımıyla oluşumundan ilgili çalışmada bahsedilmiştir [17].

İlerleyen yıllarda, geliştirilen sayısal yöntemler sayesinde yasak bant aralığı ve dağılım çizenekleri gibi FK yapısı hakkında genel bilgileri sunan özellikler, bilgisayar üzerinden hesaplanabilir duruma gelmiştir [18-20]. Şekil 2.1(a), hava ortamında kare örgü düzenine göre dizilmiş dielektrik çubukların bu yöntem kullanılarak elde edilmiş fotonik bant yapısını göstermektedir. İlgili şekilde, fotonik bant yapıları hem enine elektrik (TE) hem de enine manyetik (TM) dalgalar için verilmiştir. TE dalgalar iki boyutta dizilimin gerçekleştiği düzleme dik yönde bir elektrik alanı bileşeni içermeyen dalgalarken, TM dalgalar ise aynı yönde manyetik alan bileşeni bulundurmeyen dalgalardır. Bant yapıları da bu iki kutuplanma türü için farklılık gösterebilmektedir. Örneğin yapı, bir kutuplanmaya karşı yasak bant bölgesi içeriyorken, diğer kutuplanma türü için fotonik bant yapısı böyle bir bölge bulundurmayabilir. Şayet, her iki bölge için de ortak bir frekans aralığında yasak bant gözlemleniyorsa bu bölge tamamlanmış fotonik yasak bant olarak adlandırılmaktadır. Şekil 2.1(b)'de verilen, dielektrik alt katman üzerine dizilmiş üçgen örgü hava deliklerinin oluşturduğu yapıya ait fotonik bant böyle bir bölge içermektedir.

FK yapının önemliliğinden dolayı bu yapılarda ilerleyen bir dalga kipi, yine önemli bir fonksiyonla kiplenmiş düzlem dalga olarak ifade edilebilmekte ve bu ifade de Bloch durumu olarak adlandırılmaktadır [4, 21]. a ölçeklenebilir örgü dönemi olmak üzere, Bloch durumları $2\pi/a$ ile dönemlidirler. Bu yüzden de bir dalga vektörü, k , değerinin $-\pi/a < k < \pi/a$ aralığında incelenmesi yeterlidir. Bu aralık Brillouin bölgesi olarak adlandırılmaktadır. Genel olarak, eğer üç boyutta önemli bir yapının örgü vektör uzayını geren vektörleri (a_1, a_2, a_3) ise, $a_i b_j = 2\pi \delta_{ij}$ olacak şekilde bir karşıt örgü adı verilen vektör uzayını geren (b_1, b_2, b_3) vektörleri olacaktır. Bloch dalga vektörü de Brillouin bölgesinde bulunmak üzere $\mathbf{k} = k_1 b_1 + k_2 b_2 + k_3 b_3$ ile ifade edilmektedir.



Şekil 2.1. (a) Kare örgü dielektrik ($\epsilon = 8.90$) çubukların iki boyutta dizilimi için fotonik bant yapısı, (b) Üçgen örgü silindirik hava deliklerinin dielektrik ($\epsilon = 12.00$) alt katmana 2 boyutta dizilimine karşılık gelen fotonik bant yapısı [4]. (Enine manyetik ve enine elektrik dalgalar sırasıyla TM ve TE ile simgelenmiştir.)

Eğer bir yapı yasak fotonik bant içeriyorsa, bu aralığa karşılık gelen frekanslar için dalgavektörü sanal bir değer almaktadır. Bu yüzden de alan yapıda ilerleyememekte ve üstel bir şekilde azalmaktadır. Yapı içerisinde ilerleyebilen dalgalar için ise dalgavektörü gerçel bir değere karşılık gelmektedir.

Yukarıda verilen özellikler göz önünde bulundurularak ışığın yönlendirilmesi, çeşitli FK veya yasak bant yapılarının tasarlanması ile mümkün olmaktadır. Çalışmanın ilerleyen kısımlarında, bu özellikleri temel alan ilgili tasarımlar detaylıca anlatılmaktadır. Ancak ışığın yönlendirilmesinde tek etkili olan ortamlar dönemli ortamlar değildir. Aynı zamanda eş dağılımlı olmayan ortamlar da özellikle ışığın yönlendirilmesinde büyük ölçüde etkindirler.

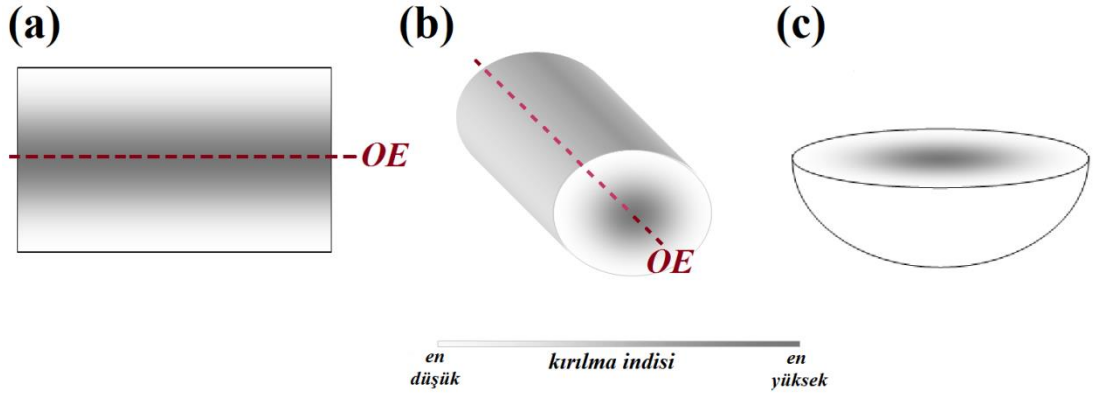
1.4. Eş-dağılımlı Olmayan Ortamlar

Eş-dağılımlı ortamlar dielektrik / manyetik geçirgenliğin konuma bağımlılığının olmadığı, eş yönlü ortamlar ise bütün yönlerde geçirgenlik değerinin sabit olduğu ortamlardır. Serbest uzay hem eş-dağılımlı hem de eş-yönlü ortamlara verilebilecek en

iyi örnektir. Bu tür yapılarda, elektromanyetik dalganın ilerleyişi de konum ve yönden bağımsız olarak gerçekleşecektir. Bu yüzden dalgaların ilerleyişini yönlendirebilmek ve yeni tasarımlar ortaya koyabilmek için fotonik ortamın yapısal ve fiziksel değişkenleri konum ve dalgayönüne bağlı olarak belirlenmelidir. Ancak yön bağımlı yapıların üretimi her ne kadar mümkün olsa da konum bağımlı yapılarınkinden daha zorlu ve kısıtlı olmaktadır. Ayrıca doğadaki maddelerinin birçoğunun manyetik geçirgenliğinin serbest uzaya eşit kabul edilebilecek kadar yakın olması, optik/fotonik tasarımlarda temel değişkenin dielektrik geçirgenlik olmasını sağlamıştır. Bu sebeple ilerleyen bölümlerde verilen çalışmalarda sadece dielektrik geçirgenliğin konuma bağlı değişimini temel alan yapılar sunulmaktadır. Bu kısıtlamalara rağmen uygulanabilirliği olan birçok fotonik aygıt sadece konuma bağlı kırılma indis değişimi ile tasarlanabilmektedir.

1.4.1. Derecelendirilmiş Kırılma İndisli Dalgakılavuzları ve Mercekler

Derecelendirilmiş kırılma indisi (DK) terimi, genellikle eş dağılımlı olmayan bir ortamda kırılma indisi bir veya daha çok eksen boyunca belirli bir matematiksel kalıba bağlı ve kademeli olarak değişiyorsa kullanılmaktadır [22]. Işığın ilerleme doğrultusu kartezyen koordinatta bir eksen olarak alındığında, kırılma indisi sadece ona dik olan diğer bir eksen boyunca değişiyorsa, bu tür bir dağılıma eksenel DK denilmektedir. Işığın ilerleme doğrultusu silindirik koordinatlarda yükseklik eksenine denk gelecek şekilde seçildiğinde, kırılma indisi sadece dairesel ve açisal eksenler boyunca değişiyorsa, bu durumda da ortam dairesel DK olarak isimlendirilmektedir. Son olarak ışığın ilerleme yönünden bağımsız olarak küresel koordinatların sadece uzaklık eksenine bağlı olarak değişen bir kırılma indisi dağılımı varsa, böyle bir ortam da küresel DK olarak adlandırılmaktadır.



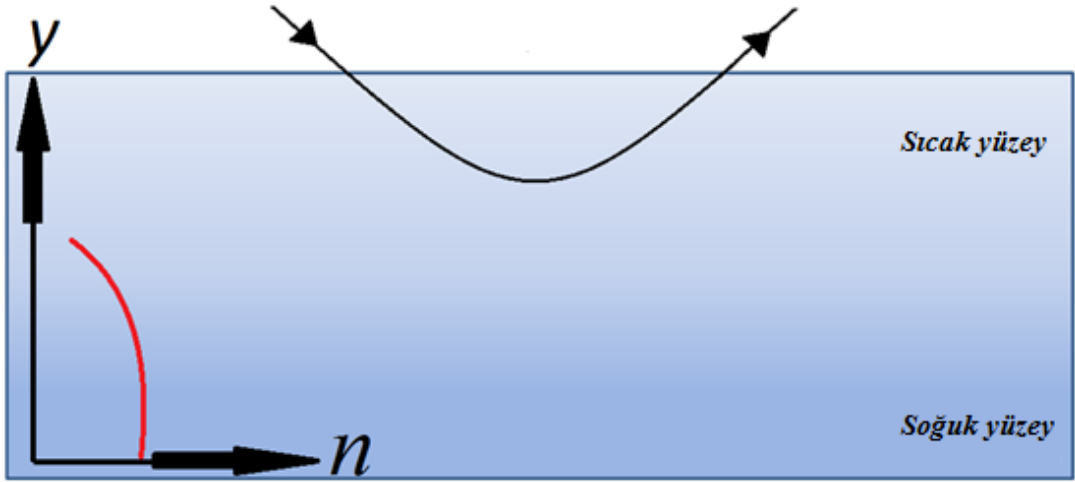
Şekil 2.2. (a) Eksenel, (b) dairesel ve (c) küresel derecelendirilmiş kırılma indisli ortamlar. Eksenel ve dairesel DK yapılar hem dalgakılavuzu hem mercek olarak kullanılırken küresel DK yapılar tek başlarına sadece mercek olarak kullanılabilir. [6].

DK ortamlar doğada yaygın olarak bulunmaktadır. Dünyanın atmosferi veya gözün şeffaf merceği kademeli bir kırılma indisi dağılımına sahip doğal ortamlardan bazılarıdır [23]. Bir diğer örnek ise serap olayının gerçekleştiği ortamlardır. Sıcaklık dağılımına veya başka etkenlere bağlı olmak üzere optik ortamın kademeli olarak değişen kırılma indisi, gelen ışığı bükerek bir cismin görüntüsünü oluşturabilmektedir [6].

Bu ve benzer doğa olaylarının fiziksel sebepleri, DK ortamlarda ışığın ilerleyişinin incelenmesi ile gösterilebilmektedir. En temel açıklamalar oldukça eski tarihlerden itibaren getirilmiş ve geliştirilmiştir. Ibn Al-Haythem optik kitapları serisinde, kendisine ait gözlemleri derlemiş ve elde ettiği bazı sonuçları bildirmişti. Bunlardan bir tanesi de en kısa zaman ilkesinin ilkel haliydi. Bu teoreme göre ışık, bir başlangıç noktasından bir bitiş noktasına en az sürede ulaşabileceği bir yolda ilerliyordu. Daha sonra ise bu ilke daha genel bir hale, Pierre de Fermat tarafından getirilmiştir [24]. Fermat, çalışmalarında ışığın iki nokta arasında (başlangıç ve bitiş) aldığı yolun, olabilecek en uzun veya en kısa yol olması gerektiği sonucuna ulaşmıştır. Işık ışınları tarafından alınan toplam yol uzunluğu ise aynı zamanda içerisinde ilerlediği ortamın kırılma indisiyle ilişkilendirilerek optik yol kavramı tanımlanmıştır. Bu şekilde ışık

ışınları başlangıç ve bitiş noktalarından olabilecek en kısa sürede geçmektedir ve bu yüzden de bu ilke aynı zamanda *en kısa zaman prensibi* olarak da adlandırılmaktadır. Her ne kadar bu yöntem oldukça tutarlı görülsede ışığın aldığı yolun ve ilerleme yönünün belirlenmesi için öncelikle bitiş noktasının bilinmesi gerekliliği bir tutarsızlık olarak görülmüştür. Bu eksiklik uzun bir süre (ışığın aslında bir dalga olduğunun anlaşılmasına kadar) giderilememiş olsa da, bu ilke kırılma indisinin konuma bağlı olduğu ortamlarda ışık ışınlarının ilerleyişini oldukça iyi bir şekilde açıklayabilmiştir. Fermat'ın en kısa zaman ilkesinden yola çıkarak açıklanabilen Eikonel eşitliği, ışığın bulunduğu konumun ve dolayısıyla ilerleme yönünün, kırılma indisi dağılımına ve bu dağılımın yine konuma göre yönlü türevine bağlı olduğunu göstermektedir:

$$\nabla n = \frac{d}{ds} \left(n \frac{d \mathbf{r}}{ds} \right) \quad (2.1)$$



Şekil 2.3. Doğada sıklıkla gerçekleşen serap olayının temsili bir gösterimi. Yer yüzeyine daha yakın bulunan soğuk havanın yüzeyden uzaklaştıkça ısınan havadan daha yoğun olması kırılma indisi dağılımının bir DK ortam gibi davranmasına sebep olmaktadır. Gökyüzünden gelen ışık ışınları bu yüzden tam yansımaya uğrayabilmektedirler.

1.4.2. Etkin Ortam Teorisi

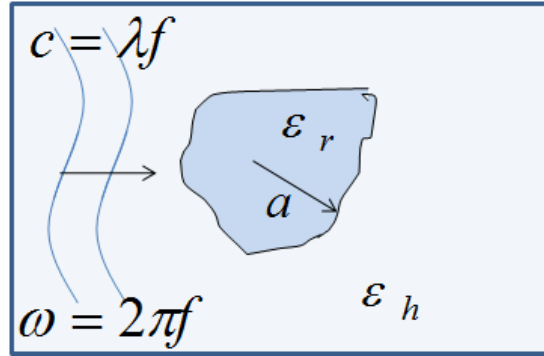
Işın kuramı, dalgaboyunu hesaba katmadığından dolayı ışığın etkileştiği maddenin optik özelliklerini de dalgaboyundan bağımsız ele alır. Oysaki maddenin kırılma indisi değeri sabit değildir, aksine sıcaklığa ve hatta ışığın frekansına dolayısıyla dalgaboyuna bile bağlıdır. Işın kuramı ise ancak dalgaboyunun sıfıra yaklaştığı durumlarda geçerliliğini korumaktadır. Görünür dalgaboylarının insanlar tarafından dolaysız olarak gözlemlenebilen doğa olaylarında genellikle etkileştikleri maddenin boyutlarından oldukça küçük olması, ışın kuramının dalga kuramına nazaran çok daha önce gelişmesine sebep olmuştur. Ancak optikte her zaman ışık ve onun etkileşime girdiği madde ile arasındaki bağlantıda geometri temel bir rol üstlenmiştir [25]. Işığın aslında bir dalga olduğunu varsayan ve maddeye manyetik/dielektrik geçirgenlik özelliklerini katan elektromanyetik dalga teorisinde de bu durum farklı değildir. Dalganın kırılma/yansıma yönleri tayininde tıpkı Snell yasasında olduğu gibi yüzey normali ve geliş açısı arasındaki ilişki ele alınmaktadır. Ancak, buna ek ve ışın kuramından farklı olarak, iletim verimliliğinin hesabında da maddenin geometrisi temel etken olmaktadır. Fotonik Kristaller bölümünde de bahsedildiği gibi önemli katmanlar belirli bir yönde ilerleyen belirli dalgaboyları için iletim verimliliğini sıfıra indirmektedir. Bu dalgaboylarının iletilmemesinin sebebi üssel olarak azalan genliklere sahip olmalarıdır. Çünkü sanal bir dalgavektörüne sahiptirler ve sönümlenen bir dalga çözümü verirler. Bu yüzden de iletim verimliliklerinin sıfıra gitmesi için katman sayısının da sonsuza gitmesi gerekmektedir. Bu örnek, dalgaboyu/yön seçiciliği, önemlilik ve katman sayısı dikkate alındığında, ışığın dalgaboyu ve etkileşime girdiği yapının geometrisi arasındaki bağlantının önemini ortaya koymaktadır. Ancak yapının geometrisinin tek etkin olduğu parametre iletim verimliliği değildir. Dalganın hissettiği etkin kırılma indisi değeri ve dolayısıyla ilerleme hızı da bizzat etkileştiği maddenin boyutlarıyla ilişkilidir. Şekil 2.4, dielektrik sabiti ϵ_h olan bir ortama yerleştirilmiş ve dielektrik sabiti ϵ_r olan bir madde ile bu ortamda ilerleyen bir dalgayı göstermektedir. Böyle bir durumda $\sqrt{\epsilon_h} \omega a / c \ll 1$ şartı sağlandığında, yani dalganın arkaplandaki ortam dalgaboyu maddeden çok daha

büyük olduğunda etkin ortam teorisi geçerli olmaktadır [26]. Bu teori farklı kutuplanmalar için etkin dielektrik sabitlerini şu şekilde ifade etmektedir [27]:

$$n_{TM}^2 = (1-f)\varepsilon_h + f\varepsilon_r \quad TM \text{ kutuplanma} \quad (2.2)$$

$$n_{TE}^2 = \frac{(1-f)\varepsilon_h + (1+f)\varepsilon_r}{(1+f)\varepsilon_h + (1-f)\varepsilon_r} \varepsilon_h \quad TE \text{ kutuplanma}$$

Burada f , iki farklı dielektrik sabitine sahip madde ve ortamın alanları oranı olan doluluk oranını göstermektedir. Doğal olarak her iki kutuplanma türü için de etkin kırılma indisi bu değer sıfıra yaklaştığında arkaplan kırılma indisine, bire yaklaştığında ise ortama yerleştirilen malzemenin kırılma indisine yaklaşmaktadır.



Şekil 2.4. Elektromanyetik dalganın hissettiği etkin kırılma indisi kendi dalgaboyu ve etkileştiği maddenin boyutları arasındaki orana yakından ilişkilidir. Dalgaboyu λ yapıdan oldukça büyükse ($\lambda \gg a$) veya oldukça küçükse ($\lambda \ll a$) dalganın hissettiği kırılma indisi değeri belirli bir dalgaboyu aralığında sabit bir değer almaktadır.

2. FOTONİK KRİSTALLER İLE EŞ-DAĞILIMLI OLMAYAN ORTAM TASARIM YÖNTEMLERİ

Bir önceki bölümde FK'ler ve etkin ortam teorisi temel hatlarıyla anlatılmıştır. Bu iki farklı tema incelenerek ve beraber kullanılarak, üretimi oldukça zorlu ve fotonik entegre devrelerde oldukça kullanışlı bir yere sahip olan fotonik devre elemanları tasarlanabilmektedir. Bu bölümde ise bu tasarımların gerçekleşmesi için gerekli olan hesaplamalar anlatılacaktır.

2.1. Fotonik Bant Yapılarının Hesaplanması

Fotonik cihazlarda eğer ilerleyen dalga kılavuzlanmışsa; yani kayıpsız bir şekilde belirli bir yönde iletimi sağlanıyorsa, bu dalga kendisinin farklı kiplerinin birleşimlerinden biridir. Bu kiplerin hakkında fikir sahibi olunması, cihaz tasarımı açısından oldukça yararlı olmaktadır. Bu faydalardan birine örnek olarak, tek kipli dalgakılavuzu ile farklı kiplerin hız farklarından meydana gelen optik darbenin dağılmasını engellemek verilebilir. Ayrıca gelen sinyalin genlik dağılımına bağlı olarak çıkıştaki genlik dağılımı da kip bilgisiyle ön görülebilir. Bir başka yararı ise kılavuzlanabilecek kip bilgisi ile giriş sinyali veya fotonik cihaz ayarlanarak iletim verimliliği en iyilemesi yapılabilir. Bu ve daha birçok sebepten dolayı fotonik tasarımlarda bant yapıları hesaplamaları yapılmaktadır.

Fotonik cihazın kip bilgisi ve bu kiplerin frekans - dalga vektörü ilişkisi çok temel dalgakılavuzları için analitik olarak hesaplanabiliyorken, aynı durum daha karmaşık sistemler için geçerli olmamaktadır. Bu nedenle sayısal yöntemler kullanarak bilgisayar üzerinden bu hesaplamalar gerçekleştirilmeye başlanmıştır [18]. Bu yöntemlerle bant şekilleri ve yasak bant aralıkları, ilerleme yönü de göz önünde bulundurularak bulunabilmektedir.

