

OPTİK EKLE-ÇIKAR ÇOKLAYICILAR

(Yüksek Lisans Tezi)

FİKRET GONCA ARAS

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Mayıs 2012

ÖZET

Günümüzde internet ve bilgi teknolojileri hızla gelişmekte veri, video, ses ve görüntü trafiği sürekli artmaktadır. Bu nedenle bilgisayar ağlarında taşınan veri miktarı da üstel bir biçimde artmaktadır. Bu durum, sürekli daha fazla bant genişliği gereksinimini doğurmaktadır. Artan bu talebi mevcut ağ altyapıları ile karşılamak yakın gelecekte zor görülmektedir. Optik fiberler artan talebi karşılamak amacıyla kullanılacak iletişim kanalları için mevcut seçenekler içinde en güçlüsüdür. Her ne kadar fiber optik kabloların bant genişlikleri diğer iletim elemanlarından yüksek olsa da fiber kanalın sunduğu bant genişliğinden olabildiğince yararlanabilmek için farklı çoklayıcı teknikler kullanılması gerekmektedir. Optik Ekle Çıkar Çoklayıcı (OADM), fiber optik iletişim ağının kapasitesini artırmak için en temel yoldur.

Bu tez çalışması, farklı yarıçaplara sahip (3-6 μm) optik ekle çıkar çoklayıcıların tasarımı üzerine temellenmektedir. Bu tasarım, yalıtkan üstü silisyum (SOI) ile gerçekleştirildi. SOI optik ekle çıkar çoklayıcıların tasarımında aynı geometriye sahip dalgakılavuzları kullanıldı. Tasarım, Işın İlerleme Metodu (BPM) ve Zaman Uzayında Sonlu Farklar (FDTD) metoduna dayalı nümerik yaklaşımlarla gerçekleştirildi.

SOI dalgakılavuzlarının, etkin indisleri, bükülme kayıpları ve çiftlenme oranları FDTD yöntemini esas alan ticari bir benzeşim programı (Rsoft

FullWAVE) kullanılarak hesaplandı. Bu ekle çıkar çoklayıcıların tasarımları ayrıntılı olarak sunuldu. SOI dalgakılavuzlarında boyut küçüldükçe polarizasyon bağımlılığı artmaktadır. Bu nedenle bu tez çalışmasında sadece TE polarizasyonu için hesaplamalar yapıldı. Optik ekle çıkar çoklayıcıların yarıçapı küçüldükçe bu yapının (kovuk) serbest spektral aralığı artar. Bu çalışmada kovukların yarıçapları 6 μm 'den 3 μm 'ye düştüğünde, serbest spektral aralıkların (FSR) 26 nm'den 47 nm'ye çıktığı görüldü. Bu tez çalışması sonucunda 632 kalite faktörlerine (Q) sahip SOI kovuklar elde edildi. Ayrıca doktora öncesi ön çalışma olarak optik ekle-çıkarcı çoklayıcıların üretiminden bahsedildi ve Bilkent Üniversitesi İleri Araştırmalar Laboratuvarında üretilen optik ekle-çıkarcı çoklayıcıların optik mikroskop ve SEM görüntüleri sunuldu.

Bilim Kodu : 202.1.111
Anahtar Kelime : Dalgakılavuzu, BPM, FDTD, Optik Ekle Çıkarcı Çoklayıcı
Sayfa Adedi : 81
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Elif ORHAN

OPTIC ADD-DROP MULTIPLEXERS**(M. Sc. Thesis)****FİKRET GONCA ARAS****GAZI UNIVERSITY****INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY****May 2012****ABSTRACT**

The internet and information technologies have rapidly been progressing lately and data, sound and video traffic keeps getting more and more congested. Due to these reasons, the amount of data conveyed at computer networks increases exponentially. This constantly gives rise to the need for more bandwidth. To meet this demand in the presence of existing network infrastructures seems difficult in the future. Optic fibers are the most likely choice available for communication channels that can be used to meet the increasing demand. No matter how much wider the bandwidths of fiber optic cables are than those of other transmission components, in order to benefit, as much possible as, from the bandwidth offered by fiber channel, different multiplexer techniques must be used. Optic Add Drop Multiplexer (OADM) is the most basic way to increase the capacity of communication network.

This thesis have been based on the design of optic add drop multiplexer with different radii (3-6 μm). This design has been carried out with silicon on insulator (SOI). SOI waveguides which have same geometry were used in design of optic add drop multiplexers. This design has been carried out with numerical approximations based on Beam Propagation Method (BPM) and Finite Difference Time Domain (FDTM) Method.

Effective index, bending losses and coupling ratios of SOI waveguide were calculated by the conventional simulation program based on Finite Difference Time Domain (FDTD) Method. Designs of optic add drop multiplexer are presented in detail. As dimension of SOI waveguides decreases, the polarization dependence of this waveguide increases. Therefore, the calculations were performed only for TE polarization in this thesis. As the radius of optic add-drop multiplexer decreases, free spectral range of this structure (cavity) increases. It has been seen that with decreasing of cavity radius from 6 μm to 3 μm , the free spectral range increases from 26 nm to 47 nm in this work. It has been obtained that the quality factor equal to 632 of SOI cavity in the result of this thesis. In addition, as a preliminary work we mentioned to production of optical add-drop multiplexors. Optical microscope and SEM images of the optical add-drop multiplexors fabricated in Advanced Research Laboratory of the Department of Physics at Bilkent University were presented in this thesis.

Science Code : 202.1.111
Key Words : Waveguide, BPM, FTDT, Optic Add Drop Multiplexer
Page Number : 81
Adviser : Assoc. Prof. Elif ORHAN

TEŞEKKÜR

Bu tez alıőmasında öncelikle birlikte çalıőmayı zevkli bir deneyim olarak yaőadığım ve tecrübelerinden yararlandığım danışman hocam Doç. Dr. Elif Orhan'a, bu süreçte hem hayata yaklaşımıyla bizlere örnek olan, bilgisini, deneyimlerini ve zamanını cömertçe bizlerle paylaşan hem de alt yapı olanaklarıyla çalıőmama destek olup maddi manevi katkılarını esirgemeyen 'Bilkent Üniversitesi İleri Araştırmalar Laboratuvarı' direktörü değerli hocam Prof. Dr. Atilla Aydınlı'ya, ayrıca çalıőmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen 'İleri Araştırmalar Laboratuvarı' alıőanlarından Dr. Ömer Salihoğlu'na, doktora öğrencisi Ertuğrul Karademir'e, fizikçi Murat Güre'ye ve bana gösterdiği sabır ve destek ile her zaman yanımda olan sevgili eőim Özgür Aras'a en içten teőekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xii
RESİMLERİN LİSTESİ	xv
SİMGELER VE KISALTMALAR	xvi
1. GİRİŞ	1
2. OPTİK EKLE-ÇIKAR ÇOKLAYICILARIN TEMEL İLKELERİ	9
2.1. Optik Dalgakılavuzları	9
2.2. Tek Kipli Dalgakılavuzu ve Tek Kip Şartı	17
2.3. Optik Dalgakılavuzu Kayıpları	20
2.4. Optik Dalgakılavuzlarının Nümerik Hesapları	23
2.4.1. Işın ilerleme yöntemi	23
2.4.2. Sonlu farklar metodu	24
2.4.3. BeamPROP benzeşim programı	28
3. OPTİK HALKA KOVUKLAR	32
3.1. Optik Kovuk Karakteristikleri	32
3.2. Bükülme Kaybı Hesabı	34
3.3. Bağlaşım Kip Teori	35
3.4. Optik Ekle-Çıkar Çoklayıcı Sistemler	37

Sayfa

3.5. Optik Ekle-Çıkar Çoklayıcıların Nümerik Hesapları	42
3.5.1. Zaman uzayında sonlu farklar (FDTD) teknik	42
3.5.2. FullWAVE benzeşim programı	46
4. OPTİK EKLE-ÇIKAR ÇOKLAYICILARIN TASARIMI	49
4.1. 2D-FDTD İle SOI Halka Kovuk Tasarımı	49
5. OPTİK EKLE-ÇIKAR ÇOKLAYICILARIN ÜRETİMİ	58
5.1. Üretim Aşamaları	58
5.1.1. Isıl Oksidasyon	58
5.1.2. Film Biriktirme	59
5.1.3. Fotolitografi	61
5.1.4. Aşındırma	63
5.2. Ölçüm	65
5.2.1. Ölçme Yöntemi	66
6. SONUÇ VE ÖNERİLER	67
KAYNAKLAR	70
EKLER	75
EK-1 Tezde kullanılan simülasyon programının kod dosyası	76
ÖZGEÇMİŞ	81

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. Kompakt SOI dalgakılavuzunun tasarımında kullanılan parametreler	50
Çizelge 4.2. Halka kovukların rezonans dalgaboyu, serbest spektral aralığı, yarı maksimumdaki tam genişliği	54
Çizelge 4.3. Halka kovukların fines ve kalite faktörü	54
Çizelge 5.1. Isıl oksidasyon parametreleri	59
Çizelge 5.2. SiN büyütme parametreleri	60
Çizelge 5.3. Alttaş temizliğindeki aşamalar	61
Çizelge 5.4. Kovuklar ve dalgakılavuzları için kullanılan fotolitografi parametreleri	62
Çizelge 5.5. Kovuklar ve dalgakılavuzları için kullanılan aşındırma parametreleri	64

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Optik ekle-çıkarcı çoklayıcının şematik gösterimi	3
Şekil 2.1. Dilim dalgakılavuzu yapının genel gösterimi	9
Şekil 2.2. İndisleri farklı iki ortamda ilerleyen ışık ışınları	10
Şekil 2.3. Dilim bir dalgakılavuzunda TE ve TM polarizasyonları	11
Şekil 2.4. k dalg vektörünün enine ve boyuna bileşenleri	15
Şekil 2.5. Dilim dalgakılavuzunda ışığın şematik gösterimi	15
Şekil 2.6. Bir asimetric dalgakılavuzunun TE kipleri	17
Şekil 2.7. Dikdörtgen dalgakılavuzu çeşitleri	18
Şekil 2.8. Etkin indis yönteminin şematik gösterimi	19
Şekil 2.9. H= 2.5, 3.5 ve 4 µm yükseklikleri için tek kip şartı	20
Şekil 2.10. Silika fiberde sönümün dalgaboyu bağımlılığı	21
Şekil 2.11. İleri, geri ve merkezi farkları kullanarak P noktasında f(x) fonksiyonun türevi.....	25
Şeki 2.12. Hesaplama penceresi	27
Şekil 2.13. BeamPROP benzeşim programının açılış ekranı	29
Şekil 2.14. BeamPROP benzeşim programının Global Setting penceresi	29
Şekil 2.15. BeamPROP benzeşim programında dalgakılavuzunun indis profili penceresi	30
Şekil 2.16. BeamPROP benzeşim programının hesaplama ekranı	30
Şekil 2.17. Tek kipli bir dalgakılavuzunun kip profili (solda) ve kip spektrumu	31
Şekil 2.18. Çok kipli bir dalgakılavuzunun BeamPROP çalışmaları	31
Şekil 3.1. Bir mikro kovuğun karakteristikleri	34

Şekil	Sayfa
Şekil 3.2. Halka dalgakılavuzunun etkin indis yöntemi ile şematik gösterimi	35
Şekil 3.3. Yatay bağlaşıklık kovuk sisteminin kesit görünümü	36
Şekil.3.4. (solda)Yatay ve (sağda) dikey bağlaşıklık kovuk sistemleri	38
Şekil 3.5. (a) Rezonans durumunda, (b)rezonans durumunda olmayan ekle- çıkarcı çoklayıcılar	39
Şekil 3.6. Tekli ekle-çıkarcı çoklayıcı sistemin şematik gösterimi	40
Şekil 3.7. İkili ekle-çıkarcı çoklayıcı sistemin şematik gösterimi	42
Şekil 3.8. 3D Yee birim hücresi	43
Şekil 3.9. FullWAVE benzeşim programının açılış ekranı	46
Şekil 3.10. 2D FullWAVE benzeşim programının Global Setting penceresi	47
Şekil 3.11. 2D FullWAVE benzeşim programının hesaplama penceresi	47
Şekil 3.12. 2D FullWAVE benzeşim programının MOST penceresi	48
Şekil 4.1. SOI dalgakılavuzunun şematik gösterimi	49
Şekil 4.2. SOI dalgakılavuzunun kip profile	50
Şekil 4.3. SOI ekle-çıkarcı çoklayıcının indis profili	51
Şekil 4.4. R=3 µm yarıçaplı SOI ekle-çıkarcı çoklayıcının geçiş karakteristiği.....	52
Şekil 4.5. R=4 µm yarıçaplı SOI ekle-çıkarcı çoklayıcının geçiş karakteristiği	52
Şekil 4.6 R=5 µm yarıçaplı SOI ekle-çıkarcı çoklayıcının geçiş karakteristiği	53
Şekil 4.7. R=6 µm yarıçaplı SOI ekle-çıkarcı çoklayıcının geçiş karakteristiği	53
Şekil 4.8. SOI ekle çıkarcı çoklayıcının bağlaşıklık katsayısını bulmak için kulla nılan yapının (a) şematik gösterimi, (b) çıkış monitörünün sonuçları	55
Şekil 4.9. Bağlaşıklık faktörünün boşluk uzunluğuna göre değişimi	55
Şekil 4.10. 2D BPM ile hesaplanan eğri dalgakılavuzunun şematik gösterimi	56

Şekil	Sayfa
Şekil 4.11. Bükülme kaybının halka yarıçapına göre değişimi	57
Şekil 5.1. Protherm Honeywell DC104 fırın	58
Şekil 5.2. Plazma-Destekli Kimyasal Buhar Biriktirme (PECVD) sistemi	59
Şekil 5.3. Kullanılan kuru aşındırma cihazı	64

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. Dikey bağlaşık (solda) ve yatay [53] bağlaşık sistemlerin optik mikroskop görüntüleri	38
Resim 5.1. Fotolitografi ile oluşturulmuş dalgakılavuzları (a), halka(b) ve disk ekle- çıkar çoklayıcıların(c) optik mikroskop görüntüleri	63
Resim 5.2. Kuru aşındırma ile aşındırılmış halka kovuğun SEM görüntüsü	65
Resim 5.3. Optik olarak pürüzlü(solda) ve pürüzsüz(sağda) yüzey	65

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
n_f	Çekirdek tabakanın kırılma indisi
n_c	Üst yelek tabakanın kırılma indisi
n_s	Alt yelek tabakanın kırılma indisi
ρ	Yük yoğunluğu, c/m^3
J	Akım yoğunluğu, $Amper/m^2$
E	Elektrik alan şiddeti, V/m
H	Manyetik alan şiddeti, A/m
D	Elektrik akı yoğunluğu, c/m^2
B	Manyetik akış yoğunluğu, $Weber/m^2$
β	İlerleme sabiti
ω	Açısal frekans
c	Işık hızı, m/s
λ	Elektromanyetik dalganın dalgaboyu
k_0	Vakum dalga vektörü
γ	Sönüm katsayısı
κ	Enine dalga vektörü, bağlaşım katsayısı
n_{eff}	Etkin indis
α	Sönüm katsayısı
dB	Desibel
λ_r	Rezonans dalgaboyu
φ	Faz farkı

Kısaltmalar**OADM****WDM****SOI****TM****TE*****FWHM******FSR******F******Q*****BPM****FDTD****FD****PECVD****DC****RIE****HMDS****PR****Açıklama**

Optik Ekle-Çıkar Çoklayıcılar

Dalgaboyu Bölmeli Çoklayıcı

Yalıtkan Üstü Silikon

Enine Manyetik

Enine Elektrik

Yarı Maksimumdaki Tam Genişlik

Serbest Spektral Aralık

Fines

Kalite Faktörü

Işın İlerleme Metodu

Zaman Uzayında Sonlu Farklar

Sonlu Farklar

Plazma Destekli Buhar Biriktirme

Doğru Akım

Reaktif İyon Aşındırma

HexaMethylDiSilazene

Foto Rezist

1. GİRİŞ

"Hayatımın geri kalan kısmını, ışığın ne olduğunu bulmak ile geçireceğim."

Einstein (1917)

Işık yüzyıllardan beri insanların dikkatini çeken doğanın en etkileyici parçasıdır. Işık ve renklerin insanlar tarafından anlaşılması yüzyıllar almış, insanoğlunun hayallerinde insanları iyiliğe ve güzelliğe çağıran güç olarak yer edinmiş, bilimin yol gösteren ve karanlıkları aydınlatan simgesi olmuştur. Bu gizemli varlık edebiyata ve sanata da etki etmiştir. Johann Wolfgang Von Goethe'nin dediği gibi "Renkler ışığın hareketi ve kaderidir." Çoğu insan için ışık, güzel güneşli bir gün veya bir ampulden çıkan aydınlık anlamına gelmektedir. Fizik kitaplarında ise elektromanyetik dalgaların bir bölümünü oluşturur.

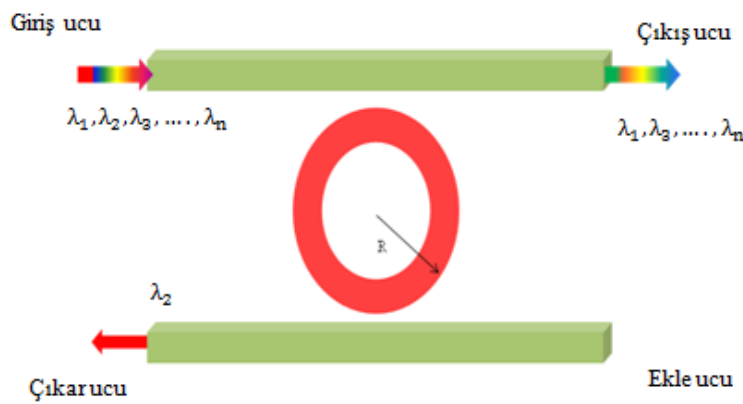
Yunanlı filozof Pythagoras'a (M.Ö. 570 - M.Ö. 496) göre görmemizi sağlayan neden, her nesnenin kendisinden gönderdiği çok ufak parçacıkların göz sayesinde yakalanmasıydı. Öğrencisi olan Empedokles (M.Ö. 483 - M.Ö. 420) ise başka türlü bir sonuca varmıştı. Empedokles'e göre gözden "Ateşimsi " bir ışın çıkar ve bu bizim var olan bütün eşyaları görmemizi sağlardı. Platon'a (M.Ö. 428 - M.Ö. 347) göre ise görmemizi sağlayan iki etken vardı. Birincisi nesnelere çıkan "Dışsal ışık" , diğeri ise gözümüzden dışarı çıkan "İçsel ışık". Bu iki ışın ile görme gerçekleşiyordu. Aristoteles (M.Ö. 384 - M.Ö. 322) daha önceki filozofların düşüncelerine katılmayıp ortaya yeni bir fikir attı. Işık, evreni dolduran ve çok ufak olan "Pellucid" adlı maddenin hareketi sonucu ortaya çıkıyordu. Bu kuram ortaçağ bitene kadar kabul görmüştür.17. yüzyıla gelindiğinde Newton tarafından ilk kez deneysel gözlemlere dayandırılan optik ile ışığın bilimsel olarak incelenmesine başlandı. Newton'da Ortaçağ filozoflarının yaptığı gibi, ışığı iki bölüme ayırdı : "Fenomensel ışık (Fizik alanında geçerli olan) ve "Nominal ve potansiyel ışık (Tanrısal ve ilahî ruhu taşıyan). Ancak 20 yüzyılda Einstein tarafından en önemli bir soru soruldu : " Acaba madde ile ışık arasında birbirlerine karşı bir dönüşüm sağlanabilir mi ?"Newton fiziksel ışığın oluşumunu partiküllere bağlıyordu. Tıpkı Pythagoras gibi o da, ışığın çok küçük ışıldayan parçacıklardan oluştuğuna inanıyordu. Hollanda'lı fizikçi Christian

Huygens ve İsviçreli matematikçi Leonhard Euler'da Aristoteles'in ışık kuramına inanıyorlardı. Bu iki bilim adamı ışığın dalgalar şeklinde hareket ettiğini buldular. Newton'dan sonra "Dalga - Parçacık" tartışması, 1801 yılında Thomas Young'un deneyleri ile devam etti. Ancak deneylerinin sonucu ortaya çıkardığı "Girişim Prensipleri" bilim içinde pek dikkate alınmadı. Bu deney ışığın yanyana bulunan iki ince yarıktan geçirilmesi ile yapıyordu. Aydınlık ve karanlık ışın çizgilerinin oluşturduğu şekle "Girişim Deseni" denildi. Bu girişim desenini oluşturan maddeye Young, "esir" adını vermişti. Young'a göre esir bütün uzayı dolduran ve onun hareketi sonucu ışık dalgaları oluşturan bir maddedir. 1887 'de Albert Michelson ve Edward Morley'in ortaklaşa yaptıkları deneyler ile ışığın temel yapı taşının ne olduğunu bulamadılar. Ama ışığın sabit bir hıza sahip olduğunu buldular: 2,99792458 m/s. Diğer bilim adamları bu deneylerin sonuçlarını çaresiz olarak kabul etmek zorunda kaldılar. Einstein o yıllarda yapılan araştırmalar ile ilgili olarak şu sözleri söylemişti : "Işığın gerçekliğinin bulunması için yapılan her şeye rağmen, insan bu bilgiyi öğrenmek için aciz kalmıştır. En iyisi esir kavramını bırakıp, bir daha o kavramı ağızımıza hiçbir zaman almamak." 1917'de Einstein "Hayatımın geri kalan kısmını, ışığın ne olduğunu bulmak ile geçireceğim" dedi. Fakat ölümünden dört yıl önce (1951) şu demeci vermişti : "Elli yıl boyunca bir ışık kuantasının ne olduğunu anlamak ile geçti. Ama yine de ona yaklaşamadım."

Şimdilerde Kuantum Elektrodinamiği gibi onlarca bilim adamının katkısının bulunduğu teorilerimiz, femtosaniye mertebesinde ölçüm yapan cihazlarımız, tarih boyunca hiçbir meraklı zihnin sahip olamadığı gözlem araçlarımız, işlem güçleriyle bize sınırsız yardımcı dokunan bilgisayarlarımız ve eskiden insanların sadece masallarda olduğuna inandığı iletişim cihazlarımız var. Tüm bu olanaklar bize sonsuzluğun kapılarını açtı. Artık ışığın ne olduğunu tam olarak biliyoruz. Şimdi basit ikili yapıya sahip bu zarif kuantum nesnesinin, yüzyıllar önce gizemli ve büyümlü gibi görünen özelliklerinden nasıl faydalanabiliriz sorusunu soruyoruz.

Günümüzde ise internet ve bilgi teknolojileri hızla gelişmektedir. Buna bağlı olarak internet kullanımı giderek yaygınlaşmakta veri, video, ses ve görüntü trafiği sürekli artmaktadır. İnternet'in yanı sıra birçok kurum ya da şirket kiralık hatlar vasıtasıyla

iş görmektedir. Dünyada pek çok çalışan, işyerine dahi gitmeden bilgisayarları aracılığıyla bu hatlara bağlanarak çalışmalarını sağlamaktadır. Tüm bu sebeplerden dolayı bilgisayar ağlarında taşınan veri miktarı da üstel bir biçimde artmaktadır. Bu durum sürekli daha fazla bant genişliği gereksinimini doğurmaktadır. Artan bant genişliği talebini karşılamak üzere telekomünikasyon ağları sürekli değişim geçirmektedir. İnternet trafiği her ay %10'nun üzerinde artmaktadır. Artan bu talebi mevcut ağ altyapıları ile karşılamak yakın gelecekte çok zor görünmektedir. Optik fiberler artan talebi karşılamak amacıyla kullanılacak iletişim kanalları için mevcut seçenekler içinde en güçlüsüdür. Her ne kadar fiber optik kabloların bant genişlikleri diğer iletim elemanlarından yüksek olsa da fiber kanalın sunduğu bant genişliğinden olabildiğince yararlanabilmek için farklı çoklayıcı teknikler kullanılmaktadır. Optik Dalgaboyu Bölmeli Çoklayıcı (WDM), fiber optik iletişim ağının kapasitesini artırmak için en temel yoldur. Birbirinden etkilenmeyen, farklı dalga boylarına sahip optik demetler tek bir fiber içerisinde birçok farklı bilgi kanalı taşıyabilirler. WDM olarak adlandırılan bu durum fiberin bilgi taşıma kapasitesini arttırmaktadır. Optik ekle-çıkarcı çoklayıcılar (OADM) ise bu teknolojinin en önemli elemanlarından biridir. Genellikle filtre olarak kullanılırlar. Bir optik ekle-çıkarcı çoklayıcı genel olarak birbirine paralel iki ana dalgakılavuzu arasına yerleştirilmiş kovuktan oluşan sistemdir. OADM, Şekil 1.1.'de görüldüğü gibi giriş, çıkış ve ekle-çıkarcı uçlarından oluşur.



