



**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**KATI ÖZLÜ FOTONİK KRİSTAL FİBERLERDE DALGA
YAYILIM KARAKTERİSTİKLERİNİN İYİLEŞTİRİLMESİ İÇİN
FİZİKSEL VE OPTİK PARAMETRELERİN BELİRLENMESİ**

**Hazırlayan
Halime DEMİR İNCİ**

**Danışman
Prof. Dr. Sedat ÖZSOY**

Doktora Tezi

**Ocak 2012
KAYSERİ**

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**KATI ÖZLÜ FOTONİK KRİSTAL FİBERLERDE DALGA
YAYILIM KARAKTERİSTİKLERİNİN İYİLEŞTİRİLMESİ İÇİN
FİZİKSEL VE OPTİK PARAMETRELERİN BELİRLENMESİ**

**Hazırlayan
Halime DEMİR İNCİ**

**Danışman
Prof. Dr. Sedat ÖZSOY**

**Bu çalışma; Erciyes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi tarafından
FBT-07-62 kodlu proje ile desteklenmiştir.**

**Ocak 2012
KAYSERİ**

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK

Bu çalışmadaki tüm bilgilerin, akademik ve etik kurallara uygun bir şekilde elde edildiğini beyan ederim. Aynı zamanda bu kural ve davranışların gerektirdiği gibi, bu çalışmanın özünde olmayan tüm materyal ve sonuçları tam olarak aktardığımı ve referans gösterdiğimi belirtirim.

Adı-Soyadı: Halime DEMİR İNCİ

İmza :



YÖNERGEYE UYGUNLUK

Katı Özlü Fotonik Kristal Fiberlerde Dalga Yayılım Karakteristiklerinin İyileştirilmesi İçin Fiziksel ve Optik Parametrelerin Belirlenmesi adlı Doktora tezi, Erciyes Üniversitesi Lisansüstü Tez Önerisi ve Tez Yazma Yönergesi'ne uygun olarak hazırlanmıştır.

Tezi Hazırlayan

Halime DEMİR İNCİ



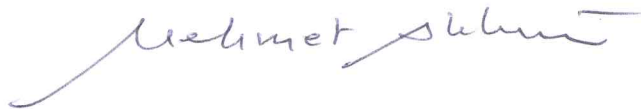
Danışman

Prof. Dr. Sedat ÖZSOY



FİZİK ABD Başkanı

Prof. Dr. Mehmet AKKURT



Prof. Dr. Sedat ÖZSOY danışmanlığında **Halime DEMİR İNCİ** tarafından hazırlanan “**Katı Özlü Fotonik Kristal Fiberlerde Dalga Yayılım Karakteristiklerinin İyileştirilmesi İçin Fiziksel ve Optik Parametrelerin Belirlenmesi**” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Doktora** tezi olarak kabul edilmiştir.

20 / 01 / 2012

(Tez savunma sınav tarihi yazılacaktır.)

JÜRİ:

Danışman : Prof. Dr. Sedat ÖZSOY
 Üye : Prof. Dr. Sezai ELAGÖZ
 Üye : Prof. Dr. Mustafa KESKİN
 Üye : Prof. Dr. Mehmet AKKURT
 Üye : Prof. Dr. Enise AYYILDIZ

Sedat ÖZSOY

M. Keskın

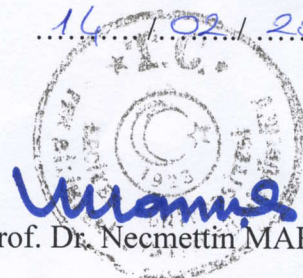
Mehmet Akkurt

Enise Ayyıldız

ONAY:

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 14/02/2012 tarih ve 2012/09-27 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

14/02/2012



Prof. Dr. Necmettin MARAŞLI

Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Hazırlamış olduğum bu tez çalışmasının her aşamasında engin bilgi ve tecrübesiyle her türlü destek ve yardımı sağlayan; titiz, sabırlı ve anlayışlı tutumuyla her konuda bana rehberlik yapan ve hayatım boyunca örnek alacağım değerli hocam Sayın Prof. Dr. Sedat ÖZSOY'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalışmasını, sonsuz bir fedakârlık, şefkat, merhamet ve sevgiyle hayatımın her anında yanımda olan çok kıymetli sevgili annem Neriman DEMİR'e armağan ediyorum.

Tez yazımı sırasındaki yardımlarından ve manevi desteğinden dolayı eşim İlyas İNCİ'ye teşekkür ederim.

KATI ÖZLÜ FOTONİK KRİSTAL FİBERLERDE DALGA YAYILIM KARAKTERİSTİKLERİNİN İYİLEŞTİRİLMESİ İÇİN FİZİKSEL VE OPTİK PARAMETRELERİN BELİRLENMESİ

Halime DEMİR İNCİ

Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Doktora Tezi, Ocak 2012

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Sedat ÖZSOY

ÖZET

Burada ilk olarak, dairesel hava boşluklarının hegzagonal örgüsünden bir tek hava boşluğu kaldırılması ile oluşan katı özlü fotonik kristal fiberler, sabit hava boşluğu çapı $d = 0.84 \mu m$ ve sabit adım uzunluğu $\Lambda = 4.2 \mu m$ için farklı d/Λ oranlarında incelendi. Bu yapının tek mod sınırı, etkin mod alanı ve dispersiyon özellikleri ele alındı. Daha sonra, dairesel hava boşluklarının hegzagonal örgüsünden 7 hava boşluğu kaldırılması ile oluşan katı özlü fotonik kristal fiberler, farklı d/Λ oranlarında sabit hava boşluk çapı ve sabit adım uzunluğu için ayrı ayrı incelendi. Her iki yapı için, dispersiyonlar ve etkin mod alanları elde edildi ve karşılaştırıldı. Ayrıca her iki yapı için tek mod bölgesi de tartışıldı.

Kare örgülü fotonik kristalin merkezinden 9 hava boşluğunun kaldırılmasıyla elde edilen büyük katı özlü fotonik kristal fiber tasarımı sabit hava boşluğu çapı ve hava boşluklarının sabit adım uzunluğu için incelenmiştir. Fiber karakteristikleri her iki yapı için hesaplandı ve sonuçlar karşılaştırıldı. Hesaplamalarda etkin indisler için düzlem dalga açılım yöntemi kullanıldı. Etkin V-parametresini ve etkin mod alanını elde etmek için sırasıyla basamak indisli fiber ve Gaussian mod profili yaklaşımlarını kullandık. Son olarak, dairesel ve kare şekilli hava boşlukları olan katı özlü kare örgülü fotonik kristal fiberler ayrı ayrı incelendi. V-parametresi, basamak indisli fiber yaklaşımı kullanılarak değerlendirildi ve incelenen yapılar için nümerik açıklıklar hesaplandı. Kare şekilli hava boşluklarına sahip yapının etkin öz yarıçapını değerlendirmek için hava dolma kesrine dayalı bir yaklaşım kullanıldı.

Anahtar Kelimeler: Fotonik kristal fiber, Tek mod sınırı, Dispersiyon, Etkin mod alanı, Hapsedilme Kaybı.

**DETERMINATION OF PHYSICAL AND OPTICAL PARAMETERS FOR
IMPROVING THE WAVE PROPAGATION CHARACTERISTICS IN SOLID
CORE PHOTONIC CRYSTAL FIBERS**

Halime DEMİR İNCİ

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

Ph. D. Thesis, January 2012

Thesis Supervisor: Prof. Dr. Sedat ÖZSOY

ABSTRACT

In this thesis, first solid core photonic crystal fibers which are produced by omitting one air-hole in the hexagonal lattice of circular air-holes have been investigated for the fixed air-hole diameter of $d = 0.84 \mu\text{m}$ and for the fixed pitch length of $\Lambda = 4.2 \mu\text{m}$ at the different d/Λ ratios. The single-mode limit, effective mode area and dispersion properties of this structure have been considered. Then, the solid core photonic crystal fibers which are produced by omitting seven air-hole in the hexagonal lattice of circular air-holes have been investigated for fixed air-hole diameter and fixed pitch length at the different d/Λ ratios. The dispersions and effective mode areas have been obtained and compared for both structures. Also, the single mode region has been discussed.

A large solid core photonic crystal fiber design comprised by omitting nine air-holes at the center of square lattice photonic crystal has been investigated for the fixed air-hole diameter and for the fixed pitch length of air-holes. The fiber characteristics have been calculated for both structures, and the results are compared. In the calculations, the plane-wave expansion method has been used for effective indices. We have utilized the step-index fiber and Gaussian mode profile approximations for obtaining the effective V-number and the effective mode area, respectively. Finally, we have studied solid-core square lattice PCFs with circular and square shaped air-holes. We have estimated the V-parameter by using the step-index fiber approximation and the numerical apertures have been calculated for the structures considered. In order to estimate the effective core radius of the structure with the square shaped air-holes, an approximation has been used which is based on air-filling fraction.

Keywords: Photonic crystal fiber, Single mode limit, Dispersion, Effective mode area, Confinement Loss.

İÇİNDEKİLER

KATI ÖZLÜ FOTONİK KRİSTAL FİBERLERDE DALGA YAYILIM KARAKTERİSTİKLERİNİN İYİLEŞTİRİLMESİ İÇİN FİZİKSEL VE OPTİK PARAMETRELERİN BELİRLENMESİ

	<u>Sayfa</u>
BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK SAYFASI	ii
YÖNERGEYE UYGUNLUK SAYFASI	iii
KABUL VE ONAY SAYFASI	iv
TEŞEKKÜR	v
ÖZET	vi
ABSTRACT	vii
İÇİNDEKİLER	viii
KISALTMA ve SİMGELER	x
TABLolar LİSTESİ	xii
ŞEKİLLER LİSTESİ	xiii
GİRİŞ	1

1. BÖLÜM

FOTONİK KRİSTAL FİBERLERİ MODELLEMEDE KULLANILAN YÖNTEMLER

1.1. Giriş	14
1.2. Düzlem Dalga Metodu	22
1.2.1 Teorik Model	23
1.3. Sonlu Eleman Metodu	26
1.3.1 Yayılan Mod Probleminin Formülasyonu	26
1.3.2 Yayılan Mod Probleminin Sonlu Eleman Metodu ile Çözülmesi	27
1.3.3 Mükemmel Uyumlu Tabakalar Sınır Şartı	30

2. BÖLÜM

KATI ÖZLÜ FOTONİK KRİSTAL FİBER TASARIMLARI

2.1. Giriş	34
2.2. Hekzagonal Örgüde Dairesel Bir Tek Hava Boşluğunun Kaldırılmasıyla Oluşan Katı Özlü Yapı	38
2.3. Hekzagonal Örgüde Dairesel Yedi Hava Boşluğunun Kaldırılmasıyla Oluşan Katı Özlü Yapı.....	48
2.4. Kare Örgüde Dairesel Dokuz Hava Boşluğunun Kaldırılmasıyla Oluşan Katı Özlü Yapı	57
2.5. Dairesel ve Kare Hava Boşluklarına Sahip Kare Örgülü FKF'lerin Karşılaştırılması	69

3. BÖLÜM

SONUÇ VE GELECEK ÇALIŞMALAR

3.1. Sonuç ve Gelecek Çalışmalar	81
--	----

KAYNAKLAR	85
-----------------	----

ÖZGEÇMİŞ

KISALTMALAR VE SİMGELER

<u>Sembol</u>	<u>Anlamı</u>	<u>Birimi</u>
TİY	Toplam iç yansıma	--
TMF	Tek modlu fiber	--
FKF	Fotonik kristal fiber	--
FBA	Fotonik bant aralığı	--
NA	Nümerik açıklık	--
MOF	Mikroyapılandırılmış optik fiber	--
KF	Kristal fiber	--
BF	Boşluklu fiber	--
PWM	Düzlem dalga metodu	--
FEM	Sonlu eleman metodu	--
SCM	Süper hücre yöntemi	--
LFM	Yerelleşmiş fonksiyonlar yöntemi	--
HG	Hermite Gaussian	--
SEIM	Skaler etkin indis metodu	--
FVEIM	Tam vektörel etkin indis metodu	--
FDTD	Sonlu fark zaman bölgesi	--
BEM	Sınır eleman metodu	--
PML	Mükemmel uyumlu tabakalar	--
TMF	Tek modlu fiber	--
GA-TMF	Genişletilmiş alanlı tek modlu fiber	--
ÇBÖ	Çift biçimli öz	--
FF	Florin katkılama	--
BMA-FKF	Büyük mod alanlı fotonik kristal fiber	--
KÖ-FKF	Kare örgülü fotonik kristal fiber	--
GHD	Grup hızı dispersiyonu	--
BİF	Basamak indisli fiber	--
MA	Mod alanı	--
MAÇ	Mod alanı çapı	--
BİFY	Basamak indisli fiber yaklaşımı	--

d	Hava boşluklarının çapı (genişliği)	(μm)
Λ	Adım uzunluğu	(μm)
β	Yayımla sabiti	(rad/m)
n_{cl}	Yeleğin kırılma indisi	--
n_{co}	Özün kırılma indisi	--
ϵ	Dielektrik katsayısı (Permitivite)	($\text{C}^2/\text{N.m}^2$)
μ	Manyetik geçirgenlik katsayısı (Permeabilite)	(N/A^2)
ω	Açısal frekans	(rad/s)
λ_0	Serbest uzay dalgaboyu	(μm)
n_{eff}	Fiber içinde yayılan modun etkin kırılma indisi	--
A_{eff}	Etkin mod alanı	(μm^2)
V_{eff}	Etkin V parametresi	--
a_{eff}	Etkin öz yarıçapı	(μm)
w_{eff}	Mod alanı yarıçapı	(μm)
n_{FSM}	Temel uzay dolma modunun kırılma indisi	--
D	Dispersiyon	(ps/nm.km)
D_m	Malzeme dispersiyonu	(ps/nm.km)
D_w	Dalakılavuzu dispersiyonu	(ps/nm.km)
V_c	V parametresinin kesilim değeri	--
B	Çift kırıcılık	--
L_c	Hapsedilme kaybı	(dB/m)
f_{ss}	Kare boşluklu, kare örgülü FKF'in hava dolma kesri	--
f_{cs}	Dairesel boşluklu, kare örgülü FKF'in hava dolma kesri	--
a_{ss}	Kare boşluklu, kare örgülü FKF'in etkin öz yarıçapı	(μm)
a_{cs}	Dairesel boşluklu, kare örgülü FKF'in etkin öz yarıçapı	(μm)

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 2.1.	Sabit d için Λ değerleri [160].....	58
Tablo 2.2.	Sabit Λ için d değerleri [160].....	58
Tablo 2.3.	Sabit d 'li yapılar için çift kırıcılık değerleri [160].....	66
Tablo 2.4.	Sabit Λ 'li yapılar için çift kırıcılık değerleri [160].....	66
Tablo 2.5.	V sayısının kesilim değerleri [163].....	72

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil G.1.	300 nm'lik hava boşluk çapına ve 2.3 μm 'lik adım uzunluğuna sahip ilk katı özlü fotonik kristal fiberin enine kesitinin şematik gösterimi [40].....	5
Şekil G.2.	14.8 μm 'lik hava boşluk çapına ve 4.9 μm 'lik adım uzunluğuna sahip ilk boşluk özlü fotonik kristal fiberin enine kesitinin şematik gösterimi [50].....	6
Şekil 1.1.	(a) İki boyutlu Yee ağı. (b) Bir arayüzey etrafında ağ hücreleri.....	19
Şekil 1.2.	(a) Geleneksel üç boyutlu Yee gözü. (b) 2-boyutlu sıkı FDTD gözlü birim hücre.....	21
Şekil 1.3.	Yapay iki boyutlu sonsuz bir fotonik kristal. Fotonik kristal fiberin enine kesitine karşılık gelen birim hücre ve birim vektörler gösterilmektedir..	23
Şekil 1.4.	(a) Hesaplama domeni, (b) boşluk özlü fotonik kristal fiberin üçgenlere ayrılması.....	29
Şekil 1.5.	Farklı PML bölgelerinin şematik gösterimi, (1) Düzlem, (2) Kenar, (3) Köşe.....	32
Şekil 2.1.	Bir tek hava boşluğunun kaldırılması ile oluşan hegzagonal yapıya sahip katı özlü fotonik kristal fiberin enine kesiti [154].....	40
Şekil 2.2.	Hava boşluklarının sabit çapı için V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [154].....	41
Şekil 2.3.	1.55 μm dalgaboyunda sabit d için, V_{eff} , n_{eff} ve n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [154].....	42
Şekil 2.4.	Sabit adım uzunluğu için, V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [154].....	42
Şekil 2.5.	1.55 μm dalgaboyunda sabit adım uzunluğu için, V_{eff} , n_{eff} ve n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [154].....	43
Şekil 2.6.	Sabit boşluk çapı d (a) ve sabit adım uzunluğu Λ (b) için, kırılma indis farklarının $\Delta n = n_{\text{eff}} - n_{\text{FSM}}$ dalgaboyuyla değişimi [154].....	43
Şekil 2.7.	1.55 μm 'de $d/\Lambda = 0.1-0.9$ (a) ve $d/\Lambda = 0.2-0.9$ (b) için etkin mod alanı [154].....	44
Şekil 2.8.	Sabit adım uzunluğu Λ (a) ve sabit boşluk çapı d (b) için dispersiyonun	

	dalgaboyuyla değişimi [154].....	45
şekil 2.9.	1.55 μm dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) için iki boyutta şiddet profilleri.....	46
şekil 2.10.	$d/\Lambda = 0.3$ için hapsedilme kaybının dalgaboyu ile değişimi.....	47
şekil 2.11.	1.55 μm 'de sabit adım uzunluğu için hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi.....	47
şekil 2.12.	7-hava boşluğunun kaldırılması ile oluşan hegzagonal yapıya sahip katı özlü fotonik kristal fiberin enine kesiti [155].....	49
şekil 2.13.	Hava boşluklarının sabit çapı için n_{eff} ve n_{FSM} 'nin dalgaboyu ile değişimi [155].....	50
şekil 2.14.	Sabit adım uzunluğu için n_{eff} ve n_{FSM} 'nin dalgaboyu ile değişimi [155].....	50
şekil 2.15.	Hava boşluklarının sabit çapı için, dispersiyonun dalgaboyu ile değişimi [155].....	51
şekil 2.16.	Sabit adım uzunluğu için, dispersiyonun dalgaboyu ile değişimi [155].....	51
şekil 2.17.	Hava boşluklarının sabit çapı için, V parametresinin dalgaboyu ile değişimi [155].....	52
şekil 2.18.	Sabit adım uzunluğu için, V parametresinin dalgaboyu ile değişimi [155].....	53
şekil 2.19.	1.55 μm 'de sabit adım uzunluğu ve hava boşluklarının sabit çapı için n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [155].....	54
şekil 2.20.	1.55 μm 'de sabit adım uzunluğu ve hava boşluklarının sabit çapı için V parametresinin d/Λ ile değişimi [155].....	54
şekil 2.21.	1.55 μm 'de sabit adım uzunluğu ve hava boşluklarının sabit çapı için etkin mod alanının d/Λ ile değişimi[155].....	55
şekil 2.22.	1.55 μm dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) için iki boyutta şiddet profilleri.....	56
şekil 2.23.	$d/\Lambda = 0.3$ için hapsedilme kaybının dalgaboyu ile değişimi.....	56
şekil 2.24.	1.55 μm 'de sabit adım uzunluğu için hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi.....	57
şekil 2.25.	9 dairesel hava boşluğu kaldırılmış kare örgüli katı özlü FKF'in enine kesiti [160].....	58

Şekil 2.26.	Hava boşluklarının sabit çapı için 9 eksik hava boşluklu KÖ-FKF için dispersiyonun dalgaboyuyla değişimi [160].....	60
Şekil 2.27.	Sabit adım uzunluğu için 9 eksik hava boşluklu KÖ-FKF için dispersiyonun dalgaboyuyla değişimi [160].....	60
Şekil 2.28.	1.55 μm 'de, (a) hava boşluklarının sabit çapı ve (b) sabit adım uzunluğu için, dispersiyonun d/Λ ile değişimi [160].....	61
Şekil 2.29.	Hava boşluklarının sabit çapına sahip 9 eksik hava boşluklu KÖ-FKF için V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [160].....	61
Şekil 2.30.	Sabit adım uzunluklu 9 eksik hava boşluklu KÖ-FKF için V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [160].....	62
Şekil 2.31.	1.55 μm 'de sabit çap ve sabit adım uzunluğu için n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [160].....	63
Şekil 2.32.	1.55 μm 'de sabit çap ve sabit adım uzunluğu için V parametresinin d/Λ ile değişimi [160].....	63
Şekil 2.33.	Sabit adım uzunluğu (a) ve sabit boşluk çapı için (b) $d/\Lambda = 0.5$ 'e sahip yapıların elektrik alan profilleri [160].....	64
Şekil 2.34.	(a) Sabit adım uzunluğu (b) sabit boşluk çapı için $d/\Lambda = 0.9$ 'a sahip yapıların elektrik alan profillerininin x yönündeki değişimi [160].....	64
Şekil 2.35.	Aynı parametreler için FEM ve Marcuse formülünden elde edilen etkin mod alanlarının karşılaştırılması [160].....	65
Şekil 2.36.	1.55 μm 'de sabit çap ve sabit adım uzunluğu için etkin mod alanının d/Λ ile değişimi [160].....	66
Şekil 2.37.	1.55 μm dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) için iki boyutta şiddet profilleri.....	67
Şekil 2.38.	Sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) için hapsedilme kayıpları [160].....	68
Şekil 2.39.	1.55 μm dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) için hapsedilme kayıpları [160].....	68
Şekil 2.40.	Dairesel boşluklu (a) ve kare boşluklu (b) katı özlü FKF'lerin enine kesitleri [163].....	70
Şekil 2.41.	$\lambda = 0.9 \mu\text{m}$ (a) ve $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$ 'de (b) dairesel hava boşluklu yapıların ikinci mertebeli modu (n_{SOM}) ve uzay dolma modunun (n_{FSM}) kırılma	

	indisleri [163].....	72
Şekil 2.42.	$\lambda = 1.1 \mu\text{m}$ (a) ve $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$ 'de (b) kare hava boşluklu yapıların ikinci mertebeli modu (n_{SOM}) ve uzay dolma modunun (n_{FSM}) kırılma indisleri [163].....	73
Şekil 2.43.	Sabit adım uzunluğu $\Lambda = 4.2 \mu\text{m}$ (a) ve sabit boşluk çapı $d = 0.84 \mu\text{m}$ 'de (b) dairesel hava boşluklu yapılar için V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [163].....	73
Şekil 2.44.	Sabit adım uzunluğu $\Lambda = 4.2 \mu\text{m}$ (a) ve sabit boşluk çapı $d = 0.84 \mu\text{m}$ 'de (b) kare hava boşluklu yapılar için V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [163].....	74
Şekil 2.45.	$1.55 \mu\text{m}$ 'de sabit adım uzunluğu (a) ve sabit boşluk çapı (b) için, n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [163].....	75
Şekil 2.46.	Sabit adım uzunluğu (a) ve sabit boşluk çapı (b) için NA'nın dalgaboyu ile değişimi [163].....	76
Şekil 2.47.	$1.55 \mu\text{m}$ 'de sabit adım uzunluğu (a) ve sabit boşluk çapı (b) için NA'nın d/Λ ile değişimi [163].....	76
Şekil 2.48.	Dairesel hava boşluklu FKF'ler için, $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) iki boyutta şiddet profilleri.....	78
Şekil 2.49.	Kare hava boşluklu FKF'ler için, $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) iki boyutta şiddet profilleri.....	78
Şekil 2.50.	$d/\Lambda = 0.3$ için dairesel hava boşluklu yapının hapsedilme kaybının dalgaboyu ile değişimi.....	79
Şekil 2.51.	$1.55 \mu\text{m}$ 'de sabit adım uzunluğu için dairesel hava boşluklu yapıların hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi.....	79
Şekil 2.52.	$d/\Lambda = 0.3$ için kare hava boşluklu yapının hapsedilme kaybının dalgaboyu ile değişimi.....	80
Şekil 2.53.	$1.55 \mu\text{m}$ 'de sabit adım uzunluğu için kare hava boşluklu yapıların hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi.....	80

GİRİŞ

Son derece yüksek hızlarda, uzun mesafelerde ve kısa optiksel vurular (pals) şeklinde bilgi iletimi yapan optik fiberler, 20. y.y.'ın önemli teknolojik başarılarından biridir. Bu teknoloji, ilk olarak 1970'de düşük kayıplı, tek modlu dalgakılavuzlarından gelişmiş küresel telekomünikasyon ağının kilit bileşenleri olacak kadar şaşırtıcı oranda ilerleme kaydetmiştir. Optik fiberler aynı zamanda sensör teknolojisi, spektroskopi, metroloji ve tıp gibi telekom dışı pek çok alanda da yoğun olarak kullanılmaktadırlar [1-6]. Modern optik fiberler, optik kayıplar, optik nonlineerlik, grup hızı dispersiyonu ve polarizasyon etkileri arasında dikkatli bir tercih sunarlar. Yoğun araştırmalarla geçen 30 yıldan sonra bu fiberlerin sistem kapasitelerini ve fabrikasyon teknolojilerini ileri seviyelere götüren marjinal adımlar atılmıştır.

Optik dalgakılavuzlarının çalışma ilkesi, pek çok yıldır bilinen ve teknolojik açıdan kullanılan Toplam İç Yansıma (TIY) veya indis-kılavuzlama olarak adlandırılan fiziksel bir mekanizmayla [5, 7] ışığın kılavuzlanmasına dayanır. Dielektrik veya yarıiletkenlerden yapılmış bu dalgakılavuzlarında toplam iç yansımayı sağlamak için çevreleyici ortama göre daha yüksek kırılma indisine sahip bir öz gereklidir.

Günümüzde telekomünikasyon ağlarının bant genişliğinin yetersiz olduğu görülmüştür. Bunun nedeninin fiberin kendine özgü sınırlamaları olduğunun düşünülmesine rağmen çok daha önemli etkilerin sinyal kaynaklarının ve alıcıların sınırlı hızlarından kaynaklandığı görülmüştür. Bu nedenle uzun süredir, kaynak ve alıcıları geliştirmek için bant genişliğinin artırılması önemli bir konu olmuştur [7].

Yüksek hızlı elektronik ve opto-elektronikteki ilerleme ile birlikte bant genişliğini (temel olarak internet ve multimedya kullanımının yaygın hale gelmesiyle) üstel olarak arttırma gereği ortaya çıkmıştır. Daha yüksek yoğunluklu yeni veri yükleme metotlar şu

anda mevcuttur, fakat lineer olmayan etkiler, polarizasyon, mod dispersiyonu ve diğer etkiler nedeniyle daha fazla ilerleyememiştir.

1980'den bu yana bazı laboratuvarlardaki araştırmacılar ve mühendisler araştırmalarını, fotonik kristaller olarak bilinen yeni optiksel ortamları geliştirmek için, optik dalgaboyu ölçekli maddeleri yapabilme üzerine yoğunlaştırmışlardır. Fotonik kristaller, maddenin kendine has optiksel özelliklerini köklü olarak değiştiren düzenli bir biçimsel (morfolojik) mikroyapıya dayanırlar [8].

Fotonik kristaller ismi (veya fotonik bant aralıklı yapılar), yayılma yönüne bakılmaksızın elektromanyetik dalgaların kesin olarak yasaklı olduğu frekans aralıkları sergileyen periyodik maddeleri tanımlamak için kullanılır. Bu yasaklı frekans aralıkları, fotonik bant aralıkları olarak adlandırılır. Kendiliğinden yayınlama kontrolü için fotonik kristal kullanımının arkasındaki başlangıç fikri, bir yarıiletkende uyarılmış bir atomun ışımalı gevşemesi (radiative relaxation) veya bir elektron-boşluk çiftinin yeniden birleşiminin oluşması için yayınlanmış fotonun mevcut elektromanyetik durumlarının sayısının sıfırdan farklı olması gerektiğidir. Böylece eğer kristal, optiksel iletimlerin frekanslarını üst üste getiren fotonik bant aralıklarına sahip olacak şekilde tasarlanmışsa, atom ve eksitonların optiksel iletimleri temel olarak, bir fotonik kristal içinde yasaklı olmalıdır [5-7, 9-11]. Fotonik kristallerin, iyi tanımlanmış frekanslara sahip fotonların yayılımını yasaklayabilmedeki bu yetenekleri, yarıiletkenlerin elektronik özelliklerine açık bir benzerlik içermektedir [5, 7, 12-15] ve ayrıca elektronik bant aralıklı maddelere optiksel benzerliğe sahip olması, bu yapılara karşı büyük bir ilgiye neden olmuştur [16-24]. Fotonik kristallerle yarıiletkenler arasındaki benzerlik ilgi çekicidir. Her iki durumda da uzaysal ve periyodik olarak dağılmış potansiyel, foton ve elektron dalgaları için dispersion bağıntılarında yasaklı aralıkların açılmasına neden olur. Bununla birlikte, yarıiletkeni oluşturan atomların örgü düzenlemelerinden kaynaklanan ve periyodik olarak değişen elektrik potansiyelin elektronik bant aralıklarına neden olması gibi, fotonik kristallerde dielektrik fonksiyonunun periyodik bir dağılımı bant aralıklarının oluşmasına neden olur.

Gerçekte, yarıiletkenlerin bant yapısı, elektronlar ve kristal örgü tarafından oluşturulan potansiyeldeki periyodik değişimler arasındaki etkileşmelerin sonucudur. Periyodik potansiyel için Schrödinger dalga denklemini çözerek yasaklı bantlarla ayrılmış elektron

enerji durumları elde edilir. Dielektrik katsayısındaki (yani kırılma indisinde) periyodik değişimleri, elektrik potansiyeldeki değişimler yerine yazarak ve manyetik alan için klasik dalga denklemini Schrödinger denklemiyle değiştirerek fotonik kristallerde fotonik bant aralıkları elde edilebilir [25]. Silikon ve diğer yarıiletkenlerde elektronik bant aralıklarından faydalanmanın elektronik üzerindeki oldukça büyük etkisini gözönünde bulundurarak, fotonik kristallerden faydalanmanın da fotonik alanına önemli bir etki yapması beklenmektedir [21-23, 26]. Toronto Üniversitesi'nden Sajeew John ve Bell Communications Research'den Eli Yablonovitch tarafından 1987'de orijinal olarak öngörülen fotonik bant aralığı [5, 7, 10, 12, 27], 1990'ların başlarında optik alanında gerçekten güncel bir konu olmuştur.

Fotonik bant aralığı etkisinin başlangıç çalışmaları, doğrudan dalgakılavuzlamayla ilgili olmayıp, gelecekteki optiksel elemanlarda ışığın oldukça arttırılmış yerleştirilmesi problemiyle kesinlikle ilgilidir. Bu ise fotonik bant aralığına dayanan yeni fikirlerin ortaya çıkmaya başladığı, 1980'lerin sonlarından 1990'ların başlarına kadar pek çok araştırmacının, öncelikli olarak bu fikirlerin oldukça garip ve çok ilginç olmalarına rağmen pratik uygulamalara oldukça uzak olduklarını söylemelerini muhtemelen doğrular.

Bugün fotonik kristal dalgakılavuzları, hem düzlemsel hem de fiber uygulamaları için incelenmektedirler [6, 21, 28, 29]. Düzlemsel fotonik kristal dalgakılavuzları 90° keskin bükülmeler etrafında ışığın kayıpsız iletimini sağlayan çekici bir potansiyele sahip olup büyük ölçekli tümleşik fotonikte [30] bir anahtar rolü üstlenebilmektedirler. Düzlemsel yapılardan farklı olarak, fotonik kristal dalgakılavuzları, sadece makul değişikliklerle geleneksel fiber üretim teknikleri kullanılarak fiber biçiminde üretilebilirler [31]. Doğal öz-yelek gereksinimlerini ve sınırlamalarını ortadan kaldıran fotonik kristal fiberler (FKF), radikal olarak yeni özellikler sergileyebilirler ve yüksek güçlü lazer dağıtımı, iletim penceresinin spektral yerleşimi ve veri iletim hızları gibi sınırları potansiyel olarak genişletebilirler.

Fotonik kristallerin elektromanyetik özelliklerinin ayarlanabilirliği, optik frekanslardan mikrodalga frekanslara kadar tüm elektromanyetik spektrum için kullanımlarını olanaklı kılar [32-34]. Son yıllarda fotonik kristaller, yani ışığın yayılımını kontrol etmede kullanılan periyodik yapılar üzerine yapılan araştırmalarda üstel bir artış görülmüştür [5,

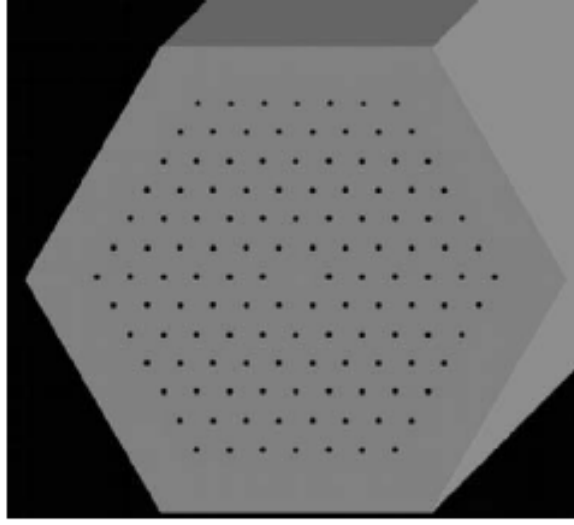
16] ve bu yapılar, fotonik bant aralığı etkisiyle, kovuklarda ve dalgakılavuzlarında ışığın yerleştirilmesine ve kontrolüne olanak sağlamışlardır [13, 28, 30, 35-40].

Kaiser ve arkadaşlarının [41] çalışmaları sayesinde silika dalgakılavuzu araştırmalarının ilk günlerinden bu yana, yelek bölgesinde hava boşluklarının oluşturulmasıyla ve bu hava boşluklarının fiberin ekseni boyunca uzatılmasıyla oluşan optik fiberler bilinmekteydi. Bu ilk çalışma, ilk olarak, tamamen silikadan yapılmış düşük kayıplı tek maddeli fiberleri açıklamıştır. Açıklanan yapılarda, çok küçük silika özler, hava içinde, silika ince köprülerle tutuluyordu.

1991'de CLEO/QELS (The Conference on Lasers and Electro-Optics and The Quantum Electronics and Laser Science) konferansı sırasında, Yablonovitch'in araştırmasıyla ilgilenen Philip Russell'in aklına çığırın bir fikir geldi [25]. Russell'in düşüncesi, cam içinde mikroskopik hava boşluklarının periyodik dalgaboyu ölçekli bir örgü olan yelekte iki boyutlu fotonik kristal oluşturarak, fiber boşluk özü içerisinde ışığı tuzağa düşürmektir. Temel prensip, tüm dalgaboyu ölçekli periyodik yapıların, gelen ışığın güçlü biçimde yansıtıldığı durdurucu bantlar olan aç ve renk bölgeleri sergiledikleri kelebek kanatlarındaki ve tavuskuşunun tüylerindeki rengin kaynağı ile aynıdır. Uygun bir biçimde tasarlandığında, tüm fiberin uzunluğu boyunca tekrarlanan fotonik kristal yelek, ışığın boşluk özden kaçmasını engeller. Bu yeni fiberler, fotonik kristallerin doğal olmayan özelliklerine dayandıkları için, fotonik kristal fiberler olarak adlandırılırlar.

Fotonik kristal yapıya sahip ilk fiber, Russell ve çalışma arkadaşları tarafından 1995'de gerçekleştirilmiştir [7, 31]. Çok ilginç bir araştırma alanı olsa bile ilk fotonik kristal fiber, Şekil G.1.'de gösterildiği gibi boşluk öze sahip değildir ve sonuç olarak, ilk FKF, fotonik bant aralığı ile optiksel hapsedmeyi gerçekleştirmez.

Gerçekte 1995'de, Russell ve arkadaşlarının çalışmasıyla [42], fotonik kristal fiber alanı kurulmuştur ve fiberin uzunluğu boyunca yerleştirilmiş birkaç yüz hava boşluğunun periyodik bir düzenlemesine sahip mikroyapılandırılmış fiberlerin gerçekleştirilmesi gösterilmiştir [31, 41-43]. Russell ve arkadaşlarının başlangıçtaki amaçları, fotonik bant aralığı etkisini kullanarak ışığı kılavuzlayabilen fiberleri gerçekleştirmektir [44].

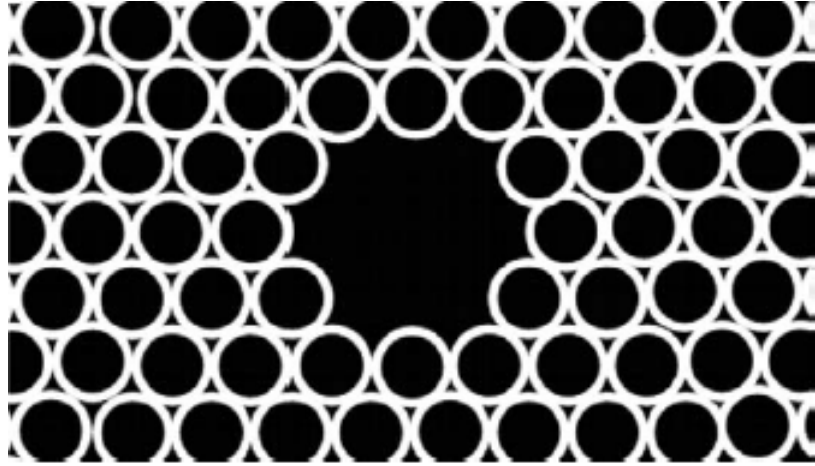


Şekil G.1. 300 nm'lik hava boşluk çapına ve 2.3 μm 'lik adım uzunluğuna sahip ilk katı özlü fotonik kristal fiberin enine kesitinin şematik gösterimi [31].

Fakat hava boşlukları, fotonik bant aralığını gerçekleştirmede temel olan büyük hava dolma kesrini sağlamak için oldukça küçüktüler. Üretilen ilk fiberler, yelek yapısında hava boşluklarının üçgensel düzenlemesini ve fiber özünü oluşturmak için bir tek eksik hava boşluğunun kullanılmasından oluşuyordu. Bu fiberler, ışığı etkin olarak kılavuzlamalarının yanı sıra ışığı nispeten daha kolay bağlaştırebiliyorlardı (çiftleyebiliyorlardı) [42]. Bununla birlikte ilk olarak, çalışma prensibi fotonik bant aralığı etkisine dayanmayan ve yelek yapısının etkin indisine ile kıyaslandığında özün daha yüksek kırılma indisine sahip olması nedeniyle modifiye edilmiş indis kılavuzlamanın bir türü ile ışığı kılavuzlayabilen fiberler gerçekleştirilmiştir [45]. Ölçümler, bu katı özlü fiberin, geniş bir dalgaboyu bölgesinde sadece temel modun iletildiği tek modlu bir dalgakılavuzu oluşturduğunu göstermiştir. Diğer taraftan, ilk fotonik kristal fiberde, öz bölgesinde katkılama elementlerinin yokluğu nedeniyle iç kayıplar çok düşüktür ve silika öz, geleneksel tek modlu fiberlere (TMF) göre hemen hemen on kat daha büyük bir alana sahiptir. Böylece FKF, optiksel güç seviyelerinde bir artışa izin verir. Geleneksel optik fiberlerle benzerliği olmasına rağmen, indis-kılavuzlayıcı fotonik kristal fiberler, önemli farklılıklar sergilerler ve şimdilerde önemli araştırmaların konusu olmuştur [6, 45-47]. İndis-kılavuzlayıcı fotonik kristal fiberler için süreç hızlı bir biçimde elde edilirken, gerçek bir fotonik bant aralığı kılavuzlamasına sahip fiberlerin gerçekleştirilmesi başlangıçta, gerekli boyutlarda yeteri kadar büyük hava boşluklarına sahip üçgensel fotonik kristal yelek yapılarının

gerçekleştirilmesindeki zorluklar nedeniyle mümkün olmamıştır. İkinci bir sınırlayıcı faktör, fiber yapılarının diğer türlerini analiz etmede ve tasarlamada kullanılan tam nümerik araçların eksikliğidir. Fotonik kristal fiberlerin yelek yapısının karmaşık doğası, geleneksel fiber teorilerindeki metotların doğrudan kullanılmasını mümkün kılmaz. Fotonik bant aralıklı kılavuzlamaya sahip fiberlerin gerçekleştirilmesi için önemli bir dönüm noktası, tam bir nümerik metodun uygulanmasıdır. Bu metod kullanılarak, uygun boyutlarda fotonik bant aralığı etkisi gösteren yeni silika-hava fotonik kristal yapılar keşfedilmiştir [48] ve ilk olarak tamamen bant aralıklı kılavuzlamaya sahip fotonik kristal fiberlerin tasarımına ve daha sonra da deneysel olarak gerçekleştirilmesine izin verilmiştir [29, 49].

Russell ve grubu 1996'da, fotonik kristal fiber üretim tekniklerinin düzenli olarak incelendiği Bath Üniversitesi'ne taşındıktan sonra, 1999'da hapsedilmenin tamamen iki boyutlu fotonik bant aralığı ile sağlandığı ilk tek modlu boşluk özlü fiberi gerçekleştirmişlerdir (Şekil G.2'de görüldüğü gibi) [42-50].



Şekil G.2. $14.8 \mu m$ 'lik hava boşluk çapına ve $4.9 \mu m$ 'lik adım uzunluğuna sahip ilk boşluk özlü fotonik kristal fiberin enine kesitinin şematik gösterimi [50].

FKF'lerin istenen özellikleri, gerekli uygulamayı elde etmek için tasarım esnasında oldukça yüksek esneklik sunan boşluk çapı d ve iki hava boşluğunun merkezleri arasındaki uzaklık (adım uzunluğu) Λ ile tanımlanan tasarım parametreleri kullanılarak ayarlanabilmektedir. d , Λ ve boşluk sayısı N 'yi değiştirerek FKF'lerin dispersiyon,

sızma kaybı, tek mod bölgesi, nümerik açıklık ve etkin-mod alanı gibi özelliklerini kontrol etmek mümkündür.

Fotonik kristal yapı genellikle hava-dolma kesri veya d/Λ oranı ile tanımlanır. Bu oran, yüzde birkaçtan %90'a kadar değişirken adım uzunluğu değerleri tipik olarak $0.1\mu m$ ile $20\mu m$ değerleri arasındadır. Bu parametreleri ayarlayarak, kılavuzlanmış modun yayılma sabiti ve dolayısıyla uygun fiber modu, dispersiyon ve lineer olmayan özellikler kolayca değiştirilebilir. Bu nedenle, bu parametreler istenen uygulama ile uyumlu olarak tasarlanmalıdır. FKF'ler tarafından sağlanan tasarım imkanları, bu yeni fiber tiplerinin gelecek nesil denizaltı ve karasal iletim fiber gelişimi için en önemli adaylardan biri olarak ortaya çıkması anlamına gelmektedir.

Fotonik kristal fiberler (FKF)'de ışık, öz ve fotonik kristal yelek malzemesine bağlı olarak ya toplam iç yansımaya (TİY) ya da fotonik kristal bant aralığı (FBA) etkisi sayesinde kılavuzlanabilir [6, 27, 42, 44, 45, 51-53]. İndis kılavuzlayıcı FKF [5, 42], ışık kılavuzlaması modifiye edilmiş TİY'a bağlı olduğu için FKF'lerin en basit türünü temsil eder. Kılavuzlama mekanizması, modifiye olmuş olarak tanımlanır; çünkü yeleğin kırılma indisi standart optik fiberlerdeki gibi sabit bir değer değildir, fakat dalgaboyuyla önemli ölçüde değişmektedir. "Modifiye edilmiş toplam iç yansımaya ile kılavuzlama"da bahsedilen ortalama kırılma indisi, geometrik bir ortalama olmayıp boşlukları çevreleyici düzenlemenin bant yapısından elde edilen bir değerdir. Bu değer, mikroyapıda verilen bir frekans için β yayılma sabitinin mümkün olan en büyük değerine eşlik eden bir etkin indise karşılık gelir. Verilen bir frekansta, özel bir değer olan β_{\max} 'dan daha büyük bir β (dalga vektörünün boşlukların eksenine boyunca bileşeni) değerine sahip ışık, fiberin mikroyapılandırılmış kısmında yayılamaz [7]. Bu, basamak indisli fiberlerde $\beta > n_{cl}k_0$ 'ın geçerli olduğu, ışığın yelekte yayılamadığı durumdaki toplam iç yansımaya benzer. O zaman bir FKF'nin yeleğinin ortalama veya etkin indisi β_{\max} ile verilir. Fakat β_{\max} bir bant özelliği olduğu için, β_{\max} ve $\beta = \infty$ arasındaki bant aralığını sonlu β değerleriyle sınırlandırılmış diğer bir bant aralığından ayırmak kısmen başarılabilir. Böylece, modifiye edilmiş toplam iç yansımaya, bant aralıklı kılavuzlamanın özel bir durumu olarak da görülebilir. Bant aralıklarını kullanan diğer

"bant aralıklı kılavuzlama" ile tek önemli fark, frekansa veya yeleğin gerçek yapısına bakılmaksızın β_{\max} ve $\beta = \infty$ arasında bant aralığının daima mevcut olacağıdır [7].

İndis kılavuzlayıcı veya katı özlü FKF'lerde katı öz temel olarak, fotonik kristal içinde bir tane hava-boşluğunun eksiltilmesi gibi bir kusurun oluşturulmasıyla meydana gelir. Katı öz, fotonik kristal arka alanı ile aynı malzemedendir olduğu için yelek ile kıyaslandığında daha yüksek kırılma indisine sahip olduğu sonucuna varılabilir. Bu nedenle yeleğin mod indisi, farklı malzeme kullanılmadan ziyade yelek bölgesinde hava boşluklarının mikroyapılı düzenine sahip olmakla azaltılır.