Aynı yöntem FK'ler için de uygulanmaktadır. İndirgenemez Brillouin bölgesinin bu teknikte incelenmesi ile de ilgili bantlar bulunabilmektedir. Bu bantlar da Brillouin bölgesinin boyutlarına bağlılık göstermektedir. Bu bölgeyi birim hücre olarak

adlandırırız, birim hücrenin ilerleme yönü ve ona dik yöndeki boyutlarının değişimi ile de frekans ve dalga vektörü bağlantısını veren bantlar da değişecektir. Bu bağlantılar kullanılarak ise kiplerin grup hızları aşağıdaki eşitlikle bulunabilmektedir:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\omega}{k} - \frac{\omega}{n} \frac{dn}{dk} \quad (3.1)$$

Burada v_g grup hızıdır ve c ışığın boşluktaki hızı olmak üzere n ise ck/ω değerine eşittir. Kipin ilgili bant için grup hızı bilindikten sonra grup kırılma indisi kolaylıkla bulunabilir:

$$n_g = \frac{v_g}{c} \quad (3.2)$$

Grup hız değerleri, farklı bantlar ve farklı boydaki birim hücreler için hesaplanarak bir veri tabanı oluşturulur. Eş dağılımlı olmayan ortam FK'ler ile tasarlanırken ise ilgili bant için bu veri tabanından gerekli birim hücre boyutları çekilir. Bunun için öncelikle ortamda bir başlangıç noktası belirlenir ve o noktaya denk gelen kırılma indisi değerini sağlayacak birim hücre ile hem sınırlar hem de dolayısıyla o noktaya yerleşecek FK çubuk tayin edilir. Kırılma indisi değişiminin olduğu yönde, ilk birim hücrenin de sınırları dikkate alınarak bir sonraki FK için benzer bir işlem uygulanır. Eğer kırılma indisi değişimi tek yönde ise sadece bu şekilde bir FK sütunu oluşturmak yeterli olacaktır. Bu teknik ile aynı yarıçapta ve aynı kırılma indisi değerine sahip FK'ler kullanarak, yani tek tip malzeme ile, değişken kırılma indisi dağılımına sahip ortamlar taklit edilebilmektedir.

Bilgisayar üzerinden yapılan sayısal hesaplamaların yanında etkin ortam teorisi de analitik bir çözüm olarak bantların bulunmasında yardımcı rol oynamaktadır. Etkin ortam teorisinin bu konudaki en önemli avantajı bir veri tabanı ihtiyacı duymamasıdır. Her bir FK çubuk konumu için doluluk oranı sınırları belirleyecek şekilde hesaplamalarda kullanılarak eş dağılımlı olmayan ortamlar tasarlanabilmektedir. Ancak bu yöntemin en önemli eksiği ise sadece Rayleigh saçılımının gözlendiği uzun

dalgaboyu bölgesinde geçerli olmasıdır. Bu yüzden üst frekans ve üst bantlarda etkin ortam teorisinden ziyade sayısal yöntem kullanışlıdır.

2.2. Zaman Alanında Sonlu Farklar Sayısal Yöntemi ile Tayfa Bağlı İletim Verimlilik Analizi

Bant yapılarının incelenmesinde kullanılabilen bir diğer yöntem ise zaman alanında sonlu farklar (ZASF) sayısal yöntemidir [19, 20]. Bu sayısal yöntemin frekans alanında kullanılan yöntemden en belirgin farkı iletim verimliliği hakkında da bilgi verebiliyor olmasıdır. Ayrıca frekans alanında incelemeler ile sadece kılavuzlanmış kipler ve onların birleşimleri hakkında bilgi sahibi olunuyorken, zaman alanında yapılan hesaplamalar herhangi bir genlik dağılımına olan sistem tepkisini ileriki bir zaman dilimi için ortaya koyabilmektedir. Ancak kipler hakkında dolaysız bir yoldan net bir sonuç elde etmek ise sadece frekans alanında yapılan hesaplamalarla mümkündür. Bu yüzden bu iki farklı araştırma tekniği birbirinin tamamlayıcısı gibidir.

2.3. Diğer Tasarım Yöntemleri

Tasarım yöntemleri sadece yukarıda verilen başlıklarla sınırlı değildir. Bu yöntemler dışında yaygın olarak en iyileme kullanılmaktadır. Belirli değişkenleri veya çıktıları (iletim verimliliği, kip uyumu vb.) istenilene en yakın şekilde elde etmek için topoloji en iyilemeden veya genetik algoritmadan yararlanılarak yararlanılabilmektedir [28].

Bir diğer teknik de tayfi öge yöntemidir [29]. Bu yöntem ile de ters çözüm kullanılarak, arzu edilen sonuç için yapıda gerekli olan optik özellikler bulunabilmektedir.

3. EŞ DAĞILIMLI OLMAYAN OPTİK AYGIT TASARIMLARI

Çalışmanın bu bölümünde genel olarak yukarıda verilen teknikler kullanılarak tasarlanılan fotonik cihazlar detaylı olarak paylaşılmıştır [30-41]. Bu tasarımların birçoğu derecelendirilmiş kademeli indis FK'lerden oluşmaktadır. Bunun sebebi önceki bölümlerde de bahsedildiği gibi tek tip FK malzemenin üretime getirdiği kolaylıktır. FK içermeyen çalışmalarda da yine üretilebilirlik ön planda tutulmuştur.

3.1. Derecelendirilmiş Fotonik Kristallerden Oluşan Değiştirilmiş Maxwell Balık-gözü Merceği ile Dalgakılavuzu Ara Bağlantısı

Dalgakılavuzu kalınlık uyumsuzluğundan veya kip kesit-alanı uyumsuzluğundan meydana gelen güç kaybı, fotonik yonganın farklı bölgelerine başarılı bir şekilde optik bilginin iletiminin sağlanabilmesi için ele alınmalıdır. Direk birleşim yöntemi ile farklı kalınlıktaki dalgakılavuzlarının bağlanması oldukça büyük oranda ışığın geri yansımaya yol açmaktadır [42]. Işık neredeyse mükemmel iletimi, ışığın dalgaboyuna oranla yavaş bir şekilde değişen ama oldukça uzun bir iletim bölgesi ile başarılıdır [43]. Dalgakılavuzlarının kalınlık oranları fazla olduğu zaman birleşim bölgelerinin de uzaması gerekmektedir. Sonuç olarak ise tüm tasarım hantal bir hal almaktadır.

Yüksek kırılma indisi zıtlığına sahip çekirdek ve kılıftan oluşan dielektrik dalgakılavuzları ışık dalgalarına verimli ve güçlü bir şekilde yön verebilmektedir. Ancak, farklı kalınlıktaki dalgakılavuzlarının birleşimi Fresnel yansımalarından dolayı büyük güç kayıplarına yol açmaktadır. Verimli birleşim taktiklerini başarabilmek için çeşitli çalışmalar ortaya konulmuştur. Referans [44]'de, ışığın giriş dalgakılavuzundan çizgi kusur FK dalgakılavuzuna iletimini sağlamak için parabolik aynanın düz bir versiyonu olan J-birleştirici tasarlanmış ve üretilmiştir. Bir başka çalışmada araştırmacılar iletim verimliliğini sivrileştirilmiş birleştiricilerle arttırmak için çalışmalar yapılmıştır [45]. Ayrıca, dikdörtgen dalgakılavuzundan FK dalgakılavuzuna birleşim ve az yer kaplayan kip dönüştürücü yöntemleri Ref. [46] ve [47]'de çalışılmıştır. Bu çalışmalarda, düz kılavuza giriş kaybını önlemek adına farklı

boyutlarda silindirik delikler açılmıştır. Ancak, oyulan deliklerin değişen boyutlarından dolayı üretimde oluşabilecek sorunlar eksiksiz bir şekilde kontrol edilmelidir. Başka bir çalışmada [48] ise üretim zorluklarının üstesinden gelebilmek için birleşim kısmında sivriltilmiş bir bölüm oluşturacak delikler kasten açılmıştır. Ayrıca, düzenlemelerden doğabilecek hata payı ve farklı tipteki sivriltilmiş bölgeler incelenmiştir. Tek-kiplimli optik fiberin FK yapısı ile entegre edilebilmesi için düz olmayan (sivrileştirilmiş) FK bölgeleri önerilmiştir [49]. Yapı parametrelerinin iletim verimliliğine etkileri de aynı çalışmada araştırılmıştır.

Yakın bir tarihteki deneysel bir çalışmada entegre Luneburg lens yardımıyla nanofotonik silikon dalgakılavuzu ve fiber arasında az-kayıplı iletimin başarılabileceği gösterilmiştir [50]. Luneburg lensin çalışma prensibi [51], lense gelen tüm ışınların bükülerek lensin diğer tarafında tek bir noktaya odaklanması üzerinedir. Bu da lensin hemen önüne yerleştirilmiş bir nokta kaynağın görüntüsünün sonsuzda oluşacağı yani çıkan ışık ışınlarının paralel demetler halinde ilerleyeceği anlamına gelir. Ancak iki düz dalga kılavuzu arasında Luneburg lens gibi kıvrımlı bir yapı yerleştirilirse, tasarlanan cihazın düzenlemeden dolayı oluşabilecek hata payı ve iletim verimliliği olumsuz etkilenecektir.

Sanal olarak mühendisliği yapılan dielektrik malzemelerden oluşan DK ortamlar, fotonik ve optik alanlarındaki uygulamalarıyla büyük umutlar vaat etmiştir [6, 27, 52-61]. Eğer, iki boyutlu FK'ler uygun bir şekilde kullanılırsa DK ortamların eldesi oldukça kolaylaşacaktır. FK'ler ile böyle ortamlar üretildiğinde oluşan yapılar DK FK'ler olarak bilinmektedir. DK FK'lerin kullanımı, iki dalgakılavuzu arasındaki birleşim problem için bir yaklaşım olabilir. DK FK'lerin odaklama ve sürekli yapıları taklit yetenekleri göz önüne alındığında birleştirici tasarımı için oldukça işe yarar araçlar oldukları görülmektedir. DK FK ortamların ortaya çıkarılması için bazı belirli yöntemler bulunmaktadır. Bir yöntem, dielektrik çubuk veya hava deliklerinin yarıçaplarının ayarlanmasıdır; öyle ki doluluk oranı bu yarıçap değerlerine göre değişmektedir [62]. Diğer bir yöntem ise, birim hücre boyutlarının ayarlanmasıdır. Bu durumda doluluk oranı komşu çubuklar arasındaki mesafeler ile belirlenmektedir [63].

Son olarak, hava deliklerinin farklı kırılma indis değerlerine sahip sıvılar ile doldurulmasıyla da DK ortamlar elde edilebilmektedir.

Bu çalışmada dielektrik dağılımı Maxwell balık-gözü merceği (MBM) dağılımının kesitlerine göre ayarlanmış iki boyutlu DK mercek birleştiricinin yarısını kullandık. Böyle bir dağılımın seçiminin sebebi, yarı-dairesel MBM'nin gelen tüm paralel ışık ışınlarını tek bir noktaya toplayabilme özelliğidir. Bu özelliğiyle Luneburg merceğe oldukça benzese de tasarım boyutu bu şekilde yarıya indirilebilmektedir. Ayrıca iki boyutlu DK FK mercek tasarımı yukarıda verilen dağılım için gerçekleştirildi. Bunun sağlanabilmesi için de sabit yarıçaplı dielektrik çubukların konumları sürekli dağılımı taklit edebilecek şekilde belirlendi. Uzun dalgaboyu bölgesinde geçerli olan etkin ortam teorisi ise konumların tayini için kullanıldı. DK FK ortamın birleştirici olarak başarımını artırmak için kullanılan frekans değerleri üst bölgeye taşındı. Ayrıca DK FK merceğin ön ve arka yüzleri, farklı yarıçaptaki tek sıra dielektrik çubuk sütunuyla örtülerek arzu edilmeyen geri yansımalar önlenmiş oldu [64].

Farklı boyuttaki dalgakılavuzlarının birleşiminde ortaya çıkan problemler iletim verimliliğinin düşmesine sebep olmaktadır. Bu problemin üzerinde durmak adına, farklı boyuttaki iki dalgakılavuzunun birleştiği ara bölge için düzenlenmiş MBM (DMBM) tasarlayarak küçük boyutta verimliliği artırdık. Çekirdek genişlikleri arasındaki oran 7 olan kılavuzlar için geniş-bantta başarımlar sağlandı. Işık şiddeti dağılımının yarı-tepede tüm-genişlik (YTTG) değerleri ideal sürekli ortam ve FK taklidi için hesaplanmış ve karşılaştırılmıştır. Açısız ve konumsal uyumsuzluklardan dolayı verimlilikte ortaya çıkabilecek düşüşler incelenmiş ve paylaşılmıştır. MBM'yi temel alan, verimli, küçük boyutlu ve düz birleşim yöntemi, fotonik entegre devrelerde birleştirici tasarımları için yön verebilir niteliktedir.

Bu yazının devamı şekildeki gibi düzenlenmiştir: İki düz dalgakılavuzu arasındaki birleşim problemi tanımlanmış ve sivrileştirilmiş birleşim ile direk birleşim yöntemlerinin başarımları karşılaştırılmıştır. Daha sonra, yeni bir tasarım olan yarı MBM'yi baz alan birleştirici ve indis dağılımı sunulmuştur. Devamında ise sürekli ve FK DK merceklerin karşılaştırılması iletim verimlilikleri göz önünde bulundurularak

verilmiştir. Dikey eksenindeki konumsal ve açısal uyumsuzlukların verimliliğe etkisi de ayrıca tartışılmıştır. Son olarak ise, elde edilen sonuçlar özetlenmiş ve çalışma sonlandırılmıştır.

Çalışmanın konusu, optikte sıklıkla kullanılan DK ve FK temaları ile birleşim problemini ele almaktır. Öne sürülen çözüm verilen özellikleri sağlamalıdır: az yer kaplayan, verimli, geniş-bant çalışabilen ve açısal/konumsal uyumsuzluk hassasiyet düşüklüğü. Yüksek frekans çalışma aralığı, eş-dağılım bölgesinin üzerinde yer almalıdır.

Farklı dalgakılavuzları arasındaki ışık iletimi entegre optik devrelerde her zaman zorlayıcı olmuştur. Bu farklı kesit alanlarına sahip kılavuzları bağlayacak bir ara bölge tasarlanmalıdır. Ancak, daha geniş bir kılavuzdan daha dar bir kılavuza geçiş olduğunda geri yansıma meydana gelmektedir. Bu yüzden, yansımadan dolayı meydana gelebilecek kayıpları önlemek adına odaklayıcı özelliği olan bir yapı ara bölge için düşünülebilir. Aksi durumda, dar bir kılavuzdan geniş olanına iletim olurken, saçılma olayı görülmektedir. Saçılmadan dolayı meydana gelecek kayıpları bastırabilmek için ise saçılarak gelen ışık ışınları paralel hizalanmış bir şekilde geniş olan kılavuza iletilmelidir. Gelen ışığın yönlendirilmesi optiksel bilginin optik cihaz ile iletiminin sağlanmasında temel bir rol almaktadır. Diğer türlü, güç kayıpları kanallar arası haberleşmeyi bozacaktır. Önceki çalışmalarda, birleşim probleminin önüne geçebilmek için uyumlu ve direkt olmak üzere iki farklı yol izlenmiştir. Optik cihazlarda uyumlu birleşimin araştırılması için ilerleme sabiti eşleşme yöntemi uygulanmıştır. Diğer bir yandan ise gelen ışığı dolaysız bir şekilde iletebilmek için optik ileticilerin farklı tiplerinde kip profili eşleyicileri kullanılmıştır [65]. Entegre optik bağlanım devreleri tasarımında, farklı tipte birçok birleştirici üzerine çalışılmıştır [44, 52, 66-69]. Çalışmanın devamında görüleceği üzere, özellikle sivrileştirilmiş ve direkt birleşimin büyük dezavantajları bulunmaktadır.

Sivrileştirilmiş ve direkt birleşimin başarımlarının karşılaştırılabilmesi için, iki boyutta zaman-alanında sonlu-farklar yöntemi kullanılmıştır [19, 20]. Ayrıca hesap alanının sınırlarında oluşacak geri yansımaların engellenebilmesi için ise mükemmel uyumlu

katmanlar eklenmiştir [70]. Şekil 3.1(a) ve 3.1(b)'de direk ve sivrileştirilmiş birleşimin geometrileri ve yapısal parametreleri gösterilmiştir. Aynı şekil içerisinde geniş bant darbenin kayba uğradığı bölgeler de belirli bir zaman değeri için alan dağılımları sunularak belirtilmiştir. Ortamları uyarmak için kullanılan giriş kaynağının matematiksel biçimi:

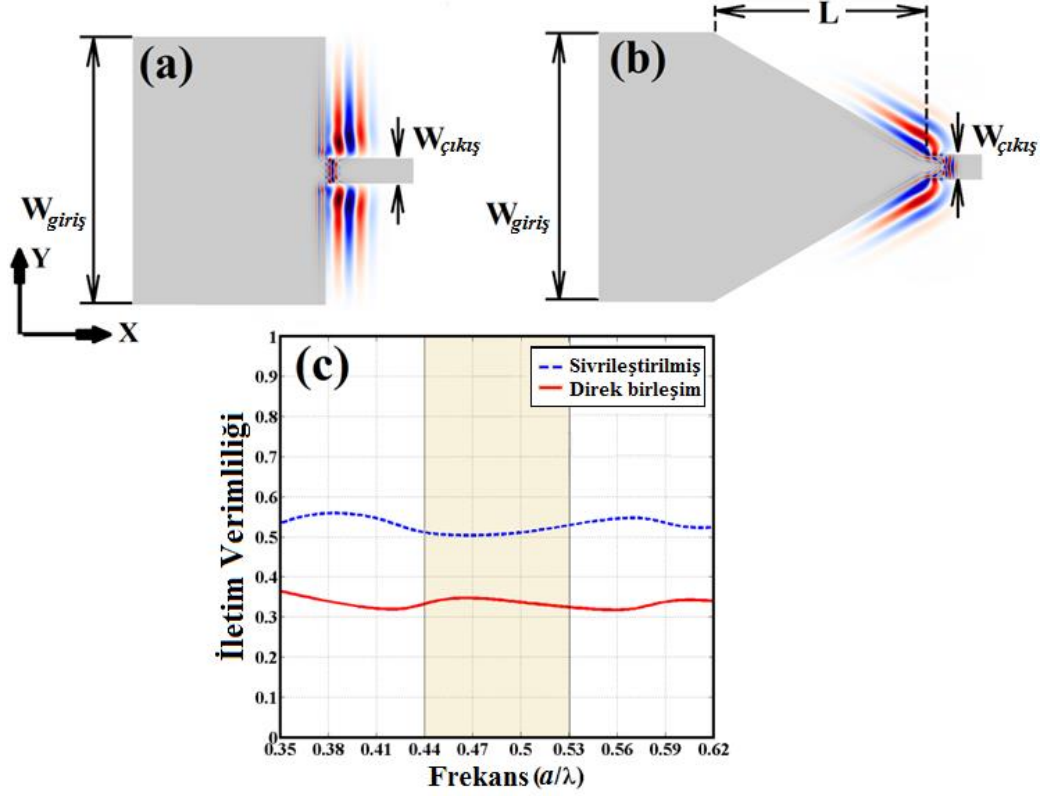
$$E_z(y,t) = E_0 \exp(-(y-y_0)^2 / 2\Delta y^2) \exp(-(t-t_0)^2 / 2\Delta t^2) \quad (3.1)$$

Sadece TM_z kutuplanma göz önünde bulundurulmuştur. Bu yüzden sıfır olmayan elektrik ve manyetik alanlar da sırasıyla E_z , H_x , H_y 'dir. Birleştiricilerin iki tipi için, giriş ve çıkış dalgakılavuzlarının boyları da sırasıyla $W_{giriş}$ ve $W_{çıkış}$ olarak simgelenmiştir. Aynı şekilden de çıkarılabileceği üzere, kılavuz sonundaki geri yansıma ve saçılmalar direk birleşim durumunda kaçınılmaz bir hal alacaktır. Ayrıca, ışığın büyük bir kısmı boşluğa sızacaktır. Şekil 3.1(b)'de gösterilen sivrileştirilmiş birleştirici durumunda, geri yansıma ve güç kaybı miktarı büyük oranda düşürülmüştür. Her iki durum için iletim verimlilikleri hesaplanarak Şekil 3.1(c)'de paylaşılmıştır. Verimlilikler direk birleşim için %35 civarında iken sivrileştirilmiş birleşim için %55 değerlerine ulaşabilmektedir. Direk birleşime göre daha iyi bir sonuç verebilmesine rağmen sivrileştirilmiş birleştirici başarımının yeterli oranda olabilmesi için birleşim bölge uzunluğu, L , oldukça büyük bir değer almalıdır [42]. Bir başka deyişle, birleşimi yayılım kiplerine uygun hale getirebilmek için oldukça geniş bir ara bölgeye ihtiyaç duyulmaktadır. Optik ara bağlantı tasarımlarında, yer kaplamayan çözümler daha sık tercih edilmektedir. Bu yüzden, yukarıda bahsedilen birleşim çözüm önerileri optik entegre devreler için uygun olarak görülmemektedir.

