

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**FOTONİK KRİSTAL ALGILAYICILARIN TASARLANMASI VE SAYISAL
ÇÖZÜMLENMESİ**

Seda TEZCAN

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ANKARA
2014**

Her hakkı saklıdır

ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

21/01/2014

Seda TEZCAN

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

FOTONİK KRİSTAL ALGILAYICILARIN TASARLANMASI VE SAYISAL ÇÖZÜMLENMESİ

Seda TEZCAN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Barış AKAOĞLU

Bu tez çalışmasında GaAs fotonik kristal yapısı kullanılarak bir sıcaklık algılayıcısı önerilmiş ve algılayıcının özellikleri yapısal iyileştirmeler ve yavaş ışık özelliği kullanılarak geliştirilmiştir. Hesaplamalarda iki boyutta düzlem dalga açılımı yöntemi ve zamanda sonlu farklar yöntemi kullanılmıştır. Fotonik kristal dalga kılavuzu yapısının bir sıra ilerisinde bir nokta kusuru oluşturularak ışık bu noktasal boşluğa hapsedirilmiş ve sıcaklığa bağlı olarak rezonans frekansın değişimi incelenmiştir. Duyarlılığın artırılması için noktasal boşluğun genişliği değiştirilmiş ve çevresindeki deliklerin çapları optimize edilmiştir. $0.1001 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ olan sıcaklık algılayıcısının duyarlılığı yapısal optimizasyon ile 1.4% artırılmıştır. Dalga kılavuzu çevresindeki ilk sıra deliklerin çapı değiştirilerek ve ışığın geliş doğrultusunda kaydırılarak dalga kılavuzunda ilerleyen ışığın hızı rezonans frekansın olduğu 20.23 nm spektral aralıkta 14 kat yavaşlatılmıştır. Işığın yavaşlatılarak kavite ile daha fazla etkileşmesi sonucu algılayıcının duyarlılığı $0.1029 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ olarak artış göstermiştir.

Ocak 2014, 47 sayfa

Anahtar Kelimeler: Fotonik kristaller, fotonik kristal algılayıcılar, fotonik kristal dalga kılavuzları, yavaş ışık

ABSTRACT

Master Thesis

DESIGN AND NUMERICAL ANALYSIS OF PHOTONIC CRYSTAL SENSORS

Seda TEZCAN

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics Engineering

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Barış AKAOĞLU

In this thesis, temperature sensor has been proposed by using GaAs photonic crystal structure and the sensor characteristics were improved by using structural improvements and slow light feature. In the calculations two dimensional plane wave expansion method and finite difference method in time domain is used. By creating a point defect one row ahead of the photonic crystal waveguide structure, light is compressed in this point gap and temperature variation on the resonant frequency was investigated. To increase the sensitivity, point gap width and the diameters of the holes around point gap is optimised. The sensitivity of the temperature sensor (normally $0.1001 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$) has been increased by 1.4% with structural optimization. The speed of light in the waveguide was slowed down by 14 in a 20.23 nm spectral range by varying the diameter of the first rows of holes around the waveguide and shifting in the propagation direction of light. The sensitivity of the sensor increased to $0.1029 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ as a result of increasing of interaction with the cavity by slowing down the light.

January 2014, 47 pages

Key Words: Photonic Crystals, photonic crystal sensors, photonic crystal waveguides, slow light

TEŞEKKÜR

Hazırlamış olduğum bu tez çalışmasının her aşamasında bana her türlü destek ve yardımı sağlayan değerli hocam, Sayın Doç. Dr. Barış AKAOĞLU'na (Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği Ana Bilim Dalı) teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalışmasına katkılarından ve yardımlarından ötürü hocam, Araş. Gör. Dr. Fulya BAĞCI'ya çok teşekkür ederim.

Daima yanımda olan ve desteğini hiç esirgemeyen sevgili aileme sonsuz teşekkür ederim.

Seda TEZCAN

Ankara, Ocak 2014

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

ETİK.....	i
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. FOTONİK KRİSTALLER.....	2
2.1 Fotonik Kristallerin Genel Özellikleri	2
2.2 Boyutlarına Göre Fotonik Kristaller ve Bant Yapıları.....	3
2.3 Fotonik Kristallerde Nokta ve Çizgi Örgü Kusuru	8
2.4 Fotonik Kristal Kaviteleler	8
2.5 Fotonik Kristal Sensörleri (Algılayıcılar)	9
2.6 Fotonik Kristallerde Yavaş Işık Etkisi.....	12
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	13
3.1 Maxwell Denklemleri.....	13
3.2 Özdeğer Denklemi ve Özellikleri	14
3.3 Düzlem Dalga Açılımı Yöntemi	16
3.4 Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi (FDTD)	19
3.4.1 Yönteme giriş.....	19
3.4.2 Yee Algoritması	21
3.4.3 Bir Boyutlu “Güncelleme Denklemleri”	21
3.4.3.1 Courent Koşulu.....	26
3.4.4 FDTD yönteminin avantajları.....	27
3.4.5 FDTD yönteminin dezavantajları.....	28
3.4.6 FDTD yönteminin kullanım alanları.....	28
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	30
4.1 Fotonik Kristal Dalga Kılavuzunun Bant Yapısı ve Geçirgenliği	30
4.2 Kaviteli Fotonik Kristal Dalga Kılavuzunun Sıcaklık Duyarlılığı	32

4.3 Değişik Kavite Delikli Fotonik Kristal Dalga Kılavuzu Yapısının Sıcaklık Duyarlılığı	37
4.4 Kavite Delikleri Kaydırılmış Fotonik Kristal Dalga Kılavuzunun Sıcaklık Duyarlılığı	37
4.5 Dalga Kılavuzu Etrafındaki Delikleri 0.40a Olarak Artırılmış ve 0.30a Kadar Kaydırılmış Fotonik Kristal Dalga Kılavuzunun Sıcaklık Duyarlılığı	39
5. SONUÇ.....	43
KAYNAKLAR.....	44
ÖZGEÇMİŞ.....	47

SİMGELER DİZİNİ

a_x, a_y, a_z	İlkel öteleme vektörleri
B	Manyetik akı yoğunluğu
c	Işığın vakumdaki hızı
d	Paralel kristal düzlemleri arasındaki uzaklık
D	Elektrik akı yoğunluğu
E	Elektrik alan vektörü
e_G	Elektrik alan Fourier bileşeni
ϵ	Ortamın dielektrik geçirgenliği
ϵ_0	Boşluğun dielektrik geçirgenliği
G	Ters örgüde öteleme vektörü
h_G	Manyetik alan Fourier bileşeni
H	Manyetik alan vektörü
J	Serbest akım yoğunluğu
μ	Ortamın manyetik geçirgenliği
	Boş uzayda dalga fonksiyonu
λ	Dalga boyu
ρ	Ortamdaki serbest yük
Θ	Hermisyen operatörü
$v_g(k)$	Grup hızı
ω	Açısal frekans
$\omega_n(k)$	Açısal frekans özdeğeri
Γ, X, M	Ters uzayda simetri noktaları

KISALTMALAR

EM	Elektromanyetik
DDA	Düzlem dalga açılımı yöntemi
FDTD	Zamanda sonlu farklar yöntemi
FBA	Fotonik bant aralığı
GHz	Gigahertz
TE	Enine elektrik
TM	Enine manyetik
Q-FAKTÖRÜ	Kalite faktörü

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Bir, iki, üç boyutlu fotonik kristaller	3
Şekil 2.2 Bragg ızgarası	4
Şekil 2.3 GaAs/GaAlAs çok katmanlı filmin fotonik bant yapısı.....	5
Şekil 2.4 İki boyutta fotonik kristal yapısı	6
Şekil 2.5 İki boyutta fotonik kristale ait TM bant yapısı.....	6
Şekil 2.6 Üç boyutlu fotonik kristal örneği. a) Tam bir bant aralığına sahip ilk fotonik kristal. b) Aliminyum çubukların yığılmasıyla elde edilen bir fotonik kristal.....	7
Şekil 2.7 Noktave çizgi örgü kusuru yapı.....	8
Şekil 2.8 fabrike edilen MZI konfigürasyonunda FKD yapısı	11
Şekil 2.9 İncelenen fotonik kristal dalga kılavuzu ve kaviteli yapı.....	11
Şekil 3.1 Elektrik ve manyetik alan düğümlerinin konum ve zamanda konumlanması gösterilmektedir. Elektrik alan düğümleri üçgen ile, manyetik alan düğümleri ise daire şeklinde gösterilmiştir. Hiçin güncelleme denklemini elde edebilmek amacıyla fark denkleminin yazıldığı yer, belirtilen noktadır	23
Şekil 3.2 Manyetik alan güncellendikten sonraki konum-zaman konumlanması görünmektedir. Gelecek ile geçmişi ayıran çizgi yarım zaman adımı ileri taşınmış durumdadır. <i>Ez</i> güncelleme denklemini elde etmek amacıyla yazılan fark denklemi, belirtilen noktadır.....	24
Şekil 3.3 Manyetik ve elektrik alanlar arasındaki konumsal ötelemeyi gösteren bir boyutlu FDTD uzayı.	27
Şekil 4.1 İncelenen fotonik kristal dalga kılavuzu ve kaviteli yapı	30
Şekil 4.2 Fotonik kristal dalga kılavuzunun bant yapısı	31
Şekil 4.3 Fotonik kristal dalga kılavuzunun geçirgenlik grafiği.....	31
Şekil 4.4 Fotonik kristal dalga kılavuzunda yapay düşme.....	32
Şekil 4.5 Fotonik kristal dalga kılavuzu yapısında kavite kusuru açılınca geçirgenlik grafiği.....	33
Şekil 4.6 Elektromanyetik dalganın dalga kılavuzu içerisinde ilerlemesi	33
Şekil 4.7 Elektromanyetik dalganın kavite içerisinde depolanması.....	34
Şekil 4.8 Elektromanyetik dalganın kavite içerisinde zamanla sönümlenmesi	34
Şekil 4.9 Sıcaklığa bağlı olarak kaviteli fotonik kristal dalga kılavuzu yapısının geçirgenlik grafiği.....	36
Şekil 4.10 Kaviteli fotonik kristal dalga kılavuzu yapısının rezonans düşmesinin sıcaklıkla değişimi	36
Şekil 4.11 Farklı kavite delikli fotonik kristal dalga kılavuzu yapılarının rezonans pikleri.....	37
Şekil 4.12 Kaviteli fotonik kristal dalga kılavuzu yapısı ve kaydırılan delikler.....	38
Şekil 4.13 Kavitedeki deliklerin kayma miktarına bağlı olarak geçirgenlik eğrisinin değişimi	38

Şekil 4.14 a. Sıcaklığa karşın rezonans kpin frekansının değişimi, b. rezonans dalga boyunun sıcaklığın fonksiyonu olarak kayması.....	39
Şekil 4.15 a. Dağınım eğrisinin kaydırma miktarına bağlı olarak değişimi, b. n_G -frekans eğrisinin kaydırma miktarı ile değişimi.....	41
Şekil 4.16 a. Sıcaklığa bağlı olarak dalga kılavuzu çevresindeki ilk sıra delikleri 0.40a olarak artırılmış ve 0.30a kadar kaydırılmış kaviteli fotonik kristal dalga kılavuzu yapısının geğirgenlik grafiği, b. rezonans dūřmesinin sıcaklıkla değişimi.....	42

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1 GaAs için sıcaklığa bağlı olarak B(T) katsayıları.....	35
Çizelge 4.2 GaAs için incelenen sıcaklık aralığında sıcaklık ile kırılma indislerinin değişimi	35
Çizelge 4.3 Kavite deliklerinin kayması ile kalite faktörünün değişimi	38
Çizelge 4.4 Sıcaklık ile kalite faktörünün değişimi.....	41

1. GİRİŞ

Periyodik bir ortamda dalgalar, dalga boyu periyodiklik mesafesi ile aynı mertebede ise çok sayıda saçılma ile eş fazlı girişim yaparlar. Bu olgu belirli frekanstaki dalgaların belirli yönlerde ilerlemesini yasaklayabilir veya ilerlemesine izin verebilir. Modern elektronik aletlerin temelini oluşturan yarı iletkenlerdeki elektronik band aralığı etkileri gibi fotonik alanında da fotonik band aralığı etkisi bulunmaktadır. Fotonik kristaller üzerine çok geniş bir alanda uygulamaya sahip olduklarından dolayı oldukça yoğun çalışmalar yapılmaktadır. Bu uygulamalar arasında düşük kayıplı bükülmeli fotonik kristaller, verimli optik filtreler, optik anahtarlar, optik algılayıcılar önemli yer tutmaktadır. Ayarlanabilir tepkilere sahip pratik optik aletlerin geliştirilmesi için en azından bir fiziksel niceliğin (örn. örgü parametresi, kırılma indisi) kontrol edilebilir olması gereklidir. Bu nicelikler sıcaklığa, elektriksel uyarıya, gerilme ve kuvvet uygulanmasına bağımlılık göstermektedir. Bu tez çalışmasında fotonik kristal yapısı kullanılarak bir sıcaklık algılayıcısı önerilmiş ve özellikleri yapısal iyileştirmeler ile geliştirilmiştir.

Bu tez çalışmasında tasarlanan yapı iki boyutlu üçgen örgülü bir fotonik kristal dalga kılavuzudur. Sıcaklık etkisinin daha iyi gözlenmesi için alttaş olarak GaAs yarı iletkeni kullanılmıştır. Dalga kılavuzunu çevreleyen hava deliklerinin bir sıra ilerisinde bir nokta kusuru oluşturulmuştur. Dalga kılavuzu içerisinde ilerleyen dalga nokta kusurunun rezonans frekansında kavite içerisine bağlatılmıştır. Bu bağlaşma dalga kılavuzunun geçirgenlik spektrumunda bir düşüşe sebep olmuştur. Sıcaklık uygulanarak düşmenin olduğu dalga boyu kontrol edilmiştir. Nokta kusurunu çevreleyen deliklerde yapısal değişiklikler yapılarak algılayıcının duyarlılığı artırılmıştır. Dalga kılavuzunu çevreleyen delikler ışığın ilerleme doğrultusu boyunca kaydırılarak ışığın dalga kılavuzu içerisinde daha yavaş ve yayılarak ilerlemesi sağlanmıştır. Bu sayede ışığın nokta kusuru içerisinde daha fazla yerleşmesi sağlanarak algılayıcının performansı iyileştirilmiştir.

2. FOTONİK KRİSTALLER

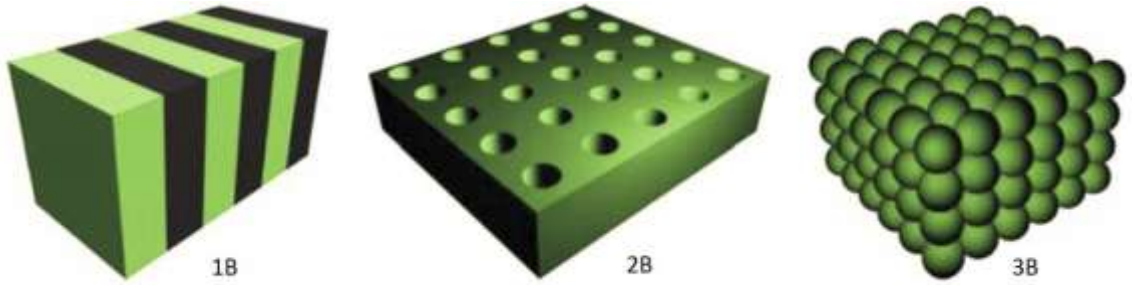
2.1 Fotonik Kristallerin Genel Özellikleri

Fotonik, ışık ve madde etkileşimini inceleyen bir bilim dalıdır. Diğer bir ifadeyle fotonik, fotonların algılanması, oluşturulması ve kontrolünün yapıldığı bir alandır. Bu etkileşimin meydana geldiği ortamlardan birisi de fotonik kristallerdir. Fotonik kristaller, dielektrik sabitinin periyodik olarak değiştiği yapılardır. Bu periyodiklik, elektromanyetik dalgaların belirli yönlerde ve belirli frekans aralığında ilerlemesini engeller. Elektromanyetik dalgaların periyodik yapılar içinde ilerlemesi ilk defa 1888 yılında Lord Rayleigh tarafından gösterilmiştir(Rayleigh 1888). Bu çalışmada,periyodik olarak birleştirilmiş düzlemler ile bir kristal mineralin yansıtıcı özellikleri incelenmiştir. Ancak bundan 100 yıl sonra 1987’de Yablonovitch ve John, iki ve üç boyutlarda çok yönelimli fotonik bant aralıkları olduğunu ispatladılar(Yablonovitch vd. 1987) ve bu materyallere fotonik kristal adını verdiler. İlk başarılı fotonik kristal (Yablonovite kristali) kovukların kesişen dizilerinin seramik malzeme içine sokulmasıyla şekillendirilmiştir (Yablonovitch vd. 1991, Pendry vd. 1996). Fotonik kristaller birçok teknoloji alanında kullanılmasına ve başlangıçta yapay maddeler olarak düşünülmesine rağmen doğada var oldukları bulunmuştur (Vukusic 2003, Tayeb vd. 2003). Örneğin, opaller(panzehirtaşı), çapları mikrometre-altı bölgede olan silis kürelerinin üç boyutlu örgüsünün bir düzenidir. Doğadaki fotonik kristallere bir diğer örnek de, bazı kelebek ve güvelerin gerçekte renk pigmentleri içermemesine rağmen, kanatların yüzeylerinde bulunan fotonik kristal sebebiyle güzel yanardöner kanatlarıdır. (Ghiradella 1991, Vukusic 2003, Tayeb vd. 2003, Thylen vd. 2004,). Fotonik kristallerin uygulama alanlarından bahsedecek olursak, özellikle ışığı kontrol etmedeki özelliği ile optik filtreler (Villeneuve 1996) , yarıiletken lazerler (Loncar vd. 2002) , tek kipli filtreler (Uranus vd. 2004) gibi birçok uygulamaya ışık tutmuştur. Fotonik kristallerdeki periyodik yapının sonucu olan fotonik bant yapısının elektromanyetik alanlar üzerine etkisi ile dalga kılavuzu (Kuang 2005), çok küçük tümleşik optik devreler (Noda S. 2001), ekleme çıkarma filtreleri (Qiang 2007) ve sensörler (Lee 2003) tasarlanmış ve uygulanmıştır.