Yüksek tasarım esnekliği, fotonik kristal fiberlerin belirgin özelliklerinden biridir. Özellikle, fiber enine kesitinde hava boşluklarının boyutları ve pozisyonları gibi geometrik özelliklerini değiştirerek, tamamen zıt özelliklere sahip fotonik kristal fiberler elde etmek mümkündür. Örneğin, küçük bir silika öze ve büyük hava boşluklarına yani enine kesitte yüksek hava dolma kesrine sahip FKF'ler, geleneksel optik fiberlerle karşılaştırıldığında daha iyi lineer olmayan özelliklere sahiptirler ve böylece, süper süreklilik eldesi (Super Continuum Generation) gibi pek çok uygulamada başarılı bir biçimde kullanılabilirler. Öte yandan, yüksek güç dağıtımında kullanışlı olan büyük mod alanı elde etmek için küçük hava boşluklu ve büyük adım uzunluklu fiberler tasarlanabilir. Standart fiberlerden farklı olarak, uygun geometrik özelliklere sahip FKF'ler, "sonsuz tek modlu" olabilirler. Bu ise, dalgaboyuna bakılmaksızın sadece temel modun kılavuzlanması anlamına gelir. Ayrıca, FKF özünde basit bir yolla önemli bir asimetri oluşturulabilir, böylece çok yüksek seviyede çift kırıcılığa sahip FKF'ler üretilebilir. Bununla birlikte, fotonik kristal fiber dispersiyon özellikleri, yüksek esneklikle ayarlanabilir. Bu da, ultra düzleştirilmiş veya güçlü negatif eğime sahip dispersiyon eğrileri elde etmenin yanı sıra sıfır dispersiyon dalgaboyunu görünür bölgeye doğru kaydırmayı mümkün kılar.

Işığı boşlukta kılavuzlayarak, böylece ışık ile madde arasındaki etkileşimlerde tüm doğal sınırlamaların üstesinden gelenebileceği, basamak indisli fiberlerle düşünülmemeyen dispersiyon özelliklerini başarmaya kadar hemen hemen her şeyin fotonik kristal fiberlerle yapılabileceği görülmüştür [7]. Bu imkanların keşfi, yüksek güç uygulamaları için optik fiberler, geleneksel olmayan dalgaboyu bölgeleri (örneğin, uzak kızılötesi, morötesi) için fiberler, devrimci optik fiber sensörleri, boşluk öze sahip

optik fiberler aracılığıyla kılavuzlama, aşırı derecede çok yönlü dispersiyon yönetimi ve düşük-eşikli lineer olmayan optik gibi fiber optik için tamamen yeni uygulama alanlarını mümkün kılmıştır [8, 12, 29, 50, 54, 55].

Enine periyodik yapının başlıca etkisi, fiber boyunca yayılma için etkin kırılma indisini değiştirmesidir ki bu, yeni dispersiyon özelliklerine neden olur [5]. Mikroyapılandırılmış fiberler, silikanın yanı sıra polimerler [56] ve soft camdan [57] da üretilmiştir. Yelek için fotonik bant aralıklı bir ortamı kullanmak, kusur ortamının kırılma indisine bakılmaksızın, belli bir frekanstaki yansımayı garanti eder. Böylece, fotonik kristal içindeki bir kusur, bir gaz (örneğin hava) veya boşluk gibi düşük kırılma indisli ortamlar da ışığı hapsedebilir ve kılavuzlayabilir. Boşlukta ışığı kılavuzlayan bir optik fiber, katı özlü fiberlere göre çok daha düşük mertebelerde soğurum kayıpları ve lineer olmayan etkilere sahip olup ayrıca bu yapılarda yüksek güçlü ışık kılavuzlama uygulamaları için, malzeme dispersiyonu ihmal edilebilir olacaktır. Gaz veya sıvılarda çok iyi hapsedilmiş ışığı kılavuzlama, fiber sensörlerin yeni bir ailesinin yanı sıra lineer olmayan fiberlerin yeni türlerinin üretimine de olanak sağlayacaktır [58].

Katı özlü FKF'lerde modifiye edilmiş toplam iç yansıma nedeniyle kılavuzlama, bant aralığı ile kılavuzlamadan çok daha kolay elde edilebilir. Şimdiye kadar bahsedilen fotonik kristal fiberlerle sunulan tüm yeni imkanlar, kılavuzlamanın boşluk özde gerçekleştirilmesi gerçeğine dayanır ve katı özlü fotonik kristalleri kullanan kılavuzlama ilk bakışta ilginç görünmeyebilir. Bununla beraber, katı özlü FKF'lerin ilk deneysel çalışması, bu fiberlerin geleneksel optik fiberlerle elde edilemeyen eşsiz özelliklere sahip olduklarını göstermiştir. Bunlar arasında en dikkat çekici olanı elbette, dalgaboylarının sonsuz bir bölgesi üzerinde tek modlu olabilme yetenekleridir [6, 42]. Diğer bir deyişle, bazı katı özlü FKF'ler için, öz boyutu ile karşılaştırıldığında dalgaboyu küçük ise sadece tek bir mod kılavuzlanır; bu ise küçük dalgaboyu-öz boyutu oranlarında çok modluluğun kaçınılmaz olduğu geleneksel fiberlerden temel olarak farklıdır [7]. Fiberin kullanılacağı dalgaboyu bölgesi çoğu kez oldukça dardır. Verilen bir dalgaboyları bölgesi için, keyfi olarak büyük bir öze sahip olan FKF, tek modlu olabilir. Tek modlu kılavuzlamanın temel olduğu telekomünikasyon alanında, eğer öz daha büyük yapılırsa, lineer olmayan etkilerin problem teşkil ettiği seviyelere erişen güç yoğunluğu olmaksızın daha yüksek güçler kullanılabilir, böylece tekrarlayıcılar arasındaki mesafe büyük oranda arttırılabilir.

Daha büyük boşluklar muhtemelen fiberi çok modlu yapar; boşluklar arasındaki aralıklar daha dar olur. Bu durum özün yelekteki silikadan çok daha şiddetli biçimde yalıtımına karşılık gelir. Daha küçük boşluklar tek modlu kılavuzlama sağlar ancak etkin indis farkındaki (veya etkin NA) azalma, fiberi bükülme kayıplarına karşı çok daha hassas kılar. Öz boyutunun ölçeklendirilmesinden tamamen farklı olarak, dalgaboyu-öz boyutu oranı küçük olmasa bile büyük indis farklılıkları nedeniyle modların özde çok iyi hapsedildikleri görülür. Bu, büyük dalgaboyu-öz boyutu oranlarında yelekteki alan kesrinin, öz ve yelek arasındaki kırılma indisinde görülen çok küçük fark nedeniyle ihmal edilebilir olduğu geleneksel fiberlerden yine farklıdır. Küçük özde iyi hapsedme, yüksek güç yoğunluklarını ve böylece vurgulanan lineer olmayan özellikleri olanaklı kılar.

Katı özlü FKF'lerin mümkün geniş parametre uzayı (boşlukların konumları, boyutları ve şekilleri veya eğer boşluklar yoksa dolgunun (insert) kırılma indisleri), yüksek indis farklılığı nedeniyle güçlü etkilere sahip olabilen dalgakılavuzu dispersiyonuna neden olur. Hemen hemen her dispersiyon eğrisi, doğru tasarıma sahip FKF'ler için kabul edilebilir görünür. Sonsuz tek modlu kılavuzlama ve ayarlanabilir dispersiyonun birlikteliği, büyük bir dalgaboyu bölgesi üzerinde aşırı düzleştirilmiş normal veya anormal dispersiyona sahip tek modlu fiberlerin yanı sıra, görünür bölgeye kaymış sıfır dispersiyon dalgaboyuna sahip tek modlu fiberlere ve anormal dispersiyona sahip katı özlü tek modlu FKF'lere öncülük etmiştir [58-62]. Ayarlanabilen dispersiyon iyi hapsedilmiş mod imkanı ile, geleneksel fiberlerle başarılması olanaksız olan ya da geleneksel fiberlerdekinden çok daha düşük güç eşiğine sahip umut verici lineer olmayan uygulamalarda artış sağlamıştır.

Pek çok FKF, öz rolü oynayan bir boşluk hariç diğer boşlukların bir düzenlemesinden oluşurlar. Genel olarak pratikte kullanılan boşlukların örgü simetrisi (çoğunlukla altı veya dört kat simetrisi), geleneksel optik fiberlerdeki gibi, temel modun çift dejenere olmasına neden olurlar [63]. Eğer öz, iki komşu boşluğa genişletilirse veya öz çevresindeki simetri iki kat simetriye indirgenirse (örneğin, tümüyle zıt iki boşluğun boyutlarını değiştirme yoluyla [64] veya eliptik boşluklarla [65]), dejenerasyon yükseltilir ve fiber çift kırıcı olur. Yani FKF, polarizasyon koruyucu olur [6]. Elde edilen çift kırıcılık, geleneksel polarizasyon koruyucu fiberlerdeki gerilmenin neden

olduğu çift kırılımdan daha büyük mertebede olabilir. Böylece, iki mod arasındaki çiftlenim oldukça azaltılır. Tek modlu tek polarizasyonlu fiberler aynı şekilde elde edilebilir.

Özetleyecek olursak, ilk bakışta, katı özlü FKF'ler boşluk öze sahip FKF'lerle kıyaslandığında geleneksel fiberlerden temelde farklı görünmemelerine rağmen, bu fiberlerin sundukları yeni olanaklar ve geleneksel fiberlerin performanslarını aşabildikleri pek çok alan, en az boşluk öze kılavuzlama kadar heyecan vericidir. Ayrıca, katı özlü FKF'lerdeki kılavuzlama, modifiye edilmiş toplam iç yansımaya ve çok geniş bir bant aralığının kullanımına dayandığı için, katı özlü FKF'lerde kılavuzlama, boşluk öze sahip FKF'lerden çok daha kolay gerçekleştirilir. Katı özlü ve boşluk öze sahip FKF'lerin her ikisi de, tam olarak farklı özellikler ve mümkün uygulamalarıyla tümüyle ümit verici yeni fiber çeşitleridir.

Böylece, fotonik kristalleri kullanan fiber alanı büyük oranda kabul görmüş ve dünya üzerinde pek çok araştırma grubu, boşluk veya katı öze, düzenli ya da düzensiz yapılaraya sahip fotonik kristal fiberlerin tüm çeşitlerini silikon veya polimer kullanarak çalışmaya başlamışlardır. Bu alanın önde gelenleri bu fiberlere Fotonik Kristal Fiberler-FKF (Photonic Crystal Fibers-PCF), Mikroyapılandırılmış Optik Fiberler (Microstructured Optical Fiber-MOF), Kristal Fiberler-KF (Crystal Fibers-CF), Boşluklu Fiberler-BF (Holey Fiber-HF) şeklinde her biri farklı yan anlamlara sahip olan farklı isimler vermişlerdir.

FKF üretimi için, chalcogenide [66], kurşun silikat [67], bizmut silikat [68], telluride camlar [57] ve çift polimerler [56] gibi geniş bir malzeme dizisi kullanılmıştır. Bu fiberlerin özleri, saf silikadan; katkılanmış silikadan; tellurid, bizmut ve kurşun silikat gibi yüksek lineer olmama özelliğine sahip camlardan; havadan; sıvılardan; hidrojen, zenon, asetilen ve metan gibi gazlardan oluşturulabilir. Farklı malzemelerin kullanılması fiber tasarımı için yeni bir serbestlik derecesi açar. Yığıma-ve-çekme tekniği [69], FKF üretiminde yaygın biçimde kullanılmaktadır, fakat düşük erime noktasına sahip yeni malzemelerin kullanılma imkanının, preform (ilk çubuk) üretimi için kılcal-boru yığımadan başka diğer tekniklerin kullanılmasını kolaylaştırdığını belirtmek önemlidir. Gerçekte, kalıptan basma [70], gömme-dökme (built-in-casting) [71] ve delme [72] gibi diğer teknikler önerilmiştir. FKF üretim sürecinde, yüksek

seviyeli esnekliğin yanı sıra yeni işlevsellikler, sonradan-işleme (postprocessing) [73] ile FKF'lere eklenebilir.

Fotonik kristal fiberlere olan ilgi, 1990'ların ortalarında ilk kez gerçekleştirilmelerinden bu yana, sadece akademik camiada değil aynı zamanda endüstriyel alanda da artarak devam etmektedir.

Bu çalışmada, katı özlü fotonik kristal fiberlerde dalga yayılım karakteristikleri üzerine fiziksel ve optik parametrelerin etkisini incelemek amacıyla farklı fotonik kristal fiber tasarımları yapılmıştır. İlk olarak fotonik kristal fiberlerin ortaya çıkışı ile bu fotonik kristal fiber fikri arkasındaki temel düşünce ve zaman içerisindeki gelişimlerinden bahsedilmiştir. Geleneksel optik fiberlerden fotonik kristal fiberlere kadar olan sürece değinilmiş ve fotonik kristal fiberlerin optik alanına getirdiği yenilikler, klasik fiberlere göre üstünlükleri, fiber alanındaki bazı sınırlamaların fotonik kristal fiberlerle nasıl giderilebileceği anlatılmıştır. Daha sonra, bu fiberlerin özelliklerini incelemek için geliştirilmiş analitik ve nümerik yöntemlerden bahsedilerek avantajları ile dezavantajlarına değinilmiştir. Bu yöntemlerden düzlem dalga metodu ve sonlu eleman metoduna dayanan ticari yazılımlarla nümerik hesaplamalar yapılmış ve bu fiberlerin karakteristik özellikleri incelenmiştir.

İkinci bölümde, fotonik kristal fiberlerin modal karakteristiklerini analiz etmek için geliştirilmiş Yerelleşmiş Fonksiyonlar, Süper Hücre, Etkin İndis, Multipol, Sonlu Farklar, Sonlu Fark Zaman Bölgesi, Sınır Eleman Metodu, Düzlem Dalga ve Sonlu Elemanlar yöntemlerinden bahsedilmiş ve bu tezde yapılan çalışmalarda kullanılan Düzlem Dalga Metodu ile Sonlu Elemanlar Metodu detaylı bir biçimde incelenmiştir.

Üçüncü bölümde, ilk olarak fotonik kristal fiberlerin en temel yapısı olan, dairesel hava boşluklu hegzagonal örgülü ve merkezinden bir tek dairesel hava boşluğunun kaldırılması ile oluşmuş öze sahip fotonik kristal fiber, farklı geometrik ve optik parametreler için incelenmiştir. Ayrıca aynı yapının merkezinden yedi hava boşluğu kaldırılarak ilk yapı ile kıyaslanmıştır. Hegzagonal yapı incelemesinden sonra aynı parametrelerle dairesel hava boşluklu kare örgülü yapılar ele alınmıştır. İlk olarak bu yapının merkezinden dokuz hava boşluğu kaldırılarak incelenmiştir. Daha sonra merkezinden tek hava boşluğu kaldırılmış ve kare hava boşluklu kare örgülü diğer yapı

ile karşılaştırmalı olarak incelenmiştir. Bu yapıların her birinin dispersiyon özellikleri, tek mod ve etkin alan davranışları farklı d/Λ oranları için sabit hava boşluk çapı (genişliği) ve sabit adım uzunluğu için ele alınmıştır. Yapılan tüm çalışmalarda, hava boşluklarının dört halkasından oluşan yelek yapısı kullanılmıştır.

1. BÖLÜM

FOTONİK KRİSTAL FİBERLERİ MODELLEMEDE KULLANILAN YÖNTEMLER

1.1. Giriş

Bu bölümde fotonik kristal fiberlerin modal karakteristiklerini analiz etmek için geliştirilmiş yöntemlerden [74] bahsedilecek ve bu tezdeki çalışmalarda kullanılan Düzlem Dalga Metodu (PWM, Plane Wave Method) ve Sonlu Elemanlar Metodu (FEM, Finite Element Method) detaylı bir biçimde ele alınacaktır.

Ancak çözüm metotlarına geçmeden önce yapılması gereken öncelikli iş problemi açık bir şekilde ifade etmektir. Kabaca söylenecek olursa bu, değişmezlik (invariantlık) eksenine sahip dielektrik yapılarda Maxwell eşitlikleri çözülerek açıklanabilir. Maxwell eşitliklerinin bahsetmeye değer iki önemli görünüşü vardır [35]: (a) Bu eşitlikler tam olarak çözülebilirler. Bir katıdaki güçlü şekilde etkileşen kompleks çok parçacık probleminden farklı olarak, lineer maddelere sahip olunan durumda fotonlar arasında karşılıklı bir etkileşim yoktur; bundan dolayı oldukça standart tek parçacık problemine geçilir. (b) Temel uzunluk skalası yoktur. Eğer dielektrik fonksiyonun frekansla değişimini ihmal edersek, bir uzunluk skalasında tasarlanmış fotonik kristal, herhangi bir diğer uzunluk skalasındaki kristal ile aynı kesirsel aralığa sahip olacaktır. Gerçekte, yayılan çözümler, yani t (zaman) ve z (invariant ekseni boyunca olan koordinat) bağımlılıkları $\exp i(\omega t - \beta z)$ formunda olan çözümler bulunmaya çalışılır. Burada ω ve β sırasıyla titreşim ve yayılma sabitleridir. Buradaki temel problem tüm (ω, β) çiftlerinin kullanılabilir olmamasıdır. Yayılım probleminin bir çözümü için çiftlerin seti, dispersiyon bağıntısı olarak adlandırılır ve dispersiyon eğrileri (ω, β) düzleminde çizilir. Makul (ω, β) çiftlerine eşlik eden elektromanyetik alan, yayılan mod olarak adlandırılır.

Bir çift bulmanın doğal bir şekli, ω veya β 'dan birini seçerek diğerini araştırmaktır. Bir parametrenin değerine bağlı olduğu böyle bir problem, spektral problem olarak adlandırılır. Burada ince bir soru ortaya çıkar: Problem, yani özel şartlara (sınır şartları, sonsuzda kabul edilmiş davranış vs.) sahip kısmi diferansiyel denklem için çözümü nasıl ifade edebiliriz? Fizikçiler için, denkleme ve sınır şartlarına uyan herhangi bir fonksiyon doğal olarak yeterlidir ve çeşitli formlarda verilebilir. Kesin analitik kapalı form biçiminde veya sonsuz seriler şeklinde değerler veren algoritmik veya nümerik çözümler aranabilir. Ayrıca, matematiksel karmaşıklık sık sık bir sorun olarak karşımıza çıkacaktır. Bizim problemimizde ve özellikle açık uzayda bir dielektrik dalgakılavuzu göz önüne alındığında, yayılan bir modun bir özdeğere yani ayrık spektrumdaki bir değere eşlik etmesi gerektiği için mod dikkatli bir şekilde tanımlanmalıdır. Burada, fonksiyonların sonsuz boyutlu vektör uzayının elemanları olduğu fonksiyonel analiz yapısının kullanılması zorunludur ve bir sayının ayrık, sürekli veya artık spektrumunda olup olmadığı sorusu fiziksel olarak anlamlıdır. Boşluklu fiberler durumunda, fiberin düşük indisli kısmında bir sinyalin yayılma davranışı, sızıntılı modlar problemini ortaya çıkarır. Bu modlar kompleks yayılma sabitlerine eşlik ederler ve burada tekrar yayılma modunun tam tanımı genelleştirilmelidir ve matematiksel olarak doğru bir şekilde yapılmalıdır.

Bu farklı yöntemler için kilit nokta, periyodik dielektrik yapı (ϵ) ve elektrik veya manyetik alanların tam olarak nasıl tanımlanabileceğidir [75]. Düzlem Dalga Yöntemi bu yöntemlerden en yaygın olarak kullanılanlardan birisidir [11, 35]. Bu yöntem, manyetik alan için tam-vektörel dalga denklemini (full-vector wave equation) çözer ve adından da anlaşılacağı gibi, alanın düzlem dalga açılımına ve konum bağımlı dielektrik sabitinin bir açılımına dayanır. Yöntem periyodik yapılara uygulamada çok genel bir doğaya sahiptir ve bir, iki ve üç boyutlu problemlere uygulanabilir. Bu özellik, fotonik kristallerin fotonik bant diyagramlarının hesaplanmasına izin verir. Periyodik yapıdaki bir kusur içerisinde yayılan modları bulmak gerektiğinde, periyodik yapının kendisi için, Floquet-Bloch teorisi çözümün genel formunu yarı-periyodik Bloch fonksiyonu olarak verir. Hücrenin basit geometrisinin bir sonucu olarak, çözümler Fourier serileri şeklinde yazılabilir.

Yapıda bir kusur olduğunda (yani, numunenin sonsuz tekrarında eksik bir eleman olduğu durum) periyodiklik bozulur ve Floquet-Bloch teorisi uygulanamaz [7]. Bununla birlikte, düzenli hücre tabakalarının sonlu bir takımı ile çevrelenmiş bir boş hücre ile bu kusurun doğru bir şekilde temsil edilebileceğine keyfi olarak karar verilir. Floquet-Bloch teorisinin uygulanabildiği fakat kusuru ve onun çevresini içeren çok daha büyük bir hücreye (yani bir süper hücreye) sahip bir periyodik yapıyı yeniden elde etmek için, bu kusurun ve onun çevresinin sonsuz bir şekilde tekrarlanabileceğine yine keyfi olarak karar verilir [6, 7, 76]. Süper Hücre Yöntemi (SCM, SuperCell Method) sadece, periyodik olmayan bir yapıyı yapay periyodik bir yapıyla değiştiren bir yaklaşımdır. Yöntem genellikle Fourier yöntemi ile birleştirilir; fakat Bloch çözümlerini bulabilen diğer nümerik süreçlerle (FEM gibi) kullanılamaz. Süper hücre yönteminde modal elektrik alan Hermite- Gaussian temel fonksiyonlarının ortogonal takımının toplamı olarak açılır.

Yerleşmiş Fonksiyonlar Yöntemi (LFM, Localized Function Method) [46, 77–79], kırılma indisi ve alan dağılımını Hermite-Gaussian (HG) fonksiyonu gibi yerleşmiş temel fonksiyonların toplamı şeklinde ifade ederek Maxwell eşitliklerinin bir özdeğer sistemi şeklinde yeniden düzenlenmesine dayanan bir yöntemdir ve üçgensel örgüye sahip FKF'lerin modellenmesi için geliştirilmiştir [80]. FKF'lerin kılavuzlanan modları, kusur oluşturarak elde edilen özün yakın çevresinde yerleşirler. Böylece alanları, öz çevresinde yerleşmiş fonksiyonların toplamı şeklinde göstererek kılavuzlanmış modları modellemek mümkündür [6]. Böyle bir yaklaşımın açık avantajı, temel fonksiyonların yaklaşık olarak seçilmiş bir takımı için, kılavuzlanmış modu doğru bir şekilde tanımlamada az sayıda fonksiyonun gerekli olmasıdır. Yöntemi tanımlamak için z eksenini boyunca ötelemeler altında değişmez olan bir ortamda Maxwell eşitlikleri, β yayılma sabitli bir özdeğer problemi olarak yeniden formüle edilir.

Enine modal elektrik alan, mod alanı, yayılma sabiti ve böylece dispersiyon ve çift kırılma özellikleri gibi fotonik kristal fiberlerin bazı özellikleri özdeğer eşitliğinden doğru bir şekilde hesaplanabilir. Bununla birlikte, temel fonksiyonların seçilme yöntemi, temel setin karakteristik genişliği ve açılım terimlerinin sayısı nümerik sonuçları belirleyecektir. Eğer terimlerin sayısı çok büyükse, önemli derecede zaman

gerekli olacaktır [75].

Birks ve arkadaşları [7], yüksek indisli öze ve üçgen örgülü yelege sahip fotonik kristal fiberlerin modal yayılım özelliklerini incelemeye elverişli nispeten basit bir nümerik yöntem önermişlerdir. Etkin İndis Yöntemi (EIM, Effective Index Method) adı verilen bu yöntemde, ilk olarak yeğin periyodik olarak tekrarlanmış boşluk-silika yapısı değerlendirilir ve daha sonra (bu yelek yapısının uygun dalga kılavuzlama özelliklerine dayanan) uygun olarak seçilmiş bir etkin kırılma indisine ile yeğin kırılma indisine değiştirilir [6, 7, 81]. Bu modelde, sonuçta elde edilen fiber, sırasıyla n_{co} ve n_{cl} kırılma indislerine sahip olan öz ve yelek bölgesinden oluşur [81]. Öz saf silikadır ve mikroyapılandırılmış yelek bölgesinin kırılma indisine, sonsuz yelek maddesinde yayılabilen en düşük mertebeli modun yayılma sabiti cinsinden verilir.

Etkin indis yöntemi [82], fotonik kristal fiberlerin geniş bantlı tek mod davranışını açıklamak için kullanılan ilk başarılı modeldir ve modifiye edilmiş toplam iç yansıma [83–85] ile ışığı kılavuzlayan indis kılavuzlayıcı fotonik kristal fiberlerin dispersiyonunu hesaplamak için kullanılmıştır. Enine periyodikliğe sahip fotonik kristaller, boyuna yayılan modu desteklerler. Bu modlar, enine yönde sonsuza uzandıkları için uzay dolma modları (space filling modes) olarak bilinirler. Etkin indis yönteminde, temel uzay dolma modunun modal indisine eşit kırılma indisine sahip bir ortam fotonik kristal yeğin yerini alır. Yöntem, Skaler Etkin İndis Yöntemi (SEIM, Scaler Effective Index Method) ve Tam Vektörel Etkin İndis Yöntemi (FVEIM, Full Vectoral Effective Index Method) şeklinde iki ana başlık altında incelenir. Etkin indis modelinde bir fotonik kristal, etkin yelek indisine sahip basamak indisli bir fiber olarak kabul edilir [82, 86].

Multipol Yöntemi 2001'den bu yana mikroyapılandırılmış optik fiberleri incelemek için kullanılmaktadır. Gerçekte, multipol yöntemleri, basamak indisli fiberlerdeki modları bulmak için kullanılan olağan yöntemlerin doğal bir uzantısıdır. Multipol yönteminde, alanlar Fourier-Bessel serilerine açılır ve genelleştirilmiş bir saçılma problemi çözülür [7]. Bu yöntem, mikroyapılandırılmış optik fiberlerin özelliklerinin incelenmesinde faydalı olan beş avantaja sahiptir [7]. Bunlar:

- Modun boyuna veya eksenel yayılım sabiti β kompleks olabilir ve bu çok

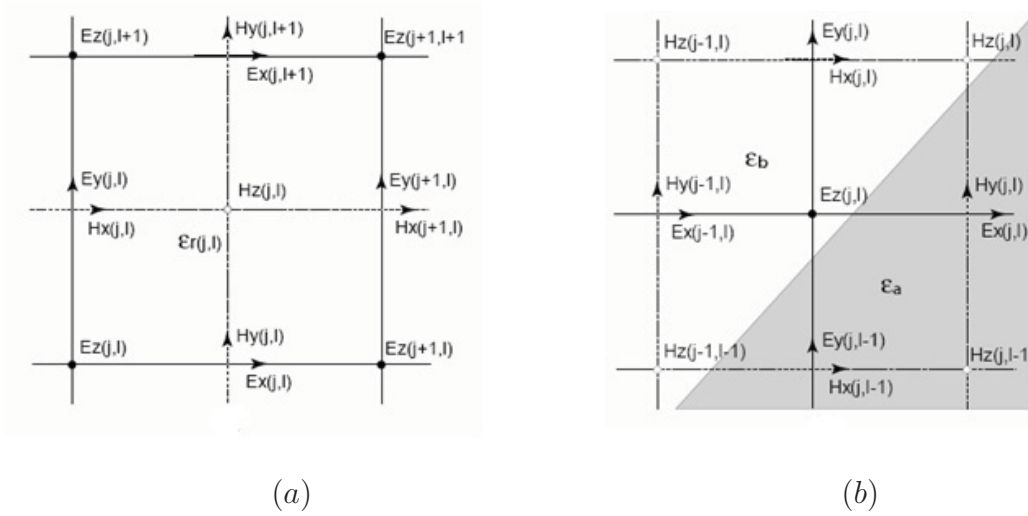
önemlidir; çünkü mikroyapılandırılmış optik fiber modlarının sızıntılı doğası nedeniyle yayılım sabiti β 'nın sanal kısmı sıfır değildir.

- $\omega = k_0 c$ bağıntısı ile serbest uzay dalga sayısına bağlanan açılal frekans ω , bir giriş parametresidir ve β hesaplamalarla bulunur. Böylece yöntem, malzeme dispersiyonunu içeren hesaplamalar için oldukça uygun olur.
- Mikroyapılandırılmış optik fiber, dalgakılavuzlarının yeni bir çeşidini sunduğu için, bu alandaki araştırmalar, çok çeşitli yapılarla ilgilenebilen yöntemlere ihtiyaç duyarlar. Bunlardan birisi, kısmi olarak, mikroyapılandırılmış optik fiber boyutları ile orantılı geniş bir dalgaboyu bölgesinde kullanılabilen multipol yöntemidir.
- Katı özlü mikroyapılandırılmış optik fiber ve hava özlü fotonik kristal fiberler olmak üzere mikroyapılandırılmış optik fiberlerin başlıca iki çeşidi de analiz edilebilir.
- Son avantaj, dalgakılavuzu simetrilerine uygun olarak dalgakılavuzu modlarının simetri özellikleri üzerine McIsaac'ın teorik çalışmasından [87, 88] kaynaklanır. Bu simetri özellikleri, mikroyapılandırılmış optik fiberlerin analizi için faydalı olan nümerik hesaplamaların sayısını azaltmaya izin verir.

Sonlu Farklar Yöntemi ilk olarak 1920'de A. Thom [89] tarafından lineer olmayan hidrodinamik eşitlikleri çözmek için, Kareler Yöntemi (the method of squares) başlığı altında geliştirilmiştir. Daha sonra yöntem, farklı alanlardaki problemlerin çözümünde uygulanmıştır. Sonlu fark teknikleri, diferansiyel eşitliklerin sonlu fark eşitlikleri ile değiştirilmesine izin veren yaklaşımlara dayanır. Bu sonlu fark yaklaşımları biçimsel olarak cebirseldirler ve çözüm bölgesinde yer alan bir noktadaki bağımlı değişken değerini bazı komşu noktalardaki değerlerle ilişkilendirirler.

Sonlu fark çözümü temel olarak üç adım içerir [90–92]:

- Çözüm bölgesinin düğümlere sahip ızgaralara (grid) ayrılması.
- Verilen diferansiyel eşitliğin, eşdeğer sonlu fark ile ifade edilmesi.



Şekil 1.1. (a) İki boyutlu Yee ağı, (b) Bir arayüzey etrafında ağ hücreleri.

- Diferansiyel eşitliğin sınır şartları veya başlangıç şartları ile çözülmesi.

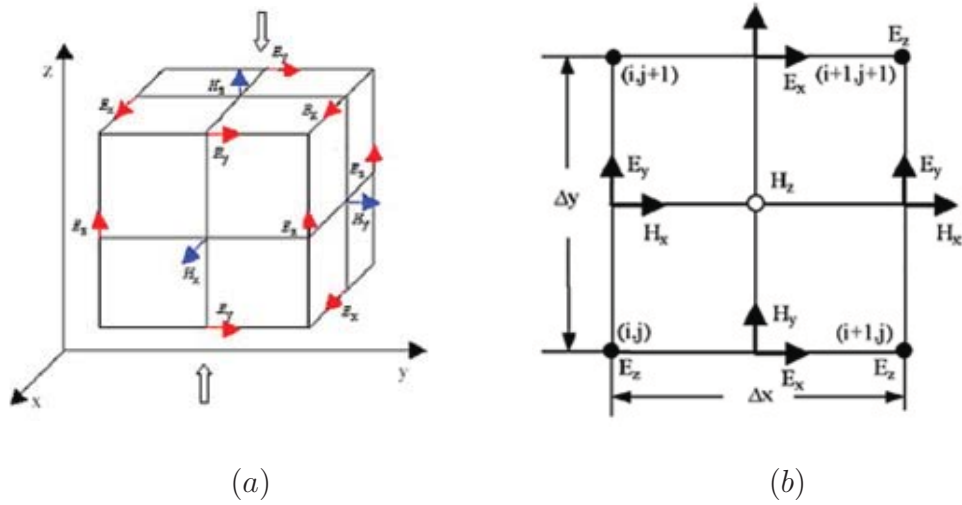
Problemin formülasyonu için Şekil 1.1a'da gösterilen iki boyutlu Yee ağı kullanılır [93]. Elektrik alanlar için ağ ızgaraları, mümkün dielektrik süreksizliklerinde yer alırlar. Tüm enine alan bileşenleri, birim hücre sınırlarına teğet oldukları için, süreklilik şartları otomatik olarak sağlanır. Sonlu Fark Zaman Bölgesi (FDTD, Finite Difference Time Domain) metodu, elektromanyetik dalga yayılımını ele almak için tasarlanmış en güçlü metotlardan biridir [7]. Sonlu fark metodunun ilkesi, diferansiyel operatörlerdeki fonksiyonların türevlerini sonlu farklarla yani küçük bir aralığın (zaman veya uzay) iki ucu üzerinde hesaplanmış fonksiyonun değerlerinin farklarıyla değiştirmektir. Bunu yaparken, diferansiyel eşitlikler yerine cebirsel eşitlikler doğrudan elde edilebilir ve bu eşitlikler bir hesaplama cebiri aracılığıyla çözülebilir. Yee tarafından 1966'da önerilen FDTD algoritması, Maxwell eşitliklerinin derin yapısına dayanır. Algoritma bütünüyle açık olduğu için son derece güçlüdür. FDTD metodunun ve FEM'in modern analizi, iki metodun da gerçekte temel olarak birbirlerine çok yakın olduklarını gösterir. Bununla birlikte, fotonik kristal fiberler için FDTD önemli bir kusura sahiptir. Özünde bir zaman bölgesi metodu olmasına rağmen modları doğrudan elde etmek için bir frekans bölgesi metoduna ihtiyaç vardır.

FDTD metodu, optik alet simülasyonları için güçlü bir teknik olarak kabul edilmiştir. Bu metot, ışık yayılımı, saçılması, difraksiyon ve polarizasyon etkileri

gibi elektromanyetik dalga olaylarını modellemek için önemli bir adaydır. Yöntem, frekans bağımlı malzemeleri, lineer olmayan veya anizotropik malzemeleri ele alabilme, genellikle uygulamalarda (örneğin keyfi şekiller üzerine) hesaplamaların kolayca gerçekleştirilebilmesi, pek çok sistemin doğru bir şekilde modellenmiş olması, yöntemin Maxwell eşitliklerinden doğrudan formüle edilebilmesi gibi uygulama kolaylığı ve hesaplama zamanını önemli oranda azaltan paralel hesaplamanın kullanılmasına izin vermesi gibi çeşitli üstünlüklere sahiptir. FDTD aynı zamanda, uzaysal ve zamansal türevlerin sonlu farkını almaktan başka, alan davranışı hakkında yavaş değişen genlik yaklaşımı gibi daha önceden elde edilmiş bir bilgi veya tahmin olmaksızın malzeme dispersiyonunu ve anizotropiyi modelleyebilir [94].

Fotonik kristal fiber problemi, üç boyutlu FDTD ile orijinal olarak analiz edilebilir. Geleneksel üç boyutlu FDTD metodunda, Yee algoritması elektrik ve manyetik alanlar için Maxwell'in diferansiyel eşitliklerini ayrıklaştırmada kullanılır. Yee algoritması üç ana özelliğe sahiptir: İlk olarak, E ve H atlayarak yerleştirilir. Üç boyutlu durumda Şekil 1.2'de gösterildiği gibi, her E bileşeni, dört tane H bileşeni ile ve her H bileşeni de dört E bileşeni ile kuşatılır. İkinci olarak, sıçrama zaman adımı seçilir. Üç boyutlu uzayda tüm E bileşenleri hesaplanır ve daha önce hafızada depolanan H verileri kullanılarak özel bir zaman noktası için hafızada saklanır. Daha sonra tüm H verileri hesaplanır ve hesaplanmış E verileri kullanılarak hafızada depolanır. Son olarak, Maxwell diferansiyel eşitliklerindeki zaman ve uzaya göre türevleri içeren tüm türevler merkezi sonlu farkla değiştirilir. Böylece elektrik ve manyetik alan bileşenleri, aynı adım mesafesine sahip olan fakat hem uzay hem de zamanca bir ağ (grid) mesafesinin yarısı üzerinden değiştirilen farklı ağ noktalarında değerlendirilirler. Bununla birlikte, üç boyutlu FDTD'nin bir dezavantajı, oldukça büyük hafıza ve hesaplama zamanı gerektirmesidir [95].

Fotonik kristal fiberler için, eğer z yönü (yayılım yönü) boyunca yayılma sabiti sabit kabul edilirse, üç boyutlu ağ gözü (mesh), iki boyutlu göze indirgenebilir ve Şekil 1.2a'da gösterilen alanlar sadece Şekil 1.2b'deki iki boyutlu göz kullanılarak hesaplanabilir. Bu biçimde sıkı iki boyutlu FDTD modeli fotonik kristal fiberleri modellemek için kullanılabilir. Fotonik kristal fiberlerde kılavuzlanmış modlar için, fiberin yayılma yönünde (z yönü) kayıpsız ve uniform olduğu ve z yönü boyunca



Şekil 1.2. (a) Geleneksel üç boyutlu Yee gözü, (b) 2-boyutlu sıkı FDTD gözlü birim hücre.

yayıma sabitinin β olduğu kabul edilir. Böylece yayılma yönü z boyunca alan değişimi $\exp(-i\beta z)$ formunda olur. Maxwell eşitliklerinde z 'ye göre türevler $-i\beta$ ile değiştirilir.

Sonlu Eleman Metodu (FEM), geometri üzerinde herhangi bir sınırlama olmaksızın, lineer olmayan problemleri içeren kısmi diferansiyel eşitliklerin büyük bir sınıfının incelenmesine izin verdiği için oldukça genel bir yöntemdir. Özellikle, sadece dairesel konturları içeren geometrilere eşlik eden operatörlere çok uygun olan multipol metodundan farklı olarak, sonlu eleman metodu çok amaçlı bir metottur. Bunun bedeli, hızdaki azalma ile birlikte yüksek hesaplama maliyetidir. Son yirmi yılda, elektromanyetizmada sonlu eleman metodu, sadece geliştirilmemiş aynı zamanda da daha iyi anlaşılmıştır.

Bu günlerde elektromanyetik dalga yayılımı çalışmalarında yaygın olarak kullanılan FDTD metodunun kalbi sonlu eleman metodudur. Mod yayılımı hesaplamalarında, sonlu eleman metodunun stratejisi oldukça açıktır: Problemin kısmi diferansiyel operatörü için yaklaşım matrisi nümerik olarak elde edilir ve nümerik bir özdeğer problemi nümerik cebir teknikleri kullanılarak çözülür [7].

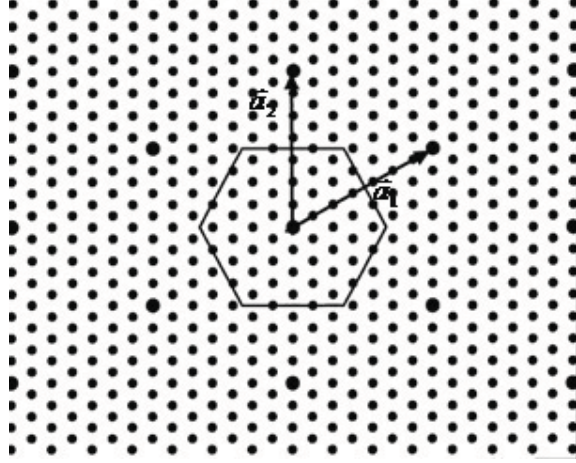
Sınır Eleman Metodu (BEM, Boundary Element Method), sonlu eleman metodu ile multipol metodu arasında bir metot olarak düşünülebilir. Bir taraftan, geometri, bazı bilinmeyen fonksiyonların, sonlu eleman metodundakine benzer biçimde, belli

bir davranışa (örneğin, düşük mertebeli polinom) sahip oldukları kabul edilen belli şekilli küçük elemanlara bölünür [7]. Diğer taraftan problem, diferansiyel problemin temel çözümünü (Green fonksiyonu) içeren bir integral eşitliği biçiminde kurulur. Sonlu eleman metoduyla arasındaki başlıca fark, problemin geometrik bölgeleri yerine sadece sınırlarının ayrılmış olmasıdır. Bu, problemdeki bilinmeyenlerin sayısının çarpıcı bir şekilde azalmasına yol açar. BEM, geometri açısından sonlu eleman metodu kadar esnektir ve sadece sınırların ağ gözüne ayrılması zorunlu olduğu için karmaşık geometrilerin çok daha kolay bir şekilde ele alınmasına izin verir. Maalesef metot, sadece homojen (ve böylece lineer) ortamlar için kullanışlıdır. Pratik bakış açısından, metodun zor adımlarından biri, Green fonksiyonunu veya onun türevlerini içeren çok katlı bir integralin nümerik olarak hesaplanmasıdır. Sınır eleman metodunun asıl engeli, metodun büyük tam matrisler üretmesidir. Bilinmeyenlerin sayısı, FEM'dekinden çok daha az olsa bile, FEM'deki matrislerin seyrekliği onu çok daha kolay kontrol edilebilir kılar. Yine de FEM, BEM'den çok daha esnektir; çünkü FEM hemen hemen her türlü madde özellikleri ve koordinat sistemleri için uygundur.

1.2. Düzlem Dalga Metodu

Gerçek kristallerdeki elektronlar için bilinen terminolojinin tamamı (birim hücre, ters uzay, Brillouin bölgeleri vb. gibi) bu yapay sistemlerdeki elektromanyetik dalga yayılımını analiz etmede kullanılabilir.

Manyetik alan için tam vektörel dalga denklemini çözen düzlem dalga yöntemi [36, 96, 97], adından da anlaşılacağı gibi, alan ve konum bağımlı dielektrik sabitinin Fourier dönüşümüne eşdeğer olan düzlem dalga açılımına dayanır. Bu ise, fotonik kristal fiberlerin mod alanı dağılımını ve fotonik bant yapısını ve böylece fotonik bant aralıklarının mümkün varlıklarını, genişlik ve konumlarını hesaplamaya izin verir. Periyodik dielektrik sabitinin düzlem dalga açılımı basittir fakat çok fazla zaman gerektirir; çünkü kesin doğruluk için alan ve dielektrik sabitinin düzlem dalga yöntemiyle açılımında çok fazla sayıda terim gereklidir [75].



Şekil 1.3. Yapay iki boyutlu sonsuz bir fotonik kristal. Fotonik kristal fiberin enine kesitine karşılık gelen birim hücre ve birim vektörler gösterilmektedir.