Şekil 1.1. Optik ekle-çıkarcı çoklayıcının şematik gösterimi

Giriş ucunda $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n)$ dalgaboylarının olduğu varsayılırsa, λ_2 dalgaboyu bu dalgaboylarından ayrıştırılarak çıkar ucuna iletilebilir ya da ekle ucundan λ_2 dalgaboyu eklenip çıkış ucundan $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n)$ dalgaboyları alınabilir.

Ekle-çıkarmak çoklayıcıların benzeşimi ile ilgili ilk çalışmalardan biri 1969 yılında Marcatili tarafından yapılmıştır [1]. Daha sonra düşük kayıplı kanal dalgakılavuzundan oluşan halka kovuk Havisto ve Pajer [4] tarafından sunulmuştur. Bu çalışmada $0,05 \pm 0,01$ dB/cm kayıplı sistemde %2 bağlaşım verimliliği elde edilmiş finesi 16 bulunmuştur. Hida ve arkadaşları [5], döteronlu metilakrilik ve flormetilakrilikle sentezlenen polimer kullanılarak yine kanal dalgakılavuzu halka kovuk üretmişlerdir. 1,3 μm dalgaboyunda çalışan bu sistemde 14,8 fines elde etmişler. 0,10 dB/cm kayıp ve 0,83 sönüm oranı bulmuşlar. Rafizadeh [6], 10,5 ve 20,5 μm çapında sıcaklıkla ayarlanabilir AlGaAs/GaAs halka ve disk kovuk üretmişlerdir. 120 (Q=8600) fines ve 21,6 nm FSR elde etmişlerdir. 1,3 nm/10°C ile termal ayarlama yapmışlardır. Bu değer filtre ve anahtar yapmak için uygun bir değerdir. Little ve arkadaşları [7], tek kipli dalga kılavuzuna yandan bağlaşık mikro halka kovukların analitik olarak analiz edilmesine imkân sağlayarak bu cihazların filtre olarak tasarlanmasını kolaylaştırmıştır. Yine Little [8], ultra kompakt Si-SiO₂ mikro halka kovuk optik ekle-çıkarmak çoklayıcılar üretmiş ve 24 nm lik geniş bir serbest spektral aralık ölçmüştür. Ayrıca bu sıkı yapıda kalite faktörünü 250 hesaplamışlardır. Halka ve disk kovukların analizi için ilk teorik tez Hagness [9] tarafından sunulmuştur. Abromav ve arkadaşları [10] elektriksel olarak ayarlanabilen etkin geniş bantlı fiber filtreler üzerine bir çalışma sunmuştur. 320 nm/W ayarlama verimliliği elde etmişlerdir. AlGaAs/GaAs sistemler üzerine yatay ve dikey çoklu bağlaşık ekle-çıkarmak çoklayıcının üretimi ve karakterizasyonu Absil [11] tarafından bir tez çalışması olarak sunulmuştur. Rhodes ve arkadaşları [12], dalgakılavuzu ve halka kovuğun optik kiplerini ölçmek için yakın-alan taramalı optik mikroskop kullanmışlardır. Başegmez [13] tez çalışmasında, tel çerçeve anten dizileri elektromanyetik alan problemlerinde kullanılan önemli iki sayısal yöntem olan moment metodu ve zamanda sonlu farklar yöntemini (FDTD) incelemiştir. Vanhoutte [14] tez çalışmasında dairesel mikro kovuk tabanlı biyosensörler üzerinde çalışmıştır. Rabus [15], tekli, ikili ve üçlü ekle-çıkarmak çoklayıcılar üretmişler sırasıyla

12,5, 25, ve 50 GHz FSR elde etmişlerdir. Chen ve arkadaşları [16], yanal bağlaşık tek kipli benzocyclobutene mikro halka kovuklar üretmiş ve 10 mikron yarıçapa sahip kovukların 23,7 nm serbest spektral aralığa ve 192 finese sahip olduğu gözlemlenmişlerdir. Rabiei [17], 1 THz FSR ye ve 15 GHz band genişliğine sahip halka modülatör üretmiştir. Melez tünleşik polimer ve bileşik yarıiletken dalgakılavuzlarının filtreleme karakteristikleri üzerine bir çalışma Öztürk ve arkadaşları [18] tarafından yapılmıştır. Bileşik yarıiletken olarak GaAs epitabaka üzerine polimer dalga kılavuzu yerleştirilmiş ve yarıiletken tabakanın uzunluk ve kalınlığı değiştirilerek filtreleme karakteristikleri ayarlanmıştır. Yine bir başka çalışmada [19], geniş serbest spektral aralığa sahip polimer/GaAs yarıiletken melez mikro disk kovuk üretimi ve karakterizasyonu yapılmıştır. Melez yapı sayesinde yüksek FSR'ye sahip disk kovuklar üretmişlerdir. InP esaslı halka kovuk cihazların lineer olmayan etkileri üzerine ilk araştırmalar İbrahim [20, 21, 22, 23] tarafından yapılmıştır. Grover [24] tarafından sadece çevresi 20 μm olan InP halka kovuklar üretilmiş ve karakterize edilmiştir. Rabie ve arkadaşları [25], dikey bağlaşık giriş-çıkış dalga kılavuzlarına sahip polimer halka kovuk filtreler ve modulatörler tanımlamışlardır. İki farklı tür ekle-çıkır çoklayıcı üretmişlerdir. İlkinde çekirdek ve yelek arasında 0,1'lik bir indis farkı ve 220 μm den daha büyük yarıçap, ikincisi içinde 0,3 lük bir indis farkı ve 25 μm den daha büyük bir yarıçap kullanmışlar. Melloni ve arkadaşları [26], $\text{SiO}_x \text{N}_y$ teknolojisiyle 100 ve 50 GHz serbest spektral aralıklı ekle-çıkır çoklayıcı tasarımını ve karakterizasyonunu yapmışlardır. Aydınlik ve arkadaşlarının [27], mikro dalga oyuklu kovuğun analitik ve sayısal analizi üzerine bir çalışmaları mevcuttur. Uygun hareketli bir destek sistemine monte edilen kovuğun gerekli ölçüm düzeneği hazırlanarak frekans spektrumu gözlenmiş, kovuk frekansları ve kalite faktörü ölçülmüş ve oyuklu kovuk hem analitik hem de sayısal yöntemler kullanılarak analiz edilmiştir. Kullanılan sayısal yöntem ise zamanda sonlu farklar yöntemidir. Silika ve silikon nitrit tabanlı cihazlar Tan [28] tarafından tanımlanmış ve üretilmiştir. Aalto doktora tez çalışmasında küçük boyutlu SOI sıkı halka dalgakılavuzlarının geometrik toleranslarından ayrıntılı olarak bahsetmiştir [29]. Geuzebroek [30] tarafından silika ve silikon nitrit tabanlı cihazlar üretilmiştir. Polimer halka kovuk modülatör, Leinse [31] tarafından tanımlanmıştır. Halka

kovuğun filtre karakteristiklerini analiz etmek için bağlaşık kip teori Hiremath [32] tarafından kullanılmıştır. Jones ve arkadaşları [33], SOI (silicon on insulator) malzemeden slot yapılı dalga kılavuzu esaslı yüksek Q faktörlü oval kovuk tasarlamış, üretmiş ve karakterize etmişleridir. Ölçülen yüksek kalite faktörleri slot yapılı dalga kılavuzlarının düşük kayıba sahip olabileceklerini göstermiş ve bu dalga kılavuzu geometrisinden oluşturulan halka kovukların biyolojik ve kimyasal sensörler ve ayarlanabilir telekomünikasyon filtreleri olarak uygulama bulabileceği belirtilmiştir. Gardner ve Brongersma [34], silikon teknolojisinde hazırlanmış erbiyum ve silikon nanokristaller kullanarak mikro halka ve mikro disk optik kovuk üretmişleridir. Ay [35], silikon esaslı dielektriklerin büyütülmesi, karakterizasyonu ve tümleşik optikteki uygulamaları üzerine bir tez çalışması sunmuştur. Kiyat ve arkadaşları [36], SOI dalga kılavuzu esaslı yüksek kalite faktörlü kovuklar tasarlamış, üretmiş ve karakterize etmişlerdir. Kritik bağlaşımı sağlamak için uygun dalga kılavuzu (rib) geometrisi belirlemişler ve 350-500 µm yarıçaplı kovuklar için yüksek kalite faktörü (119000) elde etmişlerdir. Scheuer [37], düşük kayıplı polimerik dalga kılavuzu ve mikro kovuğun üretimi ve karakterizasyonu üzerine bir çalışma yapmıştır. Barrios [38], yüksek hassasiyete sahip yeni tümleşik nanomekaniksel optik sensör üretmiştir. Bu fotonik cihaz, sadece bir ucu destekli kol olarak rol oynayan yatay dalgakılavuzu ile oluşturulmuş silikon esaslı disk kovuk ihtiva etmektedir. Lee ve arkadaşları [39], MEMS aktüatör kullanarak silikon mikro disk kovukların ayarlanabilir bağlaşım rejimlerini ilk kez tanımlamışlardır. Dalga kılavuzu ve disk arasındaki aralığı değiştirerek aktif bir şekilde bu mikro kovuğu çalıştırabilmişlerdir. Dalga kılavuzu ve disk arasındaki aralığı ayarlayabilmek için dalga kılavuzları, MEMS aktüatörler ve mikro diskler iki tabakalı SOI alttaş üzerinde üretilmiştir. Ayrıca 10^5 mertebesinde yüksek Q faktörü elde etmişlerdir. Dikey bağlaşık halka kovukların detaylı teorik analizi Tee ve arkadaşları [40] tarafından yapılmıştır. 50 µm yarıçaplı yanal bağlaşık ekle-çıkarcı Rezzonico ve arkadaşları [41] tarafından sunulmuştur. Wong ve arkadaşları [42], polimer malzemelerin karakteristiklerini tanımlamış ve fotonik uygulamalar için pasif ve aktif polimer cihazların üretimini ve performansını yeniden ele almışlardır. Beaugeois ve arkadaşları [43], InP tabanlı yatay bağlaşık mikro disk kovuğun optik karakterizasyonunu yapmışlardır. Kokubun [44], tümleşik fotonik cihazlar da ki son

gelişmeleri, yüksek kırılma indis kontrastlı optik dalga kılavuzları ve bunların mikro ekle-çıkıç çoklayıcı uygulanması açısından değerlendirmesi üzerine bir çalışma gerçekleştirmiştir. Chao ve arkadaşları [45] polimer mikro halka kovukları kullanarak yüksek frekanslı ultrasensörlerini tanımlamışlardır. Kim ve Lee [46], ayarlanabilir polimerik ekle-çıkıç çoklayıcı esaslı fotonik yeniden düzenlenebilir mikro dalga filtre önermişlerdir. Termooptik etki aracılığıyla kovuğun rezonans piki kaydırılarak filtrenin geçirme bandı şekillendirilmiştir. Ayarlanabilir polimerik halka kovuk, ışığın giriş ve çıkış bağlaşımı için kullanılan bir çift düz giriş-çıkış dalga kılavuzu, bir halka kovuğu ve bir elektrot içermiştir. Işık giriş dalga kılavuzuna gönderildiğinde kısmen halkaya bağlaşır ve daha sonra çıkış dalga kılavuzuna geçer. Halka kovuğu ayarlamak amacıyla elektriksel güç elektrota dağıtıldığında kovuğun rezonans piki polimerdeki termooptik etki nedeniyle daha kısa dalga boylarına doğru kaymıştır. Xu [47], bağlaşık mikro halka kovuk tabanlı silikon ikili halka modülatör üretmiştir. Bu cihaz, hem optik olarak geliştirilmiş hem de tek bir halka kovuktan çok daha fazla bir elektriksel performansa sahiptir. Vafaei [48], sıkı (compact) SOI halka kovuğun analizini yapmıştır. Kırishna Manoharan [49], biyolojik ajanları ve gazları algılamak için dikey bağlaşık optik mikro halka kovuk tasarladı. Dimitris Alexandropoulos ve arkadaşları [50], 3D Rsoft-FullWAVE benzeşim programını kullanarak dikey bağlaşık mikro halka filtrenin tasarımı üzerine çalıştılar. Zhu ve arkadaşları [51], mikro halka çınlacı tekli nanoparçacıkların algılanmasında kullandılar. Koechlin ve arkadaşları [52], farklı iki yarıiletken malzeme kullanarak melez dikey bağlaşık halka kovuk üretmişlerdir. Kapsalis ve arkadaşları [53], ikili halka kovuk kullanarak ayarlanabilir lazer üretmişlerdir. Zhang ve arkadaşları [54], Mach-Zehnder interferometresi kullanarak aktif optik halka kovuk üretmişlerdir. Winnie N. Ye [55], hassas uygulamalar için silikon tabanlı dikey bağlaşık halka kovuğun üretim tolerasyonlarını belirlemiştir. Shuai ve arkadaşları [56], SOI nanotel dalga kılavuzu tabanlı ekle-çıkıç çoklayıcı üretmişlerdir. Bu tarz mikro halka kovuk yapıların, yüksek performanslı filtreler, hızlı modulatörler ve optik sensörler gibi birçok alanda kullanılabileceği vurgulanmıştır.

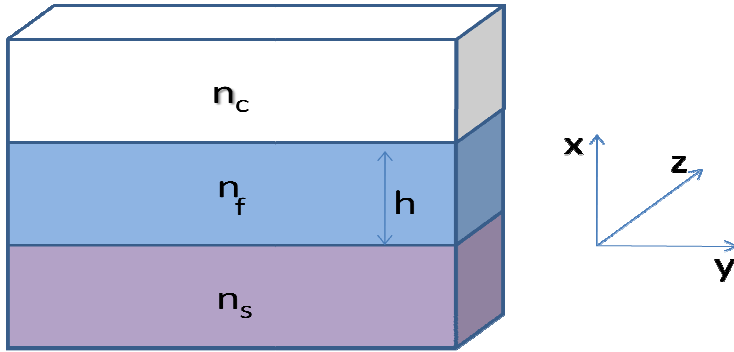
Bu tez çalışması, farklı yarıçaplara sahip (3-6 mikron) Optik Ekle-Çıkıç Çoklayıcıların tasarımı üzerine temellenmektedir. Bu tasarım, Yalıtkan Üstü Silisyum

(SOI) ile gerçekleştirildi. Tasarım için Işın İlerleme Metoduna (BPM) ve Zaman Uzayında Sonlu Farklar (FDTD) yöntemine dayalı nümerik benzeştirmeler kullanıldı. SOI dalgakılavuzlarının, etkin indisleri, bükülme kayıpları ve çiftlenme oranları FDTD yöntemini esas alan ticari bir benzeşim programı (Rsoft FullWAVE) kullanılarak hesaplandı. Aynı geometriye sahip 3–6 μm yarıçaplı SOI ekle çıkar oklayıcılar tasarlandı. Ayrıca son bölümde doktora öncesi n çalışma olarak optik ekle-çıkar çoklayıcıların üretiminden bahsetildi ve Bilkent Üniversitesi İleri Araştırmalar Laboratuvarında üretilen optik ekle-çıkar çoklayıcıların optik mikroskop ve SEM görüntüleri sunuldu.

2. OPTİK EKLE-ÇIKAR ÇOKLAYICILARIN TEMEL İLKELERİ

2.1. Optik Dalgakılavuzları

Düzlemsel optik dalgakılavuzları tümeleşik optiğin temel bileşenlerindedir. Dalgakılavuzu içerisinde ışık kipler ile ilerler. Kipler ışığın ilerleme süresince güç dağılımını belirler. Kipin genliği, kipte ne kadar güç taşındığı ile ilgilidir. Bir dalgakılavuzu tek veya daha fazla kipe sahip olabilir. Dalgakılavuzunun her bir kipi farklı ilerleme sabitine veya etkin indise sahiptir. En basit dalgakılavuzu olan dilim dalgakılavuzu, çeşitli yapılarıdaki optik dalgakılavuzlarının analizini yapmak için oldukça iyi bir modeldir. Dilim dalgakılavuzları, dielektrik filimlerden oluşan yapıdır.



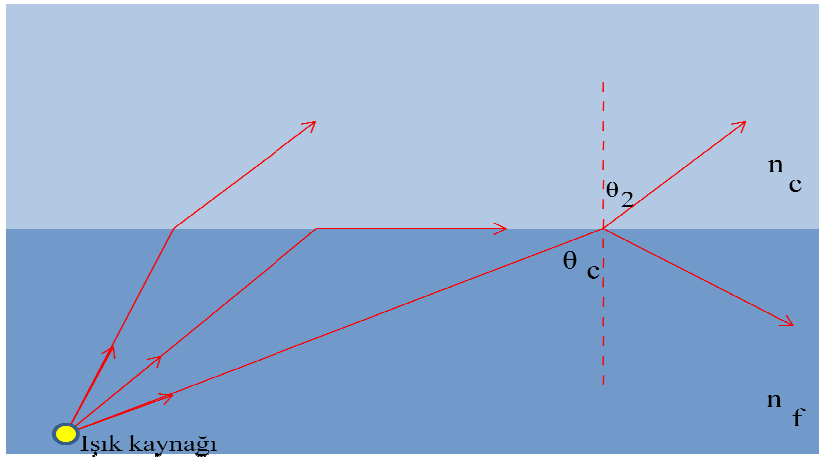
Şekil 2.1. Dilim dalgakılavuzu yapının genel gösterimi

Dilim dalgakılavuzları, Şekil 2.1’de görüldüğü gibi en az üç farklı tabakadan oluşur. Işığın kılavuzlanması için n_f (çekirdek tabakanın kırılma indisi), n_c (üst yelek tabakanın kırılma indisi) ve n_s (alt yelek tabakanın kırılma indisi) den büyük olmak zorundadır.

$$n_f > n_s \geq n_c$$

$n_s = n_c$ ise dilim dalgakılavuzu simetrik, değilse $n_s \neq n_c$ antisimetrik olarak adlandırılır. Işık, kırılma indisleri farklı bir ortamdan diğerine geçerken yolunu

değiştirir. Kırılma indisi ve ışığın yolundaki değişim arasındaki ilişkiyi Snell yasası belirler. Işığın, Şekil 2.2'deki gibi büyük indisli bölgede hapsolması sadece toplam iç yansıma ile mümkündür. Toplam iç yansıma sadece gelme açısı kritik açı olarak adlandırılan açıdan daha büyük olduğu zaman meydana gelir, böylece ışık ışınları Şekil 2.2'de görüldüğü gibi tamamen geldiği ortama yansır.



Şekil 2.2. İndisleri farklı iki ortamda ilerleyen ışık ışınları

Snell yasasından faydalanarak,

$$n_f \sin \theta_c = n_c \sin \theta_2$$

$$\theta_c = \theta_{kritik} \quad \text{ve} \quad \theta_2 = 90 \quad \sin \theta_{kritik} = \frac{n_c}{n_f}$$

kritik açı bulunabilir. Dilim dalgakılavuzu optik kipleri destekler, bu kipler sınır şartları kullanılarak Maxwell denklemlerinden hesaplanır. Burada Maxwell denklemleri, yüksüz ($\rho=0$, $J=0$), doğrusal ve izotropik ortamlar için skaler hesaplanacaktır. Maxwell denklemleri aşağıda verilmiştir:

$$\Delta \times E = -\mu \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\Delta \times H = \varepsilon \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2.2)$$

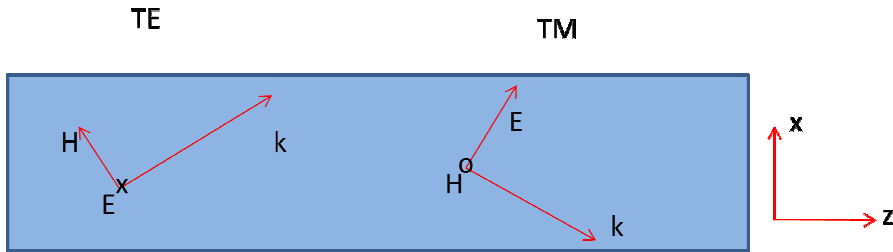
$$\Delta \cdot D = 0 \quad (2.3)$$

$$\Delta \cdot B = 0 \quad (2.4)$$

Burada, E elektrik alan şiddeti, H manyetik alan şiddeti, D elektrik akı yoğunluğu, B manyetik akış yoğunluğu, μ ve ϵ sırasıyla ortamın manyetik ve elektrik geçirgenlikleridir. Bu denklemler kullanılarak aşağıdaki skaler dalga deklemleri elde edilir. Bu denklemlerin alanın bileşenleri cinsinden yazılırsa elde edilir:

$$\nabla^2 E_i - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \quad (2.5)$$

Burada, enine elektrik (TE) ve enine manyetik (TM) olmak üzere iki polarizasyonu göz önüne alınacaktır. TE dalga için, elektrik alanın ilerleme yönünde bileşeni yoktur. TM dalga da ise manyetik alanın ilerleme yönünde bileşeni yoktur. Şekil 2.3'te gösterildiği gibi ışığın z ekseni boyunca ilerlediği düşünülürse, TE durumunda elektrik alan sayfa düzlemine dik (sayfanın içine doğru) polarize olmuştur. TM durumunda ise sayfa düzlemine paralel polarize olmuştur. Her iki durumun sınır şartları birbirinden farklı olduğu için karpolarizasyonları da birbirinden farklı olacaktır.



Şekil 2.3. Dilim bir dalgakılavuzunda TE ve TM polarizasyonları

TE kutuplanmış ışık,

$$E_x = E_z = H_y = 0$$

E_y ve H_z bileşenleri farklı iki ortamın sınırında süreklidir.

TM kutuplanmış ışık,

$$E_y = H_x = H_z = 0$$

H_y ve E_z bileşenleri farklı iki ortamın sınırında süreklidir.

TE durumunda Şekil 2.3'ten anlaşıldığı üzere E, y eksenini boyunca polarize olmuştur ve sadece E_y bileşenine sahiptir [57].

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.6)$$

Burada β , z yönündeki ilerleme sabitidir. Ayrıca β boyuna dalga vektörü olarak adlandırılır, ω açısal frekans, c ışık hızı, λ elektromanyetik dalganın dalgaboyudur.

$$\omega = \frac{k}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad k = k_0 n \quad n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} \quad (2.7)$$

Burada k_0 vakum dalga vektörüdür.

Maxwell denklemleri kartezyen koordinatlarda aşağıdaki gibi tekrar yazılır ise,

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{bmatrix} = i\omega\mu_0 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{bmatrix} = -i\omega\epsilon \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

olur.

Yapının y yönünde değişmediği göz önüne alınırsa TE kutuplanmış bir ışık için:

$$\frac{\partial}{\partial y} = E_x = E_z = H_y = 0$$

yukarıdaki denklemler düzenlenip tekrar yazılırsa:

$$H_x = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (2.10)$$

$$H_z = -\frac{1}{i\omega\mu_o} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = -\left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}\right) \frac{i}{\omega\mu_o} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = -i\omega\varepsilon E_y \quad (2.13)$$

$$-\left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}\right) \frac{i}{\omega\mu_o} = i\omega\varepsilon E_y \quad (2.14)$$

$$\left[\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \omega^2\varepsilon\mu_o\right] E_y = 0 \quad (2.15)$$

$$[\nabla^2 + \omega^2\varepsilon\mu_o] E_y = 0 \quad (2.16)$$

elde edilir. Eş. 2.16 yukarıdaki eşitlikler kullanılarak tekrar yazılırsa Helmholtz denklemini olarak bilinen aşağıdaki skaler dalga denklemini elde edilir:

$$\nabla^2 E_y + k_o^2 n^2(x) E_y = 0 \quad (2.17)$$

Burada $n(x)$,

$$n(x) = \begin{cases} n_s & x < h \\ n_f & 0 > x > -h \\ n_c & x > 0 \end{cases} \quad (2.18)$$

E_y nin y 'ye bağıllığı olmadığı için Eş. 2.6 aşağıdaki gibi tekrar yazılır.

$$E_y(x, z) = E_y(x) e^{-i\beta z} \quad (2.19)$$

Eş. 2.19, Helmholtz denkleminde yerine yazılırsa aşağıdaki kırılma indisine bağlı skaler dalga denklemini elde edilir.

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + (k_o^2 n^2(x) - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.20)$$

Eş. 2.19'un çözümü parantez içindeki ifadenin işaretine göre değişir. Bu durumda,

$$\beta > k_0 n \quad ise \quad E_y(x) = E_o e^{\pm \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n^2} x} \quad (2.21)$$

Burada E_o , $x=0$ da alanın genliğidir. Çözüm gerçeldir. Negatif olarak üstel azalmayı ifade edecektir.

$$\beta < k_0 n \quad ise \quad E_y(x) = E_o e^{\pm \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2} x} \quad (2.22)$$

Burada ise çözüm sanaldır ve bir osilatör biçimindedir. Şekil 2.5, yukarıdaki tanımlamalara göre ışığın dilim dalgakılavuzunda nasıl ilerlediğini gösterir. Burada iki yeni katsayı tanımlamak daha yararlı olacaktır. Bunlardan biri sönüm katsayısı diğeri ise enine dalga vektörüdür.