2.2 Boyutlarına Göre Fotonik Kristaller ve Bant Yapıları

Fotonik kristallerin en önemli özelliği belli frekansları iletmemeleri yani fotonik bant aralığına sahip olmalarıdır. Fotonik kristallerde fotonlar, dielektrik bant ve hava bandı içerisinde yer alırlar. Dielektrik bant ve hava bandı arasında fotonların bulunmalarının yasak olduğu bölgeye 'fotonik bant aralığı' denir. Belirli enerjilerle belirli yönlerde ışığın yayılımını engelleyen fotonik bant aralıklarına sahip fotonik kristaller tasarlanabilir. Fotonik bant aralığının doğurduğu sonuçlardan biri, eğer ışık kaynağı fotonik kristal içine yerleştirilirse yayılan ışık kristalden çıkamaz ve enerji, bu sistemde hapsedilecektir. Bu olay kendiliğinden yayılımın tamamen yasaklanması olarak bilinir. Tam bir bant aralığına sahip bir madde oluşturmak için üç boyutta periyodik olan dielektrik yapılar düzenlenmelidir. Fotonik bant yapıları, fotonik kristallerin boyutlarına göre incelemek gerekirse:

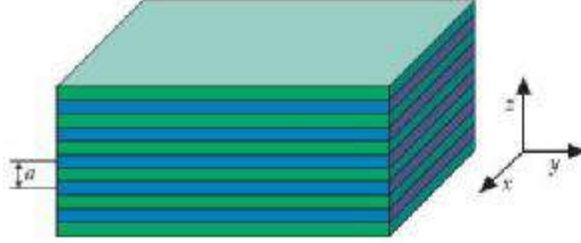
Fotonik kristaller, bir boyutlu, iki boyutlu ve üç boyutlu olmak üzere üçe ayrılır.



Şekil 2.1 Bir, iki, üç boyutlu fotonik kristaller

Bir boyutlu fotonik kristal kavramı ilk olarak tek bir bant aralığı etkisiyle düşük kırılma indisli bölgede (hava) ışığın kılavuzlanması ile, 1977'de Yeh tarafından önerilen Bragg yansımali dalgakılavuzu olarak ortaya çıkmıştır. Farklı dielektrik sabitine sahip ortamların ard arda dizilmesi sonucu oluşan Bragg ızgaraları, sadece tek bir doğrultuda periyodik özellik göstermektedir. Bir boyutlu fotonik kristaller, yüksek yansıtıcı aynalar, optik filtreler ve dikey kovuklu yüzey-yayıcı lazer (VCSEL) gibi uygulamalarda kullanılmaktadır. Yapay olarak oluşturulmuş fotonik kristaller, fotonik bant aralığına

sahip olduklarından dolayı kendiliğinden yayınımları ayarlamada ve arttırmada kullanılabilirler.

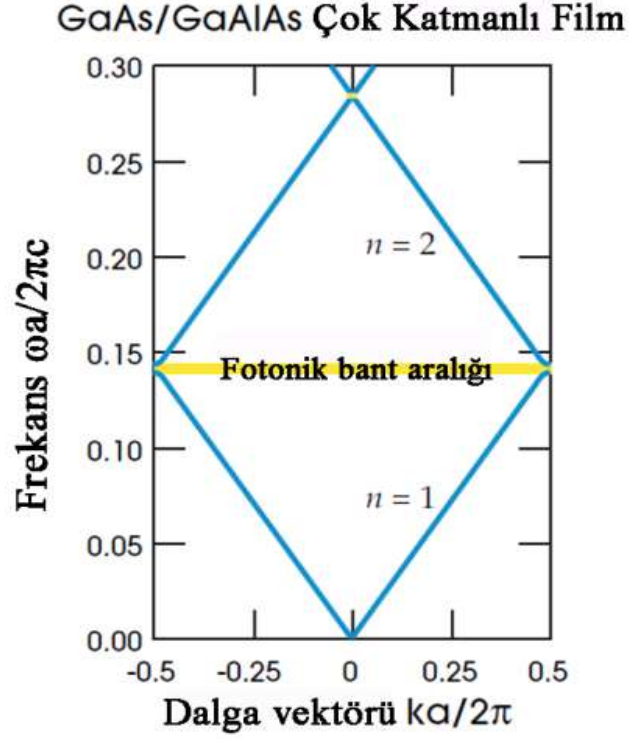


Şekil 2.2 Bragg ızgarası (Winn vd. 1995)

Dielektrik fonksiyonu $\epsilon(z)$, x ve y yönünde değişmezdir, fakat z yönünde kesikli periyodiklik vardır. Böyle bir sistem, farklı dielektrik sabitlerinden oluşan çeşitli materyallerin periyodik tabakalarını içerir (Şekil 2.2). Her tabakanın düzgün ve xy boyunca sonsuza uzandığı gibi, z yönündeki periyodikliğinde sonsuza uzandığını düşünebiliriz. Kristal z yönündeki kesikli periyodiklikten dolayı kesikli öteleme simetrisine, xy yönünde sürekli öteleme simetrisine sahiptir. Kipleri sınıflandırmak için xy düzlemi içindeki dalga vektörü k_{\parallel} , z yönündeki dalga vektörü k_z ve band sayısı n kullanılır. Frekans arttıkça band sayısı artar. Kipler, Bloch biçiminde,

$$H_{n,k_z,k_{\parallel}} r = e^{ik_{\parallel}\cdot\rho} e^{ik_z z} u_{n,k_z,k_{\parallel}}(z) \quad (2.1)$$

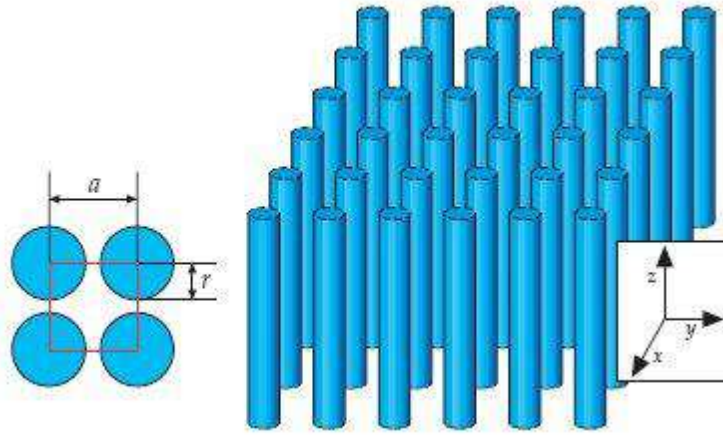
şeklinde yazılabilir. Burada $u(z)$; $u(z+R)$ 'e eşit periyodik bir fonksiyon olup, R de tabaka kalınlığı olan a'nın tam katlarıdır. Bu yapıda gözlenen band aralığı, ters örgünün Brillouin bölgesi kenarlarında ya da bu bölgenin merkezindedir. Bir boyutlu fotonik kristaller ile yüksek yansıtıcı aynalar ve optik filtreler yapılabilir.



Şekil 2.3 GaAs/GaAlAs çok katmanlı filmin fotonik bant yapısı (Joannopoulos 2008)

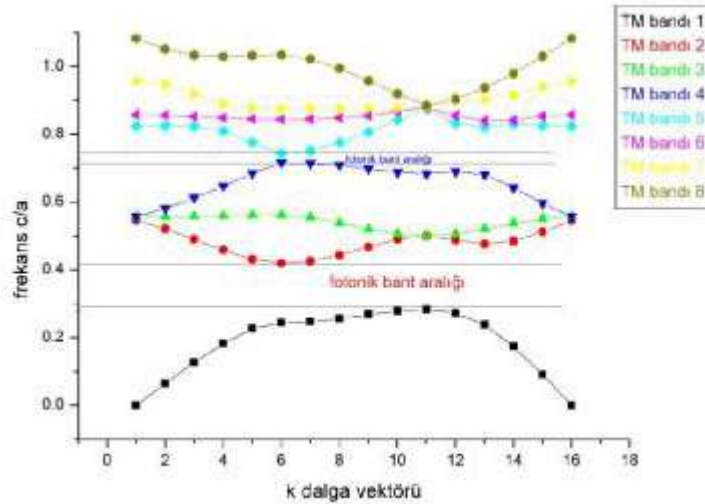
Şekil 2.3’de GaAs/GaAlAs çok katmanlı filme ait fotonik bant yapısı verilmiştir. Her bir tabakanın kalınlığı 0.5 a olup, GaAlAs’in dielektrik sabiti 12, GaAs’in dielektrik sabiti 13’dür. GaAs/GaAlAs oranı düşük olduğundan fotonik bant aralığı dardır (Bağcı 2013).

İki boyutlu fotonik kristaller hava içinde dielektrik çubukların örgüsü ve dielektrik plaka içinde hava boşlukların örgüsü şeklinde oluşturulabilir. Şekil 2.3’de görüldüğü gibi birbirine paralel dik sütunlar z yönündedir ve xy düzlemine diktir. Bu materyalde z yönünde periyodikliği olmayan ışık serbestçe yayılabilmektedir. Fotonik bant aralığı xy düzlemi içindedir.



Şekil 2.4 İki boyutta fotonik kristal yapısı (Joannopoulos 2008)

Bu yapıya ait fotonik bant aralığı içine düşen frekans değerlerinde ışığın yayılabileceği hiçbir kip yoktur. Gelen ışık, bir boyutlu fotonik kristallerde olduğu gibi yapı içinde ilerlemeden geri yansır. Simetrik bir fotonik kristalde, xy düzleminde ilerleyen ($k_z = 0$) kipler xy düzlemindeki yansımalarına karşı değişmezdir. Bu ayna simetrisinden dolayı harmonik kipler iki sınıfa ayrılır: TM polarizasyonu (enine manyetik-E elektrik alanı düzleme dik) ve TE kutuplanması (enine elektrik-E elektrik alanı düzlem içinde).



Şekil 2.5 İki boyutta fotonik kristale ait TM bant yapısı

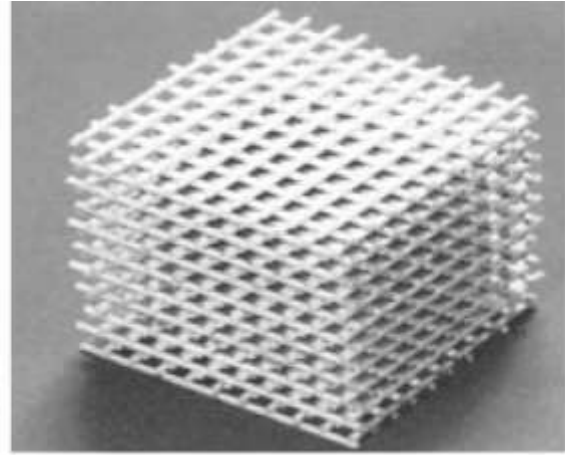
Yukarıda şekil 2.3’de görüldüğü üzere, TM kutuplanması hava içinde periyodik düzenli dielektrik çubuklar için, TE kutuplanması ise dielektrik yapı içinde periyodik düzenli hava boşlukları için fotonik bant aralığına sahiptir (Joannopoulos vd. 1995).

İki boyutlu fotonik kristaller 1960’ların sonlarında ortaya çıkan optik tümleşik devrelerde kullanılmaktadır (Miller 1969). İki boyutlu fotonik kristalin ilk deneysel gösterimi 1995’de yapılmıştır (Gruning vd. 1995). Ayrıca iki boyutlu fotonik kristaller dalgakılavuzu, kırınım ağı, dalga boyu bölüşümlü çoklayıcı(multiplexer), tekleyici (demultiplexer) gibi örneklerde yaygındır.

Tam bir bant aralığına sahip bir madde oluşturmak için, üç boyutta periyodik olan dielektrik yapılar düzenlenmelidir. Üç boyutta fotonik kristal yapı oluşturabilmek için, dielektrik çubuklar birbirine paralel ve merkezleri arasında belli bir a mesafesi bulunacak şekilde yanyana getirilir. Yan yana gelen çubuklar bir tabaka meydana getirir ve bu tabakaların üst üste yığılmasıyla fotonik kristal oluşur.



a)



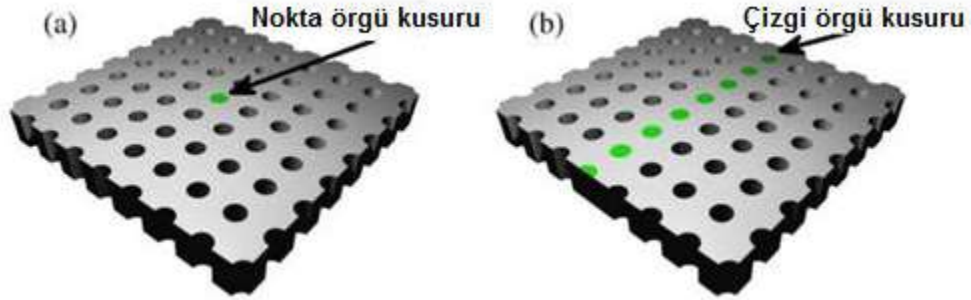
b)

Şekil 2.6 Üç boyutlu fotonik kristal örneği

- a. Tam bir bant aralığına sahip ilk fotonik kristal, b. Alüminyum çubukların yığılmasıyla elde edilen bir fotonik kristal

2.3 Fotonik Kristallerde Nokta ve Çizgi Örgü Kusuru

Fotonik kristal yapılarda, fotonik bant aralığı içindeki dalga boylarında elektromanyetik dalgaların yayılmasını, örgü kusuru oluşturarak sağlamak mümkündür. Fotonik kristal içinde oluşturulan örgü kusuru, ışığın geri yansımalarını engeller ve ışığın tutunmasını sağlar. Örgü kusurları, nokta ve çizgi kusuru olmak üzere iki şekilde incelenebilir. İki boyutlu fotonik kristallerde boşluklar doldurularak, sütunlar hareket ettirilerek ya da boşluk ve sütunların büyüklükleri değiştirilerek örgü kusuru oluşturulabilir. Nokta kusuru, ışığı tuzaklayan kavite gibi, çizgi kusuru da dalga kılavuzu gibi davranır. İki boyutlu fotonik kristal içinde nokta ve çizgi örgü kusuru şekil 2.11’de verilmiştir.



