

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**OPTİK DALGA KILAVUZLARINDA PROPAGASYON
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ VE OPTİK KUPLÖR İLE
OPTİK SENSÖR ANALİZİ**

Mühendis Öznur TÜRKMEN

**FBE Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı Haberleşme Programında
Hazırlanan**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. N. Özlem ÜNVERDİ

İSTANBUL, 2005

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ	v
KISALTMA LİSTESİ	xi
ŞEKİL LİSTESİ	xii
ÇİZELGE LİSTESİ	xv
ÖNSÖZ	xvi
ÖZET	xvii
ABSTRACT	xviii
1 OPTİK FİBER HABERLEŞME SİSTEMİ	1
1.1 Giriş	1
1.2 Optik Fiber Haberleşme Sisteminin Tarihçesi	2
1.3 Haberleşmede Kullanılan Elektromagnetik Spektrum	4
1.4 Optik Dalga Kılavuzları İçin Temel Kavramlar	4
1.4.1 Işığın Yansıma ve Kırılması	5
1.4.2 Faz Kayması	6
1.4.3 Sayısal Açıklık	7
1.5 Dalga Kılavuzlarının Yapısı	5
1.6 Optik Fiber Çeşitleri	9
1.6.1 Kırılma İndislerine Göre Optik Fiberlerin Sınıflandırılması	9
1.6.2 İletilen Mod Sayısına Göre Fiberlerin Sınıflandırılması	10
1.7 Optik Fiberlerde Kayıp Mekanizması	11
1.7.1 Kayıp Birimi	12
1.7.2 Soğurma Kaybı	12
1.7.3 Saçılma Kaybı	13
1.7.4 Radyasyon Kayıpları	13
1.8 Dispersiyon	14
2 OPTİK FİBERLERDE DALGA KILAVUZU ANALİZİ	16
2.1 Giriş	16
2.2 Maddenin Elektriksel Özellikleri	16
2.3 Maxwell Eşitlikleri	17
2.4 Dielektrik- Dielektrik Sınır Koşulları	17
2.5 Dalga Kılavuzları İçin Temel Eşitlikler	18
2.6 Düzlemsel Yapıdaki Katmanlı(Slab) Dalga Kılavuzunda Mod Analizi	19
2.7 TE Modları	21
2.7.1 Çift TE Modları	22
2.7.2 Tek TE Modları	23
2.7.3 TE Modları İçin Karakteristik Denklemler	23
2.8 TM Modları	24
2.8.1 Çift TM Modları	25
2.8.2 Tek TM Modları	26
2.9 Slab Dalga Kılavuzlarında Radyasyon Modları	26
2.9.1 Çift TE Radyasyon Modları	27

2.9.2	Tek TE Radyasyon Modları	28
2.9.3	Çift TM Radyasyon Modları	29
2.9.4	Tek TM Radyasyon Modları	30
2.9.5	Kılavuzlanmış ve Radyasyon Modları İçin Propagasyon Sabiti	31
3	SİLİNDİRİK YAPIDAKİ OPTİK FİBERLER	33
3.1	Giriş	33
3.2	Basamak İndisli Optik Fiber İçin Temel Eşitlikler ve Fiziksel Sınırlamalar	34
3.3	Çekirdek ve Kılıftaki Alan İfaderi	35
3.4	Basamak İndisli Silindirik Optik Fiber İçin Sınır Koşulları ve Karakteristik Denklem	37
3.5	Mod Karakteristikleri	39
3.6	Modal Kesim Koşulları	40
4	SİLİNDİRİK YAPIDAKİ YUMUŞAK GEÇİŞLİ OPTİK FİBERLER	44
4.1	Giriş	44
4.2	Yumuşak İndisli Optik Fiberin WKBJ Analizi	45
4.3	Çekirdek ve Kılıftaki Alan İfaderi	47
4.4	Basamak İndisli Silindirik Optik Fiber İçin Sınır Koşulları ve Karakteristik Denklem	49
5	OPTİK KUPLÖRLER	50
5.1	Giriş	50
5.2	Doğrultu Kuplörleri	50
5.2.1	Saçılma Matrisi ve Sınıflandırma	50
5.2.2	Kuple Dalga Eşitlikleri	52
5.2.3	Kuple Slab Dalga Kılavuzları	58
6	OPTİK FİBER SENSÖRLER	66
6.1	Giriş	66
6.2	Optik Fiber Sensörlerin Sınıflandırılması	68
6.3	Optik Fiber Sensör Bileşenleri	69
6.3.1	Işık Kaynakları	69
6.3.1.1	Soğurma ve Işıma	69
6.3.1.2	Işık Yayan Diyot(LED)	71
6.3.1.3	Uyarılmış Işığın Salınım ile Çoğaltan Diyot(LASER Diyot)	72
6.3.2	Dedektörler(Optik Alıcılar)	72
6.3.2.1	PIN Dedektör Diyotlar	73
6.3.2.2	APD Dedektörler	73
6.3.3	Modülatörler	74
6.3.3.1	Bulk Modülatörler	75
6.3.3.1.1	Elektrooptik Faz Modülasyonu	75
6.3.3.2	Entegre Optik Modülatörler	76
6.3.3.2.1	Entegre Optik Faz Modülasyonu	77
6.3.3.3	Tamamı Fiber Optik Modülatörler	77
6.3.3.3.1	Faz Modülasyonu	78
6.4	Optik Fiber İnterferometrik Sensörler	78
6.4.1	Basınç Duyarlılığının Analizi	81
6.4.2	Sıcaklık Duyarlılığının Analizi	84