Bu çalışmada, yeni bir birleştirici yapısı direk birleşimdeki başarımı geliştirmek için sunulmuştur. Tasarlanan birleştirici, kırılma indisi kademeli olarak hem ilerleme doğrultusunda (x) hem de dik doğrultuda (y) değişen dielektrik bir ortamdır. İki boyutta değişen indis dağılımı, James Clerk Maxwell tarafından fikri ortaya atılan MBM'den esinlenmiştir [51, 71]. Sonrasında ise indis dağılımı FK çubukların

konumların düzenlenmesi ile taklit edilmiştir. MBM aşağıda verilen indis dağılımı formülüne sahiptir:

$$n(r) = \frac{2}{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2} \quad (3.2)$$



Şekil 3.1. (a) Direk birleşim, (b) sivrileştirilmiş birleşim için yapı geometrileri ve ilerleyen geniş bant darbenin kayba uğradığı bölgeler gösterilmiştir. Önemli yapısal parametreler $W_{giriş}$, $W_{çıkış}$ ve L sembolleriyile gösterilmiştir. (c) Şekilde verilen yapılar için hesaplanan iletim verimlilik değerleri gösterilmiştir. Gölgeleştirilmiş bölge ilgilenilen çalışma frekans aralığını göstermektedir.

Burada R merceğin yarıçapını ve r ise merceğin merkezinden olan uzaklığı temsil etmektedir [71, 72]. Yukarıdaki eşitliğe göre merceğin kırılma indisi $n(r)$ merceğin sınırından merkezine doğru 1 ve 2 arasında değerler almaktadır. Bu şekilde, serbest uzayla olan empedans uyumluluğundan dolayı geri yansımalar da engellenmiş olur.

Merceğin üzerine gelen her bir ışık ışını tam aksi noktaya yönelir. Bu esnada saçılan ışık ışınları merceğin tam ortasında paralel dizili hele gelir. Merceğin diğer yarısında ise tam tersi olacak şekilde odaklanan ışık ışınları tek bir noktaya yönelmiş olacaktır. MBM’de ilerleyen alanın davranışı göz önüne alındığında, yarı MBM’nin farklı kalınlıktaki dalgakılvaazları birleşimi için uygun bir yapı olacağına karar verilmiştir. Ayrıca, ara bölge giriş ve çıkışındaki düz ara yüzlerle de uyumlu bir birleştirici bu şekilde tasarlanabilecektir.

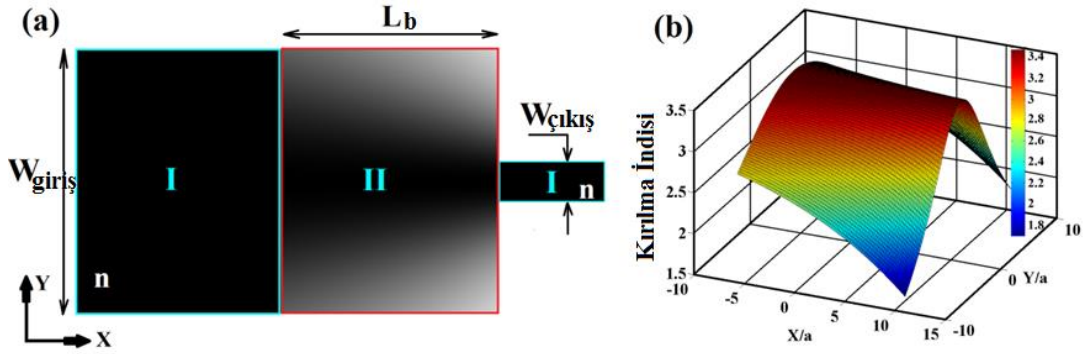
Yeni yapımızda, MBM indis dağılımını her iki boyutta da (x ve y eksenleri) en verimli iletimi sağlayabilecek şekilde değiştirdik. Çekirdek kırılma indisi $n=3.46$ olarak belirlendi. Uygulamamızda, hesaplamanın yapıldığı alan için üçüncü boyut (z eksen) hiçbir bileşeni etkilemiyor varsayıldı. En iyi verimliliğin elde edilmeye amaçlandığı değiştirilmiş MBM için ise aşağıdaki eşitliğe ulaşılmıştır:

$$n(x, y) = n_0 \sqrt{\frac{1}{1 + \beta \left(\frac{y}{(x - \alpha)} \right)^2}} \quad (3.3)$$

burada α ve β sabit parametreler olarak alınmıştır. Bu iki değişken, eniyileme sonrasında sırasıyla $(\alpha, \beta) = (22, 3.872)$ olarak belirlenmiştir. MMFE eşitliğinden çıkarılabileceği gibi, α parametresi arttıkça indis profilinin gradyanı azalmaktadır. Başka bir deyişle, optik eksen ve kılavuz sınırlarındaki etkin indis farkı azalmaktadır. Dikkat edilmelidir ki, bu durumda β parametresi bir değere sabitlenmiştir. Tam tersi durumda β parametresinin değişimi, α sabitken gradyan ile doğru orantılı olmaktadır. Tasarlanan ara yüzün kırılma indisi hem ilerleme eksenine hem de ona dik olan eksen boyunca değişmektedir. FK taklidinde örgü sabiti a ile gösterilmiştir. x ve y eksenleri ara yüz için sırasıyla $[-5.5a, 11a]$ ve $[-10.5a, 10.5a]$ aralıklarında değişmektedir. Ayrıca dikkat edilmelidir ki, α ve β parametreleri farklı dalgakılvaazları arasındaki bağlantılar için değişebilmektedir. Ancak dalgakılvaazlarının geometrik yapı ve indisine bağlı bu değişime, çalışma kapsamının dışında kaldığı için değinilmemiştir. MMFE birleştiricinin şekilsel yapısı ve bu yapıya karşılık gelen kırılma indis profili $n(x,y)$ sırasıyla Şekil 3.2(a) ve 4.2(b)’de verilmiştir. Silikon temelli dalgakılvaazu

bölgeleri Şekil 3.2(a)'da I ile verilmiş ve kalınlıkları da ($W_{giriş}$, $W_{çıkış}$) = ($21a$, $3a$) olarak belirlenmiştir.

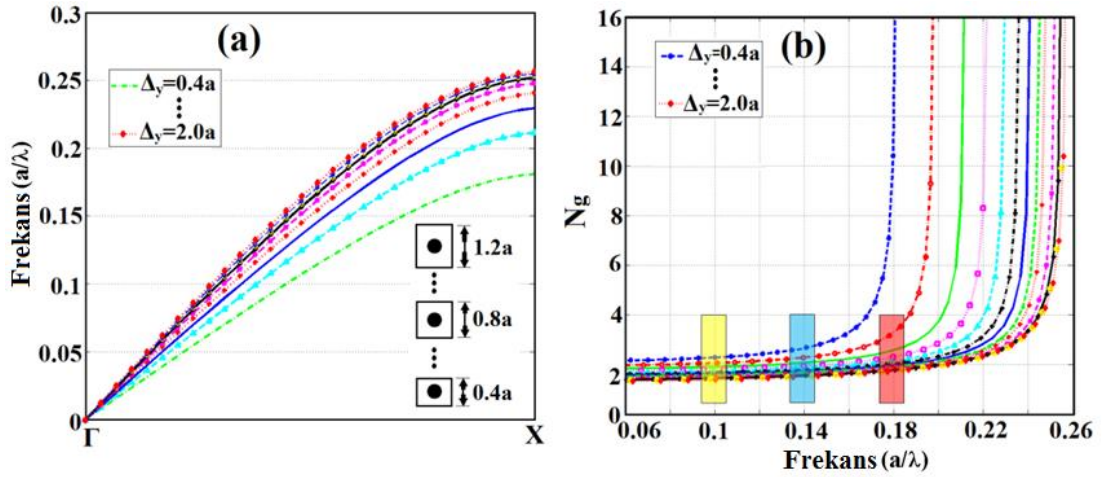
Giriş ve çıkış dalgakılavuzlarının kırılma indisleri $n=3.46$ 'dır. Şekil 3.2(a)'daki II. bölge olarak tanımlanan kısım ara yüzeydir ve $L_c=16.5a$ uzunluğundaki birleşimin olduğu bölgeyi gösterir. 2 boyutlu indis dağılımı Şekil 3.2(b) ile gösterilmiştir. Şekil 3.2(a) ve 3.2(b) x -yönü (ilerleme yönü) boyunca, dik yöndeki indis gradyanının arttığını göstermektedir. Böylece, büyük bir bel genişliğine sahip olan bir ışık, çıkış dalgakılavuzuna güçlüce odaklanabilmektedir.



Şekil 3.2. (a) Modifiye edilmiş Maxwell balık-gözü lensinin, birleşim için ara yüzey olarak kullanılmasını gösteren şematik. $W_{giriş}$, L_b , $W_{çıkış}$ değerleri sırasıyla $21a$, $16.5a$, ve $3a$ 'dır. (b) Sürekli indis profiline sahip MBM birleştiricinin 2 boyutta indis dağılımı.

Eşdağılımlı olmayan MBM birleştiriciden yüksek iletim verimliliği beklememize rağmen, uygulama esnasında ortaya çıkabilecek birkaç zorlayıcı problem şu şekilde sıralanabilir: difüzyon sürecindeki üretim zorlukları, düz yüzey üretim ihtiyacı ve indis kademe derecesinin sınırlı kalması. Bu zorlukların üstesinden gelinebilmesi için MBM birleştiricinin FK yaklaşımı ele alınmıştır. Bu amaçla, aynı bağlantı yarıçapları $0.20a$ olan dielektrik FK'ler tarafından taklit edilmiştir. Dielektrik çubukların kırılma indisi 3.13'tür ve kırılma indis profili ilerleme yönüne dik yöndeki (y -ekseni) birim hücre

değeri değiştirilerek ayarlanmıştır. Bu durumda iki birim hücre merkezi arasındaki mesafe en az $0.40a$ olabilmektedir. Herhangi bir temas, tasarımın gerçek hayata geçirilmesinde sorun çıkarabileceği için bu mesafe çalışmalarda $0.44a$ olarak ele alınmıştır. Oluşturulan FK sütunları için indis kademe değeri ilerleme yönünde giderek azaltılmış ve iki boyutta indis değişimi taklit edilmiştir.



Şekil 3.3. (a) İlk bantlara ait dağılım çizimikleri gösterilmiştir. (b) (a)'da verilen her bir dağılım bandının grup indis dağılımı çizdirilmiştir. Üç farklı renkteki dikdörtgen grup indis değişiminin farklı karakterde olduğu farklı bölgeleri göstermektedir.

Şekil 3.3 etkin indis dağılımını belirlemek için gerekli hesaplama adımlarını açıklamaktadır. FK birim hücrelerin farklı boyutları için ilk bant dağılım eğrileri Şekil 3.3(a)'da gösterilmektedir. Birim hücre boyutu artarken (çubuk yarıçapları sabit) bantlar yukarı frekanslara kaymaktadır. Her bir bandın grup indisi ilgili bandın eğim bilgisi kullanılarak hesaplanmış ve Şekil 3.3(b)'de verilmiştir. Bant yapısının kenarları incelendiğinde dağılım etkisinin doğrusal olmayan bir davranış göstermeye başladığı görülmektedir.

Birleştirici ara yüz güçlü odaklanmanın sağlanması için sekiz bölgeye ayrılmıştır. Her bir bölgede indis profili y -ekseninde değişmektedir ve profiller şu şekilde ifade edilmektedir:

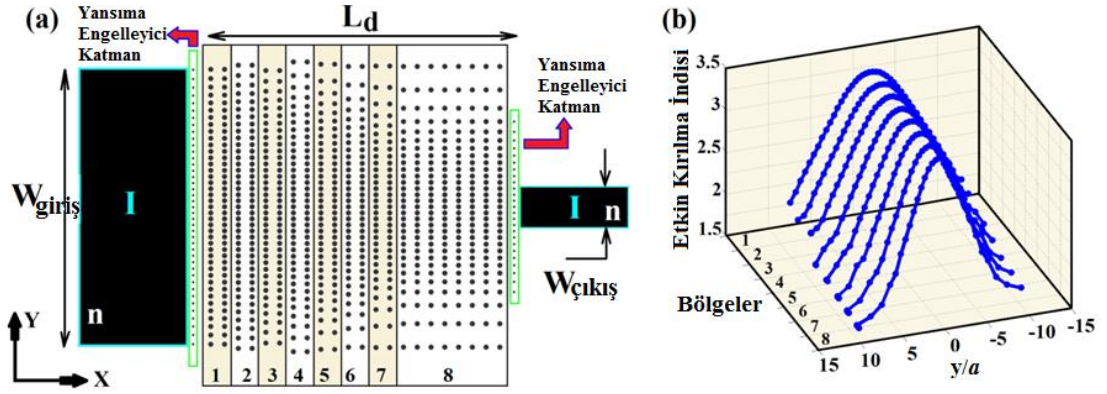
$$n(k_i, y) = n_0 \sqrt{\frac{\alpha}{(\alpha + (k_i y)^2)}}, \quad (4.4)$$

Burada α ve n_0 parametreleri sırasıyla 125 ve 3.46 değerlerine sabitlenmiştir. k_i parametresi ise her bir bölge için sürekli MBM profili göz önüne alınarak ayarlanmıştır. Etkin indis değerleri, n_{eff} , Çizelge 3.1’de verilmiştir. Her bir bölge için ($i=1,2,\dots,8$) Eşitlik (4.3)’teki x değişkeni belirli bir değere sabitlenmiş ve k_i parametreleri Eşitlik (4.4)’e göre belirlenmiştir.

Çizelge 3.1. Sekiz farklı FK sütun bölgesi için belirlenen değişken değerleri.

Bölge	k_i	En düşük etkin indis	En yüksek etkin indis
$\dot{I}=1$	1.38	1.98	3.46
$\dot{I}=2$	1.47	1.90	3.46
$\dot{I}=3$	1.57	1.82	3.46
$\dot{I}=4$	1.69	1.73	3.46
$\dot{I}=5$	1.83	1.67	3.46
$\dot{I}=6$	2.00	1.53	3.46
$\dot{I}=7$	2.20	1.42	3.46
$\dot{I}=8$	2.44	1.31	3.46

Şekil 3.4(a)’da önerilen FK bazlı MBM yapının ara yüz olarak kullanıldığı geometri sunulmaktadır. k_i parametresi buradaki her bir bölge için odaklama gücünü belirlemektedir. 8. Bölgenin diğerlerinden daha geniş olması ise daha iyi odaklanmanın sağlanması için bir eniyileme sürecinden geçilmiş olunmasıdır.

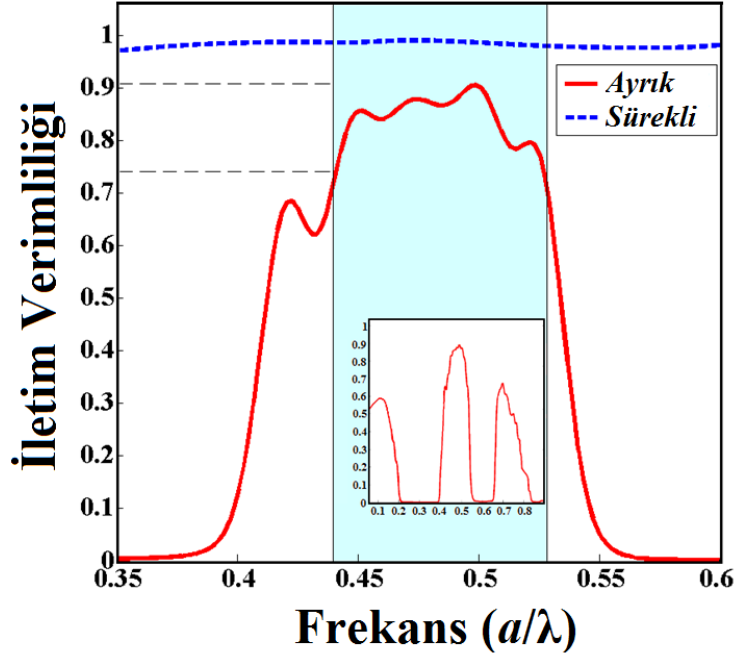


Şekil 3.4. (a) Tüm yapının geometrisini gösterimi: giriş dalgakılavuzu, birleştirici bölgesi, çıkış dalgakılavuzu. Ara yüz bölgesi MBM yapının FK'ler ile yaklaşımını temsil etmektedir. (b) Belirlenen sekiz bölgenin indis profilleri gösterilmiştir.

Silikon temelli dalgakılavuzu bölgeleri Şekil 3.4(a)'da I ile gösterilmiştir ve Şekil 3.2(a)'daki yapı ile aynı alınmışlardır. Eş-dağılımlı giriş ve çıkış dalgakılavuzlarının indis değerleri $n=3.46$ 'dır. Şekil 3.4(a)'da verilen kademeli indis FK temelli birleştirici bölgenin uzunluğu $L_d=22a$ 'dır. Kırılma indisi 1 numaralı bölgede 1.98 ve 3.46 arasında değişmekte iken 8 numaralı bölgeye gelindiğinde en düşük indis değeri Çizelge 3.1'de de gösterildiği gibi 1.31'e inmektedir. Şekil 3.4(b)'de indis dağılım grafiği verilen FK MBM yapının, Şekil 3.2(b)'deki sürekli yapıya benzerliği önem taşımaktadır. İndis dağılımlarının kademe değişimi iki profilde de oldukça benzerlik göstermektedir. Ara yüzey ve dalgakılavuzları arasındaki Fresnel yansımalarını engelleyebilmek için $r=0.10a$ yarıçaplı ilave FK çubuklar ön ve arka katmanlara yerleştirilmiştir. Bu katmanlar yansıma önleyici kılıf olarak görev görmektedirler [64]. Birleştiricinin tasarım parametrelerinin belirlenmesinde çubukların konumları ve bir sütundaki sayıları büyük önem taşımaktadır. Hedef alınan indis profili çubukların konumlarına bağlı olmaktadır. Çubukların sayısı ise yaklaşımı yapılan sürekli indis profilinin taklidinin ne kadar isabetle yapıldığını göstermektedir. Giriş dalgakılavuzu genişliği ayrık ortamın dik yöndeki boyutlarını belirlemektedir. Yapının ilerleme doğrultusundaki uzunluğu ise odak uzunluğuyla doğrudan ilişkili olarak belirlenmiştir.

Sürekli ve ayrık MBM tasarımların birleşim verimliliklerini karşılaştırmak için iki boyutlu zaman alanında sonlu farklar analizleri uygulanmıştır. Gauss tipi dağılıma (normal dağılıma) sahip bir kaynak giriş dalgakılavuzuna yerleştirilmiş ve çıkış dalgakılavuzuna ise bir detektör konulmuştur. Sayısal benzetimlerde sadece Enine Manyetik kılavuzlanmış kipler göz önüne alınmıştır. TM tipi dalgalar için sıfır olmayan elektrik ve manyetik bileşenler E_z , H_x , ve H_y 'dir. Birleşim verimliliği hesaplandıktan sonra normalize edilmiştir. Şekil 3.5'te de verilen iletim verimliliği frekans alanında incelendiğinde ayrık MBM yapı için yasak bantların, bu bantların arasında da yüksek frekans bölgelerinde iletim aralıklarının olduğu görülmektedir. Düşük frekans iletim bölgesi için iletim verimliliği %60 civarındadır. $\omega a/2\pi c=0.20$ normalize frekansı için iletim bandı sona ermektedir. Göreli olarak daha düşük odaklanma ve dik yönde ışığın sızması güç iletiminde düşüğe sebep olmaktadır. Yerel yasak bant ise $\omega a/2\pi c=0.20$ civarında kapanmakta ve ikinci iletim bölgesi ortaya çıkmaktadır.

İletim verimliliğinin yüksek frekans bölgesindeki davranışı Şekil 3.5'te büyütülmüş hali ile de verilmiştir. Önerilen MB birleştirici neredeyse tüm gücü dar dalgakılavuzuna aktarıyorken, FK yaklaşımı ile yapılan MBM birleştirici [0.44-0.53] (a/λ) aralığında %75 iletim verimliliği göstermektedir. Aynı aralıkta en yüksek iletim verimliliği %90'a kadar çıkmaktadır. Verimliliğin %75'i geçtiği bölge göz önüne alındığında ayrık yapı $\Delta\omega=\%18.56$ bant genişliğinde çalışmaktadır. Yansıma önleyici katmanlar sayesinde iletim grafiğinde güçlü salınımların olmadığına da dikkat edilmelidir.



Şekil 3.5. Sürekli ve ayrık kademe indisli MBM yapıların sayısal analiz ile hesaplanan iletim verimlilikleri.

Önceki yayınlarda belirtilen iletim verimliliklerini temel alan bir karşılaştırma yapılmıştır. Bu karşılaştırma sunulmadan önce her bir yaklaşımın kendine özgü yapı parametreleri olduğuna dikkat edilmelidir (dalgakılavuzu tipi veya giriş çıkış kılavuz en oranları gibi). Ancak önceki yayınlarda belirtilen iletim miktarlarının incelenmesi yararlı olacaktır.