Şekil 2.7 Nokta ve çizgi örgü kusuru yapısı

2.4 Fotonik Kristal Kavite

Bir optik kavite optik bir rezonatördür, rezonans olduğu frekansta ışığı depolamaktadır. Bir fotonik kristalde en basit anlamda bir nokta kusuru yaratılarak kavite oluşturulabilir. Bunun için fotonik kristal çubuğun veya deliğin yarıçapı veya dielektrik sabiti değiştirilebilir veya çubuk/delik tamamen kaldırılabilir. Kusurdan dolayı fotonik kristalin öteleme simetrisi bozulur, dolayısıyla modlar k dalga vektörü ile sınıflandırılmaz. Kavite boyutunun uygun şekilde oluşturulmasıyla fotonik bant aralığı içerisindeki frekanslara sahip bazı kipler kavite içerisinde yerleşir ve dışarı çıkamaz. Yerleşmiş kiplerin alanları kusurdan uzaklaştıkça üstel olarak azalma gösterir. Kavite Q faktörü ve mod hacmi ile karakterize edilir. Bir kavitede rezonans olan modun frekansı genel olarak kompleks bir ifadedir ve $\omega_c = \omega_0 - i\gamma/2$ ile ifade edilir. Bu

ifadede ω_c kpin rezonansfrekansı, ω_c bu ifadenin gerçel kısmı, γ ise sönüm sabitidir. Kpin alanı $e^{-\gamma t/2}$ ile, enerjisi $e^{-\gamma t}$ ile değişim gösterir. Boyutsuz olması için Q faktörü olarak $Q = \omega_0 / \Delta\omega$ tanımlanmıştır. $\Delta\omega$ iletim spektrumunda rezonans kpin eğrisinin band genişliğinin yarısıdır. Kalite faktörü, Q, enerjinin $e^{-2\pi}$ kadar sönümlenmesi için geçen zamanı gösterir. $1/Q$ boyutsuz bir sönümlenme oranıdır.

$$\frac{1}{Q} = \frac{P}{\omega_0 U} \quad (2.2)$$

Burada P harcanan güç, U kavite içerisinde yerleşen elektromanyetik enerjidir.

Kpin hapsediği hacim ne kadar dar ise ışığın uzaysal olarak depolanması o kadar güçlüdür. Optik kaviteler ile optik filtreler, optik algılayıcılar, elektrooptik modülatörler, optik anahtarlar tasarlanabilir. Optik haberleşmede kullanılan dar bantlı filtreler için kalite faktörü ve geçirgenlik önemli iken lazer uygulamalarında küçük kpin hacmi önem kazanır.

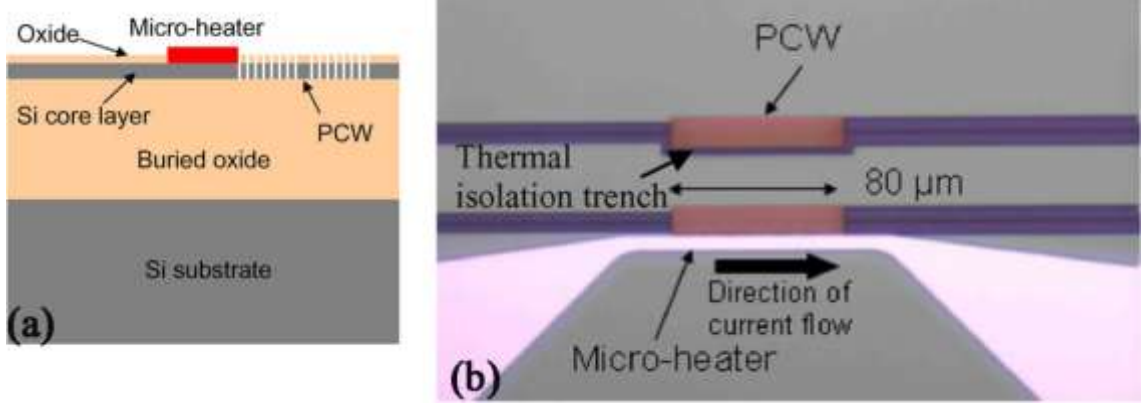
2.5 Fotonik Kristal Sensörleri (Algılayıcılar)

Fotonik kristal sensörler, fotonik kristal kavitelerin ve dalga kılavuzu uygulamalarının bir örneğidir. Son zamanlarda dielektrik ve yarı iletken malzemelerin yerine fotonik kristaller kullanılarak sensör dizaynları yapılmaktadır. Fotonik kristaller proteinler, bakteriler, virüsler ve enzimlerin kullanıldığı biyosensör üretiminde kullanılmaktadır. (Ge vd. 2010). Özellikle TiO_2 malzemesi biyosensör yapımında kullanılmaktadır (Zhang vd. 2006, Ian vd. 2008, Mun vd. 2010). Fotonik kristaller ayrıca sıcaklık sensörü yapmak için de kullanılırlar. Yapılan bir çalışmada kırılma indisinin değiştirilmesiyle oluşturulan yapının optik özelliklerinin değiştiği gözlenmiştir. Sıcaklık değiştikçe iletimin genliği değişebilir veya iletimin rezonans frekansı kayabilir (Rajesh vd. 2010). Kumar vd. (2012) tarafından yapılan çalışmada transfer matrisi yöntemi kullanılarak Si ve havadan oluşan bir boyutlu bir fotonik kristal yapısı (çok katmanlı bir film) kullanılarak bir sıcaklık algılayıcısı geliştirilmiştir. Yapıda bir katmanlık Si'dan oluşan bir kusur yaratılmıştır. Sıcaklık kılavuz kpin merkez dalga boyunu değiştirmiştir ve

değişim 0.064 nm/K olarak tespit edilmiştir. Bu çalışmada kılavuz kipin yavaş ışık özelliği kullanılmamıştır.

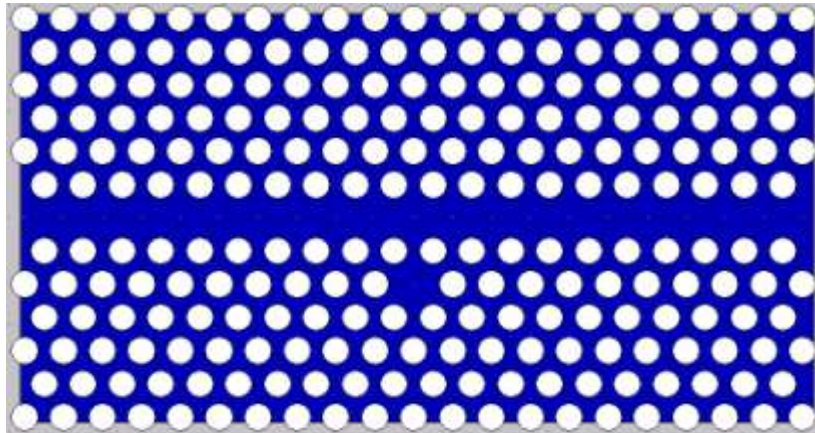
Zhao vd. (2012) tarafından tasarlanan ve üretilen fotonik kristal temelli gaz algılayıcının performansı yavaş ışık kullanılarak geliştirilmiştir. Yavaş ışığın yarattığı etkin soğurma katsayısı grup indisi ile doğru orantılıdır. 1568 nm’de CO gazının soğurma çizgi şiddeti $2.18 \times 10^{-23} \text{ cm}^{-1}/(\text{molekül.cm}^{-2})$ ’den $3.15 \times 10^{-22} \text{ cm}^{-1}/(\text{molekül.cm}^{-2})$ ’e artırılmıştır.

Fotonik kristal yapılarda yavaş ışık rejiminde lokal enerji yoğunluğunun sıkışmasından ötürü doğrusal olmayan etkilerde artış gözlenir. Bu etkilerden biri de birim kırılma indisi değişimine karşı gelen faz değişimidir (Soljacic vd. 2002). Mach-Zehnder interferometresi (MZI) biçiminde tasarlanan fotonik kristal dalga kılavuzunun kollarından birine opto-akışkan bir kanal eklenmiştir. Faz farkı çıkış şiddetindeki değişime bakılarak ölçülmüştür. Yavaş ışık rejiminde faz değişimi daha fazladır. 10^{-4} ’lük bir kırılma indisi değişimine karşılık MZI’nin iki kolu arasında $\pi/10$ ’luk faz farkı oluşturulmuştur ve duyarlılık artırılmıştır (Askari vd. 2010). Bir başka çalışmada ise silikon yalıtkan oksit tabakası üzerine MZI konfigürasyonunda termo-optik olarak ayarlanabilen fotonik kristal dalga kılavuzu yapısı önerilmiş ve fabrike edilmiştir (Gu vd. 2007). Şekil 2.12.a’den görüldüğü gibi mikrosıstıcı MZI interferometresinin aktif koluna, fotonik kristal dalga kılavuzunun yanı başına yerleştirilmiştir. Bu çalışmada incelenen fotonik kristal dalga kılavuzu yapısına da mikrosıstıcı benzer şekilde yerleştirilebilir. Şekil 2.12.a’daki oksit tabakası termal bir bariyer görevi görerek ısıtıcı ve dalga kılavuzu arasındaki ısı alış verişini kolaylaştırmıştır. Isının yükselme süresi ve düşme süresi sırasıyla 19.6µs ve 11.4µs olarak ölçülmüştür. 78 mW’lık bir anahtarlama gücü ile maksimum modülasyon değişimi elde edilmiştir. Bu durumda çıkış şiddetindeki düşme 84%’dür. Yavaş ışık rejimi kullanılarak MZI boyutlarında 10 katlık bir küçülme sağlanmıştır (Gu vd. 2007).



Şekil 2.8 Fabrike edilen MZI konfigürasyonunda FKD yapısı (Gu vd. 2007)

Bu tez çalışmasında daha önce yapılmış bir çalışma göz önüne alınarakdan yürütülmüştür. O çalışmadan farklı olarak iki boyutlu, üçgen örgülü fotonik kristal dalga kılavuzu tasarlanarak sıcaklık etkisi incelenmiş ve ışığın nokta kusuru içinde daha fazla yerleşmesi sağlanarak algılayıcının performansı iyileştirilmiştir. Fotonik kristal dalga kılavuzu temelli sensör(algılayıcı) tasarlanması ve sayısal çözümlenmesi için optik özelliklerinin bilinmesi ve bant yapılarının hesaplanması gerekmektedir. Fotonik kristal bant yapılarının hesaplanması için bu tezde Düzlem dalga yayılma metodu(Johnson ve Joannopoulos 2001), ve Sonlu fark metodu (Qiu ve He 2000) kullanılmıştır. Ayrıca fotonik kristallerde dalga yayılımı simüle etmek için sonlu fark-zaman bölgesi(finite-difference time-domain, FDTD) (Taflove ve Hagness 2000) metodu kullanılmıştır. İncelenen yapıya ait şekil 2.12’de fotonik dalga kılavuzu ve kaviteli yapı gösterilmiştir.



Şekil 2.9 İncelenen fotonik kristal dalga kılavuzu ve kaviteli yapı

2.6 Fotonik Kristallerde Yavaş Işık Etkisi

Fotonik kristallerde ışık yavaşlatılarak, optik sinyal geciktirilebilir ve bu sayede veriler optik ara belleklerde geçici süre için kaydedilebilir. Ayrıca ışığın hızı yavaşlatılarak, birim alana düşen ışık gücü artırılır ve böylece ışık-madde etkileşimi artar. Bu sayede optik transistörler, mikro-nano ölçekte lazerler yapılabilir (Khurgin 2010). Diğer taraftan ışık-madde etkileşimi artırılarak, fotonik aletlerin boyutları küçültülüp, performansları artırılabilir.

Fotonik kristal dalga kılavuzlarında ışığın hızı birçok yolla düşürülebilir. Bu yollara örnek olarak, FKD'nun çizgi genişliğinin değiştirilmesi (Notomi vd. 2001, Petrov vd. 2004, Settle vd. 2007), deliklerin yarıçaplarının değiştirilmesi (Frandsen vd. 2006, Kubo vd. 2007, Wang vd. 2008, Kurt vd. 2010), bütün örgü noktalarında (Saynatjoki vd. 2008) veya çizgi kusuru çevresindeki sadece ilk sırada (Dai 2009, Hou vd. 2009) veya ilk iki sırada halka şeklinde deliklerin kullanılması (Zhai vd. 2011) veya ilk veya ilk iki sıra deliklerin konumlarının yatay (Hao 2010), dikey (Li vd. 2008, Wu vd. 2010) veya her iki doğrultuda da (Liang 2011) çizgi kusuruna doğru/boyunca kaydırılması verilebilir. Bu tez çalışmasında sıcaklık sensörünün duyarlılığını arttırmak için yavaş ışık olgusundan yararlandık. Dalga kılavuzundan geçen ışığın hızını yavaşlatmak için öncelikle dalga kılavuzu çevresindeki ilk sıra delikler çizgi kusuru boyunca kaydırıldı. (Hao vd. 2010)'da ilk sıra delikleri 0.25a'dan 0.50a'ya kaydırarak grup indislerinin 11'den 211'e değişiklik gösterdiği yavaş ışık rejimleri elde edilmiştir.(Kurt vd. 2010)'da ise dalga kılavuzu çevresindeki ilk sıra deliklerin çapını değiştirerek yavaş ışık özelliklerini ayarlamıştır. Fakat kaydırma durumunda yavaş ışığın gözlendiği kılavuz kipin dalga boyukavitenin rezonans dalga boyundan daha büyük bulundu. Dalga boyunu azaltmak için ilk sıra deliklerin çapı da artırıldı. Yavaş ışığın sabit olarak gözlendiği dalga boyu kavite rezonansına çekilerek sıcaklık ile rezonans dalga boyu kaymasında yavaş ışık olgusundan yararlanıldı. Kavite çevresindeki deliklerin çapı ve konumunu optimize edilerek sıcaklık duyarlılığı geliştirilmeye çalışılmıştır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.5 Maxwell Denklemleri

Bu bölümde, fotonik kristallerde EM dalga hareketi incelenecektir.(Joannopoulos 2008). Temel elektrik ve manyetizma yasaları kullanılarak elde edilmiş 4 ana Maxwell denklemi vardır ve fotonik kristallerde EM dalga çözümleri için Maxwell denklemlerinin çözülmesi gerekmektedir.Maxwell Denklemleri (SI birim sisteminde) aşağıdaki gibidir:

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (3.1)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (3.2)$$

$$\nabla \times E + \frac{\partial}{\partial t} B = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla \times H - \frac{\partial}{\partial t} D = J \quad (3.4)$$

İlk iki eşitlik sırasıyla manyetik alan ve yer değiştirme alanı için Gauss yasaları , son iki eşitlik de sırasıyla, Faraday ve Amper yasalarıdır.Bu denklemlerde E elektrik alanı, D elektriksel yer değiştirmeye, H manyetik alanı, B manyetik indüksiyona karşılık gelmektedir. ρ ve J ise sırasıyla ortamdaki serbest ve serbest akım yoğunluğudur.

Yer değiştirme ve alanlara ait denklemler şu şekildedir:

$$B(r) = \mu_0 \mu(r) H(r) \quad (3.5)$$

$$D(r) = \epsilon_0 \epsilon(r) E(r) \quad (3.6)$$

Göreceli manyetik ve EM sabitler $\mu(r)$ ve $\epsilon(r)$ ile, vakumun manyetik ve EM sabitleri ise μ_0 ve ϵ_0 ile gösterilmiştir.

Bu denklemlerin zamanda harmonik çözümleri aşağıdaki gibidir:

$$E = E(r)e^{i\omega t} \quad (3.7)$$

$$H = H(r)e^{i\omega t} \quad (3.8)$$

Faraday ve Amper yasalarının zamanda harmonik çözümleri için:

$$\nabla \times E(r) + j\omega\mu_0 H(r) = 0 \quad (3.9)$$

$$\nabla \times H(r) - j\omega D(r) = 0 \quad (3.10)$$

Şeklini alır. $\mu(r)=1$ kabul edilir. Amper yasasında (6) denkleminde tanımlanan kurucu ilişki kullanılır. Eşitliğin sol tarafının önce $\frac{1}{\epsilon(r)}$ ile çarpılması ve rotasyonel dolanım $\nabla \times$ operatörünün etki edilmesiyle (3.10) denkleminde

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times H + j\omega\epsilon_0 \nabla \times E(r) = 0 \quad (3.11)$$

Elde edilir. (3.9) eşitliğininde kullanılması ile

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times H = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \quad (3.12)$$

Bu denklem Maxwell denklemlerinin sağladığı Özdeğer denklemidir (Joannopoulos vd.2008)

3.6 Özdeğer Denklemi ve Özellikleri

Özdeğer denklemi;

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon} \nabla \times H(r) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \quad (3.13)$$

şeklinde ifade edilir.(Joannopoulos vd. 2008)

İki vektörel alan olan $K(r)$ ve $L(r)$ 'nin iç çarpımı,

$$(K, L) = \int d^3 r K^*(r) \cdot B(r) \quad (3.14)$$

eşitliği ile gösterilir.