SONUÇLAR	91
KAYNAKLAR	92
ÖZGEÇMİŞ	94

SİMGE LİSTESİ

A	Alan
A_{ζ}	Düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki çift TE modları için elektrik alanın katsayısı
$A_i(z)$	β_i modal propagasyon sabitli modun genlik katsayısı
A_s	Silindirik yapıdaki optik fiberin çekirdek bölgesindeki +z doğrultusundaki elektrik alanın katsayısı
A_t	Düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki tek TE modları için elektrik alanın katsayısı
a_{ζ}	Çift TE Radyasyon modlarında çekirdek bölgesindeki elektrik alanın katsayısı
a_i	Doğrultu kuplörleri için giriş dalgalarının kompleks genlikleri
$a_i(z)$	β_i modal propagasyon sabitli modun genlik fonksiyonu
a_k	Kuple dalga kılavuzlarında çift TE modunun çekirdek bölgesindeki elektrik alanın katsayısı
$\vec{a}_r$	Silindirik koordinatlarda r doğrultusundaki birim vektör
a_t	Tek TE Radyasyon modlarında çekirdek bölgesindeki elektrik alanın katsayısı
$\vec{a}_x$	Kartezyen koordinatlarda x doğrultusundaki birim vektör
$\vec{a}_y$	Kartezyen koordinatlarda y doğrultusundaki birim vektör
$\vec{a}_z$	Kartezyen ve silindirik koordinatlarda z yönündeki birim vektör
$\vec{a}_{\phi}$	Silindirik koordinatlarda ϕ doğrultusundaki birim vektör
B	Magnetik akı yoğunluğu
B_{ζ}	Düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki çift TE modları için elektrik alanın katsayısı
B_m	Genleşme modülü (Bulk modulus)
B_{n_1}	Optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki magnetik akı yoğunluğunun normal bileşeni
B_{n_2}	Optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki magnetik akı yoğunluğunun normal bileşeni
B_s	Silindirik yapıdaki optik fiberin çekirdek bölgesindeki +z doğrultusundaki magnetik alanın katsayısı
B_t	Düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki tek TE modları için elektrik alanın katsayısı
b	Normalize efektif mod indisi
b_{ζ}	Çift TE Radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin dışında +x yönünde ilerleyen elektrik alanın katsayısı
b_i	Doğrultu kuplörleri için çıkış dalgalarının kompleks genlikleri
b_k	Kuple dalga kılavuzlarında çift TE modunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın -x yönünde ilerleyen bileşeninin katsayısı
b_t	Tek TE Radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin dışında +x yönünde ilerleyen elektrik alanın katsayısı