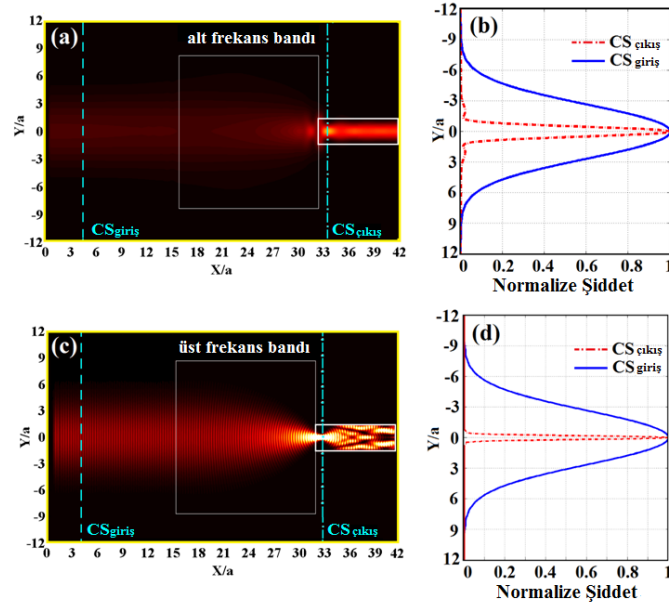
Prather ve meslektaşları %90'ın üzerinde iletim verimliliğini J-tipi birleştirici kullanarak elde ettiler [44]. Başka bir çalışmada ise, FK Mikaelian mercekle tasarlanarak SOI (silikon-yalıtkan-silikon alttaşı) üzerinde üretilmiştir [73]. Sayısal analiz sonuçları iletim verimliliğinin %73 civarında olduğunu göstermektedir. Dalgakılavuzu üstünde saptırma ızgaraları kullanarak Gauss hüzmesi tek mod fiberden FK dalgakılavuzuna iletilmiştir [74]. Deneysel sonuçlar iletimin %57'ye çıkabildiğini göstermiştir. Öte yandan benzer bir yöntemle farklı yapı parametreleri kullanılarak %33 iletim verimliliği elde edilmiştir [75]. Bir başka çözüm yöntemi de mikro-boyut mercekler kullanılması olarak sunulmuştur ve %90 gibi iyi bir verimlilik başarılmıştır [76]. Son olarak sunulan bir yöntem de FK'lerin hem yarıçapı hem de dönemlerinin ayarlanması

ile %55 verimliğe ulaşmıştır [77]. Ref. [38]'de de DK teması kılavuzlar arası optik güç iletimi için kullanılmıştır. Ara yüzey Luneburg merceğinin üretimi de aynı çalışmada gerçekleştirilmiştir. Çakmak ve meslektaşları dar bir FK dalgakılavuzu önüne DK FK yapı yerleştirerek, serbest uzay ve kılavuz arası iletim verimliliğini artırmayı başarmışlardır [53]. Mikrodalga çalışma bölgesinde teorik olarak 6.35 dB ve deneysel olarak da 5 dB bir iyileşme bildirmişlerdir. Tüm bu değerler göz önüne alındığında geçmiş çalışmalara oranla geniş bantta verimli bir güç iletiminin iki farklı tema olan DK ortamlar ve FK'lerin birleştirilmesiyle elde edildiği söylenebilir.

Normalize değişkenleri sürekli ve ayırık birleştirici yapılar için fiziksel niceliklere çalışma dalgaboyunu (en yüksek iletme karşılık gelen) $\lambda_0=1550$ nm değerine eşitleyerek çevirirsek örgü sabiti $a=736.25$ nm olmaktadır. Giriş ve çıkış dalgakılavuzu genişlikleri ise sırasıyla 15.46 μ m ve 2.21 μ m değerlerine denk gelmektedir. Benzer bir şekilde sürekli ve ayırık birleştirici yapıları da sırasıyla 12.41 μ m ve 16.19 μ m olmaktadır. %75 eşliğini geçen çalışma bant aralığı ise 284 nm genişliğindedir.

İki düz dalgakılavuzu arasında verimli bir iletim sağlanması için dikkat edilmesi gereken belirli adımlar bulunmaktadır. Eğer bir mercekle tipik optik eleman kullanılmaya karar verilmişse, odaklanmış ışığın konumu ve bel genişliği dikkatlice belirlenmelidir. Dar kılavuz önündeki güçlü odaklanma şiddetli bir saçılımı da tetikleyebilmektedir. Sayısal açıklığın giriş açısının fazla olması nedeniyle aşılması tam yansımanın kılavuz girişinde sağlanamamasına ve çıkış kılavuzunda güç kaybına sebep olacaktır.

Şekil 3.6 sürekli DK ortam için konumsal ışık şiddet dağılımlarını alt ve üst frekans bölgelerinde göstermektedir. İlerleme yönünde hem giriş hem de çıkışta dikey kesitler alınmıştır. Şekil 3.6(a) ve 3.6(b)'de gösterildiği gibi birleştirici düşük frekans bölgesinde, $\omega a/2\pi c = 0.100$, benek çapı $1.12a$ olan bir odaklanma oluşturmaktadır. Üst frekans bölgesi, $\omega a/2\pi c = 0.475$, için karşılık gelen ışık şiddetinin tüm uzaydaki ve giriş çıkış kesitlerindeki dağılımları da Şekil 3.6(c) ve 3.6(d)'de sırasıyla verilmiştir. Benek genişliği ise bu durumda $0.40a$ olmaktadır.



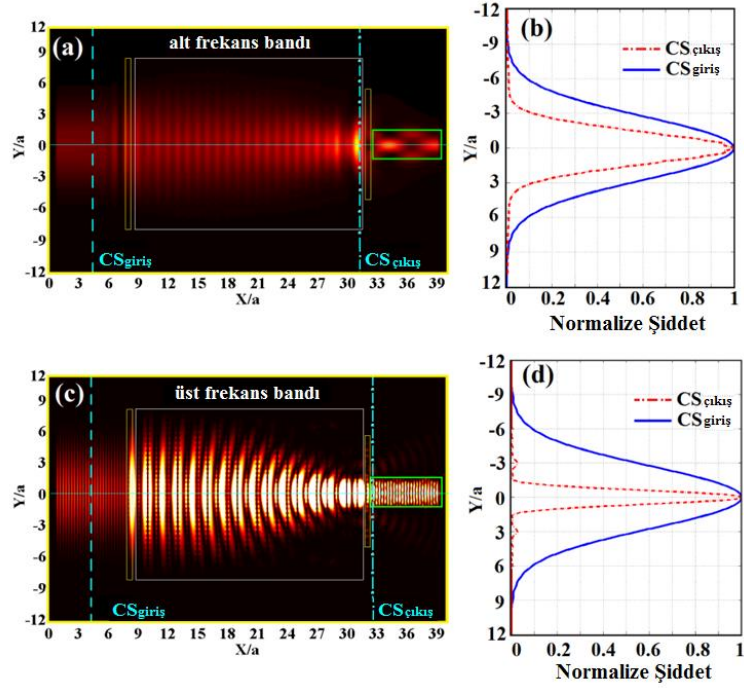
Şekil 3.6. (a) $\omega a/2\pi c = 0.100$ normalize frekansı için sürekli MBM yapısında ışık şiddet dağılımı. (b) Aynı normalize frekans için tanımlanmış $CS_{giriş}$ ve $CS_{çıkış}$ kesitlerindeki şiddet dağılımları. (c) $\omega a/2\pi c = 0.475$ normalize frekansı için sürekli MBM yapısında ışık şiddet dağılımı. (d) Aynı normalize frekans için tanımlanmış $CS_{giriş}$ ve $CS_{çıkış}$ kesitlerindeki şiddet dağılımları.

Güç iletimini artırmak için bir başka yöntem de birleşmenin olduğu bölge ile kılavuzlar arası yüzey mühendisliği yapmaktır. İlerleme yönüne dik olan y -doğrultusunda yarıçapları $r=0.10a$ olan FK çubukların bu ara yüzlere konumlandırılması ile yansımaları azaltan çeyrek dalga yöntemi yapıya uygulanabilir. Giriş ve çıkış bölgelerindeki yansıma engelleyici katmanlar Şekil 3.4'te verilmiştir.

FK MBM ortamın odaklama ve güç iletimi başarımları öncelikle tasarımın temel alındığı düşük frekans bölgesinde denenmiştir. Merkez normalize frekans 0.10 olan bir darbe ile yapı uyarılmış ve darbenin ilerlemesi incelenmiştir. Şekil 3.7(a) ışık şiddetinin konumsal dağılımını göstermektedir. Şekil 3.7(b)'de ise y yönünde giriş ve çıkış kesitlerinde ışık şiddet dağılımı çizdirilmiştir. Sunulan derecelendirilmiş FK MBM ortam, YTTG değeri $6.42a$ olan bir giriş darbesini YTTG değeri $3.32a$ olan bir

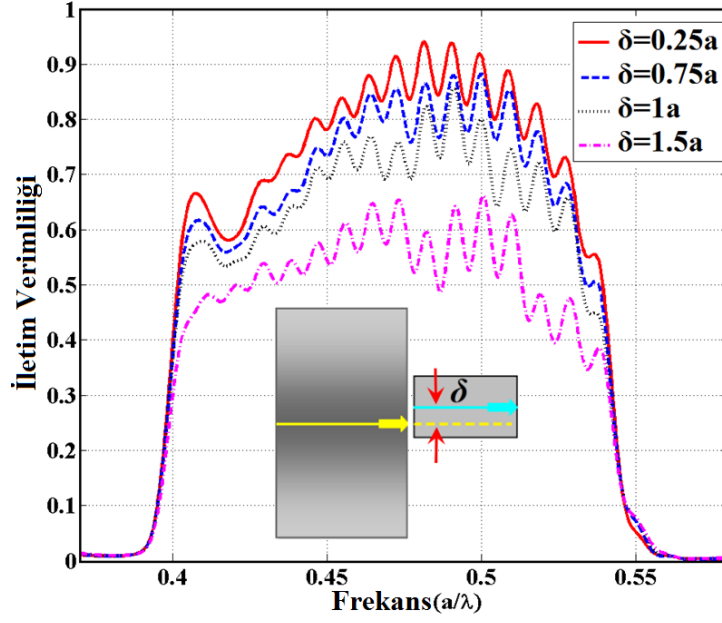
çıkışa çevirmektedir. Ancak odaklama başarımı, iki farklı ortam arası kip uyumsuzluğunu ve optik saçılımı sifira indiremediğinden çıkış kanalında dış ortama sızan elektrik alanlar Şekil 3.7(a)'da açıkça görülmektedir. Çıkış kılavuz 3.32a değerinden daha dar olduğu için gelen ışığın daha iyi odaklanması arzu edilmektedir. Önceki bölümlerde de bahsedildiği gibi etkin ortam teorisi, dağınım çizeneklerinin ilk bandı gibi uzun dalgaboyu bölgelerinde geçerlidir. Ancak önerilen derecelendirilmiş FK yapısının dağınım çizenekleri yüksek frekanslar için de indis dağılımının benzer bir şekilde derecelendirilmiş olduğunu göstermektedir bu yüzden de iyi bir başarımla yüksek frekans bölgeleri için de beklenmektedir. Işık şiddet dağılımını, iyi bir ilettime de sahip olan yüksek normalize frekans $\omega a/2\pi c = 0.475$ değerine sahip bir darbe için incelediğimizde iyi bir odaklanma elde ettiğimizi gördük. Ayrıca çalışma frekansındaki artış sayesinde ışık darbesi yapı içinde daha iyi kiplenebilmektedir. Elektrik alan şiddet dağılımının kesit görüntüsü Şekil 3.7(d)'de gösterdiği gibi güçlü bir benek çapı değişimine (çıkışta 1.35a YTTG) işaret etmektedir.

En iyi başarımı, benek çapı dönüşüm oranı ve güç iletim kayıpları göz önüne alındığında Sürekli MBM ortamı vermektedir. Giriş ve çıkış bölümlerinde alınan dikey kesitler en güçlü odaklanmanın da sürekli ortamda olduğunu göstermektedir (YTTG giriş-çıkış oranı 6.42a/0.41a). Sürekli MBM ortamdan derecelendirilmiş FK MBM ortama geçildiğinde, dönemli ortamın frekans seçiciliği yüzünden beklendiği üzere yasaklı aralıklar da ortaya çıkmaktadır. Her ne kadar dalgakılavuzu Si olarak belirendiyse de, ara bölge için tasarlanan birleştirici her hangi optik geçirgen başka bir malzeme ile taklit edilebilir. Eğer mikrodalga bölgesinde bir deney yapılması düşünülüyorsa 3.13 kırılma indisi kullanılabilir.

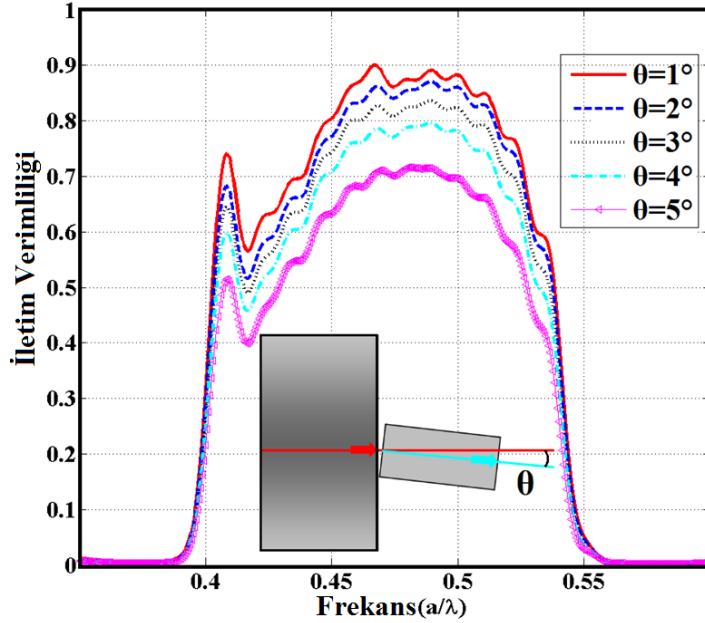


Şekil 3.7. (a) $\omega a/2\pi c = 0.100$ normalize frekansı için FK MBM yapısında ışık şiddet dağılımı. (b) Aynı normalize frekans için tanımlanmış $CS_{giriş}$ ve $CS_{çıkış}$ kesitlerindeki şiddet dağılımları. (c) $\omega a/2\pi c = 0.475$ normalize frekansı için FK MBM yapısında ışık şiddet dağılımı. (d) Aynı normalize frekans için tanımlanmış $CS_{giriş}$ ve $CS_{çıkış}$ kesitlerindeki şiddet dağılımları.

Çalışmada ayrıca en olası iki üretim hatasının sonuçlara etkileri göz önüne alındı: konumsal ve açısal hizalama hataları. Tasarlanan birleştirici bölgenin hatalı hizalanması, ZASF yönteminde tasarımın y doğrultusunda farklı miktarlarda kaydırılmasıyla incelendi. Kayma miktarı δ her bir durumda adım adım artırılarak çıkış gücündeki değişim gözlemlendi ve Şekil 3.8’te çizdirildi. Kayma miktarı $\delta = 0.25a = 184$ nm iken güç iletim verimliliği hafifçe düşmekte ve iletim tayfında Fabry-Perot salınımları meydana gelmektedir. Kayma miktarı arttıkça da salınım genliği büyümektedir. Eğer bu salınımlar güçlenirse, verimlilik frekans alanında eş dağılımlılıktan çıkarak yapının başarımını olumsuz etkileyebilir. Verimlilikteki düşüş $\delta = 1.0a = 736.25$ nm olana kadar hafifçe devam etmektedir. Bu seviyeden sonraki kayma miktarları ($\sim 1.1\mu m$). verimliliği %50’ye kadar düşürebilmektedir.



Şekil 3.8. Dikey yöndeki hizalama hataları yüzünden güç iletim verimliliğindeki düşüş gösterilmiştir.



Şekil 3.9. Açısal hizalama hataları yüzünden güç iletim verimliliğindeki düşüş gösterilmiştir. Açısal kayma miktarları derece cinsinden ilave olarak verilmiştir.

Kurulumda oluşabilecek başka bir olası hata da açısal hizalamadan kaynaklanabilmektedir. Dalgakılavuzları ve tasarımın optik eksenleri arasında bir açı bulunmaktaysa verimlilik en yüksek değerinden düşecektir. Açısal hizalanma bozuklukları altında düşüş miktarlarını hesaplamak için ZASF yöntemi kullanılmış ve sonuçlar Şekil 3.9'da sunulmuştur. Sapma açılarının 5 dereceden küçük değerleri için yine verimlilikte hafif bir azalma gözlenirken, bu değerden sonra iletim %70 değerinin altına inmektedir.

İki farklı hata durumu incelendiğinde belirli sapmalardan sonra iletimde kayıplar gözle görülür bir biçimde artmaktadır. Ancak yine de tasarımın açısal ve konumsal sapmalara oldukça dirençli olduğu söylenebilir. Çünkü deneysel kurulum sırasında daha büyük hizalama hataları beklenmemektedir.

Çalışmada özetle optik devrelerdeki kılavuz bağlantılarında oluşan güç iletim kaybı sorunu, MBM ara bölgesi kullanılarak ele alındı. Çekirdek çapları 21a ve 3a olan kılavuzlar arasındaki bağlantı geni bantta az kayıplı iletimle başarılmış oldu. Ayrıca sürekli mercekle, aynı tür ve biçimdeki dielektrik malzemelerin sadece aralarındaki mesafeler değiştirilerek taklit edildi. Kullanılan sürekli merceğin kırılma indisi hem ilerleme hem de ona dik yönde kip uyumunu sağlayacak şekilde değişmektedir. Işık şiddeti dağılımı ve önemli bölgelerdeki YTTG değerleri hesaplandı ve gerekli karşılaştırmaları sunuldu. Geniş bir frekans aralığında yüksek iletim verimliliği elde edildi. Ayrıca deney kurulumu sırasında ortaya çıkabilecek olası hizalama hatalarının verimliliğe etkisi araştırıldı. Verimli, küçük hacimli ve düz yüzeyli birleştirici ara bölge, fotonik devre tasarımları için yol gösterebilecek başarımları göstermiştir.

Bölüm 3.1'de verilen çalışmalar uluslararası bir dergide yayınlanmıştır [30].

3.2. Optik Kip Çevirici Tasarımları

Dönemli yapısal değişiklikleri kayıpsız dielektrik malzemeler için uygulamak yeni FK yapıları oluşmasına yol açabilmektedir [1, 2]. Fotonların hareketlerini yönlendirebilecek belirli özellikleri bulunmaktadır. Tamamen dönemli kurulumlara

nokta veya çizgi gibi belirli kusur türleri de eklenebilmektedir [4]. Bütün bu durumlarda, temel dönemli desen örgü tipinden bağımsız olarak sabit tutulmaktadır.

FK birim hücrelerin konumlarının ayarlanması ile eş dağılımlı olmayan ve kademeli değişen kırılma indisi dağılımı elde edilebilmektedir. FK yapıların uygulanmaya başlanmasından önce yığın kademeli indis yapıları fiber optik teknolojisinde, özellikle medikal cihazlar ve optik görüntüleme sistemlerinde yaygın olarak kullanılmaktaydı. İyon-değişim süreci, kimyasal buhar depolama ve kristal büyütme gibi teknikler ile üretilebilmektedirler. Katman depolama tekniği indis kademesinin ayarlanmasında bir avantaj sağlasa da fiber optik kademeli indis teknolojisi asimmetrik veya eksene göre simetrisi olmayan tasarımlar için elverişli değildir.

Çeşitli çalışmalar kademeli indis FK yapılardan ışığın odaklanması, yönünün ayarlanması ve güç transferi konularında yararlanmıştı [52-59, 63]. Bu çalışmaların birçoğunda optik eksene göre simetrik bir kırılma indis dağılımı bulunmaktadır. Kademeli indis yapıya gelen ışık, optik eksen etrafında belirli dönemlerle salınımlar geçirerek ilerlemektedir. Bu çalışma da ise simetrik ve kademeli değişen kırılma indisli yapıların aksine asimmetrik kırılma indisi dağılımını yüksek dereceli optik kiplerin eldesi için öneriyoruz. Önceki çalışmalarda yüksek dereceli kiplerin eldesi problemi birkaç farklı yöntem ile ele alınmıştır. Bunlardan bazıları asimmetrik Y-eklemler, asimmetrik dagaklavuzu ızgaraları ve ekle-bırak filtreleridir [78-81]. Bu çalışmalardan farklı olarak asimmetrik kademeli indis FK'lar ile yeni bir yaklaşım sunuyoruz.