1.2.1. Teorik Model

Fotonik kristal fiberlerde elektromanyetik dalganın yayılımını incelemek için, Maxwell eşitlikleri $\rho = 0$ ve $\vec{J} = 0$ şartları altında çözülür [35]:

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0, \quad \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (1.2)$$

Zamana bağlılık $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}$ şeklinde alınır ve fotonik kristal fiber, z eksenini boyunca öteleme değişmezliğine sahip bir sistem olduğu için $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}(x, y)e^{i\beta z}$ 'dir. Burada β , z yönü boyunca yayılma sabitidir. Eğer alanlar $\vec{H}(\vec{r}) = (\vec{H}_t(x, y) + H_z(x, y)\hat{z})e^{i\beta z}$ şeklinde fiber eksenine paralel ve enine bileşenlerine ayrılırsa, Maxwell eşitliklerinden \vec{H} manyetik alanı için enine denklem elde edilir [35,97]:

$$\left[\nabla_t^2 + \epsilon(x, y)k_0^2 + \left(\frac{\nabla_t \epsilon(x, y)}{\epsilon(x, y)} \right) \times \nabla_t \times \right] \vec{H}_t(x, y) = \beta^2 \vec{H}_t(x, y) \quad (1.3)$$

Bu eşitlikte, $\nabla_t = \hat{x}(\partial/\partial x) + \hat{y}(\partial/\partial y)$ ve $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ olup λ_0 elektromanyetik dalganın dalgaboyudur. Denk.(1.3), z yönü boyunca yayılma sabiti β için bir özdeğer denklemdir. Bu eşitliği çözmek için, fotonik kristal fiberin enine kesiti, büyük iki boyutlu bir birim hücre olarak alınır ve sonsuz yapay bir sistem oluşturulur. Şekil 1.3'de bu yöntemle elde edilen sonsuz, iki boyutlu sistem gösterilmiştir. Buradaki

sonsuz sistem, $\vec{R} = n\vec{a}_1 + m\vec{a}_2$ iki boyutlu öteleme vektörleri ile verilen örgü noktalarının periyodik bir düzenlemesi olarak tanımlanır. Her bir örgü noktasına bağlı olarak, $\vec{p}_i = x_i\vec{a}_1 + y_i\vec{a}_2$ ($0 \leq x_i, y_i < 1$) konumlarında "atom"ların bir takımı vardır. Bu sonsuz yapay sistemi oluşturarak, "atom"ların tekrarlayan hücrelerinde bir kusur elde edilir. Fiberde merkezi boşluğun yokluğu, fiberin özü olarak görev yapan sonsuz sistemdeki daha büyük bir kırılma indisine sahip olan bir kusur olarak düşünülebilir. İki boyutlu periyodiklik nedeniyle, sistemin özfonksiyonları Bloch teoreminden aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\vec{H}_t(\vec{r}) = \sum_G \hat{H}_t(\vec{G}) e^{i(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}} \quad (1.4)$$

Burada \vec{r} , \vec{k} ve \vec{G} , sırasıyla periyodiklik düzleminde iki boyutlu konum, dalga ve ters örgü vektörleri olmak üzere,

$$\epsilon(x, y) = \sum_G \hat{\epsilon}(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}}, \quad \ln(\epsilon(x, y)) = \sum_G \hat{\epsilon}'(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (1.5)$$

ifadeleri enine dalga denkleminde kullanılırsa,

$$\begin{aligned} & \sum_{G'} \left[-(\vec{k} + \vec{G}) \cdot (\vec{k} + \vec{G}') \delta_{\vec{G}, \vec{G}'} + k_0^2 \hat{\epsilon}(\vec{G} - \vec{G}') \right] \hat{H}_t(\vec{G}') \\ & - \sum_{G'} \hat{\epsilon}'(\vec{G} - \vec{G}') \left[(\vec{G} - \vec{G}') \times [(\vec{k} - \vec{G}') \times \hat{H}_t(\vec{G}')] \right] = \beta^2 \hat{H}_t(\vec{G}) \end{aligned} \quad (1.6)$$

elde edilir. $\vec{k} = 0$ alınırsa, Denk.(1.6) fotonik kristal fiberin ekseni boyunca yayılan elektromanyetik modlar için yayılma sabitini verir. Bu, yayılma sabiti β^2 için geleneksel tekniklerle çözülebilen bir özdeğer eşitliğidir. Bu eşitlik sadece, elektromanyetik dalganın dalgaboyuna $k_0 = 2\pi/\lambda$ ve sırasıyla $\epsilon(x, y)$ ve $\ln(\epsilon(x, y))$ fonksiyonlarının Fourier katsayıları $\hat{\epsilon}(\vec{G})$ ve $\hat{\epsilon}'(\vec{G})$ 'ye bağlıdır. $A_c = \sqrt{3}a^2/2$ süper hücrenin alanı olmak üzere Fourier katsayıları $\hat{\epsilon}(\vec{G})$ ve $\hat{\epsilon}'(\vec{G})$, aşağıdaki gibi verilir [35]:

$$\hat{\epsilon}(\vec{G}) = \frac{1}{A_c} \int_{A_c} \epsilon(x, y) e^{-i\vec{G} \cdot \vec{r}} d\vec{r}, \quad \hat{\epsilon}'(\vec{G}) = \frac{1}{A_c} \int_{A_c} \ln(\epsilon(x, y)) e^{-i\vec{G} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \quad (1.7)$$

Burada a , \vec{a}_1 ve \vec{a}_2 birim vektörlerinin büyüklüğüdür. Bu Fourier katsayılarını değerlendirmek için, \vec{p}_i , $i = 1, \dots, n$ konumlarına yerleşmiş sonlu sayıda atoma ve enine kesitli keyfi bir şekle sahip olan bir birim hücre alınır. Şekil 1.3 ile karşılaştırılırsa atomların, z ekseni boyunca yerleştirilmiş boşluk silindirler

olabileceği görülür. Eğer merkezi boşluk yoksa, öz, boşluklarla aynı yarıçaplı ve arka alan ile aynı dielektrik sabitine sahip olan bir silindir gibi düşünülebilir. Bu durumda dielektrik sabiti aşağıdaki değerlere sahiptir:

$$\epsilon(x, y) = \left\{ \begin{array}{ll} \epsilon_i & , \quad A_i \text{'nin içinde} \\ \epsilon_b & , \quad A_i \text{'nin dışında} \end{array} \right\} \quad i = 1 \dots n$$

Bu fonksiyon ile, \vec{p}_i konumlarına yerleşmiş, keyfi şekilli ve farklı dielektrik sabitli n tane atomdan oluşan bir birim hücre üzerinden tanımlı dielektrik sabitinin Fourier katsayıları elde edilir. $\vec{G} = 0$ için, $\epsilon(0)$ Fourier katsayısı, basitçe birim hücre üzerinden dielektrik sabitinin ortalamasıdır.

$$\vec{G} = 0 \quad \rightarrow \quad \hat{\epsilon}(0) = \frac{1}{A_c} \left[\sum_i \epsilon_i A_i + \epsilon_b \left(A_c - \sum_i A_i \right) \right] \quad (1.8)$$

$$\vec{G} \neq 0 \quad \rightarrow \quad \hat{\epsilon}(\vec{G}) = \frac{1}{A_c} \sum_i (\epsilon_i - \epsilon_b) e^{-i\vec{G} \cdot \vec{p}_i} \int e^{-i\vec{G} \cdot \vec{r}_i} d\vec{r}_i \quad (1.9)$$

Aynı ϵ_a ($\epsilon_a = 1$) dielektrik sabitli ve r_0 yarıçaplı dairesel hava atomlarının özel durumu için aşağıdaki ifadeler geçerlidir [35]:

$$\vec{G} = 0 \quad \rightarrow \quad \hat{\epsilon}(0) = F + (1 - F)\epsilon_b \quad (1.10)$$

$$\vec{G} \neq 0 \quad \rightarrow \quad \hat{\epsilon}(\vec{G}) = 2f(1 - \epsilon_b) \frac{J_1(Gr_0)}{Gr_0} \sum_i e^{-i\vec{G} \cdot \vec{p}_i} \quad (1.11)$$

Burada $F = \sum_i f = \sum_i \pi r_0^2 / A_c$, birim hücrede hava boşlukları tarafından oluşturulan toplam dolma kesridir ve $J_1(Gr_0)$, birinci dereceden Bessel fonksiyonudur. $\ln(\epsilon(x, y))$ 'nin Fourier katsayıları $\hat{\epsilon}'(\vec{G})$ 'ler, $\epsilon_i \rightarrow \ln(\epsilon_i)$ olarak önceki eşitlikten elde edilir. β özdeğerleri ve $\hat{H}(\vec{G})$ özvektörleri elde edildiğinde, Denk.(1.4) kullanılarak enine manyetik alan hesaplanır ve $H_z(i/\beta) \vec{\nabla}_t \cdot \vec{H}_t$ 'den manyetik alanın boyuna bileşeni elde edilir. Denk.(1.6)'dan $\vec{H}(\vec{G})$ manyetik alanının Fourier bileşenleri için sonsuz bir denklem seti elde edilir. Nümerik hesaplamalarda, sonlu sayıda ters örgü vektörünü içermek için sonsuz olan bu denklem seti bir yerde kesilmelidir. Düzlem dalga açılımını kullanan pek çok hesaplamada, denklemlerin sayısı dielektrik sabitini açmak için kullanılan ters örgü vektörlerinin sayısına eşittir.

1.3. Sonlu Eleman Metodu

Sonlu Eleman Metodunun (FEM) onu diğer yöntemlerden ayıran en önemli özelliği, belli bir bölgenin sonlu elemanlar olarak adlandırılan basit alt bölgelere ayrılmasıdır. Çözümün veya ona yaklaşımın hesaplanmasına izin veren veya alt bölgenin düğüm (nod) olarak adlandırılan seçilmiş noktalarında çözümün değerleri arasında gerekli bağıntıları sağlayan herhangi bir geometrik şekil, bir sonlu eleman olarak nitelendirilir. Problem bölgesini göstermek için kullanılan elemanların geometrisi, yaklaşım fonksiyonlarını tek olarak elde edebilecek şekilde olmalıdır. Yaklaşım fonksiyonları sadece geometriye değil aynı zamanda düğümlerin sayısına ve konumuna bağlıdır. Metodun diğer özellikleri, düğüm noktalarındaki terimler cinsinden her bir eleman üzerinde sürekli, çoğunlukla bir polinom olan, çözüm yaklaşımlarını ve çözümün elemanlar arası sürekliliğini ve elemanlar arası kuvvetlerin dengesini sağlayacak şekilde eleman eşitliklerinin bir araya getirilmesini araştırmayı içerir [98].

1.3.1. Yayılan Mod Probleminin Formülasyonu

Fotonik kristal analizine, elektrik ve manyetik alanların yayılan mod probleminin matematik formülasyonunun türetilmesi ile başlanılır. Fotonik kristal fiber gibi bir dalgakılavuzu sisteminin geometrisi, fiber boyunca alınan uzaysal boyutta değişmezdir. Burada z eksenini fiber eksenini olarak seçilmiştir [99]. O zaman yayılan mod, z yönünde harmonik bir bağımlılık gösteren, ω frekanslı, zamanca harmonik Maxwell eşitlikleri için bir çözümdür:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_{pm}(x, y) \exp(ik_z z) \\ \vec{H} &= \vec{H}_{pm}(x, y) \exp(ik_z z)\end{aligned}\quad (1.12)$$

$\vec{E}_{pm}(x, y)$ ve $\vec{H}_{pm}(x, y)$, elektrik ve manyetik yayılan modlardır (propagation modes) ve k_z parametresi yayılım sabiti olarak adlandırılır. Eğer elektriksel geçirgenlik ϵ ve manyetik geçirgenlik μ , Denk.(1.13)'deki gibi yazılırsa yayılan mod Denk.(1.14)'de verildiği gibi enine ve boyuna bileşenlere ayrılabilir:

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{\perp\perp} & 0 \\ 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad \mu = \begin{bmatrix} \mu_{\perp\perp} & 0 \\ 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix}\quad (1.13)$$

$$\vec{E}_{pm}(x, y) = \begin{bmatrix} \vec{E}_{\perp}(x, y) \\ E_z(x, y) \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

Denk.(1.12), (1.13) ve (1.14), Maxwell eşitliklerinde yerlerine yazılırsa aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$\begin{bmatrix} P\nabla_{\perp}\mu_{zz}^{-1}\nabla_{\perp}\cdot P - k_z^2P\mu_{\perp\perp}^{-1}P & -ik_zP\mu_{\perp\perp}^{-1}P\nabla_{\perp} \\ -ik_z\nabla_{\perp}\cdot P\mu_{\perp\perp}^{-1}P & \nabla_{\perp}\cdot P\mu_{\perp\perp}^{-1}P\nabla_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}_{\perp} \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega^2\epsilon_{\perp\perp} & 0 \\ 0 & \omega^2\epsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}_{\perp} \\ E_z \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

$$P = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \nabla_{\perp} = \begin{bmatrix} \partial_x \\ \partial_y \end{bmatrix} \quad (1.16)$$

$\tilde{E}_z = k_z E_z$ şeklinde tanımlanır aşağıdaki ifadeye ulaşılır [99, 100]:

$$A \begin{bmatrix} \vec{E}_{\perp} \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} = k_z^2 B \begin{bmatrix} \vec{E}_{\perp} \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} \quad x \in R^2 \quad (1.17)$$

$$A = \begin{bmatrix} P\nabla_{\perp}\mu_{zz}^{-1}\nabla_{\perp}\cdot P - \omega^2\epsilon_{\perp\perp} & -iP\mu_{\perp\perp}^{-1}P\nabla_{\perp} \\ 0 & \nabla_{\perp}\cdot P\mu_{\perp\perp}^{-1}P\nabla_{\perp} - \omega^2\epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

$$B = \begin{bmatrix} P\mu_{\perp\perp}^{-1}P & 0 \\ i\nabla_{\perp}\cdot P\mu_{\perp\perp}^{-1}P & 0 \end{bmatrix} \quad (1.19)$$

Denk.(1.17), k_z yayılım parametresi ve $\vec{E}_{pm}(x, y)$ yayılım modu için genelleştirilmiş bir özdeğer problemidir. ϵ ve μ 'yü değiştirerek $\vec{H}_{pm}(x, y)$ manyetik alanı için benzer bir eşitlik elde edilir. Buradaki nümerik analizde, bir özdeğer olarak etkin kırılma indisi n_{eff} tanımlanır:

$$n_{eff} = \frac{k_z}{k_0}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (1.20)$$

Burada λ_0 , ışığın boşluktaki dalgaboyudur.

1.3.2. Yayılan Mod Probleminin Sonlu Eleman Metodu ile Çözülmesi

Daha önceki kesimde elde edilen yayılan mod problemi Denk.(1.17)'nin nümerik çözümü için, aşağıda özeti verilen sonlu eleman metodu [101] kullanılır. Elektrik alan için, rotasyon eşitliğinin rotasyoneli alınarak başlanır. Bir özdeğer eşitliği çözülmek istendiği için, \vec{E} ve k_z çiftleri bulunmaya çalışılacaktır.

$$\nabla_{k_z} \times \frac{1}{\mu} \nabla_{k_z} \times \vec{E} - \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \vec{E} = 0, \quad \Omega \text{ içinde} \quad (1.21)$$

$$\left(\frac{1}{\mu} \nabla_{k_z} \times \vec{E} \right) \times \vec{n} = \vec{F} \quad , \quad \Gamma \quad \text{içinde verilir (Neumann Sınır Şartı)} \quad (1.22)$$

Burada $\nabla_{k_z} = [\partial_x, \partial_y, ik_z]^T$ 'dir. Sonlu eleman metodunun uygulanması için, bu eşitliğin zayıf formülasyonu elde edilmelidir. Bunun için, Denk.(1.21), vektörel test fonksiyonu $\vec{\Phi} \in V = H(\text{curl})$ ile çarpılır [101] ve Ω bölgesi üzerinden integre edilir [98]:

$$\int_{\Omega} \left\{ \overline{\vec{\Phi}} \cdot \left[\nabla_{k_z} \times \frac{1}{\mu} \nabla_{k_z} \times \vec{E} \right] - \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \overline{\vec{\Phi}} \cdot \vec{E} \right\} d^3r = 0 \quad , \quad \forall \vec{\Phi} \in V \quad (1.23)$$

Burada üst çizgi kompleks eşleniği gösterir. Kısmi integrasyondan sonra, Maxwell eşitliklerinin zayıf formülasyonuna [98, 102] ulaşılır. $\vec{E} \in V = H(\text{curl})$ olmak üzere aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\int_{\Omega} \left\{ \overline{\nabla_{k_z} \times \vec{\Phi}} \cdot \left(\frac{1}{\mu} \nabla_{k_z} \times \vec{E} \right) - \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \overline{\vec{\Phi}} \cdot \vec{E} \right\} d^3r = \int_{\Gamma} \overline{\vec{\Phi}} \cdot \vec{F} d^2r \quad , \quad \forall \vec{\Phi} \in V \quad (1.24)$$

Aşağıdaki gibi çift-doğrusal (bilinear) fonksiyonlar [98, 101, 102] tanımlanır:

$$a(\vec{w}, \vec{v}) = \int_{\Omega} \overline{\nabla_{k_z} \times \vec{w}} \cdot \left(\frac{1}{\mu} \nabla_{k_z} \times \vec{v} \right) - \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \overline{\vec{w}} \cdot \vec{v} d^3r \quad (1.25)$$

$$f(\vec{w}) = \int_{\Gamma} \overline{\vec{w}} \cdot \vec{F} d^2r \quad (1.26)$$

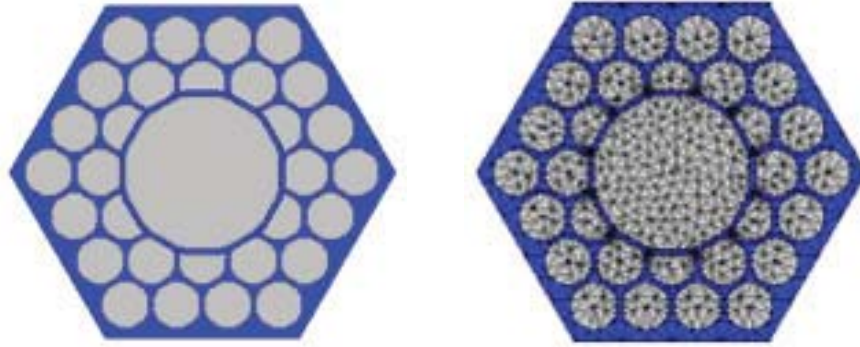
$$a(\vec{w}, \vec{v}) = f(\vec{w}), \quad \forall \vec{w} \in V \quad (1.27)$$

V uzayını sonlu boyutlu bir alt uzaya ($V_h \subset V; \dim V_h = N$) sınırlandırarak bu eşitlik ayrılabilir. Bu alt uzay ve ona uyan çözüm aşağıdaki gibi kurulabilir. Şekil 1.4a'da görülen hesaplama bölgesi Ω ile başlanır. Bu bölge, küçük yamalara, örneğin iki boyutta üçgenlere ve üç boyutta tetrahedronlara (dört yüzlülere) tekrar ayrılır. Bu yamalar üzerinde, vektörel başlangıç fonksiyonları \vec{v}_i 'ler tanımlanır. Genellikle her bir yama üzerinde, başlangıç fonksiyonları \vec{v}_i 'ler, belli bir p dereceli polinom fonksiyonu uzayının bir temelini oluştururlar [101]. Elektrik alan için yaklaşık çözüm \vec{E}_h , tüm yamaların başlangıç fonksiyonlarının üst üste gelmesiyle aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\vec{E}_h = \sum_{i=1}^N a_i \vec{v}_i \quad (1.28)$$

Denk.(1.27), Denk.(1.28) ile birlikte, Denk.(1.29) haline gelir:

$$\sum_{i=1}^N a_i a(\vec{v}_i, \vec{v}_j) = f(\vec{v}_j) \quad , \quad \forall j = 1, \dots, N \quad (1.29)$$



Şekil 1.4. (a) Hesaplama bölgesi, (b) boşluk özlü fotonik kristal fiberin üçgenlere ayrılması.

Bu ise bilinmeyen a_i katsayıları için bir lineer eşitlikler sistemidir:

$$A \cdot \vec{a} = \vec{f}$$

$$A_{i,j} = a(\vec{v}_i, \vec{v}_j) \quad , \quad f_j = f(\vec{v}_j) \quad , \quad \vec{a} = \begin{pmatrix} a_a \\ \dots \\ a_N \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

Matris girdileri $a(\vec{v}_i, \vec{v}_j)$, Denk.(1.25)'deki integralin hesaplanmasından ortaya çıkar. Pratikte, bu integraller bir referans yama üzerinde değerlendirilir.

Yukarıdaki taslakta, basitlik açısından elektrik alan \vec{E} için, Denk.(1.22) sınır şartı kabul edilmiştir. Bununla birlikte, burada sonsuz dış taraf da hesaba katılmak istenmiştir. Böylece özdeğer problemi Denk.(1.17), sınırsız bir bölge \mathfrak{R}^2 üzerinde olacak biçimde çözülür. Bu, radyasyon kayıplarını tahmin etmek için kullanılabilen sızıntı modlarının hesaplanmasını sağlar. Buradaki hesaplama bölgesi hala sonlu boyutta olmak zorunda olduğu için $\partial\Omega$ 'ya saydam sınır şartları uygulanır. Bu sınır şartları, mükemmel uyumlu tabaka metodu (PML, Perfectly Matched Layer) ile gerçekleştirilir [103]. Yayılma sabiti k_z (ve etkin kırılma indisi), kompleks olur ve buna karşılık gelen mod, fiber boyunca yayılırken $\exp(-Im(k_z)z)$ ile söner.

Sonlu eleman metodunu yayılan mod hesaplamasına uygulamanın birkaç avantajı vardır [104]. Üçgenlere bölmenin esnekliği, Şekil 1.4b'de gösterildiği gibi, basitleştirmeler veya yaklaşımlar olmadan gerçekte keyfi yapıların hesaplanmasına izin verir. Maxwell eşitliklerinin çözümü için, uygun başlangıç fonksiyonları $\vec{v}_i(x, y)$ 'leri seçerek, elektrik alanın süreksizlik ve tekillik gibi fiziksel özellikleri, çok doğru bir şekilde modellenabilir ve nümerik problemlere neden olmaz. Böyle

süreksizlikler sık sık, fotonik kristal fiberlerin cam hava ara yüzeylerinde görülür. Çok yönlü ağ gözü arıtma stratejileri çok daha doğru sonuçlar ve az hesaplama zamanı sağlar. Ayrıca FEM yaklaşımı, üçgenlere ayırmanın azalan ağ gözü genişliği (yani alt yamaların artan N sayısı) için, Maxwell tipi problemlerin tam çözümüne doğru, sabit bir yakınsama ile yaklaşır [101].

Özellikle karmaşık geometrili yapılarda, sonlu eleman metodu mod hesaplaması için diğer yöntemlerden çok daha uygundur. Başlangıç fonksiyonlarının (düzlem dalgalar) tüm hesaplama bölgesine yayıldığı düzlem dalga metodundan farklı olarak sonlu eleman metodu, yerleşmiş başlangıç fonksiyonlarını kullanır. Süreksizliklere sahip bir çözümü seri halinde açmak için, düzlem dalga metodunun kullanımında çok sayıda düzlem dalga gerekli olmaktadır. Bu ise yavaş yakınsamaya ve fazla hesaplama zamanına neden olacaktır [105].

FEM, $x - y$ düzlemindeki fotonik kristal fiber enine kesitinin farklı boyutlara, şekillere ve kırılma indislerine sahip olabilen üçgensel elemanlardan oluşan yamalı yapıya (patchwork) ayrılmasına izin verir. Bu biçimde, fotonik kristal fiberi oluşturan hava boşluklarını ve ortam karakteristiklerini içeren herhangi bir geometri doğru bir şekilde tanımlanabilir. Özellikle FEM, hava boşluklarının periyodik olmayan düzenlemelerine sahip fiberleri çalışmak için uygundur. Ayrıca, büyük hava boşluklarına ve yüksek indis değişimlerine sahip olan fotonik kristal fiberleri modellemek ve bu fiberlerin özelliklerini doğru bir biçimde tahmin etmek için gerekli olan tam vektörel analizi de sağlar [106].

1.3.3. Mükemmel Uyumlu Tabakalar Sınır Şartı

Çoğu kez, sonsuza uzanan serbest uzaya gömülü bir yapı simüle edilmek istenir; çünkü bu pek çok deneysel duruma en yakın olan yapıdır. Nümerik olarak bu, hesaplama bölgesinin ara yüzeylerine yaklaşan dalgaların sisteme herhangi bir yapay geri yansıma olmaksızın tamamen soğurulma özelliğine sahip sınır şartlarını tanımlamak zorunda olduğumuz anlamına gelir. Bu, keyfi frekans ve geliş açısına sahip dalgalar için başarılmak zorundadır. Bu sorunun üstesinden gelebilmek için literatürde, birinci ve ikinci mertebeli Mur sınır şartlarına [107] veya çeşitli

düzenlemelere göre Berenger [103] tarafından bulunan mükemmel uyumlu tabakalar (PML, Perfectly Matched Layers) sınır şartına benzer birkaç öneri bulunmaktadır. Şimdi, tek eksenli mükemmel uyumlu tabakalar sınırının [108] temelleri ve pratik uygulamaları hakkında kısa bir bilgi verilecektir.

PML sınırları fikri basittir: Gelen dalgaları soğuran yapay bir iletken malzemeden oluşan belli bir "d" kalınlıklı (nümerik ayrıklaştırma noktaları cinsinden) bir tabaka oluşturulur. Soğurucu tabaka, dalganın geri kalan kısmını tamamen yansıtan metalik sınırlarla sonlandırılır ve dalga dönüş yolunda tekrar söndürülür. Sadece orijinal genliğin yok olan kısmı hesaplama bölgesine tekrar girer. Çözülmesi gereken açık zorluk, geleneksel soğurucu maddeler için hesaplama hacmi ve soğurucu madde arasındaki ara yüzeyde empedans uyumsuzluğu nedeniyle kısmi bir yansıma olmasıdır. Böylece madde özellikleri, herhangi bir frekans ve geliş açısı için empedans süreksizliği olmayacak biçimde seçilmek zorundadır:

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, \omega) = -i\omega\epsilon(\vec{r})\vec{s} \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (1.31)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = i\omega\mu(\vec{r})\vec{s} \cdot \vec{H}(\vec{r}, \omega) \quad (1.32)$$

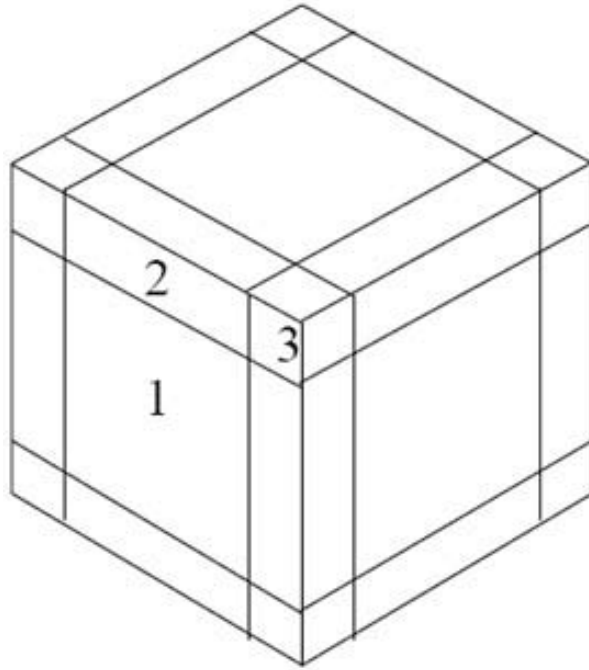
\vec{s} tensörü aşağıdaki formdadır [109, 110]:

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Burada köşegen elemanlı bileşenler aşağıdaki gibi verilir:

$$s_i = \kappa_i - \frac{\sigma_i}{i\omega} \quad (1.34)$$

s_x, s_y, s_z parametreleri, PML bölgesinde konumun fonksiyonudurlar. σ_i parametresi, dalga vektörünün k_i bileşenine sahip bir dalganın sönümünden sorumludur ve κ_i , PML tabakasına ulaşan sönümlü dalgaların doğru bir şekilde ele alınmasını sağlar. Üç boyutlu bir hacimde, altı tane PML tabakası olur (her bir boyut için iki tane). PML tabakalarının sonlu kalınlıkları nedeniyle, iki PML tabakasının üst üste geldiği kenar ve üç tane PML tabakasının üst üste geldiği köşe bölgelerine sahip olunur. Bu şematik olarak Şekil 1.5'de gösterilmiştir. İncelenen bölgeye bağlı olarak \vec{s} tensörü basitleştirilebilir; çünkü s_i sadece ara yüzeye dik bileşenler için 1'den farklıdır. Bu



Şekil 1.5. Farklı PML bölgelerinin şematik gösterimi, (1) Düzlem, (2) Kenar, (3) Köşe.

ise şu anlama gelir; sadece köşelerdeki \vec{s} 'nin genel formuna ihtiyacımız vardır. Yani sadece x -yönünde bir sönümün olduğu alanlar için \vec{s} aşağıdaki forma indirgenir:

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} \frac{1}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & s_x & 0 \\ 0 & 0 & s_x \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

Göz önüne alınacak son konu σ_i ve κ_i değerleridir. Uygun bir seçim ile belli frekans bölgeleri ve geliş açıları için PML sınırlarının performansı optimize edilebilir. Çok ayrıntılı bir tartışma olmaksızın, tabakalara dik yönde uzaysal olarak bağımlı olan, buradaki tartışmada fotonik kristal hesaplamalarında seçilen $\sigma_i(i)$ ve $\kappa_i(i)$ için ifadeler aşağıdaki gibi verilir:

$$\sigma_i(i) = \sigma_{max} \cdot \left(\frac{i}{d}\right)^p \quad (1.36)$$

$$\kappa_i(i) = 1 + (\kappa_{max} - 1) \cdot \left(\frac{i}{d}\right)^p \quad (1.37)$$

Burada d , PML tabakalarının toplam kalınlığıdır ve p genellikle 3 ile 4 arasında olan bir üstür. σ_{max} ve κ_{max} 'ın değerleri ve üs p , serbest biçimde seçilebilir. Taflove [108], 3 ile 4 arasında bir p seçiminin kabul edilebilir sonuçlar vereceğini

ve gelen dalganın ϕ açısına bağlı olan yansıtıcılık katsayısı R 'nin aşağıdaki şekilde yazılabileceğini göstermiştir:

$$R(\phi) = \exp \left[-2\eta\epsilon_r \cos \phi \int_0^d \sigma(x) dx \right] \quad (1.38)$$

Serbest uzayın öz empedansı $\eta_{fs} \approx 733 \text{ R}\Omega$ 'dur. Bu katsayı σ_{max} için bir değer verecek şekilde minimize edilmek zorundadır.

2. BÖLÜM

KATI ÖZLÜ FOTONİK KRİSTAL FİBER TASARIMLARI

2.1. Giriş

2010-2020 yıllarında, özellikle internet trafiği gibi bazı uygulamalar için mevcut iletim fiberlerinin yetersiz olacağı beklenmektedir. Gelecek için, ultra-yüksek kapasite iletimini hazırlamada önemli araştırma ve geliştirme talimatlarından biri, etkin mod alanı A_{eff} 'i genişleterek lineer olmayan etkileri azaltmaktır [111]. Bu nedenle optik fiber bilimindeki büyük yönelimlerden biri yüksek güç dağıtımı, fiber yükselticiler ve fiber lazerler gibi çeşitli uygulamalar için en iyi şekilde kullanılan büyük-mod-alanlı (BMA) fiberler elde edebilmektir. Fiberin materyali içindeki zarar eşliğinin yüksek demet kalitesini sağlamak için BMA özelliğine sahip olmak ve tek mod rejiminde çalışmak gereklidir. Bu amaçla tek modlu fiber (TMF)'in yeni bir tipi yani genişletilmiş etkin alanlı tek modlu fiber (GA-TMF) geliştirilmiştir [112–114]. GA-TMF'ler, yaklaşık $80 \mu m^2$ A_{eff} değerine sahip geleneksel TMF'lerden daha yüksek A_{eff} değeri elde etmek için tasarlanmıştır. $\lambda = 1.55 \mu m$ 'de çift-biçimli-öz (ÇBÖ) (DSC, Dual-Shaped-Core) profili [112] ve W-biçimli profil [113, 114] sırasıyla $100-105 \mu m^2$ ve $104-107 \mu m^2$ A_{eff} değerleri verirler. Büyük fiber çapı ve tamamen florin katkılaması (FF) yöntemi kullanılarak $\lambda = 1.55 \mu m$ 'de $159 \mu m^2$ 'lik büyük A_{eff} değeri elde edilmiştir [111]. Klasik optik fiberler telekom ve telekom dışı uygulamalarda çok iyi çalışırlar fakat yapılarıyla ilgili bir dizi temel sınırlamalar vardır. Bu fiberler, tek mod bölgesinde sınırlı öz çapı, modal kesilim dalga boyu, sınırlı materyal seçimi (öz bölgesinde kullanılan camın ve kılıf camının termal özellikleri aynı olmalıdır) gibi bazı katı tasarım kurallarına sahiptirler. Yukarıda bahsedildiği gibi geleneksel silika GA-TMF'lerle birçok profil ve işlem optimizasyonları yapılmış olmasına rağmen geleneksel katı-silika-fiber

tabanlı metotla limite ulaşılmaktadır. Bu bağlamda tam-silika boşluklu fiberler (BF), düşük bükülme kayıplarına sahip BMA tek modlu fiberi gerçekleştirmek için oldukça çekici adaylar olarak görülmektedirler. Boşluklu veya mikroyapılı optik fiberler (MOF) [81, 115] tarafından sağlanan tasarım imkanları, bu yeni fiber türlerinin yeni nesil denizaltı ve/veya karasal iletim fiber gelişimi için en büyük adaylardan biri olarak ortaya çıkabileceği anlamına gelmektedir. Hava boşluk çapı d ve adım uzunluğu Λ 'yı ayarlayarak, geleneksel basamak indisli fiberlere göre geniş bant düzleşme dispersiyonu (broad band flattened dispersion) [51, 62, 116, 117] ve dispersiyon denkleştirme (dispersion compensation) gibi farklı özelliklere sahip FKF'ler elde edilebilir. Bu tip fiberler hava boşluklarından dolayı azaltılmış fiber kaybı, arttırılmış A_{eff} ve arttırılmış işletimsel bant genişlikleri gibi fiber özelliklerinde radikal ilerlemeler sağlayabilecek potansiyele de sahiptirler. Şimdiye kadar olan çalışmaların bir çoğu hava boşluklarının düzenli üçgensel veya kare örgüsüne ve fotonik kristal yapının merkezinde bir tane hava boşluğunun kaldırılmasıyla oluşan öze sahip FKF'ler üzerine odaklanmıştır [42, 59, 81, 118–122]. Hem üçgensel hem de kare örgülü FKF'ler için hava boşluklarının boyutu ve hava boşluk halkalarının sayısının değiştirilmesi sayesinde düşük hapsedilme kaybına sahip ultra-düzleştirilmiş dispersiyonlu FKF'ler için yeni tasarımlar elde edilmiştir [123–126]. FKF'ler ayrıca, BMA'lı tek mod çalışmasını anlamak için yeni bir yola sevk eder. FKF'ye dayanan BMA optik fiberleri ve yükselticilerinin değişik tasarımları elde edilmiştir [127–135]. BMA'ya sahip "tek eksik-boşluk"lu FKF'ler Ref. [127]'de ele alınmıştır. Eğer mod alanının daha fazla ölçeklenmesi tasarlanırsa bir tek eksik hava boşluğundan daha fazlası ile oluşan özlere dayalı geliştirilmiş BMA FKF tasarımları ele alınabilir. Bu tip bazı fiber yükseltici tasarımları "yedi eksik boşluk" için Ref. [128]'de ve "19 eksik boşluk" için Ref. [134, 135]'de altıgen örgülü FKF'ler kullanılarak incelenmiştir. Silika mikroyapılı fiber teknolojisi yüksek çok-mod, yüksek-güçlü geniş-özlü fiber tasarımlarına doğru pratik bir rota sağlamaktadır. Bir endüstriyel işleme aygıtı için ideal demet dağıtım sistemi, istenen şekil ve yoğunluk profiline sahip lazer ışığı sağlamalıdır. Kare şekilli kesim işaretleri üretimi gibi bazı uygulamalar yüksek-güçlü dairesel olmayan ışın biçimlerine ihtiyaç duyar. Klasik BMA mikroyapılı fiber tasarımları, bu ihtiyaçları karşılamaktan çok uzak görülmektedir.

Silika-özlü ve dairesel hava boşluklarının kare-örgüsüne (KÖ) sahip FKF'lerin kılavuzlama ve dispersiyon özellikleri ilk defa Ref. [119]'da incelenmiştir. Bahsedilen çalışmada, kare-örgülü ve üçgenel FKF'ler arasında karşılaştırmalı bir çalışma yapılmış ve KÖ-FKF'lerin 1550 nm civarındaki geniş bir dalgaboyu aralığında dispersiyon denkleştirici (dispersion compensating) fiberler olarak kullanılabilceği ve eğer dikdörtgen veya kare enine kesitli entegre optiksel aletlere kuyruk fiberler (pig-tail fibers) olarak uygulanırsa alan şekillerinden dolayı kullanışlı olacağı sonucuna varılmıştır.

F. Poli ve ark. [120] ikinci mertebeye modun kompleks yayılma sabitine neden olan bir metot uygulayarak kare-örgü dairesel-boşluklu FKF'lerin tek mod rejimini incelemişler ve KÖ-FKF'lerin tek mod çalışma bölgelerinin üçgenel olanlara kıyasla daha geniş, normalize olmuş kesilme frekansı V^* 'nin üçgenel örgüler için elde edilen π değerinden daha düşük olduğunu kanıtlamışlardır. X. Tan ve ark. [125] yelek bölgesinde iki farklı hava boşluk çapına sahip KÖ-FKF önermişler ve önerilen FKF'lerin $1.55 \mu\text{m}$ 'de üçgenel FKF'lerinkinden daha düz ultra düzleştirilmiş dispersiyon ve yaklaşık 0.01 dB/km kadar düşük hapsedilme kaybı sağladıklarını bulmuşlardır. B. Dabas ve R. K. Sinha [122] hegzagonal ve kare örgülü chalcogenide As_2Se_3 cam FKF'lerin etkin alan ve dispersiyon özelliklerini incelemişlerdir ve her iki FKF örgülerinde adım uzunluğu $\Lambda \geq 2.0 \mu\text{m}$ için $2.5 - 5 \mu\text{m}$ dalgaboyu aralığında sıfır dispersiyon noktası gözlenirken yalnızca $1.2 - 2.5 \mu\text{m}$ dalgaboyu aralığında negatif dispersiyon gözlenmiştir. Ayrıca $d/\Lambda = 0.9$ ve $\Lambda = 6 \mu\text{m}$ fiber parametrelerini kullanarak $5 \mu\text{m}$ dalgaboyunda kare örgülü FKF için yaklaşık $26 \mu\text{m}^2$ ve hegzagonal örgülü FKF için yaklaşık $23 \mu\text{m}^2$ maksimum etkin alan elde etmişlerdir. Her iki yapı için etkin alanların değerleri arasındaki fark azalan adım uzunluğu Λ ile daha düşük değerlere düşmektedir. M. O. Faruk ve ark. [121] kare ve üçgenel örgülü FKF'lerin mod profillerini THz bölgesinde ($\lambda=0.55 \mu\text{m}$) incelemişler ve artan hava doluluk kesri d/Λ ile iyi bir optiksel hapsedilme elde etmişlerdir. F. Begum ve ark. [126] öz'ün iki farklı çapa sahip hava boşlukları ile çevrelendiği bir basit indis-kılavuzlayıcı kare FKF tasarımı önermişler ve $1.3 \mu\text{m}$ 'den $2.0 \mu\text{m}$ dalgaboyu aralığında 10^{-7} dB/km 'den daha düşük bir hapsedilme kaybı, $1.38 \mu\text{m}$ 'den $1.89 \mu\text{m}$ dalgaboyu aralığında hemen hemen sıfır ultra-düzleştirilmiş

dispersiyon ve merkezi dalgaboyu $1.55 \mu m$ 'de pikosaniye lazerler kullanarak geniş süper-sürekli spektrum (FWHM=450 nm) elde etmişlerdir.

Yukarıda değinilen çalışmaların tamamı, fotonik kristal yapılarında dairesel hava boşluklarını kullanmışlardır. M. A. Rahman ve ark. [136] çalışmalarında ilk defa kare ve dikdörtgen hava boşlukları kullanmışlardır. Kare boşluklu bir FKF'nin dejenere modlara sahip olabileceğini göstermişlerdir. Bununla birlikte, boşluk şekilleri kare olmayıp dikdörtgen olduğunda yarı (quasi)-TE ve TM modları için yayılma sabitleri farklı olup dalgakılavuzu sonlu yapıda çift kırılıma sahip olacaktır. Ayrıca, tamamen aynı enine kesit alanlarına sahip olmalarına rağmen yayılma sabitleri arasındaki az bir farkın hava boşluklarının farklı şekillerinden kaynaklanabileceğinden dolayı her iki durum için grup hızı dispersiyonunun (GHD) dalgaboyu ile değişimlerinin çok benzer olduklarını belirtmişlerdir. Bununla birlikte, çalışma dalgaboyu artırıldıkça dalgakılavuzu boyutlarının, çalışma dalgaboyuyla karşılaştırıldığında azaldığını ve modun kendi kesilim şartına yaklaştığı ve böylece genişlediği için benek-boyutunun da arttığını gözlemişlerdir.

Silika mikroyapılı fiber teknolojisinin, oldukça çok-modlu, büyük-özlü fiber tasarımları için pratik bir rota sunduğu gösterilmiştir [137, 138]. Büyük bir fiber öz etrafında bir hava boşluğunun tek bir halkasından oluşan bu tip fiberler, ceketli hava-yeleği (JAC, Jacketed Air-Clad) fiberler olarak adlandırılırlar. Bu yapılar sadece polimer yelek tasarımı üzerine potansiyel güç işleme avantajları sunmakla kalmaz aynı zamanda da oluşturulabilen [138, 139] nümerik açıklıkların çok geniş bir bölgesini olanaklı kılar.

Öz bölgesinden daha fazla hava boşluğu atarak $50 \times \lambda$ (λ serbest-uzay dalgaboyu) boyutunda öz çapını destekleyen büyük-mod-alanlı (BMA) tek modlu (TM) FKF'ler üretmek mümkündür [52]. Yüksek güç dağıtımı, fiber kuvvetlendiriciler [133, 140] ve fiber lazerler [129, 141, 142] gibi uygulamalar dikkate alındığında BMA-TM optik fiberler çok fazla ilgi çekmektedir. Çıkış gücünü arttırmak için, yüksek optiksel güce karşı güçlü bir toleransa sahip olan optik fiberler oldukça rağbet görürler. Çünkü, yüksek optik güç yoğunluğu, Raman saçılması, Brillouin saçılması ve benzeri olaylar gibi istenmeyen lineer olmayan etkiler nedeniyle lazer kuvvetlendirme işleminin

kötüleşmesine neden olur. Böylece, yüksek güç uygulamalarının gelişimindeki temel dezavantaj lineer olmayan etkilerdir. Lineer olmayan etkileri azaltmak ve çıkış gücünü arttırmak için etkin öz alanını genişletmek faydalıdır [143]. Etkin öz, etkin mod alanını da tanımlamak için kullanıldığından dolayı, hapsedilme kaybı, mikro-bükülme kaybı, makro-bükülme kaybı ve nümerik açıklık kavramlarında da önemlidir.

Prensip olarak, BMA-TM fiberleri geleneksel BMA Basamak İndisli Fiberler (BİF) kullanılarak elde edilebilir [144, 145]. Bununla birlikte, geleneksel BİF belli dezavantajlara sahiptir, örneğin fiberin bükülebilmesi için izin verilebilen minimum yarıçap oldukça büyüktür (yaklaşık 30 *cm*) ve ayrıca birkaç yüksek-mertebeli mod desteklenir [146]. Diğer taraftan, boşluklu fiberler (BF), geleneksel fiberlerle kıyaslandığında birçok ilginç özelliğe sahiptirler. Bu özelliklerden bazıları silika ve hava arasındaki büyük indis farkından dolayı küçük bükülme kayıpları [146] ve adım uzunluğunun arttırılmasıyla BMA'nın kolayca elde edilebilmesidir [52]. Üretim işlemlerinin yanı sıra sıkı yerleştirmede pratik sınırlamaları dikkate alarak geleneksel indis kılavuzlayıcı fiberlerde TM işlemini etkin olarak başarmak için etkin alanın üst limitleri incelenmiş [147] ve bükülme metodu ile kullanılabilecek en büyük öz boyutu ele alınmıştır.

Tek modlu fiberlerin mod alanları daha da ölçeklendirilmek istenirse, birden fazla hava boşluğunun kaldırılmasıyla oluşan özlere sahip geliştirilmiş BMA-FKF tasarımları dikkate alınmalıdır. Nümerik simülasyonlar ve deneyler, üç-boşluk eksik tasarımının [147] ve yedi-boşluk eksik tasarımının [128, 148, 149], değişmez ilerleme kayıplarına sahip tek hava boşluğu eksik olan fiberlerle kıyaslandığında daha büyük mod alan çapına sahip olduğunu göstermiştir.

2.2. Hekzagonal Örgüde Dairesel Bir Tek Hava Boşluğunun Kaldırılmasıyla Oluşan Katı Özlü Yapı

Standart fiberlerin özellikleri, genellikle V -parametresi ile tanımlanır. FKF'lerin sonsuz tek mod ve kesilim özellikleri, bu parametre kullanılarak nitel olarak anlaşılabilir. Geleneksel basamak indisli optik fiber için V -parametresi aşağıdaki

gibi verilir.

$$V_{SIF} = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (2.1)$$

Burada λ çalışma dalgaboyu; a öz yarıçapı; n_{co} öz indisi; n_{cl} yelek indisi. BİF için ikinci mertebeye kesilim sınırı $V_c = 2.405$ ile verilir. Üçgen örgülü hava boşluklarından oluşan bir yeleğe ve yapının merkezinde bir tane eksik hava boşluğundan oluşan öze sahip FKF'ler için, etkin V -parametresi Mortensen ve ark. [147] tarafından şu şekilde verilir,

$$V_{neff} = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_{neff}^2 - n_{FSM}^2} \quad (2.2)$$

burada Λ boşlukların adım uzunluğu ve n_{FSM} , üçgensel hava-boşluk örgüsünde temel uzay dolma modu olarak adlandırılan etkin yelek indisi ve $n_{neff}(\lambda) = c\beta/w$ temel modun etkin indisi ile ilgili "öz indisi"dir. FKF'ler için ikinci mertebeye modun kesilim şartı $V_{neff}^* = \pi$ ile verilir. Bu, FKF'lerin tek mod bölgesinin $V_{neff} < V_{neff}^*$ ile karakterize edildiği anlamına gelir. Alternatif olarak Koshiba ve Saitoh [150], Denk.(2.1)'deki orijinal tanıma uygun olarak FKF'ler için aşağıdaki etkin V parametresini önermişlerdir:

$$V_{nco} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{co}^2 - n_{FSM}^2} \quad (2.3)$$

Burada a_{eff} , $\Lambda/\sqrt{3}$ olarak kabul edilen etkin öz yarıçapıdır. Bu durumda kesilim şartı, geleneksel basamak indisli fiberlerdeki gibi $V_{neff}^* = 2.405$ ile verilmiştir. Ayrıca tek mod-çok mod sınırının, aşağıda verilen ifade ile izah edilebileceği nümerik olarak bulunmuştur [151],

$$\frac{\lambda^*}{\Lambda} \cong \alpha \left(\frac{d}{\Lambda} - \frac{d^*}{\Lambda} \right)^\gamma \quad (2.4)$$

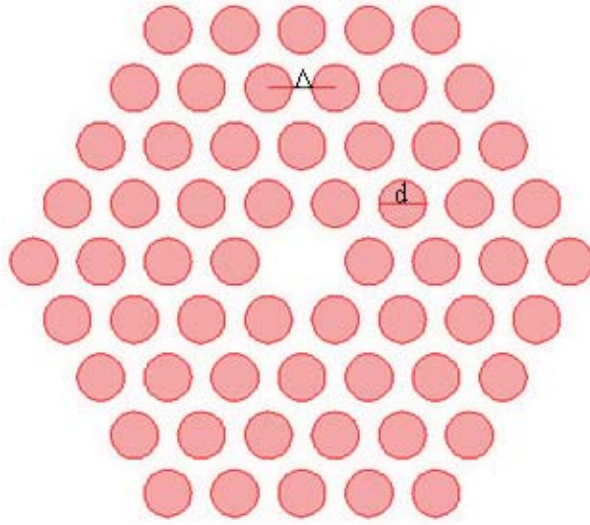
burada $\alpha = 2.80 \pm 0.12$, $\gamma = 0.89 \pm 0.02$ ve $d^*/\Lambda = 0.406$ sonsuz tek mod sınırınıdır. $d/\Lambda > d^*/\Lambda$ için FKF, $\lambda/\Lambda < \lambda^*/\Lambda$ dalgaboylarında ikinci mertebeye mod destekler ve $\lambda/\Lambda > \lambda^*/\Lambda$ için tek modludur.