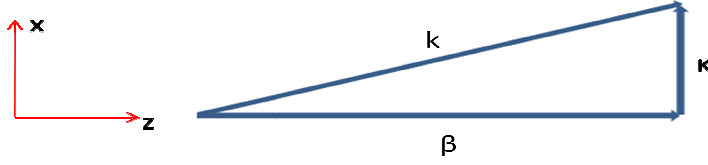
$$\text{Sönüm katsayısı,} \quad \gamma = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n^2} \quad (\beta > k_0 n) \quad (2.23)$$

$$\text{Enine dalga vektörü,} \quad \kappa = \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2} \quad (\beta < k_0 n) \quad (2.24)$$

Bu terimler dalgakılavuzunun kiplerini karakterize etmek için kullanılacaktır.

Toplam iç yansımaya ve kılavuzlanma şartının sağlanması için β aşağıdaki aralıkta olmalıdır. Şekil 2.4, k dalga vektörünün enine ve boyuna bileşenlerini göstermektedir.

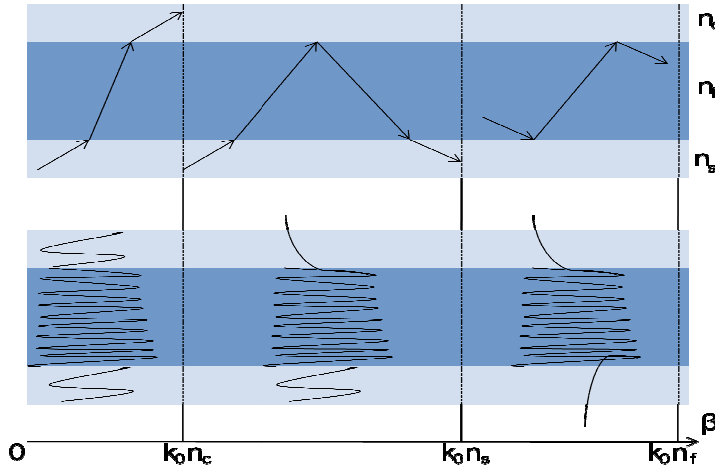
$$k_0 n_s < \beta < k_0 n_f \quad (2.25)$$



Şekil 2.4. k dalga vektörünün enine ve boyuna bileşenleri

Gerekli tanımlamaları yaptıktan sonra bu üç bölge için elektrik alan genlikleri yazabilir.

$$\begin{aligned}
 E_y &= Ae^{-\gamma_c x} & x > 0 \\
 E_y &= B \cos(\kappa_f x) + C \sin(\kappa_f x) & -h < x < 0 \\
 E_y &= Ae^{\gamma_s(x+h)} & x < -h
 \end{aligned} \tag{2.26}$$



Şekil 2.5. Dilim dalgakılavuzunda ışığın şematik gösterimi

Burada A, B, C ve D sınır şartlarından belirlenecektir. İki tane sınır şartı vardır. Bunlar teğetsel E ve H'nin arayüzeylerde sürekli olmasıdır. H'nin sürekliliği için aşağıdaki bağıntı kullanılacaktır:

$$H_z = \frac{i}{\mu\omega} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.27)$$

Tüm bu şartlar ve bağıntılar kullanılarak TE ve TM polarizasyonları için aşağıdaki özdeğer denklemleri elde edilir [57].

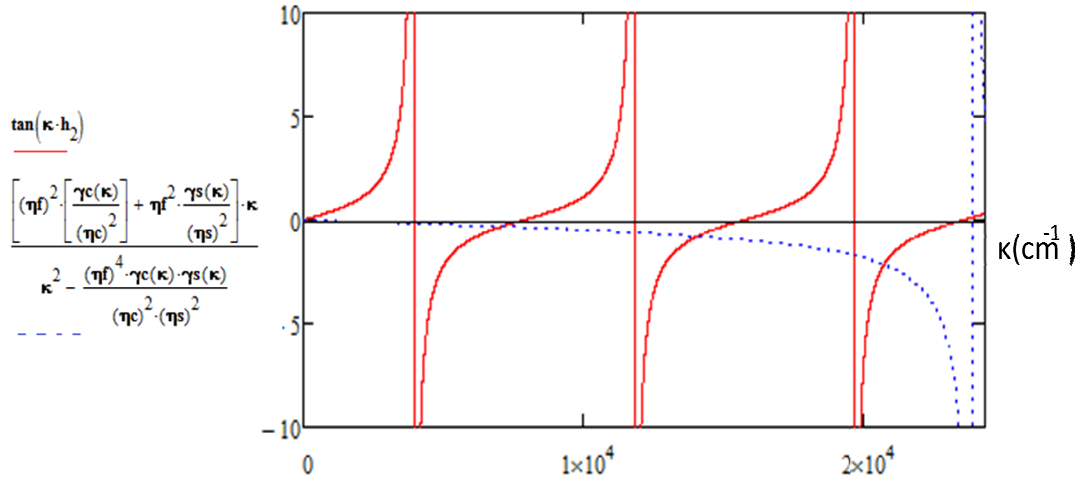
TE için:

$$\tan(h\kappa_f) = \frac{\gamma_s + \gamma_c}{\kappa_f \left[1 - \frac{\gamma_s \gamma_c}{\kappa_f^2} \right]} \quad (2.28)$$

TM için:

$$\tan(h\kappa_f) = \frac{\kappa_f \left[\frac{n_f^2}{n_s^2} \gamma_s + \frac{n_f^2}{n_c^2} \gamma_c \right]}{\kappa_f^2 - \frac{n_f^4}{n_s^2 n_c^2} \gamma_s \gamma_c} \quad (2.29)$$

Bu özdeğer denklemleri asimetric dalgakılavuzu için geçerlidir. Simetrik dalgakılavuzu için de benzer işlemler yapılarak özdeğer denklemleri bulunabilir. Yukarıdaki denklemler, bir matematik programı kullanılarak çözülebilir. Şekil 2.6, Mathcad programı kullanılarak oluşturulmuş örnek bir hesaplamayı göstermektedir.



Şekil 2.6. Bir asimetrik dalgakılavuzunun TM kipleri

Şekil 2.6'daki grafik, dalgakılavuzunun desteklediği kip sayısını verir. Grafikte her kesim noktası bir kipi temsil eder. Bu dalgakılavuzu üç kipi desteklemektedir.

Kip sayısı yukarıdaki gibi grafikten belirlendiği gibi aynı zamanda aşağıdaki basit bir formül ile de belirlenebilir:

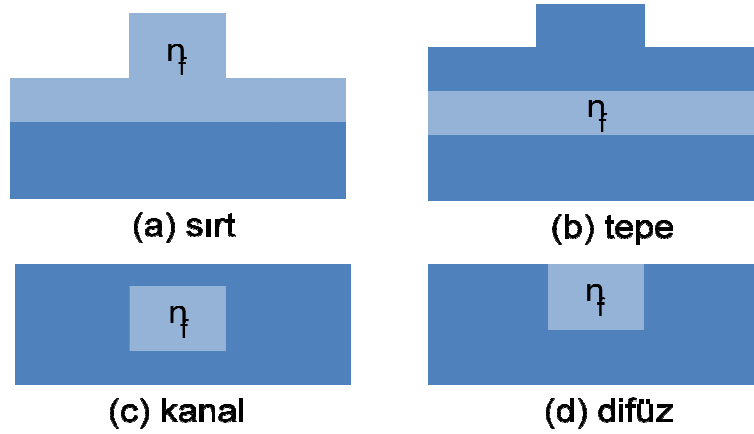
$$m = \text{Int} \left[\frac{hk(n_f^2 - n_s^2)}{\pi} \right] \quad (2.30)$$

Bu sadece büyük m değerleri için iyi bir yaklaşımdır. Eş. 2.30'a göre kip sayısı, çekirdek ile alt yelek tabakanın kırılma indisleri farkı ve filmin kalınlığı h ile doğru orantılıdır.

2.2. Tek Kipli Dalgakılavuzu ve Tek Kip Şartı

Dilim dalgakılavuzlarını, analiz etmek, optik dalgakılavuzlarının temel kavramlarını anlamak için kolay yapılardır. Ancak yatay hapsolme olmadığı için kullanım alanları azdır. Dilim dalgakılavuzu yerine ışığın yatay olarak hapsediği dikdörtgen dalgakılavuzları yaygın olarak kullanılmaktadır. Dikdörtgen dalgakılavuzları şekillerine göre farklı adlar alırlar. Bunlardan başlıcaları, sırt (rib) dalgakılavuzu

(Şekil.2.7a), tepe (ridge) dalgakılavuzu (Şekil.2.7b), kanal (channel) dalgakılavuzu (Şekil.2.7c), difüz (diffused) dalgakılavuzudur (Şekil.2.7c).



Şekil 2.7. Dikdörtgen dalgakılavuzu çeşitleri

Dikdörtgen dalgakılavuzlarının kip analizi, dilim dalgakılavuzunun analizine göre daha zordur. Bunun için çeşitli yaklaşımlar geliştirilmiştir. Bu yaklaşımlardan en sık kullanılanlar etkin indis yöntemi ve nümerik bir yöntem olan ışın ilerleme yöntemidir. Bu yöntem ile sırt dalgakılavuzu Şekil 2.8'de gösterildiği gibi üç dilim dalgakılavuzuna bölünür. Her bir dilim dalgakılavuzu için özdeğer denklem kullanılarak ilerleme sabiti (β) bulunur. Her dilim dalgakılavuzunun etkin indisleri (n_{eff1} ve n_{eff2}) hesaplanır.

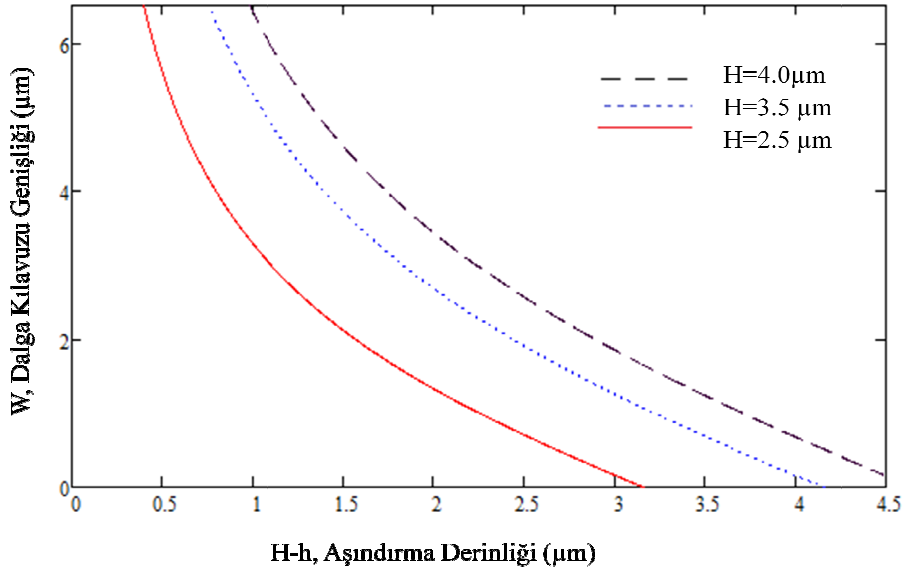
$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.31)$$

Yeni oluşan simetrik dilim dalgakılavuzu için yapı için ortogonal polarizasyonda tekrar β ve etkin indis hesaplanır. Hesaplanan son etkin indis, asıl sırt dalgakılavuzunun etkin indisidir.

$$\gamma_{c,s} = 1 \quad TE \text{ kipleri için}$$

$$\gamma_{c,s} = \left(\frac{n_{c,s}}{n_f} \right)^2 \quad TM \text{ kipleri için}$$

Tek kip şartı kullanılarak, belirlenen dalgakılavuzu yüksekliği için, dalgakılavuzu genişliğinin (W) karşı aşındırma derinliğine (H-h) çizilmiş örnek bir grafik Şekil 2.9'da gösterilmiştir. Grafiğin altında kalan alan tek kip bölgesini gösterirken üstünde kalan bölge çoklu kip bölgesini gösterir. Ayrıca Eş. 2.32'den dolayı aşındırma derinliği H değerlerinin yarısını aşmamalıdır [35].



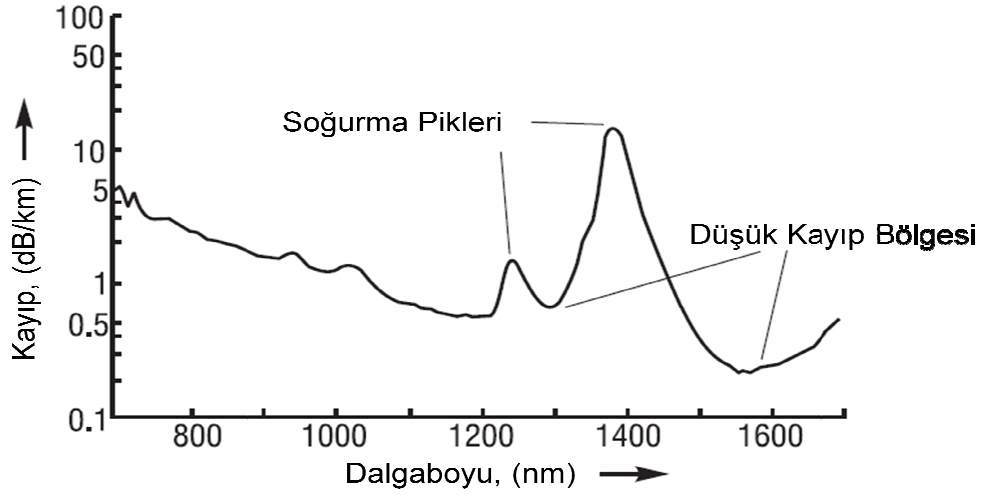
Şekil 2.9. H= 2,5, 3,5 ve 4 µm yükseklikleri için tek kip şartı

2.3. Optik Dalgakılavuzu Kayıpları

Optik dalgakılavuzlarında kayıp, bir fiber optik haberleşme sisteminde bilgi taşıma kapasitesini belirleyen en önemli mekanizmalardan biridir. Bu sistemlerde kayıp genellikle desibel (dB) olarak ölçülür. Sistemin giriş gücü P_1 , çıkış gücü P_2 ise desibel olarak güç kaybı (α) aşağıdaki gibi verilir.

$$\alpha (dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \quad (2.33)$$

Buna göre sistemin kaybı 3dB ise, çıkış gücü girişin yarısıdır. Eğer ışığın % 96'sı fiber içerisinde iletilebilirse kayıp 0,18 dB' dir. Silika fiberin, dalgaboyuna göre optik kaybı Şekil 2.11'de verilmiştir. Kayıplar, kısa dalgaboylarında Rayleigh saçılmasından kaynaklanırken uzun dalgaboylarında kızıl ötesi soğurma bantlarından kaynaklanır. Rayleigh saçılması, ışığın dalgaboyundan daha küçük atom veya moleküller tarafından esnek saçılması olayıdır. Bu saçılma $1/\lambda^4$ ile orantılı bir zayıflamaya neden olur. Uzun dalgaboylarında ($\lambda > 1600$ nm) ise ışık silika molekülleri tarafından soğurur. 1240 nm ve 1380 nm dalga boylarında OH⁻ iyonlarından kaynaklanan iki tane soğurma piki vardır.



Şekil 2.10. Silika fiberde sönümün dalgaboyu bağımlılığı

Şekilde görüldüğü gibi iki minimum değer vardır, ilki 1300 nm de fiberlerde 1 dB/km kayba karşılık gelirken, diğeri 1550 nm de 0,2 dB/km en düşük kayba karşılık gelir. Bu iki dalga boyuna aynı zamanda telekom dalgaboyları da denir. Bu tez çalışmasında 1550 nm dalga boyunda çalışılmıştır.

Optik dalgakılavuzlarında başlıca dört çeşit kayıp vardır. Bunlar saçılma kayıpları (scattering losses), soğurma kayıpları (absorption losses), bükülme kayıpları (bending losses) dır.

Saçılma Kayıpları

İki çeşit saçılma kaybı vardır, bunlardan biri yüzey saçılma kayıpları diğeri hacim saçılma kayıplarıdır. Hacim saçılma kaybı, dalgakılavuzu malzemesi içerisinde ışığın dalgaboyundan çok daha küçük indis dalgalanmalarından kaynaklanan kayıptır. Bu kusurlar çok küçük olduklarından hacim saçılma kayıpları ana kayıp mekanizması değildir.

Yüzey saçılma kayıpları ise önemli bir kayıp mekanizmasıdır. Dalgakılavuzunun yüzeyindeki pürüzlerden kaynaklanır, iyi üretim teknikleri ile yüzey saçılma kayıpları en aza düşürülebilir.

Soğurma Kayıpları

Fotonlar bir ortamda ilerlerken ortamın elektronları ile etkileşir ve fotonların enerjisi bant aralığından büyükse bu elektronları valans bandından iletkenlik bandına uyarır, böylece fotonun enerjisi azalır. Bu olay şiddetli bir sönüme neden olur. Bu kaybı engellemek için kullanılan malzeme, çalışılan dalgaboyunda saydam olmalıdır.

Bükülme Kayıpları

Halka ve disk gibi eğri dalga kılavuzlarında, eğriliğin dışında kalan kısım, eğriliğin içinde (çekirdek) kalan kısımdan daha hızlı hareket eder. Bazı kritik yarıçaplarda eğriliğin dışında kalan kısım, ışık hızından daha hızlı hareket eder. Bu olay imkânsız olduğu için bu kritik yarıçapın ötesindeki alan uzaklaşır ve bir ışımaya kip oluşur. Uzaklaşan güç, dalgakılavuzu için bir kayıptır.

2.4. Optik Dalgakılavuzlarının Nümerik Hesapları

2.4.1. Işın ilerleme yöntemi

Işın ilerleme yöntemi (BPM), tek renkli dalgalar için dalga denklemini çözen nümerik bir yaklaşımdır. Bu yöntemde temel yaklaşım, kırılma indisine bağlı dalga denkleminin, skaler (polarizasyondan bağımsız) ve paraksiyel (ilerlemenin dar bir alan ile sınırlandırılması) olmasıdır.

Daha önceki bölümde bahsedilen Helmholtz skaler dalga denklemi tek renkli bir dalga için aşağıdaki gibi tekrar yazılırsa:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k^2(x, y, z)\phi = 0 \quad (2.34)$$

$$\phi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{i\bar{k}z} \quad (2.35)$$

Burada \bar{k} , alanının ortalama faz değişimini gösterir, referans dalga sayısı olarak adlandırılır ve aşağıdaki gibi referans bir kırılma indisiyle yazılabilir.

$$\bar{k} = k_o \bar{n} \quad (2.36)$$

Yukarıdaki ϕ alan denklemi Helmholtz denkleminde yerine yazılırsa aşağıdaki yavaş değişen alanlar için kullanılan skaler, paraksiyel dalga denklemi elde edilir:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k}\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (2.37)$$

Yukarıdaki Eş. 2.37'de u 'nun z ile değişiminin çok yavaş olduğu farzedilirse, ilk terim önemsiz sayılabilir. Bu yaklaşımla Eş. 2.37 yeniden yazılırsa,

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} &= \frac{i}{2\bar{k}} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right] \\ i2\bar{k}\frac{\partial u}{\partial z} &= \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right] \end{aligned} \quad (2.38)$$

Eş. 2.38 üç boyutlu temel BPM denklemdir. Dalga kılavuzunu analizinde bu elde edilen skaler ve paraksiyel dalga denklemi, sonlu farklar yaklaşımı kullanılarak çözülür [58].

2.4.2. Sonlu farklar metodu

Türevi alınabilen bir $f(x)$ fonksiyonu ele alındığında Taylor açılımını kullanarak,

$$f(x + h) = f(x) + h.f'(x) + \frac{1}{2}h^2.f''(x) + \dots \quad (2.39)$$

$$f(x - h) = f(x) - h.f'(x) + \frac{1}{2}h^2.f''(x) - \dots \quad (2.40)$$

denklemleri elde edilir. Eş. 2.39 ve Eş. 2.40 birbirinden çıkarılırsa,

$$f(x + h) - f(x - h) = 2h.f'(x) + \dots \quad (2.41)$$

Eş. 2.41 elde edilir. Bu denkleminin ikinci ve daha yüksek dereceden türevli kısmı ihmal edilerek Eş. 2.42 elde edilir.

$$f'(x) = \frac{1}{2h} \{f(x + h) - f(x - h)\} \quad (2.42)$$

Şayet Eş. 2.39 ve Eş. 2.40 birbirleri ile toplanırsa Eş. 2.43 eşitliğine ulaşılır.

$$f(x + h) + f(x - h) = 2.f(x) + h^2f''(x) + \dots \quad (2.43)$$

Burada yine gereken ihmalleri yapılarak aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$f''(x) = \frac{1}{h^2} \{f(x + h) - 2.f(x) + f(x - h)\} \quad (2.44)$$

Eş. 2.42, Şekil 2.12'de P noktasından geçen eğrinin eğimini, yani yatay eksenle yaptığı açının tanjantını vermektedir. P noktasının eğimi denklem (2.42) ile \overline{BA} doğrusu yardımıyla hesaplanmıştır. \overline{BA} doğrusu yardımıyla türev hesaplama

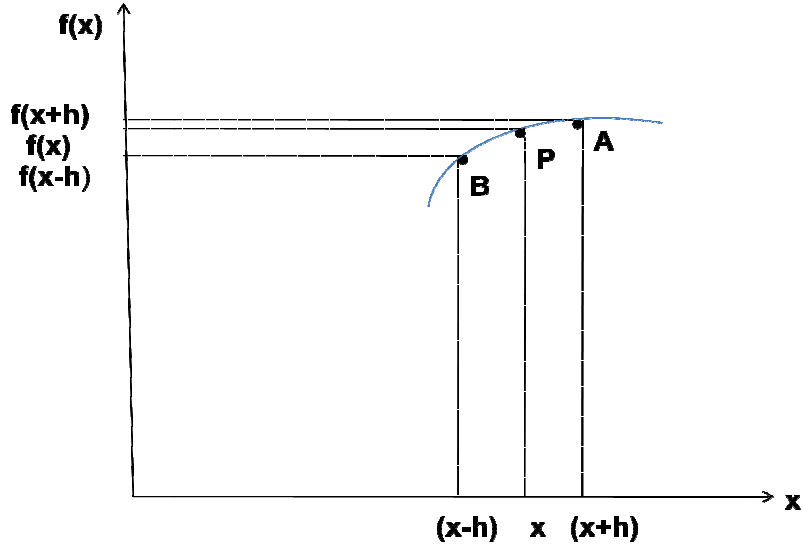
yöntemine Merkezi Fark Yaklaşımı adı verilir. Eğer P noktasının eğimi, \overline{PA} doğrusu yardımıyla hesaplanacak olursa,

$$f'(x) \approx \frac{1}{h} \{f(x+h) - f(x)\} \quad (2.45)$$

denklemini bulunur ki bu yöntemde İleri Fark Yaklaşımı denir. P noktasının eğimi, \overline{PB} doğrusu yardımıyla hesaplanacak olursa,

$$f'(x) \approx \frac{1}{h} \{f(x) - f(x-h)\} \quad (2.46)$$

denklemini elde edilir. Bu yöntemle yapılan hesaplama ise Geri Fark Yaklaşımı adını alır.



Şekil 2.11. İleri, geri ve merkezi farklar yaklaşımı kullanarak P noktasında ki f(x) fonksiyonunun türevi

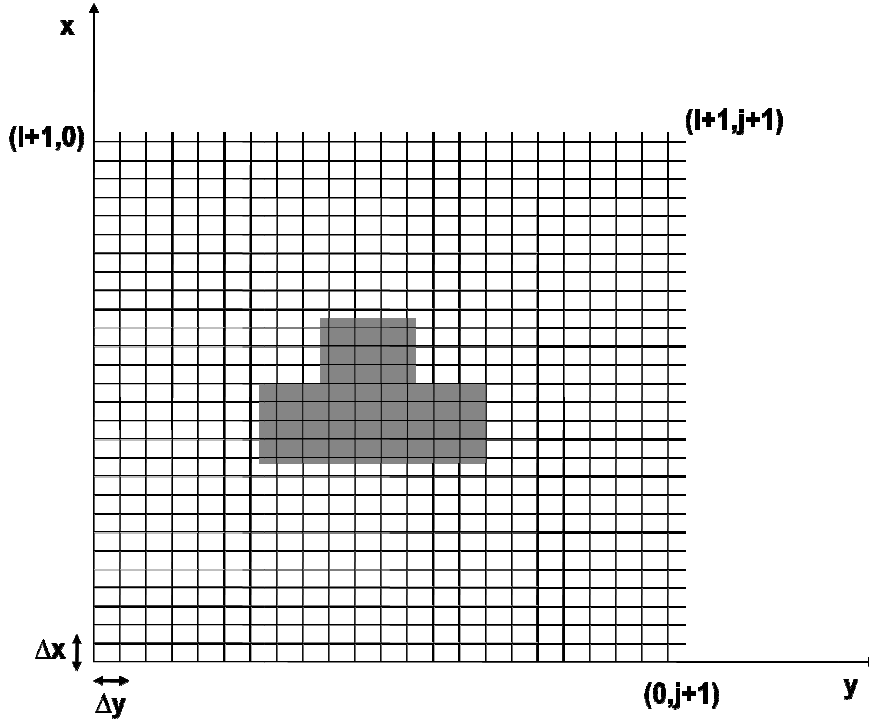
Bahsedilen bu üç yöntemde de yapılan ihmallerden dolayı belirli bir hesap hatası mevcuttur. İleri ve geri fark yaklaşımlarında hata birinci dereceden olup h mertebesindedir. Merkezi fark yaklaşımında ise hata ikinci dereceden olup h^2 mertebesindedir.