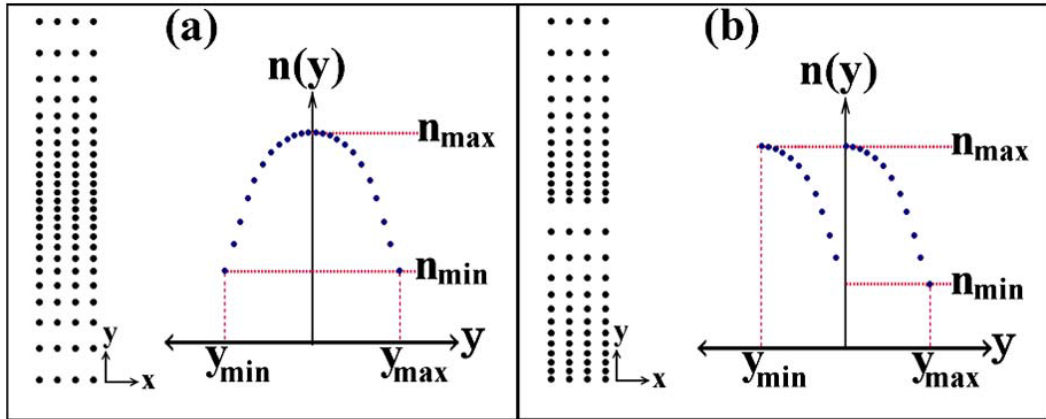
Simetrik ve asimmetrik kademeli indis FK'ların sembolik gösterimi Şekil 3.10(a) ve 3.10(b)' de sırasıyla verilmiştir. Şekil 3.10(a)'da gösterildiği gibi, x eksenine göre simetrik bir kademeli indisli ortam y ekseni boyunca değişen bir indis dağılımına sahiptir. En yüksek indis değeri simetri eksenindedir ($y=0$). Bu durumda, kırılma indis değişimleri kademeli bir şekilde komşu dielektrik çubuklar arasında gerçekleşmektedir. Ancak, FK çubukların asimmetrik bir şekilde dizilmesi, Şekil 3.10(b)'de gösterildiği gibi, $y=0$ için oldukça keskin bir indis değişimine yol açmaktadır. Bu çabuk değişimin, gelen ışınlarla etkisi geometrik ışın yolları ile Şekil

3.11'de gösterilmiştir. Bu durumun kip dönüştürücülerdeki avantajı bu çalışmanın ilerleyen kısımlarda anlatılmaktadır.

İncelenen kademeli indis yapı, üstel değişen bir indis profiline sahiptir. Bu sebeple, bu çalışmada asimetrik kademeli indis kip çeviriciyi G_{exp} olarak adlandıracağız. G_{exp} 'in indis dağılımı şu şekilde formüle edilmektedir:

$$n(y) = \begin{cases} n_0 \exp(-\alpha y) & y \geq 0 \\ n_0 \exp(-\alpha(y + h/2)) & y < 0 \end{cases} \quad (4.5)$$

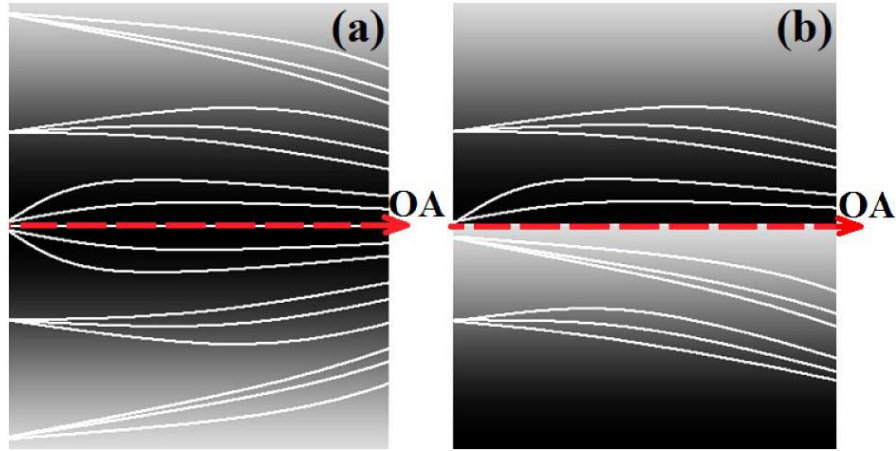
burada $n_0=2.20$, $\alpha=0.0526a^{-1}$ ve $h=19.76a$ 'dır. Örgü parametresi a ile ifade edilmiştir. n_0 ve h ise sırasıyla en yüksek kırılma indisini ve G_{exp} 'in uzunluğunu vermektedir. α ve h parametreleri sırasıyla sabit bir n_0 değeri için yapılan bir eniyilemeden sonra belirlenmiştir. Şekil 3.12(a) sürekli G_{exp} ve onun ayrık yaklaşım profillerinin indis değişimlerini göstermektedir. En düşük ve en yüksek kırılma indis değerleri sırasıyla 1.42 ve 2.20 olarak belirlenmiştir. En yüksek kırılma indis değeri negatif olmayan y değerleri için $y/a=0$, sıfırdan küçük y değerleri içinse yapının en düşük y değerindedir.



Şekil 3.10. (a) Simetrik, (b) asimetrik kademeli indis FK yapıların taslak gösterimi ve kırılma indis dağılımları.

Sürekli G_{exp} yapıya yaklaşım yapabilmek için sadece tek tip dielektrik çubuk kullanımı yeterli olmaktadır. Sadece bu çubukların konumları ayarlanarak aynı tipteki malzemelerin yarıçapları da sabitlenebilmektedir. FK çubukların yarıçap ve kırılma indisleri sırasıyla $r=0.20a$ ve $n=3.13$ tür. İstenilen kırılma indis dağılımını elde etmek için örgü boşluklar y doğrultusunda her bir çubuk için ayarlanmıştır. Ancak, x doğrultusunda ise bu mesafeler $1.0a$ değerine sabitlenmişlerdir. Dikdörtgen birim hücre boyutları etkin ortam teorisi kullanılarak hesaplanmıştır.

Kademeli indis FK yapının normalize iletim verimliliği hesaplandıktan sonra, daha küçük yarıçaptaki ($r=0.10a$) ek FK çubuk sütunlarının yapının önüne ve arkasına eklenmesi ile bu değer artırılabilceği öngörüldü. Bu ek katmandaki çubukların yeri, yüzeylerdeki Fresnel yansımalarını en aza indirecek şekilde ayarlandı. En yüksek iletim verimliliği $\omega a/2\pi c=[0.19 \ 0.20]$ arasında %80 değerini geçmektedir.



Şekil 3.11. (a) Simetrik, (b) asimetrik kademeli indis sürekli yapılarda ilerleyen ışık ışınlarının izlediği yolların sembolik gösterimi.

Kademeli indis ortamlarda ışığın bükülmesi, düz mercek benzeri yapılarda oldukça iyi bilinen Eikonal denklemi ile açıklanabilmektedir [24]:

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \nabla n , \quad (3.6)$$

burada n konuma bağılı kırılma indisi, r konumun (x,y) vektörel gösterimi ve $ds=(dx^2+dy^2)^{1/2}$ ise ışın yolu boyunca diferansiyel yay uzunluğudur. Eşitlik (3.6) incelendiğinde kademeli indis değişimine sahip bir ortamın içinde ilerleyen ışığın ilerleme yönünü etkilediği görülmektedir. Şekil 3.11.(a)'da görüldüğü gibi, yapı yüzeyinde farklı noktalara gelen her bir ışın farklı bir yol izlemektedir. Ancak eğer yapı yeterince uzun olsaydı sergiledikleri salınımlar dönemli olacaktı. Ancak, x eksenine göre asimetrik bir ortam için ışık ışınlarının izlediği yollar Şekil 3.11.(b)'deki gibidir. Bu ışık ışınlarına ek olarak, çıkıştaki faz bilgisi de çıkıştaki kipi derecesinin belirlenmesinde etkili bir rol oynamaktadır. Bu bilgi hem girdinin fazıyla hem de ilerleme sırasındaki faz kaymasıyla ilişkilidir. Bir dalganın faz gecikmesi şu şekilde ifade edilmektedir:

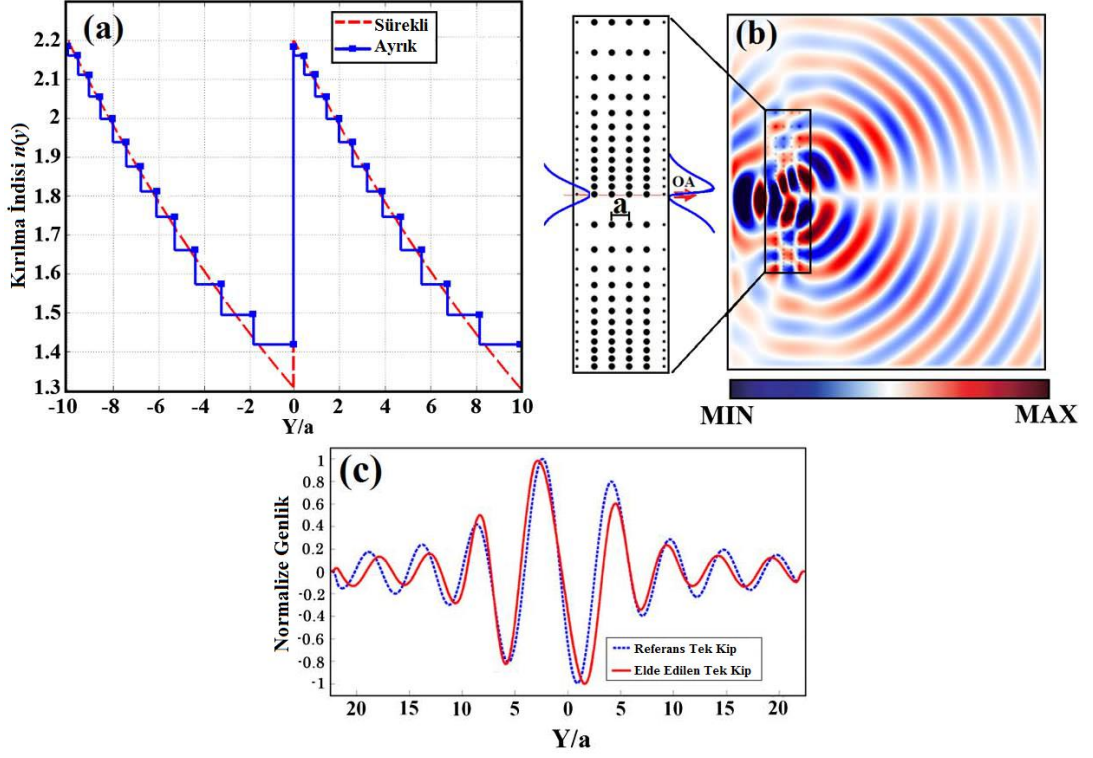
$$\Delta\varphi = kn(y)ds, \quad (3.7)$$

burada $k=2\pi/\lambda$ ve λ ise gelen ışığın boşluktaki dalgaboyudur. Işığın izlediği yol ve faz bilgisini göz önünde bulundurarak çıkıştaki dalganın derecesi ve yayılımı hakkında bir yaklaşımda bulunulabilir. Optik eksenindeki keskin indis değişimi, gelen ışığın üst ve alt bölümlerinde yapı boyunca keskin faz farkının oluşmasına yol açacaktır.

Kırılma indis profilindeki asimetri ve keskin indis değişimi Şekil 3.12(a)'da görülebilir. Sürekli çizgi ideal indis profilini gösterirken basamak gösterimi ise ayrık FK yaklaşım indis dağılımını göstermektedir. Şekil 3.12(b)'de kip çevrimi yapıyı temel kipte uyararak sunulmuştur. Şekil 3.12(b), asimetrik kademeli indis yapıyı geçtikten sonra ışığın optik eksenine göre simetrik konumlarında zıt fazlara sahip olduğunu göstermektedir. Buradan yola çıkarak yapının temel kipten daha yüksek bir kipe çevirim yaptığı sonucu çıkartılabilir.

Kademeli indis yapının özellikleri ZASF yöntemi ile incelendi [19, 20]. Ayrıca mükemmel uyumlu katmanlar örgünün etrafına yerleştirilerek bir emici sınır sağlandı [70]. Bütün incelemelerde sadece TM_z kutuplanma kipi dikkate alınmıştır. Çözünürlüğü belirleyen ızgara boyutu $\Delta x=\Delta y=a/20$ olarak uygulandı ve ZASF

hesaplamalarında Gauss genlik dağılımına sahip sürekli kaynak kullanıldı. Şekil 3.12(b) ZASF yöntemi ile elde edilmiş ve karalı haldeki tek bir zaman dilimine ait bir şekildir.



Şekil 3.12. (a) Sürekli kademeli (kesikli kırmızı çizgi) ve onun ayrık FK ile yaklaşımı (basamak indis mavi çizgi) olan yapıların indis dağılımları verilmiştir. (b) Kararlı halde belirli bir zaman adımında elektrik alan dağılımı, ayrıca asimetrik ayrık kademeli indis FK yapının genişletilmiş bir gösterimi de çizdirilmiştir. (c) Yapının hemen çıkışında bir kesitten alınan genlik dağılımı (kırmızı) ile ideal bir yüksek derece kipi (mavi) genlik dağılımı karşılaştırma için gösterilmiştir.

Yayılan ışığın normalize genlik profili Şekil 3.12(c)'de sürekli bir çizgi ile gösterilmiştir. İlgili kesit yapıdan hemen sonra dikey yönde alınmıştır. Çıkışın faz profili ve genlik dağılımının ideal bir yüksek kip dağılımına benzerliği göz önüne

alınarak, bu çalışmada önerilen yapının verimli bir kip dönüştürücü olduğunu söyleyebiliriz.

Dalgaboyu optik haberleşme dalgaboyu olan $\lambda_0=1550$ nm değerine sabitlenmiştir. Bu durumda örgü parametresi $a=310$ nm olmaktadır. Kip çeviricinin ilerleme doğrultusundaki boyutu ise 1860 nm, dikey doğrultudaki boyutu ise 6126 nm'dir.

Özetle, kip çevirme işlemi asimetrik üstel kırılma indis dağılımına sahip yapı ile başarılmıştır. Nümerik sonuçlar ZASF yöntemi ile elde edilmiş ve ideal durumla karşılaştırılmıştır. Önerilen cihaz sabit yarıçap ve kırılma indisine sahip FK çubuklardan oluşmaktadır. İndis değişimi sadece y yönünde birim hücre boyutunun değiştirilmesiyle ayarlanmıştır. Kademeli indis yapının asimetrik profili sayesinde düşük dereceden yüksek dereceye kip çevrim süreci gözlemlenmiştir. Bu çalışmanın geliştirilmesi ile farklı derecedeki kiplerin de birbirine dönüşümü gerçekleştirilebilir.

Bölüm 3.2'de verilen çalışmalar uluslararası bir dergide yayınlanmıştır [31, 33].

3.3 Derecelendirilmiş Kırılma İndisli Fotonik Kristaller ile Yüksek Verimli Dalgakılavuzu Dönüşleri

Kademeli indis yapılar uzaysal konuma bağlı olarak kırılma indisi değişen ve dolayısıyla eş-dağılımlı olmayan yapılardır. Bu tür ortamlar kendine özgü ışık kılavuzlama, odaklama ve güç transferi uygulamalarından dolayı optik ve fotonikte oldukça geniş uygulama alanlarına sahiptirler [22, 51]. Kademeli olarak kırılma indisi ilerleme yönüne dik yönde değişen bir ortamda ışık dönemsel salınımlar geçirerek ilerlemektedir. Bu salınımlar, önceden belirlenen bir bel genişliği için ışığın hapsedilmesi ve kılavuzlanmasını sağlamaktadır. Bu durumda kayıpsız ışık iletimi böyle yapılarda sağlanabilmektedir. Başlangıçta veya yapı içerisinde herhangi bir kesitteki bel genişliği oldukça farklı değerler alabileceğinden, farklı boyuttaki dalgakılavuzlarına güç transferinin bu tür ortamlarla gerçekleştirilmesi beklenmektedir. Kademeli indis ortamların en önemli özelliklerinden bir tanesi de giriş bel genişliği için katı sınırları olmamasıdır. Kademeli indis ortamlar birçok fayda

sağlamalarına rağmen, yığın bir kademeli indis yapının üretimi uzun zaman isteyen zorlu basamaklar gerektirmektedir.

FK yaklaşımı yukarıda üretim açısından belirtilen sorun için bir çözüm olarak ele alınabilir. FK'ler elektromanyetik dalgaların belirli frekans bölgelerinde ilerleyişini yönlendirebilen dönemli dielektrik yapılardır [1, 2]. FK yapılarda, ışığın kılavuzlanması yasak-bant ve hizalanma işleyişleri ile başarılabilir [82]. Eş-dağılımlı olmayan kademeli indis FK yapılar ışığın kılavuzlanması, yönlendirilmesi ve odaklanması için oldukça iyi birer adaydırlar [30, 83]. Önceden belirtilen çalışmalarda, kademeli indis profillerinin yapılandırılması FK'lerin yapısal parametrelerinin değiştirilmesi ile sağlanmıştır.

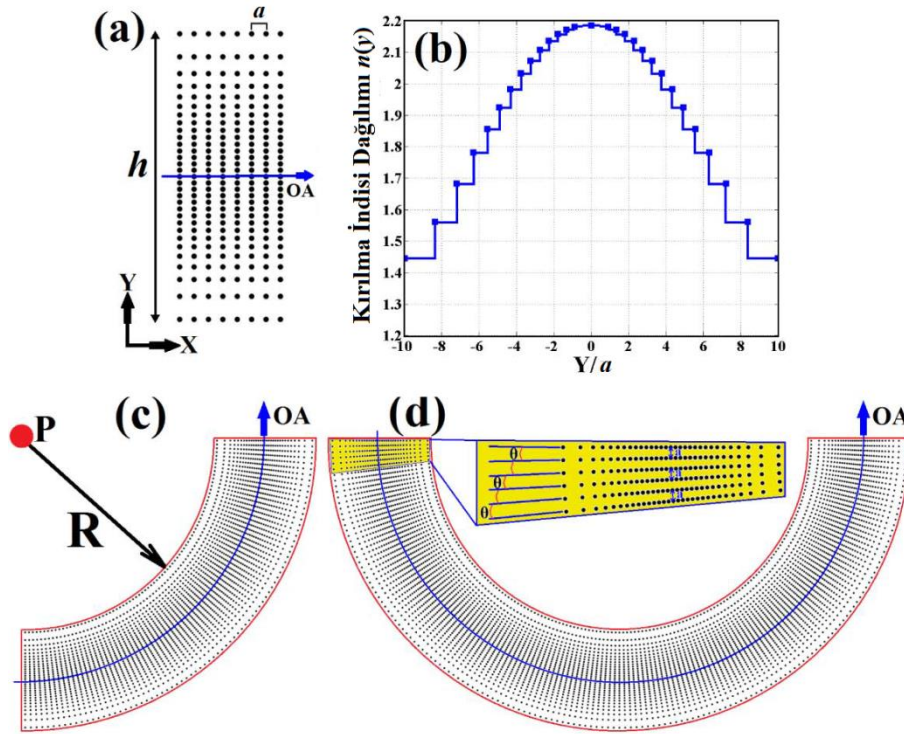
Bu çalışmada, sunulan kademeli indis yapısı, sabit yarıçap ve kırılma indisli dielektrik FK çubuklar kullanılarak elde edildi. İstenilen indis kademesini elde edebilmek için ise dielektrik çubukların konumları ayarlandı. Böylece, kademeli indis ortamın üretimi daha elverişli hale getirilmiş oldu. Sonuçta ortaya çıkan yapı FK'lerden oluştuğu için doğal olarak frekans bağımlılığına da sahiptir. Bu yüzden ışığın hapsolmesindeki işleyiş FK çubuklardan oluşan sütunların yasak-bant özelliklerine de bağlıdır.

Bu başlık altında birkaç çalışma önceden sunulmuştur [27, 55, 84]. Bizim yaklaşımımızın üstünlüğü ise oldukça az yer kaplayan ve verimli dalgakılavuzu dönüşlerinin sağlanmasından gelmektedir. Ayrıca, az-kayıplı dönüşler için kullanışlı bir çözüm, görel olarak daha büyük dalgaboyları için herhangi bir ek katman kullanılmadan veya yapısal değişikliklere ihtiyaç duyulmadan sunulabilmektedir.

Hiperbolik sekant (HS) kırılma indis dağılımına sahip iki boyutlu bir kademeli indis FK yapısı, dalgakılavuzu dönüşleri başarımı için sunulmaktadır. HS profilinin matematiksel biçimi $n(y)=n_0\text{sech}(\alpha y)$ ile verilmektedir. Burada $\alpha=0.112a^{-1}$ indis kademe parametresidir ve $n_0=2.20$ en yüksek kırılma indis değerini göstermektedir. Daha yaygın olarak kullanılan kademeli indis profilleriyle karşılaştırıldığında, parabolik (kuadratik) indis profilleri gibi, HS profilinin üstünlüğü; hiçbir yaklaşım kullanılmadan Eikonal denklemi ile çözüldüğünde odak noktasının yalnızca giriş

açısına bağlı olarak sapmasıdır [51]. Yaklaşımı yapılan kademeli indis FK yapısı ve kırılma indis dağılımı Şekil 3.13(a) ve 3.13(b)'de sırasıyla verilmiştir. En küçük kırılma indis değeri 1.43 olarak belirlenmiştir. Yapının genişliği ise $h=20a$ değerindedir.