c_{ζ}	Çift TE Radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin dışında -x yönünde ilerleyen elektrik alanın katsayısı
c_k	Kuple dalga kılavuzlarında çift TE modunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın +x yönünde ilerleyen bileşeninin katsayısı
c_t	Tek TE Radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin dışında -x yönünde ilerleyen elektrik alanın katsayısı
C_{ζ}	Düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki çift TM modları için magnetik alanın katsayısı
C_k	Doğrultu kuplörlerinde kuplaj faktörü
C_s	Silindirik yapıdaki optik fiberin kılıf bölgesindeki +z doğrultusundaki elektrik alanın katsayısı
C_t	Düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki tek TM modları için magnetik alanın katsayısı
D	Elektrik akı yoğunluğu
D_{ζ}	Düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki çift TM modları için magnetik alanın katsayısı
D_{n_1}	Optik Dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki elektrik akı yoğunluğunun normal bileşeni
D_{n_2}	Optik Dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki elektrik akı yoğunluğunun normal bileşeni
D_k	Doğrultu kuplörlerinde doğrultuculuk faktörü
D_s	Silindirik yapıdaki optik fiberin kılıf bölgesindeki +z doğrultusundaki magnetik alanın katsayısı
D_t	Düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki tek TM modları için magnetik alanın katsayısı
d	Optik dalga kılavuzunun yarıçapı
d_{ζ}	Çift TM radyasyon modlarında çekirdek bölgesindeki magnetik alanın katsayısı
d_k	Kuple dalga kılavuzlarında çift TE modunun kılıfı çevreleyen bölgedeki elektrik alanın katsayısı
d_m	Modülatörlerde kristal kalınlığı
d_t	Tek TM Radyasyon modlarında çekirdek bölgesindeki magnetik alanın katsayısı
E	Elektrik alan
E_i	i. dalga kılavuzunun elektrik alanı
$\hat{E}_i$	i. dalga kılavuzunun elektrik alanının genlik katsayısı
E_i^-	Açısal frekans ve propagasyon sabitinin negatif değerliklileri kullanılarak elde edilen elektrik alan
E_{t_1}	Optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki elektrik alanın teğetsel bileşeni
E_{t_2}	Optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın teğetsel bileşeni
E_x	Kartezyen koordinatlarda elektrik alanın x doğrultusundaki bileşeni
E_{x_1}	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki elektrik alanın x doğrultusundaki bileşeni
E_{x_2}	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın x doğrultusundaki bileşeni

E_y	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın x doğrultusundaki bileşeni
E_{y_1}	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki elektrik alanın y doğrultusundaki bileşeni
E_{y_2}	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın x doğrultusundaki bileşeni
E_z	Kartezyen ve silindirik koordinatlarda elektrik alanın z doğrultusundaki bileşeni
E_{z_1}	Kartezyen ve silindirik koordinatlarda optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki elektrik alanın z doğrultusundaki bileşeni
E_{z_2}	Kartezyen ve silindirik koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın z doğrultusundaki bileşeni
E_{ϕ_1}	Silindirik koordinatlarda optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki elektrik alanın ϕ doğrultusundaki bileşeni
E_{ϕ_2}	Silindirik koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın ϕ doğrultusundaki bileşeni
e_i	i. enerji seviyesinin enerjisi
F	Kuvvet
f	Frekans
f_{ζ}	Çift TM radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin dışında +x yönünde ilerleyen magnetik alanın katsayısı
f_{ij}	i. enerji seviyesinin enerjisi ile j. enerji seviyesinin enerjisi arasındaki fark
f_t	Tek TM radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin dışında +x yönünde ilerleyen magnetik alanın katsayısı
g_{ζ}	Çift TM radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin dışında -x yönünde ilerleyen magnetik alanın katsayısı
g_t	Tek TM radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin dışında -x yönünde ilerleyen magnetik alanın katsayısı
H	Magnetik alan
H_i	i. dalga kılavuzunun magnetik alanı
$\hat{H}_i$	i. dalga kılavuzunun magnetik alanının genlik katsayısı
H_i^-	Açısal frekans ve propagasyon sabitinin negatif değerliklileri kullanılarak elde edilen magnetik alan
H_{t_1}	Optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki magnetik alanın teğetsel bileşeni
H_{t_2}	Optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki magnetik alanın teğetsel bileşeni
H_x	Kartezyen koordinatlarda magnetik alanın x doğrultusundaki bileşeni
H_{x_1}	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki magnetik alanın x doğrultusundaki bileşeni
H_{x_2}	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki magnetik alanın x doğrultusundaki bileşeni
H_y	Kartezyen koordinatlarda magnetik alanın y doğrultusundaki bileşeni
H_{y_1}	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki magnetik