Sonlu farklar yönteminde bu üç yöntem kullanılarak üç farklı yöntem daha geliştirilmiştir. İlki zaman diliminde ileri farkı, uzay diliminde merkezi farkı kullanan Açık Yöntemdir. Diğeri zaman diliminde geri farkı, uzay diliminde merkezi farkı kullanan Kapalı Yöntemdir. Son olarak dalga denkleminin analizinde kullanılan Crank-Nicolson Yöntemidir. Bu yöntem zaman ve uzay diliminde merkezi farkı kullanır ve aşağıdaki gibi gösterilir:

$$\frac{U_j^{n+1} - U_j^n}{k} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{U_{j+1}^{n+1} - 2U_j^{n+1} + U_{j-1}^{n+1}}{h^2} + \frac{U_{j+1}^n - 2U_j^n + U_{j-1}^n}{h^2} \right\} \quad (2.47)$$

Eş. 2.47 Crank-Nicolson denklemi olarak bilinir [59].

Dalgakılavuzunun analizinde, Crank-Nicolson yöntemini temel alan sonlu farklar yaklaşımı kullanılır. Bunun için ilk olarak Şekil 2.13'te gösterildiği gibi bir hesaplama penceresi oluşturulur. Hesaplama penceresi hesaplama zamanını uzatmamak için küçük seçilirken aynı zamanda alandan etkilenmeyecek kadar büyük seçilmelidir.



Şeki 2.12. Hesaplama penceresi

Eş. 2.47 sadece x ve y parametrelerine bağlı olarak değiştiği göz önüne alınırsa bu işlem için kabul edilebilir en küçük değişimler Δx ve Δy dir. Bu durumda $x=i\Delta x$, $y=j\Delta y$ dir. Burada $i= 0,1,2,3 \dots ,I+1$ ve $j= 0,1,2,3, \dots ,j+1$ dir. Paraksiyel dalga denklemini yeniden yazarsak:

$$\frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial y^2} + k_0^2 [n(x, y) - \bar{n}^2] U(x, y) = 0 \quad (2.48)$$

Eş. 2.48'in diferansiyeli merkezi fark olarak tekrar yazılırsa diferansiyel aşağıdaki halini alır.

$$\frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial x^2} \approx \frac{U(x + \Delta x, y) - 2u(x, y) - U(x - \Delta x, y)}{\Delta x^2} \quad (2.49)$$

Burada, aşağıdaki dönüşümler yapılırsa:

$$U(x, y) = U_j^i \quad (2.50)$$

$$U(x + \Delta x, y) = U_j^{j+1} \quad (2.51)$$

$$U(x - \Delta x, y) = U_j^{j-1} \quad (2.52)$$

$$\frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial x^2} = \frac{U_j^{i+1} - 2U_j^i + U_j^{i-1}}{\Delta x^2} \quad (2.53)$$

$$\frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial y^2} = \frac{U_{j+1}^i - 2U_j^i + U_{j-1}^i}{\Delta y^2} \quad (2.54)$$

Böylece Eş. 2.48 aşağıdaki halini alır:

$$\frac{U_j^{i+1} - 2U_j^i + U_j^{i-1}}{\Delta x^2} + \frac{U_{j+1}^i - 2U_j^i + U_{j-1}^i}{\Delta y^2} + k_o^2 \left[(n_j^i)^2 - \bar{n}^2 \right] U_j^i = 0 \quad (2.55)$$

Bu Eş. 2.55, k_o 'a bölünüp aşağıdaki değişimler yapılırsa aşağıdaki halini alır:

$$(\Delta X)^2 = k_o^2 (\Delta x)^2$$

$$(\Delta Y)^2 = k_o^2 (\Delta y)^2$$

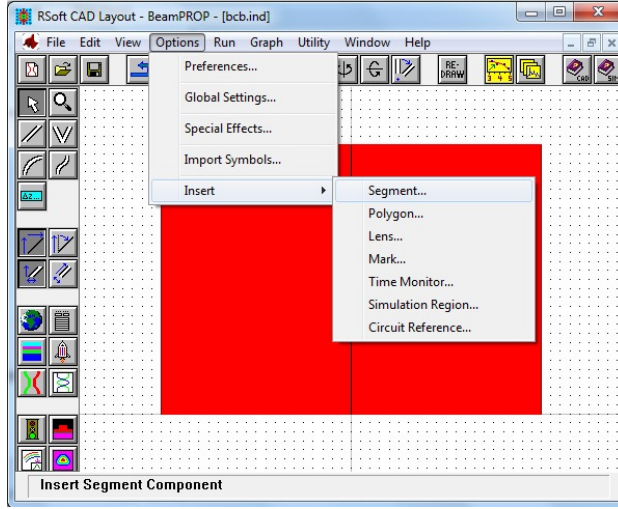
$$\frac{U_j^{i-1}}{(\Delta X)^2} + \frac{U_{j-1}^i}{(\Delta Y)^2} - \left[\frac{2}{(\Delta X)^2} + \frac{2}{(\Delta Y)^2} - (n_j^i)^2 \right] U_j^i + \frac{U_j^{i+1}}{(\Delta X)^2} + \frac{U_{j+1}^i}{(\Delta Y)^2} = \bar{n}^2 U_j^i \quad (2.56)$$

Bu denklem U ve \bar{n} için sınır şartları uygulanarak çözülecektir.

Bu tez çalışmasında yukarıda anlatılan yaklaşımları temel alan ticari bir yöntem kullanıldı.

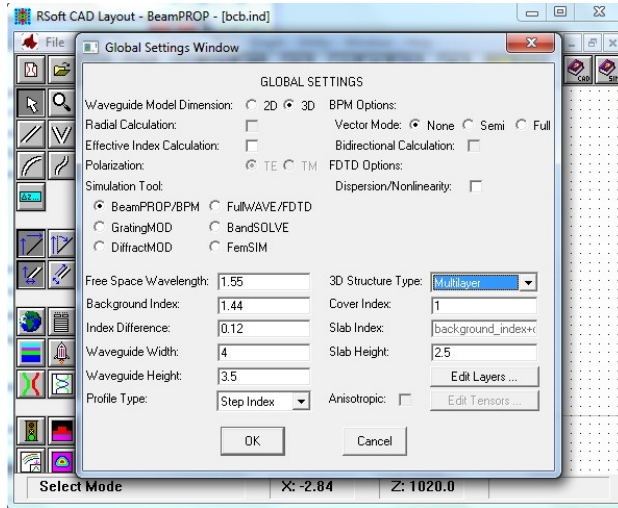
2.4.3. BeamPROP benzeşim programı

BeamPROP benzeşim programı ile bir dalgakılavuzu tasarlamak için öncelikle aşağıdaki Şekil 2.14'te görülen açılış ekranında segment seçeneği ile nesne (kırmızı dikdörtgen) oluşturulur.



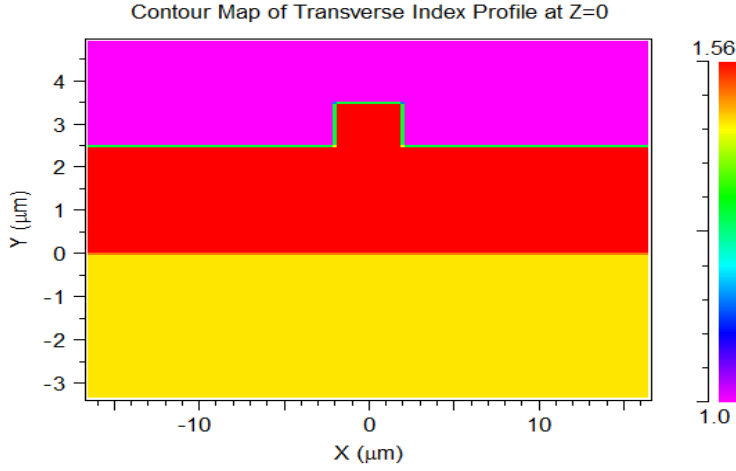
Şekil 2.13. BeamPROP benzeşim programının açılış ekranı

Daha sonra aşağıda Şekil 2.15'te gösterilen global setting penceresi ile dalgakılavuzunu oluşturan tabakaların kırılma indisleri, geometrik parametreleri, yapı tipi, boyutu, çalışılan dalgaboyu gibi ana özellikleri belirlenir.



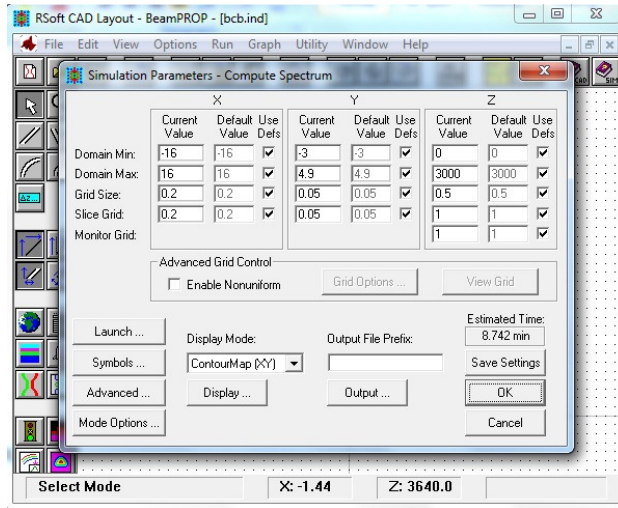
Şekil 2.14. 3D BeamPROP benzeşim programının Global Setting penceresi

Burada, BPM options olarak none seçildi. Bu seçenek yukarıda anlatılan skaler BPM kullanır ve indis farkı küçük olan yapılar için diğer seçeneklere göre daha iyi sonuç verir. Girilen değerlere göre oluşturulan yapı, XY düzleminde Şekil 2.16'da gösterilen pencere yardımıyla görülebilir.



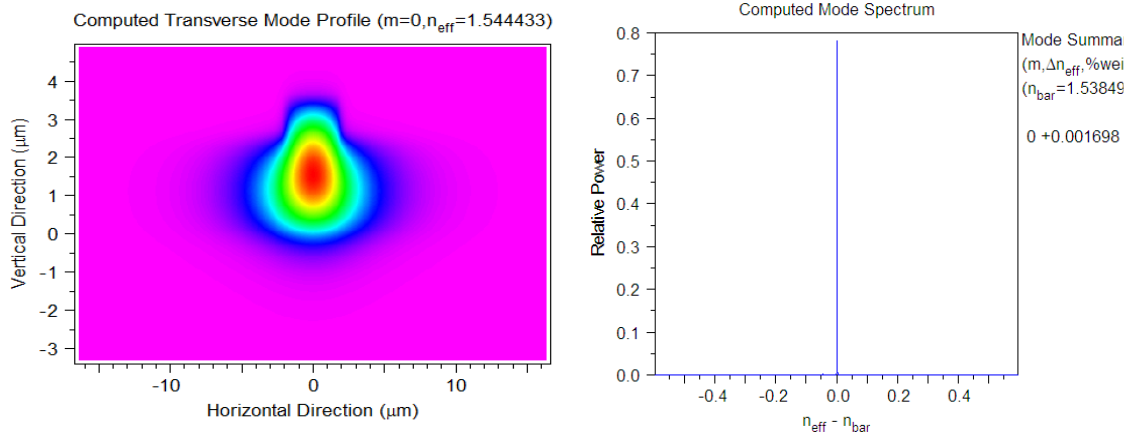
Şekil 2.15. BeamPROP benzeşim programında dalgakılavuzunun indis profili penceresi

Daha sonra Şekil 2.17’de verilen pencere yardımıyla hesaplama penceresinin sınırları belirlenilir. Grid büyüklüğü girilir. Grid büyüklüğü ne kadar küçükse hesaplamann doğruluğu o kadar artar, ancak benzeşim süresi uzar.



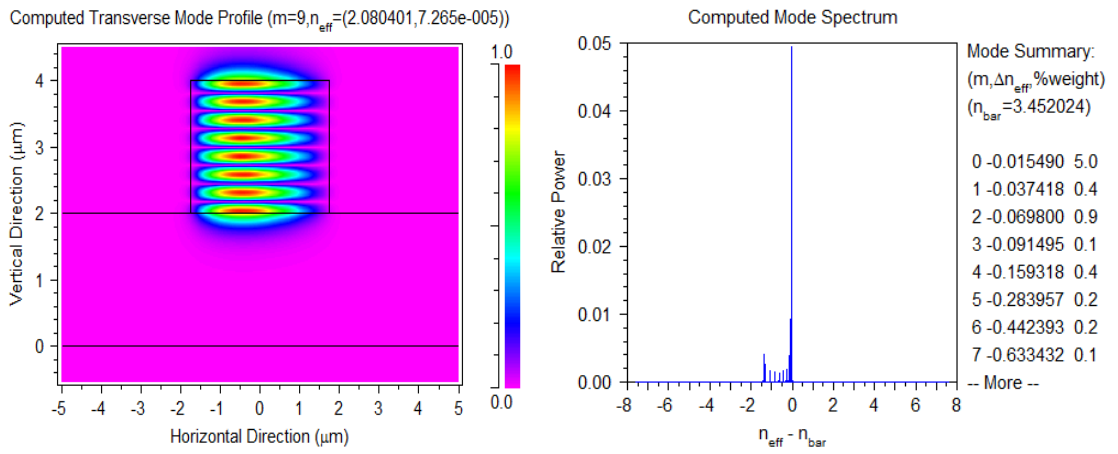
Şekil 2.16. BeamPROP benzeşim programının hesaplama ekranı

Şekil 2.18 ve Şekil 2.19, bu benzeşim ile yapılmış tek kipli ve çok kipli dalgakılavuzlarının kip profilini ve kip spektrumunu verir.



Şekil 2.17. Tek kipli bir dalgakılavuzunun kip profili (solda) ve kip spektrumu

Yukarıdaki sonuçlar, tek kipli bir dalgakılavuzunu temsil ederken aşağıdaki yapı, çok kipli bir dalgakılavuzunu temsil eder.



Şekil 2.18. Çok kipli bir dalgakılavuzunun BeamPROP çalışmaları

3. OPTİK HALKA KOVUK

Genel olarak bir mikro kovuk, ana dalga kılavuzu ve kovuk içerisinde ilerleyen elektromanyetik dalgaların etkileşimi ve kovuk içerisinde bu dalgaların girişimi ile tanımlanır. Işık giriş dalga kılavuzuna gönderildiğinde belirli bir dalgaboyunda kısmen halka ile bağlaşır ve kovuk boyunca ilerler. Halka kovuk içerisindeki ilerleyen ve üstüste binen elektromanyetik dalgalar arasındaki faz farkı 2π nin tam katlarına eşit ise bu durumda halka içinde yapıcı girişim oluşur. Faz farkı 2π den farklı ise yıkıcı girişim oluşur. Tam yapıcı girişim bir rezonans halidir ve kovuk ana dalgakılavuzu ile bağlaştığında ana kılavuzdan kovuğa aktarılan enerji de ani artış gözlenir. Yapıcı girişim için gerekli kovuk boyunca ilerleyen farklı dalgalar arasındaki faz farkı şartı :

$$\varphi = \beta L = 2\pi m \quad (3.1)$$

$$\beta = n_{eff} k_o \quad k_o = \frac{2\pi}{\lambda_r} \quad L = 2\pi R$$

ile verilir. Burada n_{eff} halka kovuğun etkin indisi, β ilerleme katsayısı, λ_r rezonans dalgaboyu, L kovuğun çevre uzunluğu, R halkanın yarıçapı ve m ise bir tam sayıdır. Bu şartın sağlandığı β (bir başka deyişle n_{eff}) değerlerine sahip dalgaboylarındaki elektromanyetik dalgalar ile kovuk rezonansa girer ve ana dalgakılavuzundan ışık kovuğa aktarılır. Yukardaki formülden anlaşılacağı gibi aynı faz farkı farklı m değerlerinde, eşitliği sağlayabilmektedir.

3.1. Optik Kovuk Karakteristikleri

Aralarında bir fark olan iki m değerine karşılık gelen β değerleri arasındaki fark ($\Delta\beta$), böyle bir kovukta yapıcı girişim yapabilecek tekil dalgaboyu aralığını ($\Delta\lambda$) belirler. β değerlerinin λ ile değişimi aşağıda verilmektedir:

$$\frac{\partial\beta}{\partial\lambda} = -\frac{\beta}{\lambda} + k \frac{\partial n_{eff}}{\partial\lambda} \approx -\frac{\beta}{\lambda} \quad (3.2)$$

Böylece ardışık iki rezonans şartına karşılık gelen dalgaboyları arasındaki fark olan serbest spektral aralık ($FSR=\Delta\lambda$), aşağıdaki gibi verilir:

$$FSR = \Delta\lambda = -\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\partial\beta}{\partial\lambda} \right)^{-1} \approx \frac{\lambda^2}{n_{eff} L} \quad (3.3)$$

Görüldüğü gibi kullanılabilir dalgaboyu aralığı etkin indis ve halkanın yarıçapı ($L = 2\pi r$) ile ters orantılı olup halka yarıçapı küçüldükçe FSR artar. Bir diğer parametre rezonansın genişliğini veren pikin yarı maksimumdaki genişliğidir. Aşağıdaki gibi verilir:

$$2\delta\lambda = FWHM = \frac{\kappa^2 \lambda^2}{\pi L n_{eff}} \quad (3.4)$$

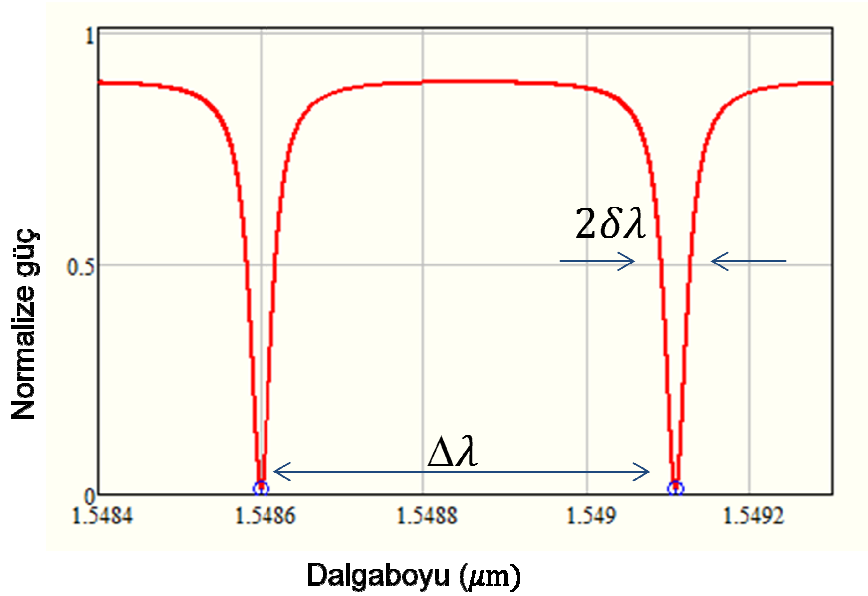
Bir de FSR ve FWHM arasındaki ilişkiyi tanımlayan fines (F) olarak adlandırılan önemli bir parametre vardır. Finesin yüksek olması, daha iyi hassasiyet ve seçicilik anlamına gelmektedir ve aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$F = \frac{FSR}{FWHM} \quad (3.5)$$

Fines ile yakından ilgili olan diğer parametre halkanın kalite faktörü (Q) dır. Rezonansın şiddetinin bir ölçüsüdür. Kovuk içerisinde depolanan enerjinin, herbir devirde kaybolan enerjiye oranıdır. Yüksek Q değerleri değerleri daha iyi sensör demektir ve aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$Q = \frac{\lambda_r}{FWHM} \quad (3.6)$$

Şekil 3.1 bir halka kovuğun karakteristiklerini göstermektedir.



Şekil 3.1. Bir mikro kovuğun karakteristikleri

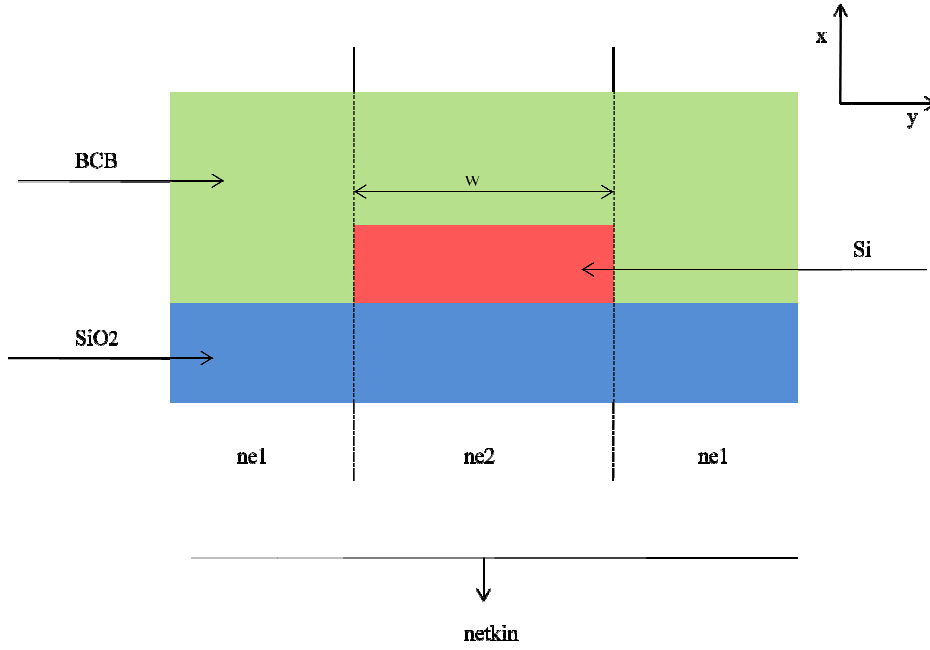
3.2. Bükülme Kaybı Hesabı

Yukarıda anlatılan karakteristiklere sahip bir kovuk üretebilmek için sistemdeki kayıpları belirlemek gereklidir. Halkanın doğal eğri yapısından kaynaklanan kayıplar vardır. Bu kayıplara bükülme kaybı denir. Bükülme kaybını tahmin etmek için iki farklı yöntem vardır. Bu yöntemlerden biri analitik, diğeri ikinci bölümde anlatılan BeamPROP benzeşim programının kullanıldığı nümerik yöntemdir. Analitik yaklaşım, Marcus yöntemine dayanır. Marcus yönteminde önceki bölümde anlatılan etkin indis yöntemi kullanılır. Bükülme kaybı, R yarıçaplı bir halkanın $\Delta\theta$ bölümü için aşağıdaki gibi verilir:

$$kayıp_{bend} = -10 \log(\exp(\alpha_{bend} \Delta\theta \cdot R)) \quad (3.7)$$

Burada α_{bend} sönüm katsayısı aşağıdaki formül aracılığıyla verilir:

$$\alpha_{bend} = \frac{\alpha_y^2}{k_o^3 n_{etkin} (1 + \alpha_y \frac{\omega}{2})} \frac{k_y^2}{(n_{e2}^2 - n_{e1}^2)} \exp(\alpha_y \omega) \exp\left(\frac{-2\alpha_y^3}{3n_{etkin}^2 k_o^2} R\right) \quad (3.8)$$



Şekil 3.2. Halka dalgakılavuzunun etkin indis yöntemi ile şematik gösterimi

Yukarıdaki denklemde geçen değişkenler de aşağıdaki gibi tanımlanılır:

$$\begin{aligned}
 \alpha_y &= k_o \sqrt{n_{etkin}^2 - n_{e1}^2} \\
 k_y &= k_o \sqrt{n_{e2}^2 - n_{etkin}^2} \\
 k_o &= \frac{2\pi}{\lambda_o}
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

Burada ω , dalga kılavuzunun genişliği, n_{etkin} , dalgakılavuzunun etkin indisi, n_{e1} ve n_{e2} dilim yapıların etkin indisleri ve λ_o ışığın dalgaboyudur.