Etkin mod alanını (MA) değerlendirmek için Gaussian mod profili kabulü ile aşağıdaki formülü kullanılmıştır,

$$A_{eff} = \pi w_{eff}^2 \quad (2.5)$$

burada w_{eff} , mod alan yarıçapı (MAR)'dir ve Marcuse formülü [152] ile verilir:

$$\frac{w_{eff}}{a_{eff}} = 0.65 + \frac{1.619}{V_{eff}^{3/2}} + \frac{2.879}{V_{eff}^6} \quad (2.6)$$

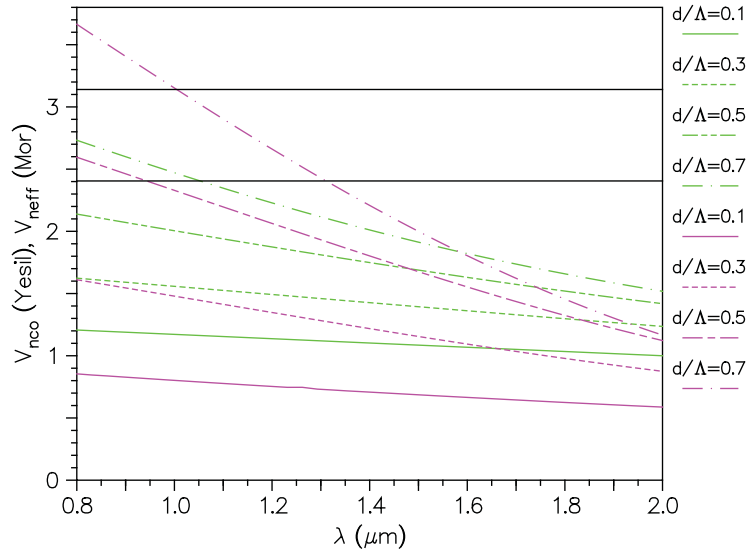


Şekil 2.1. Bir tek hava boşluğunun kaldırılması ile oluşan hegzagonal yapıya sahip katı özlü fotonik kristal fiberin enine kesiti [154].

Burada FKF'ler silika arka planında merkezde bir tek eksik hava boşluğundan oluşan öz ve öz çevresinde hava boşluklarının 4-halkasına sahip düzenli üçgensel örgülü fotonik kristal yelege sahiptir (Şekil 2.1). Hava boşluklarının çapı ve iki hava boşluğu arasındaki uzaklık (adım uzunluğu) sırasıyla d ve Λ ile gösterilir. Simülasyonlar, hem sabit çap ($d = 0.84 \mu m$) hem de sabit adım uzunluğunda ($\Lambda = 4.2 \mu m$) 0.1'den 0.7'ye değişen aralıkta aynı d/Λ oranı için ayrı ayrı yapılmıştır. Silika özün kırılma indisi n_{co} , $\lambda = 1.55 \mu m$ için 1.45 olarak kullanılmıştır.

İncelenen katı-özlü FKF'lerin hem yelege hem de özü için temel modların etkin indislerini hesaplamada Düzlem Dalga Metoduna [35] dayalı olan ticari yazılım (BandSOLVE) [153] kullanılmıştır ve öz maddesinin kırılma indisleri maddeye ait Selmeier formülünden elde edilmiştir [32]. Hesaplamalarımızda [154], Denk.(2.6)'daki V_{eff} , V_{nco} olarak alınmıştır.

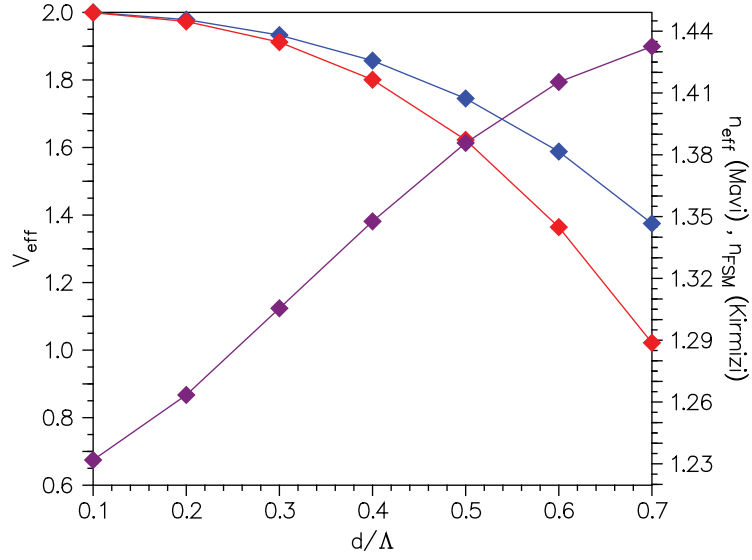
Farklı d/Λ oranları için dalgaboyuna karşı etkin V -parametreleri Denk.(2.2) ve Denk.(2.3)'den hesaplanmıştır ve sabit d ve sabit Λ 'lı yapılar için sırasıyla Şekil 2.2 ve Şekil 2.4'te çizilmiştir. Şekillerden görüldüğü gibi, FKF'nin tek mod bölgesinde olup olmadığını anlamak için, uygun eğrilerden $V_{neff}^* = \pi$ veya $V_{nco}^* = 2.405$ değerlerini kullanmak arasında önemli bir fark yoktur. Sabit- d 'li yapılar, 0.8'den $2.0 \mu m$ 'ye değişen dalgaboyu aralığı içinde 0.7'den daha küçük d/Λ değerleri için tek mod bölgesi altında çalışırlar fakat sabit- Λ 'lı yapılar için tek mod sınırı $d/\Lambda <$



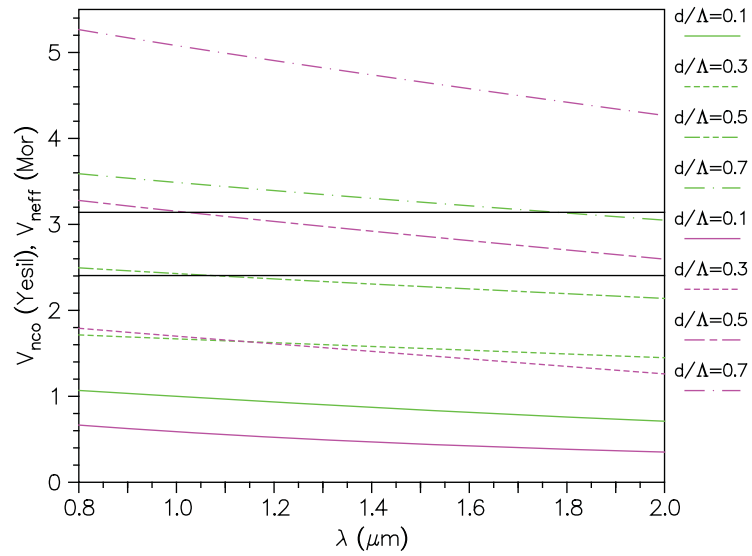
Şekil 2.2. Hava boşluklarının sabit çapı için V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [154].

0.5'dir. İncelenen yapıların tek mod davranışlarını karşılaştırmak amacıyla, $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyu için d/Λ 'ya göre V_{eff} , n_{eff} ve n_{FSM} değerleri sabit d ve sabit Λ için sırasıyla Şekil 2.3 ve Şekil 2.5'te çizilmiştir. Şekil 2.3 ve 2.5'ten sabit d 'li yapıların ele alınan tüm d/Λ değerleri için tek mod bölgesi altında çalıştığı fakat sabit Λ 'lı yapılarda tek mod bölgesinde çalışmak için d/Λ 'nın 0.55 civarında bir sınırın olduğu bulunmuştur.

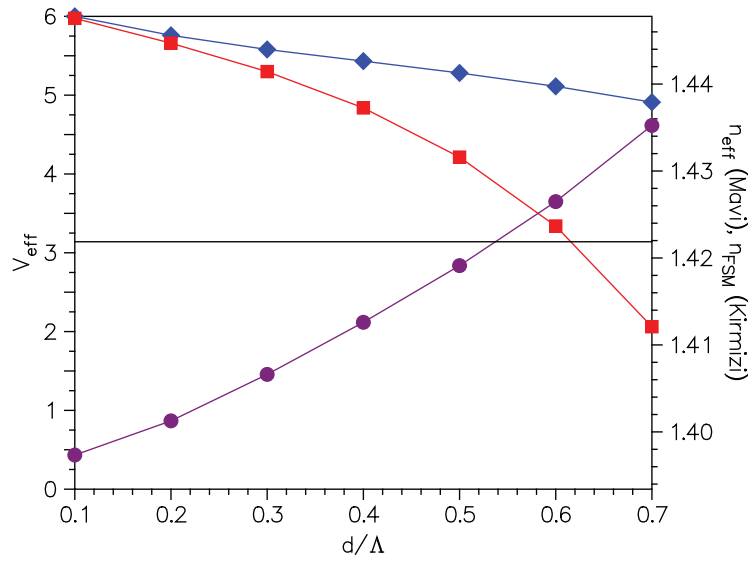
Hapsedilmeyi, sızıntıyı ve böylece mod alan yarıçapını belirleyen, yapıların kırılma indis farklarının ($\Delta n = n_{eff} - n_{FSM}$) dalgaboyuna göre değişimi Şekil 2.6'da çizilmiştir. Kırılma indis farkları $d/\Lambda \leq 0.3$ için dalgaboyu ile hemen hemen sabit kalmaktadır ve her iki yapı için benzer değerlere sahiptir, fakat sabit- d 'li yapılar için kırılma indis farkları, $d/\Lambda \geq 0.5$ değerleri için sabit- Λ 'lı yapılarınkinden daha büyüktür ve sabit- Λ 'lı yapılar için kırılma indis farklarının dalgaboyu ile değişimi hemen hemen lineerken (Şekil 2.6b) sabit d 'li yapılar için aynı ortalama değer etrafında dalgaboyu ile küçük bir osilasyona sahiptir (Şekil 2.6a). Yapıların $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda etkin mod alanları Şekil 2.7'de çizilmiştir. Sabit- Λ için A_{eff} değerleri, sabit- d 'li yapılar için olandan daha büyüktür (Şekil 2.7b); ayrıca 0.2'den daha küçük d/Λ değerleri için A_{eff} , sabit- d 'li yapılarınkine göre, azalan d/Λ ile çok daha hızlı artmaktadır (Şekil 2.7a). Bu davranış Şekil 2.3, 2.5 ve 2.6'ya başvurularak açıklanabilir. Sabit- Λ için, Denk.(2.5) aracılığıyla A_{eff} ile ilişkili olan etkin mod alan



Şekil 2.3. $1.55 \mu m$ dalgaboyunda sabit d için, V_{neff} , n_{eff} ve n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [154].

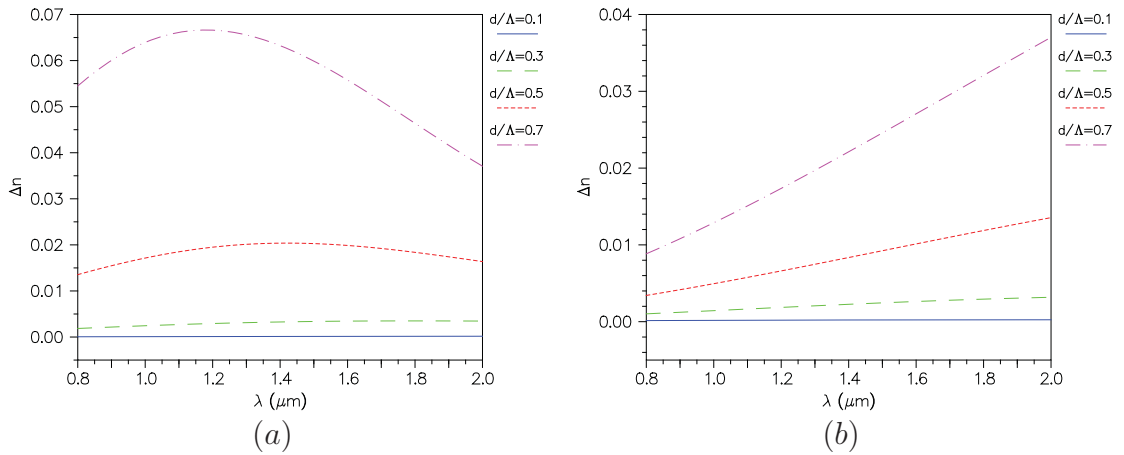


Şekil 2.4. Sabit adım uzunluğu için V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [154].



Şekil 2.5. $1.55 \mu m$ dalgaboyunda sabit adım uzunluğu için, V_{eff} , n_{eff} ve n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [154].

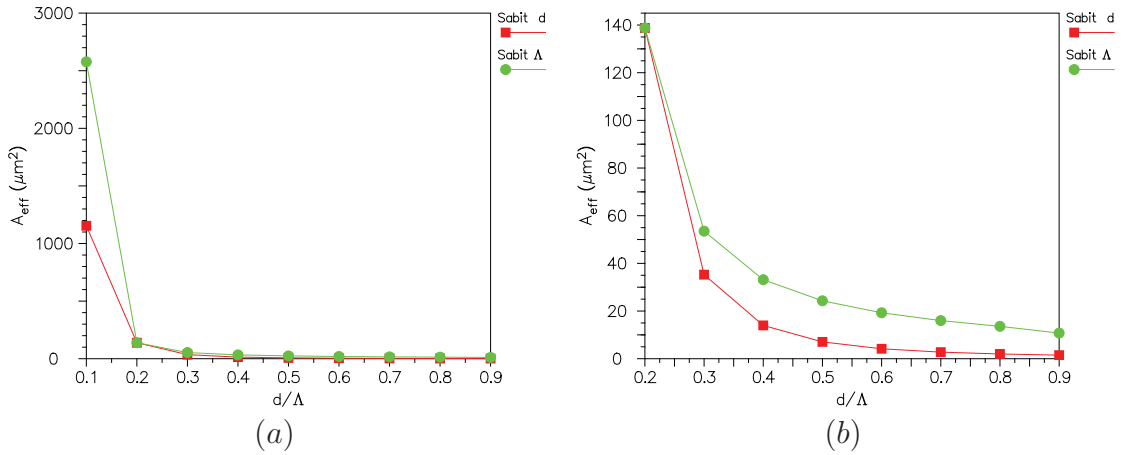
yarıçapı w_{eff} , sabit olarak alınan ($a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$) etkin öz yarıçapından dolayı sadece V_{eff} ile ters bir orantıya sahiptir. Buna karşılık, sabit- d için A_{eff} , Λ ile değişen V_{eff} ve a_{eff} ile ilişkilidir. V_{eff} ve a_{eff} , iki yapının da özdeş olduğu $d/\Lambda = 0.2$ değerinde her iki yapı için birbirlerine eşit olurlar.



Şekil 2.6. Sabit boşluk çapı d (a) ve sabit adım uzunluğu Λ (b) için kırılma indis farklarının $\Delta n = n_{eff} - n_{FSM}$, dalgaboyuyla değişimi [154].

İncelenen FKF'lerin kromatik dispersiyonu $D(\lambda)$, aşağıda verilen bağıntı kullanılarak temel öz-modunun n_{eff} değerlerinin dalgaboyuna göre değişiminden hesaplanarak [$ps/(nm.km)$] cinsinden ifade edilmiştir.

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 Re[n_{eff}]}{d\lambda^2} \quad (2.7)$$



Şekil 2.7. $1.55 \mu\text{m}$ 'de $d/\Lambda = 0.1 - 0.9$ (a) ve $d/\Lambda = 0.2 - 0.9$ (b) için etkin mod alanı [154].

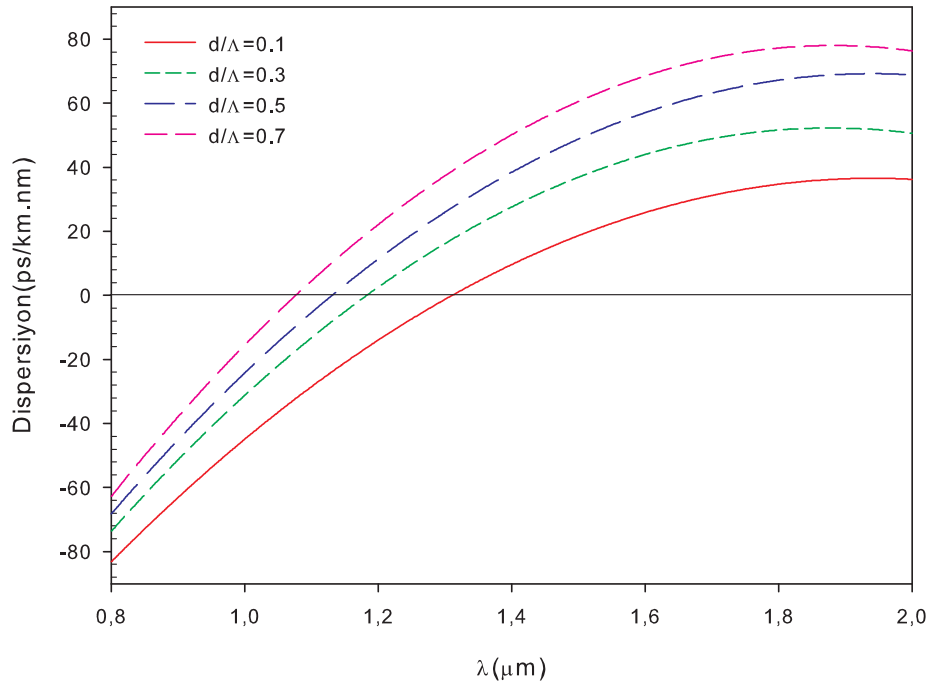
Burada $Re[n_{eff}]$ kırılma indisinin reel kısmı, λ çalışma dalgaboyu ve c vakum içinde ışığın hızıdır.

Sabit Λ ve sabit d 'li yapılar için elde edilen dispersiyon değerleri sırasıyla Şekil 2.8a ve Şekil 2.8b'de verilmiştir.

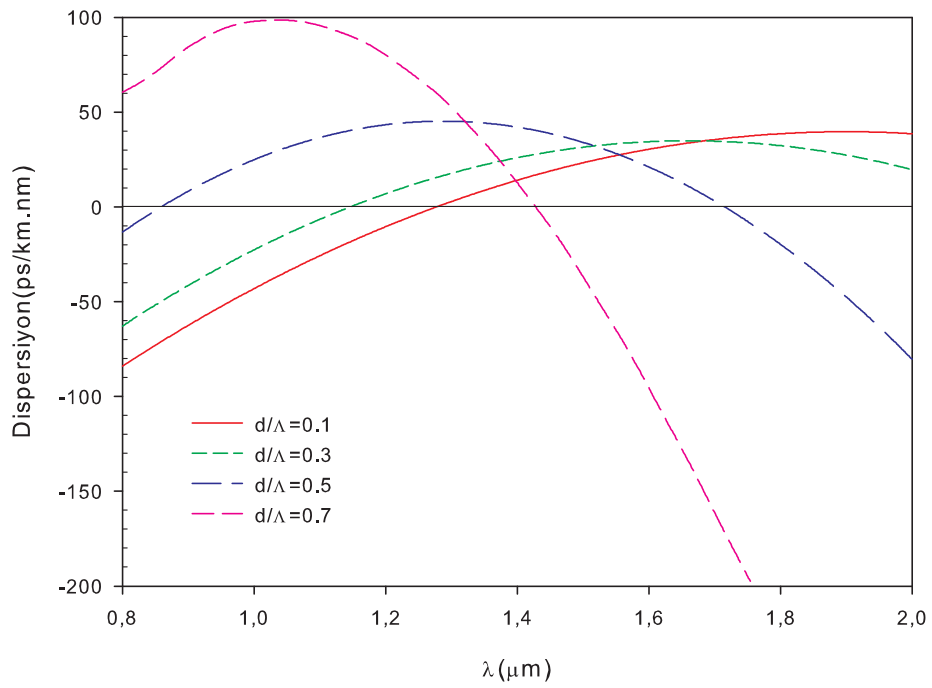
Şekil 2.8a ve Şekil 2.8b'den görüldüğü gibi sabit d 'li yapılar için dispersiyon eğimleri, özellikle büyük d/Λ değerleri için sabit Λ 'lı yapılarınkine göre çok daha hızlı bir şekilde değişir. d/Λ oranı arttığında sabit d için sıfır dispersiyon dalgaboyu sabit Λ 'ya göre hızlı bir biçimde daha kısa dalgaboylarına kayar. İncelenen dalgaboyu bölgesinde, sabit d 'li yapılar için dispersiyon eğrileri, d/Λ 'nın $0.3 - 0.5$ aralığında düzleşirler. $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda, sabit d 'li yapılar için dispersiyon, farklı d/Λ oranlarında hemen hemen aynıdır. Fakat sabit Λ 'lı yapılar için, önemli ölçüde değişir.

Çıkış ışığının şiddet profili ve şeklini görmek için, $d/\Lambda = 0.3$ oranına sahip FKF'nin iki boyutta şiddet dağılımları elde edilmiş ve Şekil 2.9'da gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi, yapılar fotonik kristal düzleminde Gaussian davranışına sahiptirler.

Son olarak, $d/\Lambda = 0.3$ oranı için sabit adım uzunluklu yapının hapsedilme kayıplarının dalgaboyu ile değişimi incelenmiştir. Daha sonra, $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda d/Λ 'nın farklı değerleri için kayıplar elde edilmiştir.

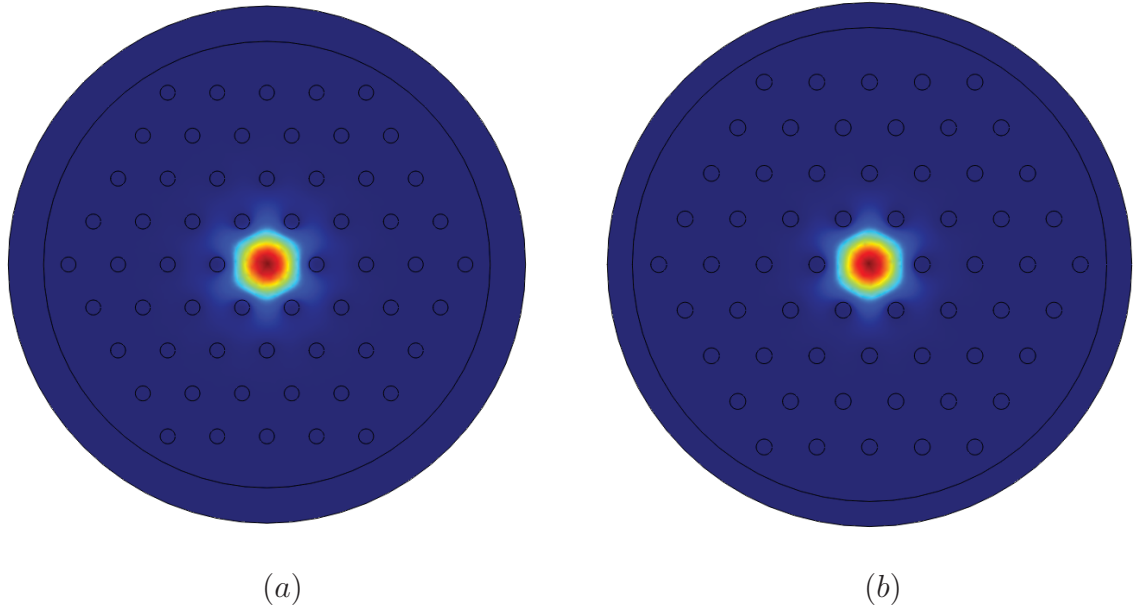


(a)



(b)

Şekil 2.8. Sabit adım uzunluğu Λ (a) ve sabit boşluk çapı d (b) için dispersiyonun dalgaboyuyla değişimi [154].



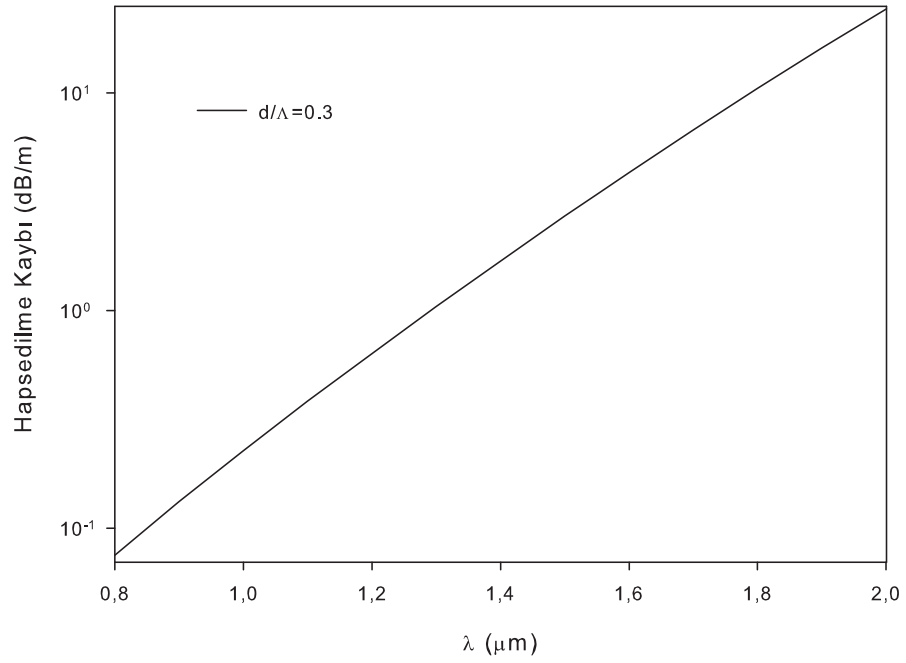
Şekil 2.9. $1.55 \mu m$ dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu için (b) iki boyutta şiddet profilleri.

L_c ile gösterilen hapsedilme kaybı, aşağıdaki bağıntı kullanılarak hesaplanmıştır.

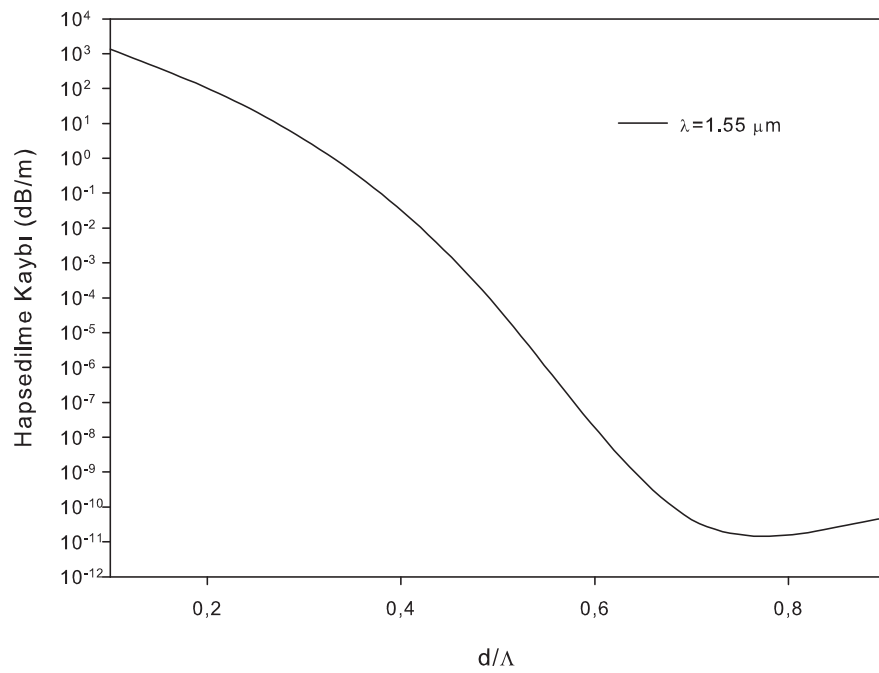
$$L_c = 8.686k_0 Im(n_{eff}) \times 10^6 (dB/m) \quad (2.8)$$

Burada $Im(n_{eff})$ yapının temel modunun etkin indisinin imajiner kısmıdır.

Şekil 2.10'dan görüldüğü gibi, kayıplar $10^{-2} - 10^2 dB/m$ aralığındadır. Bu yapı için, en düşük kayıp $0.8 \mu m$ 'de elde edilmiştir. $1.55 \mu m$ 'de sabit adım uzunluğu için hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi Şekil 2.11'de gösterilmiştir. $1.55 \mu m$ dalgaboyunda $d/\Lambda \geq 0.5$ için hapsedilme kayıpları $0.1 dB/km$ 'den daha küçüktür.



Şekil 2.10. $d/\Lambda = 0.3$ için hapsedilme kaybının dalgaboyu ile değişimi.



Şekil 2.11. $1.55 \mu\text{m}$ 'de sabit adım uzunluğu için hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi.

2.3. Hekzagonal Örgüde Dairesel Yedi Hava Boşluğunun Kaldırılmasıyla Oluşan Katı Özlü Yapı

n . öz moda eşlik eden etkin alan Denk.(2.9)'daki gibi verilir.

$$A_{eff,n}(\lambda) = \frac{[\int dx dy I_n(x, y)]^2}{\int dx dy I_n^2(x, y)} \quad (2.9)$$

Burada $I_n(x, y) = |\vec{H}_{t,n}(x, y)|^2$ enine şiddet dağılımıdır ve $\vec{H}_{t,n}$ n . öz modun enine bileşenidir.

w genişlikli Gaussian modu $\vec{H}_t(x, y) \propto \exp(-(x^2 + y^2)/w^2)$ için etkin alan Denk.(2.5) ile verilir.

A_{eff} 'i hesaplamak için Denk.(2.9) yerine basamak indisli fiber yaklaşımını (BİFY) [150] kullanabiliriz ki bu yaklaşımda mod alan yarıçapı w_{eff} , etkin öz yarıçapı a_{eff} cinsinden Marcuse formülü [152] Denk.(2.6) ile verilir. Bu yapı için etkin V parametresi hesaplamalarında Denk.(2.3) kullanılmıştır.

FKF'nin toplam (kromatik) dispersiyonu aşağıda verilen malzeme (D_m) ve dalgakılavuzu (D_w) dispersiyonlarının katkılarından oluşur:

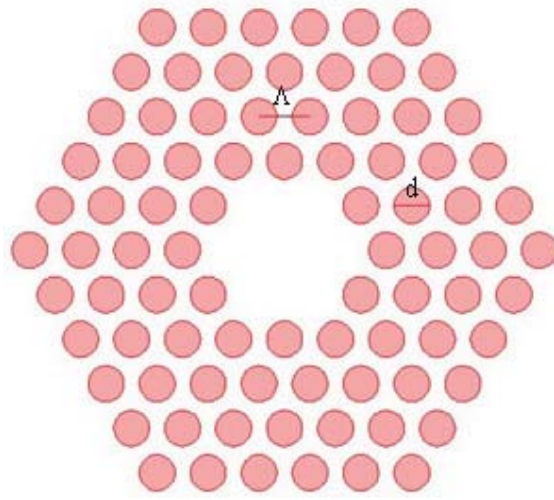
$$D = D_m + D_w \quad (2.10)$$

$$D_m = - \left(\frac{\lambda}{c} \right) \frac{d^2 n_m}{d\lambda^2} \quad (2.11)$$

$$D_w = - \frac{\lambda}{c} \left[\frac{Re(n_{eff})|_{n_m(\lambda)=sabit}}{d\lambda^2} \right] \quad (2.12)$$

D_m , malzemelerin Selmeier formülü kullanılarak hesaplanır. Bu çalışmada malzeme dispersiyonu direkt olarak hesaplamalara dahil edilmiştir.

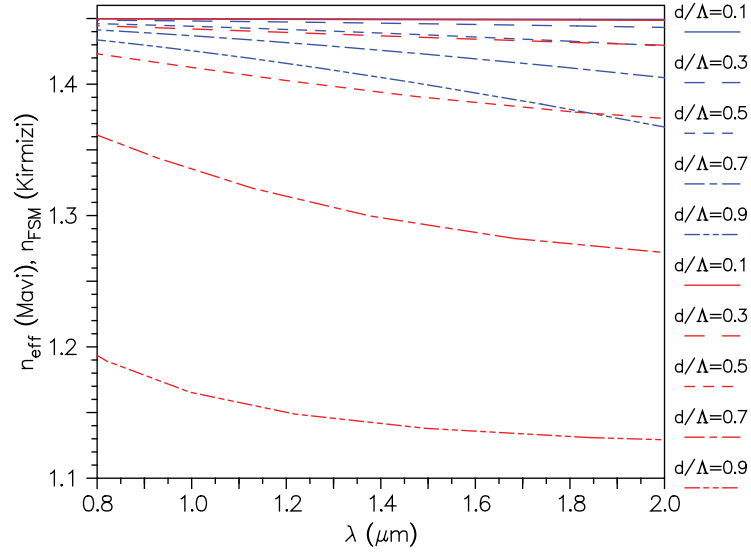
Simülasyonumuzda kullandığımız katı-özlü fotonik kristal fiber Şekil 2.12'de gösterilmiştir. Öz, 4 halkalı hava boşluklarının üçgensel örgüsüne sahip fotonik kristal yapıların merkezinde 7-eksik boşluktan oluşur. Öz indisi $n_{co} = 1.45$ olarak alınmış ve simülasyonlar, 0.1 ile 0.9 aralığında aynı d/Λ oranları ile $0.84 \mu m$ sabit d için ve sonra $4.2 \mu m$ sabit Λ için gerçekleştirilmiştir [155].



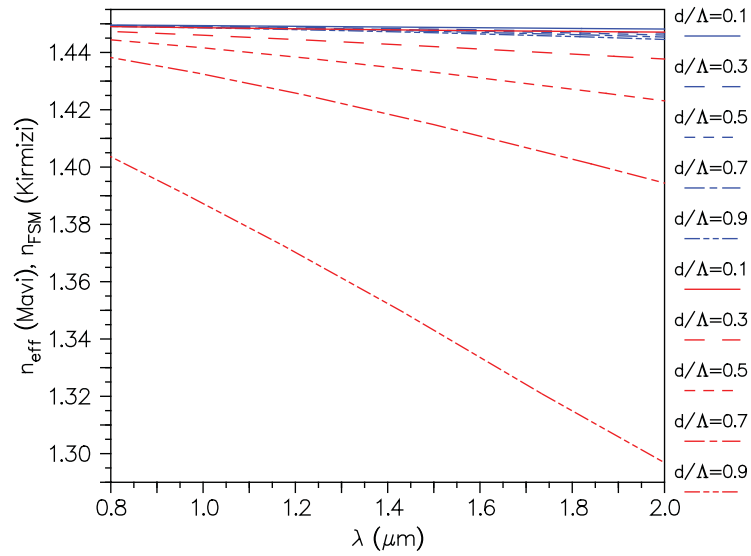
Şekil 2.12. 7-hava boşluğunun kaldırılması ile oluşan hegzagonal yapıya sahip katı özlü fotonik kristal fiberin enine kesiti [155].

Simülasyonlarımızda basamak indisli fiber yaklaşımı [156] kullanılarak, etkin öz alanı $a_{eff} = \sqrt{2}\Lambda$ ve FKF'nin tek mod bölgesi için V_{eff} 'in kesilim değeri $V_c = 2.405$ olarak alınmıştır. Etkin mod indisi n_{eff} ve etkin yelek indisi n_{FSM} , düzlem dalga açılımı metoduna dayalı ticari BandSOLVE [153] yazılımı kullanılarak hesaplanmıştır. Ele alınan d/Λ değerleri için n_{eff} ve n_{FSM} 'nin dalgaboyuna göre grafikleri sabit d ve sabit Λ 'lı yapılar için sırasıyla Şekil 2.13 ve Şekil 2.14'te verilmiştir. Bu parametrelere karşılık gelen dispersiyon eğrileri ise Şekil 2.15 ve Şekil 2.16'da verilmiştir.

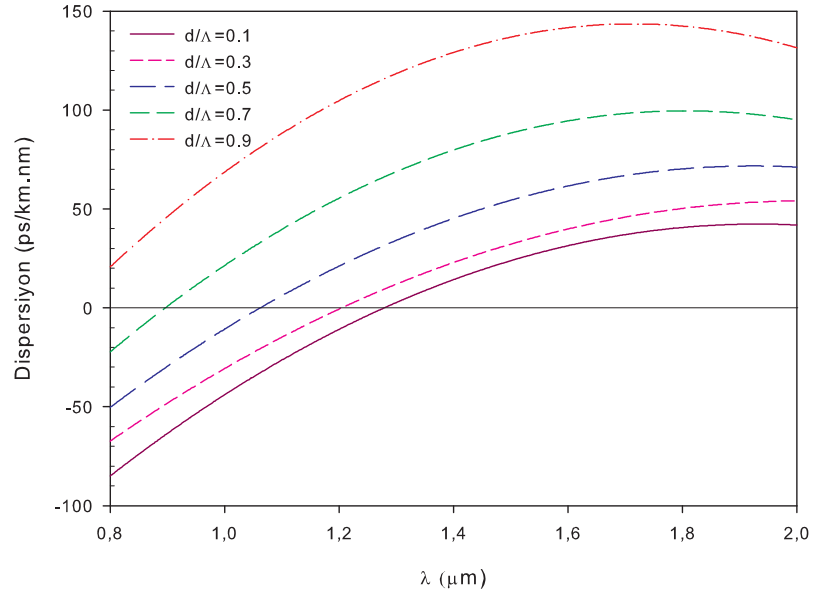
Sabit d için dispersiyon $d/\Lambda = 0.1$ ve 0.2 'de, sabit Λ 'lı yapınıniki ile benzer davranış göstermektedir; fakat daha yüksek d/Λ değerleri için iki yapının dispersiyon davranışları birbirlerinden oldukça farklıdır. Sabit d için dispersiyonlar, aynı d/Λ oranında sabit Λ 'lı yapılarınkinden önemli miktarda yüksektir. Ayrıca, aynı d/Λ aralığı için sabit Λ 'lı yapılarla kıyaslandığında sabit d 'li yapılar için sıfır dispersiyon noktaları geniş dalgaboyu aralığı içerisinde değişmektedir. Çalışılan FKF'nin dispersiyon davranışının, d 'deki herhangi bir değişim ile kıyaslandığında Λ 'daki bir değişimden çok daha fazla etkilendiği görülmüştür. Bununla birlikte, dispersiyon yönetimi açısından sabit d 'li yapılar sabit Λ 'lı yapılardan çok daha verimli görülmektedir.



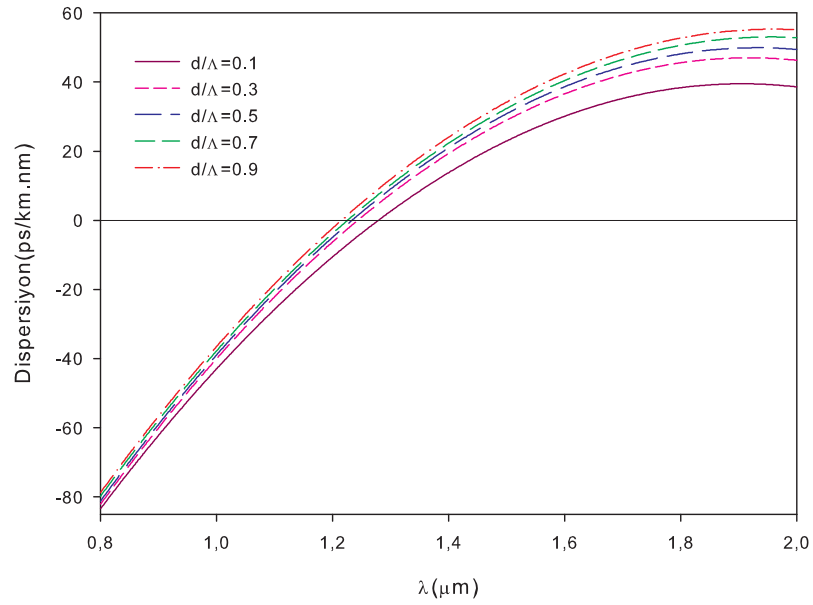
Şekil 2.13. Hava boşluklarının sabit çapı için n_{eff} ve n_{FSM} 'nin dalgaboyu ile değişimi [155].



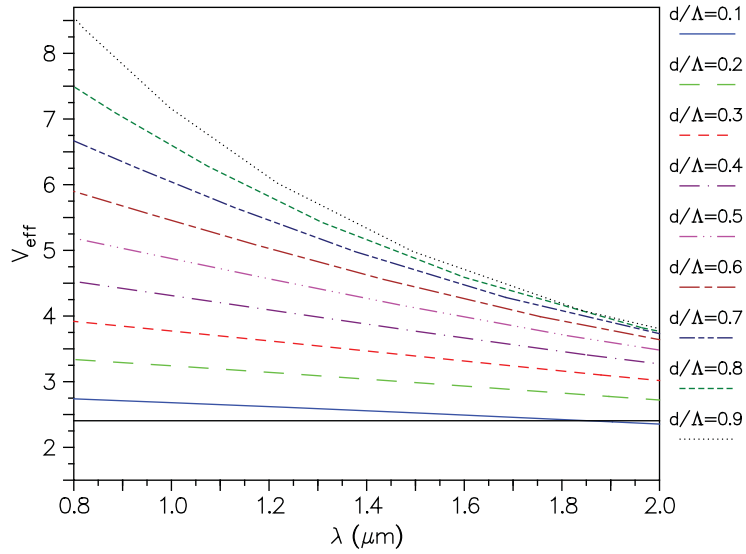
Şekil 2.14. Sabit adım uzunluğu için n_{eff} ve n_{FSM} 'nin dalgaboyu ile değişimi [155].



Şekil 2.15. Hava boşluklarının sabit çapı için dispersiyonunun dalgaboyu ile değişimi [155].



Şekil 2.16. Sabit adım uzunluğu için dispersiyonunun dalgaboyu ile değişimi [155].

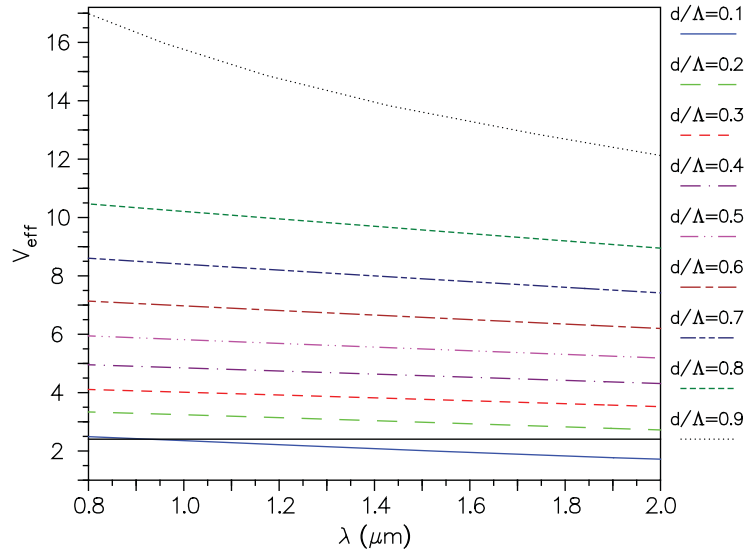


Şekil 2.17. Hava boşluklarının sabit çapı için V parametresinin dalgaboyu ile değişimi [155].

Sabit d ve sabit Λ 'lı yapılar için Denk.(2.3)'den elde edilen V_{eff} değerlerinin dalgaboyuna göre değişimleri, sırasıyla Şekil 2.17 ve Şekil 2.18'de verilmiştir ve tek mod sınırı ($V_c = 2.405$) ile gösterilmiştir. Düşük d/Λ oranları (≤ 0.3) için, sabit d 'li yapılara ait V_{eff} 'in değerleri ve davranışı sabit- Λ 'lı yapılarınkine benzerdir. Yüksek d/Λ değerleri (≥ 0.4) için, sabit- Λ 'lı yapıların V_{eff} değerleri, sabit d 'li yapılarınkine kıyasla dalgaboyu ile çok daha yavaş biçimde azalır. Bu durum, sabit- Λ 'lı yapılar için a_{eff} 'in Λ 'dan bağımsız olarak ele alınmasından kaynaklanır.

Şekil 2.17 ve Şekil 2.18'den görüldüğü gibi, tek mod bölgesine giren sadece bir durum ($d/\Lambda = 0.1$) vardır. Sabit d ve sabit Λ 'lı yapılar için, yüksek-mertebeli modun kesilim dalgaboyu sırasıyla yaklaşık olarak $1.85 \mu m$ ve $0.95 \mu m$ 'dir.