İstenilen özelliklere sahip kademeli indis FK yapının oluşturulması için, FK birim hücrelerin dağılımı çizenekleri, düzlem dalga yayılım (DDY) yöntemi kullanılarak hesaplandı [18]. Sonrasında ise, her bir bant eğrisinin grup indis değerleri bulundu. Son olarak, FK çubukların konumlandırılması gerçekleştirildi. x doğrultusu boyunca komşu çubuklar arası mesafe örgü parametresi olan a değeri ile sabitlenirken, y doğrultusundaki birim hücre boyutları değişken olarak alındı.



Şekil 3.13. Kademeli indis FK temelli yapının (a) geometrisi, (b) HS kırılma indis dağılım grafiği verilmiştir. (c) 90° ve (d) 180° dalgakılavuzu dönüşleri için kademeli indis FK kurulumları gösterilmiştir (OE: Optik eksen ve P: referans merkez noktası).

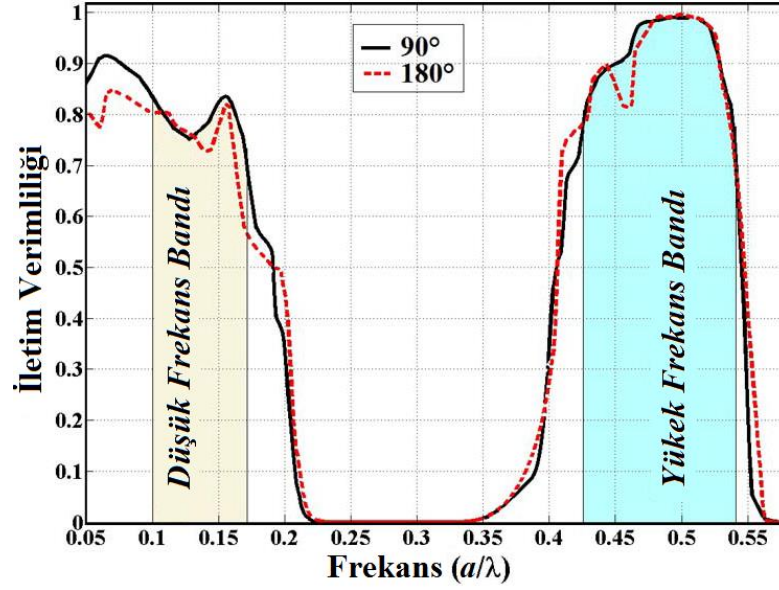
90° ve 180° FK temelli dalgakılvuzu dönüşleri tasarlamak için, önce dönüşün yarıçapı R belirlenmelidir. Rotasyonel kademeli FK sütun sayısı $m=[\Omega(R+h/2)/a]+1$ ile hesaplanır. Burada, Ω dalgakılvuzunun dönüş açısıdır. Bitişik FK sütunların arasındaki rotasyon açısı olan θ , $\Omega/(m-1)$ ifadesi ile elde edilebilir. Ayrık FK yapılar kullanıldığı için, sütun sayısı değerinin en yakın tam sayıya yuvarlanması gerektiğine dikkat edilmelidir. Ayrıca, FK çubukların birbirine temasından kaçınmak için dalgakılvuzu dönüş yarıçapı değeri R , $7a$ değerinden daha büyük olmalıdır. Çalışmalarda FK çubukların kırılma indisleri mikrodalga deneylerinde sıklıkla kullanılan ve Al_2O_3 malzemesine karşılık gelen 3.13 değeri olarak alınmıştır. Dielektrik çubukların yarıçapları $r=0.20a$ olarak tanımlanmış ve arka plan hava olacak şekilde seçilmiştir. Dalgakılvuz dönüş iç yarıçap değeri $R=40a$ değerine sabitlenirken FK sütun sayısı 90° ve 180° dalgakılvuzu dönüşleri için sırasıyla $m=80$ ve $m=159$ olarak hesaplandı. Bu şartlar altında, her bir sütun arasındaki rotasyon açısı basamakları $\theta=1.14^\circ$ olmaktadır. Kademeli indis yapının Şekil 3.13.(a)'daki gibi her bir FK sütunu, Şekil 3.13(b) deki kırılma indis dağılımını koruyarak, bir P referans noktasına göre döndürülmüş ve Şekil 3.13(c) ve 3.13(d)'deki tüm yapı elde edilmiştir. FK sütunların rotasyonları yapılırken merkez çubuklar arası ilerleme yönündeki mesafe $1a$ olacak şekilde sabitlenmiştir. Ancak iç ve dış çubuklar arasında ilerleme yönündeki mesafe $0.80a$ ve $1.20a$ değerlerine saptır. 90° ve 180° dalgakılvuzu dönüşlerinin taslak gösterimi yapısal parametreleriyle beraber Şekil 3.13(c) ve 3.13(d)'de sırasıyla gösterilmiştir. Aynı şekillerde görülebileceği üzere optik eksenler (dairesel doğrultuda) yine sütun merkezleri boyunca yer almaktadır. Bu yüzden ışığın akışının ve bel genişliğinin geçirdiği salınımların dairesel yörüngede olması beklenir.

İletim verimliliğini ölçmek ve ışığın yönlendirilmesi başarımlarını sunmak için yine ZASF yönteminden yararlanılmıştır [19, 20]. Sadece TM_z kutuplu, zaman alanında sürekli ve Gauss kaynaklar kullanıldı. Sürekli kaynak belirli frekanslarda yapıda ilerleyen ışığın konuma bağlı şiddet dağılımını bulmak için kullanılırken, Gauss tipi kaynaktan ise önerilen yapının ışık tayfındaki güç iletim verimliliğini ölçmek için yararlanıldı. İlgili yapıları iletim verimlilik grafikleri Şekil 3.14'te verilmiştir. Verimliliğin %75'i geçtiği yüksek iletim bölgesinin $\omega a/2\pi c \leq 0.20$ (düşük frekans bölgesi) ve $\omega a/2\pi c = [0.42-0.54]$ (yüksek frekans bölgesi) olduğu aynı şekilden de

görülebilmektedir. Yüksek frekans yüksek iletim bölgesine karşılık gelen çalışma bant aralığı yaklaşık olarak %25 değerindedir. Ayrıca iletim verimliliği hesaplanırken sadece dönüşten dolayı meydana gelen kayıplara değil dış ortamdan yapıya ve yapıdan dış ortama olan güç iletimleri de göz önüne alınmıştır.

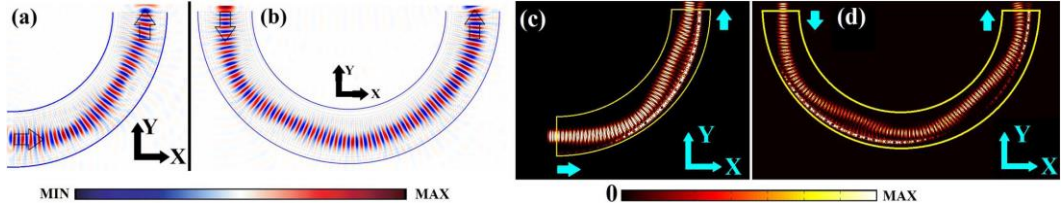
Yüksek frekans bölgesinde düşük frekans bölgesine göre daha geniş bir çalışma bant aralığı bulunmaktadır. Ayrıca bu frekans bölgesinde ışık daha dar bir bel genişliğinde dolayısıyla daha dar bir kılavuz bölümünde hapsedilebilmektedir. Dönemli FK temelli yapısından dolayı da dalgakılavuzu yasak bant ve yüksek frekans bölgelerinde iletim pencereleri sunmaktadır. İkinci iletim penceresindeki yüksek iletim verimliliğinin varlığı, bu frekans bölgeleri için de etkin indis dağılımının ilk bölgeyle benzerlik göstermesindedir. Ancak her iki bantta da yasak bant bölgesine yakın frekanslar (bant kenarları) oldukça değişken etkin indis değerleri görmektedirler.

Şekil 3.15(a) ve 3.15(b)'de sırasıyla 90° 'lik ve 180° 'lik kılavuzlara ait elektrik alan profilleri $a/\lambda=0.16$ normalize frekansı için gösterilmiştir. Görüldüğü gibi, ışık optik eksen boyunca dönemli bel genişliği salınımlarını asgari şekilde sürdürmektedir. Bunu sebebi girişte ortamı uyaran dalganın bel genişliğinin öz-hizalanma fiziksel olayını sağlayacak şekilde ayarlanmasıdır. Bu durumda yapıda ilerleyen ışık en az odaklanma/saçılma ile ilerlemektedir [63]. Şekil 3.15(c) ve 3.15(d)'de ise $a/\lambda=0.50$ normalize frekansı için elde edilen güçlü ışık korunumu ve az kayıplı ilerleyişi gösterilmiştir. Aynı şekilden de görülebileceği üzere, gelen ışığın küçük dalgaboyu mertebesinde dolayısıyla, kılavuzun belirli bölgelerinde faz önyüzleri bozulabilmektedir. Ancak girişte kullanılan dalganın bel genişliği özenle seçilmeseydi ve öz-hizalanma sağlanmasaydı bu bozulmadan dolayı meydana gelecek kayıplar daha fazla olacaktı. Ancak tamamen sıfıra indirgenemeyen salınımlardan dolayı mükemmel iletimden sapmalar yaşanmaktadır.



Şekil 3.14. 90° ve 180° dalgakılavuzu dönüşleri için iletim verimlilikleri çizdirilmiştir. Renklendirilmiş bölgeler yüksek iletim verimliliğine sahip çalışma frekans bant aralıklarını temsil etmektedir.

Önceki çalışmalar ve bu çalışmada önerilen yapı arasında karşılaştırma yapmak gerekmektedir. Bizim sunduğumuz cihazın bir üstünlüğü %24 bant genişliği ile önceki çalışmalardan bu konuda çok daha iyi bir sonuç verebilmesidir [6, 83]. Belirtilen çalışmalar sırasıyla %10 ve %13 çalışma frekans aralıklarına ulaşmışlardır. Kullandığımız yöntemin bir başka artısı ise öz-hizalama ve kademeli indis ortamların görüntüleme özellikleri sayesinde yapıda ilerleyen kipin konumsal genlik dağılımının yapı boyunca korunmasıdır. Giriş ve çıkıştaki bel genişlikleri aynı kalmakta, bu da çıkışa bağlanacak benzer bir kılavuza güç iletimini kolaylaştırmaktadır. Ayrıca, giriş kaynağının konumsal hizalanma hatasından dolayı ortaya çıkabilecek verimlilik düşüşleri ve çıkıştaki konum kaymaları incelendi. Kademeli indis yapının görüntüleme özelliklerinden dolayı ancak ihmal edilebilecek sapmalar olduğu görüldü.



Şekil 3.15. Tek bir zaman basamağında elektrik alan resimleri (a) 90° ve (b) 180° dalgakılavuzu dönüşleri için düşük frekans bölgesinde gösterilmiştir. Yüksek frekans bölgesinde yapıda ilerleyen ışık için şiddet dağılımı yine (c) 90° ve (d) 180° dönüşler için verilmiştir.

Böylece sonuç olarak FK temelli, hacimsel olarak az yer kaplayan, yüksek verimli ve düz giriş-çıkış yüzeyli ışık yönlendirme yöntemi bu konudaki probleme bir çözüm olarak sunulmuştur. Hiçbir ek katman gerektirmeden yüksek güç iletimi, hem alçak hem de yüksek frekans bölgelerinde elde edilmiştir. Zaman alanındaki incelemeler öz-hizalama yöntemi kullanılarak etkin ışık yönlendirmesinin kademeli indis yapılarla sağlanabileceğini göstermiştir.

Bölüm 3.3'te verilen çalışmalar uluslararası bir dergide yayınlanmıştır [32].

3.4. Derecelendirilmiş Fotonik Kristaller ile Geniş Bantta ve Kutuplanma Bağımsız Tek Yönlü Optik Gizleme

Herhangi bir nesnenin elektromanyetik dalgalara karşı görünmezliğinin sağlanması büyük bir önem taşımaktadır. Son zamanlarda, bu konuda çok sayıda farklı yöntemler geliştirilmiştir [7-10, 85-99]. Bunların birçoğu metamalzeme temelli olup dönüşüm optiği ve konform tasvir yöntemlerini ele almaktadır [86-88]. Kullanılan yaklaşımlar oldukça geniş bir bilim dalı yelpazesini kapsasa da, hala üstesinden gelinmesi gereken belirli eksiklikler bulunmaktadır. Bu sorunlardan bir tanesi tasarımdan sonra meydana gelen yapıların manyetik geçirgenlik ve dielektrik sabit değerleridir. Hem geniş bir değer aralığında değişim gerekebilmekte hem de bazen sıfırdan küçük değerler karşılanmak zorunda kalılabilmektedir. Buna ek olarak bazı dönüşüm yöntemleri için

tasarlanan optik gizleme cihazının ihtiyaç duyulan anizotropiyi sağlaması gerekmektedir. Başka bir durum ise elde edilebilen bant aralığı ile ilgilidir. Eğer tasarımı yapılan cihaz rezonant elemanlara sahipse, bu cihaz sadece dar bir bant aralığında çalışabilecektir. Ayrıca metalik içeriklerin sebep olduğu kayıplara da değinmek gerekmektedir. Son olarak, rastgele biçimli ve dalgaboyuna kıyasla küçük olmayan nesnelere elektromanyetik dalgalardan saklanmasını sağlamak istenmektedir. Bütün bu durumlar göz önüne alındığında bazı sadeleştirmeler sunulmuştur. Tamamen dielektrik malzemelerin kullanılması geniş bant ve uygulanabilirliği olan tasarımların başarılmasına olanak tanımıştır [87-92]. Tamamen dielektrik malzeme kullanan yaklaşımlardan biri de, kullandığı yöntemden dolayı *örtetek saklama* olarak adlandırılmaktadır [88]. Bu yöntem kıvrımlı bir yüzeyin düzmiş gibi gelen dalgaya tepki vermesini sağlamaktadır. Rastgele biçimli nesne bu kıvrımlı yüzeyin altında örtülmektedir. Ancak bu yaklaşım uygulamada kullanılan kaynağın konumsal kaymasına ve açısına bağlı bazı kesin sınırlamalara sahiptir. Dahası, süreç, verici ve alıcı antenin hedef nesne ile aynı tarafta olduğunu önkoşul olarak ortaya koyan bir yansıma kipini temel almaktadır.

Bu çalışmada izlenen yöntem [89] çalışmasına benzemektedir. Ancak diğer bir yandan da iki çalışma arasında bazı farklılıklar bulunmaktadır. Önceki yöntemde sadece sürekli indis derecelendirilmesi varken, FK malzemelerle tasarım gibi uygulaması daha gerçekçi yöntemler ele alınmamıştır. Ayrıca, kutuplanma bağımsızlığı ve bant genişliği temaları bu çalışmada öncelikli hedefler arasındadır. Son olarak, optik gizleme ortamı için düz giriş ve çıkış yüzeyleri bu çalışmada elde edilmiştir. Bunun başarımı için istif DK ortamları [51] öneriyoruz. Bu şekildeki indis değişimi, ışığın geniş bir bantta bükülmesini sağlarken; metamalzemeler aynı süreç için çalışma bölgesini belirli frekans değerleriyle sınırlandırmak zorunda kalmaktadır. DK ortamlar optikte genellikle çok kipli dalgakılavuzları ve düz mercekler olarak görev görmektedirler. Ancak, sürekli ve eş-dağılımlı olmayan indis değerleri kolay bir şekilde üretilemediğinden birim hücrelerin doluluk oranlarının ayarlanması ile belirli indis dağılımları taklit edilebilmektedir [32]. Bu uygulamalar etkin ortam teorisi adı verilen analitik yöntem veya dağınım çizenekleri adı verilen nümerik yöntem ile sağlanabilir. Eşitlik (2.2)'de TE_z ve TM_z için karşılık gelen etkin kırılma indis değerleri

verilmiştir. Analitik yaklaşımın dışında, dalgavektörleri (k) ve açısal frekans (ω) arasındaki ilişki dağılım çizenekleri ile gösterilebilmektedir. Bu çizeneklerde ilk yasak bandın altında kalan frekans bölgesinin doğrusal kısmı eşdağılımlandırma bölgesi olarak adlandırılmaktadır. Bu bölge etkin ortam teorisinin de geçerli olduğu bölgedir. Nümerik ve analitik yöntemlerin yine bu bölgede neredeyse aynı sonuçları verdiği gözlemlenmiştir [37]. Doluluk oranı olan f değerinin olabildiğince azaltılması veya ε_r değerinin ε_h değerine yakın seçilmesi, doğal olarak birim hücrenin etkin indis değerini de arka plan ortamınıninkine yaklaştırmaktadır. Bu sebeple, görel olarak daha düşük indisli FK çubuk seçimi hem geniş bantta çalışmaya hem de optik gizlemeyi sağlayan tasarım ile serbest uzay arasında Fresnel yansımalarının düşmesine katkıda bulunmaktadır. Şekil 3.16'da birim hücre boyutları farklı iki FK çubuğa ait etkin kırılma indisin frekans bağımlılığı $\varepsilon_r=2.25$ ve $\varepsilon_h=1.00$ için çizdirilmiştir. Dağılım çizenekleri DDY ile hesaplanırken bu dağılımların iki farklı uç birim hücre boyutları için oldukça farklı olabildiği görülmüştür. Bu özellik sayesinde düşük indisli FK çubuklar ile de yüksek kademeli indis değişimi elde edilebilmiştir.

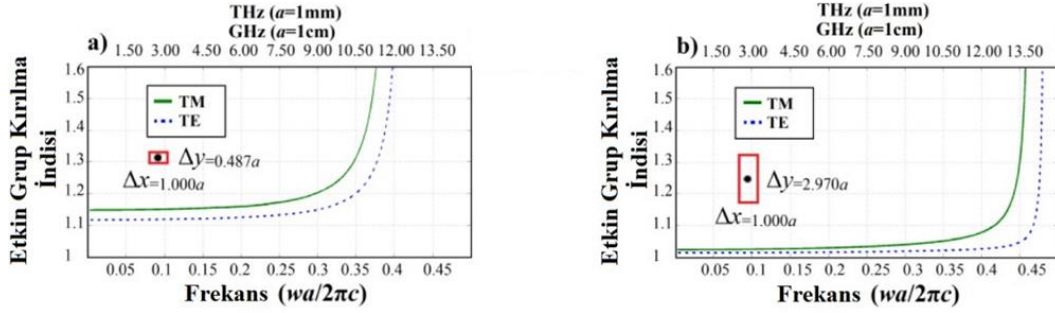
Şekil 3.16'da da görüldüğü üzere birinci banda karşılık gelen etkin kırılma indisleri geniş bir frekans aralığı için neredeyse sabit bir değerde kalmaktadır. İhmal edilebilecek seviyedeki renge/frekansa bağlı optik sapınç (kromatik sapınç), tasarımın gelen ışığın bahsi geçen aralıktaki tüm dalgaboyu bileşenlerine eşit yönlendirme yapmasını sağlamaktadır. Böylece oldukça geniş bantta çalışan optik gizleme cihazı elde edilebilmektedir. Optik gizlemede başka arzu duyulan bir tasarım etkeni de genişletilmiş gizlenme alanıdır. Işık, kademeli indis ortamda ilerlerken belirli bir noktaya daha iyi yerleştikçe, odak noktasından daha az optik sızıntı meydana gelmektedir. Başka bir deyişle optik küresel sapınç en aza indirilmektedir. Düz yüzeye sahip HS indis dağılımı (Mikaelian mercek) sapınç göstermeyen bir nitelik sergilemektedir [22]:

$$n = 2n_0 / \left(e^{\alpha(y-y_0)} + e^{-\alpha(y-y_0)} \right). \quad (3.8)$$

HS ortamların Fermat ilkesi ile incelenmesi, ışık ışınları için küresel sapıncın sıfır olduğunu göstermektedir. Işığın dalga özelliği göz önüne alındığında bu değer sıfırdan büyük olacak olsa da Pendry negatif kırılma indisli ortamlar ile dalgalar için de sıfır optik sapıncın mümkün olduğunu göstermiştir [100]. Ancak bu çalışmada geniş bantta çalışmak adına sıfırdan büyük kırılma indis özelliği gösteren tamamen dielektrik ortamlar mercek olarak kullanılmıştır.

Tasarım, optik gizlemeye maruz bırakılan bölgenin; gelen ışığın bu bölgeden geçmeyip daha dolambaçlı bir yol izleyerek etrafından ilerlemesini hedef almaktadır. Sonuç olarak, girişteki kaynak bu bölgede yapılabilecek yapısal değişikliklerden veya o bölgedeki başka herhangi bir maddeden *habersiz* olacaktır. Bu yüzden optik gizleme cihazının arka yüzeyine güç kaybı olmadan dalga iletimi hedeflenmektedir. Şekil 3.17’de sürekli HS kademeli indis ortamdaki ışık ışınlarının izlediği yollar çizdirilmiştir. Mikaelian merceğin küresel sapıncı en aza indirdiği bu şekilden açıkça görülmektedir.