3.3. Bağlaşım Kip Teori

İki optik dalgakılavuzu birbirine yetirince yakınsa ışık birinden diğerine bağlaşır. Dalgakılavuzları arasındaki bu bağlaşım, bağlaşım kip teorisi ile belirlenir. Bağlaşım kip teorisi optik kipler arasındaki güç alışverişini tanımlar. Bağlaşım meydana geldiği zaman dalgakılavuzunda ilerleyen elektromanyetik alan diğer dalgakılavuzunun sönen kısmı ile pertürbe edilir. Bağlaşım kip teori bu pertürbe

$$-\frac{\partial B}{\partial z} e^{-i\beta z - \omega z} + c. c. = -\frac{i}{2\omega} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_S \epsilon_B(x, y) P_{pert} dS \quad (3.14)$$

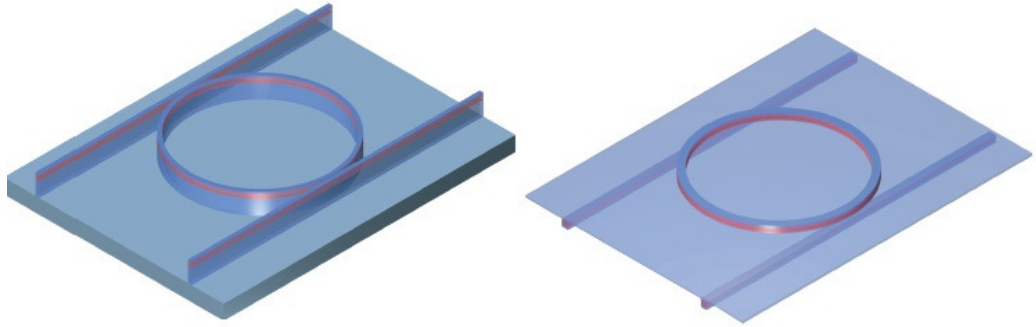
$$\begin{aligned} &= \frac{i\omega}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_o (n_{eff1}^2(x, y) - n_{eff2}^2) \epsilon_B(x, y) \left[\frac{A}{2} \epsilon_B e^{-i\beta z - \omega z} + c. c. \right] dx dy \\ &= i \kappa A e^{-i\beta z - \omega z} + c. c. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Burada κ bağlaşım katsayısıdır.

3.4. Optik Ekle-Çıkar Çoklayıcı Sistemler

Optik Ekle-Çıkar Çoklayıcı birbirine paralel iki dielektrik ana dalgakılavuzu arasına yerleştirilmiş halka veya disk şeklindeki dielektrik kovuktan oluşan sistemdir. Ana dalgakılavuzları kovuk düzlemi ile aynı (yatay bağlaşık sistem) ya da ayrı (dikey bağlaşık sistem) düzlemde olabilir. Yatay ve dikey bağlaşık kovuk sistemlerinin üstten görünüşü Şekil 3.4'te verilmiştir. İki sistem arasındaki başlıca farklar aşağıdaki gibidir:

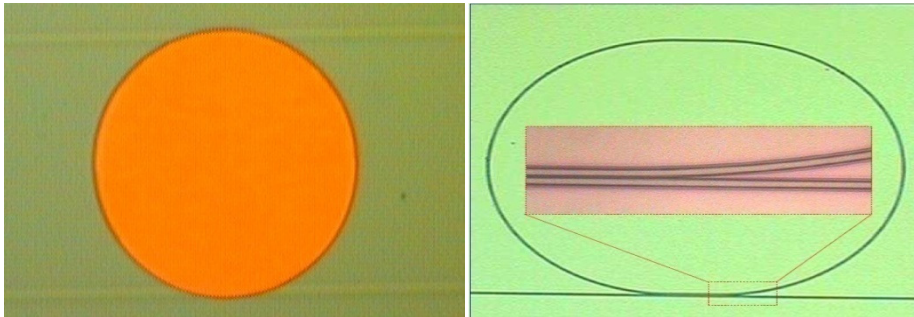
- ✓ Dikey bağlaşık sistemde kipsel üstüste binme (modal overlap) yüksek olduğu için yatay bağlaşık sisteme göre bağlaşım katsayısı daha yüksektir.
- ✓ Halka kovuk ile ana dalga kılavuzları arasındaki mesafe, Şekil 3,4'te görüldüğü gibi yatay bağlaşık sistemlerde sadece yatay ofsetle sınırlanmış iken dikey bağlaşık sistemlerde hem yatay hem de dikey ofsetle kontrol edilir.



Şekil.3.4. (solda) Yatay ve (sağda) dikey bağlaşık kovuk sistemleri

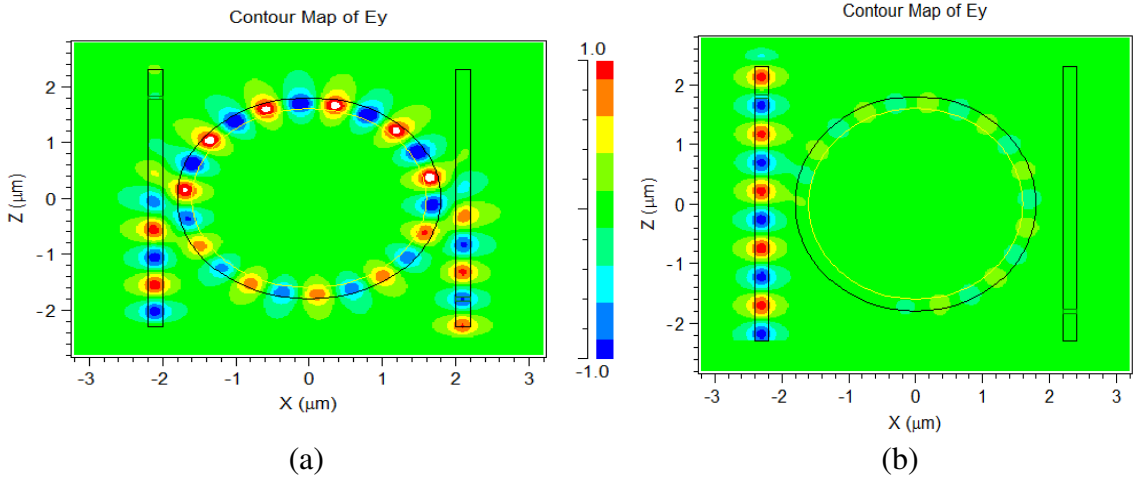
- ✓ Yatay bağlaşık sistemde, yatay ofsetin kontrolü maskeye bağlıdır. Değiştirmek için maskenin de değişmesi gerekir. Dikey bağlaşık sistemde, dikey ofset maskeden bağımsız olarak her deneyde malzemenin kalınlığı değiştirilerek kontrol edilir.
- ✓ Dikey bağlaşık sistem halka kovuk ve ana dalga kılavuzlarının ayrı malzemelerden üretilmesine olanak sağlarken yatay bağlaşık sistemde her iki yapının da aynı malzemelerden üretilmesi zorunluluğu vardır.

Optik Ekle-Çıkar Çoklayıcı iki giriş iki çıkıştan oluşur. Dikey bağlaşık (solda) ve yatay [53] bağlaşık (sağda) sistemlerin optik mikroskop görüntüleri Resim 3.1'de verilmiştir.



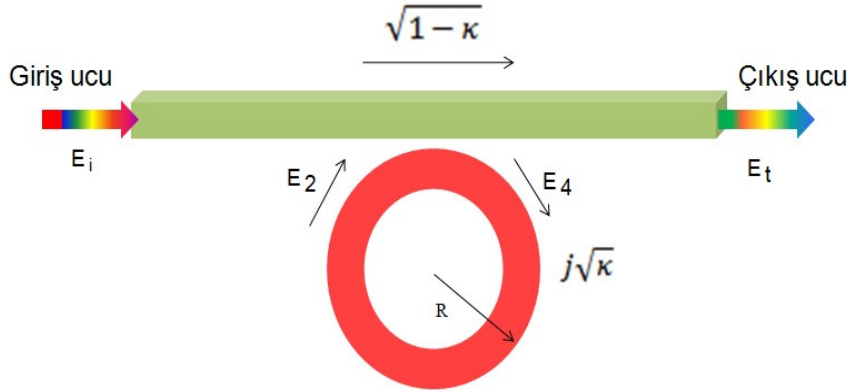
Resim 3.1. Dikey bağlaşık (solda) ve yatay [53] bağlaşık (sağda) sistemlerinin optik mikroskop görüntüleri

Burada ekle-çıkarcı çoklayıcının giriş ucundan iletilen sinyal dalga kılavuzuboyunca ilerler, dalganın sönen kısmı kovuğa bağlaşırken bir kısmı da çıkış ucuna ilerler. Kovuk içerisinde ilerleyen elektromanyetik dalganın bir kısmı da diğer dalgakılavuzuna bağlaşır ve çıkarcı (drop) ucunda gözlenir. Sinyalin kalan kısmı kovuk içerisinde ilerler ve yeni gelen sinyal ile girişim yapar. Aralarındaki faz farkına göre yapıcı ya da yıkıcı girişim yaparlar. Eğer kovuk içerisindeki elektromanyetik alan, yeni gelen alan ile faz dışı ise kovuk içerisinde yıkıcı girişim oluşur ve sonuç olarak kovuk içerisinde sadece küçük bir miktar güç gözlenir. Şekil 3.5.a'da görüldüğü gibi giriş gücünün çoğu doğrudan çıkış ucuna iletilir ve çıkarcı ucunda çok az güç gözlenir. Diğer taraftan önceki bölümde anlatıldığı gibi kovuk içerisindeki elektromanyetik alan ile yeni gelen alan arasındaki faz farkı 2π 'nin tam katlarına eşit ise bu durumda yapıcı girişim oluşur ve kovuk içerisinde enerji artışı gözlenir.



Şekil 3.5. (a) Rezonans durumunda, (b) rezonans durumunda olmayan ekle-çıkarcı çoklayıcılar

Burada tek ana dalga kılavuzlarından oluşan tek halkanın yer aldığı sistemlerin analizi yapılacaktır. Tekli kovuk sistemlerinde Şekil 3.6'de görüldüğü gibi sadece giriş ucu ve çıkış ucundan oluşan tek dalgakılavuzlu sistem göz önüne alınacaktır.



Şekil 3.6. Tekli ekle-çıkıkar çoklayıcı sistemin şematik gösterimi

Sistemden çıkan ve sisteme giren elektrik alanları arasındaki ilişki aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\begin{pmatrix} E_t \\ E_2 \end{pmatrix} = S \cdot \begin{pmatrix} E_i \\ E_4 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

Burada S matrisi giriş ve çıkış alanları arasında bağlantı kurar ve saçılma (scattering) matrisi olarak adlandırılır.

$$\begin{pmatrix} E_t \\ E_2 \end{pmatrix} = (1 - \gamma)^{1/2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_i \\ E_4 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

$$\begin{pmatrix} E_t \\ E_2 \end{pmatrix} = (1 - \gamma)^{1/2} \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \kappa} & j\sqrt{\kappa} \\ j\sqrt{\kappa} & \sqrt{1 - \kappa} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_i \\ E_4 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

Burada S_{11} ve S_{22} düz bağlaşım faktörü (self coupling factor) iken S_{12} ve S_{21} çapraz bağlaşım faktörüdür.

$$E_t = (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}} [E_i \sqrt{1 - \kappa} + j\sqrt{\kappa} E_4] \quad (3.19)$$

$$E_2 = (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}} [E_i j\sqrt{\kappa} + \sqrt{1 - \kappa} E_4] \quad (3.20)$$

$$E_4 = E_2 \exp\left(-\frac{\alpha}{2}L - j\beta L\right) \quad (3.21)$$

Burada γ bağlaşım kayıp katsayısı, κ bağlaşım faktörü, β ilerleme katsayısı, α halkanın sönüm katsayısıdır. Yukarıdaki denklemler kullanılarak E_t/E_i aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{E_t}{E_i} = (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\sqrt{1 - \kappa} - (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}} * \exp\left(-\frac{\alpha}{2}L - j\beta L\right)}{1 - (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}}\sqrt{1 - \kappa} * \exp\left(-\frac{\alpha}{2}L - j\beta L\right)} \right] \quad (3.22)$$

Basitleştirmek için aşağıdaki yeni parametreler kullanılırsa:

$$D = (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}} \quad (3.23)$$

$$\phi = \beta L \quad (3.24)$$

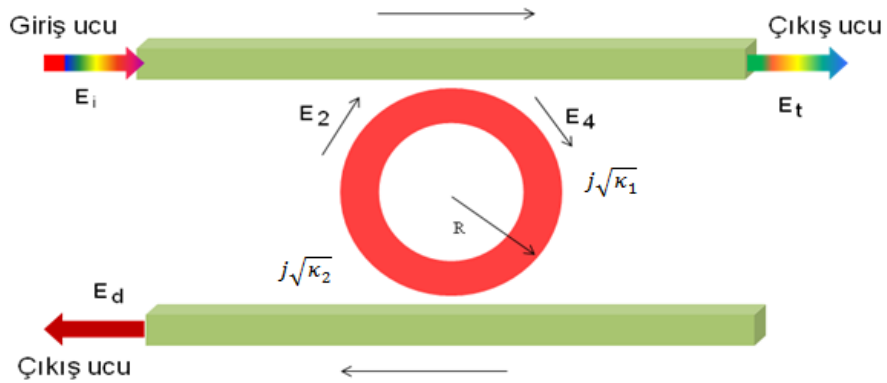
$$x = D \exp\left(-\frac{\alpha}{2}L\right) \quad (3.25)$$

$$y = \sqrt{1 - \kappa} \quad (3.26)$$

Böylece halka kovuğun çıkış portundaki şiddet bağıntısı aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{I_o}{I_i} = \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 = D^2 * \left[1 - \frac{(1 - x^2) * (1 - y^2)}{(1 - xy)^2 + 4xysin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \right] \quad (3.27)$$

İkili kovuk sisteminde Şekil 3.7’de görüldüğü üzere ikinci bir düz dalgakılavuzu göz önüne alınacaktır. Böylece tekli sisteme göre yeni bir bağlaşım bölgesi oluşacaktır.



Şekil 3.7. İkili ekle-çıkıkar çoklayıcı sistemin şematik gösterimi

Çıkar ve çıkış uçlarındaki şiddet bağıntıları aşağıdaki gibi olacaktır.

$$I_t = \left| \frac{\sqrt{1-\kappa_1} - \sqrt{1-\kappa_2} \exp\left(-\left(\frac{\alpha}{2} + j\phi\right)\right)}{1 - \sqrt{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)} \exp\left(-\left(\frac{\alpha}{2} + j\phi\right)\right)} E_i \right|^2 \quad (3.28)$$

$$I_d = \left| \frac{\sqrt{\kappa_1 \kappa_2} \exp\left(-\left(\frac{\alpha}{2} + j\phi\right)\right)}{1 - \sqrt{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)} \exp\left(-\left(\frac{\alpha}{2} + j\phi\right)\right)} E_i \right|^2 \quad (3.29)$$

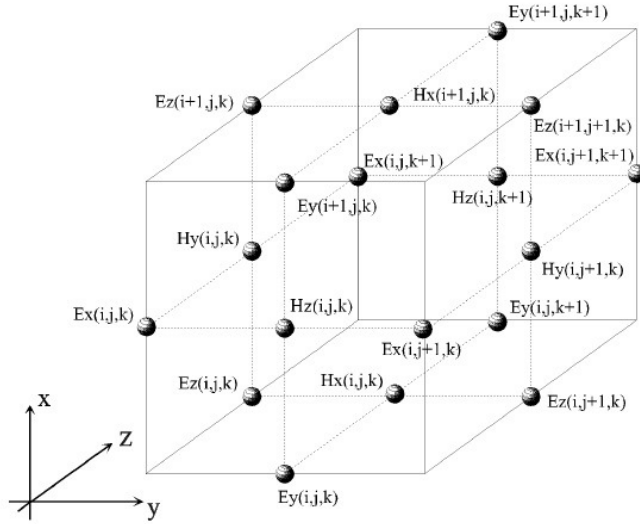
Bu tez çalışmasında tek ana dalgakılavuzundan oluşan sistem ele alınacaktır.

3.5. Optik Ekle-Çıkıkar Çoklayıcıların Nümerik Hesapları

3.5.1. Zaman uzayında sonlu farklar (FDTD) yöntemi

Sonlu Farklar (FD) yöntemi uzun yıllardır bilinmesine rağmen zaman uzayında Maxwell denklemleri için kullanımı ilk kez, 1966 yılında Kano Yee tarafından ortaya atılmıştır. Elektromanyetik dalga yayılımını modelleyen Maxwell denklemlerinin FD ile yazılması ve zamana göre türevlerinin de sayısallaştırılarak genelleştirilmesi ile, Zaman Uzayında Sonlu Farklar olan FDTD olarak adlandırılmıştır. FDTD yöntemi,

Maxwell denklemlerindeki diferansiyel operatörlerin zamanda ve konumda ayrıştırılmasına dayanır.



Şekil 3.8. 3D Yee birim hücresi

3D-FDTD için Yee birim hücresi kullanıldığında elektrik ve manyetik alanların bileşenleri iteratif denklemlerle ele alınır. Önceki bölümde gösterilen Maxwell denklemleri ayrıştırıldığında, n ; zaman adımı ve (i, j, k) ; sırasıyla (x, y, z) deki konum adımları olmak üzere alan bileşenleri:

$$H_x^{\tilde{n}}(i, j, k) = H_x^{\tilde{n}-1}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu_o \Delta z} [E_y^n(i, j, k) - E_y^n(i, j, k-1)] + \frac{\Delta t}{\mu_o \Delta y} [E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i, j-1, k)] \quad (3.30)$$

$$H_y^{\tilde{n}}(i, j, k) = H_y^{\tilde{n}-1}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu_o \Delta z} [E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i-1, j, k)] + \frac{\Delta t}{\mu_o \Delta x} [E_x^n(i, j, k) - E_x^n(i, j, k-1)] \quad (3.31)$$

$$H_z^{\tilde{n}}(i, j, k) = H_z^{\tilde{n}-1}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu_o \Delta y} [E_x^n(i, j, k) - E_x^n(i, j-1, k)] \quad (3.32)$$

$$E_x^n(i, j, k) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_x^{n-1}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_o\Delta x} [E_y^n(i, j, k) - E_y^n(i-1, j, k)] \quad (3.33)$$

$$E_y^n(i, j, k) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_y^{n-1}(i, j, k) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z} [H_z^n(i, j, k) - H_z^n(i, j, k-1)] + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta y} [H_x^n(i, j, k) - H_x^n(i, j-1, k)] \quad (3.34)$$

$$E_z^n(i, j, k) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^{n-1}(i, j, k) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta x} [H_x^n(i, j, k) - H_x^n(i-1, j, k)] + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z} [H_y^n(i, j, k) - H_y^n(i, j, k-1)] \quad (3.35)$$

$$E_x^n(i, j, k) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_x^{n-1}(i, j, k) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta y} [H_x^n(i, j, k) - H_x^n(i, j-1, k)] + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta x} [H_y^n(i, j, k) - H_y^n(i-1, j, k)] \quad (3.35)$$

şeklinde bulunur. Burada $\tilde{n} = n + \frac{1}{2}$ dir. Hücre yapısı nedeniyle 3D-FDTD için, zamanın tam katlarında elektrik alanlar, kesirli katlarında ise manyetik alanlar hesaplanmaktadır. Şekil 3.8'de verilen Yee birim hücresi incelendiğinde FDTD yapısı için aşağıdaki hususlar önem arz etmektedir.

- ✓ Her hücrede üç elektrik ve üç manyetik alan bileşeni vardır. Hücre numaraları (i, j, k) olarak adlandırılır.
- ✓ (i, j, k) hücresinde, örneğin elektrik alanın x-bileşeni $E_x^n(i, j, k)$ ve manyetik alanın y-bileşeni $H_y^{\tilde{n}}(i, j, k)$ aynı indislerle belirtilmelerine karşın hücre içerisindeki konumları farklıdır. Elektrik alan bileşenleri hücrenin soldaki üç kenarın ortalarında, manyetik alan bileşenleri ise üç yüzeyin ortalarında tanımlıdır.

- ✓ Hücre içerisinde farklı konumlarda olmalarının yanısıra elektrik ve manyetik alan bileşenleri arasında zamanda da $\frac{\Delta t}{2}$ kadar fark vardır. Yani $t = 0, \Delta t, 2\Delta t, ..$ anlarında elektrik alan bileşenleri hesaplanırken $t = \frac{\Delta t}{2}, \frac{3\Delta t}{2}, ..$ anlarında manyetik alanlar hesaplanmaktadır.
- ✓ FDTD uzayında herhangi bir noktada alan bileşenleri komşu noktalardaki bileşenlerin aritmetik ortalaması ile bulunur. Örneğin (i, j, k) hücresinin merkezindeki E_z yi bulmak için

$$E_z = \frac{E_z(i, j, k) + E_z(i + 1, j, k) + E_z(i, j + 1, k) + E_z(i + 1, j + 1, k)}{4} \quad (3.36)$$

Eş. 3.36 kullanılmaktadır.

Yukarıdaki verilen denklemler FDTD için iteratif yapıda olduklarından, ilerleyen zaman adımlarında sayısal hatalardan ötürü algoritmanın ırsamaması gerekmektedir. Bunu sağlayan ayrıklaştırma limit değerlerinin saptanmasına kararlılık analizi adı verilir. Tek boyutlu iteratif FDTD denklemleri için kararlılık koşulu aşağıdaki gibidir:

$$c\Delta t \leq \Delta z \quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_o \epsilon_o}} \quad (3.37)$$

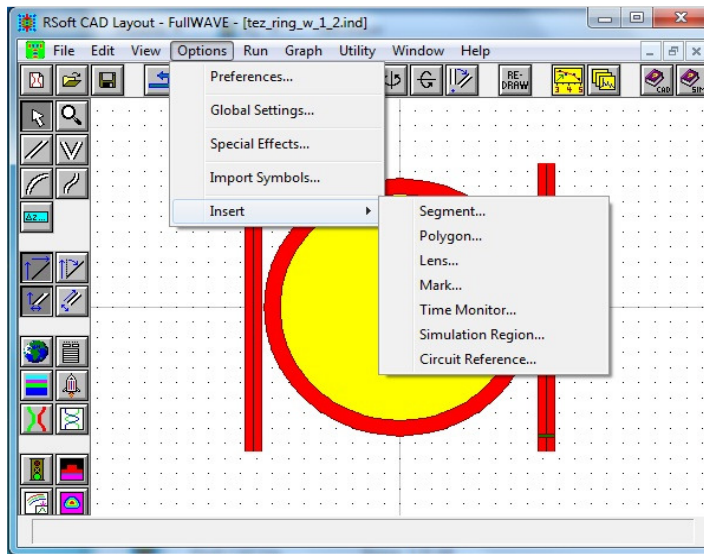
Fiziksel olarak bu koşul, dalganın birim zaman adımında en fazla bir düğümden diğerine yer değiştirebileceğini söylemektedir. Yani k . düğümden $n\Delta t$ anındaki bir olayın etkisinin, komşusu $k \pm 1$. düğümden $(n + 1)\Delta t$ anında izlenebilmesi için, Δt zaman farkında alanların aldığı yolun hücre boyundan büyük olmaması gerekmektedir. Aslında $c\Delta t$ eğer Δz ye yakınsa, elde edilen sonuç ile gerçek çözüm arasındaki fark daha fazladır. Aşağıda 3D FDTD için kararlılık koşulu verilmiştir [13]:

$$c^2\Delta t^2 \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right) \leq 1 \quad (3.38)$$

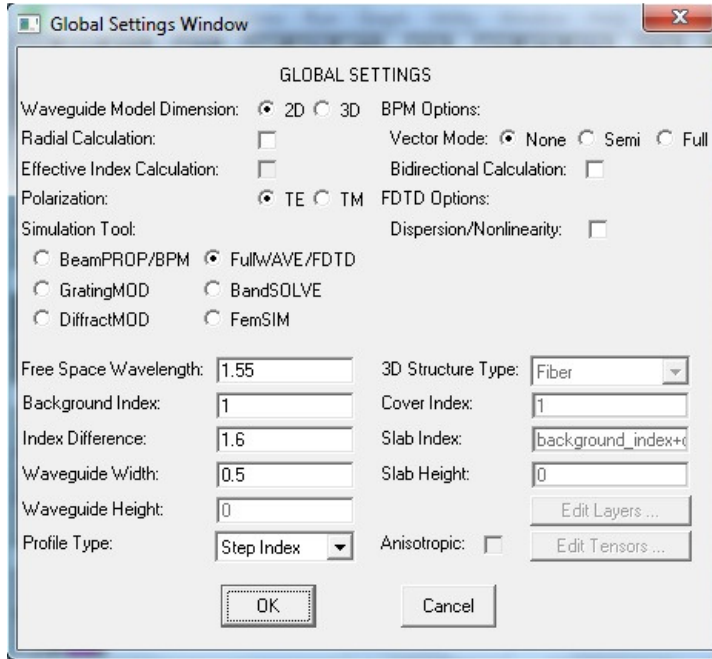
Bir problemi FDTD yöntemiyle çözmeye başlamadan önce kullanılan kaynakların problemin çözümü için yeterli olup olmadığının belirlenmesi gerekmektedir. Zaman tabanlı çalışırken çözümünü istediğimiz en kısa dalga boyuna göre problemin geometrisini belirlemek gerekir. Çünkü hücre sayısı, cismin dalgaboyu cinsinden büyüklüğü ile belirlenmektedir. Tutarlı sonuçlar elde edebilmek için FDTD hücresinin bir kenarı çalışılan minimum dalgaboyunun onda birine eşit veya daha küçük olması gerekmektedir. Hücre sayısı ile bilgisayarın hafızası ile orantılıdır. Örneğin 3 μm yarıçapa ve 225 nm yüksekliğe sahip SOI halka kılavuzunun 3D FDTD benzeşimi için $400*400*89$ hücreye gereksinim vardır. Bu hesaplama için paralel hesaplama yapan süper bilgisayara ihtiyaç duyulmaktadır [14]. Bundan dolayı bu tez çalışmasında 2, 3, 4, 5 mikron yarıçapa sahip halkalar için 2D FDTD kullanıldı. Hesaplamalar 2D de yapıldığı için ilk olarak benzeşimi yapılacak yapının Rsoft-Mode Solver ile etkin indisi hesaplandı.