$1.55 \mu m$ dalgaboyunda, sabit d ve sabit Λ 'lı yapıların her ikisi için de, n_{FSM} ve V_{eff} 'in d/Λ 'ya göre değişimleri sırasıyla Şekil 2.19 ve Şekil 2.20'de gösterilmiştir. Şekil 2.20'den görüldüğü gibi, V_{eff} özellikle büyük d/Λ değerleri için, sabit d 'li yapılarınkine göre d/Λ ile daha hızlı artmıştır. Bu davranış, V_{eff} 'in sadece n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimine bağlı olmasından kaynaklanmaktadır. Verilen dalgaboyunda, n_{FSM} 'nin d/Λ 'ya duyarlılığı sabit Λ 'lı yapılar için, sabit d 'li yapılara kıyasla daha zayıftır, oysa sabit d 'li yapılar için V_{eff} , hem Λ 'ya bağlı olan a_{eff} 'e hem de n_{FSM} 'ye bağlıdır.



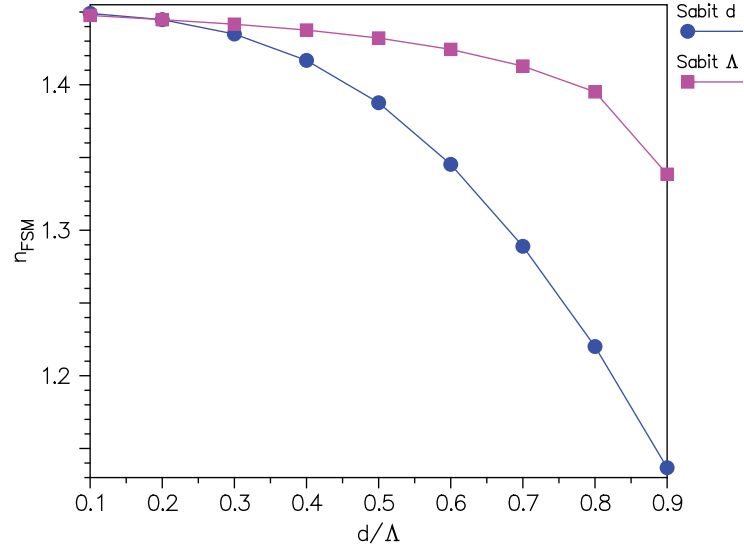
Şekil 2.18. Sabit adım uzunluğu için V parametresinin dalgaboyu ile değişimi [155].

Şekil 2.20'den açıkça görüldüğü gibi $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda, sabit Λ 'lı yapılar yalnızca 0.1 'den daha küçük d/Λ değerleri için tek mod bölgesinde çalışabilirler, oysa sabit d 'li yapılar için, tek mod bölgesi hiçbir d/Λ değeri için ortaya çıkmamaktadır.

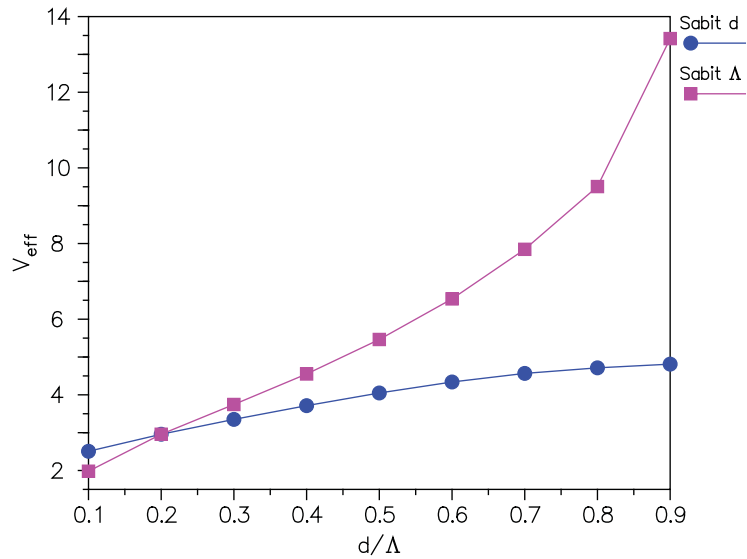
Son olarak, $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda, A_{eff} , Denk.(2.5) ve Denk.(2.6)'dan hesaplanmış ve sabit d ve sabit Λ 'lı yapılar için d/Λ 'ya göre Şekil 2.21'de çizilmiştir. Sabit d 'li yapılar için A_{eff} değerleri, sabit Λ 'lı yapılarınkinden $d/\Lambda \leq 0.2$ için hariç genellikle daha küçüktür. Her iki yapı için A_{eff} değerleri $d/\Lambda \leq 0.2$ 'de birbirlerine eşittir, bu değerde iki yapı aynı optik ve geometrik parametrelere sahiptir. 0.2 'den küçük d/Λ değerleri için sabit- d 'li yapının A_{eff} değeri azalan d/Λ ile çok hızlı bir biçimde artar ve sabit Λ 'lı yapılarınkinden daha büyük olur. Bu davranışlar Şekil 2.21 ve Denk.(2.6)'ya bakarak kolayca açıklanabilir. Sabit Λ için, A_{eff} ile Denk.(2.5) aracılığı ile ilişkili olan etkin mod alan yarıçapı w_{eff} , sabit olan $a_{eff} = \sqrt{2}\Lambda$ 'dan dolayı yalnız V_{eff} ile ters orantılıdır. Fakat sabit d için A_{eff} , Λ ile değişen V_{eff} ve a_{eff} 'in ikisiyle de ilişkilidir.

Sabit d 'li yapıları kullanarak, dispersiyon yönetiminin kolay olduğu fakat, geniş d/Λ aralığında aynı sıfır dispersiyon noktaları civarında çalışmak için sabit Λ 'lı yapıların daha uygun olduğu sonucuna varılmıştır.

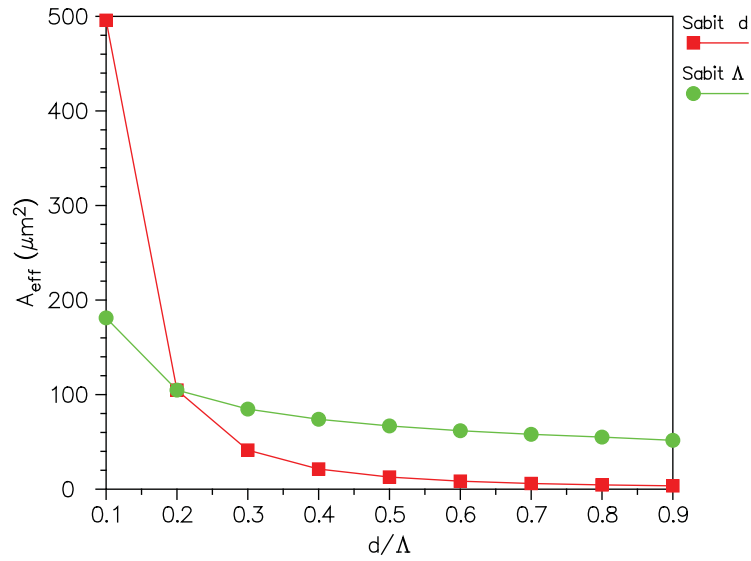
Her iki yapı için 0.2 'den küçük d/Λ için $100 \mu\text{m}^2$ 'den daha büyük A_{eff} değerleri elde edilmiştir. Sabit d 'li yapılar için, d/Λ 'nın 0.1 'e düşmesiyle A_{eff} hızlı bir biçimde



Şekil 2.19. $1.55 \mu m$ 'de sabit adım uzunluğu ve hava boşluklarının sabit çapı için n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [155].



Şekil 2.20. $1.55 \mu m$ 'de sabit adım uzunluğu ve hava boşluklarının sabit çapı için V parametresinin d/Λ ile değişimi [155].

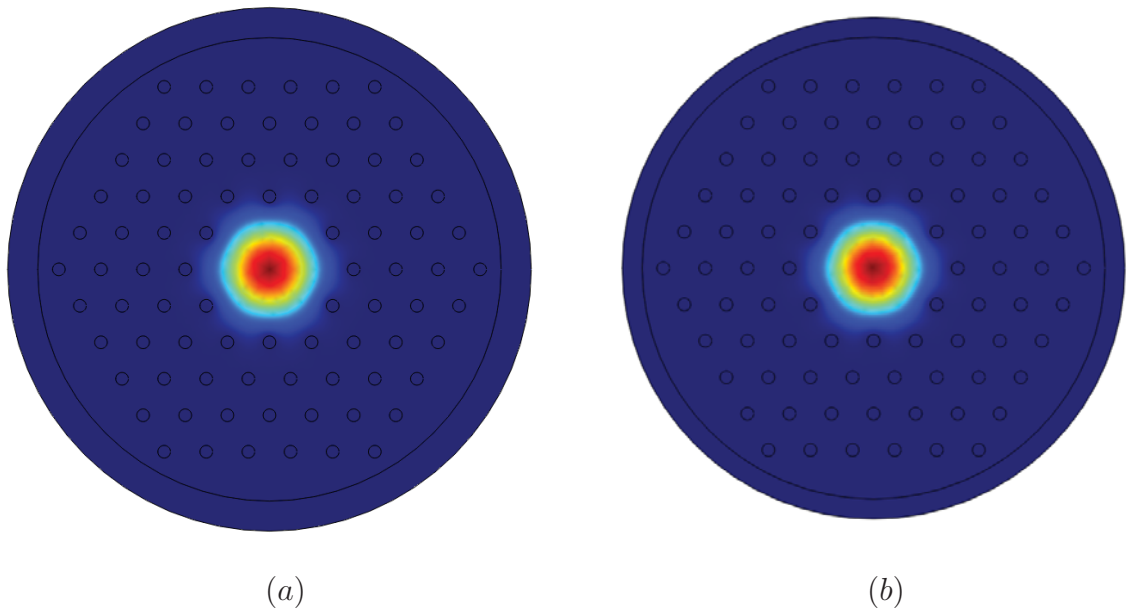


Şekil 2.21. 1.55 μm 'de sabit adım uzunluğu ve hava boşluklarının sabit çapı için etkin mod alanının d/Λ ile değişimi [155].

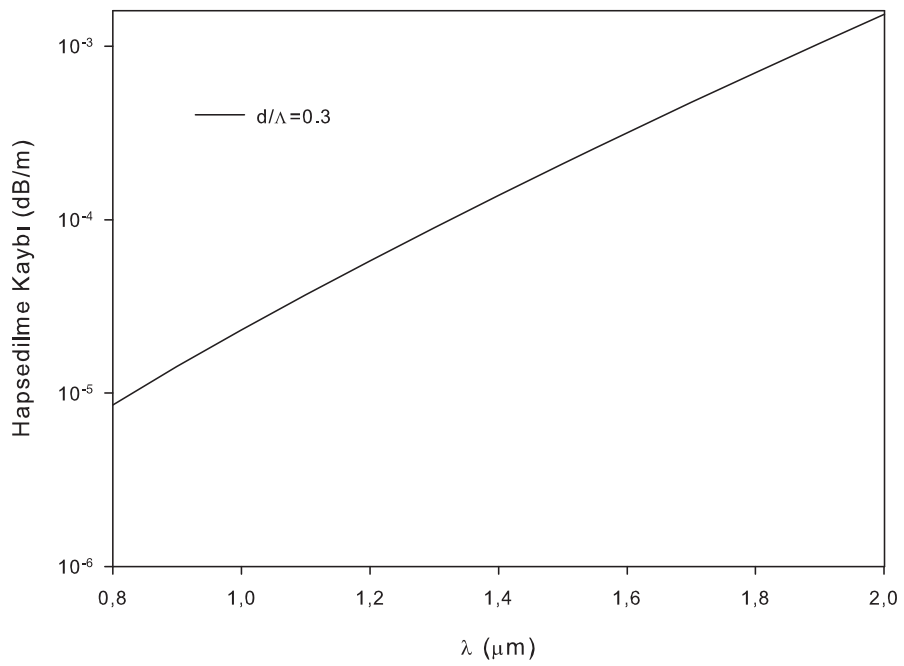
artar ve $d/\Lambda = 0.1$ 'de $500 \mu m^2$ değerine ulaşır. Sonuç olarak, d ve Λ 'nın herhangi bir tasarımı temelde mümkündür. Bununla birlikte, bazı durumlarda, V_{FKF} 'nin düşük değerine karşılık gelen modun öz'den öteye ve yelek bölgesi içine genişlemesinin neden olduğu [157, 158] zayıf bir kılavuzlama olacaktır. Diğer taraftan hapsedilme, yüksek-mertebeli modların [151, 159] kılavuzlanmasına izin verecek şekilde çok güçlü olacaktır. Bununla birlikte, örneğin temel ve yüksek mertebeli modların sönüm katsayılarındaki temel fark durumunda bükülme tekniği kullanılarak tek mod bölgesi gerçekleştirilebilir.

Yapıların fotonik kristal düzleminde Gaussian davranışına sahip oldukları Şekil 2.22'den görülmektedir.

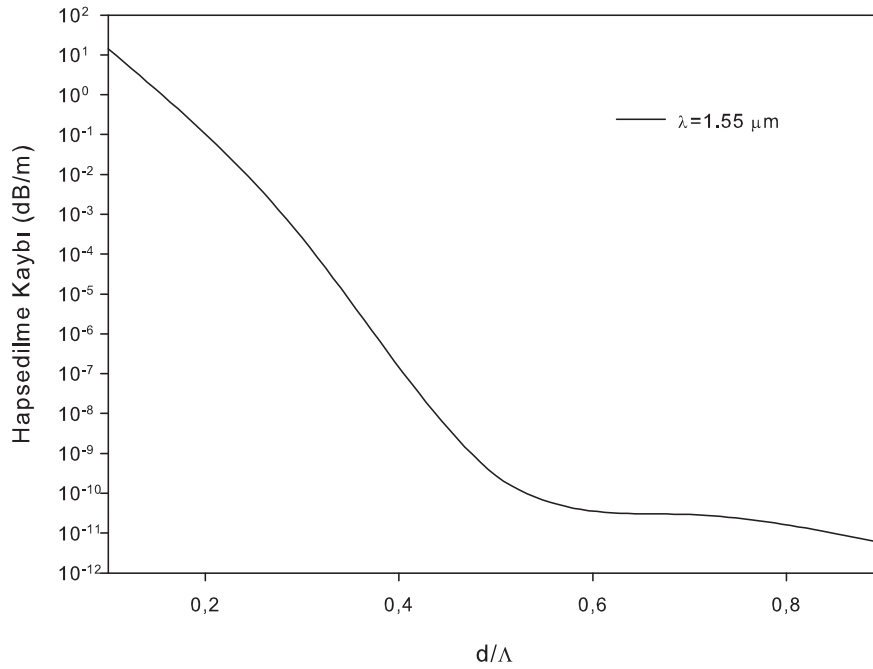
Şekil 2.23'den görüldüğü gibi, $0.8 - 2 \mu m$ dalgaboyu bölgesinde $d/\Lambda = 0.3$ için hapsedilme kayıpları $10^{-5} - 10^{-2} dB/m$ aralığındadır. 1.55 μm 'de sabit adım uzunluğu için hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi Şekil 2.24'de gösterilmiştir. 1.55 μm dalgaboyunda $d/\Lambda \geq 0.3$ için hapsedilme kayıpları $0.1 dB/km$ 'den daha küçüktür.



Şekil 2.22. $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu için (b) iki boyutta şiddet profilleri.



Şekil 2.23. $d/\Lambda = 0.3$ için hapsedilme kaybının dalgaboyu ile değişimi.



Şekil 2.24. 1.55 μm 'de sabit adım uzunluğu için hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi.

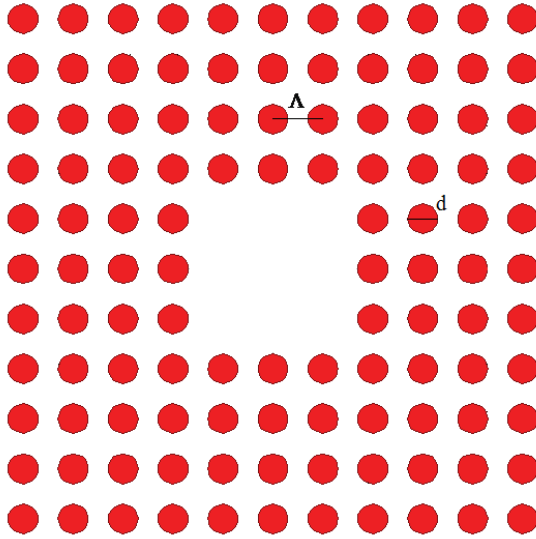
2.4. Kare Örgüde Dairesel Dokuz Hava Boşluğunun Kaldırılmasıyla Oluşan Katı Özlü Yapı

Şimdiye kadar, her bir hava-boşluk çapı ve adım uzunluğu için V -sayısının kesilim değerinin kullanışlı bir tanımı bulunamamıştır. Bu nedenle yüksek-mertebeli modların kesilim şartının $V_c = 2.405$ olduğu basamak indisli fiber (BİF) yaklaşımı [150] kullanılmıştır. Bu yaklaşımda, etkin V sayısı Denk.(2.3)'deki gibi verilmektedir.

Ele alınan fotonik kristal yapının merkezinde dokuz tane eksik hava boşluğundan oluşan öz'e sahip kare örgülü FKF için a_{eff} , 1.64Λ 'ya eşit olarak kabul edilmiştir [160]. Bu değer Ref. [161]'de önerilen metot kullanılarak elde edilmiştir. Kare-örgü tasarımlarında Denk.(2.3) ile verilen normalize frekansın kesilim değeri, $V_c = 2.46$ olarak kabul edilmiştir [120]. Daha sonra, etkin mod alanını değerlendirmek için, Gaussian mod profilini kabul ederek Denk.(2.5) ve (2.6) kullanılmıştır.

Ele alınan yapının çift kırıcılığı, aşağıda verilen bağıntıdan hesaplanmıştır.

$$B = |n_{eff}^x - n_{eff}^y| \quad (2.13)$$



Şekil 2.25. 9 dairesel hava boşluğu kaldırılmış kare örgülü katı özlü FKF'nin enine kesiti [160].

Burada n_{eff}^x and n_{eff}^y sırasıyla temel E_x ve E_y modlarının etkin indisleridir.

Kullanılan kare-örgülü katı-özlü FKF'nin yapısı Şekil 2.25'de görülmektedir. Bu yapı, kare örgülü yapının merkezinde 9-eksik hava-boşluğundan oluşan bir öz'e ve hava boşluklarının 4-halkasına sahip fotonik kristal yeleşine sahiptir. Öz indisi $n_{co} = 1.45$ olarak alınmıştır ve ilk önce $0.84 \mu m$ 'lik sabit d değeri için sonra da $4.2 \mu m$ 'lik sabit Λ değeri için 0.1 'den 0.9 'a aynı d/Λ oranlarında simülasyonlar yapılmıştır.

Tablo 2.1. Sabit d için Λ değerleri [160].

d (μm)	d/Λ	Λ (μm)
0.84	0.1	8.4
	0.3	2.8
	0.5	1.68
	0.7	1.2
	0.9	0.93

Tablo 2.2. Sabit Λ için d değerleri [160].

Λ (μm)	d/Λ	d (μm)
4.2	0.1	0.42
	0.3	1.26
	0.5	2.1
	0.7	2.94
	0.9	3.78

Ele alınan sabit d hava boşluk çapı ile hava-dolum kesri d/Λ için simülasyon

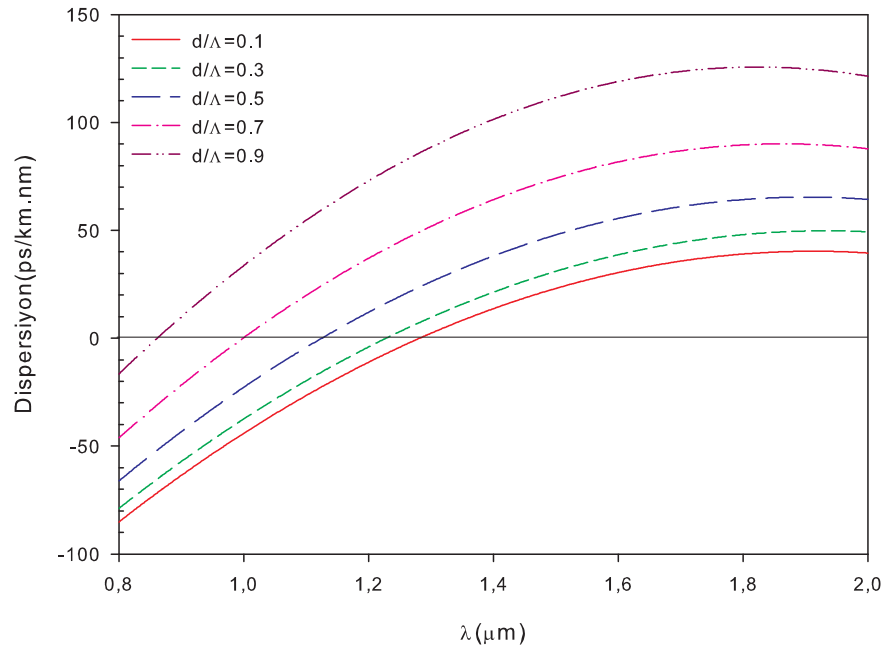
bölgesinde örgü sabiti veya adım uzunluğu Λ 'daki değişim Tablo 2.1'de, sabit Λ ile hava-dolum kesri d/Λ için hava boşluk çapı d 'deki değişim ise Tablo 2.2'de verilmiştir.

Şekil 2.26 ve Şekil 2.27'den görüldüğü gibi dispersiyon ve sıfır dispersiyon noktaları sabit- Λ için d/Λ oranına zayıf bir şekilde bağlıdır ve sabit- d 'li yapılar için bu bağlılık daha güçlüdür. Bu nedenle sabit- d 'li yapılar dispersiyon yönetimi için daha verimlidir.

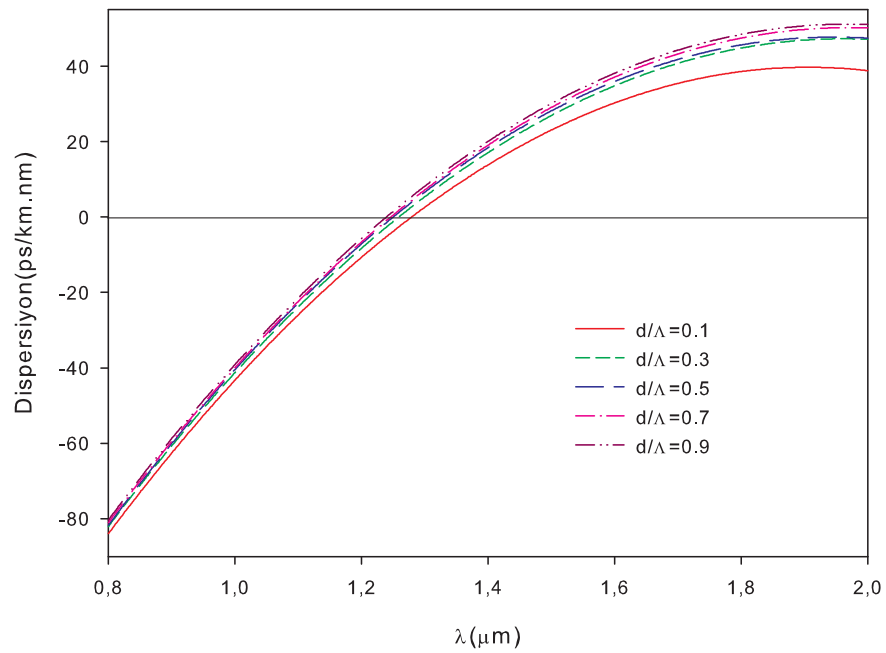
Boşluk çapı ve adım uzunluğunun dispersiyon davranışı ile toleransı sabit- d ve sabit- Λ 'lı yapılar için incelenmiş ve sırasıyla Şekil 2.28a ve 2.28b'de verilmiştir. Bu şekillerden görüldüğü gibi sabit- Λ 'lılar için dispersiyon d/Λ ile logaritmik artışa benzer bir davranış gösterirken iken, sabit- d 'li yapılar için üstel bir artışa benzer davranış sergiler. Sabit- Λ 'lı yapılarda d/Λ 'nın 0.5'ten büyük değerleri için yavaşça değişir, bu değişim özellikle 0.7 ile 0.9 aralığında belirgindir. Sabit- d 'li yapılarda ise dispersiyon d/Λ 'nın 0.5'ten küçük değerleri için, özellikle 0.1 ile 0.3 aralığında yavaşça değişir. Dispersiyon, düşük d/Λ değerlerinde sabit- d 'li yapılar için d/Λ 'ya karşı düşük duyarlılığa (susceptibility) sahiptir; benzer davranış sabit- Λ 'lı yapılar için yüksek d/Λ değerlerinde oluşmaktadır.

Sabit- d ve sabit- Λ 'lı yapılar için V_{eff} değerleri sırasıyla Şekil 2.29 ve Şekil 2.30'da gösterilmiştir. Bu şekillerden sabit- d 'li yapıların herhangi bir tek mod bölgesine sahip olmadıkları; fakat sabit- Λ 'lı yapılar için yaklaşık $1.1 \mu m$ 'den daha büyük bazı dalgaboylarında tek modlu çalışmaya izin veren bir d/Λ oranı ($d/\Lambda = 0.1$) olduğu görülür. Böylece her iki yapı için geniş bir dalgaboyu aralığında tek mod bölgesini elde etmenin tek yolu, yüksek-mertebe modları yok etmek için bükülme tekniğini kullanmaktır.

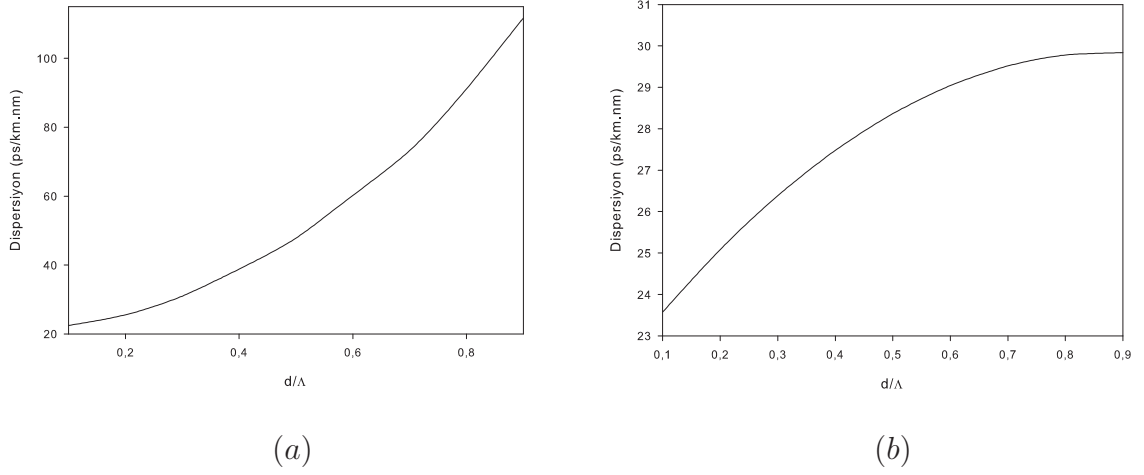
Düşük d/Λ değerleri (≤ 0.3) için sabit- d 'li yapılara ait olan V_{eff} değerleri ve davranışı, sabit- Λ 'lı yapılarınkine benzerdir. Yüksek d/Λ değerleri (≥ 0.4) için sabit- Λ 'lı yapıların etkin V sayısı daha yüksektir ve sabit- d 'li yapılarınki ile kıyaslandığında λ ile daha yavaş azalmaktadır. Bunun nedeni, sabit- Λ 'lı yapılar için a_{eff} 'in Λ 'dan bağımsız olarak ele alınmasıdır.



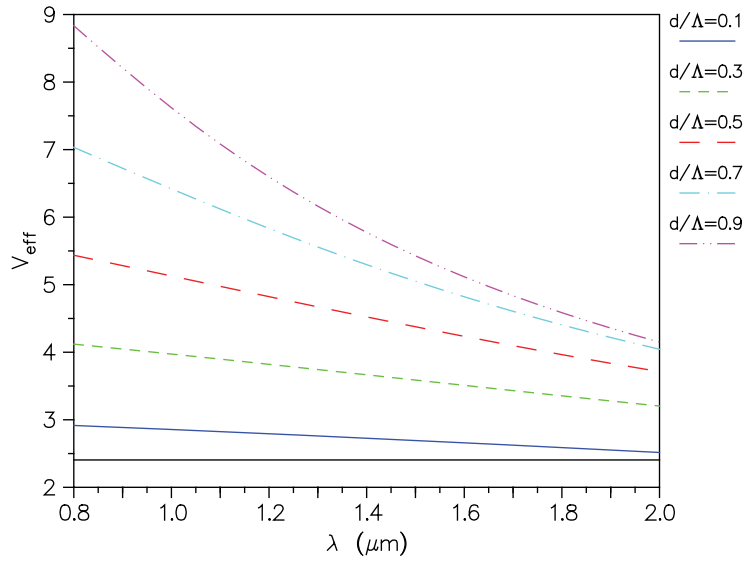
Şekil 2.26. Hava boşluklarının sabit çapı için 9 eksik hava boşluklu KÖ-FKF için dispersiyonun dalgaboyuyla değişimi [160].



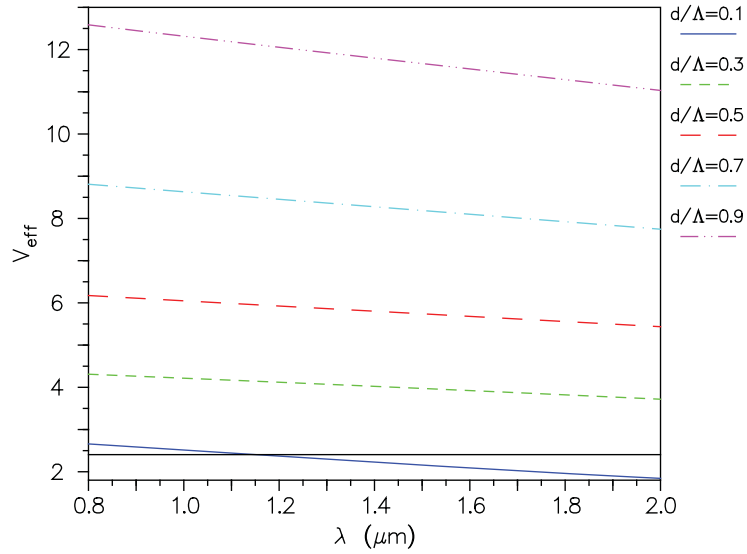
Şekil 2.27. Sabit adım uzunluğu için 9 eksik hava boşluklu KÖ-FKF için dispersiyonun dalgaboyuyla değişimi [160].



Şekil 2.28. $1.55 \mu m$ 'de, (a) hava boşluklarının sabit çapı ve (b) sabit adım uzunluğu için, dispersiyonun d/Λ ile değişimi [160].



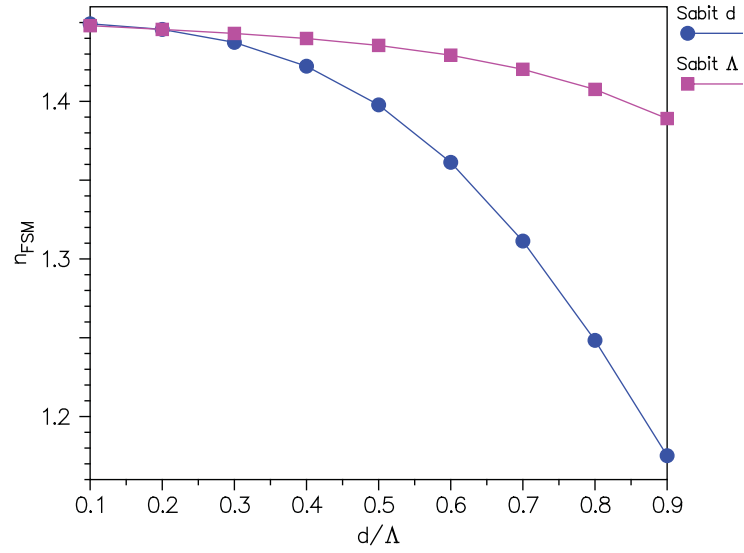
Şekil 2.29. Hava boşluklarının sabit çapına sahip 9 eksik hava boşluklu KÖ-FKF için V parametresinin dalga boyu ile değişimi [160].



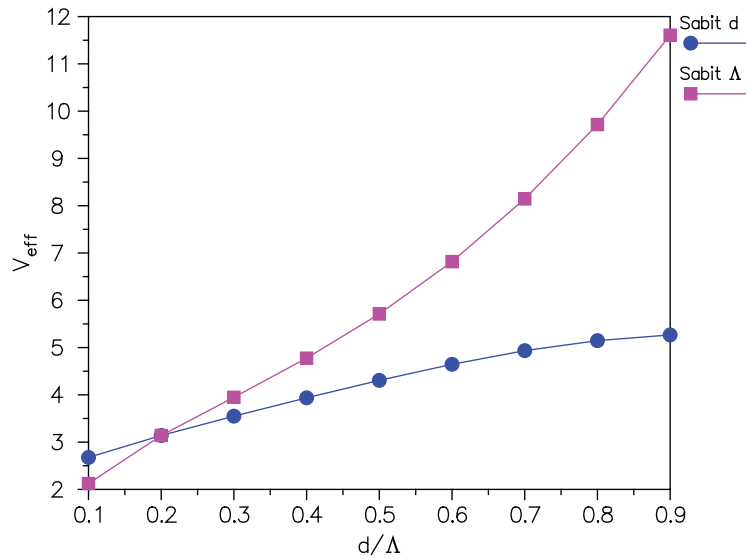
Şekil 2.30. Sabit adım uzunluklu 9 eksik hava boşluklu KÖ-FKF için V parametresinin dalgaboyuyla değişimi [160].

1.55 μm dalgaboyunda n_{FSM} and V_{eff} 'in d/Λ 'ya göre değişimi sabit- d ve sabit- Λ 'lı yapılar için sırasıyla Şekil 2.31 ve Şekil 2.32'de gösterilmiştir. Şekil 2.32'den görüldüğü gibi sabit- Λ 'lı yapılar için özellikle yüksek d/Λ oranlarında V_{eff} 'in d/Λ ile sabit- d 'li yapılarınkine kıyasla daha hızlı arttığı görülmüştür. Şekil 2.31'de gösterildiği gibi bu, sabit- d ve sabit- Λ 'lı yapıların d/Λ 'ya bağlı olan n_{FSM} 'lerinin değişimleri arasındaki farktan kaynaklanmaktadır.

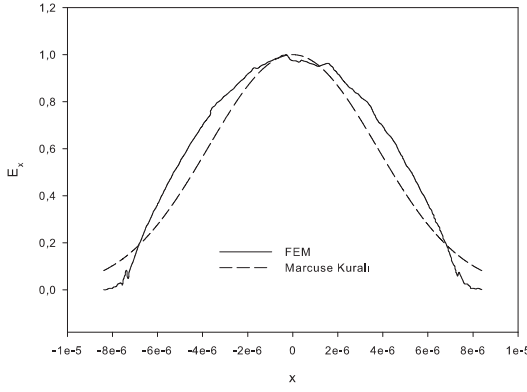
Kare özler için Marcuse formülünün (Denk.(2.6)) kullanılmasının olanaklı olup olmadığını anlamak için hem sonlu eleman metoduna dayalı olan ticari COMSOL Multiphysics Yazılımını [162] hem de Marcuse formülünden elde edilen benek boyutuna (spot size) karşılık gelen Gaussian profillerini kullanarak elektrik alan profilleri elde edilmiştir. Örnek olarak, incelenen iki yapı için de $d/\Lambda = 0.5$ ve 0.9 oranlarında hesaplamalar yapılmış ve sonuçlar Şekil 2.33 ve Şekil 2.34'de gösterilmiştir. Bu şekillerde mod alan genlikleri 1'e normalize edilmiştir. Ayrıca, FEM ile elde edilen Ref. [119]'dan alıntılanan etkin mod alanları ve Ref. [119]'daki aynı fiber parametreleriyle Marcuse formülünden elde edilenler Şekil 2.35'de gösterilmiştir. Bu sonuçlardan, etkin V -parametresi ve etkin mod alan yarıçapını elde etmek için sırasıyla basamak indisli fiber yaklaşımının (BIFY) ve Gaussian mod profiline avantajını kullanabileceğimiz sonucuna varılmıştır.



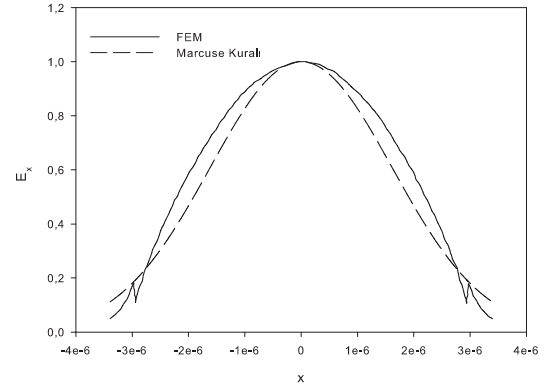
Şekil 2.31. $1.55 \mu m$ 'de sabit çap ve sabit adım uzunluğu için n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [160].



Şekil 2.32. $1.55 \mu m$ 'de sabit çap ve sabit adım uzunluğu için V parametresinin d/Λ ile değişimi [160].

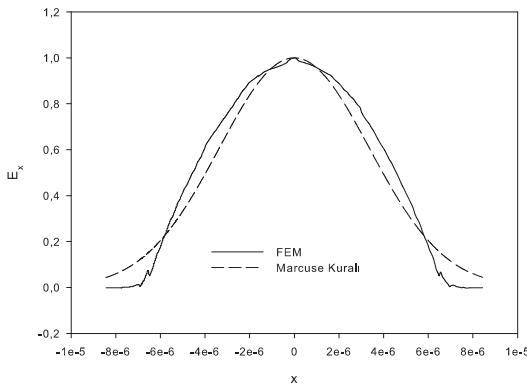


(a)

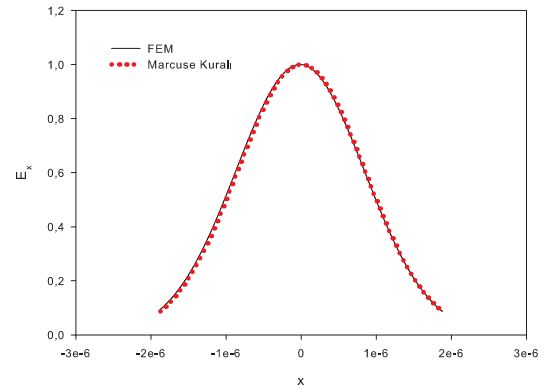


(b)

Şekil 2.33. Sabit adım uzunluğu (a) ve sabit boşluk çapı için (b) $d/\Lambda = 0.5$ 'e sahip yapıların elektrik alan profilleri [160].

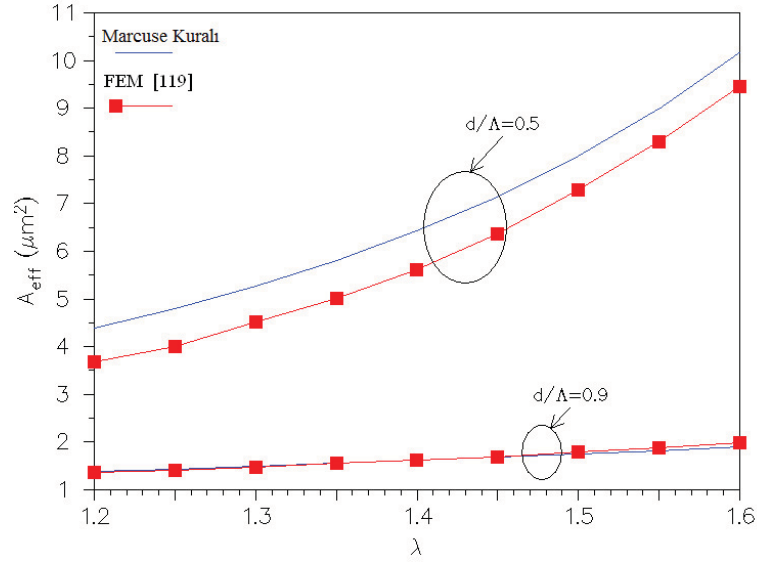


(a)



(b)

Şekil 2.34. (a) Sabit adım uzunluğu (b) sabit boşluk çapı için $d/\Lambda = 0.9$ 'a sahip yapıların elektrik alan profillerinin x yönündeki değişimi [160].



Şekil 2.35. Aynı parametreler için FEM ve Marcuse formülünden elde edilen etkin mod alanlarının karşılaştırılması [160].

Temel modun etkin mod alanı A_{eff} , $1.55 \mu m$ dalgaboyunda Denk.(2.5) ve Denk.(2.6)'nın kullanılmasıyla hesaplanmış ve d/Λ 'ya göre Şekil 2.36'da çizilmiştir. Şekillerden sabit- Λ için A_{eff} değerlerinin sabit- d 'li yapılar için olanlardan genellikle daha büyük olduğu; fakat 0.2'den daha küçük d/Λ değerleri için sabit- d 'li yapıların A_{eff} değerlerinin daha büyük olduğu ve azalan d/Λ ile sabit- Λ 'lı yapılar için olanlara kıyasla daha hızlı arttığı görülmüştür. Bu davranış Şekil 2.31 ve Şekil 2.32 incelenerek açıklanabilir. Sabit- Λ için, etkin-mod-alan yarıçapı w_{eff} , etkin öz yarıçapı sabit ($a_{eff} = 1.64\Lambda$) alındığı için sadece V_{eff} ile ters orantıya sahiptir. Sabit- d için A_{eff} hem V_{eff} hem de a_{eff} ile ilişkilidir ki bunlar da Λ ile değişir. Her iki yapının birbiriyle özdeş olduğu $d/\Lambda = 0.2$ değerinde iki yapı için A_{eff} değerleri birbirine eşittir.

Ele alınan FKF'lerin polarizasyon davranışları sabit- d ve sabit- Λ 'nın her ikisi için çift kırılma hesaplanarak incelenmiş ve sonuçlar sırasıyla Tablo 2.3 ve 2.4'de verilmiştir. Minimum ve maksimum çift kırılmaya karşılık gelen dalgaboyları da tablolarda verilmiştir. Yapılar için çift kırıcılığın maksimum ve minimum değerleri sırasıyla 10^{-7} ve 10^{-8} mertebesinde elde edilmiştir. Bu değerler ihmal edilebilecek kadar küçük oldukları için yapılar, kılavuzlanmış dejenere modlara sahip olacaklardır.

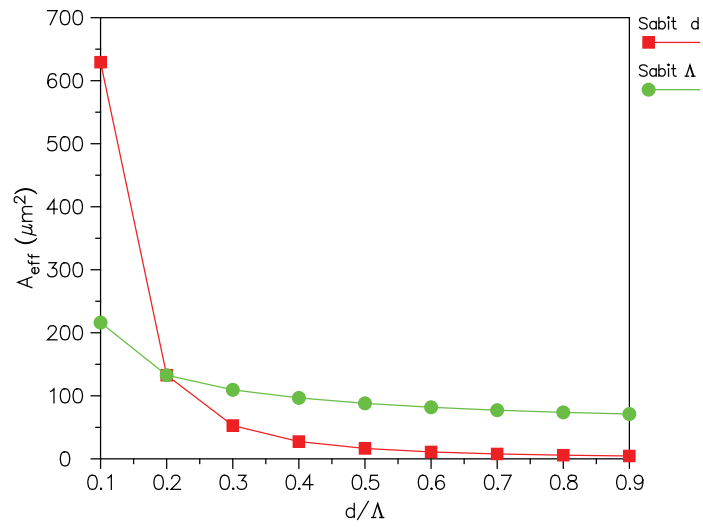
Şekil 2.37'den görüldüğü gibi, $d/\Lambda = 0.3$ için yapılar, fotonik kristal düzleminde

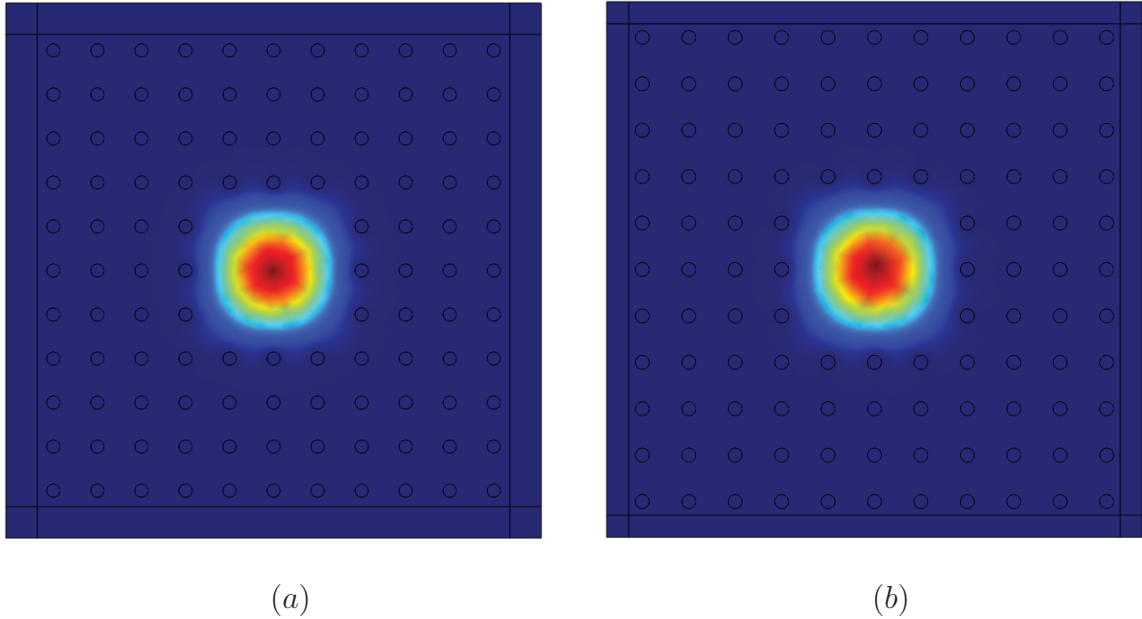
Tablo 2.3. Sabit d 'li yapılar için çift kırıcılık değerleri [160].

d/Λ	$B_{min} (10^{-8})$	$\lambda (\mu m)$	$B_{max} (10^{-7})$	$\lambda (\mu m)$
0.1	6.620	0.8	1.678	1.88
0.3	7.380	0.8	1.920	1.88
0.5	1.240	1.04	2.083	2.0
0.7	0.370	1.16	2.369	1.64
0.9	0.380	1.16	4.288	1.52

Tablo 2.4. Sabit Λ 'lı yapılar için çift kırıcılık değerleri [160].

d/Λ	$B_{min} (10^{-8})$	$\lambda (\mu m)$	$B_{max} (10^{-7})$	$\lambda (\mu m)$
0.1	2.040	2.0	2.070	1.64
0.3	6.960	0.8	1.794	2.0
0.5	6.850	0.8	1.800	2.0
0.7	6.970	0.8	1.824	2.0
0.9	6.890	0.8	1.821	2.0

Şekil 2.36. $1.55 \mu m$ 'de sabit çap ve sabit adım uzunluğu için etkin mod alanının d/Λ ile değişimi [160].