$(K, \Omega L) = (\Omega K, L)$ koşulu gerçekleştiğinde Ω ile gösterilen operatör hermityen olur.

Aşağıdaki denklemde yukarıdaki koşulu uyguladığımızda,

$$(K, \Theta L) = \int d^3 r K^*(r) \nabla \times \frac{1}{\epsilon} \nabla \times L(r)$$

$$= \nabla_x \cdot \left(\frac{1}{\epsilon} \nabla_x K(r) \right) \cdot \nabla_x L(r) \quad (3.15)$$

$$= \nabla_x \cdot \left(\frac{1}{\epsilon} \nabla_x K(r) \right) \cdot L(r) = (\Theta K, L)$$

Sonucu ortaya çıkar. Bu nedenle de operatör hermitsyendir.

Özdeğer denklemini (3.19) Faraday yasasına uygularsak:

$$\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla_x \cdot \nabla_x E(r) = \frac{\omega^2}{c^2} E(r) \quad (3.16)$$

Denklemini elde ederiz.

$\Theta = \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla_x \cdot \nabla_x$ operatörü hermitsyen olmadığı için özdeğer denklemini şu şekilde olacaktır:

$$\nabla_x \cdot \left(\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla_x H(r) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \quad (3.17)$$

Θ operatörünün öz değerlerinin gerçek olduğu şu şekilde gösterilir:

$$(H, \Theta H) = (\Theta H, H)$$

$$\omega^2 (H, H) = \omega^{2*} (H, H) \quad (3.18)$$

$$\omega^2 = \omega^{2*}$$

ω^2 pozitif çıkar.

Dolayısıyla, hermitsyen operatörünü bulunduran ana denklemin bir özdeğer denklemini olduğu ve

$$\Theta H(r) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \quad (3.19)$$

şeklinde gösterildiği söylenebilir.

Fotonik kristaller içinde yol alan dalganın öz frekanslarını bu öz değer denkleminin çözümü verir. Alan profillerini, frekanslara karşılık gelen öz vektörler verir. Periyodik

potansiyel içinde yer alan bir parçacığa ait dalga fonksiyonu Bloch teorisi olarak bilinmektedir (Bloch 1928). Herhangi boş bir uzaydaki bir dalga $= ae^{ik \cdot r}$ bağlantısına uygun olarak ilerleyen dalga formunda yayılmaktadır. Buradaki üstel fonksiyon ilerleyen bir dalgayı ifade ederken, a sabit bir genliği ifade eder. Kristallerde ise bu durum farklıdır. İletim elektronları ilerleyen dalga formu yerine Bloch formunda yayılır ve şu şekilde gösterilir:

$$\Psi_k(r) = \mu_k(r) e^{ik \cdot r} \quad (3.20)$$

Buradaki μ_k kristalin periyodikliğine sahiptir ve sabit bir genlik değildir. Diğer ifadeyle $\mu_k(r) = \mu_k(r + R)$. Bu ifadedeki R, örgü vektörüdür. Ortamda yer alan dalganın öz fonksiyonları Bloch teoremine göre aşağıdaki şekildedir:

$$E(r) = E_k(r) e^{jk \cdot r} \quad (3.21)$$

$$H(r) = H_k(r) e^{jk \cdot r} \quad (3.22)$$

Bu fonksiyonlarda r vektörü uzayda herhangi bir noktayı göstermektedir. k vektörü ise dalganın uzaysal frekansını ve hareket yönünü göstermektedir.

3.7 Düzlem Dalga Açılımı Yöntemi

Kristallerin bant yapısının hesaplanmasında kullanılan yöntemlerden birisi de düzlem dalga açılımı (DDA) yöntemidir (Sözüer 1991). Bu yöntem, EM alan çözümleri ile dielektrik fonksiyonun düzlem dalgalar üzerinden Fourier serisine açılabileceği varsayımı üzerinden yürümektedir.

$$G = \sum_{i=1}^N l_i b_i \quad (3.23)$$

$$a_i \cdot b_j = 2\pi \delta_{i,j} \quad (3.24)$$

Burada G ters örgü uzayında örgü vektörüdür. Ters örgü vektörü, ilkel ters örgü vektörleri olan b_j ' lerin doğrusal bir bileşimi şeklinde denklem (3.24) daki gibi ifade edilebilir. Denklem (3.23)'daki l_i 'ler rastgele tam sayılardır.

Ters örgüde bu öteleme vektörleri kullanılarak oluşturulan $e^{iG.r}$ biçiminde bulunan fonksiyonlar ortonormal tam küme

$$\frac{1}{V} \int e^{-iG'.r} e^{iG.r} d^3r = \delta_{G',G} \quad (3.25)$$

oluşturduklarından dolayı 3.19 ve 3.22 denklemlerinin çözümü olarak bu fonksiyonlar üzerinden Fourier serisine açılan şu eşitlikler yazılabilir:

$$E_k r = e^{ik.r} e_G e^{iG.r} = e^{i(k+G)r} \quad (3.26)$$

$$H_k r = e^{ik.r} h_G e^{iG.r} = e^{i(k+G)r} \quad (3.27)$$

Elektrik ve manyetik alanların Fourier açılım katsayıları ve sabit vektörleri sırasıyla e_G ve h_G ile ifade edilir. Bloch biçimindeki vektör alanları ise $E_k r$ ve $H_k r$ ile ifade edilir.

Gerçek özdeğerlerin k dalga vektörünün fonksiyonu olarak bulunması ile (3.16) denklemindeki $\Theta = \nabla \times \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times$ hermiyen operatör temsil ettiği fiziksel sistemin bant yapısı, $\omega_{k,n} = \omega_n(k)$, belirlenebilir. Buna ulaşmak için $H_k(r)$ çözümü (3.19) denkleminde yerine konulursa;

$$\begin{aligned} \nabla \times \frac{1}{\epsilon r} \nabla \times (e^{ik.r} e_G e^{iG.r}) &= \frac{\omega^2}{c^2} e^{ik.r} e_G e^{iG.r} \\ e_G \nabla \times \frac{1}{\epsilon r} \nabla \times (h_G e^{i(k+G).r}) &= \frac{\omega^2}{c^2} e_G h_G e^{i(k+G).r} \end{aligned} \quad (3.28)$$

ifadesi elde edilir. f skaler bir fonksiyon ise ve,

$$\nabla \times (fV) = f \nabla \times V + (\nabla f) \times V \quad (3.29)$$

yukarıdaki vektör özdeşliği kullanılırsa,

$$e_G \nabla \times \frac{ie^{i(k+G).r}}{\epsilon r} (k+G) \times h_G = \frac{\omega^2}{c^2} e_G h_G e^{i(k+G).r} \quad (3.30)$$

İfadesi ortaya çıkartılabilir ve $\nabla \times (fV)$ türevsel ifadesi cebirsel ifadeye dönüştürülmüş olur.

β_G 'sabit Fourier katsayısı olmak üzere, eğer

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}) = \beta_{G'} e^{iG' \cdot \mathbf{r}} \quad (3.31)$$

cebirsel ifadesi (3.36)'da yerine konulursa,

$$-\beta_{G'} \beta_{G'} e^{i(k+G+G') \cdot \mathbf{r}} (k+G+G') \times (k+G) \times h_G = \frac{\omega^2}{c^2} \beta_{G'} h_G e^{i(k+G) \cdot \mathbf{r}} \quad (3.32)$$

ifadesi ortaya çıkar. $G' \rightarrow G' - G$ dönüşümünü ve $\nabla \times fV = f \nabla \times V + (\nabla f) \times V$ özdeşliğini kullanarak sadeleştirilmiş cebirsel bir ifade elde edebiliriz:

$$\beta_{G'} \beta_{G'-G} (k+G') \times (k+G) \times h_{G'} e^{i(k+G') \cdot \mathbf{r}} = -\frac{\omega^2}{c^2} h_G e^{i(k+G) \cdot \mathbf{r}} \quad (3.33)$$

Gauss yasası (manyetik alan için) (3.32) denklemindeki verilen çözüm için şu şekildedir;

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_k = 0$$

$$\beta_{G'} \nabla \cdot h_G e^{i(k+G') \cdot \mathbf{r}} = 0 \quad (3.34)$$

$$(k+G') \cdot h_{G'} = 0; \quad \forall G$$

$\mathbf{A} \times \mathbf{B} \times \mathbf{C} = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})$ vektör özdeşliği ile eninelik koşulu yukarıdaki denkleme kullanıldığında düzlem dalga çözüm önerileri için aşağıdaki ifadeye elde edilir:

$$\beta_{G'} \beta_{G'-G} (k+G') \cdot (k+G) h_{G'} = \frac{\omega^2}{c^2} h_G \quad (3.35)$$

Tüm bu işlemler sonucunda, $\nabla \times \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) + j\omega \varepsilon_0 \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0$ denklemi cebirsel bir denkleme dönüştürülmüş olmaktadır. Bu cebirsel ifadesinin çözülmesiyle, verilen bir k dalga vektörü için açısız frekans değerleri ($\omega_n(k)$) belirlenebilir. Bu işlemleri indirgenemez bir Brillouin bölgesindeki tüm dalga vektörleri için uygularsak sistemin bant yapısını elde edebiliriz.

Aşağıdaki gibi iki birim vektör, $\mathbf{K} = \mathbf{k} + \mathbf{G}$ dalga vektörüne dik olarak seçilebilir;

$$\mathbf{n}_s = \frac{\mathbf{k} + \mathbf{G} \times \mathbf{n}}{|\mathbf{k} + \mathbf{G} \times \mathbf{n}|} \quad (3.36)$$

$$\mathbf{n}_p = \frac{\mathbf{k} + \mathbf{G} \times \mathbf{k} + \mathbf{G} \times \mathbf{n}}{|\mathbf{k} + \mathbf{G} \times \mathbf{k} + \mathbf{G} \times \mathbf{n}|} \quad (3.37)$$

n vektörü yapının yüzeyine dik olan birim vektörünü gösterir. n_s , n_p ve $k+G$ vektörleri birbirlerine diktir ve sağ el sistemi oluşturan vektörlerdir (Sakoda 2001):

$$n_s, n_p, \frac{k+G}{k+G} \quad (3.38)$$

Manyetik alanın Fourier bileşenleri tanımlanan vektör cinsinden (3.41) eşitliği de dikkate alınırsa aşağıdaki şekilde yazılabilir (Sakoda 2001):

$$h_G = h_G^s n_s + h_G^p n_p \quad (3.39)$$

Verilen vektör bileşenleri de kullanarak, (3.41) eşitliğini matris şeklinde şu şekilde yazabiliriz:

$$M_{k'}^{\lambda'\lambda}(G', G) h_{G',n}^{\lambda'\lambda} = \frac{\omega_{k,n}^2}{c^2} h_{G,n}^{\lambda} \quad (3.40)$$

$$M_{k'}^{\lambda'\lambda}(G', G) = \beta_{G'-G} \begin{matrix} k+G' & k+G \end{matrix} \times \begin{matrix} n_p \cdot n_p' & -n_p \cdot n_s' \\ -n_s \cdot n_p' & n_s \cdot n_s' \end{matrix} \quad (3.41)$$

$2N \times 2N$ elemanlı ve elemanları $M_{k'}^{\lambda'\lambda}(G', G)$ olan matris hermityen olup, bu matrisin öz değerleri diagonalizasyon işlemi uygulanarak bulunabilir.

Düzlem dalga açılımı yöntemi ile band yapısı hesaplarken, sonsuz sayıda G' vektörü kullanılarak herhangi bir k vektörüne denk gelen $w_{k,n}$ $n = 1,2,3 \dots$ öz frekansları bulunabilir. İstenilen hassaslıkta sonuçlara ulaşmak için, hesaplama olanaklarının sınırlı olduğu göz önüne alındığında, yeterli miktarda G' vektörünün kullanılması gerekmektedir.

3.8 Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi (FDTD)

3.8.3 Yönteme giriş

Maxwell denklemlerinde yer alan kısmi türev operatörlerinin, merkezi farklara dayanan sonlu farklar karşılıklarıyla değiştirilmesi ile doğrudan zaman ve konum bölgelerinde sayısallaştırılmasına dayanan yöntem FDTD yöntemi denir. Dolanım denklemlerindeki zaman ve konuma göre türevlere sonlu farklarla yaklaştırım yapılması bu yöntemle

mümkündür. Temel olarak, FDTD algoritması Maxwell eşitliklerini zamana bağlı olarak çözebilmek için düzenli bir ızgara (grid) içerisinde uzay ve zamana ayırmaktadır. Bu yöntemde ilgilenilen problem uygun bir ızgara koordinat düzlemine yerleştirilmektedir. Maxwell denklemlerinde yer alan diferansiyel operatörler sonu farklar ile hesaplanmaktadır. Ayırık zaman adımlarında ($n\Delta_t$) ızgara düğümlerindeki alanlar bulunabilir. Yapılan bu işleme zamanda adımlama (ilerleme) denilmektedir. Komşu düğümlerdeki ve bir önceki düğümdeki alanlar yardımıyla herhangi bir düğümün t anındaki alanı hesaplanmaktadır.

$f(x)$ fonksiyonu Taylor serisi açılımı ile x noktasından $\pm \frac{\delta}{2}$ kadar ötelendiğinde aşağıdaki ifadeler yazılabilir:

$$f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) = f(x_0) + \frac{\delta}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\delta}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\delta}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (3.42)$$

$$f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right) = f(x_0) - \frac{\delta}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\delta}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\delta}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (3.43)$$

Yukarıda yer alan ikinci denklemleri birinci denklemden çıkartırsak;

$$f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right) = \delta f'(x_0) + \frac{2}{3!} \left(\frac{\delta}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (3.44)$$

ifadesi elde edilir. Eğer bu ifadeyi δ ile bölersek;

$$\frac{f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right)}{\delta} = f'(x_0) + \frac{1}{3!} \frac{\delta^2}{2^2} f'''(x_0) + \dots \quad (3.45)$$

ifadesini elde ederiz. δ^2 ye bağlı gösterilmeyen sonsuz sayıdaki terimler ile x_0 noktasındaki fonksiyonun türevinin toplamı soldaki ifadeye eşittir. Denklem yeniden düzenlendiğinde;

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right)}{\delta} + O(\delta^2) \quad (3.46)$$

Yukarıdaki ifadedeki O , açık olarak gösterilmeyen tüm terimler ile parantez içerisinde yer alan değeri temsil etmektedir. Örneğin; yazılmamış olan terimlerden δ nin en küçük derecesini δ^2 göstermektedir. δ değeri yeterli ölçüde küçükse türeğe uygun bir yaklaşım

O ile temsil edilmekte olan tüm terimleri ihmal ederek elde edilebilir. Dolayısıyla, merkezi fark yaklaşımı şu şekilde gösterilebilir:

$$\frac{df(x)}{dx} \Big|_{x=x_0} \approx \frac{f(x_0+\frac{\delta}{2}) - f(x_0-\frac{\delta}{2})}{\delta} \quad (3.47)$$

3.8.4 Yee Algoritması

İlk olarak Yee'nin geliştirdiği bu algoritma bir dalga denklemi ile elektrik alanın ve manyetik alanın tek başına çözümünün dışında, zaman ve mesafeye bağlı olarak elektrik ve manyetik alanın her ikisini de Maxwell'in rasyonel denklemleri de kullanılarak çözülebilmektedir. Bu algoritmanın merkezi fark yaklaşımı kullanılan FDTD algoritması şu şekilde ifade edilebilir:

- İlk olarak Ampere ve Faraday yasalarında yer alan türevler sonlu farklar olarak ifade edilir. Daha sonra elektrik ve manyetik alanların zaman ve de konuma göre ötelenebilmesi amacıyla zaman ve konum parçalı bir şekilde tanımlanmaktadır.
- Burada elden edilen fark denklemlerin çözüm amacı bilinmeyen gelecekteki alanları bilinen geçmiş alanlar açısından gösteren “güncelleme denklemlerini” elde etmektir.
- Bu aşamada bir zaman-adımı ileride bulunan manyetik alanlar hesaplanır, bu sayede bu alanlar artık bilinen (geçmiş) alanlar olur.
- Bu defa ise bir zaman-adımı ilerideki elektrik alanlar hesaplanır, bu sayede bu alanlar artık bilinen (geçmiş) alanlar olur.
- Son iki adım alanlar elde edilene kadar gereken süre boyunca tekrar edilmektedir.