3.5.2. FDTD benzeşim programı

2D FullWAVE benzeşim programında ilk olarak Şekil 3.10'daki açılış ekranından halka ve ana dalgakılavuzları oluşturuldu. Daha sonra Şekil 3.11'de gösterildiği gibi global setting penceresinden yapının etkin indisi ve geometrik parametreleri girilir.

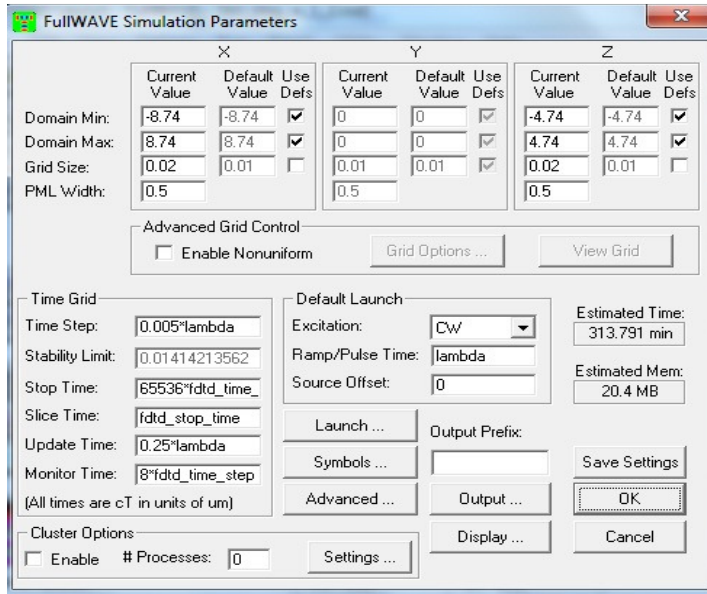


Şekil 3.9. FullWAVE benzeşim programının açılış ekranı



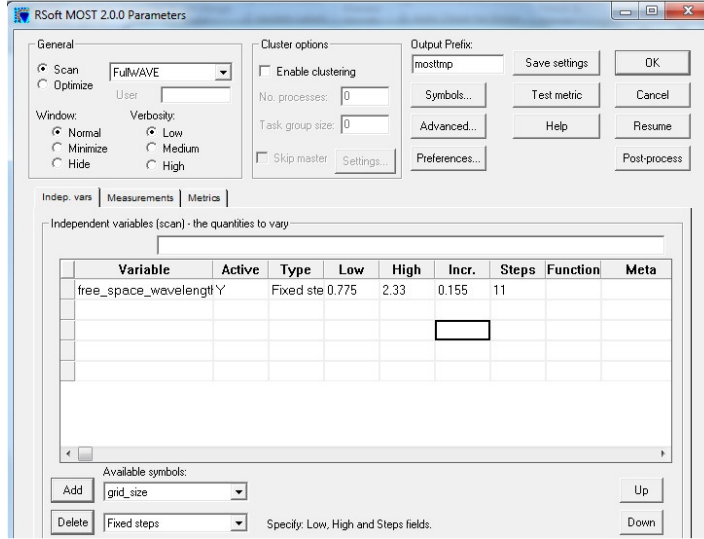
Şekil 3.10. 2D FullWAVE benzeşim programının Global Setting penceresi

3.5.2 bölümünde anlatılan kriterler göz önüne alınarak Şekil 3.12'deki hesaplama penceresinden gerekli olan uzay ve zaman adımları belirlenir.



Şekil 3.11. 2D FullWAVE benzeşim programının hesaplama penceresi

Gerekli tüm parametreler belirlendikten sonra Şekil 3.13'te gösterilen MOST penceresi yardımıyla istenilen hesaplamalar gerçekleştirilir.



Şekil 3.12. 2D FullWAVE benzeşim programının MOST penceresi

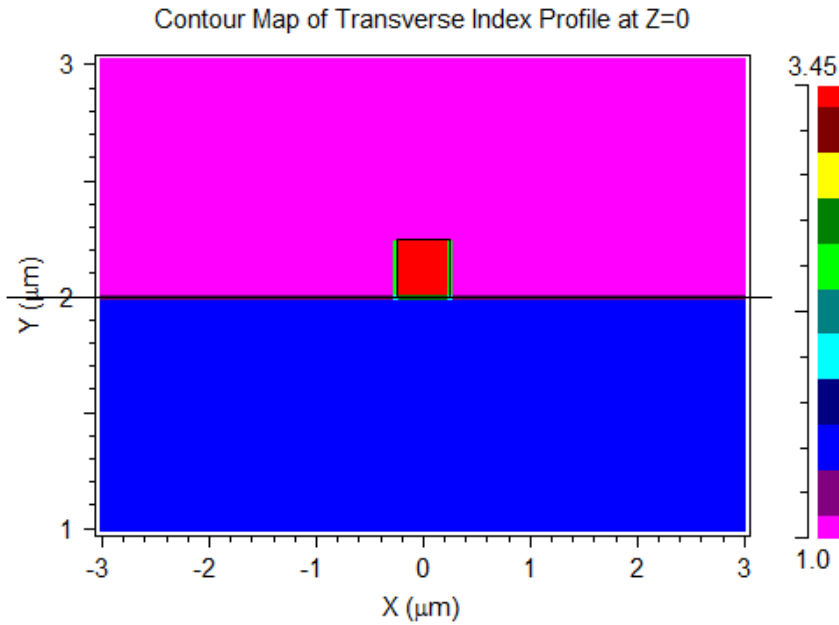
Bu tez çalışmasında FDTD yöntemini esas alan R-soft FullWAVE simülasyon programı kullanıldı. Yukarıda anlatılan nedenlerden dolayı küçük yapılar için 2D-FDTD SOI halka kovuğun benzeşimi yapıldı. İlk olarak R-soft Mode Solver kullanılarak SOI dalga kılavuzunun etkin indisi bulundu. Bu indis kullanılarak $R=3, 4, 5$ ve 6 mikron yarıçapına sahip halka kovuklar için tasarımı yapıldı.

4 .OPTİK EKLE-ÇIKAR ÇOKLAYICILARIN TASARIMI

Bu tez çalışmasında, nümerik yöntemler kullanarak TE polarizasyonunda R= 3, 4, 5 ve 6 mikron yarıçapına sahip SOI ekle-çıkır çoklayıcıların tasarımı yapıldı.

4.1. 2D-FDTD İle SOI Halka Kovuk Tasarımı

Üçüncü bölümde bahsedilen hesaplamalarda kullanılan bilgisayarın bellek kapasitesinin yetersizliğinden dolayı SOI ekle-çıkır çoklayıcıların tasarımı birkaç mikron mertebesindeki yarıçaplarda (3-6 μm) ve daha küçük geometriler kullanılarak 2D FDTD benzeşim yöntemi ile yapıldı. Bu tür küçük yapılar için tek kip şartı Aalto [29] tarafından ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Dalgakılavuzunun genişliği w , yüksekliği h ise $w * h < 0,13 \mu\text{m}^2$ olmalıdır. Yüksek mertebeden kipleri baskılamak için dalgakılavuzunun boyutları 1 μm 'den küçük olmak zorundadır. Bu şartlar altında kullanılan yapının şematik gösterimi Şekil 4.1'de verilmiştir.

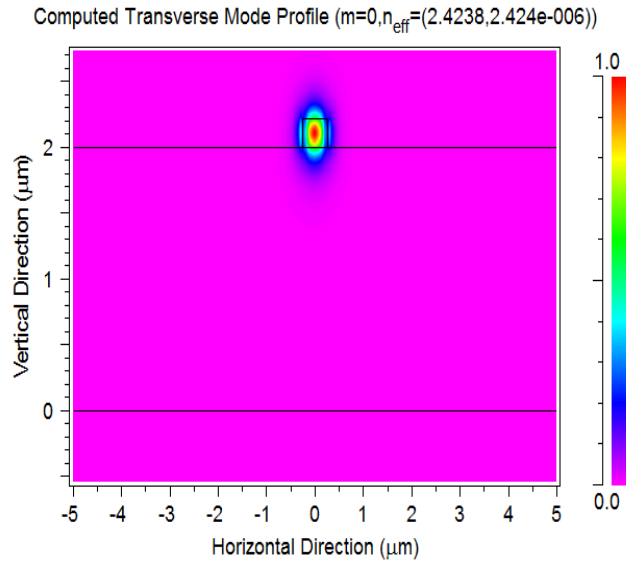


Şekil 4.1. SOI dalgakılavuzunun şematik gösterimi

Çizelge 4.1. Kompakt SOI dalgakılavuzunun tasarımında kullanılan parametreler

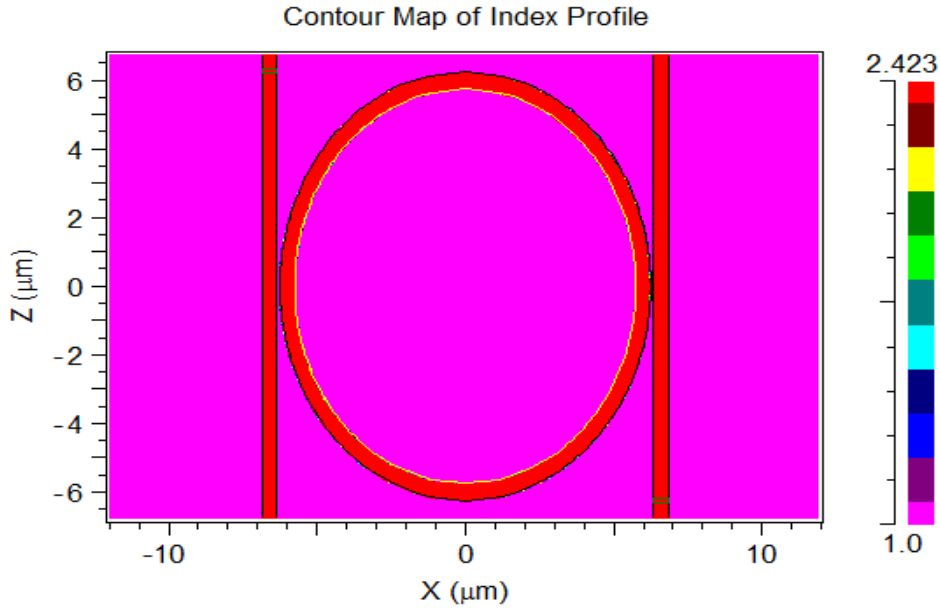
$w \rightarrow 500 \text{ nm}$	$n_{\text{Si}} = 3.47$ $n_{\text{SiO}_2} = 1.45$ $n_{\text{hava}} = 1$
$h \rightarrow 220 \text{ nm}$	$\rightarrow = 1.55$

Çizelge 4.1, SOI dalgakılavuzunun tasarımında kullanılan parametreleri göstermektedir. İki boyutlu benzeşim programı kullanıldığı için öncelikli olarak SOI dalgakılavuzunun etkin indisleri bulundu. Şekil 4.2, bu çalışmada kullanılan tek kipli SOI dalgakılavuzunun etkin indisini göstermektedir.



Şekil 4.2. SOI dalgakılavuzunun kip profili

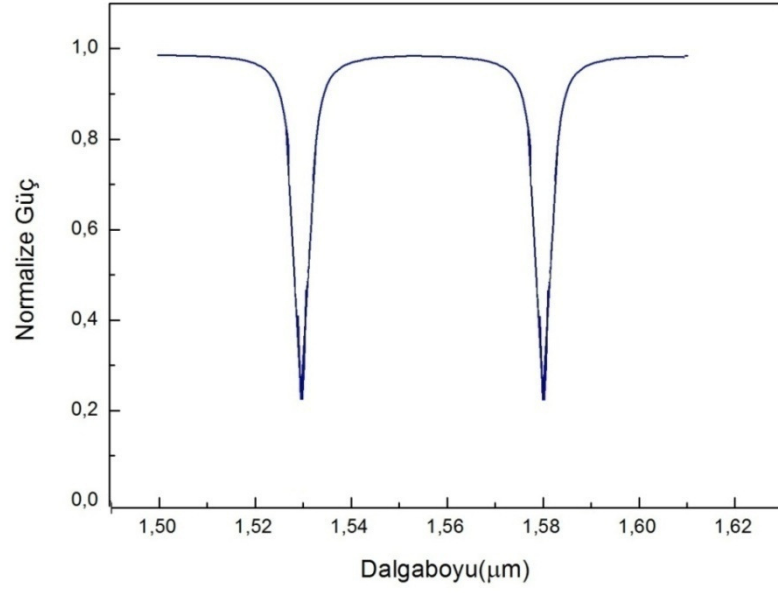
Bu tez çalışmasında hem ana dalgakılavuzu hem de halka kovuk tek kiplidir. Yapının etkin indisleri belirlendikten sonra ticari benzeşim programında Şekil 4.3'te gösterilen yapı oluşturuldu.



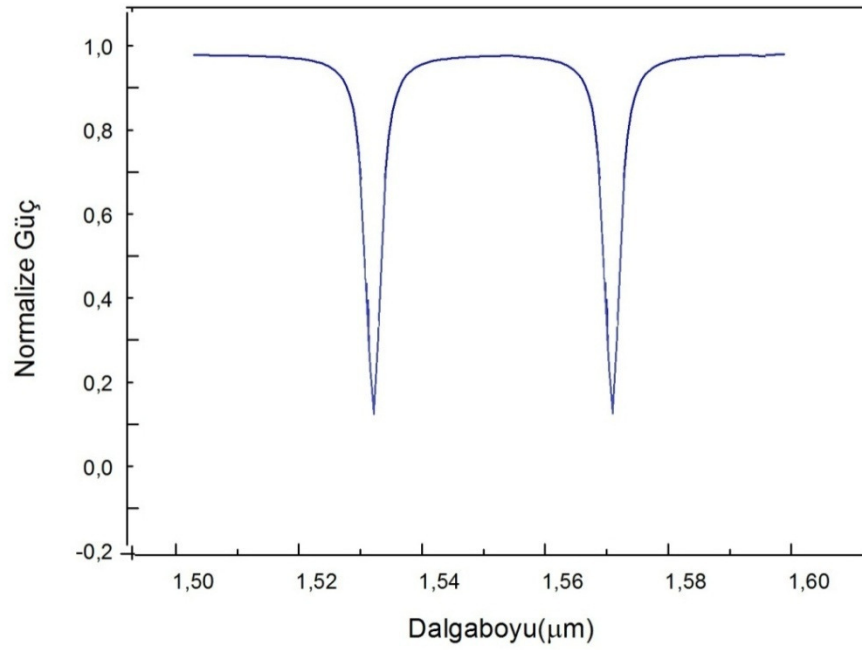
Şekil 4.3. SOI ekle-çıkıkar çoklayıcının indis profili

Geçiş karakteristiklerini belirlemek için sadece TE polarizasyonu kullanılarak $R=3$, 4, 5 ve 6 mikron yarıçapına sahip sistemler belirli dalgaboyu aralıklarında benzeşimi yapıldı. Hesaplamalarda SOI dalgakılavuzlarının boyutları küçüldükçe polarizasyon bağımlılığının arttığı gözlemlendi. TM polarizasyonunda dalgakılavuzunun çok kipli olduğu gözlemlendi. Bu nedenle bu tez çalışmasında sadece TE polarizasyonu için hesaplamalar yapıldı. Ayrıca hesaplamalarda kullanılan bilgisayarın bellek kapasitesinin yetersizliğinden dolayı en çok 6 mikron yarıçapına sahip ekle çıkıkar çoklayıcıların tasarımı yapıldı. Örneğin; 6 mikron yarıçapına sahip ekle çıkıkar çoklayıcıların tasarımı 19 saat sürdü.

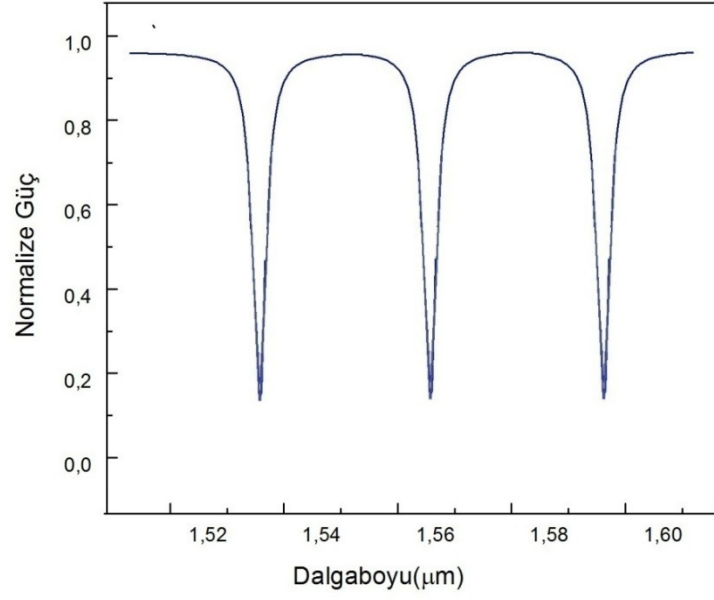
Şekil 4.4, Şekil 4.5, Şekil 4.6 ve Şekil 4.7, farklı yarıçaplara sahip SOI ekle çıkıkar çoklayıcıların TE polarizasyonundaki geçiş özelliklerini göstermektedir. Burada elde edilen pikler Lorentz fonksiyonuna fit edilmiştir.



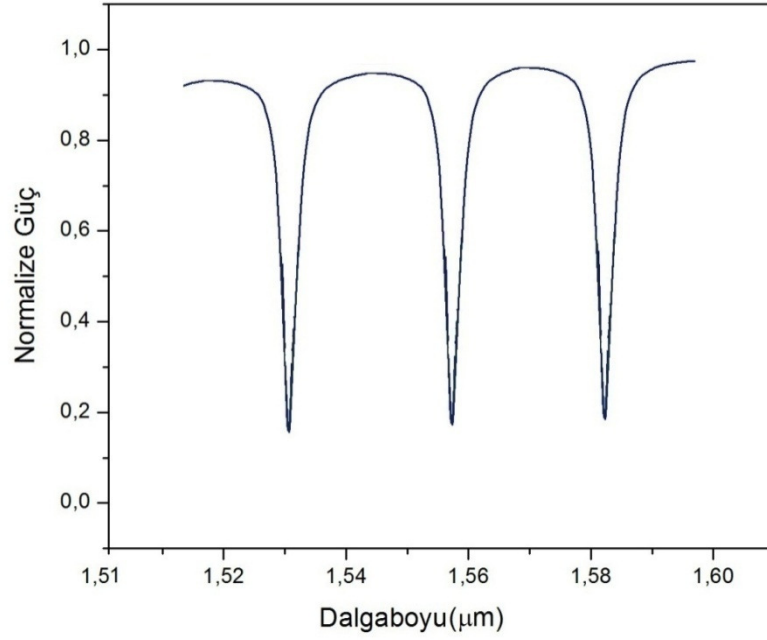
Şekil 4.4. R=3 μm yarıçaplı SOI ekle-çıkara çoklayıcının geçiş karakteristiği



Şekil 4.5. R=4 μm yarıçaplı SOI ekle-çıkara çoklayıcının geçiş karakteristiği



Şekil 4.6. R=5 μm yarıçaplı SOI ekle-çıkar çoklayıcının geçiş karakteristiği



Şekil 4.7. R=6 μm yarıçaplı SOI ekle-çıkar çoklayıcının geçiş karakteristiği

Çizelge 4.2. Halka kovukların rezonans dalgaboyu, serbest spektral aralığı, yarı maksimumdaki tam genişliği

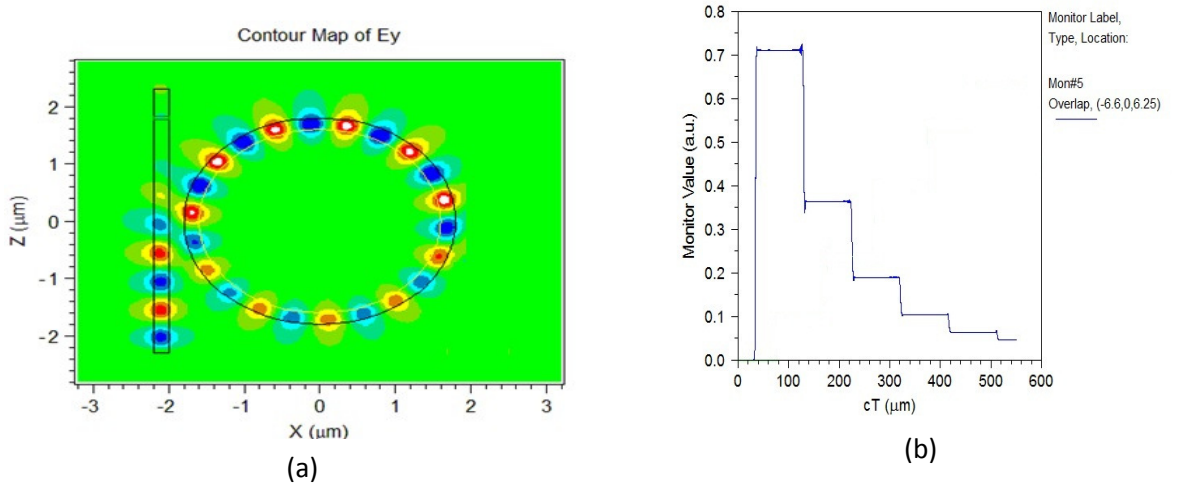
R(μm)	λ_R (nm)	FSR (nm)	FWHM (nm)
3	1580	47	3,3
4	1568	38	3,0
5	1583	30	2,4
6	1581	26	2,5

Çizelge 4.3. Halka kovukların fines ve kalite faktörü

R(μm)	Fines (F)	Kalite Faktörü (Q)
3	14	478
4	12	522
5	12	659
6	10	632

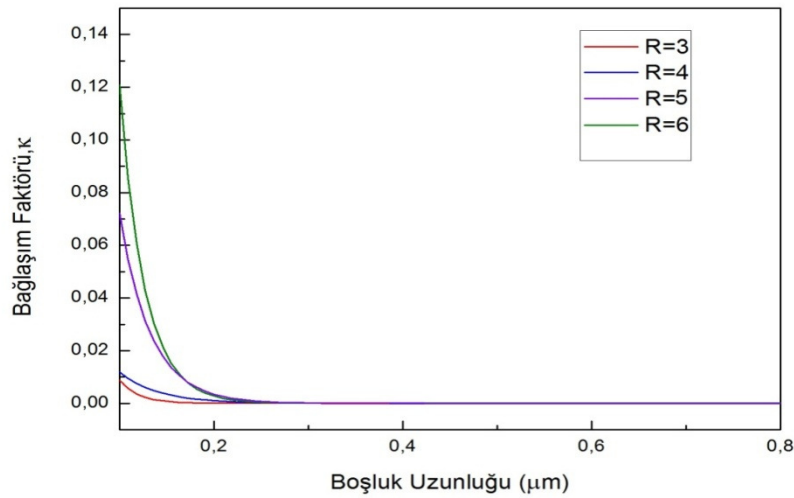
Sonuçlardan görüldüğü gibi FSR, yarıçap ile ters orantılı olarak değişmektedir. Yarıçap azaldıkça sistemin serbest spektral aralığı artmaktadır. Literatürdeki benzer çalışmalara göre örneğin Little ve arkadaşları, 3 μm yarıçapa sahip bir ekle çıkar çoklayıcıda 24 nm FSR ve 250 kalite faktörü elde etmişlerdir[8]. Timotijevic ve arkadaşları 3 μm yarıçapa sahip benzer geometrideki SOI halka çınlaç için 29,7 nm FSR elde etmişlerdir [29].