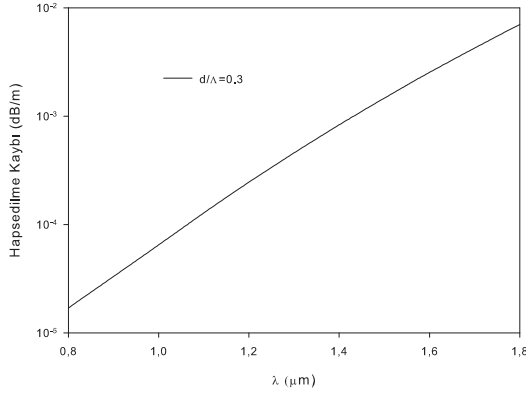


Şekil 2.37. $1.55 \mu m$ dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu için (b) iki boyutta şiddet profilleri.

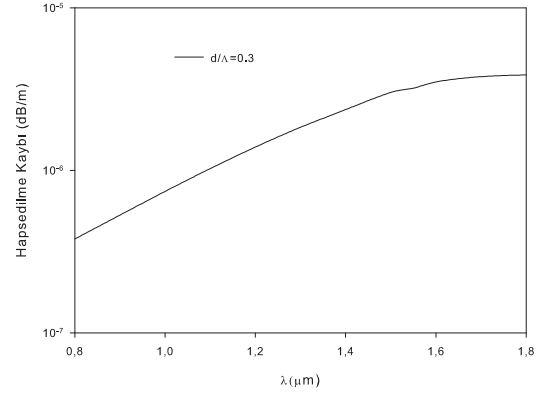
Gaussian davranışı göstermelerine rağmen şiddet profilleri kare benzeri bir şekle sahiptir.

Son olarak yapıların hapsedme kayıpları (L_c) analiz edilmiştir. İlk önce $d/\Lambda = 0.3$ için 0.8 ile 1.8 dalgaboyu aralığında L_c hesaplanmış ve sonuçlar Şekil 2.38a ve 2.38b'de gösterilmiştir. Sabit- d ve sabit- Λ 'lı yapılar için hapsedilme kayıpları sırasıyla 10^{-3} - 10^{-5} dB/m ve 10^{-6} - 10^{-7} dB/m aralıkları mertebesinde. Özellikle, sabit- Λ 'lı yapılar için çok düşük hapsedilme kaybı, yaklaşık $1.0 \mu m$ dalgaboyunda elde edilmiştir. İkinci olarak hapsedilme kayıpları, $\lambda = 1.55 \mu m$ 'de 0.1 'den 0.9 'a uzanan d/Λ 'ya göre incelenmiş ve sonuçlar sabit- d ve sabit- Λ 'lı yapılar için sırasıyla Şekil 2.39a ve 2.39b'de gösterilmiştir. $\lambda = 1.55 \mu m$ dalgaboyunda hapsedilme kayıpları, sabit- d 'li yapılarda $d/\Lambda \geq 0.4$ ve sabit- Λ 'lı yapılarda $d/\Lambda \geq 0.25$ için $0.1 dB/km$ 'den daha küçüktür.

Sabit- Λ 'lı yapıların etkin mod alanı 0.2 'den 0.9 'a kadar geniş bir d/Λ oranı için $100 \mu m^2$ civarında bir değere sahiptir. Sabit- d 'li yapılar için aynı d/Λ aralığında etkin mod alanı daha düşük bir değere sahiptir. Bununla birlikte, sabit- d 'li yapılarda etkin mod alanı, sabit- Λ 'lı yapılarınki ile karşılaştırıldığında 0.2 'den küçük d/Λ değeri için azalan d/Λ ile çok daha hızlı olarak artar ve $d/\Lambda = 0.1$ 'de yaklaşık $630 \mu m^2$

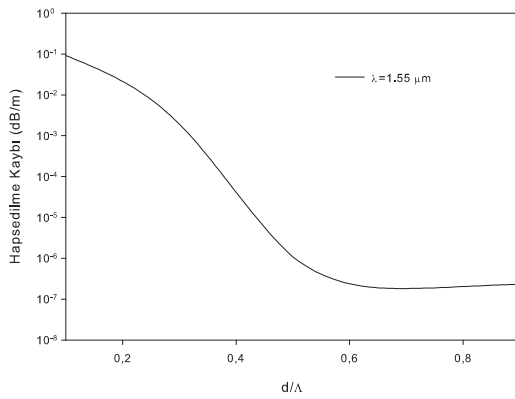


(a)

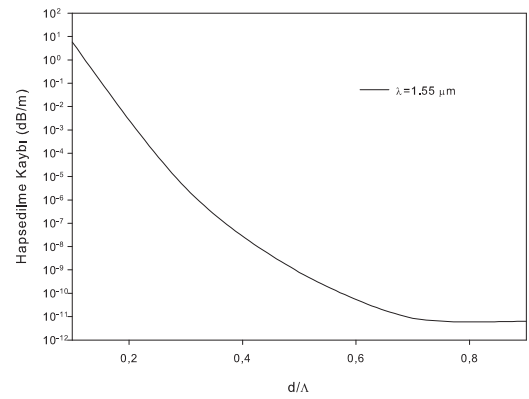


(b)

Şekil 2.38. Sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) için hapsedilme kayıpları [160].



(a)



(b)

Şekil 2.39. $1.55 \mu\text{m}$ dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu (b) için hapsedilme kayıpları [160].

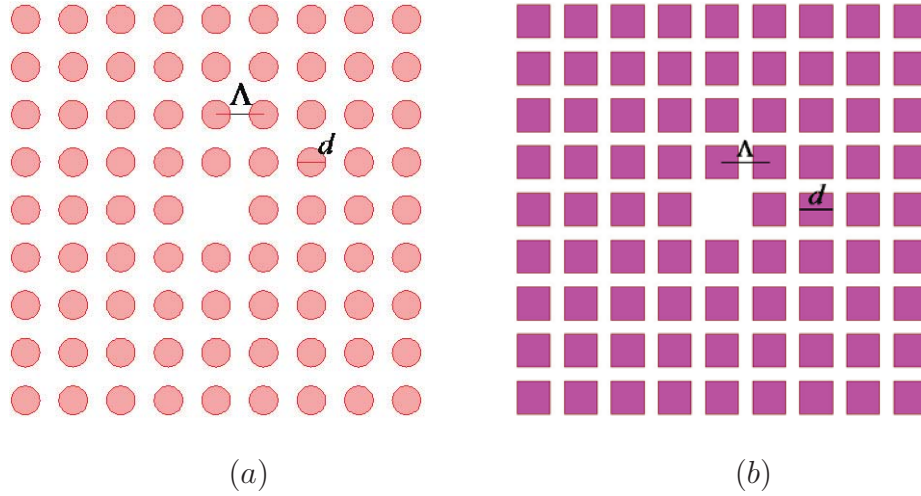
değerine ulaşır. Bu değer sabit- Λ 'lı yapılar için yaklaşık olarak $200 \mu m^2$ 'dir. A_{eff} 'in bu değerleri, basamak indisli fiberlerle elde edilenlerden yeterince büyüktür. Tek mod bölgesi açısından incelenen yapılar, sonsuz tek mod bölgesinin kolayca elde edilebildiği tek-boşluk-eksik fiber öz tasarımları ile kıyaslandığında bir dezavantaja sahiptir. Bununla birlikte hapsedilme kayıpları açısından çalışılan yapılar genellikle düşük kayıplara sahiptirler, özellikle sabit- Λ 'lı yapılar $d/\Lambda = 0.3$ olan ortamlar için yaklaşık $1.0 \mu m$ dalgaboyunda $\leq 0.01 dB/km$ kadar düşük bir değere sahiptirler.

2.5. Dairesel ve Kare Hava Boşluklarına Sahip Kare Örgülü FKF'lerin Karşılaştırılması

Şekil 2.40'da görüldüğü gibi dairesel ve kare hava-boşluklu kare-örgülü katı-özlü FKF'leri ayrı ayrı ele alınmıştır [163]. Burada d dairesel (kare) hava boşluklarının çapı (genişliği) ve Λ hava boşluklarının adım uzunluğudur. Sabit- d 'li yapılar için hem dairesel hava boşluklarının çapı hem de kare hava boşluklarının genişlikleri $d = 0.84 \mu m$ olarak alınmıştır. Sabit adım uzunluklu yapılar için adım uzunluğu $\Lambda = 4.2 \mu m$ seçilmiştir. Katı-öz ve silika arka planının kırılma indisleri $n_{co} = 1.45$ 'dir. Burada yapılan inceleme, 0.1'den 0.9'a bağıl hava boşluk boyutları d/Λ 'yı ve 0.8'den 2.0 μm 'ye dalgaboyu aralığını kapsamaktadır. Öz (n_{FM}) ve fotonik kristal yelek (n_{FSM}) için temel modların etkin kırılma indislerini hesaplamada düzlem dalga açılım metoduna dayanan nümerik yazılım (BandSOLVE) kullanılmıştır. İkinci-mertebe modların etkin kırılma indisleri (n_{SOM}) sonlu eleman metoduna dayanan COMSOL Multiphysics yazılımından elde edilen alan dağılımları aracılığıyla hesaplanmıştır.

V -parametresi değeri modal kesilimi, mod alan yarıçapı, öz içindeki mod güç kesri ve bunun gibi diğer fiber parametrelerini klasik optik fiber teorilerini kullanarak tahmin etmeyi olanaklı kıldığı için FKF'ler için standart fiberlerden bilinen V -parametresi [164, 165] tanımına benzer basit bir formüle sahip olmak çok çekicidir. FKF'lerin V -parametresi tanımı için bazı formülasyonlar önerilmiştir. Mortensen ve ark. [147, 166, 167] FKF'ler için Denk.(2.2)'yi önermişlerdir:

Bununla birlikte bu tanım, aşağıda verilen basamak indisli fiber teorisindeki [164,



Şekil 2.40. Dairesel boşluklu (a) ve kare boşluklu (b) katı özlü FKF'lerin enine kesitleri [163].

165] orjinal V -parametresi tanımından temelde farklıdır:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (2.14)$$

Fakat, bu tanım basamak indisli fiberlerin W -parametresine karşılık gelir ve bu nedenle BİF'lerin tasarım ilkelerini doğrudan FKF'lere uygulamak zorlaşır. Bu nedenle, kare-boşluklu yapılar için aşağıda önerilen bir tahmin metoduyla Ref. [150,156]'da yer alan V -parametresi tanımı etkin öz yarıçapı a_{eff} ile uyarlanmıştır.

Bu şartlar altında, üçgensel örgüler için ikinci-mertebe modun kesilim şartı, geleneksel basamak indisli fiberlerde olduğu gibi $V_c = 2.405$ ile verilir. Yapıların tek mod bölgesi analizimizde, Ref. [134,135]'de değinilen kesilim analizine dayalı bir metotla kare ve dairesel hava-boşlukları için, Ref. [120]'deki hesaplama yöntemini kullanarak sırasıyla $V_c = 2.0$ ve $V_c = 2.46$ değerleri elde edilmiştir.

Denk.(2.15) ile verilen nümerik açıklık NA , bir optik fibere giren veya çıkan meridyensel ışınların en büyük konisinin tepe açısının sinüsünün, koninin tepesinin bulunduğu ortamın kırılma indisi ile çarpımıdır. Böylece NA , tüm bağlı ışınların bulunduğu bir kabul konisini tanımlar. Nümerik açıklık, bir optik fiberin geniş-açılı bir kaynaktan gelen ışığı yakalama yeteneğinin uygun ölçüsüdür ve genellikle yüksek NA yüksek kaynak-fiber çiftlenim verimliliğini vurgular:

$$NA = \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (2.15)$$

Bu çalışmada, ele alınan FKF'ler için aşağıdaki tanım kullanılmıştır:

$$NA_{FKF} = \sqrt{n_{co}^2 - n_{FSM}^2} \quad (2.16)$$

V -parametresi kavramını uygun biçimde FKF'lere uyarlamak için literatürde üçgensel (veya altıgen) örgü tarafından karakterize edilen fiberler için a_{eff} 'in birçok değeri önerilmiştir. Bunlar 0.5Λ [168], $\Lambda/\sqrt{3}$ [169], 0.625Λ [170], 0.64Λ [161] ve Λ [81, 170]'dır. Kare örgülü FKF'ler için Ref. [161]'de kullanılan prosedürün aynısını uygulanarak a_{eff} , 0.67Λ 'ya eşit kabul edilmiştir. a_{eff} için yukarıda değinilen referanslarda önerilen değerlerin tamamı fotonik kristal örgüyü oluşturmak için dairesel hava boşluklarının kullanıldığı ve öz'ün örgü içinde bir tek hava boşluğunun atılması ile oluşturulduğu yapılar içindir. Şimdiki çalışmada etkin öz yarıçapı a_{eff} için dairesel ve kare hava boşlukları için sırasıyla 0.67Λ ve 0.526Λ değerleri kullanılmıştır. Bu değerler aşağıdaki yaklaşımdan hesaplanmıştır.

Öz bölgesi bir tek hava boşluğunun eksikliği ile oluşan yapılar için etkin öz yarıçapı, $f = (\text{hava boşluklarının alanı}) / (\text{birim hücrenin alanı})$ şeklinde tanımlanan hava-dolma kesri ile ters orantılıdır.

$$\frac{f_{ss}}{f_{cs}} = \frac{a_{cs}}{a_{ss}} \quad (2.17)$$

Burada f_{ss} ve a_{ss} sırasıyla kare-boşluklu kare-örgülü FKF'nin hava-dolum kesri ve etkin öz yarıçapıdır; f_{cs} ve a_{cs} dairesel-boşluklu olanlara karşılık gelen parametrelerdir. İlgili hava-dolum kesirleri için aşağıdaki bağıntılar elde edilir:

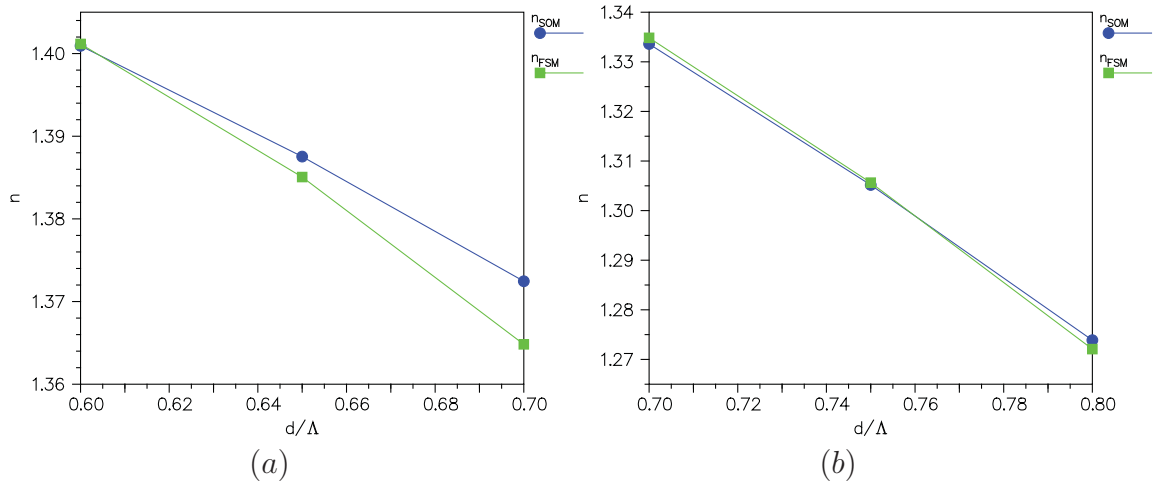
$$f_{cs} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^2 \quad (2.18)$$

ve

$$f_{ss} = \left(\frac{w}{\Lambda} \right)^2 \quad (2.19)$$

Denk.(2.17)'den, $a_{ss} \cong 0.526\Lambda$ elde edilmiştir, burada kare-boşluğun genişliği w değeri, dairesel-boşluğun çapı d 'ye eşit olarak alınmıştır.

Yapıların kesilim (cut-off) analizi Ref. [134, 135]'de anlatılan kesişim (crossing)-tabanlı kesilim analizi olarak adlandırılan metot kullanılarak yapılmıştır ve dairesel hava boşlukları için sonuçlar Şekil 2.41'de, kare hava boşlukları için Şekil



Şekil 2.41. $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$ (a) ve $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$ 'de (b) dairesel hava boşluklu yapıların ikinci mertebeli modu (n_{SOM}) ve uzay dolma modunun (n_{FSM}) kırılma indisleri [163].

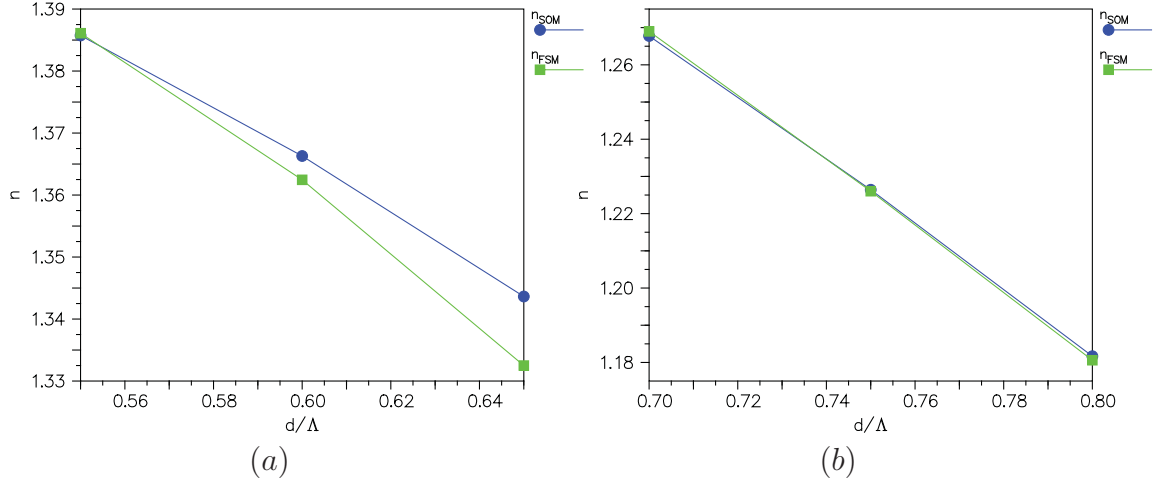
Tablo 2.5. V sayısının kesilim değerleri [163].

Boşluk Şekli	$\lambda(\mu\text{m})$	$(d/\Lambda)_c$	V_c	$V_{c,ort.}$
Dairesel	0.9	0.60	2.442	2.46
	1.2	0.75	2.477	
Kare	1.1	0.55	1.953	2.00
	1.4	0.75	2.046	

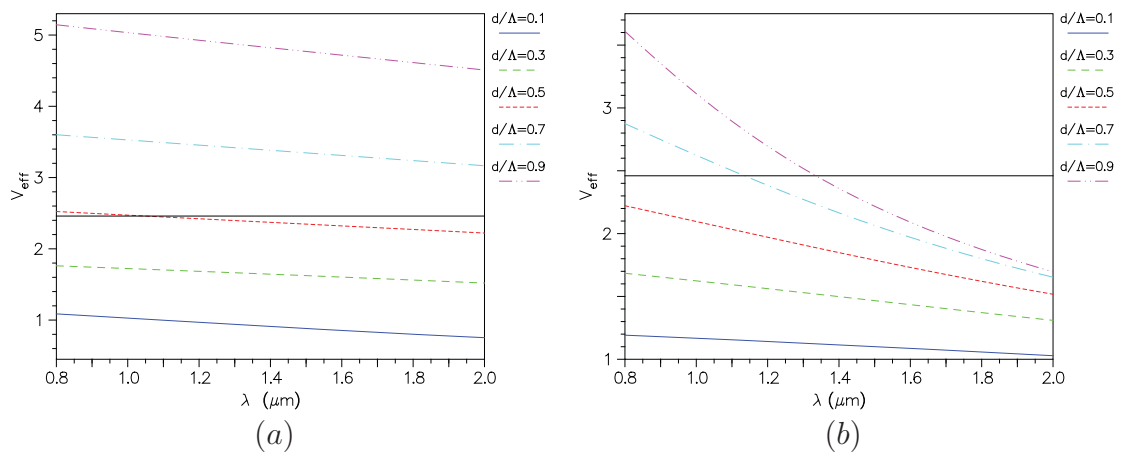
2.42'te gösterilmiştir. V -sayısının kesilim değerleri, kırılma indis eğrilerinin kesişim noktalarından elde edilmiş ve Tablo 2.5'de verilmiştir.

Dairesel hava-boşluklu FKF'ler için, V -parametresi değerlerinin dalgaboyuna göre değişimi, 0.1'den 0.9'a değişen d/Λ değerlerinde sabit adım uzunluğu ve sabit boşluk çapı için sırasıyla Şekil 2.43a ve Şekil 2.43b'de çizilmiştir. Sabit adım uzunluğu için 0.5'ten düşük d/Λ değerlerine sahip yapılar tek modludur, 0.5'ten büyük d/Λ değerlerine sahip olanlar ise çok-modludur fakat $d/\Lambda = 0.5$ olan yapı yaklaşık $1.05 \mu\text{m}$ 'den düşük dalgaboylarında kesilime giderler. Sabit çaplı hava boşlukları için tüm yapılar $1.35 \mu\text{m}$ 'den daha büyük dalgaboylarında tek modludurlar. d/Λ oranları 0.5'e eşit veya 0.5'ten küçük yapılar, $0.8 \mu\text{m}$ 'den $2.0 \mu\text{m}$ olan dalgaboylarında tek modludurlar.

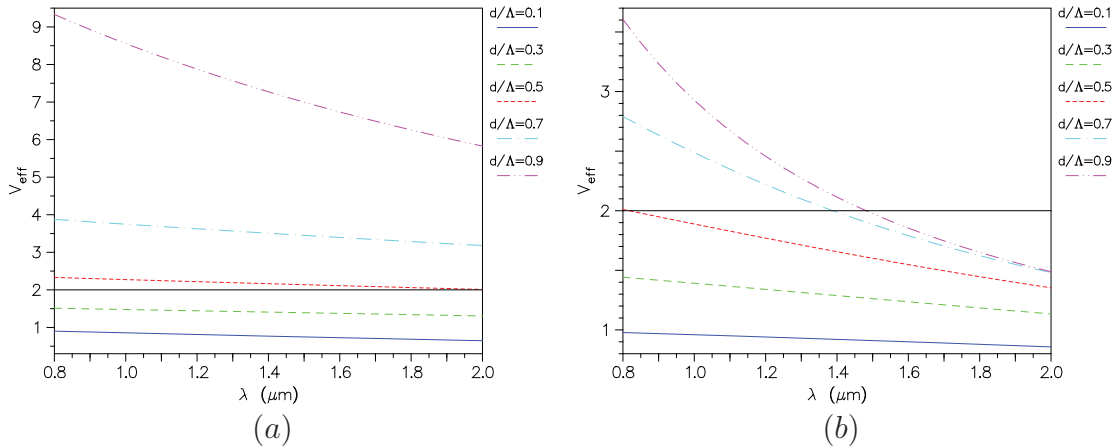
Kare hava boşluklu FKF'lerin V -parametre değerleri, hava boşluklarının sabit adım uzunluğu ve sabit genişliği için sırasıyla Şekil 2.44a ve Şekil 2.44b'de gösterilmiştir. Bu durumda sabit adım uzunluğu için d/Λ oranları 0.5'ten daha küçük olan tüm



Şekil 2.42. $\lambda = 1.1 \mu m$ (a) ve $\lambda = 1.4 \mu m$ 'de (b) kare hava boşluklu yapıların ikinci mertebeli modü (n_{SOM}) ve uzay dolma modunun (n_{FSM}) kırılma indisleri [163].



Şekil 2.43. Sabit adım uzunluğu $\Lambda = 4.2 \mu m$ (a) ve sabit boşluk çapı $d = 0.84 \mu m$ 'de (b) dairesel hava boşluklu yapılar için V parametresinin dalga boyu ile değişimi [163].



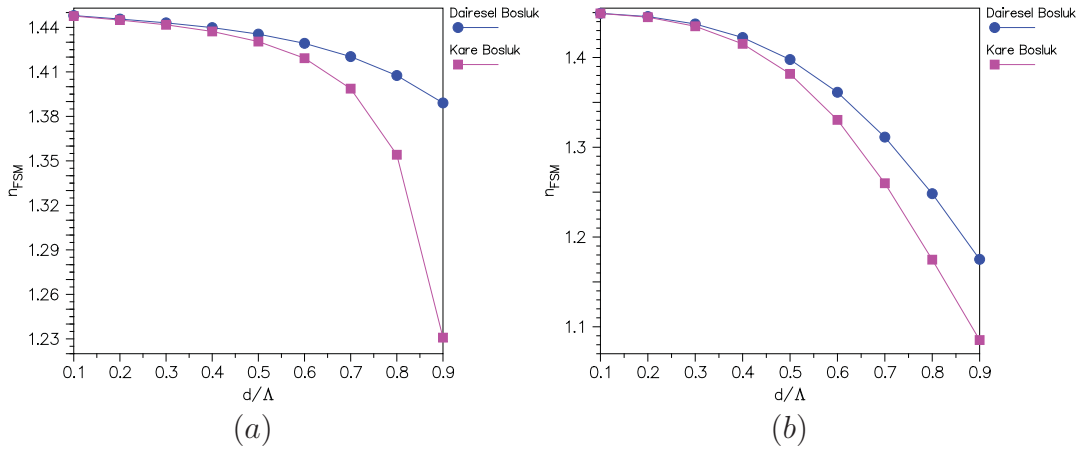
Şekil 2.44. Sabit adım uzunluğu $\Lambda = 4.2 \mu m$ (a) ve sabit boşluk çapı $d = 0.84 \mu m$ 'de (b) kare hava boşluklu yapılar için V parametresinin dalgaboyu ile değişimi [163].

yapılar, ele alınan dalgaboyu bölgesinde tek modlu iken Şekil 2.43a'da gösterildiği gibi $d/\Lambda = 0.5$ için bazı dalgaboylarında dairesel boşluklu yapıların ikinci-mertebeli modunun kesilimi vardır.

Ayrıca, V -parametresi ve böylece kılavuzlanan mod sayısı, dairesel hava boşluklu yapılarla kıyaslandığında kare hava boşluklu yapılar için daha yüksektir. $d/\Lambda = 0.9$ için her iki yapının V -değerleri arasındaki büyük fark, her iki yapı için Şekil 2.45a ve Şekil 2.45b'de gösterildiği gibi temel uzay dolma modunun kırılma indisi n_{FSM} 'in davranışından kaynaklanmaktadır. Şekillerden görüldüğü gibi, kare ve dairesel hava boşlukları için n_{FSM} değerleri arasındaki farklar, artan d/Λ oranları ile artmaktadır. Kare boşluklu yapılar için elde edilen n_{FSM} değerleri genellikle dairesel boşluklu olanlardan daha küçüktür. Bu davranış, bu yapılara karşılık gelen hava dolma kesirleri arasındaki farklarla açıklanabilir.

Kare boşlukların sabit boşluk boyutuna sahip yapılar için V -parametre değerleri, Şekil 2.43a ve Şekil 2.43b'de gösterildiği gibi dairesel boşluklu aynı yapılar için benzer davranışlara sahiptirler, fakat 0.5'ten büyük d/Λ değerleri için ortaya çıkan ikinci-mertebeli modun kesilimi daha uzun dalgaboylarına kaymıştır.

Sabit boşluk boyutu için, dairesel ve kare boşluklu yapıların her ikisinin de V değerleri, sabit adım uzunluklu yapılara kıyasla özellikle 0.5'ten büyük d/Λ değerleri için dalgaboyu ile çok daha hızlı biçimde azalmaktadır. Bunun nedeni, sabit hava



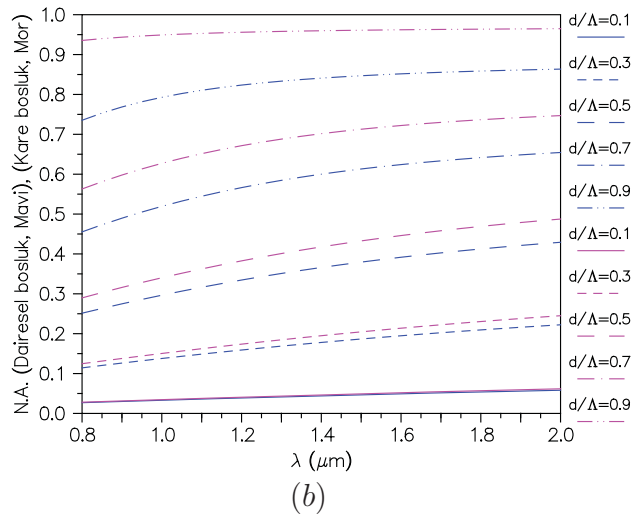
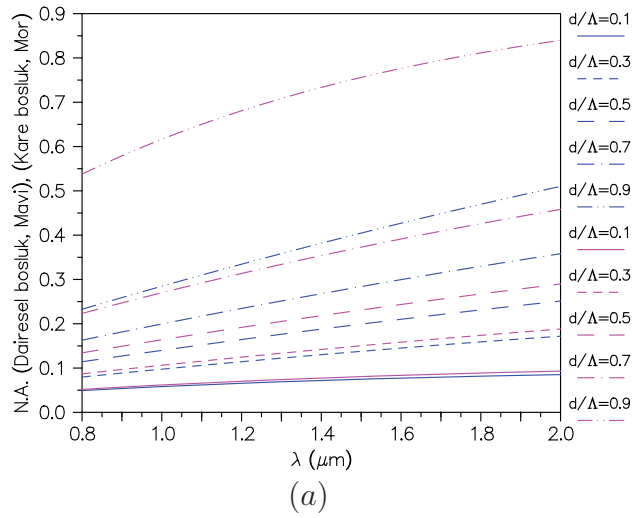
Şekil 2.45. $1.55 \mu m$ 'de sabit adım uzunluğu (a) ve sabit boşluk çapı (b) için, n_{FSM} 'nin d/Λ ile değişimi [163].

boşluk boyutu için V -parametresinin, dalgaboyuna bağlı olan n_{FSM} 'e ve etkin öz yarıçapı a_{eff} 'e bağlı olmasıdır. Fakat, sabit adım uzunluğu için V -parametresi sadece n_{FSM} 'e bağlıdır.

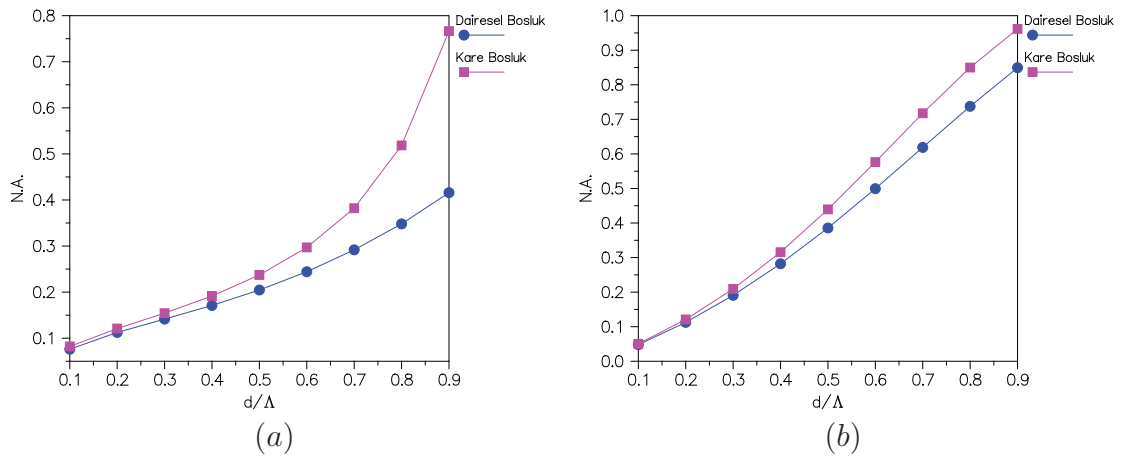
Nümerik açıklık NA 'nın dalgaboyuna göre değişimi, sabit adım uzunluğu için Şekil 2.46a'da ve sabit boşluk boyutu için Şekil 2.46b'de çizilmiştir. n_{FSM} 'nin davranışının Denk.(2.16)'dan gelen mükemmel yansıması açıkça görülmektedir. Yukarıda bahsedilen aynı nedenlerle kare boşluklu yapılar için NA değerleri, genellikle hem sabit adım uzunluğu hem de sabit hava-boşluğu boyutu için dairesel boşluklu aynı yapıların değerlerinden daha büyüktür. Ayrıca, sabit boşluk boyutlu yapılar için NA değerleri, tüm dalga boyları için kare ve dairesel hava-boşluklu yapıların her ikisi için sabit adım uzunluklu yapıların NA değerlerinden daha yüksektir.

$\lambda = 1.55 \mu m$ dalgaboyunda, NA değerlerinin d/Λ oranlarına göre değişimi sabit adım uzunluğu ve sabit boşluk boyutları için sırasıyla Şekil 2.47a ve Şekil 2.47b'de çizilmiştir. NA değerleri ve aralarındaki farkların her iki boşluk şekli için d/Λ ile arttığı, fakat sabit boşluk boyutu için daha hızlı biçimde arttığı bu şekillerden görülmektedir. Ayrıca, sabit boşluk boyutu için nümerik açıklık, aynı d/Λ değerleri için, sabit adım uzunluklu olanların nümerik açıklık değerlerinden, özellikle 0.2'den daha büyük d/Λ için daha büyüktür.

$d/\Lambda = 0.3$ için dairesel ve kare hava boşluklu fotonik kristal fiberlerin çıkış ışığının iki



Şekil 2.46. Sabit adım uzunluğu (a) ve sabit boşluk çapı (b) için NA 'nın dalga boyu ile değişimi [163].



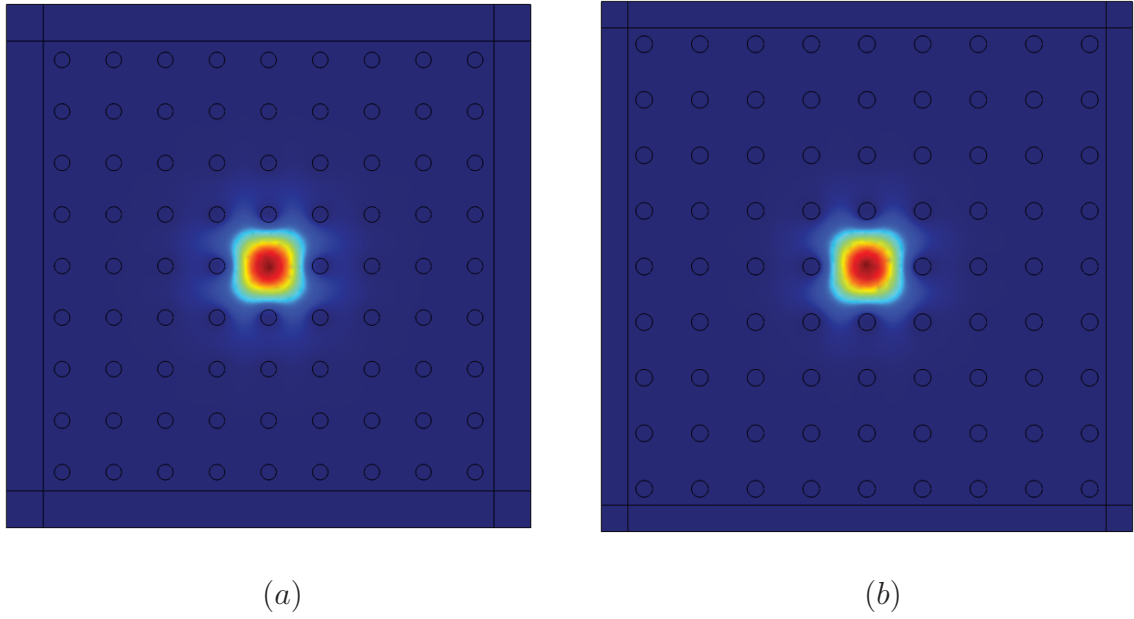
Şekil 2.47. $1.55 \mu m$ 'de sabit adım uzunluğu (a) ve sabit boşluk çapı (b) için NA 'nın d/Λ ile değişimi [163].

boyutta şiddet profilleri ve şekilleri, sırasıyla Şekil 2.48 ve 2.49'da gösterilmiştir. Her iki yapının da şiddet profillerinin kare benzeri bir şekle sahip oldukları görülmektedir.

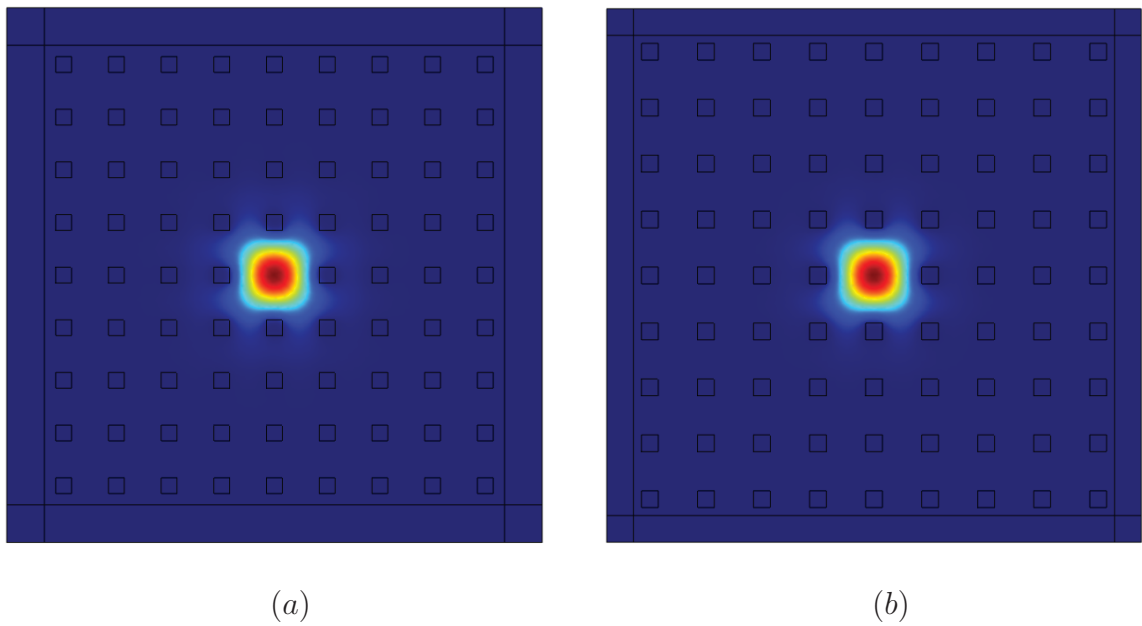
İlk önce $d/\Lambda = 0.3$ için 0.8 ile 1.8 dalgaboyu aralığında dairesel hava boşluklu FKF'nin hapsedilme kayıpları hesaplanmıştır ve sonuçlar Şekil 2.50'de gösterilmiştir. Hapsedilme kayıplarının 10^{-2} - 10^1 dB/m mertebesinde olduğu görülmektedir. Aynı yapının hapsedilme kayıpları, $\lambda = 1.55 \mu m$ 'de 0.1'den 0.9'a uzanan d/Λ 'ya göre incelenmiş ve sonuçlar Şekil 2.51'de gösterilmiştir. $\lambda = 1.55 \mu m$ dalgaboyunda hapsedilme kayıplarının, $d/\Lambda \geq 0.4$ için 0.1 dB/km'den daha küçük olduğu görülmektedir.

$d/\Lambda = 0.3$ için kare hava boşluklu FKF'nin hapsedilme kayıpları Şekil 2.52'de gösterilmiştir. Şekil 2.52'den görüldüğü gibi hapsedilme kayıpları 10^{-3} - 10^0 dB/m mertebesinde dir. Ayrıca $\lambda = 1.55 \mu m$ 'de farklı d/Λ oranları için hapsedilme kayıpları Şekil 2.53'de gösterilmiştir ve kayıpların $d/\Lambda \geq 0.35$ için 0.1 dB/km'den daha küçük olduğu görülmektedir.

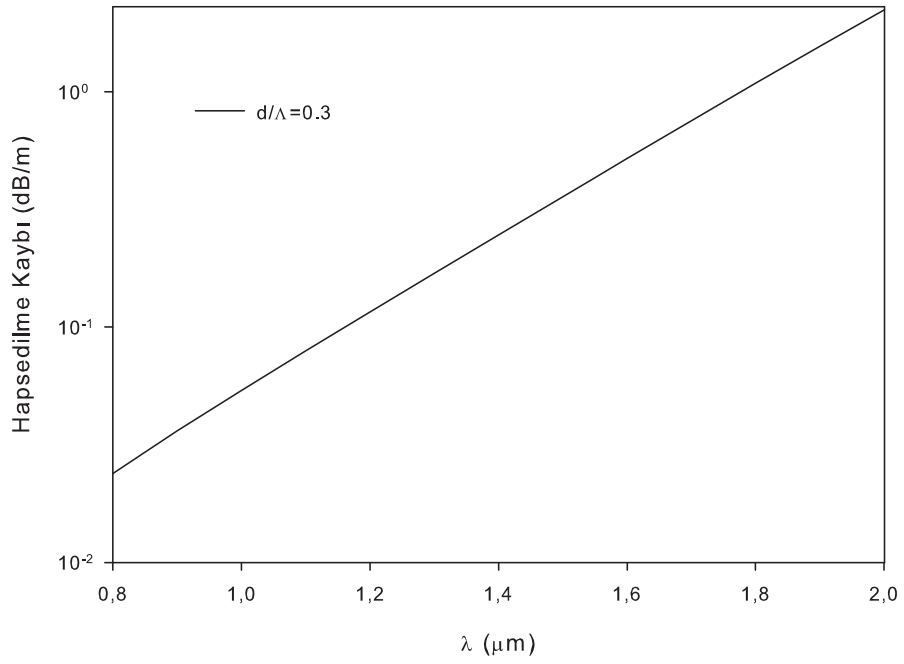
Dairesel ve kare boşluk şekillerine sahip her iki yapının da, sabit adım uzunluğu için, dikkate alınan tüm dalgaboylarında artan d/Λ oranı ile hızlı bir biçimde çok mod bölgesine girdiği sonucuna varılmıştır. Bununla birlikte, sabit boşluk boyutuna sahip yapılar, özellikle 0.5'den daha büyük d/Λ değerlerinde, bazı dalgaboylarında çok mod bölgesine girerler. Kare hava boşlukları için nümerik açıklık, dikkate alınan tüm dalgaboylarında dairesel boşluklular için olan değerlerden daha büyüktür. Örneğin, bir tane yerine 9 hava boşluğunun kaldırıldığı daha büyük öz yarıçapı için, incelenen tüm yapıların V -sayısı önemli miktarda artacaktır ve böylece tek mod şartı altında çalışma, sadece çok küçük d/Λ oranları, örneğin 0.1 veya daha küçük değerler için hemen hemen mümkün olacaktır. İkinci mertebeli modun kesilim dalgaboyu, daha küçük öz boyutuna sahip yapıları ile aynı d/Λ oranı için daha uzun değerlere doğru kaymış olacaktır. Bunun yanı sıra, hava boşluk halkalarının sayısı fiber davranışlarında, bu durum için daha etkin olmalıdır. Burada elde edilen sonuçlar, özellikle büyük nümerik açıklıklı çok modlu ve kare alan dağılımlı FKF'lerin tasarımında oldukça kullanışlı olacaktır.