	alanın y doğrultusundaki bileşeni
H_{y_2}	Kartezyen koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki magnetik alanın y doğrultusundaki bileşeni
H_z	Kartezyen ve silindirik koordinatlarda magnetik alanın z doğrultusundaki bileşeni
H_{z_1}	Kartezyen ve silindirik koordinatlarda optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki magnetik alanın z doğrultusundaki bileşeni
H_{z_2}	Kartezyen ve silindirik koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki magnetik alanın z doğrultusundaki bileşeni
H_{ϕ_1}	Silindirik koordinatlarda optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki magnetik alanın ϕ doğrultusundaki bileşeni
H_{ϕ_2}	Silindirik koordinatlarda optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki magnetik alanın ϕ doğrultusundaki bileşeni
$H_{\nu}^{(1)}(x)$	ν . dereceden birinci cins Hankel fonksiyonu
$H_{\nu}^{(1)'}(x)$	ν . dereceden birinci cins Hankel fonksiyonunun türevi
h	Plank sabiti
I_k	Doğrultu kuplörlerinde izolasyon faktörü
J	Akım yoğunluğu
$J_{\nu}(x)$	ν . dereceden Bessel fonksiyonu
$J'_{\nu}(x)$	ν . dereceden Bessel fonksiyonunun türevi
K_i	i. dalga kılavuzunun kuplaj katsayısı
k	Dalga sayısı
$\tilde{k}$	Boltzmann sabiti
k_0	Serbest uzaydaki dalga sayısı
k_1	Optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki dalga sayısı
k_{1c}	Kesim frekansında optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki dalga sayısı
k_2	Optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki dalga sayısı
k_{2c}	Kesim frekansında optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki dalga sayısı
l	Işınlara yansımaları arasındaki uzaklık
L	Optik fiberin boyu
M	Kuple dalga kılavuzlarından herhangi birinin çekirdek merkezinden çekirdek-kılıf ara yüzüne kadar olan mesafe
m	Elektrooptik katsayı
N	Kuple iki fiberin çekirdek merkezleri arasındaki mesafedeki elektrik alanın katsayısı
$N.A$	Sayısal açıklık
n	Kırılma indisi
n_{eff}	Efektif kırılma indisi
n_1	Optik dalga kılavuzunun çekirdeğinin kırılma indisi
n_2	Optik dalga kılavuzunun kılıfının kırılma indisi
n_3	Optik dalga kılavuzunu çevreleyen ortamın kırılma indisi
P	Modlar tarafından taşınan güç
P_i	i. dalga kılavuzunun gücü
P_{in}	Giriş gücü

P_0	Çıkış gücü
P_s	Basınç
p_{sij}	Üç boyutlu yüzeyin i bileşenine uygulanan basıncın j doğrultusundaki bileşeni
r	Silindirik koordinatlarda r bileşeni
r_1	İç kostik yarıçapı
r_2	Dış kostik yarıçapı
r_3	Işıma kostiği yarıçapı
$[S]$	Saçılma matrisi
S_e	Sıcaklık ve basınç gibi etki
$S_i(r)$	WKBJ Metodu'nda asimptotik seri katsayıları
S_m	Kayma modülü (Shear modulus)
s_{ij}	Doğrultu kuplörleri için i. kapıdan gelen ve j. kapıdan çıkan dalgaların genlikleri
T	Sıcaklık
t	Zaman
V	Normalize frekans (modal parametre)
$V(t)$	Gerilim
v	Dielektrik ortamda ışığın hızı
x	Kartezyen koordinatlarda x bileşeni
y	Kartezyen koordinatlarda y bileşeni
Y_m	Çekmedeki elastisite modülü(Young's modulus)
z	Kartezyen ve silindirik koordinatlarda z bileşeni
z^*	Herhangi bir büyüklüğün kompleks eşleniği
Z	Silindirik bir fonksiyon
α	Kayıp
2α	Kuple dalga kılavuzlarında ortamı çevreleyen yüzeyin neden olduğu kayıp
β	Propagasyon sabiti
β_c	Kesim frekansındaki propagasyon sabiti
β_i	i. dalga kılavuzunun propagasyon sabiti
$\Delta\beta$	Propagasyon sabiti değişimi
Δl	Işınlara yansımaları arasındaki uzaklık farkı
ΔT	Modlar arası dispersiyon miktarı
$\Delta\Phi$	Faz farkı
η	Poisson oranı
λ	Dalga boyu
λ_0	Serbest uzayda ışığın dalga boyu
μ	Magnetik geçirgenlik sabiti
μ_0	Serbest uzaydaki magnetik geçirgenlik sabiti
μ_r	Bağıl magnetik geçirgenlik sabiti
∇_T	Laplasyen operatörü
ω	Açısal frekans
ω_c	Kesim frekansındaki açısal frekans
Φ	Faz
ϕ	Silindirik koordinatlarda ϕ bileşeni
ϕ_2	Kırılan ışığın çekirdek kılıf ara yüzeyinin normali ile yaptığı açı
ϕ_1	Gelen ışığın çekirdek kılıf ara yüzeyinin normali ile yaptığı açı