SOI ekle-çıkarcı çoklayıcı tasarlamak için gerekli bir diğer parametre bağlaşım katsayısı faktörüdür (κ). Bağlaşım katsayıları üçüncü bölümde anlatılan bağlaşım kip teorisi ile analitik olarak hesaplanacağı gibi nümerik yöntemler kullanarak da hesaplanabilir. Ticari benzeşim programı ile Şekil 4.8'deki yapı kullanılarak bağlaşım uzunluğu hesaplanmıştır.



Şekil 4.8. SOI ekle çıkar çoklayıcının bağlaşım katsayısını bulmak için kullanılan yapının (a) şematik gösterimi, (b) çıkış monitörünün sonuçları

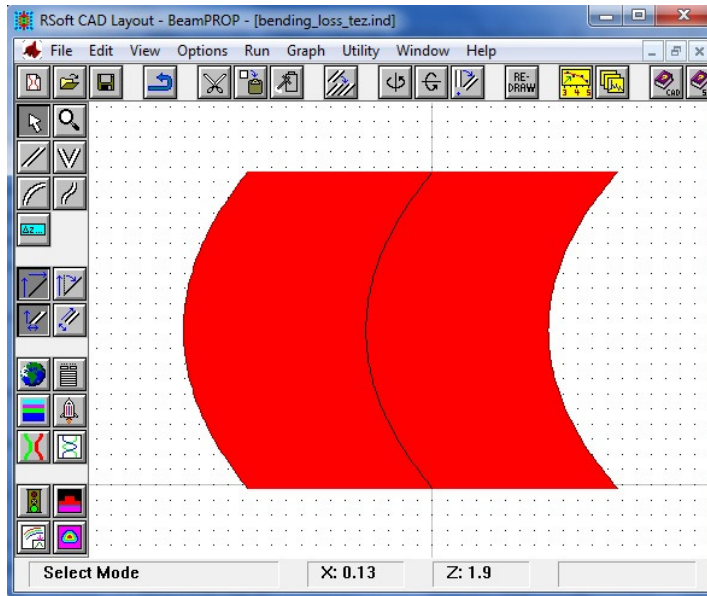
Bağlaşım katsayısını hesaplamak için ana dalgakılavuzunun sonuna bir güç ölçer monitör eklendi (Şekil 4.8 (b)). Böylece halkaya bağlaşan optik güç bu monitör aracılığıyla okunabilecektir. Bu optik gücün miktarı, ana dalgakılavuzu ile halka arasındaki mesafeye ve halkanın yarıçapına bağlıdır. $R=3, 4, 5$ ve $6 \mu\text{m}$ yarıçaplı halkaların, güç bağlaşım faktörünün, boşluk uzunluğuna göre değişimi Şekil 4.9'da verilmiştir.



Şekil 4.9. Bağlaşım faktörünün boşluk uzunluğuna göre değişimi

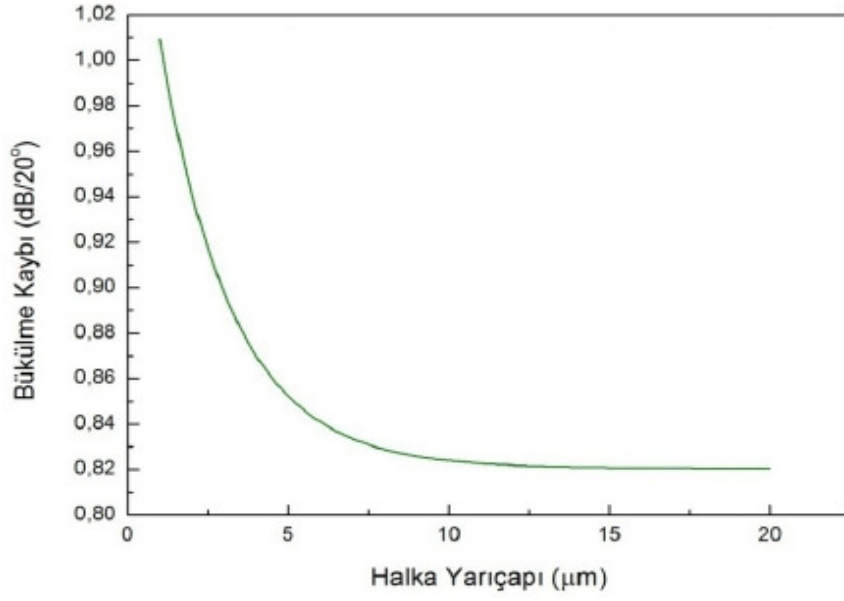
Grafikten anlaşılacağı üzere yarıçap arttıkça bağlaşım da artmaktadır. En iyi bağlaşım, $R= 6$ mikron yarıçapındaki halka ile ana dalgakılavuzu arasında gerçekleşmiştir. Bağlaşım katsayıları, 3, 4, 5 ve 6 mikron yarıçapındaki halkalar için sırasıyla 0,011, 0,012, 0,071, 1,122 dir.

Ekle çıkar çoklayıcılarda diğer önemli parametre bükülme kaybıdır. Halkaların bükülme kayıplarını hesaplayabilmek için Şekil 4.10'te gösterilen eğri bir dalgakılavuzu kullanıldı. Hesaplamalar 20° ye sahip halka dilimi üzerinden yapıldı.



Şekil 4.10. 2D BPM ile hesaplanan eğri dalgakılavuzunun şematik gösterimi

Dalgakılavuzu üzerine yerleştirilen bir monitör aracılığıyla Most menüsü kullanılarak 20° ' lik halka yapıların bükülme kayıpları Şekil 4.11'da verilmiştir. Yerleştirilen monitör dalgakılavuzunun bitimindeki gücü okumaktadır.



Şekil 4.11. Bükülme kaybının halka yarıçapına göre değişimi

Yukarıdaki açıklamaları gözönüne alarak Şekil 4.11’da verilen grafiği yorumlarsak, halkanın yarıçapı ile bükülme kaybının ters orantılı olarak değiştiğini söyleyebiliriz. Bu durumda grafiğe göre 90° lik bir halka için bükülme kayıpları, 3, 4, 5 ve 6 mikron için sırasıyla 4,50, 4,36, 4,27, 4,05 dB/90° dir.

5. OPTİK EKLE-ÇIKAR ÇOKLAYICILARIN ÜRETİMİ

5.1. Üretim Aşamaları

Tez çalışmasının bu bölümünde bir optik ekle-çıkâr çoklayıcı için temel üretim aşamaları anlatıldı. Bunun için sırası ile ısıt oksidasyon, film biriktirme, fotolitografi, aşındırma işlemlerinden bahsedildi ve doktora çalışmaları için yapılan ön çalışmalar sunuldu. Tüm bu üretim aşamaları, Bilkent Üniversitesi Fizik Bölümü İleri Araştırma Laboratuvarlarında Sınıf-100 temiz oda ortamında gerçekleştirildi.

İlk olarak optik ekle-çıkâr çoklayıcıların şekillerini alıtış üzerine aktarabilmek için ticari tümleşik devre şema çizim programı olan MEMS L-Edit kullanılarak farklı geometrilere optik ekle-çıkâr çoklayıcılardan oluşan litografik maske tasarlandı. Daha sonra aşağıda belirticek aşamalara gerçekleştirildi.

5.1.1. Isıt oksidasyon

Si (100) alıtış, aşağıda anlatılan temizlik işleminden geçtikten sonra sızıntı kayıplarını engellemek için üzerine Şekil 5.1'de gösterilen fırın kullanılarak Çizelge 5.1'de verilen şartlarda 2.5 µm kalınlığında ısıt oksit büyütüldü.



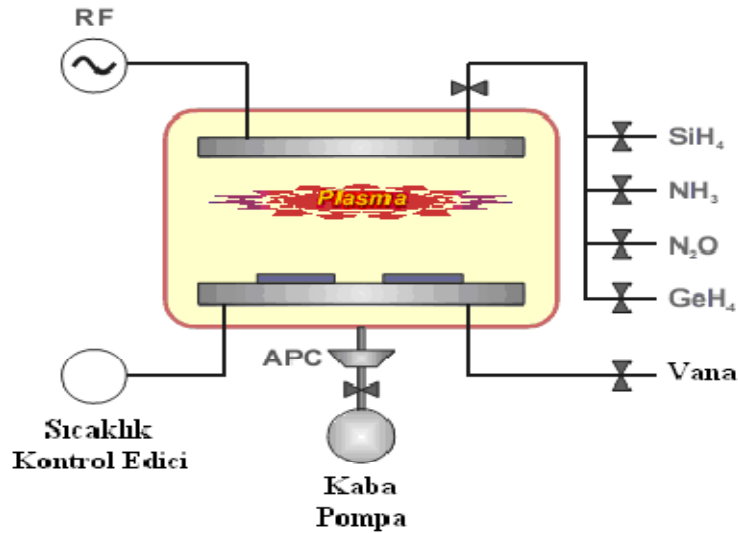
Şekil 5.1. Protherm Honeywell DC104 fırın

Çizelge 5.1. Isıl oksidasyon parametreleri

Sıcaklık	→ 1100°C
Azot	→ 1 L/dk.
Su sıcaklığı	→ 90°C
Süre	→ 9 saat
Kalınlık	→ 2,5 → µm

5.1.2. Film Biriktirme

Yukarıda anlatılan şartlar altında büyütülen bu ısıl oksit tabakası üzerine SiN filmler, farklı çalışma basınçlarında ve sıcaklıklarda, belli akış hızlarında ve plazma güçlerinde plazma destekli buhar biriktirme (PECVD) yöntemi ile üretildi. Plazma-Destekli Kimyasal Buhar Biriktirme (PECVD) yönteminde büyütme sıcaklığı düşük sıcaklıklarda (150⁰C – 350⁰C) gerçekleşebilmekte ve bu yönüyle avantajlı olmaktadır. Yüksek büyütme sıcaklıkları altındaki uygulamalarda difüzyonlar ve benzer sorunlar oluşabilmektedir. Şekil 5.2’de görüleceği gibi Plazma-Destekli Kimyasal Buhar Biriktirme (PECVD) sistemi ana hatlarıyla şu şekildedir.



Şekil 5.2. Plazma-Destekli Kimyasal Buhar Biriktirme (PECVD) sistemi

Sistem, içerisinde plazmanın elde edildiği reaktör, birbirine paralel olan disk şeklindeki iki elektrot, gazların bileşenlerine ayrılması için radyo frekanslı gerilim uygulayan RF jeneratörü, reaktöre kontrollü bir şekilde gaz akışını sağlayan: iğne vana, akış ölçer ve düzenleyicilerin olduğu gaz girişleri ile çıkıştaki mekanik vakum pompasından meydana gelmektedir. Paralel iki elektrot arasına doğru akım (DC) uygulanarak elektrik alanın katkısıyla elektrotlar arasında bir kaç pF değerinde bir kapasitans oluşur ve RF sinyali buraya uygulanır. Gazlar, anot-katot arasına gönderilerek plazmanın sadece bu iki elektrot arasında oluşması sağlanmaktadır. Bu plazma oluşması istenilen kaplamanın cinsine göre ortamda bulunan gazları bileşenlerine ayırır ve alttaş üzerinde ince bir film tabakası halinde kaplanmasını sağlar. Başlangıç olarak bu teknikte tabakalar arasına uygulanan elektrik alan ortamda bulunan gazların kinetik enerjilerinin artmasına ve bu sayede bu sayede gaz ortamından ayrılan bazı gaz moleküllerin iyonize olmasına sebep olur ve iyonize olmuş moleküllerin birbirleri arasında etkileşimleri sonucunda reaksiyon başlatılır. İşlem devam ederken, ortamda yeni elektronlar üretilmesi durmaz ve bu oluşum plazmanın oluşumu ile sonuçlanır. PECVD kaplama hızını etkileyen parametreler; Sıcaklık, basınç, gaz akış hızı, kısmi gaz akış hızı ve RF gücüdür. Çizelge 5.2, SiN büyütme için kullanılan parametreleri vermektedir.

Çizelge 5.2. SiN büyütme parametreleri

SiH ₄	→	180 sccm (standard cubic centimeter per minute)
NH ₃	→	45 sccm
Basınç	→	1000 mTorr
RF Güç	→	10 W
Sıcaklık	→	250°C
Süre	→	50 dk.

5.1.3. Fotolitografi

Bölüm 5.1’de bahsedilen maske üzerinde bulunan cihazın şeklini bir yonga üzerine transfer etmek için fotolitografi yöntemi kullanıldı. Burada dikey bağlaşık bir optik ekle-çıkartıcı çoklayıcının üretim aşamaları anlatılacaktır. Bundan dolayı iki aşamalı litografi işlemi yapılacaktır. Bu aşamalardan biri düz dalgakılavuzları, diğeri ise kovukları (halka veya disk) oluşturmak için yapılacaktır. Fotolitografi işlemine başlamadan önce Çizelge 5.3’te verilen işlemleri içeren alttaşı temizliği yapıldı.

Çizelge 5.3. Alttaşı temizliğindeki aşamalar

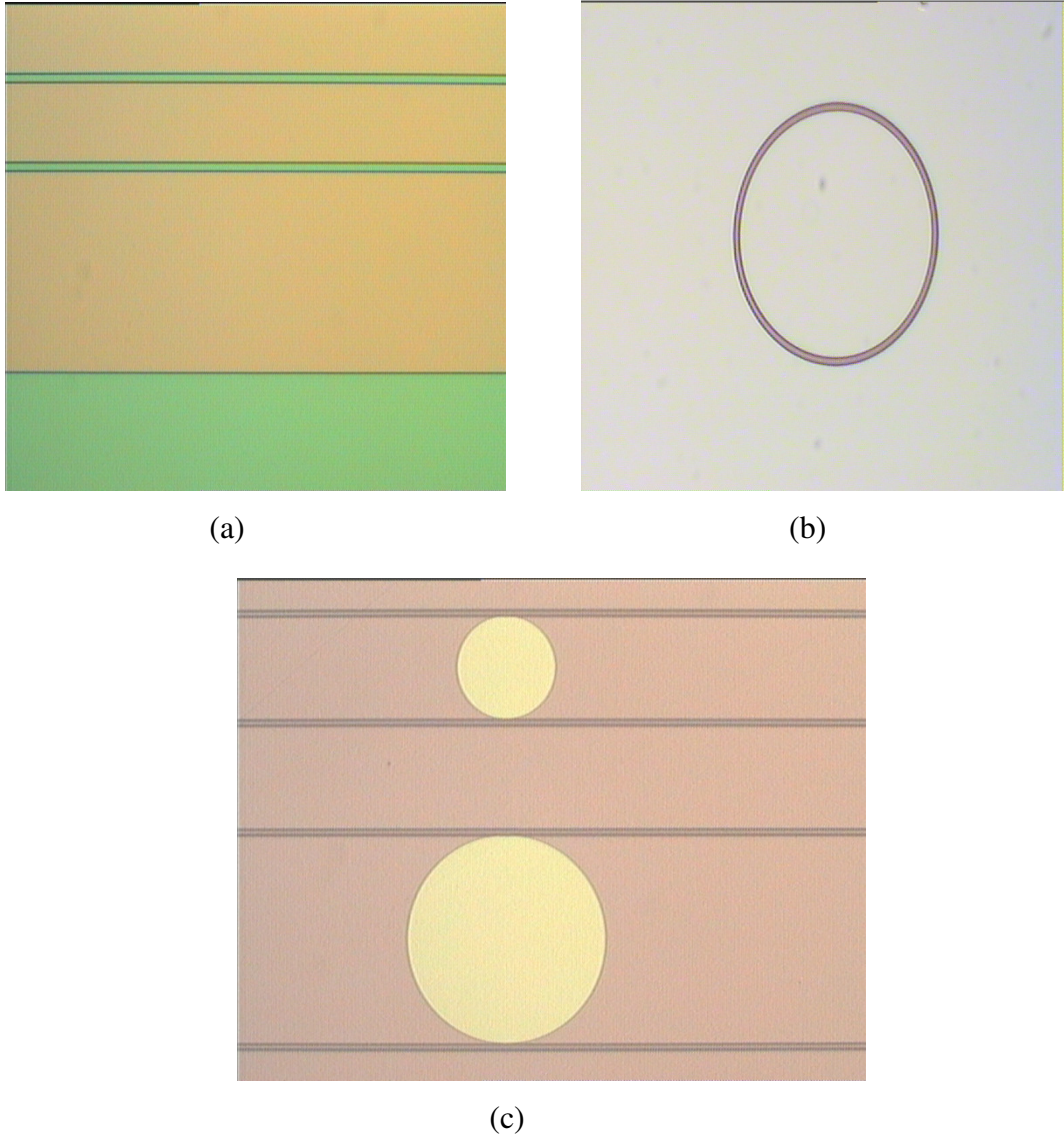
H ₂ SO ₄ (Sülfürik asit) : H ₂ O ₂ (Hidrojen peroksit) = 3:1 → Piranha çözeltisi
DI su ile 2-5 dk. yıkama
HF (Hidroflorik asit) (50%) : DI su = 100 : 1
DI(Deiyonize) su ile 2-5 dk. yıkama
120 °C’de 5 dk kurutma.

Litografi işleminde, ışığa doğrudan maruz kalan bölgelerin kimyası bozulurken ışığa maruz kalmayan bölgelerin kimyası bozulmaz. Bunun için örnek döndürücü (spinner) cihaza (Karl Suss Model SM 120 Spinner) yerleştirildi. Fotorezist (PR) ile örneğin yüzeyinin daha iyi yapışması için yüzeye HMDS (100 % HexaMethylDisilazene) damlatıldı. Örnek 5000 rpm 50 sn. ‘de döndürüldü. Bu süre sonunda, tüm yüzeyi kaplayacak biçimde AZ 5214E fotorezist damlatıldı. Aynı rpm ve süre döndürüldükten sonra 110 °C ‘ de 50 sn. ısıtıldı. Daha iyi bir litografi için örneğin kenarlarındaki kalın PR, asetonlu bir çubuk veya kenar kaldırmak için özel maskeleme işlemi kaldırıldı. Bu işlemler sonunda yaklaşık olarak 1400 nm kalınlığında PR film elde edildi. Üretim boyunca kalınlıkların ölçümü profilometre ile yapıldı (Sloan Dektak 3030ST Surface Texture Analysis System). Bu işlemlerden

sonra örnek ve maske, hizalandırıcı cihazına (Karl-Suss MJB-3 HP/200W Mask Aligner) yerleştirildi. Örnek ve maske hizalandıktan sonra örnek 60 sn. boyunca 3 mW gücünde UV ışığa maruz bırakıldı. Hemen sonra örnek (AZ 400K) KOH :DI su = 1 :4 çözeltisine daldırıldı. Böylece UV ışığına maruz kalan bölgeler ortamdaki uzaklaştırıldı ve bol diyonize su ile yıkandı. Daha sonra yüzeyde kalan PR, aşındırma işleminde maske olarak kullanılmak üzere 120 °C ' de 2 dk. ısıtıldı. Böylece dalga kılavuzları aşındırma işlemi için hazır hale getirildi. Resim 5.1, aşağıda verilen Çizelge 5.4'teki parametreler kullanılarak oluşturulmuş optik mikroskop görüntülerini vermektedir.

Çizelge 5.4. Kovuklar ve dalgakılavuzları için kullanılan fotolitografi parametreleri

5000 rpm 50 sn → HMDS (yapışmayı güçlendirici)
5000 rpm 50 sn → AZ 5214E PR
110 °C 50 sn. → Ön ısıtma
3 mW 60 sn. → UV ışıklandırma
30 sn. → KOH :DI su (development)
120 °C 2 dk. → Sert ısıtma

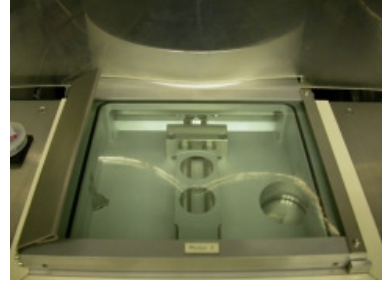


Resim 5.1. Fotolitografi ile oluşturulmuş dalgakılavuzları (a), halka (b) ve disk ekleçkar çoklayıcıların (c) optik mikroskop görüntüleri

5.1.4. Aşındırma

Aşındırma işlemi için genel olarak ıslak ve kuru aşındırma teknikleri kullanılır. Her iki teknikte de maskesiz alan istenilen kalınlıkta aşındırılır. Bu çalışmada kuru aşındırma işlemi bir plazma reaktörü içinde plazma yardımıyla gerçekleştirildi. Bu aşındırma işlemi reaktif iyon aşındırma (RIE) olarak adlandırılır. Kuru aşındırma anizotropik aşındırma profiline sahiptir. Yani değişik kristal doğrultularında farklı hızlarda aşınma meydana gelir. Islak aşındırma ise plazma ortamında değil kimyasal

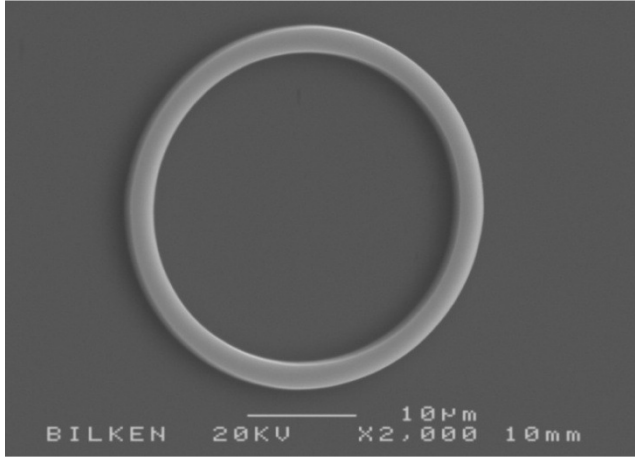
bir çözeltilinin içerisinde gerçekleşir. Aşındırma profili izotropiktir yani kuru aşındırmanın aksine her yöne aşınma gerçekleşir. Resim 5.2, bu çalışma ile yapılan kuru aşındırma örneğinin SEM görüntüsünü göstermektedir.



Şekil 5.3. Kullanılan kuru aşındırma cihazı

Çizelge 5.5. Kovuklar ve dalgakılavuzları için kullanılan aşındırma parametreleri

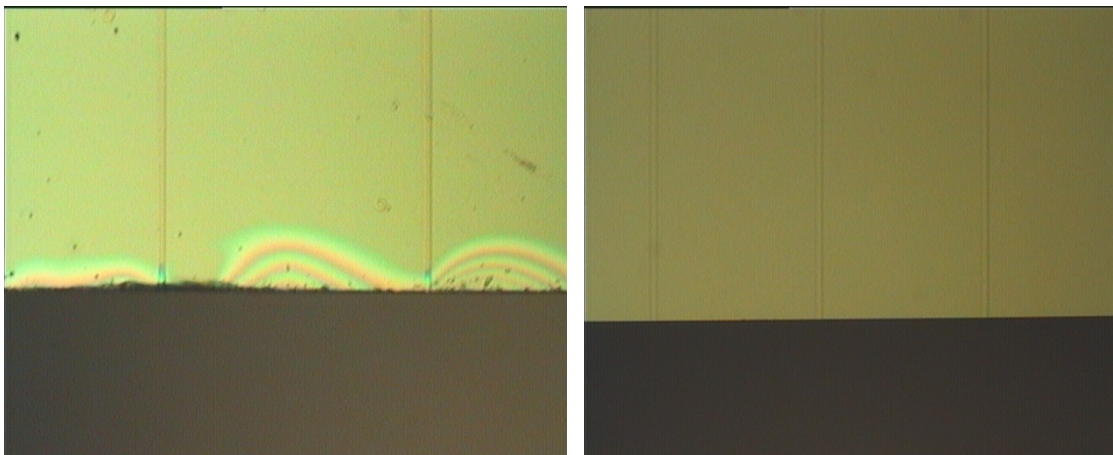
SF ₆	→	26 sccm
O ₂	→	7 sscm
Basınç	→	26 → barr
RF Güç	→	50 W
Süre	→	20 dk.



Resim 5.2. Kuru aşındırma ile aşındırılmış halka kovuğun SEM görüntüsü

5.2. Ölçüm

Ölçme işlemi basit olarak dalga kılavuzunun bir yüzeyinden gücü bilinen bir ışığın girmesi ve bu gücün dalga kılavuzunun diğer yüzeyinden ölçülmesidir. Kayıp ölçümü için çeşitli teknikler vardır. Bu tez çalışmasında aşağıda daha detaylı anlatılacak olan butt bağlaşım tekniği kullanılmıştır. Ölçüm sonucunda ışığın dalga kılavuzuna giriş kayıplarını ve ışığın dalga kılavuzu içerisinde ilerleme kayıpları ölçülür. Ölçme işlemine başlamadan önce üretilen yongaların ışığın girdiği kısım optik olarak parlatılır.



Resim 5.3. Optik olarak pürüzlü (solda) ve pürüzsüz (sağda) yüzey

Işık dalga kılavuzuna girerken ve çıkarken bu hasar görmüş yerlerden saçılacağından yüzeyler olabildiğince pürüzsüz olmalıdır. Resim 5.3, düzgün kesilmiş bir dalga kılavuzunu göstermektedir.