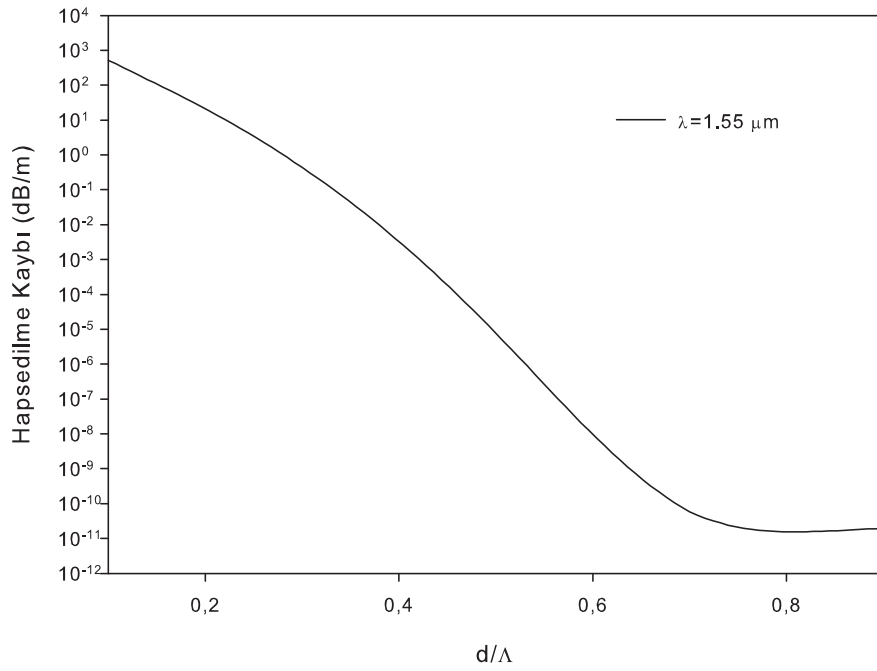
Şekil 2.48. Dairesel hava boşluklu FKF'ler için, $1.55 \mu m$ dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu için (b) iki boyutta şiddet profilleri.



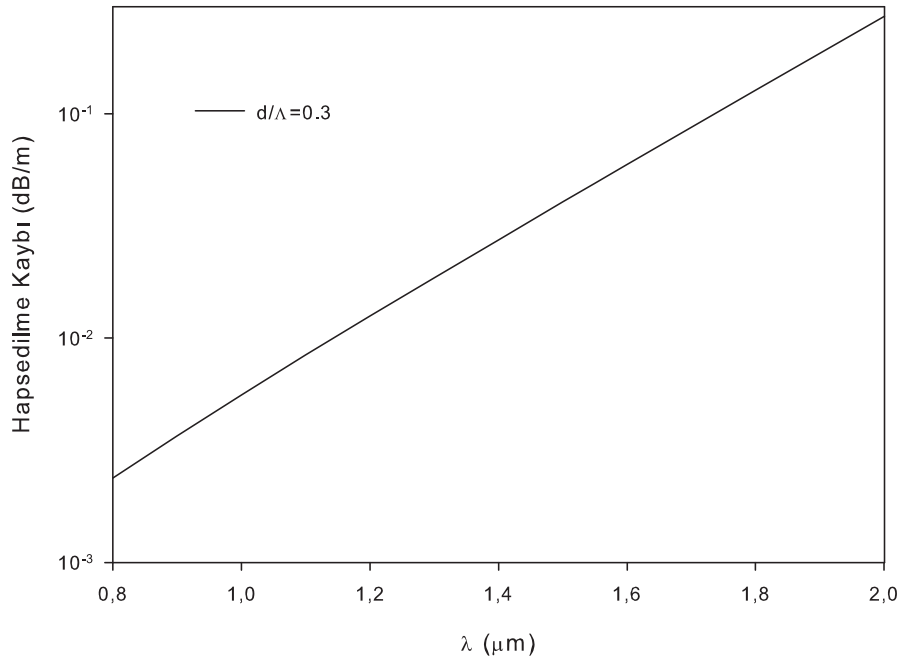
Şekil 2.49. Kare hava boşluklu FKF'ler için, $1.55 \mu m$ dalgaboyunda, sabit boşluk çapı (a) ve sabit adım uzunluğu için (b) iki boyutta şiddet profilleri.



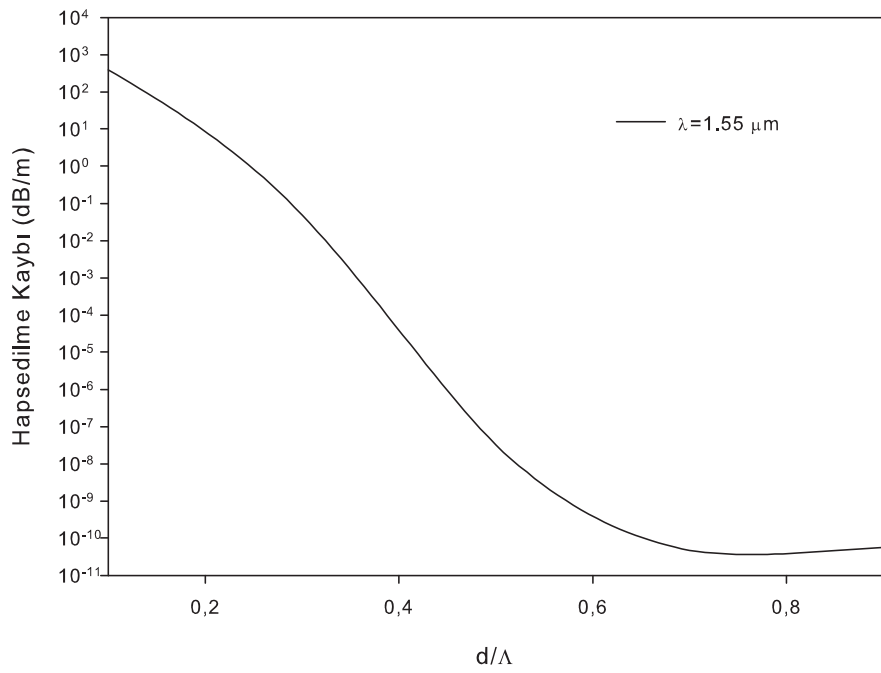
Şekil 2.50. $d/\Lambda = 0,3$ için dairesel hava boşluklu yapının hapsedilme kaybının dalgaboyu ile değişimi.



Şekil 2.51. $1,55 \mu\text{m}$ 'de sabit adım uzunluğu için dairesel hava boşluklu yapıların hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi.



Şekil 2.52. $d/\Lambda = 0.3$ için kare hava boşluklu yapının hapsedilme kaybının dalgaboyu ile değişimi.



Şekil 2.53. $1.55 \mu\text{m}$ 'de sabit adım uzunluğu için kare hava boşluklu yapıların hapsedilme kaybının d/Λ oranı ile değişimi.

3. BÖLÜM

SONUÇ VE GELECEK ÇALIŞMALAR

Yakın geçmişe kadar, bir optik fiber daha düşük kırılma indisli bir başka madde ile çevrilmiş katı bir çubuktu. Bugün, fotonik kristal fiberler, alternatif bir fiber teknolojisi olarak belirlenmiştir. İlk kez 1995'de gerçekleştirilen fotonik kristal fiberler, yüksek kırılma indisli bir arka alan malzemesinin içinde periyodik olarak düzenlenmiş düşük indisli bir maddeye sahip optik fiberlerdir. Fotonik kristal fiberlerde arka alan malzemesi genellikle katkılanmamış silikadır ve düşük indisli bölge tipik olarak, fiberin tüm uzunluğu boyunca tekrarlanan hava boşlukları ile sağlanır.

Fotonik kristal fiberleri analiz etmek için pek çok metot geliştirilmiştir. Bu farklı yöntemler için kilit nokta, periyodik dielektrik yapı ve elektrik veya manyetik alanların tam olarak nasıl tanımlanabileceğidir. Burada bu farklı yöntemlerden kısaca bahsedilmiştir. Nümerik hesaplamalarda kullandığımız ticari yazılımların dayandığı ve en yaygın olarak kullanılanlardan birisi olan düzlem dalga metodu ile oldukça genel olan sonlu elemanlar metodu detaylı olarak incelenmiştir.

Bu çalışmada ilk olarak dairesel hava boşluklarının hekzagonal örgüsünden bir tek hava boşluğu kaldırılması ile oluşan katı özlü fotonik kristal fiberler incelenmiştir. Göz önüne alınan fotonik kristal fiber tasarımlarının tek mod bölgesini incelemek için yapılan simülasyon çalışmalarından, V -sayısının doğrudan değerlendirilmesi ve basamak indisli fiber yaklaşımının kullanımı arasında önemli bir farkın olmadığı; fakat basamak indisli fiber yaklaşımı kullanımının özellikle etkin mod alanı değerlendirmesi için daha kullanışlı ve kolay bir yöntem olduğu görülmüştür. Sabit d 'li yapılar için, V_{eff} özellikle $d/\Lambda > d^*/\Lambda$ için sabit Λ 'lı yapılarınkinden çok daha hızlı biçimde dalgaboyuyla azalmakta ve tek mod sınırına ulaşmaktadır. Fiber optik

ve fotonikte yaygın olarak kullanılan $1.55 \mu m$ dalgaboyu için, çalışılan sabit d 'li yapıların hepsi incelenen d/Λ oranlarında tek mod bölgesindedirler. Diğer taraftan, d/Λ 'nın 0.5 'den daha büyük değerleri için sabit Λ 'lı yapılar çok modlu bölgeye girerler. İncelenen fotonik kristal fiberler için her d/Λ değerinde sabit Λ 'lı yapıların etkin mod alanları sabit d 'li olanlarından daha büyüktür ve d/Λ 'nın 0.2 'den daha küçük bir değeri için $1000 \mu m^2$ 'den daha büyük değerlere ulaşmaktadır. Λ 'daki bir değişimin, d 'deki bir değişim ile karşılaştırıldığında FKF'nin dispersiyon davranışını çok daha önemli ölçüde değiştirdiği görülmüştür. Sabit d 'li yapılar için, d/Λ 'nın $0.1 - 0.5$ aralığındaki değerlerinde dispersiyon hemen hemen aynı olmaktadır. Diğer taraftan sabit Λ 'lı yapılar için, d/Λ 'nın $0.1 - 0.7$ aralığında dispersiyon önemli miktarda değişir. Ayrıca, dispersiyon yönetimi, sabit d 'li yapılar için daha kolaydır. Fakat sabit Λ 'lı yapılar için, d/Λ 'nın daha büyük aralığında aynı sıfır dispersiyon noktaları civarında çalışmak mümkündür.

Sabit d hava boşluk çapı ve sabit Λ adım uzuluğu için dairesel hava boşluklarının hegzagonal örgüsünden 7 hava boşluğu kaldırılması ile oluşan katı-özlü fotonik kristal fiberler farklı d/Λ oranlarında incelenmiştir. Her iki yapı için dispersiyonlar ve etkin mod alanları elde edilmiş ve karşılaştırılmıştır. Sabit d 'li yapıları kullanarak, dispersiyon yönetiminin kolay olduğu fakat, geniş d/Λ aralığında aynı sıfır dispersiyon noktaları civarında çalışmak için sabit Λ 'lı yapıların daha uygun olduğu sonucuna varılmıştır. Her iki yapı için 0.2 'den küçük d/Λ için $100 \mu m^2$ 'den daha büyük A_{eff} değerleri elde edilmiştir. Sabit d 'li yapılar için, d/Λ 'nın 0.1 'e düşmesiyle A_{eff} hızlı bir biçimde artar ve $d/\Lambda = 0.1$ 'de $500 \mu m^2$ değerine ulaşır. Sonuç olarak, d ve Λ 'nın herhangi bir tasarımı temelde mümkündür. Bununla birlikte bazı durumlarda, V_{eff} 'nin düşük değerine karşılık gelen modun öz'den öteye ve yelek bölgesi içine genişlemesinin neden olduğu [157, 158] zayıf bir kılavuzlama olacaktır. Diğer taraftan hapsedilme, yüksek-mertebeli modların [151, 159] kılavuzlanmasına izin verecek şekilde çok güçlü olacaktır. Bununla birlikte, örneğin temel ve yüksek mertebeli modların sönüm katsayılarındaki temel fark durumunda bükülme tekniği kullanılarak tek mod bölgesi gerçekleştirilebilir.

Dairesel hava boşluklu kare örgünün merkezinden 9 hava boşluğu kaldırılması ile oluşan FKF'lerin incelemelerinden sabit- Λ 'lı yapıların etkin mod alanının 0.2 'den

0.9'a kadar geniş d/Λ oranı için $100 \mu m^2$ civarında bir değere sahip olduğu görülmüştür. Sabit- d 'li yapılar için aynı d/Λ aralığında etkin mod alanı daha düşük bir değere sahiptir. Bununla birlikte, sabit- d 'li yapılarda etkin mod alanı, sabit- Λ 'lı yapıları ile karşılaştırıldığında 0.2'den küçük d/Λ değeri için azalan d/Λ ile çok daha hızlı olarak artar ve $d/\Lambda = 0.1$ 'de yaklaşık $630 \mu m^2$ değerine ulaşır. Bu değer sabit- Λ 'lı yapılar için yaklaşık olarak $200 \mu m^2$ 'dir. A_{eff} 'in bu değerleri, basamak indisli fiberlerle elde edilenlerden yeterince büyüktür. İncelenen yapılar, sonsuz tek mod bölgesinin kolayca elde edilebildiği tek-boşluk-eksik fiber öz tasarımları ile kıyaslandığında tek mod bölgesi açısından dezavantaja sahiptirler. Bununla birlikte hapsedilme kayıpları açısından çalışılan yapılar genellikle düşük kayıplara sahiptirler, özellikle sabit- Λ 'lı yapılar $d/\Lambda = 0.3$ olan ortamlar için yaklaşık $1.0 \mu m$ dalgaboyunda $\leq 0.01 dB/km$ kadar düşük bir değere sahiptirler.

FKF'leri tasarlarken ele alınacak birçok yapı ve model vardır. Bu çalışmada katı-özlü kare-örgülü FKF'lerin nümerik açıklığı yanı sıra tek mod konusunu basamak indisli fiber yaklaşımı kullanarak ele alınmıştır. Burada son olarak dairesel ve kare hava boşluklu kare örgüden bir tek hava boşluğunun kaldırılmasıyla oluşan FKF'ler karşılaştırmalı olarak incelenmiştir. Dairesel ve kare boşluk şekillerine sahip yapılar için elde edilen sonuçlardan, sabit adım uzunluğu için her iki yapının da, dikkate alınan tüm dalgaboylarında artan d/Λ oranı ile hızlı bir biçimde çok mod bölgesine girdiği sonucuna varılmıştır. Bununla birlikte, sabit boşluk boyutuna sahip yapılar, özellikle 0.5'den daha büyük d/Λ değerlerinde, bazı dalgaboylarında çok mod bölgesine giderler. Kare hava boşlukları için nümerik açıklık, dikkate alınan tüm dalgaboylarında dairesel boşluklular için olan değerlerden daha büyüktür. Örneğin, bir tane yerine 9 boşluğun kaldırıldığı daha büyük öz yarıçapı için, incelenen tüm yapıların V -sayısı önemli miktarda artacaktır ve böylece tek mod şartı altında çalışma, sadece çok küçük d/Λ oranları, örneğin 0.1 veya daha küçük değerler için hemen hemen mümkün olmaktadır. İkinci mertebeli modun kesilim dalgaboyu, daha küçük öz boyutuna sahip yapıları ile aynı d/Λ oranı için daha uzun değerlere doğru kaymış olacaktır. Bunun yanı sıra, hava boşluk halkalarının sayısı fiber davranışlarında, bu durum için daha etkin olabilir. Bu çalışmada elde edilen sonuçlar, özellikle büyük nümerik açıklıklı, çok modlu ve kare alan dağılımlı

FKF'lerin tasarımında oldukça kullanışlı olacaktır.

İleriki çalışmalarda, indis kılavuzlayıcı fotonik kristal fiberlerde çift özlü veya asimetric yapılar ve lineer olmayan etkiler incelenebilir. Fotonik bant aralıklı yapılar benzer şekilde incelenebilir. Her iki fotonik kristal fiber türü arasındaki farklar ve benzerlikler karşılaştırılabilir ve daha etkin oldukları çalışma alanları belirlenebilir.

GİRİŞ

Son derece yüksek hızlarda, uzun mesafelerde ve kısa optiksel vurular (pals) şeklinde bilgi iletimi yapan optik fiberler, 20. y.y.'ın önemli teknolojik başarılarından biridir. Bu teknoloji, ilk olarak 1970'de düşük kayıplı, tek modlu dalgakılavuzlarından gelişmiş küresel telekomünikasyon ağının kilit bileşenleri olacak kadar şaşırtıcı oranda ilerleme kaydetmiştir. Optik fiberler aynı zamanda sensör teknolojisi, spektroskopi, metroloji ve tıp gibi telekom dışı pek çok alanda da yoğun olarak kullanılmaktadırlar [1-6]. Modern optik fiberler, optik kayıplar, optik nonlinearlık, grup hızı dispersiyonu ve polarizasyon etkileri arasında dikkatli bir tercih sunarlar. Yoğun araştırmalarla geçen 30 yıldan sonra bu fiberlerin sistem kapasitelerini ve fabrikasyon teknolojilerini ileri seviyelere götüren marjinal adımlar atılmıştır.

Optik dalgakılavuzlarının çalışma ilkesi, pek çok yıldır bilinen ve teknolojik açıdan kullanılan Toplam İç Yansıma (TİY) veya indis-kılavuzlama olarak adlandırılan fiziksel bir mekanizmayla [5, 7] ışığın kılavuzlanmasına dayanır. Dielektrik veya yarıiletkenlerden yapılmış bu dalgakılavuzlarında toplam iç yansımayı sağlamak için çevreleyici ortama göre daha yüksek kırılma indisine sahip bir öz gereklidir.

Günümüzde telekomünikasyon ağlarının bant genişliğinin yetersiz olduğu görülmüştür. Bunun nedeninin fiberin kendine özgü sınırlamaları olduğunun düşünülmesine rağmen çok daha önemli etkilerin sinyal kaynaklarının ve alıcıların sınırlı hızlarından kaynaklandığı görülmüştür. Bu nedenle uzun süredir, kaynak ve alıcıları geliştirmek için bant genişliğinin artırılması önemli bir konu olmuştur [7].

Yüksek hızlı elektronik ve opto-elektronikteki ilerleme ile birlikte bant genişliğini (temel olarak internet ve multimedya kullanımının yaygın hale gelmesiyle) üstel olarak arttırma gereği ortaya çıkmıştır. Daha yüksek yoğunluklu yeni veri yükleme metotlar şu

anda mevcuttur, fakat lineer olmayan etkiler, polarizasyon, mod dispersiyonu ve diğer etkiler nedeniyle daha fazla ilerleyememiştir.

1980'den bu yana bazı laboratuarlardaki araştırmacılar ve mühendisler araştırmalarını, fotonik kristaller olarak bilinen yeni optiksel ortamları geliştirmek için, optik dalgaboyu ölçekli maddeleri yapabilme üzerine yoğunlaştırmışlardır. Fotonik kristaller, maddenin kendine has optiksel özelliklerini köklü olarak değiştiren düzenli bir biçimsel (morfolojik) mikroyapıya dayanırlar [8].

Fotonik kristaller ismi (veya fotonik bant aralıklı yapılar), yayılma yönüne bakılmaksızın elektromanyetik dalgaların kesin olarak yasaklı olduğu frekans aralıkları sergileyen periyodik maddeleri tanımlamak için kullanılır. Bu yasaklı frekans aralıkları, fotonik bant aralıkları olarak adlandırılır. Kendiliğinden yayınlama kontrolü için fotonik kristal kullanımının arkasındaki başlangıç fikri, bir yarıiletkende uyarılmış bir atomun ışımalı gevşemesi (radiative relaxation) veya bir elektron-boşluk çiftinin yeniden birleşiminin oluşması için yayınlanmış fotonun mevcut elektromanyetik durumlarının sayısının sıfırdan farklı olması gerektiğidir. Böylece eğer kristal, optiksel iletimlerin frekanslarını üst üste getiren fotonik bant aralıklarına sahip olacak şekilde tasarlanmışsa, atom ve eksitonların optiksel iletimleri temel olarak, bir fotonik kristal içinde yasaklı olmalıdır [5-7, 9-11]. Fotonik kristallerin, iyi tanımlanmış frekanslara sahip fotonların yayılımını yasaklayabilmedeki bu yetenekleri, yarıiletkenlerin elektronik özelliklerine açık bir benzerlik içermektedir [5, 7, 12-15] ve ayrıca elektronik bant aralıklı maddelere optiksel benzerliğe sahip olması, bu yapılara karşı büyük bir ilgiye neden olmuştur [16-24]. Fotonik kristallerle yarıiletkenler arasındaki benzerlik ilgi çekicidir. Her iki durumda da uzaysal ve periyodik olarak dağılmış potansiyel, foton ve elektron dalgaları için dispersion bağıntılarında yasaklı aralıkların açılmasına neden olur. Bununla birlikte, yarıiletkeni oluşturan atomların örgü düzenlemelerinden kaynaklanan ve periyodik olarak değişen elektrik potansiyelin elektronik bant aralıklarına neden olması gibi, fotonik kristallerde dielektrik fonksiyonunun periyodik bir dağılımı bant aralıklarının oluşmasına neden olur.

Gerçekte, yarıiletkenlerin bant yapısı, elektronlar ve kristal örgü tarafından oluşturulan potansiyeldeki periyodik değişimler arasındaki etkileşmelerin sonucudur. Periyodik potansiyel için Schrödinger dalga denklemini çözerek yasaklı bantlarla ayrılmış elektron

enerji durumları elde edilir. Dielektrik katsayısındaki (yani kırılma indisinde) periyodik değişimleri, elektrik potansiyeldeki değişimler yerine yazarak ve manyetik alan için klasik dalga denklemini Schrödinger denklemiyle değiştirerek fotonik kristallerde fotonik bant aralıkları elde edilebilir [25]. Silikon ve diğer yarıiletkenlerde elektronik bant aralıklarından faydalanmanın elektronik üzerindeki oldukça büyük etkisini gözönünde bulundurarak, fotonik kristallerden faydalanmanın da fotonik alanına önemli bir etki yapması beklenmektedir [21-23, 26]. Toronto Üniversitesi'nden Sajeew John ve Bell Communications Research'den Eli Yablonovitch tarafından 1987'de orijinal olarak öngörülen fotonik bant aralığı [5, 7, 10, 12, 27], 1990'ların başlarında optik alanında gerçekten güncel bir konu olmuştur.

Fotonik bant aralığı etkisinin başlangıç çalışmaları, doğrudan dalgakılavuzlamayla ilgili olmayıp, gelecekteki optiksel elemanlarda ışığın oldukça arttırılmış yerleştirilmesi problemiyle kesinlikle ilgilidir. Bu ise fotonik bant aralığına dayanan yeni fikirlerin ortaya çıkmaya başladığı, 1980'lerin sonlarından 1990'ların başlarına kadar pek çok araştırmacının, öncelikli olarak bu fikirlerin oldukça garip ve çok ilginç olmalarına rağmen pratik uygulamalara oldukça uzak olduklarını söylemelerini muhtemelen doğrular.

Bugün fotonik kristal dalgakılavuzları, hem düzlemsel hem de fiber uygulamaları için incelenmektedirler [6, 21, 28, 29]. Düzlemsel fotonik kristal dalgakılavuzları 90° keskin bükülmeler etrafında ışığın kayıpsız iletimini sağlayan çekici bir potansiyele sahip olup büyük ölçekli tümleşik fotonikte [30] bir anahtar rolü üstlenebilmektedirler. Düzlemsel yapılardan farklı olarak, fotonik kristal dalgakılavuzları, sadece makul değişikliklerle geleneksel fiber üretim teknikleri kullanılarak fiber biçiminde üretilebilirler [31]. Doğal öz-yelek gereksinimlerini ve sınırlamalarını ortadan kaldıran fotonik kristal fiberler (FKF), radikal olarak yeni özellikler sergileyebilirler ve yüksek güçlü lazer dağıtımı, iletim penceresinin spektral yerleşimi ve veri iletim hızları gibi sınırları potansiyel olarak genişletebilirler.

Fotonik kristallerin elektromanyetik özelliklerinin ayarlanabilirliği, optik frekanslardan mikrodalga frekanslara kadar tüm elektromanyetik spektrum için kullanımlarını olanaklı kılar [32-34]. Son yıllarda fotonik kristaller, yani ışığın yayılımını kontrol etmede kullanılan periyodik yapılar üzerine yapılan araştırmalarda üstel bir artış görülmüştür [5,

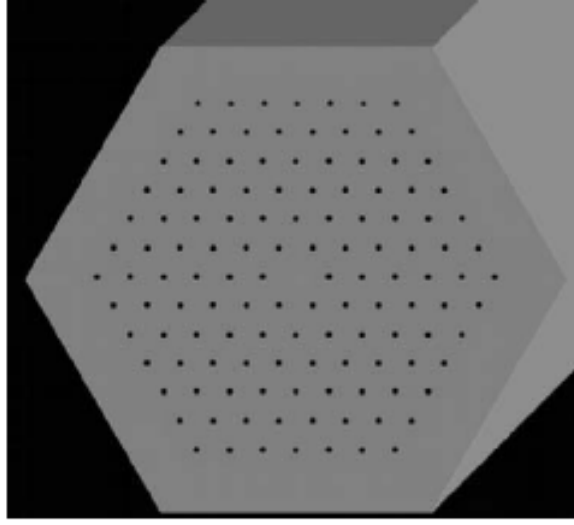
16] ve bu yapılar, fotonik bant aralığı etkisiyle, kovuklarda ve dalgakılavuzlarında ışığın yerleştirilmesine ve kontrolüne olanak sağlamışlardır [13, 28, 30, 35-40].

Kaiser ve arkadaşlarının [41] çalışmaları sayesinde silika dalgakılavuzu araştırmalarının ilk günlerinden bu yana, yelek bölgesinde hava boşluklarının oluşturulmasıyla ve bu hava boşluklarının fiberin ekseni boyunca uzatılmasıyla oluşan optik fiberler bilinmekteydi. Bu ilk çalışma, ilk olarak, tamamen silikadan yapılmış düşük kayıplı tek maddeli fiberleri açıklamıştır. Açıklanan yapılarda, çok küçük silika özler, hava içinde, silika ince köprülerle tutuluyordu.

1991'de CLEO/QELS (The Conference on Lasers and Electro-Optics and The Quantum Electronics and Laser Science) konferansı sırasında, Yablonovitch'in araştırmasıyla ilgilenen Philip Russell'in aklına çığgın bir fikir geldi [25]. Russell'in düşüncesi, cam içinde mikroskopik hava boşluklarının periyodik dalgaboyu ölçekli bir örgü olan yelekte iki boyutlu fotonik kristal oluşturarak, fiber boşluk özü içerisinde ışığı tuzağa düşürmektir. Temel prensip, tüm dalgaboyu ölçekli periyodik yapıların, gelen ışığın güçlü biçimde yansıtıldığı durdurucu bantlar olan aç ve renk bölgeleri sergiledikleri kelebek kanatlarındaki ve tavuskuşunun tüylerindeki rengin kaynağı ile aynıdır. Uygun bir biçimde tasarlandığında, tüm fiberin uzunluğu boyunca tekrarlanan fotonik kristal yelek, ışığın boşluk özden kaçmasını engeller. Bu yeni fiberler, fotonik kristallerin doğal olmayan özelliklerine dayandıkları için, fotonik kristal fiberler olarak adlandırılırlar.

Fotonik kristal yapıya sahip ilk fiber, Russell ve çalışma arkadaşları tarafından 1995'de gerçekleştirilmiştir [7, 31]. Çok ilginç bir araştırma alanı olsa bile ilk fotonik kristal fiber, Şekil G.1.'de gösterildiği gibi boşluk öze sahip değildir ve sonuç olarak, ilk FKF, fotonik bant aralığı ile optiksel hapsedmeyi gerçekleştirmez.

Gerçekte 1995'de, Russell ve arkadaşlarının çalışmasıyla [42], fotonik kristal fiber alanı kurulmuştur ve fiberin uzunluğu boyunca yerleştirilmiş birkaç yüz hava boşluğunun periyodik bir düzenlemesine sahip mikroyapılandırılmış fiberlerin gerçekleştirilmesi gösterilmiştir [31, 41-43]. Russell ve arkadaşlarının başlangıçtaki amaçları, fotonik bant aralığı etkisini kullanarak ışığı kılavuzlayabilen fiberleri gerçekleştirmektir [44].

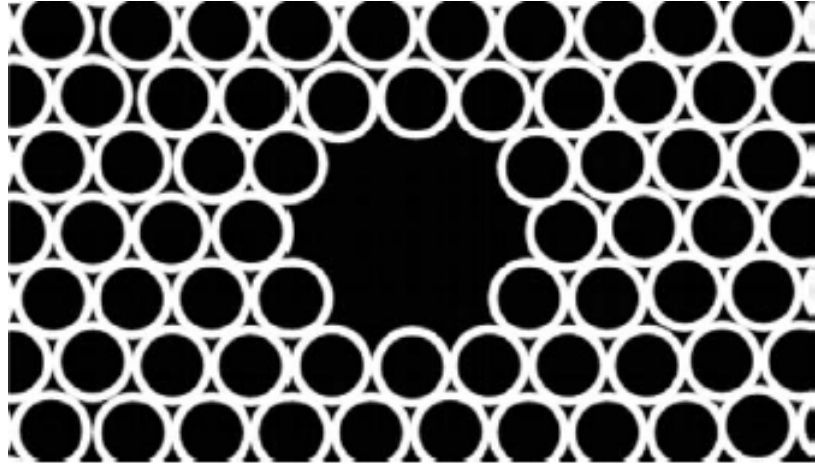


Şekil G.1. 300 nm'lik hava boşluk çapına ve 2.3 μm 'lik adım uzunluğuna sahip ilk katı özlü fotonik kristal fiberin enine kesitinin şematik gösterimi [31].

Fakat hava boşlukları, fotonik bant aralığını gerçekleştirmede temel olan büyük hava dolma kesrini sağlamak için oldukça küçüktüler. Üretilen ilk fiberler, yelek yapısında hava boşluklarının üçgensel düzenlemesini ve fiber özünü oluşturmak için bir tek eksik hava boşluğunun kullanılmasından oluşuyordu. Bu fiberler, ışığı etkin olarak kılavuzlamalarının yanı sıra ışığı nispeten daha kolay bağlaştırebiliyorlardı (çiftleyebiliyorlardı) [42]. Bununla birlikte ilk olarak, çalışma prensibi fotonik bant aralığı etkisine dayanmayan ve yelek yapısının etkin indisine ile kıyaslandığında özün daha yüksek kırılma indisine sahip olması nedeniyle modifiye edilmiş indis kılavuzlamanın bir türü ile ışığı kılavuzlayabilen fiberler gerçekleştirilmiştir [45]. Ölçümler, bu katı özlü fiberin, geniş bir dalgaboyu bölgesinde sadece temel modun iletildiği tek modlu bir dalgakılavuzu oluşturduğunu göstermiştir. Diğer taraftan, ilk fotonik kristal fiberde, öz bölgesinde katılama elementlerinin yokluğu nedeniyle iç kayıplar çok düşüktür ve silika öz, geleneksel tek modlu fiberlere (TMF) göre hemen hemen on kat daha büyük bir alana sahiptir. Böylece FKF, optiksel güç seviyelerinde bir artışa izin verir. Geleneksel optik fiberlerle benzerliği olmasına rağmen, indis-kılavuzlayıcı fotonik kristal fiberler, önemli farklılıklar sergilerler ve şimdilerde önemli araştırmaların konusu olmuştur [6, 45-47]. İndis-kılavuzlayıcı fotonik kristal fiberler için süreç hızlı bir biçimde elde edilirken, gerçek bir fotonik bant aralığı kılavuzlamasına sahip fiberlerin gerçekleştirilmesi başlangıçta, gerekli boyutlarda yeteri kadar büyük hava boşluklarına sahip üçgensel fotonik kristal yelek yapılarının

gerçekleştirilmesindeki zorluklar nedeniyle mümkün olmamıştır. İkinci bir sınırlayıcı faktör, fiber yapılarının diğer türlerini analiz etmede ve tasarlamada kullanılan tam nümerik araçların eksikliğidir. Fotonik kristal fiberlerin yelek yapısının karmaşık doğası, geleneksel fiber teorilerindeki metotların doğrudan kullanılmasını mümkün kılmaz. Fotonik bant aralıklı kılavuzlamaya sahip fiberlerin gerçekleştirilmesi için önemli bir dönüm noktası, tam bir nümerik metodun uygulanmasıdır. Bu metod kullanılarak, uygun boyutlarda fotonik bant aralığı etkisi gösteren yeni silika-hava fotonik kristal yapılar keşfedilmiştir [48] ve ilk olarak tamamen bant aralıklı kılavuzlamaya sahip fotonik kristal fiberlerin tasarımına ve daha sonra da deneysel olarak gerçekleştirilmesine izin verilmiştir [29, 49].

Russell ve grubu 1996'da, fotonik kristal fiber üretim tekniklerinin düzenli olarak incelendiği Bath Üniversitesi'ne taşındıktan sonra, 1999'da hapsedilmenin tamamen iki boyutlu fotonik bant aralığı ile sağlandığı ilk tek modlu boşluk özlü fiberi gerçekleştirmişlerdir (Şekil G.2'de görüldüğü gibi) [42-50].



Şekil G.2. $14.8 \mu m$ 'lik hava boşluk çapına ve $4.9 \mu m$ 'lik adım uzunluğuna sahip ilk boşluk özlü fotonik kristal fiberin enine kesitinin şematik gösterimi [50].

FKF'lerin istenen özellikleri, gerekli uygulamayı elde etmek için tasarım esnasında oldukça yüksek esneklik sunan boşluk çapı d ve iki hava boşluğunun merkezleri arasındaki uzaklık (adım uzunluğu) Λ ile tanımlanan tasarım parametreleri kullanılarak ayarlanabilmektedir. d , Λ ve boşluk sayısı N 'yi değiştirerek FKF'lerin dispersiyon,

sızma kaybı, tek mod bölgesi, nümerik açıklık ve etkin-mod alanı gibi özelliklerini kontrol etmek mümkündür.

Fotonik kristal yapı genellikle hava-dolma kesri veya d/Λ oranı ile tanımlanır. Bu oran, yüzde birkaçtan %90'a kadar değişirken adım uzunluğu değerleri tipik olarak $0.1\mu m$ ile $20\mu m$ değerleri arasındadır. Bu parametreleri ayarlayarak, kılavuzlanmış modun yayılma sabiti ve dolayısıyla uygun fiber modu, dispersiyon ve lineer olmayan özellikler kolayca değiştirilebilir. Bu nedenle, bu parametreler istenen uygulama ile uyumlu olarak tasarlanmalıdır. FKF'ler tarafından sağlanan tasarım imkanları, bu yeni fiber tiplerinin gelecek nesil denizaltı ve karasal iletim fiber gelişimi için en önemli adaylardan biri olarak ortaya çıkması anlamına gelmektedir.

Fotonik kristal fiberler (FKF)'de ışık, öz ve fotonik kristal yelek malzemesine bağlı olarak ya toplam iç yansımaya (TİY) ya da fotonik kristal bant aralığı (FBA) etkisi sayesinde kılavuzlanabilir [6, 27, 42, 44, 45, 51-53]. İndis kılavuzlayıcı FKF [5, 42], ışık kılavuzlaması modifiye edilmiş TİY'a bağlı olduğu için FKF'lerin en basit türünü temsil eder. Kılavuzlama mekanizması, modifiye olmuş olarak tanımlanır; çünkü yeleğin kırılma indisi standart optik fiberlerdeki gibi sabit bir değer değildir, fakat dalgaboyuyla önemli ölçüde değişmektedir. "Modifiye edilmiş toplam iç yansımaya ile kılavuzlama"da bahsedilen ortalama kırılma indisi, geometrik bir ortalama olmayıp boşlukları çevreleyici düzenlemenin bant yapısından elde edilen bir değerdir. Bu değer, mikroyapıda verilen bir frekans için β yayılma sabitinin mümkün olan en büyük değerine eşlik eden bir etkin indise karşılık gelir. Verilen bir frekansta, özel bir değer olan β_{max} 'dan daha büyük bir β (dalga vektörünün boşlukların eksenine boyunca bileşeni) değerine sahip ışık, fiberin mikroyapılandırılmış kısmında yayılamaz [7]. Bu, basamak indisli fiberlerde $\beta > n_{cl}k_0$ 'ın geçerli olduğu, ışığın yelekte yayılamadığı durumdaki toplam iç yansımaya benzer. O zaman bir FKF'nin yeleğinin ortalama veya etkin indisi β_{max} ile verilir. Fakat β_{max} bir bant özelliği olduğu için, β_{max} ve $\beta = \infty$ arasındaki bant aralığını sonlu β değerleriyle sınırlandırılmış diğer bir bant aralığından ayırmak kısmen başarılabilir. Böylece, modifiye edilmiş toplam iç yansımaya, bant aralıklı kılavuzlamanın özel bir durumu olarak da görülebilir. Bant aralıklarını kullanan diğer

"bant aralıklı kılavuzlama" ile tek önemli fark, frekansa veya yeleğin gerçek yapısına bakılmaksızın β_{\max} ve $\beta = \infty$ arasında bant aralığının daima mevcut olacağıdır [7].

İndis kılavuzlayıcı veya katı özlü FKF'lerde katı öz temel olarak, fotonik kristal içinde bir tane hava-boşluğunun eksiltilmesi gibi bir kusurun oluşturulmasıyla meydana gelir. Katı öz, fotonik kristal arka alanı ile aynı malzemedendir olduğu için yelek ile kıyaslandığında daha yüksek kırılma indisine sahip olduğu sonucuna varılabilir. Bu nedenle yeleğin mod indisi, farklı malzeme kullanılmadan ziyade yelek bölgesinde hava boşluklarının mikroyapılı düzenine sahip olmakla azaltılır.

Yüksek tasarım esnekliği, fotonik kristal fiberlerin belirgin özelliklerinden biridir. Özellikle, fiber enine kesitinde hava boşluklarının boyutları ve pozisyonları gibi geometrik özelliklerini değiştirerek, tamamen zıt özelliklere sahip fotonik kristal fiberler elde etmek mümkündür. Örneğin, küçük bir silika öze ve büyük hava boşluklarına yani enine kesitte yüksek hava dolma kesrine sahip FKF'ler, geleneksel optik fiberlerle karşılaştırıldığında daha iyi lineer olmayan özelliklere sahiptirler ve böylece, süper süreklilik eldesi (Super Continuum Generation) gibi pek çok uygulamada başarılı bir biçimde kullanılabilirler. Öte yandan, yüksek güç dağıtımında kullanışlı olan büyük mod alanı elde etmek için küçük hava boşluklu ve büyük adım uzunluklu fiberler tasarlanabilir. Standart fiberlerden farklı olarak, uygun geometrik özelliklere sahip FKF'ler, "sonsuz tek modlu" olabilirler. Bu ise, dalgaboyuna bakılmaksızın sadece temel modun kılavuzlanması anlamına gelir. Ayrıca, FKF özünde basit bir yolla önemli bir asimetri oluşturulabilir, böylece çok yüksek seviyede çift kırıcılığa sahip FKF'ler üretilebilir. Bununla birlikte, fotonik kristal fiber dispersiyon özellikleri, yüksek esneklikle ayarlanabilir. Bu da, ultra düzleştirilmiş veya güçlü negatif eğime sahip dispersiyon eğrileri elde etmenin yanı sıra sıfır dispersiyon dalgaboyunu görünür bölgeye doğru kaydırmayı mümkün kılar.

Işığı boşlukta kılavuzlayarak, böylece ışık ile madde arasındaki etkileşimlerde tüm doğal sınırlamaların üstesinden gelenebileceği, basamak indisli fiberlerle düşünülmemeyen dispersiyon özelliklerini başarmaya kadar hemen hemen her şeyin fotonik kristal fiberlerle yapılabileceği görülmüştür [7]. Bu imkanların keşfi, yüksek güç uygulamaları için optik fiberler, geleneksel olmayan dalgaboyu bölgeleri (örneğin, uzak kızılötesi, morötesi) için fiberler, devrimci optik fiber sensörleri, boşluk öze sahip

optik fiberler aracılığıyla kılavuzlama, aşırı derecede çok yönlü dispersiyon yönetimi ve düşük-eşikli lineer olmayan optik gibi fiber optik için tamamen yeni uygulama alanlarını mümkün kılmıştır [8, 12, 29, 50, 54, 55].

Enine periyodik yapının başlıca etkisi, fiber boyunca yayılma için etkin kırılma indisini değiştirmesidir ki bu, yeni dispersiyon özelliklerine neden olur [5]. Mikroyapılandırılmış fiberler, silikanın yanı sıra polimerler [56] ve soft camdan [57] da üretilmiştir. Yelek için fotonik bant aralıklı bir ortamı kullanmak, kusur ortamının kırılma indisine bakılmaksızın, belli bir frekanstaki yansımayı garanti eder. Böylece, fotonik kristal içindeki bir kusur, bir gaz (örneğin hava) veya boşluk gibi düşük kırılma indisli ortamlar da ışığı hapsedebilir ve kılavuzlayabilir. Boşlukta ışığı kılavuzlayan bir optik fiber, katı özlü fiberlere göre çok daha düşük mertebelerde soğurum kayıpları ve lineer olmayan etkilere sahip olup ayrıca bu yapılarda yüksek güçlü ışık kılavuzlama uygulamaları için, malzeme dispersiyonu ihmal edilebilir olacaktır. Gaz veya sıvılarda çok iyi hapsedilmiş ışığı kılavuzlama, fiber sensörlerin yeni bir ailesinin yanı sıra lineer olmayan fiberlerin yeni türlerinin üretimine de olanak sağlayacaktır [58].

Katı özlü FKF'lerde modifiye edilmiş toplam iç yansıma nedeniyle kılavuzlama, bant aralığı ile kılavuzlamadan çok daha kolay elde edilebilir. Şimdiye kadar bahsedilen fotonik kristal fiberlerle sunulan tüm yeni imkanlar, kılavuzlamanın boşluk özde gerçekleştirilmesi gerçeğine dayanır ve katı özlü fotonik kristalleri kullanan kılavuzlama ilk bakışta ilginç görünmeyebilir. Bununla beraber, katı özlü FKF'lerin ilk deneysel çalışması, bu fiberlerin geleneksel optik fiberlerle elde edilemeyen eşsiz özelliklere sahip olduklarını göstermiştir. Bunlar arasında en dikkat çekici olanı elbette, dalgaboylarının sonsuz bir bölgesi üzerinde tek modlu olabilme yetenekleridir [6, 42]. Diğer bir deyişle, bazı katı özlü FKF'ler için, öz boyutu ile karşılaştırıldığında dalgaboyu küçük ise sadece tek bir mod kılavuzlanır; bu ise küçük dalgaboyu-öz boyutu oranlarında çok modluluğun kaçınılmaz olduğu geleneksel fiberlerden temel olarak farklıdır [7]. Fiberin kullanılacağı dalgaboyu bölgesi çoğu kez oldukça dardır. Verilen bir dalgaboyları bölgesi için, keyfi olarak büyük bir öze sahip olan FKF, tek modlu olabilir. Tek modlu kılavuzlamanın temel olduğu telekomünikasyon alanında, eğer öz daha büyük yapılırsa, lineer olmayan etkilerin problem teşkil ettiği seviyelere erişen güç yoğunluğu olmaksızın daha yüksek güçler kullanılabilir, böylece tekrarlayıcılar arasındaki mesafe büyük oranda arttırılabilir.

Daha büyük boşluklar muhtemelen fiberi çok modlu yapar; boşluklar arasındaki aralıklar daha dar olur. Bu durum özün yelekteki silikadan çok daha şiddetli biçimde yalıtımına karşılık gelir. Daha küçük boşluklar tek modlu kılavuzlama sağlar ancak etkin indis farkındaki (veya etkin NA) azalma, fiberi bükülme kayıplarına karşı çok daha hassas kılar. Öz boyutunun ölçeklendirilmesinden tamamen farklı olarak, dalgaboyu-öz boyutu oranı küçük olmasa bile büyük indis farklılıkları nedeniyle modların özde çok iyi hapsedildikleri görülür. Bu, büyük dalgaboyu-öz boyutu oranlarında yelekteki alan kesrinin, öz ve yelek arasındaki kırılma indisinde görülen çok küçük fark nedeniyle ihmal edilebilir olduğu geleneksel fiberlerden yine farklıdır. Küçük özde iyi hapsedme, yüksek güç yoğunluklarını ve böylece vurgulanan lineer olmayan özellikleri olanaklı kılar.

Katı özlü FKF'lerin mümkün geniş parametre uzayı (boşlukların konumları, boyutları ve şekilleri veya eğer boşluklar yoksa dolgunun (insert) kırılma indisleri), yüksek indis farklılığı nedeniyle güçlü etkilere sahip olabilen dalgakılavuzu dispersiyonuna neden olur. Hemen hemen her dispersiyon eğrisi, doğru tasarıma sahip FKF'ler için kabul edilebilir görünür. Sonsuz tek modlu kılavuzlama ve ayarlanabilir dispersiyonun birlikteliği, büyük bir dalgaboyu bölgesi üzerinde aşırı düzleştirilmiş normal veya anormal dispersiyona sahip tek modlu fiberlerin yanı sıra, görünür bölgeye kaymış sıfır dispersiyon dalgaboyuna sahip tek modlu fiberlere ve anormal dispersiyona sahip katı özlü tek modlu FKF'lere öncülük etmiştir [58-62]. Ayarlanabilen dispersiyon iyi hapsedilmiş mod imkanı ile, geleneksel fiberlerle başarılması olanaksız olan ya da geleneksel fiberlerdekinden çok daha düşük güç eşiğine sahip umut verici lineer olmayan uygulamalarda artış sağlamıştır.