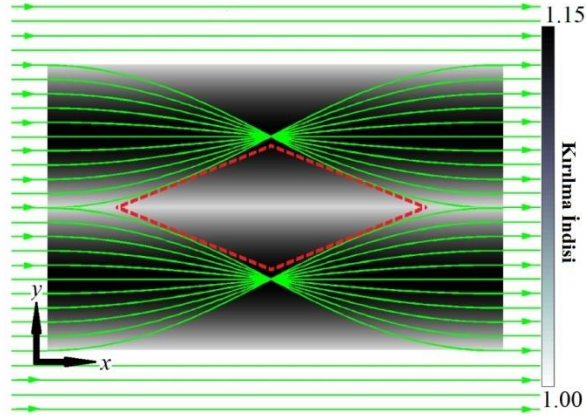
En iyi indis dağılımı için yukarıda belirtilen sebeplerle HS indis dağılımı seçilmiş ve üretim düşünülerek de FK temelli olarak tasarlanmıştır. Önceki tasarımlarda olduğu gibi yine sadece ilerleme yönüne dik yönde, y yönünde, birim hücreler arası mesafe değiştirilmiş ve ilerleme yönünde, x yönünde, $1.000a$ değerinde sabitlenmiştir. Dağılım çizim çizenekleri ve buna bağlı olarak birim hücre boyutları TM_z göz önüne alınarak hesaplanmıştır. Ancak düşük indisli FK’lerin yukarıda bahsedilen özelliklerinden dolayı tasarımın TE_z kutuplanma için de geçerli olması beklenilmektedir.



Şekil 3.16. Etkin grup indis değerlerinin frekansa bağlı değişimi (a) $\Delta y = 0.487a$ ve (b) $\Delta y = 2.970a$ için çizdirilmiştir. FK çubuklar $0.200a$ yarıçap ve $\epsilon_r = 2.25$ kırılma indis değerlerine sahiptir.

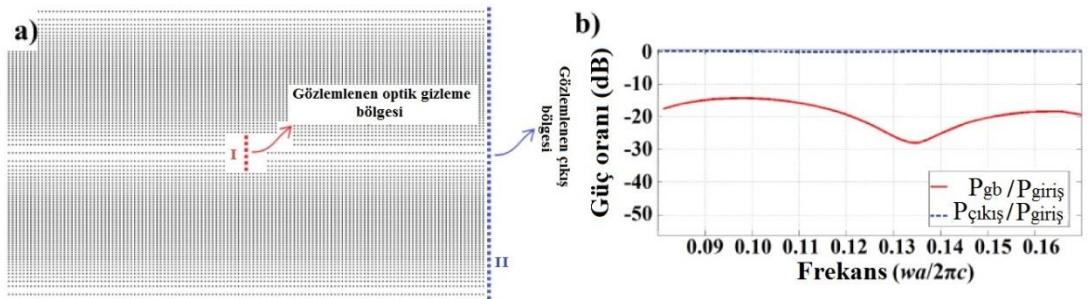
Bu çalışmanın en önemli üstünlüklerinden birisi de Maxwell denklemlerinin ölçeklenebilir olmasıdır. Geçirgen dielektrik malzemeleri elektromanyetik tayfın hemen her bölgesinde kullanılabilir olarak seçmek mümkündür. Sonuç olarak, sunulan optik gizleme fikri mikrodalga gibi bir çalışma bölgesine milimetre boyundaki işlemlerle uygulanabilir.

Küresel sapınç dışında ışık ışınlarının izlediği yolların takibinin ortaya çıkardığı bir başka önemli kavram da ilgili kademeli indis yapının uzunluğu hakkındadır. x yönünde yapı uzunluğu, yarı-adım uzunluğu olan π/a değerinin bir tamsayıyla çarpımı olmalıdır. Ancak bu şekilde girişteki düzlem dalganın görüntüsü çıkışta elde edilebilmiş olur. Bu durum göz önüne alınırsa yapı uzunluğu dağıtım çizenekleri kullanılarak yapılan basit bir hesapla $128a$ olmaktadır.



Şekil 3.17. İki istifli kademeli indis dalgakılavuzundan oluşan gizleme tasarımı gösterilmiştir. HS dağılımının meydana getirdiği sıfır küresel sapınç ve geniş gizlenme alanı kolayca görülmektedir. İndis kademe etkeni $\alpha=0.0245a^{-1}$ olarak alınmıştır.

Optik gizleme yapısının bir taslağı Şekil 3.18(a)'da verilmiştir. İstiflenmiş dizilim gelen ışığın iki eşit parçaya ayrılmasını kademeli indis ortamların odaklama özelliğiyle sağlamaktadır. Buna ek olarak ise yapının iletim verimliliği Şekil 3.18(b)'de dB cinsinden verilmiştir.



Şekil 3.18. (a) Optik gizleme cihazının geometrisi gösterilmiştir. (b) Gizleme bölgesi ve çıkıştan geçen güç değerlerinin giriş sinyal güç değerine oranları dB cinsinden çizdirilmiştir.

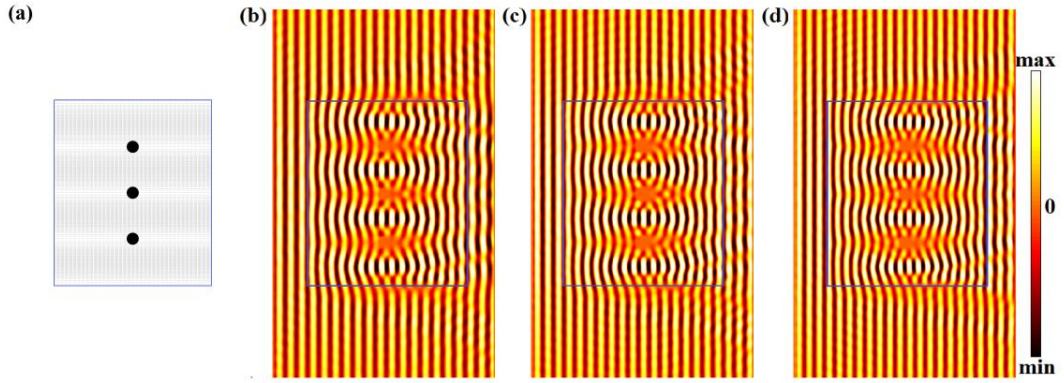
Şekil 3.18(a)'daki kesikli çizgiler optik gizleme bölgesindeki (CS1) ve çıkış yüzeyindeki (CS2) kesitlere denk gelmektedirler. Şekil 3.18(b)'de ise karşılık gelen güç oranları çizdirilmiştir. Şekil giriş gücü $P_{giriş}$ ve çıkıştaki güç $P_{çıkış}$ değerlerinin neredeyse aynı olduğunu ifade etmektedir (güç oranları 0 dB seviyesinde seyretmekte). Bu da neredeyse kayıpsız güç iletimin olduğunu gösterir. Ayrıca optik gizleme bölgesinin maruz kaldığı güç (P_{gb}) ile yapıya giren toplam güç arasındaki oran tüm çalışma frekans aralığı boyunca %1'in altında kalmaktadır. Düzlem dalga ile uyarılan ortam için sergilenen ZASF sonuçları Şekil 3.19'da verilmiştir. Gelen dalga yapı boyunca ikiye bölünmekte ve tekrar birleşmektedir. Bu şekilde optik gizleme bölgeleri gelen elektromanyetik dalgadan en az şekilde etkilenmektedir. Bir başarı ölçütü belirlemek için optik gizleme bölgelerine metalik çubuklar yerleştirilmiştir. Dalganın emilmesinden dolayı kayba sebep olan özellikleriyle ve yüksek dielektrik sabitleriyle optik gizlenmenin en zor olduğu malzeme metallerdir. Ancak Şekil 3.19, oldukça düz çıkış dalga önyüzlerinin tüm uzay boyunca elde edilebildiğini göstermektedir. Öte yandan, ölçülen güç giriş gücüyle aynı olduğundan, ilerleyen dalganın saklanan metallere etkilenmediği açıktır.

Çalışma bant aralığı $a/\lambda = [0.113, 0.126]$ ve dolayısıyla bant genişliği %10.88 olarak hesaplanmıştır. Eğer $a = 1\text{cm}$ alınırsa, çalışma frekans aralığı mikrodalga bölgesinde $\omega/2\pi = [3.39, 3.78]$ GHz olmaktadır. Toplam optik gizleme alanı dalgaboyu cinsinden $1.42\lambda^2$ olmakta merkez frekans 3.59 GHz seçildiği zaman 100cm^2 değerine denk gelmektedir. Önceki gizleme çalışmalarından farklı olarak geniş bant çalışma aralığı renge bağlı optik sapıncın düşürülmesiyle elde edilmiştir. Yazarların bilgisine göre kutuplanma bağımsızlığı da ilk defa bu çalışmada yeni bir yöntemle optik gizleme için ele alınmıştır:

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} (\delta |n_{TE} - n_{TM}|) = 0, \text{ or } \lim_{\epsilon_r \rightarrow \epsilon_h} (\delta |n_{TE} - n_{TM}|) = 0, \quad (3.9)$$

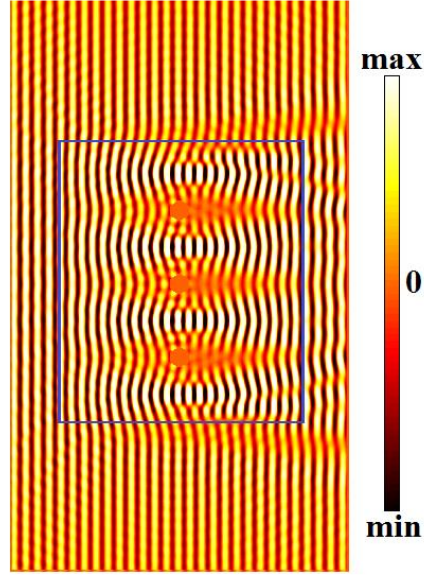
burada $\delta |n_{TE} - n_{TM}|$ birbirine dik TE_z ve TM_z kutuplanmalar arası, bu kutuplanmaların temel kiplerine karşılık gelen etkin indis farkını göstermektedir. Bu değeri sıfıra

yaklaştırmak, sistemin elektrik alan salınım yönüne bağlılığını azaltacaktır. Yukarıda bahsedildiği üzere ortam TM_z kutuplanma temel alınarak tasarlanmıştır. Sistemin kutuplanma bağlılığını denemek için ise sadece kutuplanma tipi TE_z olarak değiştirilerek ortam tekrar uyarılmış ve Şekil 3.20'deki manyetik alan dağılımını elde edilmiştir. Dalga önyüzündeki kabul edilebilir bozulmalar yapı uzunluğunun bu kutuplanma için tanımlanmamış olmasındandır.



Şekil 3.19. (a) Dört istifli dalgakılavuzu ile oluşturulmuş, FK temelli kademeli indis yapı (üç optik gizleme bölgesi) gösterilmiştir. Düzlem dalga uyarılmadan dolayı oluşan tüm uzay elektrik alan (E_z) dağılımları üç farklı frekans bölgesi için verilmiştir: (b) $a/\lambda=0.1130$, (c) $a/\lambda=0.1195$, (d) $a/\lambda=0.1260$. Frekans sınırları seçilirken serbest uzay ve yapıdan çıkan dalgalar arası faz uyumsuzluğı %10 değerinin altında tutulmuştur.

Yapının ve optik gizlenme bölgesinin boyutları üzerinde ayrıca durulabilir. İndis değişim kademesini dikey yönde arttırmak daha kısa salınım dönemlerine ve daha güçlü odaklanmaya sebep olacaktır. Sonuç olarak x ve y yönlerindeki yapı boyutları küçülecek ama aynı zamanda yüksek kademe için yüksek kırılma indisli FK çubuklar kullanmak gerekecektir. Serbest uzay ile yapı arasındaki zahiri direnç farkı artacağı için iletim verimliliği düşecektir. Bu yüzden indis kademe değeri kadar en yüksek ve en düşük kırılma indis değerlerine de dikkat edilmelidir.



Şekil 3.20. Manyetik alan H_z dağılımı TE_z kutuplanma düzlem dalga uyarılması için normlize frekans $a/\lambda=0.1650$ değerinde gösterilmiştir.

Sonuç olarak, yeni bir tek yönlü optik gizleme cihazı iki boyutta istifli kademeli indis ortam kullanılarak tasarlanmıştır. Tasarım hava arkaplanı üzerine dizili dielektrik çubuklar ile oluşturulmuştur. Yüksek güç iletim verimliliği ve dalga boyuna oranla geniş boyutta rastgele biçimli yapıların optik dalgalardan gizlenmesi sağlanmıştır. Dahası, düz giriş-çıkış yüzeyleri ve kademeli indis yapı özellikleri gelen dalganın uzaysal boyutundan bağımsız olarak gizlemenin gerçekleşmesini sağlamaktadır. Sunulan geniş bant ve tamamen dielektrik yapı rezonant değildir ve düşük kayıp özellikleri göstermektedir. Maxwell denklemlerinin ölçeklenebilirliği sayesinde görünür veya daha düşük frekans aralıkları için de olası bir tasarım durumundadır. Buna ek olarak, kademeli indis FK yöntemlerinin uygulanması üretim açısından kolaylık getirmektedir. Bu çalışma, optik gizleme cihazları için genişletilmiş çalışma bant aralıkları ve üç boyutlu gizlemedeki ilerlemeler için öncü olacak bir basamak olabilir.

Bölüm 3.2’de verilen çalışmalar uluslararası bir dergide yayınlanmıştır [34].

3.5. Diğer Tasarım ve Çalışmalar

Bu bölüme kadar doğrusal, eş-dağılımlı kırılma indisine sahip olmayan ortamların tasarımları ve bu tasarımlardan elde edilen ilgili sonuçlar paylaşılmıştır. Ancak bilgisayar hesaplama destekli tasarımların kullanılabilirlikleri oldukça geniş bir alanı kapsamaktadır. Bu yüksek lisans tezinin çalışmaları boyunca nanofotonik konusunda birçok farklı alanda da çalışma yapılmıştır. Bunlardan bir tanesi ise dalgakılavuzunda bir boyutta periyodik fotonik kristallerin nokta kusur ile oluşturdukları kavitenin kalite faktörünün artırımına yöneliktir. Nokta kusurun bir kavite etkisi oluşturduğundan önceki bölümlerde bahsedilmiştir, ancak bu etkinin farklı yöntemlerle artırılması halen mümkündür. Bunun için ise kusur bölgesi dışında düzenli dizilime sahip fotonik kristal delikler yerine rastgele dizili deliklerin benzer bir etki oluşturup oluşturamayacağı araştırılmış ve tatmin edici sonuçlar elde edilmiştir. Sonuçların eldesi için genetik algoritma kullanılmıştır. Başlangıçta tamamen rastgele delik dizilimine sahip belirli sayıda örnekler (1. nesil) alınarak kaviteye olan etkileri incelenmiş, genetik algoritma sayesinde ise aynı sayıda ancak farklı dizilime sahip olan örnekler elde edilmiştir (2. nesil). Bu durum tekrarlanarak, bir kaç nesil içerisinde rastgele dizilimden elde edilen kavite etkisinde oldukça yüksek bir artış gözlenmiştir.

Benzer bir başka çalışmada ise kavite frekansının kutuplanma bağımlılığının azaltılması üzerine durulmuş ve neredeyse sıfıra indirimi başarılmıştır. Bunun için ise kavite/kusur bölgesine halkasal fotonik kristal adı verilen yapılar yerleştirilmiştir. İç içe farklı kırılma indislerine sahip iki dairesel fotonik kristal bulunduran bu yapılar farklı kutuplanmaların birinci bant ve birinci bant aralıklarını eşleştirmeleri ile bilinmektedirler. Bir boyutta periyodik fotonik kristallerde kullanımları ise aynı zamanda kutuplanma bağımlılığını rezonans frekans için de sağlamıştır [35, 38].

Bölüm 3.2’de fotonik kristal optik kip çeviricilerden bahsedilmiştir. Kip dönüşümleri için ise fotonik kristaller dışında da birçok farklı yöntem bulunmaktadır. Bu konuyla ilgili iki farklı çalışma kılavuzlanmış dalgalar için yapılmıştır. Bunlardan bir tanesi, kılavuzlanmış dalganın ilerleme yönünde paralel iki kılavuz arasındaki dalga geçişi sırasında doğan faz farkının kip çevriminde kullanılmasına yöneliktir. Girişteki dalga

iki eşit kola ayrılarak bu kollardan birinde ilgili faz kaymasını diğer kola göre $\pi/2$ değerinde olacak şekilde ayarlanabilir. Bu durumda, ayrılan dalgalar bir çıkış kılavuzuna aktarıldıklarında, kılavuza dikey bir kesitte, temel kipten bir üst kipe geçmiş yapmış bir genlik dağılımı vereceklerdir. Çıkış kılavuzunun desteklediği kipler ile elde edilen genlik dağılımı arasındaki ilişki ise hem kip çevrim saflığını hem de iletim verimliliğini etkileyecektir. Kip çevrimi için bir başka yöntem ise yine benzer şekilde eşit iki kola ayrılmış dalgalar arasındaki faz farkının ayarlanmasına yöneliktir. Ancak bir önceki çalışmadan farklı olarak faz kayması, aynı kalınlıktaki dalgakılavuzlar arası genişlik farkları ile sağlanmıştır. Yapılan üç boyutlu simülasyonlarda, diferansiyel bir genişlik farkının oldukça geniş bir normalize frekans aralığında ihmal edilebilir seviyede frekans bağımlılığı verdiği gözlenmiştir. Bu sayede geniş bantta kip çevrimi oldukça az yer kaplayan bir yapıda elde edilebilmiştir.

4. SONUÇ

Sonuç olarak, fotonik kristallerin kullanımı yapısal dispersiyon özelliğinden dolayı olağanüstü fırsatlar sunmaktadır. Sürekli yapı, fiber optik teknolojisinde özellikle de medikal ürünlerde ve optik görüntüleme de kullanılan lenslerin bazı türlerinde kullanılmaktadır. Sürekli ortam, iyon değişim işlemi ve kimyasal buhar depozisyonu gibi fabrikasyon yöntemleri kullanılarak üretilebilir. Fakat daha önce belirtildiği gibi birçok zorlayıcı sorun ortaya çıkmaktadır. Bu tür zorlukların üstesinden gelmek için, sürekli ortam, farklı boyuttaki dikdörtgen FK birim hücrelerin kullanımı ile taklit edilebilir. DK FK yapısının diğer bir özelliği, kırılma indisi sabit dielektrik çubuklar kullanılarak istenen herhangi bir indis varyasyonu elde edilebilir. Fotonik kristalli yapılar, tek tip izotropik malzemedan oluşmasına rağmen düşük kayıplı performans yapının gerçekleştirilmesinde yüksek uygulanabilirlik sergiler. Ayrıca FK tabanlı derecelendirilmiş kırılma indisi sahip yapıların üstünlüğü, dalga boyu değişimine duyarlı olmasıdır. Bu durum dalga boyu seçici ortamların tasarımında FK'lerin kullanımını güçlendirir. Yapay olarak tasarlanan derecelendirilmiş kırılma indisine sahip FK'ler, periyodik homojen olmayan ortamın frekans bağımlılığını ortaya çıkarmak için kısa dalga boyu aralığında uygulanmıştır.

KAYNAKLAR

- [1] Yablonovitch, E., Inhibited spontaneous emission in Solid-state physics and electronics, *Physical Review Letters*, 58, 2059, 1987.
- [2] John, S., Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Physical Review Letters*, 58, 2486, 1987.
- [3] Yablonovitch, E., Photonic crystals, *Journal of Modern Optics*, 41, 173-194, 1994.
- [4] Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., Meade, R. D., *Photonic crystals: molding the flow of light. Princeton University Press*, 2011.
- [5] Yablonovitch, E., Gmitter, T. J., Photonic band structure: The face-centered-cubic case, *Physical Review Letters*, 63, 1950, 1989.
- [6] Centeno, E., Cassagne, D., Albert, J. P., Mirage and superbending effect in two-dimensional graded photonic crystals, *Physical Review B*, 73, 235119, 2006.
- [7] Pendry, J. B., Schurig, D., Smith, D. R., Controlling electromagnetic fields, *Science*, 312, 1780-1782, 2006.
- [8] Leonhardt, U., Tyc, T., Broadband invisibility by non-Euclidean cloaking, *Science*, 323, 110-112, 2009.
- [9] Landy, N., Smith, D. R., A full-parameter unidirectional metamaterial cloak for microwaves, *Nature Materials*, 12, 25-28, 2012.
- [10] Li, J., Pendry, J. B., Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking. *Physical Review Letters*, 101, 203901, 2008.
- [11] Smolyaninov, I. I., Smolyaninova, V. N., Kildishev, A. V., Shalaev, V. M., Anisotropic metamaterials emulated by tapered waveguides: application to optical cloaking, *Physical Review Letters*, 102, 213901, 2009.
- [12] Fuchs, B., Lafond, O., Rondineau, S., Himdi, M., Design and characterization of half Maxwell fish-eye lens antennas in millimeter waves, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 54, 2292-2300, 2006.
- [13] Rayleigh, L., XXVI. On the remarkable phenomenon of crystalline reflexion described by Prof. Stokes, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 26, 256-265, 1888.
- [14] Darwin, C. G., XXXIV, The theory of X-ray reflexion, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 27, 315-333, 1914.