Bir boyut için algoritmayı diğer maddede inceleyelim.

3.8.5 Bir boyutlu “Güncelleme Denklemleri”

Elektrik alanın sadece z bileşenin olduğu düşünülerek, sadece x yönünde değişim olan bir boyutlu düzlem için Faraday yasasını aşağıdaki gibi ifade edebiliriz:

$$-\mu \frac{\partial H}{\partial t} = \Delta \times E = \begin{matrix} a_x & a_y & a_z \\ \delta & \delta x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_z \end{matrix} = -a_y \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.48)$$

Amper yasası ile aşağıdaki şekilde yazılır:

$$\epsilon \frac{\partial H}{\partial t} = \Delta \times H = \begin{matrix} a_x & a_y & a_z \\ \delta & \delta x & 0 & 0 \\ 0 & H_y & 0 \end{matrix} = -a_z \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (3.49)$$

Yukarıdaki iki eşitlikten (3.54 ve 3.55) aşağıdaki iki skaler denklemi elde edebiliriz.

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.50)$$

$$\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (3.51)$$

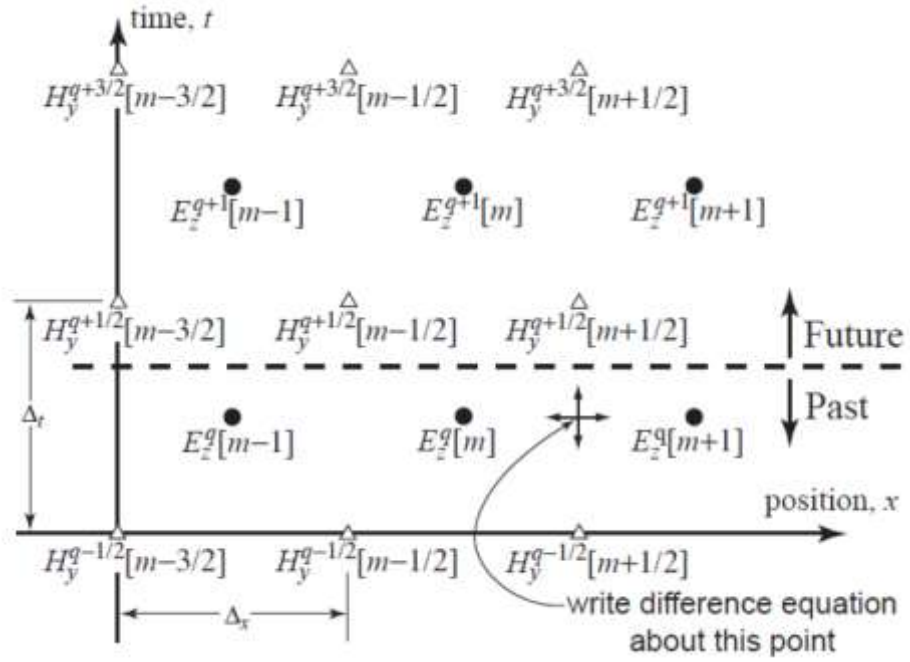
Manyetik alanın zamana göre türevini elektrik alanın konuma göre türevi cinsinden bulmak için ilk denklemi kullanırız. Elektrik alanın zamana göre türevini manyetik alanın konuma göre türevi cinsinden ifade etmek ikinci denklem yoluyla sağlanır.

Bir sonraki aşamada zaman ve konum parçalı hale getirilir ve yukarıdaki iki eşitlikteki (3.56 ve 3.57) türevler sonlu farklar ile değiştirilir. Aşağıdaki gösterimler, alanın konumda ve zamanda nerede verildiğini belirtmek için kullanılmaktadır:

$$E_z \ x, t = E_z \ m \Delta_x, q \Delta_t = E_z^q \ m , \quad (3.52)$$

$$H_y \ x, t = H_y \ m \Delta_x, q \Delta_t = H_y^q \ m$$

Bu ifadelerde Δ_x noktalar arası uzaklığı belirtirken, Δ_t ise zamansal uzaklığı belirtir.



Şekil 3.1 Elektrik ve manyetik alan düğümlerinin konum ve zamanda konumlanması gösterilmektedir. Elektrik alan düğümleri üçgen ile, manyetik alan düğümleri ise daire şeklinde gösterilmiştir. H_y için güncelleme denklemini elde edebilmek amacıyla fark denkleminin yazıldığı yer, belirtilen noktadır (Schneider 2011).

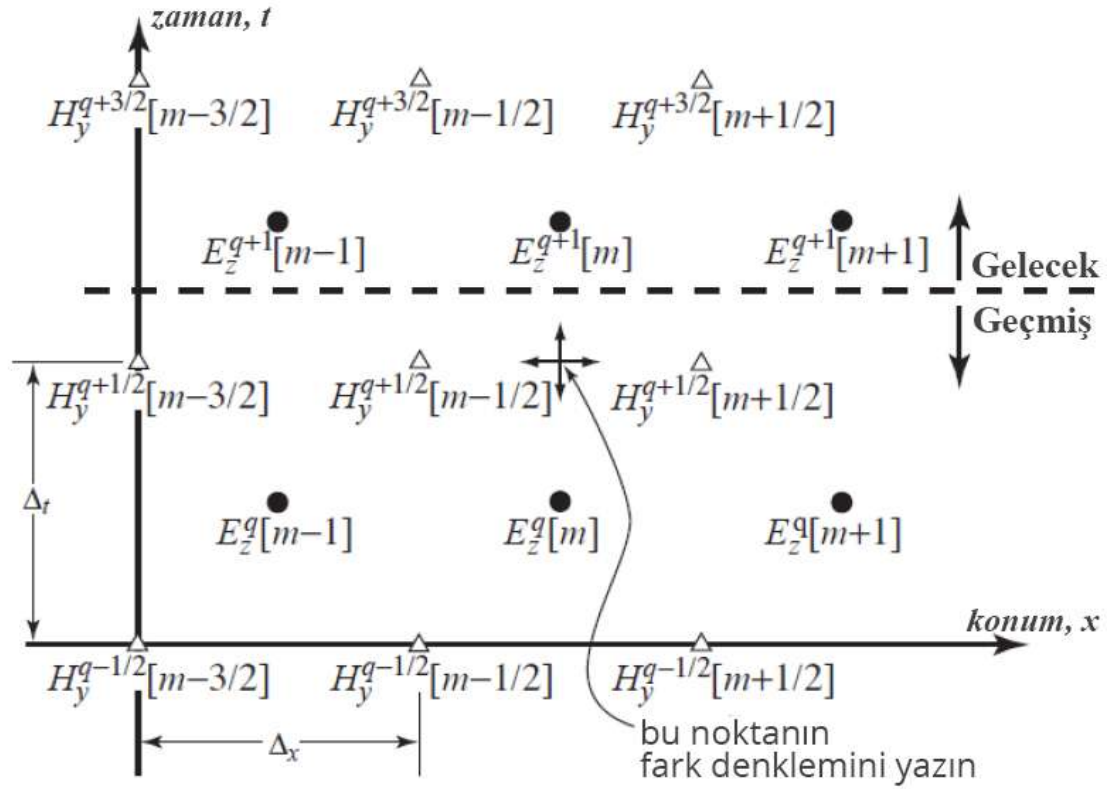
Şekil 3.1'de q zaman adımlarını, m ise konum adımlarını temsil eder. Ayrıca üstel olarak olarak q ifadeleri de yine zaman adımlarını temsil etmektedir.

Bu noktada eğer zaman, başka bir boyut olarak düşünülürse, bir konumsal boyutumuz olmasına rağmen problem iki boyutlu hale gelmiş olur. Elektrik ve manyetik alan düğümlerinin zaman ve konumda nasıl düzenlenebildiği asıl önemli noktadır. Bunun cevabı ise yukarıda şekilde verilmektedir. Şekilde yer alan kesikli çizginin üstünde yer alan alanlar bilinmeyen (gelecekte), bu kesikli çizginin altında kalan bütün alanlar ise bilinen (geçmişte) olarak kabul edilmektedir. Geçmiş alanlardan gelecek alanları elde için FDTD algoritması kullanılır.

Faraday yasasını $((m + 1/2)\Delta_x, q\Delta_t)$ yukarıdaki şekilde gösterildiği gibi konum-zaman noktasında uygularsak;

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \Big|_{m+1/2, q\Delta_t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \Big|_{m+1/2, q\Delta_t} \quad (3.53)$$

Yukarıdaki ifadede, konuma göre türev $E_z^q m + 1$ ve $E_z^q m$ ile değiştirilir (elektrik alan aynı zamanda iki farklı konumdadır). Zaman göre türev ise $H_y^{q+\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2}$ ve $H_y^{q-\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2}$ içeren sonlu farklar ile değiştirilmektedir (manyetik alan iki farklı zamanda fakat sabit konumdadır).



Şekil 3.2 Manyetik alan güncellendikten sonraki konum-zaman konumlanması görülmektedir. Gelecek ile geçmişi ayıran çizgi yarım zaman adımı ileri taşınmış durumdadır. E_z güncelleme denklemini elde etmek amacıyla yazılan fark denklemini, belirtilen noktadır (Schneider 2011).

$$\mu \frac{H_y^{q+\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2} - H_y^{q-\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2}}{\Delta_t} = \frac{E_z^q m + 1 - E_z^q m}{\Delta_x} \quad (3.54)$$

ifadesini $H_y^{q+\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2}$ için çözersek aşağıdaki ifadeye ulaşırız:

$$H_y^{q+\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2} = H_y^{q-\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2} + \frac{\Delta_t}{\mu \Delta_x} (E_z^q m + 1 - E_z^q m) \quad (3.55)$$

Elde ettiğimiz bu denklem, H_y için özel olarak bir “güncelleme denklemi”dir. H_y ’nin gelecekteki değerinin komşu elektrik alanlara ve sadece bir önceki değerine bağlı olduğu bu denklemle gösterilir. Tüm manyetik alan düğümlerine bu denklemi uygularsak, geçmiş ve gelecek değerlerini bölen çizginin yarım zaman adımı kadar ilerlediği görülür.

Eğer Amper yasası $\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x}$, yukarıdaki şekilde gösterilen $(m\Delta_x(q + \frac{1}{2})\Delta_t)$ konum-zaman noktasında uygulanırsa aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} (m\Delta_x, (q + \frac{1}{2})\Delta_t) = \frac{\partial H_y}{\partial x} (m\Delta_x, (q + \frac{1}{2})\Delta_t) \quad (3.56)$$

Yukarıdaki ifadede yer alan sağdaki konuma göre türev, $H_y^{q+\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2}$ ve $H_y^{q-\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2}$ içeren sonlu fark ile, soldaki zaman türevi ise $E_z^{q+1} m$ ve $E_z^q m$ içeren sonlu fark ile değiştirildiğinde aşağıdaki ifadeye erişilir:

$$\epsilon \frac{E_z^{q+1} m - E_z^q m}{\Delta_t} = \frac{H_y^{q+\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2} - H_y^{q-\frac{1}{2}} m - \frac{1}{2}}{\Delta_x} \quad (3.57)$$

İfade $E_z^{q+1} m$ için çözümlerse aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$E_z^{q+1} m = E_z^q m + \frac{\Delta_t}{\epsilon \Delta_x} (H_y^{q+\frac{1}{2}} m + \frac{1}{2} - H_y^{q-\frac{1}{2}} m - \frac{1}{2}) \quad (3.58)$$

Bu denklem E_z alanı için bir güncelleme denklemini ifade eder. Denklemdeki indisler geneldir ve her E_z düğümü için aynı denklem kullanılabilir. E_z alanının gelecekteki değeri manyetik alanın güncelleme denklemine benzer olarak, yalnızca geçmiş değerine ve komşu manyetik alanlara bağlıdır. Tüm elektrik alan düğüm noktalarına bu denklemi uygularsak, geleceği ve geçmişi ayıran çizginin ileriye doğru bir yarım zaman adımı ilerlediği görülür.

Özetle; belli bir andaki elektrik (manyetik) alan değeri hesaplanırken, komşu manyetik (elektrik) alanlar ve aynı noktada bir önceki zaman adımındaki (Δ_t kadar önceki)

elektrik (manyetik) alan değeri kullanılır. Elektrik ve manyetik alanları bu şekilde ilerlediği görülür.

3.8.5.1 Courent Koşulu

Enerjinin bir oranı olarak (bir zaman ve konum adımında yayılımı) güncelleme katsayıları olan $\Delta_t/\epsilon\Delta_x$ ve $\Delta_t/\mu\Delta_x$ 'ler gösterilebilir.

$c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$, Em enerjinin yol alabildiği maksimum hız olan ışık hızını ifade eder. Bu nedenle de enerjinin yol alabileceği maksimum mesafe (bir zaman adımında) $c\Delta_t$ 'dir. Courant sayısı $c\Delta_t/\Delta_x$ oranı ve S_c ile gösterilir. Simülasyonların kararlılığını belirlerken S_c önemli bir yer teşkil eder.

3.61 ve 3.64 denklemlerdeki katsayıları yazarken,

$$\mu = \mu_r\mu_0 \text{ ve } \epsilon = \epsilon_r\epsilon_0$$

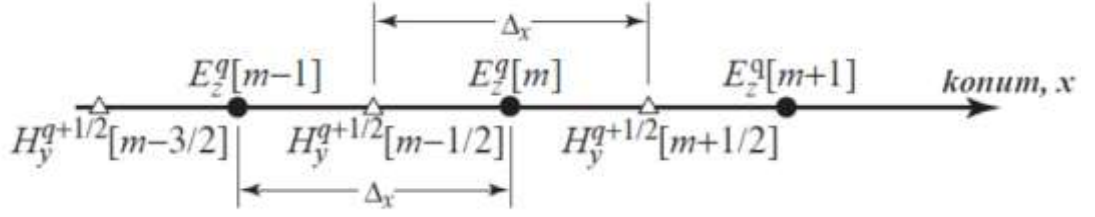
değerleri yerlerine koyulduğunda aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\Delta_t}{\Delta_x} = \frac{1}{\epsilon_r\epsilon_0} \frac{\overline{\epsilon_0\mu_0} \Delta_t}{\overline{\epsilon_0\mu_0} \Delta_x} = \frac{\overline{\epsilon_0\mu_0} c\Delta_t}{\epsilon_0\epsilon_0 \Delta_x} = \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\overline{\mu_0} c\Delta_t}{\epsilon_0 \Delta_x} = \frac{\eta_0 c\Delta_t}{\epsilon_r \Delta_x} = \frac{\eta_0}{\epsilon_r} S_c \quad (3.59)$$

$$\frac{1}{\mu} \frac{\Delta_t}{\Delta_x} = \frac{1}{\mu_r\mu_0} \frac{\overline{\epsilon_0\mu_0} \Delta_t}{\overline{\epsilon_0\mu_0} \Delta_x} = \frac{\overline{\epsilon_0\mu_0} c\Delta_t}{\mu_0\mu_0 \Delta_x} = \frac{1}{\mu_r} \frac{\overline{\epsilon_0} c\Delta_t}{\mu_0 \Delta_x} = \frac{1}{\mu_r\eta_0} \frac{c\Delta_t}{\Delta_x} = \frac{1}{\mu_r\eta_0} S_c \quad (3.60)$$

Yukarıdaki ifadede boş uzayın karakteristik empedansı $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ ile gösterilmektedir.

Zaman adımlarının büyük olması FDTD simülasyonlarında kısıtlamalar olmasına ve algoritmanın kararsız sonuçlar üretmesine neden olur. $c\Delta_t \leq \Delta_x$ göz önüne alındığında, enerjinin her zaman adımı için bir konumsal adımdan daha fazla yayılmasının mümkün olmadığına ulaşılır ve bunun sebebi de FDTD algoritmasındaki her düğümün sadece en yakın komşusunu etkilemesidir. Tek boyutlu bir simülasyon için kullanılacak ifade $S_c = \frac{c\Delta_t}{\Delta_x} = 1$ 'dir.



Şekil 3.3 Manyetik ve elektrik alanlar arasındaki konumsal ötelemeyi gösteren bir boyutlu FDTD uzayı (Schneider 2011).