Pek çok FKF, öz rolü oynayan bir boşluk hariç diğer boşlukların bir düzenlemesinden oluşurlar. Genel olarak pratikte kullanılan boşlukların örgü simetrisi (çoğunlukla altı veya dört kat simetrisi), geleneksel optik fiberlerdeki gibi, temel modun çift dejenere olmasına neden olurlar [63]. Eğer öz, iki komşu boşluğa genişletilirse veya öz çevresindeki simetri iki kat simetriye indirgenirse (örneğin, tümüyle zıt iki boşluğun boyutlarını değiştirme yoluyla [64] veya eliptik boşluklarla [65]), dejenerasyon yükseltilir ve fiber çift kırıcı olur. Yani FKF, polarizasyon koruyucu olur [6]. Elde edilen çift kırıcılık, geleneksel polarizasyon koruyucu fiberlerdeki gerilmenin neden

olduğu çift kırılımdan daha büyük mertebede olabilir. Böylece, iki mod arasındaki çiftlenim oldukça azaltılır. Tek modlu tek polarizasyonlu fiberler aynı şekilde elde edilebilir.

Özetleyecek olursak, ilk bakışta, katı özlü FKF'ler boşluk öze sahip FKF'lerle kıyaslandığında geleneksel fiberlerden temelde farklı görünmemelerine rağmen, bu fiberlerin sundukları yeni olanaklar ve geleneksel fiberlerin performanslarını aşabildikleri pek çok alan, en az boşluk öze kılavuzlama kadar heyecan vericidir. Ayrıca, katı özlü FKF'lerdeki kılavuzlama, modifiye edilmiş toplam iç yansımaya ve çok geniş bir bant aralığının kullanımına dayandığı için, katı özlü FKF'lerde kılavuzlama, boşluk öze sahip FKF'lerden çok daha kolay gerçekleştirilir. Katı özlü ve boşluk öze sahip FKF'lerin her ikisi de, tam olarak farklı özellikler ve mümkün uygulamalarıyla tümüyle ümit verici yeni fiber çeşitleridir.

Böylece, fotonik kristalleri kullanan fiber alanı büyük oranda kabul görmüş ve dünya üzerinde pek çok araştırma grubu, boşluk veya katı öze, düzenli ya da düzensiz yapılarla sahip fotonik kristal fiberlerin tüm çeşitlerini silikon veya polimer kullanarak çalışmaya başlamışlardır. Bu alanın önde gelenleri bu fiberlere Fotonik Kristal Fiberler-FKF (Photonic Crystal Fibers-PCF), Mikroyapılandırılmış Optik Fiberler (Microstructured Optical Fiber-MOF), Kristal Fiberler-KF (Crystal Fibers-CF), Boşluklu Fiberler-BF (Holey Fiber-HF) şeklinde her biri farklı yan anlamlara sahip olan farklı isimler vermişlerdir.

FKF üretimi için, chalcogenide [66], kurşun silikat [67], bizmut silikat [68], telluride camlar [57] ve çift polimerler [56] gibi geniş bir malzeme dizisi kullanılmıştır. Bu fiberlerin özleri, saf silikadan; katkılanmış silikadan; tellurid, bizmut ve kurşun silikat gibi yüksek lineer olmama özelliğine sahip camlardan; havadan; sıvılardan; hidrojen, zenon, asetilen ve metan gibi gazlardan oluşturulabilir. Farklı malzemelerin kullanılması fiber tasarımı için yeni bir serbestlik derecesi açar. Yığma-ve-çekme tekniği [69], FKF üretiminde yaygın biçimde kullanılmaktadır, fakat düşük erime noktasına sahip yeni malzemelerin kullanılma imkanının, preform (ilk çubuk) üretimi için kılcal-boru yığmadan başka diğer tekniklerin kullanılmasını kolaylaştırdığını belirtmek önemlidir. Gerçekte, kalıptan basma [70], gömme-dökme (built-in-casting) [71] ve delme [72] gibi diğer teknikler önerilmiştir. FKF üretim sürecinde, yüksek

seviyeli esnekliğin yanı sıra yeni işlevsellikler, sonradan-işleme (postprocessing) [73] ile FKF'lere eklenebilir.

Fotonik kristal fiberlere olan ilgi, 1990'ların ortalarında ilk kez gerçekleştirilmelerinden bu yana, sadece akademik camiada değil aynı zamanda endüstriyel alanda da artarak devam etmektedir.

Bu çalışmada, katı özlü fotonik kristal fiberlerde dalga yayılım karakteristikleri üzerine fiziksel ve optik parametrelerin etkisini incelemek amacıyla farklı fotonik kristal fiber tasarımları yapılmıştır. İlk olarak fotonik kristal fiberlerin ortaya çıkışı ile bu fotonik kristal fiber fikri arkasındaki temel düşünce ve zaman içerisindeki gelişimlerinden bahsedilmiştir. Geleneksel optik fiberlerden fotonik kristal fiberlere kadar olan sürece değinilmiş ve fotonik kristal fiberlerin optik alanına getirdiği yenilikler, klasik fiberlere göre üstünlükleri, fiber alanındaki bazı sınırlamaların fotonik kristal fiberlerle nasıl giderilebileceği anlatılmıştır. Daha sonra, bu fiberlerin özelliklerini incelemek için geliştirilmiş analitik ve nümerik yöntemlerden bahsedilerek avantajları ile dezavantajlarına değinilmiştir. Bu yöntemlerden düzlem dalga metodu ve sonlu eleman metoduna dayanan ticari yazılımlarla nümerik hesaplamalar yapılmış ve bu fiberlerin karakteristik özellikleri incelenmiştir.

İkinci bölümde, fotonik kristal fiberlerin modal karakteristiklerini analiz etmek için geliştirilmiş Yerelleşmiş Fonksiyonlar, Süper Hücre, Etkin İndis, Multipol, Sonlu Farklar, Sonlu Fark Zaman Bölgesi, Sınır Eleman Metodu, Düzlem Dalga ve Sonlu Elemanlar yöntemlerinden bahsedilmiş ve bu tezde yapılan çalışmalarda kullanılan Düzlem Dalga Metodu ile Sonlu Elemanlar Metodu detaylı bir biçimde incelenmiştir.

Üçüncü bölümde, ilk olarak fotonik kristal fiberlerin en temel yapısı olan, dairesel hava boşluklu hegzagonal örgülü ve merkezinden bir tek dairesel hava boşluğunun kaldırılması ile oluşmuş öze sahip fotonik kristal fiber, farklı geometrik ve optik parametreler için incelenmiştir. Ayrıca aynı yapının merkezinden yedi hava boşluğu kaldırılarak ilk yapı ile kıyaslanmıştır. Hegzagonal yapı incelemesinden sonra aynı parametrelerle dairesel hava boşluklu kare örgülü yapılar ele alınmıştır. İlk olarak bu yapının merkezinden dokuz hava boşluğu kaldırılarak incelenmiştir. Daha sonra merkezinden tek hava boşluğu kaldırılmış ve kare hava boşluklu kare örgülü diğer yapı

ile karşılaştırmalı olarak incelenmiştir. Bu yapıların her birinin dispersiyon özellikleri, tek mod ve etkin alan davranışları farklı d/Λ oranları için sabit hava boşluk çapı (genişliği) ve sabit adım uzunluğu için ele alınmıştır. Yapılan tüm çalışmalarda, hava boşluklarının dört halkasından oluşan yelek yapısı kullanılmıştır.

KAYNAKLAR

1. Dakin, J., Culshaw, B., 1997. Optical Fiber Sensors, Vol. 4: Applications, Analysis and Future Trends. Artech House, Boston/London, 478 pp.
2. Takahashi, S., Futamata, M., Kojima, I., 1999. Spectroscopy with Scanning Near-field Optical Microscopy Using Photon Tunnelling Mode. **Journal of Microscopy**, **194**(2-3): 519-522.
3. Bjarklev, A., 1993. Optical Fiber Amplifiers: Design and System Application. Artech House, Boston/London, 408 pp.
4. Cerqueira, S. Jr. A., 2010. Recent progress and novel applications of photonic crystal fibers. **Reports on Progress in Physics**, **73**: 1-21.
5. Hilligsoe, K. M., 2003. Wave Propagation in Photonic Crystal Fibers, <http://whome.phys.au.dk/~kmh/pubs/thesisDelA.pdf>, University of Aarhus and NKT Academy, PhD. Thesis, Aarhus, 34 pp.
6. Broeng, J., Mogilevstev, D., Barkou, S. E., Bjarklev, A., 1999. Photonic crystal fibers: A new class of optical waveguides. **Optical Fiber Technonology**, **5**: 305-330.
7. Zolla, F., Renversez, G., Nicolet, A., Kuhlmeiy, B., Guenneau, S., Felbacq, D., 2005. Foundations of Photonic Crystal Fibres, Imperial College Press, London, 376 pp.
8. Knight, J. C., 2003. Photonic crystal fibres. **Nature**, **424**: 847-851.
9. Yablonovitch, E., Gmitter, T. J., 1989. Photonic band structure: The face-centered cubic case. **Physical Review Letters**, **63**: 1950-1953.
10. John, S., 1987. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. **Physical Review Letters**, **58**: 2486-2489.
11. Ho, K. M., Chan, C. T., Soukoulis, C. M., 1990. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. **Physical Review Letters**, **65**: 3152-3155.
12. Xu, B., Dang, S., Han, P., Chi, M., Liu, G., Liu, X., 2006. Band gaps of two-dimensional photonic crystal structure using conjugated polymer (3-Octylthiophenes). **Optics Communications**, **267**: 362-366.
13. Yablonovitch, E., 1993. Photonic band gap structures. **Journal of Optical Society of America B**, **10**: 283-295.

14. John, S., 1996. Localization of light: theory of photonic band gap materials, 563-666, *In: Photonic Band Gap Materials*(Eds: Soukoulis, C. M.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/ Norwell, The Netherlands.
15. Joannopoulos, J., Winn, J., Meade, R., 1995. Photonic crystals: Molding the flow of light. Princeton University Press, 286 pp.
16. Joannopoulos, J. D., Villeneuve, P. R., Fan, S., 1997. Photonic crystals: Putting a new twist on light. **Nature**, **386**: 143-149.
17. Soukoulis, C., 1993. Photonic Band Gaps and Localization. NATO Science Series B: Physics, Vol. 308. Kluwer, Dordrecht, 530 pp.
18. Burstein, E., Weisbuch, C., 1995. Confined Electrons and Photons New Physics and Applications. NATO Science Series B: Physics, Vol. 340. Plenum Press, New York, 918pp.
19. Soukoulis, C., 1996. Photonic Band Gap Materials. NATO Science Series E: Applied Sciences, Vol. 315. Kluwer, Dordrecht, 744pp.
20. Rarity, J., Weisbuch, C., 1996. Microcavities and Photonic Band Gaps. NATO Science Series E: Applied Sciences, Vol. 324. Kluwer, Dordrecht, 616 pp.
21. Krauss, T. F., De La Rue, R. M., Brand, S., 1996. Two dimensional photonic bandgap structures operating at near-infrared wavelengths. **Nature**, **383**: 699-702.
22. Baba, T., Matsuzaki, T., 1995. Polarisation changes in spontaneous emission from GaInAsP/InP two dimensional photonic crystals. **Electronic Letters**, **31**: 1776-1778.
23. Evans, P. W., Wierer, J. J., Holonyak, N., 1997. Photopumped laser operation of an oxide post GaAs-AlAs(gaas-alas) superlattice photonic lattice. **Applied Physics Letters**, **70**: 1119-1121.
24. Painter, O., O'Brien, J., Lee, R., Cheng, C.C., D'Urso, B., Yariv, A., Scherer, A., 1997. Lasers Incorporating Two-Dimensional Photonic Crystal Mirrors, pp. 525-525. *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'97, May 18-23, 1997, Pacific Rim.*
25. Russell, P. St. J., Dettmer, R., 2001. A neat idea photonic crystal fibre. **IEEE Review**, **47**: 19-23.

26. Painter, O., Lee, R., Scherer, A., Yariv, A., O'Brien, P., Dapkus, J. D., Kim, I., 1999. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. **Science**, **284**: 1819-1821.
27. Yablonovitch, E., 1987. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. **Physical Review Letters**, **58**: 2059-2062.
28. Benisty, H., 1996. Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band gap boundaries. **Journal of Applied Physics**, **79**: 7483- 7492.
29. Knight, J. C., Broeng, J., Birks, T. A., Russell, P. St. J., 1998. Photonic band gap guidance in optical fibres. **Science**, **282**: 1476-1478.
30. Mekis, A., Chen, J. C., Kurland, I., Fan, S., Villeneuve, P. R., Joannopoulos, J. D., 1996. High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides. **Physical Review Letters**, **77**: 3787-3790.
31. Knight, J., Birks, T., Atkin, D., Russell, P. St. J., 1996. Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding. **Optical Fiber Communication Conference**, **2**: CH35901.
32. McCall, S. L., Platzman, P. M., Dalichaouch, R., Smith, D., Schultz, S., 1991. Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattices. **Physical Review Letters**, **67**: 2017-2020.
33. Cheng, S. D., Biswas, R., Ozbay, E., McCalmont, S., Tuttle, G., Ho., K. -M., 1995. Optimized dipole antennas on photonic band gap crystals. **Applied Physics Letters**, **67**: 3399-3401.
34. Kesler, M. P., Maloney, J. G., Shirley, B. L., Smith, G. S., 1996. Antenna design with the use of photonic band gap materials as all-dielectric planar reflectors. **Microwave Optical Technology Letters**, **11**: 169-174.
35. Arriaga, J., Knight, J. C., Russell, P. St. J., 2004. Modeling the propagation of light in photonic crystal fibers. **Physica D**, **189**: 100-106.
36. Joannopoulos, J. D., Meade, R. D., Winn, J. N., 1995. Photonic Crystals. Princeton University Press, Princeton, NJ, 184 pp.
37. Russell, P. St. J., Atkin, D. M., Birks, T. A., 1996. Bound Modes of Two-Dimensional Photonic Crystal Waveguides, *Quantum Optics in Wavelength Scale Structures*. Kluwer, Dordrecht.

38. Villeneuve, P. R., Fan, S., Joannopoulos, J. D., 1996. Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability and coupling efficiency. **Physical Review B**, **54**: 7837- 7842.
39. Fan, S., Joannopoulos, J. D., Winn, J. N., Devenyi, A., Chen, J. C., Meade, R. D., 1997. Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides. **Journal of Optical Society of America B**, **12**: 1267-1272.
40. Ziolkowski, R. W., 1998. FDTD modelling of photonic nanometer-sized power splitters and switches. **Integrated Photonics Research (OSA Technical Digest Series)**, **4**: ITuA2.
41. Kaiser, P., Astle, H. W., 1974. Low-loss single material fibers made from pure fused silica. **Bell System Technical Journal**, **53**: 1021-1039.
42. Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., Atkin, D. M., 1996. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. **Optics Letters**, **21**: 1547-1549.
43. Birks, T. A., Atkin, D. M., Wylangowski, G., Russell, P. St. J., 1999. 2D Photonic Band Gap Structures in Fibre Form, pp 437-444. *In Photonic Band Gap Materials* (Eds: Soukoulis, C. M.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Norwell, The Netherlands.
44. Birks, T. A., Roberts, P. J., Russell, P. S. J., Atkin, D. M., Shepherd, T. J., 1995. Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures. **Electronic Letters**, **31**: 1941-1943.
45. Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. St. J., de Sandro, J. P., 1998. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. **Journal of Optical Society of America A**, **15**: 748-752.
46. Monro, T. M., Richardson, D. J., Broderick, N. G. R., 1999. Efficient modeling of holey fibers, pp. 111-113. *OFC'98: Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, February 22-27, 1998, San Jose Convention Center, California.*
47. Windeler, R., Wagener, J., DiGiovanni, D., 1999. Silica-air micro structured fibers: properties and applications. **Optical Fiber Communication Conference**, **FG1**: 106-107.

48. Broeng, J., Barkou, S., Bjarklev, A., Knight, J., Birks, T., Russell, P. St. J., 1998. Highly increased photonic band gaps in silica/air structures. **Optics Communications**, **156**: 240-244.
49. Broeng, J., Barkou, S., Bjarklev, A., 1998. Waveguiding by the photonic band gap effect. **Topical Meeting on Electromagnetic Optics, EOS**: 67-68.
50. Cregan, R. F., Mangan, B. J., Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. St. J., Roberts, P. J., Allan, D. C., 1999. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. **Science**, **285**: 1537-1539.
51. Saitoh, K., Koshiba, M., Hasegawa, T., Sasaoka, E., 2003. Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion. **Optics Express**, **11**: 843-852.
52. Knight, J. C., Birks, T. A., Cregan, R. F., Russell, P. St. J., de Sandro, P. D., 1998. Large-mode area photonic crystal fiber. **Electronic Letters**, **34**:1347-1348.
53. Knight, J. C., Birks, T. A., Cregan, R. F., Russell, P. St. J., De Sandro, J. -P., 1999. Photonic crystals as optical fibres - physics and applications. **Optical Materials**, **11**: 143-151.
54. Marsal, L. F., Trifonov, T., Rodríguez, A. Pallarés, J., Alcubilla, R., 2003. Larger absolute photonic band gap in two-dimensional air-silicon structures. **Physica E**, **16**: 580-585.
55. Bullock, D. L., Shih, C., Marguiles, R. S., 1993. Photonic band structure investigation of two-dimensional Bragg reflector mirrors for semiconductor laser mode control. **Journal of Optical Society of America B**, **10**: 399-403.
56. Eijkelenborg, M. V., *et al.*, 2001. Microstructured polymer optical fiber. **Optics Express**, **9**: 319-327.
57. Kumar, V. V. R. K., George, A. K., Reeves, W. H., Knight, J. C., Russell, P. St. J., 2002. Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation. **Optics Express**, **10**: 1520-1525.
58. Reeves, W. H., Knight, J. C., Russell, P. S., 2002. Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers. **Optics Express**, **10**: 609-613.
59. Ferrando, A., Silvestre, E., Miret, J. J., Andrés, P., 2000. Nearly zero ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers. **Optics Letters**, **25**: 790-792.

60. Knight, J. C., Arriaga, J., Birks, T. A., Ortigosa-Blanch, A., Wadsworth, W. J., Russell, P. St. J., 2000. Anomalous dispersion in photonic crystal fibers. **IEEE Photonics Technical Letters**, **12**: 807-809.
61. Kuhlmeiy, B., Renversez, G., Maystre, D., 2003. Chromatic dispersion and losses of microstructured optical fiber. **Applied Optics**, **42**: 634-639.
62. Renversez, G., Kuhlmeiy, B., McPhedran, R., 2003. Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses. **Optics Letters**, **28**: 989-991.
63. Steel, M. J., White, T. P., de Sterke, C. M., McPhedran, R. C., Botten, L. C., 2001. Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers. **Optics Letters**, **26**: 488-490.
64. Suzuki, K., Kubota, H., Kawanishi, S., Tanaka, M., Fujita, M., 2001. Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber. **Optics Express**, **9**: 676-680.
65. Steel, M. J., Osgood, R. M., 2001. Elliptical-hole photonic crystal fibers. **Optics Letters**, **26**: 229-231.
66. Monroe, T. M., West, Y. D., Hewak, D. W., Broderick, N. G. R., Richardson, D. J., 2000. Chalcogenide holey fibers. **Electronic Letters**, **36**: 1998-2000.
67. Leong, J. Y. Y., *et al.*, 2006. High-nonlinearity dispersion-shifted lead-silicate holey fibers for efficient 1 μm pumped supercontinuum generation. **Journal of Lightwave Technology**, **24**: 183-190.
68. Ebendorff-Heidepriem, H., Petropoulos, P., Asimakis, S., Finazzi, V., Moore, R. C., Frampton, K., Koizumo, F., Richardson, D. J., Monroe, T. M., 2004. Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity. **Optics Express**, **12**: 5082-5087.
69. Kerbage, C., Eggleton, B., 2002. Numerical analysis and experimental design of tunable birefringence in microstructured optical fiber. **Optics Express**, **10**: 246-255.
70. Witkowska, A., Lai, K., Leon-Saral, S. G., Wadsworth, W. J., Birks, T. A., 2006. All-fiber anamorphic core-shape transitions. **Optics Letters**, **31**: 2672-2674.
71. Witkowska, A., Leon-Saval, S. G., Pham, A., Birks, T. A., 2008. All-fiber LP₁₁ mode convertors. **Optics Letters**, **33**: 306-308.

72. Lee, H. W., Schmidt, M. A., Tyagi, H. K., Sempere, L. P., Russell, P. St. J., 2008. Polarization-dependent coupling to plasmon modes on submicron gold wire in photonic crystal fiber. **Applied Physics Letters**, **93**: 111102.
73. Ju, J., Xuan, H. F., Jin, W., Liu, S., Ho, H. L., 2010. Selective opening of airholes in photonic crystal fiber. **Optics Letters**, **35**: 3886-3888.
74. Kimel, I., Elias, L. R., 1993. Relations between Hermite and Laguerre Gaussian modes. **IEEE, Journal of Quantum Electronics**, **29**: 2562-2567.
75. Zhi, W., Guobin, R., Shuqin, L., Shuisheng, J., 2003. Supercell lattice method for photonic crystal fibers. **Optics Express**, **11**: 980-991.
76. Meade, R. D., Rappe, A. M., Brommer, K. D., Joannopoulos, A. L., 1993. Accurate theoretical analysis of photonic band gap materials. **Physical Review B**, **48**: 8434-8437.
77. Monro, T. M., Richardson, D. J., Broderick, N. G. R., Bennett, P. J., 2000. Modeling large air fraction holey optical fibers. **IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology**, **18**: 50-56.
78. Monro, T. M., Richardson, D. J., Broderick, N. G. R., Bennett, P. J., 1999. Holey optical fibers: An efficient modal model. **Journal of Lightwave Technology**, **17**: 1093-1102.
79. Mogilevtsev, D., Birks, T. A., Russell, P. St., 1999. Localized function method for modeling defect mode in 2D photonic crystal. **Journal of Lightwave Technology**, **17**: 2078-2081.
80. Mogilevtsev, D., Birks, T. A., Russell, P. St. J., 1998. Dispersion of the photonic crystal fibres. **Optics Letters**, **23**: 1662-1664.
81. Birks, T. A., Knight, J. C., Russell, P. S. J., 1997. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. **Optics Letters**, **22**: 961-963.
82. Li, Y. F., Wang, C.Y., Hu, M. L., 2004. A fully vectorial effective index method for photonic crystal fibers: Application to dispersion calculation. **Optics Communications**, **238**: 29-33.
83. Husakou, A. V., Herrmann, J., 2001. Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers. **Physical Review Letters**, **87**: 203901.

84. Hosakou, A., Kalosha, V. P., Herrmann, J., 2002. Optical solitons : Theoretical and experimental challenges, pp 299. *In: Lecture Notes in Physics; 613* (Eds: K. Porsezian, V. C. Kuriakose). Springer, Berlin, 613, 299.
85. Sinha, R. K., Varshney S. K., 2003. Dispersion properties of photonic crystal fibers. **Microwave and Optical Technology Letters, 37**: 129-132.
86. Sinha, R. K., Varshney, A. D., 2005. Dispersion properties of photonic crystal fiber: Comparison by scalar and fully vectorial effective index methods. **Optical and Quantum Electronics, 37**: 711-122.
87. Mc Isaac, P. R., 1975. Symmetry induced modal characteristics of uniform waveguides-i: Summary of results. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 23**: 421-429.
88. Mc Isaac, P. R., 1975. Symmetry induced modal characteristics of uniform waveguides-II: Theory. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 23**: 429-433.
89. Thom, A., Apelt, C. J., 1961, Field Computations in Engineering and Physics. London: D. Van Nostrand, 165 pp.
90. Sadiku, M. N. O., 1992. Numerical Techniques in Electromagnetics, CRC Press, 743 pp.
91. Booton, R. C., 1992. Computational Methods for Electromagnetics and Microwaves, John Wiley and Sons, 182 pp.
92. Smith, G. D., 1985. Numerical Solution of Partial Differential Equations: Finite Difference Methods, Oxford University Press, 337 pp.
93. Yee, K. S., 1966. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell equations in isotropic media. **IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 14**: 302-307.
94. Hu, J. J., Ren, G., Yu, X., Wang, G., Shum, P. P., Lu, C., Grattan, K. T. V., Sun, T., 2007. A generalized 2D FDTD model for photonic crystal fibers with frequency dependent media. **Optical and Quantum Electronics, 39**: 1133-1143.
95. Shuqin, L., Zhi, W., Guobin, R., Shuisheng, J., 2005. An efficient algorithm for modeling photonic crystal fibers. **Optical Fiber Technology, 11**: 34-45.

96. Barkou, S. E., Broeng, J., Bjarklev, A., 1998. Dispersion properties of photonic bandgap guiding fibers, pp. 117-119. *OFC'98: Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, February 22-27, 1998, San Jose Convention Center, California.*
97. Guo, S., Ablin, S., 2003. Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations. **Optics Express**, **11**: 167-175.
98. Reddy, J. N., 1993. An Introduction to The Finite Element Method, Second Edition, McGraw-Hill International Editions, 896 pp.
99. Pomplun, J., Zschiedrich, L., Klose, R., Schmidt, F., Burger, S., 2007. Finite element simulation of radiation losses in photonic crystal fibers. **Physica Status Solidi (A)**, **204**: 3822-3837.
100. Pomplun, J., *et al.*, 2007. Adaptive Finite Element Method for Simulation of optical nano structures, **Physica Status Solidi (B)**, **244**: 3419-3434.
101. Monk, P., 2003. Finite Element Methods for Maxwell's Equations, Oxford University Press, New York, 450 pp.
102. Mitchell, A. R., Wait, R., 1977. The Finite Element Method in Partial Differential Equations, Wiley, 198 pp.
103. Berenger, J. P., 1994. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. **Journal of Computational Physics**, **114**: 185-200.
104. Cucinotta, A., Selleri, S., Vincetti, L., 2002. Holey fiber analysis through the finite element method. **IEEE Photonics Technology Letters**, **14**: 1530-1532.
105. Holzlohner, R., Burger, S., Roberts, P. J., Pomplun, J., 2006. Efficient optimization of hollow-core photonic crystal fiber design using the finite-element method. **Journal of the European Optical Society-Rapid Publications**, **1**: 06011.
106. Burger, S., Zschiedrich, L., Klose, R., Schadle, A., Schmidt, F., Enkrich, C., Linden, S., Wegener, M., Soukoulis, C. M., 2005. Numerical investigation of light scattering off split-ring resonators. **Proceedings of SPIE**, **5955**: 18-26.
107. Mur, G., 1981. Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetics field equations. **IEEE Transactions on Antennas and Propagation, EMC-23**: 377-382.
108. Taflove, A., 1998. Advances in Computational Electrodynamics, Artech House, Boston, 724 pp.

109. Hermann, C., 2004. Three Dimensional Finite-Difference Time-Domain-Simulations of Photonic Crystals. Theoretische Quantenelektronik Institut für Technische Physik, University of Stuttgart, Stuttgart, 159 pp.
110. Hess, O., Hermann, C., Klaedtke, A., 2003. Finite-difference time domain simulations of photonic crystal defect structures. **Physica Status Solidi (A)**, **197**: 605-619.
111. Mukasa, K., Imamura, K., Takahashi, M., Yagi, T., 2010. Development of novel fibers for telecoms application. **Optical Fiber Technology**, **16**: 367-377.
112. Mukasa, K., Yagi, T., Kokura, K., 2002. New type of dispersion management transmission line for long-haul high-capacity transmission. **SubOptic'01 Proceeding**: FA10-1.
113. Nagayama, K., Saitoh, T., Kakui, M., Kawasaki, K., Matsui, M., Takamizawa, H., Miyaki, H., Ooga, Y., Tsuchiya, I., Chigusa, Y., 2002. Ultra low loss (0.151 dB/km) fiber and its impact on submarine transmission systems, pp. FA10-1-FA10-3. *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, March 17-22, 2002, Anaheim Convention Center, Anaheim, California.*
114. Nielsen, L. G., Peckham, D., Lingle, R., Levring, O. A., 2004. Dispersion managed fiber span optimized for submarine links, ThB 1.2. *SubOptic Conference, March 29-April 1, 2004, Monaco.*
115. Tajima, K., Zhou, J., Kurokawa, K., Nakajima, K., 2003. Low water peak photonic crystal fibers, pp. 42-43. *The European Conference on Optical Communication, September 21-25, 2003, Rimini, Italy*
116. Wu, T. L., Chao, C. H., 2005. A novel ultraflattened dispersion photonic crystal fiber. **IEEE Photonics Technology Letters**, **17**: 67-69.
117. Wang, J., Jiang, C., Hu, W., Gao, M., 2006. Modified design of photonic crystal fibers with flattened dispersion. **Optics and Laser Technology**, **38**: 169-172.
118. Mafi, A., Moloney, J. V., Kouznetsov, D., Schulzgen, A., Jiang, S., Luo, T., Peyghambarian, N., 2004. A large-core compact high-power single-mode photonic crystal fiber lasers. **IEEE Photonics Technology Letters**, **16**: 2595-2597.
119. Bouk, A. H., Cucinotta, A., Poli, F., Selleri, S., 2004. Dispersion properties of square-lattice photonic crystal fibers. **Optics Express**, **12**: 941-946.

120. Poli, E., Foroni, M., Bottacini, M., Fuochi, M., Burani, N., Rosa, L., Cucinotta, A., Selleri, S., 2005. Single-mode regime of square-lattice photonic crystal fibers. **Journal of Optical Society of America A**, **22**: 1655-1661.
121. Faruk, M. O., ul Aftab, M., Ahmed, R., Hossain, M. B., Islam, M. S., Alam, S. B., 2010. Effect of lattice constant and air hole diameter on the mode profile in triangular and square lattice photonic crystal fiber at THz regime. World Congress on Engineering Computer Science, October 20-22, 2010, San Francisco, USA. **Proceedings of WCECS2010, Vol.II**, pp. 1109-1114.
122. Dabas, B., Sinha, R. K., 2010. Dispersion characteristic of hexagonal and square lattice chalcogenide As_2Se_3 glass photonic crystal fiber. **Optics Communication**, **283**: 1331-1337.
123. Saitoh, K., Koshiba, M., 2004. Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window. **Optics Express**, **12**: 2027-2032.
124. Matsui, T., Zhou, J., Nakajima, K., Sankawa, I., 2005. Dispersion-flattened photonic crystal fiber with large effective area and low confinement loss. **Journal of Lightwave Technology**, **23**: 4178-4183.
125. Tan, X., Geng, Y., Tian, Z., Wang, P., Yao, J., 2009. Study of ultraflattened dispersion square-lattice photonic crystal fiber with low confinement loss. **Optoelectronics Letters**, **5**: 124-127.
126. Begum, F., Namihira, Y., Kinjo, T., Kaijage, S., 2011. Supercontinuum generation in square photonic crystal fiber with nearly zero ultra-flattened chromatic dispersion and fabrication tolerance analysis. **Optics Communications**, **284**: 965-970.
127. Nielsen, M. D., Folkenberg, J. R., Mortensen, N. A., 2003. Singlemode photonic crystal fibre with effective area of $600 \mu m^2$ and low bending loss. **Electronic Letters**, **39**: 1802-1803.
128. Limpert, J., Liem, A., Reich, M., Schreiber, T., Nolte, S., Zellmer, H., Tünnermann, A., Broeng, J., Petersson, A., Jacobsen, Ch., 2004. Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier. **Optics Express**, **12**: 1313-1319.

129. Limpert, J., Schmidt, O., Rothhardt, J., Röser, F., Schreiber, T., Tünnermann, A., 2006. Extended single-mode photonic crystal fiber lasers. **Optics Express**, **14**: 2715-2720.
130. Limpert, J., Deguil-Robin, N., Manek-Hönninger, I., Salin, F., Röser, F., Liem, A., Schreiber, T., Nolte, S., Zellmer, H., Tünnermann, A., Broeng, J., Petersson, A., Jacobsen, C., 2005. High-power rod-type photonic crystal fiber laser. **Optics Express**, **13**: 1055-1058.
131. Shirakawa, A., Ota, J., Musha, M., Nakagawa, K., Ueda, K., Folkenberg, J. R., Broeng, J., 2005. Large-mode-area erbium-ytterbium-doped photonic-crystal fiber amplifier for high-energy femtosecond pulses at 1.55 μm . **Optics Express**, **13**: 1221-1227.
132. Dong, L., Li, J., Peng, X., 2006. Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to 3160 μm^2 . **Optics Express**, **14**: 11512-11519.
133. Wong, W. S., Peng, X., McLaughlin, J. M., Dong, L., 2005. Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers. **Optics Letters**, **30**: 2855-2857.
134. Poli, F., Cucinotta, A., Passaro, D., Selleri, S., Laegsgaard, J., Broeng, J., 2009. Single-mode regime in large-mode-area rare-earth-doped rod-type PCFs. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics-Special Issue on High Power Fiber Lasers**, **15**: 54-60.
135. Poli, F., Cuscelli, E., Alkeskjold, T. T., Passaro, D., Cucinotta, A., Leick, L., Broeng, J., Selleri, S., 2011. Cut-off analysis of 19-cell Yb-doped double-cladding rod-type photonic crystal fibers. **Optics Express**, **19**: 9896-9907.
136. Rahman, B. M. A., Kabir, A. K. M. S., Rajarajan, M., Grattan, K. T. V., 2005. Finite element modal solutions of planar photonic crystal fibers with rectangular air-holes. **Optical and Quantum Electronics**, **37**: 171-183.
137. http://www.crystal-fibre.com/product/passive_hna.shtml
138. Wadsworth, W. J., Percival, R., Bouwmans, G., Knight, J. C., Birks, T. A., Hedley, T. D., Russell, P. St. J., 2004. Very high numerical aperture fibers. **IEEE Photonics Technology Letters**, **16**: 843-845.

139. Issa, N. A., 2004. High numerical aperture in multimode microstructured optical fibers. **Applied Optics**, **43**: 6191-6197.
140. Limpert, J., Schreiber, T., Nolte, S., Zellmer, H., Tünnermann, A., 2003. High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser. **Optics Express**, **11**: 818-823.
141. Jeong, Y., Sahu, J. K., Payne, D. N., Nilsson, J., 2004. Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power. **Electronic Letters**, **40**: 470-472.
142. Wang, P., Cooper, L. J., Sahu, J. K., Clarkson, W. A., 2006. Efficient single-mode operation of a cladding-pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser. **Optics Letters**, **31**: 226-228.
143. Broderick, N. G. R., Offerhaus, H. L., Richardson, D. J., Sammut, R. A., Caplen, J., Dong, L., 1999. Large mode area fibers for high power applications. **Optical Fiber Technology**, **5**: 185-196.
144. Ramachandran, S., Nicholson, J. W., Ghalmi, S., Yan, M. F., Wisk, P., Monberg, E., Dimarcello, F. V., 2006. Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers. **Optics Letters**, **31**: 1797-1799.
145. Webels, P., Fallnich, C., 2003. Highly sensitive beam quality measurements on large-mode-area fiber amplifiers. **Optics Express**, **11**: 3346-3351.
146. Nielsen, M. D., Mortensen, N. A., Albertsen, M., Folkenberg, J. R., Bjarklev, A., Bonacinni, D., 2004. Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers. **Optics Express**, **12**: 1775-1779.
147. Mortensen, N. A., Nielson, M. D., Folkenberg, J. R., Petersson, A., Simonsen, H. R., 2003. Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers. **Optics Letters**, **28**: 393-395.
148. Limpert, J., Liem, A., Schreiber, T., Nolte, S., Zellmer, H., Tünnermann, A., Broeng, J., Petersson, A., Jacobsen, Ch., Simonsen, H., Mortensen, N. A., 2004. Extended large-mode-area single-mode microstructured fiber laser, 2 pages. *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), May 16-21, 2004, San Francisco CA.*
149. Dukel'skii, K. V., Shevandin, V. S., 2010. Large core single-mode microstructured fibers with special modal attenuation. 2nd Workshop on Specialty Optical Fibers

- and Their Applications (WSOF-2), October 13-15, 2010, Oaxaca City, México. **Proceeding of SPIE, 7839**: 78390T.
150. Koshiba, M., Saitoh, K., 2004. Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers. **Optics Letters, 29**: 1739-1741.
 151. Kulhmey, B. T., McPhedran, R. C., de Sterke, C. M., 2002. Modal cut-off in microstructured optical fibers. **Optics Letters, 27**: 1684-1686.
 152. Marcuse, D., 1977. Loss analysis of single-mode fiber splices. **Bell System Technical Journal, 56**: 703-718.
 153. RSoft Design Group, www.rsoftdesign.com
 154. Demir, H., Ozsoy, S., 2011. Comparative study on solid core photonic crystals fibers: Dispersion for fixed hole diameter and for fixed pitch length. **Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi: İnceleme**.
 155. Demir, H., Ozsoy, S., 2011. Comparative study of large-solid-core photonic crystal fibers: dispersion and effective mode area. **Optik-International Journal for Light and Electron Optics**, DOI:10.1016/j.ijleo.2011.05.031.
 156. Saitoh, K., Tsuchida, Y., Koshiba, M., Mortensen, N. A., 2005. Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design. **Optics Express, 13**: 10833-10839.
 157. White, T. P., McPhedran, R. C., de Sterke, C. M., Botten, L. C., Steel, M. J., 2001. Confinement losses in microstructured optical fibers. **Optics Letters, 26**: 1660-1686.
 158. Kulhmey, B. T., McPhedran, R. C., de Sterke, C. M., Robinson, P. A., Renversez, G., Maystre, D., 2002. Microstructured optical fibers: where's the edge?. **Optics Express, 10**: 1285-1290.
 159. Mortensen, N. A., Folkenberg, J. R., Nielson, M. D., Hansen, K. P., 2003. Modal cut-off and the V-parameter in photonic crystal fibers. **Optics Letters, 28**: 1879-1881.
 160. Demir, H., Ozsoy, S., 2011. Large-solid-core square-lattice photonic crystal fibers. **Optical Fiber Technology, 17**: 594-600.
 161. Brechet, F., Marcou, J., Pagnoux, D., Roy, P., 2000. Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method. **Optical Fiber Technology, 6**: 181-191.

162. www.comsol.com
163. Demir, H., Ozsoy, S., 2011. Solid-core square-lattice photonic crystal fibers: Comparative studies of the single-mode regime and numerical aperture for circular and square air-holes. **Optical Quantum Electronics**, **42**: 851-862.
164. Snyder, A. W., Love, J. D., 1983. *Optical Waveguide Theory*. Chapman and Hall, New York, 734 pp.
165. Marcuse, D., 1978. Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers. **Journal of the Optical Society of America**, **68**: 103-109.
166. Nielsen, M. D., Mortensen, N. A., Folkenberg, J. R., Bjarklev, A., 2003. Mode-field radius of photonic crystal fibers expressed by the V parameter. **Optics Letters**, **28**: 2309-2311.
167. Nielsen, M., Mortensen, N., 2003. Photonic crystal fiber design based on the V-parameter. **Optics Express**, **11**: 2762-2768.
168. Ferrando, A., Sivestre, E., Miret, J. J., Andrés, P., Andrés, M. V., 2000. Vector description of higher-order modes in photonic crystal fibers. **Journal of Optical Society of America A**, **17**: 1333-1340.
169. Koshiba, M., 2002. Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method. **IEICE Transactions on Electronics**, **E85-C**: 881-888.
170. Birks, T. A., Mogilevstey, D., Knight, J. C., Russell, P. St. J., Broeng, J., Roberts, P. J., West, J. A., Allan, D. J., Fajardo, J. C., 1999. The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres, pp. 114-116. *OFC/IOOC '99: Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, February 21-26, 1999, San Diego Convention Center, San Diego, California.*

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı, Soyadı: Halime DEMİR İNCİ

Uyruğu: Türkiye (TC)

Doğum Tarihi ve Yeri: 1981, Kayseri

Medeni Durumu: Evli

Tel: +90 352 437 52 62

Fax: +90 352 437 49 33

email: halimedemir@erciyes.edu.tr

Yazışma Adresi: Erciyes Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü 38039
Melikgazi/KAYSERİ

EĞİTİM

Derece	Kurum	Mezuniyet Tarihi
Doktora	E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü	2012
Yüksek Lisans	E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü	2005
Lisans	E.Ü. Fen Fak. Fizik	2003

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görev
2006-2011	E.Ü., Fen Fakültesi, Fizik Bölümü	Arş. Gör.

YABANCI DİL

İngilizce

YAYINLAR

- Demir H., Özsoy S., "Solid-Core Square-Lattice Photonic Crystal Fibers: Comparative Studies of The Single-Mode Regime and Numerical Aperture for Circular and Square Air-Holes", Optical and Quantum Electronics, cilt 42, ss 851-862, (2011).
- Demir H., Özsoy S., "Large-Solid-Core Square-Lattice Photonic Crystal Fibers",

Optical Fiber Technology, cilt 17, ss 594-600, (2011).

3. Demir H., Özsoy S., "Comparative Study of Large-Solid-Core Photonic Crystal Fibers: Dispersion and Effective Mode Area", Optik-International Journal for Light and Electron Optics, DOI:10.1016/j.ijleo.2011.05.031, (2011).
4. Demir H., Özsoy S., "The Simulation of The TE Modes of A Photonic Crystal Bend Waveguide with Triangular Lattice for Different Geometrical and Optical Parameters", Balkan Physics Letters, Special Issue: Proceedings of Turkish Physical Society 24th Annual Meeting, ss 191-198, (2008).
5. Demir H., Özsoy S., "The Simulation of The Modes in A Photonic Crystal Bend Waveguide for The Different Compositions", AIP Conference Proceedings, sayı 899, ss 315, (2007).
6. Demir H., Berkdemir C., Özsoy S., "Investigation of Photonic Band Gaps for *Air - TiO₂* One Dimensional Layered Photonic Crsytals", Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi, sayı 22, ss 103-111, (2006).
7. Demir H., Özsoy S., "Comparative Study on Solid Core Photonic Crystals Fibers: Single-Mode Characteristics and Mode Area for Fixed Hole Diameter and for Fixed Pitch Length", Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi (**Basımda**)

KATILDIĞI KONGRE/SEMPOZYUM ve BİLİMSEL TOPLANTILAR

1. H. Demir, S. Özsoy, "Comparative Study on Solid Core Photonic Crystals Fibers: Single-Mode Characteristics and Mode Area for Fixed Hole Diameter and for Fixed Pitch Length", Turkish Physical Society, 28th Intenational Physics Conference, Bodrum-Türkiye, 6-9 Eylül, (2011)
2. H. Demir, S. Özsoy, "Large-Solid-Core Square-Lattice Photonic Crystal Fibers: Dispersion and Effective Mode Area", Turkish Physical Society, 28th International Physics Conference, Bodrum-Türkiye, 6-9 Eylül, (2011)
3. Demir H., Özsoy S., "Comparative Study on Solid Core Photonic Crystal Fibers with Square Lattice: Mode Area and Single Mode Characteristics for Circular

- and Square Air Holes", 7th Nanoscience and Nanotechnology Conference, Sabancı Üniversitesi, İstanbul, 27 Haziran-1 Temmuz, (2011).
4. Demir H., Özsoy S., "Comparison of The Dispersion Properties of The Solid Core Photonic Crystal Fibers with a Fixed Diameter of Holes and The Fixed Pitch Length at The Wavelength Region of $0.8 - 2 \mu m$ ", 6th Nanoscience and Nanotechnology Conference, Golden Dolphin Hotel, İzmir, Çeşme, 15-18 Haziran, (2010).
 5. Demir H., Özsoy S., "Comparison of The Mode Field Radius of The Solid Core Photonic Crystal Fibers with a Fixed Diameter of Holes and The Fixed Pitch Length at The Wavelength Region of $0.8 - 2 \mu m$ ", Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, İstanbul Üniversitesi, İstanbul, 14-17 Eylül, (2010).
 6. H. Demir, S. Özsoy, "The Field and Energy Distributions of the Fundamental Mode in the Solid-Core Photonic Crystal Fibers for Different Geometric Parameters", 1st Mediterranean Conference on Nano-Photonics MediNano-1, LaresPark Hotel İstanbul, 6-7 Ekim, (2008).
 7. H. Demir, S. Özsoy, "On The Methods for Characterization of Photonic Crystal Fibers: Plane-Wave Expansion Method, Supercell Method and Localized Function Method", Turkish Physical Society 25th International Physics Conference, Bodrum-Türkiye, 25-29 Ağustos, (2008).
 8. H. Demir, S. Özsoy, "Üçgen Örgülü Fotonik Kristal Dalgakılavuzu Büklümlerinde Yayılan TE Modlarının Dairesel ve Eliptik Dielektrik Çubuklar için Karşılaştırılması", 9. Ulusal Optik, Elektro Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı, Aselsan A.Ş. MGEO Tesisleri, Akyurt-Ankara, 28 Eylül, (2007).
 9. H. Demir, S. Özsoy, "Farklı Geometrik ve Optik Parametreler için Üçgen Örgüye Sahip Bir Fotonik Kristal Dalgakılavusu Büklümünde Yayılan TE Modlarının Simülasyonu", Turkish Physical Society 24th International Physics Congress, İnönü Üniversitesi, Malatya, 28-31 Ağustos, (2007).

10. H. Demir, S. Özsoy, "The Simulation of the Modes in a Photonic Crystal Bend Waveguide for Two Different Compositions", The 6th International Conference of the Balkan Physics Union, İstanbul Üniversitesi, İstanbul, 22-26 Ağustos, (2006).
11. H. Demir, C. Berkdemir, S. Özsoy, "Bir Boyutlu Fotonik Kristallerin Normal ve Kusurlu Yapıları için Dispersiyon ve Etkin Kırılma İndisinin Farklı Kompozisyonlar için İncelenmesi", 7. Ulusal Optik, Elektro Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı, Bilkent Üniversitesi, Ankara, 12 Aralık, (2005).