- [15] Anderson, P. W., Absence of diffusion in certain random lattices, *Physical Review*, 109, 1492, 1958.
- [16] Joannopoulos, J. D., Villeneuve, P. R., Fan, S., Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature*, 386, 143-149, 1997.
- [17] Yablonovitch, E., Gmitter, T. J., Meade, R. D., Rappe, A. M., Brommer, K. D., Joannopoulos, J. D., Donor and acceptor modes in photonic band structure, *Physical Review Letters*, 67, 3380, 1991.
- [18] Johnson, S., Joannopoulos, J. D., Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis, *Optics Express*, 8, 173-190, 2001.
- [19] Oskooi, A. F., Roundy, D., Ibanescu, M., Bermel, P., Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method, *Computer Physics Communications*, 181, 687-702, 2010.
- [20] Taflove, A., Hagness, S. C., *Computational Electrodynamics*, *Artech House*, 2000.
- [21] Kittel, C., McEuen, P., *Introduction to solid state physics (Vol. 8)*, New York: *Wiley*, 1976.
- [22] Gomez-Reino, C., Perez, M. V., Bao, C., *Gradient-index optics: fundamentals and applications*, *Springer*, 2002.
- [23] Can, M. G., Oner, B. B., Kurt, H., Optical analysis of human eye using electromagnetic wave theory, *Journal of Biomedical Optics*, 18, 105006, 2013.
- [24] Yariv, A., Yeh, P., *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*, The Oxford Series in Electrical and Computer Engineering, *Oxford University Press Inc.*, 2006.
- [25] Leonhardt, U., Philbin, T. G., Transformation optics and the geometry of light, *Progress in Optics*, 53, 69-152, 2009.
- [26] Garnett, J. M., Colours in metal glasses, in metallic films, and in metallic solutions, II. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 237-288, 1906.
- [27] Vasic, B., Isic, G., Gajic, R., Hingerl, K., Controlling electromagnetic fields with graded photonic crystals in metamaterial regime, *Optics express*, 18, 20321-20333, 2010.

- [28] Frandsen, L. H., Elesin, Y., Frelsen, L. F., Mitrovic, M., Ding, Y., Sigmund, O., Yvind, K., Topology optimized mode conversion in a photonic crystal waveguide fabricated in silicon-on-insulator material, *Optics Express*, 22, 8525-8532, 2014.
- [29] Mahariq, I., Kuzuoglu, M., Tarman, H., Kurt, H., Photonic Nanojet Analysis by Spectral Element Method, *IEEE Photonics Journal*, 6, 6802714, 2014.
- [30] Kurt, H., Oner, B. B., Turduev, M., Giden, I. H., Modified Maxwell fish-eye approach for efficient coupler design by graded photonic crystals, *Optics Express* 20, 22018-22033, 2012.
- [31] Oner, B. B., Turduev, M., Giden, I. H., Kurt, H., Efficient mode converter design using asymmetric graded index photonic structures, *Optics Letters*, 38, 220-222, 2013.
- [32] Oner, B. B., Turduev, M., Kurt, H., High efficiency beam bending using graded photonic crystals, *Optics Letters*, 38, 1688-1690, 2013.
- [33] Turduev, M., Oner, B. B., Giden, I. H., Kurt, H., Mode transformation using graded photonic crystals with axial asymmetry, *Journal of Optical Society of America B*, 30, 1569-1579, 2013.
- [34] Oner, B. B., Can, M. G., Kurt, H., Dual polarized broadband and all dielectric partial cloaking using stacked graded index structures, *Optics Express*, 22, 20457-20462, 2014.
- [35] Can, M. G., Oner, B. B., Kurt, H., Polarization Independent Photonic Crystal Fabry-Perot Cavity, *IEEE Photonics Technology Letters*, 27, 113-116, 2014.
- [36] Oner, B. B., Turduev, M., Giden, I. H., Kurt, H., Enhancing Light Manipulation by Graded Index Photonic Crystal Media, *OWTNM The 21st International Workshop on Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling*, 2013.
- [37] Oner, B. B., Can, M. G., Kurt, H., Partial Cloaking by Graded Index Photonic Crystals, *SPIE Photonics Europe Photonics, Optics, Lasers, Micro- and Nanotechnologies*, 2014.
- [38] Can, M. G., Oner, B. B., Kurt, H., Polarization Independent Nanobeam Cavity Tuning Using Annular Photonic Crystals, *SPIE Photonics Europe Photonics, Optics, Lasers, Micro- and Nanotechnologies*, 2014.

- [39] Oner, B. B., Can, M. G., Kurt, H., Broadband Directional Cloaking using Graded Index Structures, ICTON, 2014.
- [40] Oner, B. B., Ustun, K., Kurt, H., Broadband One Way Propagation via Dielectric Waveguides with Unequal Effective Index, IEEE Photonics Conference, 2014.
- [41] Gayur, E. M., Oner, B. B., Kurt, H., Enhanced Sub-wavelength Focusing by Tilted and Modified Graded Index Medium, IEEE Photonics Conference, 2014.
- [42] Saleh, B., Teich, M. C., Fundamental of Photonics, Wiley-Interscience, 1991.
- [43] Tzoar, N., Pascone, R., Radiation loss in tapered waveguides, Journal of Optical Society of America A, 71, 1107–1114, 1981.
- [44] Prather, D. W., Murakowski, J., Shi, S., Venkataraman, S., Sharkawy, A., Chen, C., Pustai, D., High-efficiency coupling structure for a single-line-defect photonic-crystal waveguide, Optics Letters, 27, 1601–1603, 2002.
- [45] Mekis, A., Joannopoulos, j. D., Tapered couplers for efficient interfacing between dielectric and photonic crystal waveguides, Journal of Lightwave Technology, 19, 861–865, 2001.
- [46] Lalanne, P., Talneau, A., Modal conversion with artificial materials for photonic-crystal waveguides, Optics Express 10, 354–359, 2002.
- [47] Palamaru, M., Lalanne, P., Photonic crystal waveguides: out-of-plane losses and adiabatic mode conversion, Applied Physics Letters, 78, 1466–1468, 2001.
- [48] Happ, T. D., Kamp, M., Forchel, A., Photonic crystal tapers for ultracompact mode conversion, Optics Letters, 26, 1102–1104, 2001.
- [49] Khoo, E., Liu, A., Wu, J., Nonuniform photonic crystal taper for high-efficiency mode coupling, Optics Express, 13, 7748–7759, 2005.
- [50] Gabrielli, L. H., Lipson, M., Integrated Luneburg lens via ultra-strong index gradient on silicon, Optics Express, 19, 20122–20127, 2011.
- [51] Luneburg, R. K., Mathematical Theory of Optics, *University of California Press Berkeley*, 1964.
- [52] Kurt, H., Citrin, D. S., A novel optical coupler design with graded-index photonic crystals, IEEE Photonics Technology Letters, 19, 1532–1534, 2007.
- [53] Cakmak, O., Colak, E., Caglayan, H., Kurt, H., Ozbay, E., High efficiency of graded index photonic crystal as an input coupler, Journal of Applied Physics, 105, 103708, 2009.

- [54] Chien, H. T., Lee, C., Chiu, H. K., Hsu, K. C., Chen, C. C., Ho, J. A., Chou, C., The comparison between the graded photonic crystal coupler and various coupler, *Journal of Lightwave Technology*, 27, 2570–2574, 2009.
- [55] Wang, H. W., Chen, L. W., High transmission efficiency of arbitrary waveguide bends formed by graded index photonic crystals, *Journal of Optical Society of America B*, 28, 2098–2104, 2011.
- [56] Vasić, B., Gajić, R., Self-focusing media using graded photonic crystals: focusing, fourier transforming and imaging, directive emission, and directional cloaking, *Journal of Applied Physics*, 110, 053103, 2011.
- [57] Gauffillet, F., Akmansoy, E., Graded photonic crystals for graded index lens, *Optics Communications*, 285, 2638–2641, 2012.
- [58] Akmansoy, E., Centeno, E., Vynck, K., Cassagne, D., Lourtioz, J.-M., Graded photonic crystals curve the flow of light: an experimental demonstration by the mirage effect, *Applied Physics Letters*, 92, 133501, 2008.
- [59] Tan, C., Niemi, T., Peng, C., Pessa, M., Focusing effect of a graded index photonic crystal lens, *Optics Communications*, 284, 3140–3143, 2011.
- [60] Centeno, E., Akmansoy, E., Vynck, K., Cassagne, D., Lourtioz, J.-M., Light bending and quasi-transparency in metallic graded photonic crystals, *Photonics and Nanostructures - Fundamental and Applications*, 8, 120–124, 2010.
- [61] Chien, H. T., Chen, C. C., Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii, *Optics Express*, 14, 10759–10764, 2006.
- [62] Lu, M., Juluri, B. K., Lin, S.-C. S., Kiraly, B., Gao, T., Huang, T. J., Beam aperture modifier and beam deflector using gradient-index photonic crystals, *Journal of Applied Physics*, 108, 103505, 2010.
- [63] Kurt, H., Citrin, D. S., Graded index photonic crystals, *Optics Express*, 15, 1240–1253, 2007.
- [64] Lee, S. G., Choi, J. S., Kim, J. E., Park, H. Y., Kee, C. S., Reflection minimization at two-dimensional photonic crystal interfaces, *Optics Express*, 16, 4270–4277, 2008.
- [65] Pollock, C. R., Lipson, M., *Integrated Photonics*, Kluwer Academic Publishers, 2003.

- [66] Sanchis, P., Marti, J., Blasco, J., Martinez, A., Garcia, A., Mode matching technique for highly efficient coupling between dielectric waveguides and planar photonic crystal circuits, *Optics Express*, 10, 1391–1397, 2002.
- [67] Alder, T., Stöhr, A., Heinzlmann, R., Jäger, D., High-efficiency fiber-to-chip coupling using low-loss tapered single-mode fiber, *IEEE Photonics Technology Letters*, 12, 1016–1018, 2000.
- [68] Hunsperger, R. G., Yariv, A., Lee, A., Parallel end-butt coupling for optical integrated circuits, *Applied Optics*, 16, 1026–1032, 1977.
- [69] Sanchis, P., Bienstman, P., Luysaert, B., Baets, R., Marti, J., Analysis of butt coupling in photonic crystals, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40, 541–550, 2004.
- [70] Berenger, J. P., A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *Journal of Computational Physics*, 114, 185–200, 1994.
- [71] Swainson, C. A., (Maxwell, A. J. C.), *Problems*, Cambridge and Dublin Mathematical Journal, 8, 188–189, 1854.
- [72] Greenwood, A. D., Jin, J. M., A field picture of wave propagation in inhomogeneous dielectric lenses, *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 41, 9–18, 1999.
- [73] Kotlyar, M. I., Triandaphilov, Y. R., Kovalev, A. A., Soifer, V. A., Kotlyar, M. V., O’Faolain, L., Photonic crystal lens for coupling two waveguides, *Applied Optics*, 48, 3722–3730, 2009.
- [74] Orobtschouk, R., Layadi, A., Gualous, H., Pascal, D., Koster, A., Laval, S., High-efficiency light coupling in a submicrometric silicon-on-insulator waveguide, *Applied Optics*, 39, 5773–5777, 2000.
- [75] Taillaert, D., Van Laere, F., Ayre, M., Bogaerts, W., Van Thourhout, D., Bienstman, P., Baets, R., Grating couplers for coupling between optical fiber and nanophotonic waveguides, *Japanese Journal of Applied Physics*, 45, 6071–6077, 2006.
- [76] Kim, H., Lee, S., Park, B. O. S., Lee, E., High efficiency coupling technique for photonic crystal waveguides using a waveguide lens, in *Frontiers in Optics*, OSA Technical Digest, Optical Society of America, paper MT68, 2003.

- [77] Pshenay-Severin, E., Chen, C. C., Pertsch, T., Augustin, M., Chipoline, A., Tunnermann, A., Photonic crystal lens for photonic crystal waveguide coupling, in Lasers and Electro-Optics Conference, Technical Digest Optical Society of America, paper CthK3, 2006.
- [78] Castro, J., Geraghty, D., Honkanen, S., Greiner, C., Iazikov, D., Mossberg, T., Demonstration of mode conversion using anti-symmetric waveguide Bragg gratings, *Optics Express*, 13, 4180-4184, 2005.
- [79] Castillo, J., Castro, J., Kostuk, R., Geraghty, D., Study of Multichannel Parallel Anti-Symmetric Waveguide Bragg Gratings for Telecom Applications, *Photonics Technology Letters*, 19, 85-87, 2007.
- [80] Kurz, J., Huang, J., Xie, X., Saida, T., Fejer, M., Mode multiplexing in optical frequency mixers, *Optics Letters*, 29, 551-553, 2004.
- [81] Pruessner, M., Khurgin, J., Stievater, T., Rabinovich, W., Bass, R., Boos, J., Urick, V., Demonstration of a mode-conversion cavity add-drop filter, *Optics Letters*, 36, 2230-2232, 2011.
- [82] Kosaka, H., Kawashime, T., Tomita, A., Notomi, M., Tamamura, T., Sato, T., Kawakami, S., Selfcollimating phenomena in photonic crystals, *Applied Physics Letters*, 74, 1212-1214, 1999.
- [83] Rumpf, R. C., Pazos, J., Synthesis of spatially varying lattices, *Optics Express*, 20, 15263-15274, 2012.
- [84] Vasic, B., Isic, G., Gajic, R., Hingerl, K., Coordinate transformation based design of confined metamaterial structures, *Physical Review B*, 79, 085103, 2009.
- [85] Selvanayagam, M., Eleftheriades, G. V., Experimental demonstration of active electromagnetic cloaking, *Physical Review X*, 3, 041011, 2013.
- [86] Schurig, D., Mock, J. J., Justice, B. J., Cummer, S. A., Pendry, J. B., Starr, A. F., Smith, D. R., Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies, *Science*, 314, 977-980, 2006.
- [87] Cai, W., Chettiar, U. K., Kildishev, A. V., Shalaev, V. M., Optical cloaking with metamaterials, *Nature Photonics*, 1, 224-227, 2007.
- [88] Gharghi, M., Gladden, C., Zentgraf, T., Liu, Y., Yin, X., Valentine, J., Zhang, X., A carpet cloak for visible light, *Nano Letters*, 11, 2825-2828, 2011.

- [89] Mortensen, N. A., Sigmund, O., Breinbjerg, O., Prospects for poor-man's cloaking with low-contrast alldielectric optical elements, *Journal of European Optical Society Rapid Publications*, 4, 09008, 2009.
- [90] Gaillot, D. P., Croënne, C., Lippens, D., An all-dielectric route for terahertz cloaking, *Optics Express*, 16, 3986–3992, 2008.
- [91] Valentine, J., Li, J., Zentgraf, T., Bartal, G., Zhang, X., An optical cloak made of dielectrics, *Nature Materials*, 8, 568–571, 2009.
- [92] Gabrielli, L. H., Cardenas, J., Poitras, C. B., Lipson, M., Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies, *Nature Photonics*, 3, 461–463, 2009.
- [93] Yan, M., Ruan, Z. C., Qiu, M., Cylindrical invisibility cloak with simplified material parameters is inherently visible, *Physical Review Letters*, 99, 233901, 2007.
- [94] Ruan, Z. C., Yan, M., Neff, C. W., Qiu, M., Ideal cylindrical cloak: perfect but sensitive to tiny perturbations, *Physical Review Letters*, 99, 113903, 2007.
- [95] Ergin, T., Stenger, N., Brenner, P., Pendry, J. B., Wegener, M., Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths, *Science*, 328, 337–339, 2010.
- [96] Serebryannikov, A. E., Usik, P. V., Ozbay, E., Non-ideal cloaking based on Fabry-Perot resonances in singlelayer high-index, *Optics Express*, 17, 16869–16876, 2009.
- [97] Serebryannikov A. E., Ozbay, E., Non-ideal multifrequency cloaking using strongly dispersive materials, *Physica B*, 405, 2959–2963, 2010.
- [98] Howell, J. C., Howell, J. B., Choi, J. S., Amplitude-only, passive, broadband, optical spatial cloaking of very large objects, *Applied Optics*, 53, 1958–1963, 2014.
- [99] Chen, H., Zheng, B., Shen, L., Wang, H., Zhang, X., Zheludev, N. I., Zhang, B., Ray-optics cloaking devices for large objects in incoherent natural light, *Nature Communications*, 4, 3652, 2013.
- [100] Pendry, J. B., Negative refraction makes a perfect lens, *Physical Review Letters*, 85, 3966, 2000.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : ÖNER, Bilgehan Barış
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 29.04.1991 Ankara
Medeni hali : Bekar
Telefon : 0 (312) 292 41 23
Faks : 0 (312) 292 41 80
e-mail : boner@etu.edu.tr
bilgehan.oner@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Lisans	TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi	Aralık 2012
Yüksek Lisans	TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi	Nisan 2015

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2013-2015	TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi	Burslu Yüksek Lisans Öğrencisi

Yabancı Dil

İngilizce
Almanca

Yayınlar

Uluslararası hakemli dergilerde yayımlanan makaleler

- [1] Kurt, H., Oner, B. B., Turduev, M., Giden, I. H., Modified Maxwell fish-eye approach for efficient coupler design by graded photonic crystals, *Optics Express* 20, 22018-22033, 2012.
- [2] Oner, B. B., Turduev, M., Giden, I. H., Kurt, H., Efficient mode converter design using asymmetric graded index photonic structures, *Optics Letters*, 38, 220-222, 2013.
- [3] Oner, B. B., Turduev, M., Kurt, H., High efficiency beam bending using graded photonic crystals, *Optics Letters*, 38, 1688-1690, 2013.
- [4] Turduev, M., Oner, B. B., Giden, I. H., Kurt, H., Mode transformation using graded photonic crystals with axial asymmetry, *Journal of Optical Society of America B*, 30, 1569-1579, 2013.
- [5] Can, M. G., Oner, B. B., Kurt, H., Optical analysis of human eye using electromagnetic wave theory. *Journal of Biomedical Optics*, 18, 105006, 2013.
- [6] Oner, B. B., Can, M. G., Kurt, H., Dual polarized broadband and all dielectric partial cloaking using stacked graded index structures, *Optics Express*, 22, 20457-20462, 2014.
- [7] Can, M. G., Oner, B. B., Kurt, H., Polarization Independent Photonic Crystal Fabry-Perot Cavity, *IEEE Photonics Technology Letters*, 27, 113-116, 2014.
- [8] Oner, B. B., Ustun, K., Kurt, H., Okyay, A. K., Turhan-Sayan, G., Large bandwidth mode order converter by differential waveguides, *Optics Express*, 2015.

**Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitabında (Proceeding)
basılan bildiriler**

Sözlü Sunum

- [9] Oner, B. B., Turduev, M., Giden, I. H., Kurt, H., Enhancing Light Manipulation by Graded Index Photonic Crystal Media, OWTNM The 21st International Workshop on Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling, 2013.
- [10] Oner, B. B., Can, M. G., Kurt, H., Partial Cloaking by Graded Index Photonic Crystals, SPIE Photonics Europe Photonics, Optics, Lasers, Micro- and Nanotechnologies, 2014.
- [11] Can, M. G., Oner, B. B., Kurt, H., Polarization Independent Nanobeam Cavity Tuning Using Annular Photonic Crystals, SPIE Photonics Europe Photonics, Optics, Lasers, Micro- and Nanotechnologies, 2014.
- [12] Oner, B. B., Can, M. G., Kurt, H., Broadband Directional Cloaking using Graded Index Structures, ICTON, 2014.
- [13] Oner, B. B., Ustun, K., Kurt, H., Broadband One Way Propagation via Dielectric Waveguides with Unequal Effective Index, IEEE Photonics Conference, 2014.
- [14] Gayur, E. M., Oner, B. B., Kurt, H., Enhanced Sub-wavelength Focusing by Tilted and Modified Graded Index Medium, IEEE Photonics Conference, 2014.
- [15] Oner, B. B., Can, M. G., Kurt, H., Nano-beam cavity design with randomly located reflectors, AES 2014 Symposium, Hangzhou, 2014.

Poster Sunumu

- [16] Oner, B. B., Turduev, M., Giden, I. H., Kurt, H., Modified Maxwell fish-eye lens design for enhanced light coupling efficiency by graded photonic crystals, VIII. Nanoscience and Nanotechnology Congress, 2012.
- [17] Can, M. G., Oner, B. B., Kurt, H., Numerical Modeling of Human Eye with Electromagnetic Approach, OWTNM The 21st International Workshop on Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling, 2013.

- [18] Turduev, M., Oner, B. B., Kurt, H., Giden, I. H., Efficient coupling by GRIN photonic crystals: modified maxwell fish-eye lens approach, 4th International Topical Meeting on Nanophotonics and Metamaterials, 2013.