Kararlı bir FDTD denklemin olanbilmesi için seçilen zaman adımındaki dalga maksimum ilerlemesinin konum adımını aşmaması gerekir. Zaman adımı, dalga hareketinin bir zaman adımında konum adımında kalabilmesi için uygun olarak seçilmesi gerekir.

3.8.6 FDTD yönteminin avantajları

FDTD yöntemini avantajlı kılan etkili yönleri vardır. Örneğin; Gauss darbesi gibi darbesel işaretlerinin simülasyonu ya da sinüzoidal işaretlerin simülasyonu FDTD yönteminde yapılabilmektedir. Bu bakımdan değerlendirildiğinde FDTD yöntemi ile çok geniş frekans aralıkları için çözüm yapılabilmektedir.

Bazı nümerik yöntemler çok büyük matris yapıları içermekte ve matris tersi almaya gereksinim duymaktadır. FDTD yöntemi ise bunlara içermediği için ve matris tersi almaya gereksinim duymadığı için ulaştığı çözümler çok daha güçlüdür.

Örneğin; FDTD yönteminde zamanda saklanan veriler frekans domenine kolaylıkla çevrilebilmekte ve istenilen frekans spektrumuna tek adımda ulaşılması sağlanmaktadır.

Yöntem, herhangi bir anda istenilen geniş bantlı sonuçların elde edilemediği ya da rezonans frekansının tam olarak bilinmediği uygulamalar için de oldukça elverişli bir metottur.

FDTD yöntemi kullanıldığında elektrik ve manyetik alan bileşenleri hesap uzayının her noktasında doğrudan bulunabilir.

3.8.7 FDTD yönteminin dezavantajları

EM alanın malzemeyle etkileşimini incelerken uygun olan FDTD yöntemi, örneğin fotonik band yapısı eldesi için uyarlanırken bazı zorluklara neden olur. Temel sorunlardan birisi çalışılan ortamın uygun Yee hücreleriyle kaplanmasıdır. Kartezyen koordinatlarda tanımlanan Yee hücreleri, kıvrımlı yüzeye sahip malzemelerin sınırında zorluk çıkartmaktadır. Yee hücreleri kare şeklinde seçildiğinden malzemeyi sınır bölgelerinde iyi temsil edememektedir. Bu nedenle de FDTD çok zaman harcayan bir yöntem olabilmektedir.

Bu yöntemin karşılaştığı bir diğer zorluk, fotonik band yapısı hesabındaki çakışıklıkları ayırt edememesidir. Aynı hesap için DDA yöntemi, öz değerleri bir matris ile belirler ve bir k noktası için öz değerlerin çakışıklık derecelerini kolaylıkla gösterir.

Bu yöntemin bir diğer dezavantajı ise uyarıtı kaynağı ve zamansal göstergenin konumlarının uygun şekilde belirlenmesi zorluğudur. Yüksek simetri doğrultularından birinde tanımlanan kaynak, salınım frekansına karşılık gelen, sadece o doğrultuda bir kipi uyarabilir. Bu nedenle de diğer kiplerin belirlenememesi sonucu ortaya çıkar. Üstelik, fotonik kristalin band aralığına düşen kaynak frekansı nedeniyle hiçbir kip uyarılmayabilir. Yüksek simetri noktalarından biri üzerine konulan zamansal gösterge de sorun çıkartabilir. Bunlardan dolayı, kaynak frekansı uygun kaynak ve gösterge konumları kullanılarak deneme yanılma ile belirlenebilir. Bunlar düşünüldüğünde, FDTD' ye dayalı bir band yapısı hesabının hazırlık aşamasının DDA yöntemine dayalı hesaba göre daha uzun sürmesine neden olur ve bu FDTD yöntemi için bir dezavantajdır.

3.8.8 FDTD yönteminin kullanım alanları

Birçok uygulama alanı olan FDTD yöntemi için şu örnekler verilebilir;

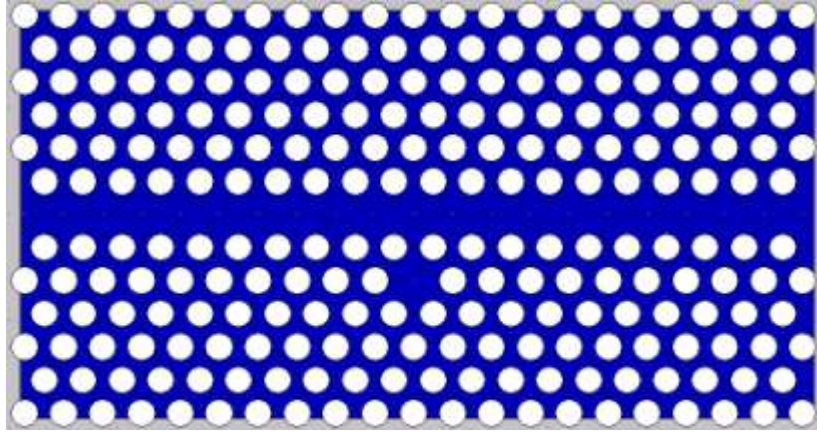
- Radar simülasyonlarında kullanılabilir.
- Üç boyutlu geometrik yapıların incelenmesinde kullanılabilir.
- Düşük veya sıfır iletkenliğe sahip nesne ile herhangi bir iletkenliğe sahip nesnenin etkileşiminin hesaplanmasında kullanılabilir.

- Açık ya da kapalı dalga havuzlarındaki dalga iletimi ve süreksizliklerin incelenmesinde kullanılabilir.
- Sistemlerin geniş bant cevaplarının incelenmesinde kullanılabilir.
- Mikro şerit hatlı devre analizleri için kullanılabilir.
- Ortam modellemeleri için gerekli olan frekansa bağlı yapısal parametrelerin hesaplanmasında kullanılabilir.

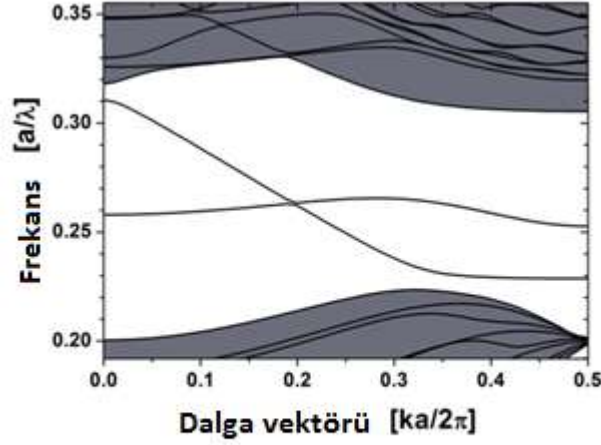
4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1 Fotonik Kristal Dalga Kılavuzunun Bant Yapısı ve Geçirgenliği

Üçgen örgülü $0.35a$ yarıçaplı (a , örgü sabiti) GaAs alttaş içerisinde hava delikli iki boyutlu fotonik kristal yapısı ele alınmıştır. GaAs'in kırılma indisi olarak $1.53 \mu\text{m}$ dalga boyu için 20°C 'de olan kırılma indisi değeri olan 3.3989 alınmıştır (McCaulley vd. 1994). Fotonik kristal yapısı iki boyutlu ele alındığı halde, deliklerin boyunun dalga boyundan birkaç kat uzun olması halinde yapı bir fotonik kristal dilim olarak da düşünülebilir. Bu fotonik kristal yapısında ışığın ilerleme yolu boyunca bir sıra delik kaldırılarak fotonik kristal dalga kılavuzu oluşturulmuştur. Üçgen örgülü yapıda çizgi kusurunun bir sıra sonrasında bir noktasal boşluk oluşturularak bir kavite yapısı eklenmiştir (Şekil 4.1). Bu yapıya ait fotonik kristal dalga kılavuzunun fotonik bant yapısı grafiği Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Bu yapı $0.231(a/\lambda)$ ile $0.326(a/\lambda)$ frekans aralığında TE kipli fotonik bant aralığına sahiptir. Bu bant aralığı içerisinde bir çift, bir de tek kip bulunmaktadır. Işığın fotonik kristal yapısına daha rahat bağdaştırılabilmesi için bu çalışmada çift kip ile ilgilenilmiştir. Bu çift kip $0.229(a/\lambda)$ ile $0.31(a/\lambda)$ frekansları arasında bulunmaktadır.

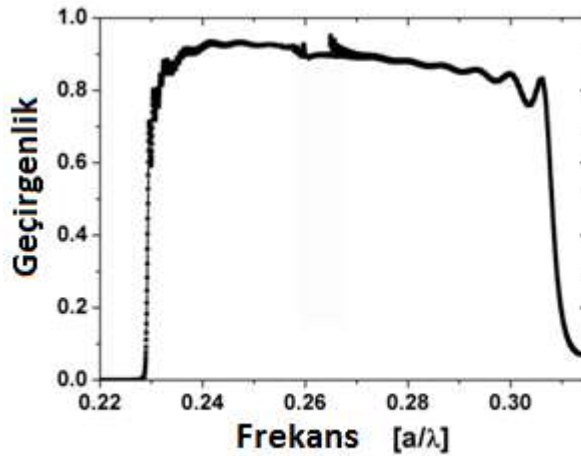


Şekil 4.1 İncelenen fotonik kristal dalga kılavuzu ve kaviteli yapı



Şekil 4.2 Fotonik kristal dalga kılavuzunun bant yapısı

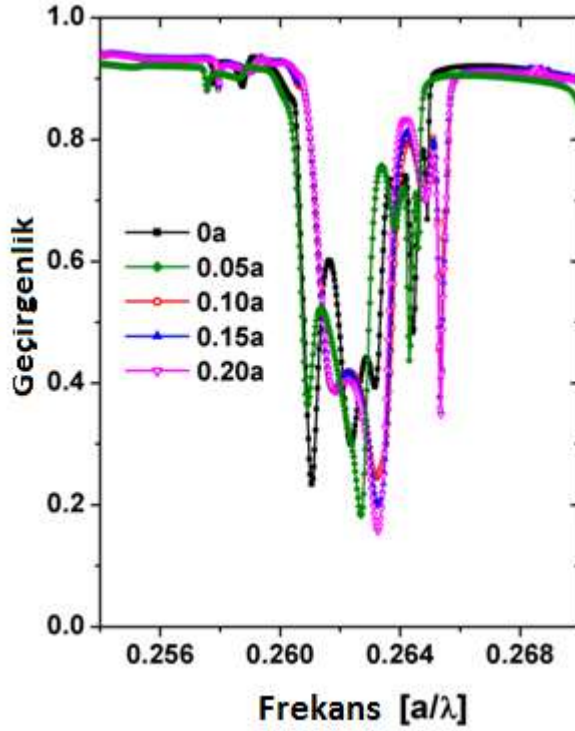
Bu yapının zamanda sonlu farklar yöntemi ile geçirgenlik simülasyonu yapılmıştır. Bu simülasyonda dalga kılavuzunun başına Gaussyen bir ışık kaynağı yerleştirilmiş, dalga kılavuzunun başına ve sonuna algılayıcılar yerleştirilerek çıkış algılayıcısının okuduğu sinyal giriş algılayıcısının okuduğu sinyale bölünerek normalize edilmiştir. Atma Gaussyen seçilerek yavaş ışık olgusunun daha net biçimde algılayıcı performansına etki ettirilmesi sağlanmıştır. Şekil 4.3’de görüldüğü gibi kiplerin olduğu frekans aralığında yapı oldukça geçirendir.



Şekil 4.3 Fotonik kristal dalga kılavuzunun geçirgenlik grafiği

Fotonik band aralığı içerisindeki çift ve tek kip $0.26(a/\lambda)$ frekansında kesişmektedir. Geçirgenlik spektrumunda bu frekanslarda geçirgenlikte düşüş gözlenmektedir. Bu düşüş kaviteyi çevreleyen sağ ve sol yanlardaki iki hava deliği dışı doğru kaydırılarak kavite genişletilirse da değişim göstermemektedir. Bu frekans değerinde tek ve çift

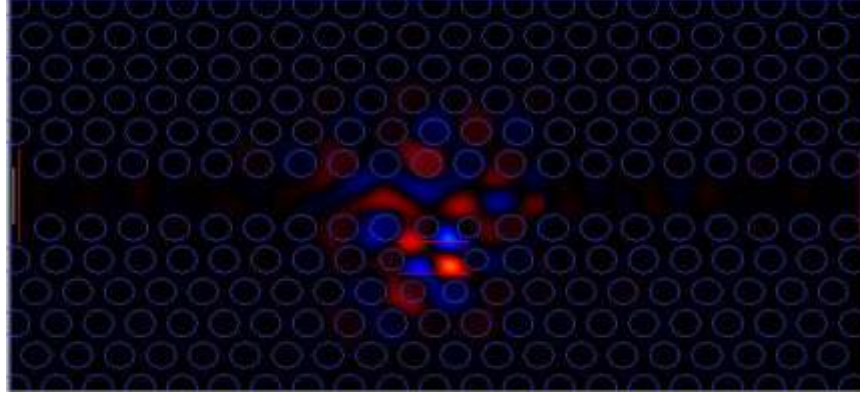
kip nümerik olarak biribiriyle etkileşmekte ve geçirgenlik spektrumunda yapay bir düşme oluşturmaktadır. Bu düşme gerçek değildir. Çözünürlüğün artırılması ile bu düşme ortadan kaldırılabilir (Lavrinenko vd. 2004). Bu sebeple geçirgenlik grafiklerinde bu düşme gösterilmemiştir.



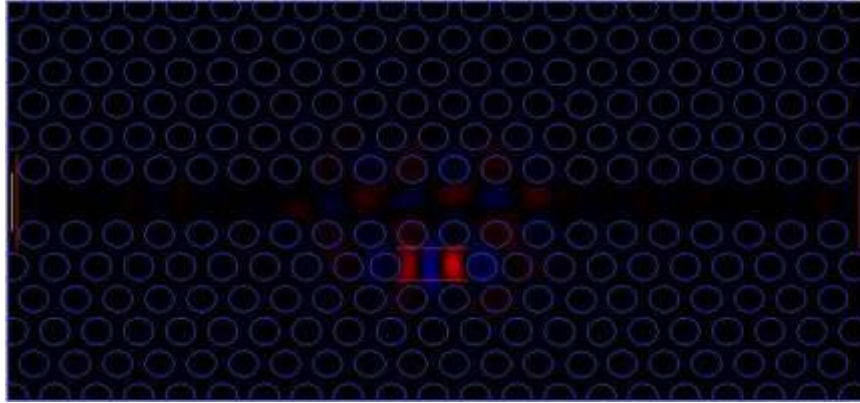
Şekil 4.4 Fotonik kristal dalga kılavuzunda yapay düşme

4.2 Kaviteli Fotonik Kristal Dalga Kılavuzunun Sıcaklık Duyarlılığı

Fotonik kristal yapısının zamanda sonlu farklar yöntemi ile simülasyonları için uzunluğu $20a$, genişliği $13a$ olarak seçilmiştir(Şekil 4.1).Yapının başlangıcından $10a$ uzaktaki, çizgi kusurunun iki sıra altındaki bir tane hava deliği kaldırılarak bir kavite kusuru oluşturulmuştur.Dalga kılavuzunun başına geniş bant aralığında bir Gaussyen kaynak yerleştirilmiştir.Kaynağın hemen sonrasına bir referans sensörü,kavitenin içerisine ve dalga kılavuzunun sonuna ise çıkış sensörleri yerleştirilmiştir.Zamanda sonlu farklar yöntemi ile geçirgenlik spektrumunu alınmıştır ve zaman içerisinde



Şekil 4.7 Elektromanyetik dalganın kavite içerisinde depolanması



Şekil 4.8 Elektromanyetik dalganın kavite içerisinde zamanla sönümlenmesi

Kavite içinde depolanan enerjinin, kayıp olan enerjiye oranı kalite faktörü ile belirlenir. Kalite faktörü değeri ne kadar büyükse o kadar uzun süre elektromanyetik alan kavite içinde depolanır. Kalite faktörünün değeri,

$$Q = \frac{f}{\Delta f} \quad (4.1)$$

ile verilir. Burada f , rezonansın olduğu merkez frekans, paydadaki nicelik ise rezonans bandının genliğinin yarıya düştüğü noktadaki bant genişliğidir. Merkez frekans değeri $0.25(a/\lambda)$ 'dır. Bandın düşmesi bir Lorentz fonksiyonuna fit edilerek band genişliği bulunmuş ve denklem (4.1) aracılığıyla Q faktörü 1215 olarak hesaplanmıştır.