5.2.1. Ölçme yöntemi

BCB dalga kılavuzlarının optik kayıp karakterizasyonları için cut-back metodu ile butt bağlaşım metodu kullanıldı. Butt bağlaşım tekniğinde yaklaşık 9 μ m çapındaki tek kipli fiber dalga kılavuzunun yüzeyine değmeyecek kadar iyice yaklaştırılır. Toplam giriş gücünü bulmak için lazer ışığı bir mikroskop objektivine odaklanır ve Ge dedektörü yardımıyla bir optik powermetre ile doğrudan ölçülür. Bu işlem ölçülecek her parça için tekrarlanır. Kesilmiş her örnek üzerindeki 5-10 dalga kılavuzundan, çıkış gücü ölçülür. Her bir uzunluk için alınan ölçümlerin ortalaması alınır. Bu ortalamalar önceki bölümlerde anlatılan dB cinsinden ölçülür. Bu ölçüm sonuçları, optik giriş kaybını verecektir. Giriş kaybını, fiberin giriş ve çıkışta dalgakılavuzuna bağlaşırken oluşan kayıplar ile dalgakılavuzunun içerisinde ilerleme kayıplarını içermektedir. Giriş kaybı değerleri herbir dalgakılavuzunun uzunluğunun fonksiyonu olarak çizilirse, grafiğin eğimi, ilerleme kaybını verirken y eksenini kestiği nokta ise giriş kaybını verir.

6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Günümüzde internet ve bilgi teknolojileri hızla gelişmekte veri, video, ses ve görüntü trafiği sürekli artmaktadır. Bu nedenle bilgisayar ağlarında taşınan veri miktarı da üstel bir biçimde artmaktadır. Bu durum, sürekli daha fazla bant genişliği gereksinimini doğurmaktadır. Artan bu talebi mevcut ağ altyapıları ile karşılamak yakın gelecekte çok zor görülmektedir. Optik fiberler artan talebi karşılamak amacıyla kullanılacak iletişim kanalları için mevcut seçenekler içinde en güçlüsüdür. Her ne kadar fiber optik kabloların bant genişlikleri diğer iletim elemanlardan yüksek olsa da fiber kanalın sunduğu bant genişliğinden olabildiğince yararlanabilmek için farklı çoklayıcı teknikler kullanılması gerekmektedir. Optik Dalgaboyu Bölmeli Çoklayıcı (WDM), fiber optik iletişim ağının kapasitesini artırmak için en temel yoldur.

Tümleşik optik alanda son birkaç yıl içinde, çok geniş ölçekli optik tümleşik cihazların gelişimi nedeniyle mikro halka kovuk sistemleri üzerine büyük bir ilgi oluşmuştur. Kovuk sistemlerinin sadece optik ağlarda uygulama alanı bulmadığı, aynı zamanda sensör ve biyosensör olarak da kullanılabileceği gösterildi. Günümüzde, artık birçok tümleşik optik çalışma tümleşik halka ve disk kovuk sistemlerinin üretimi ve karakterizasyonu üzerine temellenmektedir. Genel olarak optik kovuk bir veya birbirine paralel iki tane dalgakılavuzu arasına veya üzerine yerleştirilmiş halka biçimli dalgakılavuzundan oluşan sistemdir. Işık, bir fiber optik kablo ile giriş dalgakılavuzuna gönderildiğinde belirli bir dalgaboyunda kısmen halka ile bağlanır ve kovuk içinde ilerler. Halka kovuk içerisindeki ilerleyen ve üstüste binen elektromanyetik dalgalar arasındaki faz farkı 2π nin tam katlarına eşit ise bu durumda halka içinde yapıcı girişim oluşur, faz farkı 2π den farklı ise yıkıcı girişim oluşur. Tam yapıcı girişim bir çınlama (resonance) halidir ve kovuk ana dalgakılavuzu ile bağlaştığında ana kılavuzdan kovuğa aktarılan enerji de ani artış gözlenir.

Bu tez çalışması, farklı yarıçaplara sahip (3-6 mikron) Optik Ekle Çıkar Çoklayıcıların tasarımı üzerine temellenmektedir. Bu tasarım, Yalıtkan Üstü Silisyum

(SOI) ile gerçekleştirildi. Tasarım için Işın İlerleme Metoduna (BPM) ve Zaman Uzayında Sonlu Farklar (FDTD) yöntemine dayalı nümerik benzeştirmeler kullanıldı.

SOI dalgakılavuzlarının ilk olarak etkin indisleri etkin indis metodunu esas alan Rsoft-Mode Solver kullanılarak hesaplandı. Daha sonra bükülme kayıpları ve çiftlenme oranları FDTD yöntemini esas alan Rsoft FullWAVE benzeşimi kullanılarak hesaplandı. Aynı geometriye sahip SOI dalgakılavuzları 3-6 μm yarıçaplı ekle çıkar çoklayıcıları tasarlamak için kullanıldı. Ayrıca, doktora öncesi ön çalışma olarak optik ekle-çıkarcı çoklayıcıların üretiminden bahsetildi ve Bilkent Üniversitesi İleri Araştırmalar Laboratuvarında üretilen optik ekle-çıkarcı çoklayıcıların optik mikroskop ve SEM görüntüleri sunuldu.

Bu ekle çıkar çoklayıcıların tasarımları ayrıntılı olarak sunuldu. Böyle yapılar kompakt bir yapıya sahip olduğu için bu sıkıştırılmış boyutlarda SOI dalgakılavuzunun polarizasyon bağımlılığı artmaktadır. Bu tez çalışmasında sadece TE polarizasyonu için hesaplamalar yapılmıştır. Kovukların yarıçapları 6 μm 'den 3 μm 'ye düşürülünce serbest spektral aralıkları (FSR) 26 nm'den 47 nm'ye çıktığı görüldü. 632 kalite faktörlerine (Q) sahip SOI kovuklar elde edildi. Ayrıca bükülme kayıplarının bükülme kayıpları, 3, 4, 5 ve 6 mikron yarıçapları için sırasıyla 4,50, 4,36, 4,27, 4,05 dB/90° bulunmuştur. Bu tez çalışmasında, kompakt ve küçük yarıçaplı halka kovuklar kullanıldığı için arzu edilen kalite faktörlerine ulaşamamıştır. Ancak yüksek FSR değerleri elde edilmiştir. Literatürdeki benzer çalışmalara göre örneğin Little ve arkadaşları, 3 μm yarıçapa sahip bir ekle çıkar çoklayıcıda 24 nm FSR elde etmişlerdir [8]. Timotijevic ve arkadaşları ise 3 μm yarıçapa sahip benzer geometrideki SOI halka çınlaç için 29,7 nm FSR elde etmişlerdir [29].

Küçük halkalar daha fazla optik kayıba neden olurlar ve üretim teknolojileri daha zordur. Kayıpları azaltmak ve üretim teknolojisini kolaylaştırmak için daha büyük halkalarda daha geniş FSR değerleri elde etmek gerekmektedir. Ancak FSR, halkanın yarıçapı ile ters orantılıdır. Bu kısıtlamayı kaldırmak ve serbest spektral aralığın

sınırlamasının aşılması sağlamak üzere ana dalgakılavuzu ile kovuğun bağlaşımının niteliğini değiştirmek gerekir. Bu da, her iki optik elemanın farklı kırılma indisine sahip malzemelerden yapılmasını gerektirmektedir. Bağlaşım kip kuramına (coupled mode theory) göre ana dalgakılavuzu ile kovuk arasında bağlaşım olması için her iki optik elemanın etkin kırılma indisinin eşit olması gerekir. Ancak farklı kırılma indislerine sahip tek kipli ana dalgakılavuzu ile kovuk arasında bu şart sağlanmaz. Malzeme kırılma indislerinin farklı olması durumunda, etkin kırılma indislerinin eşitlenebilmesi için geometrik faktörlerin yanısıra çok kipli kovukların da kullanılması olasıdır. Kip sayısı arttıkça etkin indis düşeceğinden, ana dalgakılavuzu ile çok kipli kovuğun tek bir dalgaboyunda bağlaşması mümkün olur.

Sonuç olarak, dalgakılavuzu-halka kovuk tümleşik optik sistemlerinde en önemli sorunların başında FSR nin artırılması gelir. Bu artış halkanın yarıçapının küçültülmesi ile elde edilir. Küçülen halkaların bükülme kaybı daha büyük olur. Bu da daha hassas üretim teknikleri gerektirir. Bunu gerçekleştirmek için birbirinden farklı malzeme kırılma indisine sahip ana dalgakılavuzu ile halka kovuk entegre edilmelidir.

KAYNAKLAR

- 1- Marcatili E.A., "Bends in optical dielectric guides", *J. Bell Syst. Techn.*, 48: 2103-2132 (1969).
- 2- Marcatili E.A., "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics", *J. Bell Syst. Techn.*, J. 48: 2071-2101 (1969).
- 3- Alferness R. and Cross P.S., "Filter characteristics of codirectionally coupled waveguides with weighted coupling", *IEEE J. Quantum Electron*, QE-14: 843-847 (1978).
- 4- Havisto J., Pajer G.A., "Resonance effects in low loss ring waveguides", *Opt. Lett.*, 5: 510-512 (1980).
- 5- Hida Y., Imamura S., Izawa T., "Ring resonator composed of low loss polymer waveguides at 1,3 μm ", *Electron Lett.*, 28:1314-1316 (1992).
- 6- Rafizadeh D. Zhang J.P. Hagness S.C. Taflove A., Stair K.A., Ho S.T., "Temperature tuning of micro cavity ring and disk resonators at 1.5 μm ", *Proc. IEEE LEOS Ann. Meet.*, 26:162-163 (1997).
- 7- Little B.E., Chu S.T., Haus H.A., Foresi J. And Laine J.-P., "Microring resonator channel dropping filters", *J. of Lightwave Techn.* 15:(6) 998-1005 (1997).
- 8- Little B.E., Foresi J.S., Steinmeyer G., Thoen E.R., Chu s.T., Haus H. A. Ippen E.P., Kimerling L.C. an Greene W., "Ultra compact Si-SiO₂ micro ring resonators optical channel dropping filters", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 10 (4): 549-551 (1998).
- 9- Hagness S., "FDTD computational electromagnetics modeling of microcavity lasers and resonant optical structures", Ph. D.Thesis, *Northwestern University USA*, 16-19 (1998).
- 10- Abramow A.A., Eggleton B.J., Rogers J.A., Espindola R.P., Hale A., Windeler R.S. Strasser T.A., "Electrically tunable efficient broad-band fiber filter", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11: 445-447 (1999).
- 11- Absil P.P., "Microring resonators for wavelenght division multiplexing and integrated photonics", Ph. D.Thesis, *University of Mryland College Park USA* 40-45 (2000).
- 12- Rhodes G.H.V., Goldberg B.B., Ünlü M.S., Chu S.-T. and Little B.E., "Internal spatial modes in glass microring resonators", *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(1): 4-53 (2000).

- 13- Başığmez E., “FDTD ve Mom teknikleriyle bazı anten dizilerinin tanımlanması”, *ITÜ Fen Bilimleri Enstitüsü*, İstanbul 13-20 (2000).
- 14- Vanhoutte M., “Biosensors based on circular resonator with vertical outcoupling structures”, Master of Science Thesis, *Ghent University*, Belgium 31-35 (2006).
- 15- Rabus D.G. Hamacher M., Troppenz U., Heidrich H., “Optical filters based on ring resonators with integrated semiconductor optical amplifiers in GaInAsP/InP”, *IEEE J. Select Topics Quantum Electron*, 6:1405-1411 (2002).
- 16- Chen W.Y., Grover R., Ibrahim T.A., Van V., Herman W.N., Ho P.T., “High finesse laterally coupled single mode benzocyclobutene microring resonators”, *IEEE Photon Techn. Lett.*, 16:470-472 (2004).
- 17- Rabiei P., Steier W.H., Zhang C., Wang C.G., Lee H.J., “Polymeric microring modulator with 1 THz FSR”, *Lasers and Electro-Optics, CLEO* (2002).
- 18- Öztürk C., Huntington A., Aydınli A., Byun Y.T. and Dağlı N., “Filtering characteristics of hybrid integrated polymer and compound semiconductor waveguides”, *J. of Lightwave Technology*, 20(8):1530-1534 (2002).
- 19- Öztürk C., Chen Yi-Jen and Dağlı N., “Polymer/compound semiconductor hybrid micro resonators with very wide free spectral range”, *Lasers and Electro-Optics Society, The 15th Annual Meeting of the IEEE*, 2:744-745 (2002).
- 20- Ibrahim T.A., Van V., Ho P.T., “All optical time division demultiplexing and spatial pulse routing with GaAs/AlGaAs microring resonator”, *Opt. Lett.*, 27: 803-805 (2002).
- 21- Ibrahim T.A., Cao W., Kim Y., Li J., Goldhar J., Ho P.T., Lee C.H., “All optical switching in a laterally coupled microring by carrier injection”, *IEEE Photon Technol. Lett.*, 15:36-38 (2003).
- 22- Ibrahim T.A., Grover R., Kuo L.C., Kanakaraju S., Calhoun L.C. Ho P.T., “All optical AND/NAND logic Gates using semiconductor microring resonators”, *IEEE Photon Technol. Lett.*, 15:1422-1424 (2003).
- 23- Ibrahim T.A., Cao W., Kim Y., Li J., Goldhar J., Ho P.T., Lee C.H., “Lightwave switching in semiconductor microring by free carrier injection” *IEEE J. of Lightwave Technol.*, 21:2997-3003 (2003).
- 24- Grover R., “Indium phosphide based optical microring resonators”, Ph. D.Thesis, *University of Maryland College Park USA* 7-8 (2003).

- 25- Rabiei P., "Electro optic and thermo optic polymer micro ring resonators and their application", Ph. D.Thesis, *University of Southern California* USA 30-32 (2003).
- 26- Melloni A., Costa R., Monguzzi P., Martinelli M., "Ring resonator filters in silicon oxynitride technology for dense wavelength division multiplexing systems", *Opt. Lett.*, 28(17): 1567-1569 (2003).
- 27- Aydınlik Beechteler A.S., Sevgi L., "Mikro dalga oyuklu rezonatörün gerçekleştirilmesi, analitik ve sayısal analizi", *ITÜ Dergisi*, Aralık 2(6):11-18 (2003).
- 28- Tan F., "Integrated optical filters based on microring resonators", Ph. D.Thesis, *University of Twente*, ISBN 90-365-2223-1, Holland (2004).
- 29- Timotijevic B.D., Reed G.T., Jones R., "Small optical filters in silicon-on-insulator", *3rd IEEE International Conference*, 1-4244-0096-1 (2004).
- 30- Geuzebroek D., "Flexible optical network components based on densely integrated microring resonators", Ph. D.Thesis, *University of Twente*, ISBN 90-365-2258-7, Holland (2005).
- 31- Leinse A., "Polymeric microring resonator based electro opti modulator", Ph. D.Thesis, *University of Twente*, ISBN 90-365-2168-8, Holland (2005).
- 32- Hiremath K.R., "Coupled mode theory based modeling and analysis of circular optical microresonators", Ph. D.Thesis, *University of Twente*, ISBN 90-365-2267-6, Holland (2005).
- 33- Jones T.B., Hochberg M., Walker C. and Scherer A. "High Q optical resonators in silicon on insulator based slot waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, 86: 081101-1-3 (2005).
- 34- Gardner D.S., Brongersma M.L., "Microring and microdisk optical resonators using silicon nanocrystals and erbium prepared using silicon technology", *Opt. Materials*, 27:804-811 (2005).
- 35- Ay F., "Silicon based dielectrics: growth, characterization and applications in integrated optics", Doktora Tezi, *Bilkent Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara 119-121 (2005).
- 36- Kıyat I., Aydınli A., and Dağlı N., "High Q silicon-on insulator optical rib waveguide racetrack resonators", *Opt. Express*, 13(6):1900-1905, (2005).
- 37- Scheuer J., Yariv A., "Fabrication and characterization of low-loss polymeric waveguides and micro resonators", *J. of the European Opt. Society.*, 1: 06057-1-5 (2006).

- 38- Barrios C.A., "Ultrasensitive nanomechanical photonic sensor based on horizontal slot waveguide resonator", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 18(22): 2419-2421 (2006).
- 39- Lee M.-C. M., Wu M.C., "Tunable coupling regimes of silicon microdisk resonators using MEMS actuators", *Opt. Express*, 14(11) 4703-4712 (2006).
- 40- Tee C.W., Williams K.A.I, Penty R.V., White I.H., "Fabrication tolerant active-passive integration scheme for vertically coupled microring resonator", *IEEE J. Select Topics Quantum Electron*, 12:108-116 (2006).
- 41- Rezzonico D., Guarino A., Herzog C., Jazbinsek M., Gunter P., "High finesse laterally coupled organic-inorganic hybrid polymer microring resonators for VLSI photonics", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 18:865-867 (2006).
- 42- Wong W.H., Liu K.K., Chan K.S., Pun E.Y.B., "Polymer devices for photonic applications", *J. of Crystal Growth*. 288:100-104 (2006).
- 43- Beaugeois M., Pinchemel B., Bouazaoui M., Lesecq M., Maricot S. and Vilot J.P., "All optical tunability of InGaAsP/InP microdisk resonator by infrared light irradiation, *Opt. Lett.*, 31(1):35-37 (2007).
- 44- Kokubun Y., "High index contrast optical waveguides and their applications to microring filter circuit and wavelength selective switch", *IEEE Trans. Electron.*, E90 (5): 1037-1045 (2007).
- 45- Chao C.-Y., Ashkenazi S., Huang S.-W., O'Donnell M., Guo L.J., "High frequency ultrasound sensors using polymer microring resonators", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 54 (5): 957-965 (2007).
- 46- Kim G.-D. Lee S.-S., "Photonic microwave reconfigurable filter based on a tunable polymeric ring resonator", *Opt. Commun.*, 278:303-306 (2007).
- 47- Xu Q., "Silicon dual ring modulator", *Opt. Express*, 17(23):20783-20792 (2009).
- 48- Vafaei R., "Silicon on insulator ring resonators", *EECE 571u Course*, Project Report (2009).
- 49- Manoharan K., "Design and analysis of high-Q, amorphous microring resonator sensors for gaseous and biological species detection", Master of Science Thesis, *The Faculty of Russ College of Engineering and Technology of Ohio University*, USA 20-22 (2009).

- 50- Alexandropoulos D., Simos H., Kusko M., “Microring resonators with enhanced tolerance to fabrication misalignments”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 11: 125401 (6pp) (2009).
- 51- Zhu J., Ozdemir S. K., Xiao Y., “On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator”, *Nature Photonics*, DOI: 10.1038/NPHOTON.2009.237 (2009).
- 52- Koechlin M., Sulser F., Sitar Z., “Free-standing lithium niobate microring resonators for hybrid integrated optics”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 22(4) (2010).
- 53- Kapsalis A., Syvridis D., Hamacher M., “Broadly tunable laser using double-rings vertically coupled to a passive waveguide”, *IEEE Journal of Quantum Elect.*, 46(3) (2010).
- 54- Zhang X., Zhang T., Xue X., “Tunable optical ring resonator integrated with asymmetric Mach-Zehnder interferometer”, *Journal of Lightwave Technology*, 28(17): 2512-2520 (2010).
- 55- Winnie N. Ye, “Vertically coupled Si-based ring resonators for sensing applications”, *7th IEEE International Conference on Group IV Photonics*, 978-1-4244-6346 China (2010).
- 56- Shuai Li, Yuanda Wu, Xiaojie Yin, Junming An, Jianguang Li, Hongjie Wang and Xiaojie Hu., “ Tunable filters based on an SOI nano-wire waveguide micro ring resonator” *Journal of Semiconductors*, 32(8) 0847007-1-5 (2011).
- 57- Pollock C.R., “Fundamentals of Optoelectronics”, *Richard D. IRWIN Inc*, ISBN 0-256-10104-3, USA (1995).
58. Coldren L.A. and Corzine S.W., “Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits” , *John Wiley & Sons*, USA (1995).
59. Arı N., Özen Ş., Çolak Ö.H., Teşneli A., “Elektromanyetikte Sonlu Farklar Metodu”, *Palme Yayıncılık*, Ankara (2008).

EKLER

EK – 1 Tezde kullanılan simülasyon programının kod dosyası

Gap = 0. 1

L = 0. 5

R = 4

R1 = R-width/2

R2 = R+width/2

alpha = 0

background_index = 1

cad_aspectratio = 1

color_outline = 0

delta = 1.5

fdtd = 1

fdtd_monitor_time = 8*fdtd_time_step

fdtd_ramp_time = lambda

fdtd_slice_time = fdtd_stop_time

fdtd_stop_time = 500

fdtd_time_step = 0.005*lambda

fdtd_update_time = 0.25*lambda

free_space_wavelength = 1.55

grid_size = 0.02

height = 0

index_display_mode = DISPLAY_CONTOURMAPXZ

k0 = (2*pi)/free_space_wavelength

lambda = free_space_wavelength

most_prefix = mosttmp

most_progressive_scan_interval = 10

EK – 1 (Devam) Tezde kullanılan simülasyon programının kod dosyası

```
most_progressive_scan_plots = 0
profile_type = PROF_STEPINDEX
sim_tool = ST_FULLWAVE
step_size = 0.02
width = 0.5
lens 1
    rfront = R2
    rback = -R2
    begin.x = 0
    begin.z = 0
    begin.width = 2*R2
end lens
segment 2
    begin.x = R2+Gap+width/2
    begin.z = -R2-L
    end.x = 0 rel begin segment 2
    end.z = 2*(R2+L) rel begin segment 2
end segment
segment 3
    begin.x = -R2-Gap-width/2
    begin.z = -R2-L
    end.x = 0 rel begin segment 3
    end.z = 2*(R2+L) rel begin segment 3
end segment
lens 4
```

EK – 1 (Devam) Tezde kullanılan simülasyon programının kod dosyası

```
    priority = 1
    color = 14
    background_index = background_index+delta
    rfront = R1
    rback = -R1
    begin.x = 0
    begin.z = 0
    begin.width = 2*R1
    begin.delta = 0
end lens

time_monitor 5
    profile_type = PROF_INACTIVE
    color = 2
    type = TIMEMON_OVERLAP
    timeaverage = 2
    begin.x = 0 rel begin segment 3
    begin.z = -0.5 rel end segment 3
end time_monitor

time_monitor 6
    profile_type = PROF_INACTIVE
    color = 2
    type = TIMEMON_OVERLAP
    timeaverage = 2
    begin.x = 0 rel begin segment 2
    begin.z = 0.5 rel begin segment 2
end time_monitor
```

EK – 1 (Devam) Tezde kullanılan simülasyon programının kod dosyası

pathway 13

end pathway

text_block 1

name = MOST

text =RSScanOptFormat1

[MODE] SCAN

PREFIX mosttmp

PREFIX_STYLE 0

CLUSTER 0 0 0 0 1 ""

[SIMULATION]

SIMTOOL ST_FULLWAVE

WINDOW_SIZE 0

VERBOSITY 0

PRE_WHOLE_CMD

POST_WHOLE_CMD

PRE_CMD

POST_CMD

PREPOST_ACTIVE 0

PREPOST_ERRCODES 0

[ALGORITHM]

NAME root_1d_brent

MAXSTEPS DEFAULT 1000

CONVERGENCE DEFAULT 1.0e-7

[INDEPENDENT_VARIABLES_SCAN]

IV_Declarations

EK – 1 (Devam) Tezde kullanılan simülasyon programının kod dosyası

```
SYMTAB_SCALAR R Y : IV_LINEAR_STEPS : 5 : 20 : 4 : 11 : : :
```

```
[INDEPENDENT_VARIABLES_OPT]
```

```
IV_Declarations
```

```
IV_InitialValues
```

```
[MEASUREMENTS]
```

```
STANDARD fw_mon_1_last Y
```

```
STANDARD fw_mon_2_last Y
```

```
[METRICS]
```

```
end text
```

```
end text_block
```

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : Aras, Fikret Gonca
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 05.10.1977 Niğde
Medeni hali : Evli
Telefon : 0 (312) 202 37 12
Faks : 0 (312) 202 37 10
e-mail : gonca.aras@gazi.edu.tr

Eğitim Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek Lisans	Gazi Üniversitesi /İleri Teknolojiler	2012
Lisans	Niğde Üniversitesi/ Fizik	2002
Lise	Atatürk Lisesi	1995

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

1. E. Baydaş, E. Öz, **F.G. Aras**, M. Büyükyıldız, “Chemical Effects in The Ka of X-Ray Emission Spectra of Cu and Ni”. International Conference Physics-2010, 30 Haziran-2 Temmuz, Bakü, AZERBAYCAN, 2010.

Hobiler

Tarih ve psikoloji kitapları okumak, doğa yürüyüşleri yapmak, sokak hayvanları ile ilgilenmek.