ϕ_c	Kritik açı
ρ	Hacimsel yük yoğunluğu
θ_0	Işığın optik dalga kılavuzuna giriş açısı
θ_1	Gelen ışığın çekirdek kılıf ara yüzeyi ile yaptığı açı
θ_2	Kırılan ışığın çekirdek kılıf ara yüzeyi ile yaptığı açı
ν	Azimutal mod sabiti
ε	Dielektrik sabiti
ε_0	Serbest uzaydaki dielektrik sabiti
ε_r	Bağıl dielektrik sabiti
δ_N	Yansıma yüzeyinin normal doğrultusundaki dalga bileşenlerinin faz kayması
δ_P	Yansıma yüzeyine paralel doğrultudaki dalga bileşenlerinin faz kayması
σ	İletkenlik
κ	Optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesinin özdeğeri
κ_c	Kesim frekansında optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesinin özdeğeri
γ	Optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesinin özdeğeri
τ	Gerilme
ϑ	Radyasyon modlarında çekirdek bölgenin özdeğeri
ζ	Rasyasyon modlarında optik dalga kılavuzunun dışındaki bölgenin özdeğer
Γ	Örtüşme miktarı
ξ	Birim şekil değiştirme miktarı

KISALTMA LİSTESİ

ABD	Amerika Birleşik Devletleri
AM	Amplitude Modulation
APD	Avalanche Photo Diode
EH	Traditional Mode Designation
EMI	Electromagnetic Interference
FM	Frequency Modulation
HE	Traditional Mode Designation
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LD	Laser Diode
LED	Light Emitting Diode
PIN	Positive-Intrinsic-Negative
RFI	Radio Frequency Interference
TE	Transverse Electric
TM	Transverse Magnetic

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 1.1	Dalga boyuna bağlı olarak su altı sistemlerinde kullanılan fiberin kaybı	3
Şekil 1.2	Elektromagnetik spektrum.....	4
Şekil 1.3	Ara yüzeyde ışık ışınının yansıma ve kırılması.....	5
Şekil 1.4	Dalganın normal ve paralel bileşenlerinin yansıma yüzeyinde meydana gelen faz kayması.....	6
Şekil 1.5	Düz, sonlu dielektrik silindirde ışın akışı	7
Şekil 1.6	Sayısal açıklık gösterimi.....	8
Şekil 1.7	Optik fiber yapısı.....	8
Şekil 1.8.a	Basamak indisli fiber	9
Şekil 1.8.b	Yumuşak geçişli fiber.....	9
Şekil 1.9.a	Tek modlu basamak indisli fiber	10
Şekil 1.9.b	Çok modlu basamak indisli fiber.....	10
Şekil 1.9.c	Çok modlu yumuşak geçişli fiber.....	10
Şekil 1.10	Kaybın nedenleri.....	11
Şekil 1.11	Soğurma ve saçılma kayıpları.....	13
Şekil 1.12	Işık iletimi farklı iki optik yoldan olduğu zaman meydana gelen dispersiyon.....	14
Şekil 2.1	Simetrik düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzu	19
Şekil 2.2	Dielektrik düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun TE modları için karakteristik denklemleri	24
Şekil 2.3	Dielektrik dalga kılavuzlarında kılavuzlanmış modlar ve radyasyon modları için β aralığı gösterilimi.....	32
Şekil 3.1.a	Silindirik yapıdaki optik fiber.....	33
Şekil 3.1.b	Basamak indisli optik fiberde kırılma indisi profili.....	33
Şekil 3.2	Silindirik dalga kılavuzları için kesme koşulları ve iletilen modlar	42
Şekil 4.1	Yumuşak indisli fiber	44
Şekil 4.2	Yumuşak geçişli optik fiber helisel ışınlarda dalga sayısı diyagram.....	47
Şekil 4.3	Eğrisel(skew) ışınlar	48
Şekil 4.4	Yumuşak geçişli optik fiberlerde eksenel ışınlarda dalga sayısı diyagramı	48
Şekil 4.5	Basamak indisli optik fiberlerde eksenel ışınlarda dalga sayısı diyagramı	49
Şekil 4.6	Yumuşak geçişli optik fiberlerde sızıntılı modlar ($\beta < n_2 k_0$)	49
Şekil 5.1.a	Bulk tipi doğrultu kuplörü	50
Şekil 5.1.b	Fused-fiber tipi doğrultu kuplörü	50
Şekil 5.2	Doğrultu kuplörleri için genel model	51
Şekil 5.3	Kuple optik dalga kılavuzları	53
Şekil 5.4	$\Delta\beta = 0$ ve $A=1$ alınması durumunda; özdeş, kuple iki dalga kılavuzunun sahip olduğu gücün, kılavuzun uzunluğuna(z) göre değişimi.....	57
Şekil 5.5	$\Delta\beta = \frac{\pi}{4}$ ve $A=1$ alınması durumunda; özdeş, kuple iki dalga kılavuzunun sahip olduğu gücün, kılavuzun uzunluğuna göre değişimi	57
Şekil 5.6	$\Delta\beta = \frac{\pi}{2}$ ve $A=1$ alınması durumunda; özdeş, kuple iki dalga kılavuzunun sahip olduğu gücün, kılavuzun uzunluğuna göre değişimi	58
Şekil 5.7	Kuple paralel iki dalga kılavuzu.....	58
Şekil 5.8	Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda $M=65\mu m$ alınarak, farklı N değerleri için	