GaAs malzemesinin sıcaklığa bağlı olarak kırılma indisi değeri değişimi McCaulley vd. (1994) tarafından yarı ampirik olarak modellenmiştir. Bu yayındaki termal genişleme

için olan polinomial katsayıları kullanarak (Çizelge 4.1) GaAs’de 1.53 µm için 0 dan 120°C’ye kadar 20’şer derece aralıklarla tüm kırılma indisleri değerleri hesaplanmıştır.Hesaplama kulanılan formuller denklem 4.2 ve denklem 4.3 olarak verilmiştir. Herbir incelenen derece değeri için FDTD simülasyonları yapılarak geçirgenlik spektrumları alınmıştır. Simülasyonlarda grid aralığı örgü sabitinin 20’de biri olarak seçilmiştir ve yapının dörtbir tarafına 2a genişlikli soğurucu tabakalar yerleştirilmiştir.Simülasyon süresi 22000 femtosaniye tutulmuştur.Şekil 4.9’da sıcaklığa bağlı olarak rezonans düşüşünün değişim grafiği gösterilmiştir.Sıcaklık arttıkça frekans azalmakta ve dalga boyu artmaktadır.Örgü sabiti değeri olan 386.96 nm kullanılarak frekans değerleri dalgaboyuna dönüştürülmüştür. Rezonans düşüşünün merkez dalga boyunun sıcaklıkla değişimi Şekil4.9’da verilmiştir. Bu grafikte görüldüğü gibi sıcaklıkla düşüş dalga boyu doğrusal olarak değişmektedir.Doğrunun eğiminden yapının sıcaklık duyarlılığı 0.1001 nm/°C olarak bulunmuştur.

Çizelge 4.1 GaAs için sıcaklığa bağlı olarak B(T) katsayıları

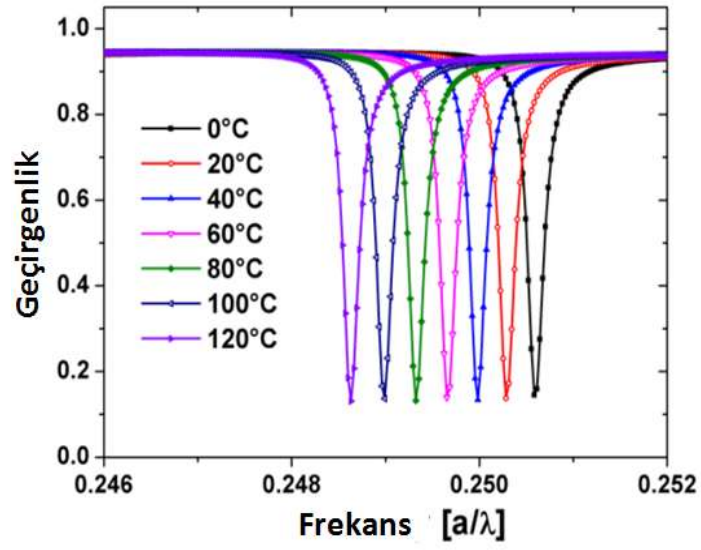
Örnek	λ (µm)	T (K)	b0 1E-5	b1 1E-7	b2 1E-9	b3 1E-11	b4 1E-14	b5 1E-17	b6 1E-21
GaAs	1.53	85- 920	-3.0585	12.0335	-6.44195	1.81978	-2.72018	2.04656	-6.08564

$$\beta(T) = b_0 + b_1T + b_2T^2 + b_3T^3 + b_4T^4 + b_5T^5 + b_6T^6 \quad (4.2)$$

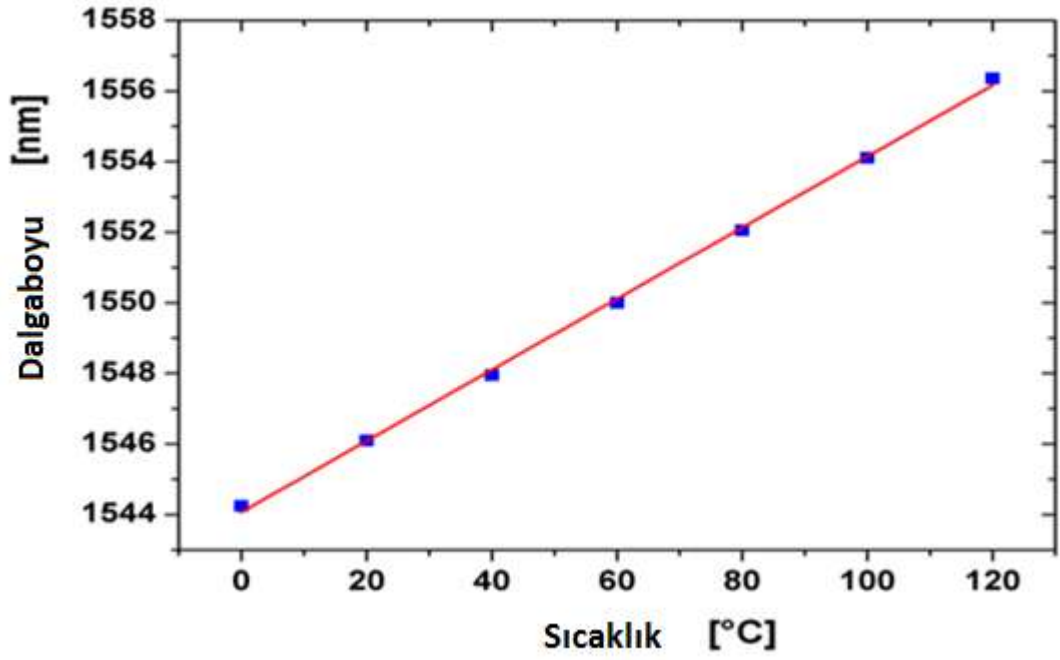
$$n(293 \text{ K}) = n(T) \cdot \exp[(293 - T)\beta] \quad (4.3)$$

Çizelge 4.2 GaAs için incelenen sıcaklık aralığında sıcaklık ile kırılma indislerinin değişimi

T(derece)	n (T)
0	3.3944
20	3.3989
40	3.4035
60	3.4082
80	3.4132
100	3.4183
120	3.4236



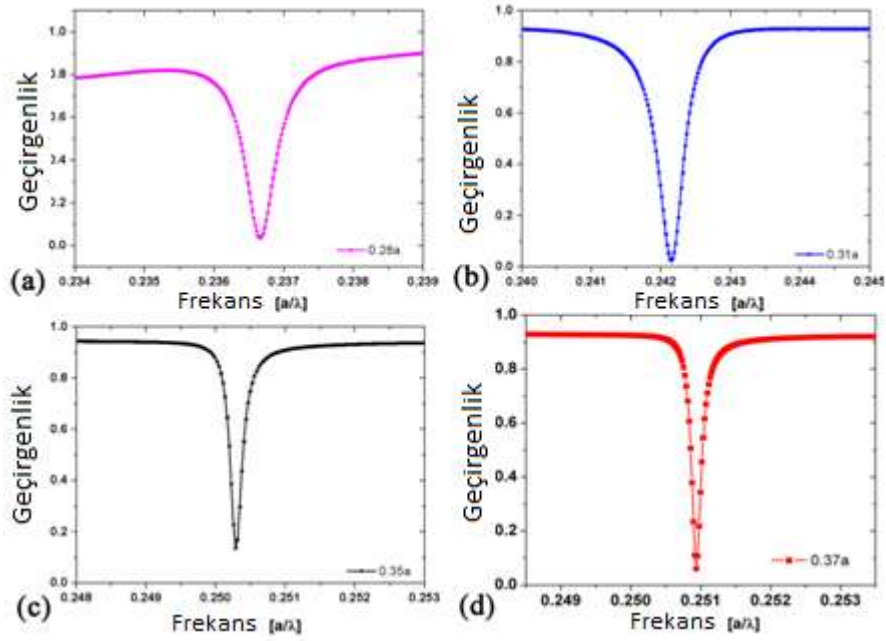
Şekil 4.9 Sıcaklığa bağlı olarak kaviteli fotonik kristal dalga kılavuzu yapısının geçirgenlik grafiği



Şekil 4.10 Kaviteli fotonik kristal dalga kılavuzu yapısının rezonans düşmesinin sıcaklıkla değişimi

4.3 Değişik Kavite Delikli Fotonik Kristal Dalga Kılavuzu Yapısının Sıcaklık Duyarlılığı

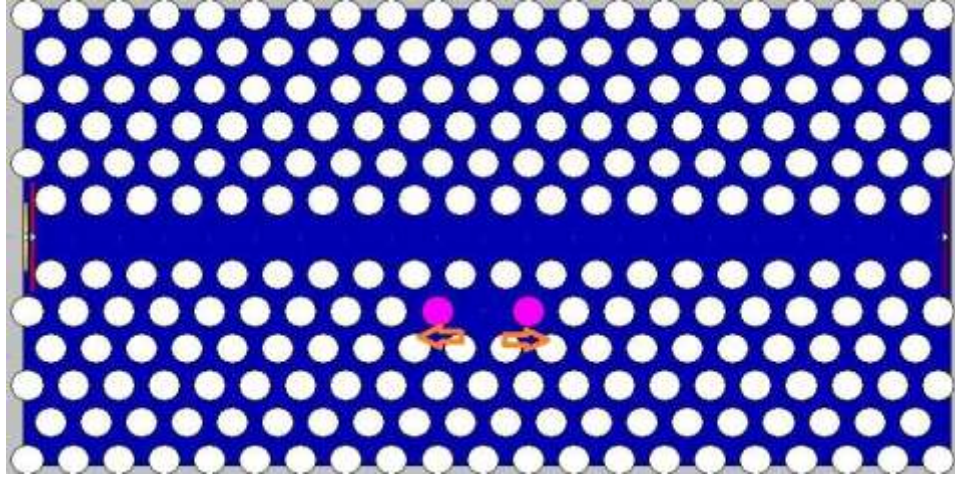
Şekil 4.11’de pembe renk ile gösterilen kavite deliklerinin çapı değiştirilerek kalite faktörüne etkisi incelenmiştir. Deliklerin yarıçapı $0.28a$ iken kalite faktörü 495.94, $0.31a$ iken 579.58, $0.35a$ iken 1215.04 ve $0.37a$ iken 1520.85 olarak bulunmuştur. En yüksek Q faktörü delikler $0.37a$ olduğunda elde edildiğinden sonraki analizde bu deliklerin yarıçapı $0.35a$ yerine $0.37a$ olarak alınmıştır.



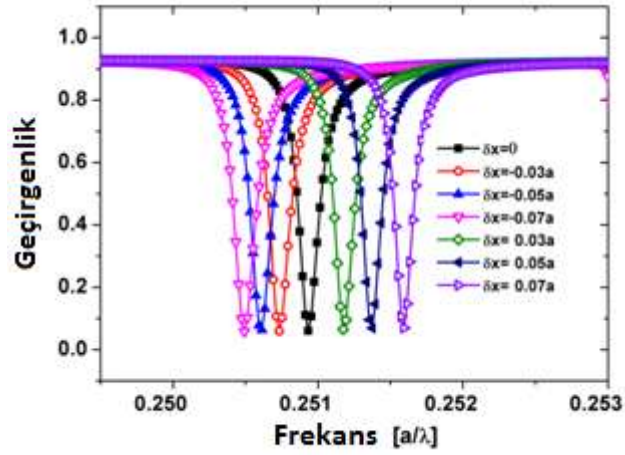
Şekil 4.11 Farklı kavite delikli fotonik kristal dalga kılavuzu yapılarının rezonans pikleri

4.4 Kavite Delikleri Kaydırılmış Fotonik Kristal Dalga Kılavuzunun Sıcaklık Duyarlılığı

Sıcaklık duyarlılığı değerinin iyileştirilmesi için öncelikli olarak kaviteyi çevreleyen deliklerin yapısında bazı değişiklikler yapılmıştır. Çizgi kusurunun kavite eksenine doğrultusundaki Şekil 4.11’de pembe renk ile gösterilen iki hava deliği $0.03a$, $0.05a$ ve $0.07a$ kadar dışa veya içe doğru kaydırılarak kavite alanı genişletilmiş veya daraltılmıştır. Kaydırma oranı arttıkça rezonans dalga boyu kırmızıya kaymaktadır.



Şekil 4.12 Kaviteli fotonik kristal dalga kılavuzu yapısı ve kaydırılan delikler



Şekil 4.13 Kavitedeki deliklerin kayma miktarına bağlı olarak geçirgenlik eğrisinin değişimi

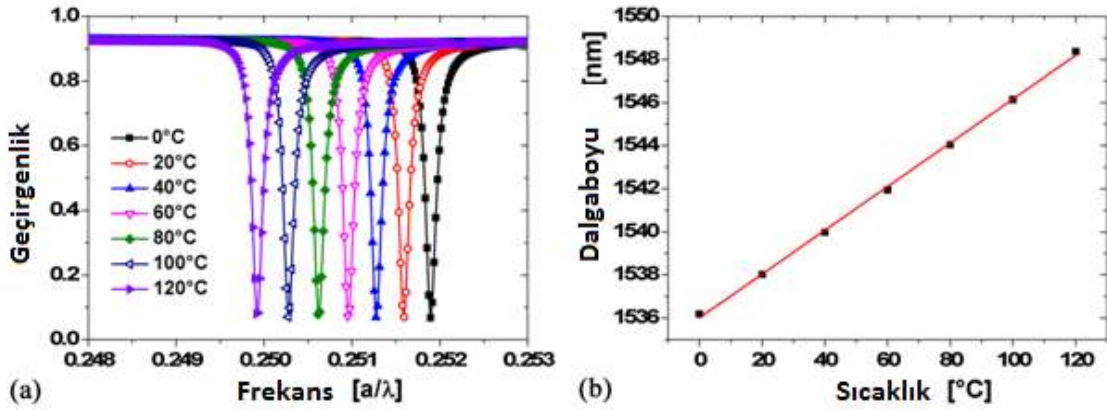
Kavite deliklerinin kaydırılmasıyla kalite faktörünün değiştirilmesi çizelge 4.3’de verilmiştir.

Çizelge 4.3 Kavite deliklerinin kayması ile kalite faktörünün değişimi

Kavite deliklerinin kayması (δx)	Kalite faktörü, Q
-0.07a	1425.97
-0.05a	1438.59
-0.03a	1475.48
0	1512.07
0.03a	1578.16
0.05a	1631.59
0.07a	1694.89

Delikler dışı doğru kaydıkça kavite alanının artması kalite faktörünü azaltmakta, delikler içe doğru kaydıkça kavite alanının daralması kalite faktörünü artırmaktadır. En yüksek Q faktörü değeri delikler birbirine 0.07a kadar kaydığı durumda elde edilmiştir.

Delikleri 0.07a kadar içe kaydırılmış dalga kılavuzu yapısında sıcaklık 0°C'den 120°C'ye doğru arttığında düşüş bandının rezonans frekansı daha yüksek dalga boylarına kaymaktadır. Bu kayma doğrusaldır ve doğrunun eğiminden sıcaklık duyarlılığı 0.1015 nm/°C olarak bulunmuştur. Kavitenin sağ ve sol tarafındaki deliklerin çapını 0.37a olarak ve bu delikleri 0.07a kadar içe doğru kaydırarak sıcaklık duyarlılığı 1.4% artırılmıştır.

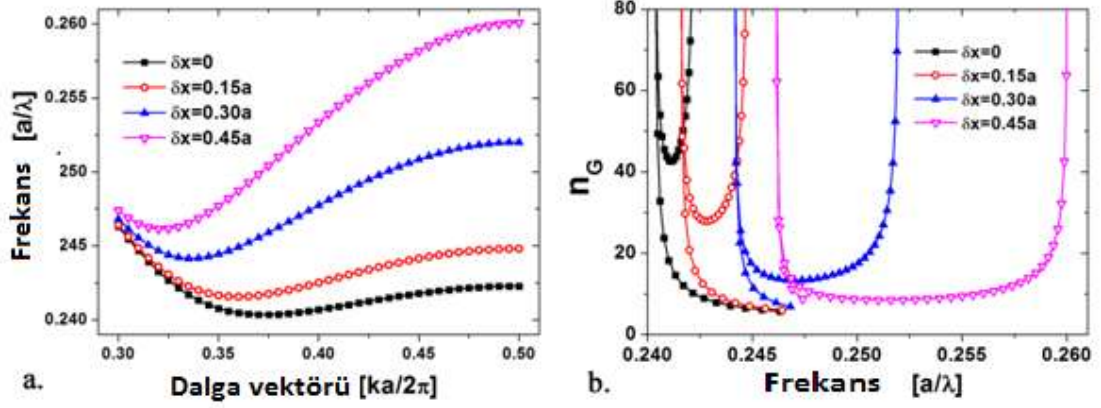


Şekil 4.14 a. Sıcaklığa karşı rezonans kipi frekansının değişimi, b. rezonans dalga boyunun sıcaklığın fonksiyonu olarak kayması

4.5 Dalga Kılavuzu Etrafındaki Delikleri 0.40a Olarak Artırılmış ve 0.30a Kadar Kaydırılmış Fotonik Kristal Dalga Kılavuzunun Sıcaklık Duyarlılığı

Sıcaklık sensörünün duyarlılığını arttırmak için yavaş ışık olgusundan yararlanılabilir. Işığın hızı yavaşladıkça, çevresindeki ortam ile daha fazla etkileşim yapar. Bu durum özellikle algılayıcı uygulamaları için çok avantajlıdır. Dalga kılavuzundan geçen ışığın hızını yavaşlatmak için dalga kılavuzu çevresindeki ilk sıra hava deliklerinin çapı artırılmıştır. Buradaki amaç yavaş ışığın sabit olarak gözlendiği dalga boyunu kavite rezonansına çekerek sıcaklık ile rezonans dalga boyu kaymasında yavaş ışık olgusundan yararlanmaktır.

Yavaş ışığı kavite rezonanslarının olduğu dalga boylarına çekmek için ilk sıra deliklerin yarıçapları 0.40a olarak artırılmıştır. Bununla birlikte, ilk sıra delikler ışığın geliş doğrultusu boyunca 0'dan en yüksek kayma değeri olan 0.50a'ya kadar kaydırılmıştır. Her durum için dağılım grafikleri incelenmiştir. Dağılım grafiğinin eğimi grup hızı ile doğrudan ilişkilidir. Dağılım bandı ne kadar düz ise ışığın ortamdaki hızı okadar yavaştır. Bant yapılarının ve grup hızı(grup indisi) değerlerinin belirlenmesinde MIT tarafından geliştirilen MPB serbest yazılım paketi kullanılmıştır (Johnson vd. 2001). Hava deliklerinin kaydırma miktarı arttıkça çift kılavuz kipin frekansı artmaktadır.Şekil 4.14.a'daki dağılım eğrisinden görüldüğü gibi klavuz band, kaydırma miktarı arttıkça önce düzleşmekte sonra ise yukarı doğru kıvrılmaktadır. Şekil 4.14.b'de farklı kaydırma miktarlarına karşılık grup indisi-frekans eğrileri grafiği gösterilmiştir. Grup indisi değerinin neredeyse sabit olduğu kısım yavaş ışık uygulamaları için oldukça önemlidir. Çünkü bu kısımda grup indisi değeri sabit olduğundan ışık fotonik kristal yapısı içinde dağılmadan yol alır. 0.30a kaydırma için ortalama grup indisi değeri 14.02 ve band genişliği de 20.23 nm olarak hesaplanmıştır. Ortalama alınırken grup indisinin minimum değerinin 10% değiştiği aralık esas alınmıştır. İlk sıra deliklerin 0.30a kaydığı durum için sıcaklık algılayıcısının performansı incelenmiştir. Kayma miktarı 0.30a kadar olduğunda geniş bir band aralığında yavaş ışık gözlenmektedir. Bu aralık Şekil 4.14'deki rezonans kipin düşüş gösterdiği dalga boylarını içermektedir. Grup indisinin 10% değiştiği aralık band aralığı olarak alındığında ortalama grup indisi değeri ($\langle n_G \rangle$) 16.49, band aralığı 42.3 nm olarak hesaplanmıştır. Normalize gecikme-band aralığı çarpanı 0.1815 olarak bulunmuştur. Yavaş ışığın gözlendiği spektral aralığın oldukça geniş olması avantaj yaratmaktadır.



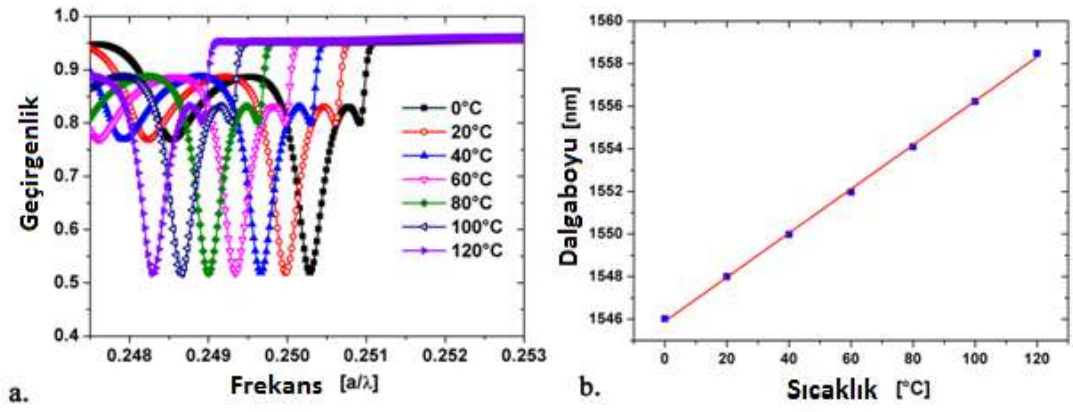
Şekil 4.15a. Dağınım eğrisinin kaydırma miktarına bağlı olarak değişimi, b. n_G -frekans eğrisinin kaydırma miktarı ile değişimi

İletimin düşüş dalga boyu ve sıcaklıkla değişimi şekil 4.15.a’da verilmiştir. Düşüş piki kalite faktörü yavaş ışığın olduğu dalga boylarında ortalama olarak 570’dir. Değeri düşüş piki Lorentz fonksiyonuna fit edilerek elde edilmiştir.

Çizelge 4.4 Sıcaklık ile kalite faktörünün değişimi

Sıcaklık ($^{\circ}\text{C}$)	Kalite faktörü, Q
0	640.157
20	532.960
40	587.744
60	580.194
80	526.209
100	541.608
120	600.756

Sıcaklık arttıkça iletimin pik dalga boyu artmaktadır. Bu artış yavaş ışığın sabit olarak gözlemlendiği bölgededir. Doğrunun eğiminden algılayıcının duyarlılığı $0.1029 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ olarak bulunmuştur (Şekil 4.15.b).



Şekil 4.16a. Sıcaklığa bağlı olarak dalga kılavuzu çevresindeki ilk sıra delikleri 0.40a olarak artırılmış ve 0.30a kadar kaydırılmış kaviteli fotonik kristal dalga kılavuzuyapısının geçirgenlik grafiği, b. rezonans düşmesinin sıcaklıkla değişimi

5. SONUÇ

Ankara Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri kapsamında alınan CrystalWave ticari programı kullanılarak GaAs malzemesi üzerinde üçgen örgülü bir fotonik kristal yapısı oluşturulmuştur. Bu kristal içerisinde merkezde bir sıra delikler kaldırılarak bir dalga kılavuzu oluşturulmuştur. Dalga kılavuzunun iki sıra ilerisinden bir hava deliği çıkarılarak bir noktasal kusur oluşturulmuştur. Dalga kılavuzu içerisinde ilerleyen elektromanyetik dalga bu kusura hapsedilmiştir. Sıcaklığın artışının GaAs malzemesinin kırılma indisi değişimine etkisi dikkate alınarak sıcaklık değiştikçe kavitenin rezonans frekansının kayması not edilmiştir. Bu kayma doğrusal olarak değişmektedir. Bu doğrunun eğiminden algılayıcının duyarlılığı $0.1001 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ olarak hesaplanmıştır.

Kavite çevresindeki deliklerin çapı ve konumu optimize edilerek sıcaklık duyarlılığı geliştirilmeye çalışılmıştır. Bu amaçla kavite çevresindeki delikler içe veya dışa doğru kaydırılarak veya çapları değiştirilerek kalite faktörünün değeri incelenmiştir. Kalite faktörünün yüksek olması ışığın kavite içerisinde daha uzun süre depolanması anlamına gelmektedir. Bu durum ışık-madde etkileşimini artırmaktadır. Kavitenin sağ ve sol yanındaki delikler içe doğru kaydırıldıkça ve çapları arttıkça Q faktörünün arttığı gözlenmiştir. Deliklerin çapı fabrikasyon açısından elverişli olması için 0.37a'dan daha fazla artırılmamıştır. Delikler 0.07a kadar kaydırıldığında ve yarıçapları 0.37a olarak ayarlandığında duyarlılıkta % 1.4 artış (duyarlılık= $0.1015 \text{ nm}/^\circ\text{C}$) sağlanmıştır.

Bu optimize edilmiş yapıda dalga kılavuzu çevresindeki ilk sıra deliklerin çapları artırılarak ve ışığın ilerleyiş doğrultusunda kaydırılarak kavite rezonansının olduğu dalga boylarında ışığın hızı azaltılmıştır. Delikler 0.40a yarıçaplı yapıldığında ve 0.37a kadar kaydırıldığında 20.23 nm aralıkta 14 ortalama grup indisli yavaş ışık bölgesi oluşturulmuştur. Bu durumda yavaş ışık kaynaklı yeni bir düşüş pikinin olduğu gözlenmiştir. Bu pikin sıcaklık ile kayma miktarı doğrusaldır ve duyarlılık $0.1029 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ olarak hesaplanmıştır. Yavaş ışık kullanılarak duyarlılıkta %2.8 kadar artış sağlanmıştır.

KAYNAKLAR

- Askari, M., Yegnanarayanan, S., Adibi, A. Refractive index sensing using slow light in photonic crystal waveguides, in: Conference on Lasers and Electro-Optics, San Jose, CA, 2010
- Bagci, F. 2013. Fotonik Kristal Dalga Kılavuzları ve Yavaş Işık Elde Edilmesi. Doktora tezi. Ankara Üniversitesi, Ankara.
- Bloch, F. 1928. Über die Quantenmechanik der Electronen in Kristallgittern. Z. Physik, Hao, R., Cassan, E., Kurt, H., Roux, X.L., Marris-Morini, D., Vivien, L., Wu, H., Zhou, Z. and Zhang, X. 2010. Novel slow light waveguide with controllable delay-bandwidth product and ultralow dispersion. Optics Express 18,6, 5942-5950.
- Erdiven, U. 2009. Fotonik Kristallerin özellikleri ve bazı parametrelerinin hesaplanması. Y.lisans tezi. Çukurova Üniversitesi, Adana.
- Frandsen, L.H., Lavrinenko, A.V., Fage-Pedersen, J. and Borel, P.I. 2006. Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties. Optics Express 14, 20, 9444-9450.
- Ge, C. Lu, M., Zhang, W. and Cunningham B. T. 2010. Distributed feedback laser biosensor incorporating a titanium dioxide nanorod surface, Appl. Phys. Lett. 96, 163702-163705.
- Gruning, U., Lehmann, V. and Engelhart, C. M. 1995. Two-Dimensional Infrared Photonic Band Gap Structure Based on Porous Silicon. Appl. Phys. Lett., 66, 3254.
- Gu, L. and Jiang, W. 2007. Theormooptically tubed photonic crystal waveguide silicon-on-insulator Mach-Zehnder interferometers. IEEE Photon. Tech. Lett. 19, 1041-1135.
- Hao, R., Cassan, E., Kurt, H., Roux, X.L., Marris-Morini, D., Vivien, L., Wu, H., Zhou, Z. and Zhang, X. 2010. Novel slow light waveguide with controllable delay-bandwidth product and ultralow dispersion. Optics Express 18,6, 5942-5950.
- Johnson, S. and Joannopoulos, J. 2001. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. Opt. Express, 8(3), 173-190. Johnson, S. and Joannopoulos, J. 2001. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. Opt. Express, 8(3), 173-190.
- Joannopoulos, J.D., Maede, R.D and Winn, J.N. 2008. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, Princeton University Press, Princeton, NJ.
- J. B. Khurgin. 2010. Slow light in various media: a tutorial. Adv. Opt. Photon. 2, 287-318.

- Kuang, W., Photonic Crystal Waveguides, Ph. D. Thesis, University of Southern California, California, 2005.
- Kumar, A., Kumar, V., Suthar, B., Bhargava, A. 2012. Wide range temperature sensors based on one-dimensional photonic crystal with a single defect. *International Journal of Microwave Science and Technology* 2012, 182793-99.
- Li, J.T., White, T.P., O'Faolain, L., Gomez-Iglesias, A. and Krauss, T.F. 2008. Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides. *Optics Express* 16, 6227-6232.
- Liang, J., Ren, L.-Y., Yun, M.-J., Han, X. and Wang, X.-J. 2011. Wideband slow light with ultralow dispersion in a W1 photonic crystal waveguide. *Journal of Applied Physics* 110, 063103-063111.
- Loncar, M., Yoshie T., Scherer A. 2002. Low-threshold Photonic Crystal Laser, *Applied Physics Letters*, 81 (15), 3456.
- Mi Qiu, M. and He, S. 2000. A Nonorthogonal Finite-Difference Time Domain Method For Computing The Band Structure of A Two-Dimensional Photonic Crystal With Dielectric and Metallic Inclusions. *J. Appl. Phys.*, 87, 8268., 9, 1235-123.
- Miller, S. E. 1969. *Integrated Optics: An Introduction*. Bell Syst. Tech. J., 48,2059.
- Noda, S. 2001. Semiconductor Photonic Crystals, *Science*, 293, 112-116.
- Petrov, A. and Eich, M. 2004. Zero dispersion at small group velocities in photonic crystal waveguides, *Applied Physics Letters* 85, 21, 4866-4868.
- Rayleigh, J.W.S. 1888. On the remarkable phenomenon of crystalline reflexion described by Prof. Stokes, *Philosophical Magazine* 26, 256–265.
- Saynatjoki, A., Mulot, M., Vynck, K., Cassagne, D. , Ahopelto, J. And Lipsanen, H. 2008. Properties, applications and fabrication of photonic crystals with ring-shaped holes in silicon-on-insulator, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications* 6, 42-46.
- Schneider, J.B. 2011. *Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method*. 20s. Chicago, A.B.D.
- Soljacic, Marin, M., Johnson, Steven, Fan, Shanhui, Ibanescu, Mihai , Ippen, Erich , Joannopoulos, J. D. 2002. Photonic crystal slow light enhancement of nonlinear phase sensitivity. *J. Opt. Soc. Am. B* 19, 9-12.
- Taflove, A. and Hagness, S. C. 2000. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Artech House, 2. edition, A.B.D., 1-345.
- Uranus, H.P., Hoekstra, H.J.W.M., Groesen, E., Modes of an Endlessly Single-Mode Photonic Crystal Fiber: A Finite Element Investigation, 9th Annual Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter, 2004.

- Villeneuve, P.R., et al., Single-mode Waveguide Microcavity for Fast Optical Switching, *Optics Letters*, 21(24), 1996.
- Vukusic, P. and Sambles, J. R. 2003. Photonic Structures in Biology. *Nature*, 424, 852-855.
- Y.-J. Lee, P.V. Braun, Three-dimensional Photonic Crystal Sensors, *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Bellingham Chapter*, 2003.
- Yablonovitch, E., Gmitter, T. J. and Leung, K. M. 1991. Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 2296.
- Yablonovitch, E. 1987. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Physical Review Letters* 58, 2059–2062.
- Yablonovitch, E., Gmitter, T. J. and Leung, K. M. 1991. Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 2296.
- Zhao, Y., Zhang Y., Wang, Q. 2012. High sensitivity gas sensing method based on slow light in photonic crystal waveguide. *Sensors and Actuators B: Chemical* 173, 28-31.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Seda TEZCAN

Doğum Yeri : Muğla

Doğum Tarihi : 27.11.1984

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise :Muğla Anadolu Lisesi (2003)

Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi, Fizik Bölümü (2010)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Mühendisliği
Anabilim Dalı (Şubat 2011- Şubat 2014)

Poster

Bagcı F., Tezcan S., Akaoglu B., Enhanced Temperature Sensitivity of Lattice-Shifted Microcavity in GaAs Photonic Crystal Structure, 4th International Conference from Nanoparticles and Nanomaterials to Nanodevices and Nanosystems, 16-20.06.2013 Yunanistan.