	d'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi.....	61
Şekil 5.9	Özdeş, simetrik ve slab iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda $d=25\mu\text{m}$ alınarak, farklı N değerleri için M'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi	62
Şekil 5.10	Özdeş, simetrik ve slab iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda $d=25\mu\text{m}$ alınarak, farklı M değerleri için N'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi	62
Şekil 5.11	Özdeş, simetrik ve slab iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda, $n_2 = n_3$ olması koşuluyla farklı N değerleri için d'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi	63
Şekil 5.12	Özdeş, simetrik ve slab iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda, $n_2 = n_3$ olması koşuluyla farklı d değerleri için N'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi	63
Şekil 5.13	Özdeş, simetrik ve slab iki dalga kılavuzunda, TM modlarının kuplajlanması durumunda, $M=60\mu\text{m}$ alınarak, farklı N değerleri için d'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi	64
Şekil 5.14	Özdeş, simetrik ve slab iki dalga kılavuzunda, TM modlarının kuplajlanması durumunda $d=25\mu\text{m}$ alınarak, farklı N değerleri için M'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi	64
Şekil 5.15	Özdeş, simetrik ve slab iki dalga kılavuzunda, TM modlarının kuplajlanması durumunda $d=28\mu\text{m}$ alınarak, farklı M değerleri için N'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi	65
Şekil 5.16	Özdeş, simetrik ve slab iki dalga kılavuzunda, TM modlarının kuplajlanması durumunda $d=28\mu\text{m}$, $M=62\mu\text{m}$ ve $N=130\mu\text{m}$ alınarak, farklı N değerleri için n_1 'in fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi	65
Şekil 6.1	Bir optik fiber sensör yapısının genel gösterimi.....	67
Şekil 6.2	İçsel optik fiber sensörler	68
Şekil 6.3	Dışsal optik fiber sensörler	68
Şekil 6.4	İnterferometrik optik fiber sensör çeşitlerinin gösterimi	69
Şekil 6.5	Soğurma(emme)	70
Şekil 6.6	Kendiliğinden ışıma (Spontaneous emission)	70
Şekil 6.7	Uyarılmış ışıma(Stimulated emission)	71
Şekil 6.8.a	Yüzey emisyonlu LED	71
Şekil 6.8.b	Kenar emisyonlu LED	71
Şekil 6.9	PIN fotodiyodun yapısı (Senior, 1992).....	73
Şekil 6.10	APD diyotun yapısı	74
Şekil 6.11	Bulk optik modülatör	75
Şekil 6.12	Entegre optik modülatör	76
Şekil 6.13	Tamamı fiber optik modülatör gösterimi.....	77
Şekil 6.14	İnterferometrik sensör yapısı	78
Şekil 6.15	Yüzeye uygulanan gerilmelerin gösterimi.....	79
Şekil 6.16	Çekmedeki elastisite modülü(Young's modulus)'nün farklı değerleri için, V normalize frekansın fonksiyonu olarak faz değişimi	86
Şekil 6.17	Çekmedeki elastisite modülü(Young's modulus)'nün farklı değerleri, n kırılma indisinin fonksiyonu olarak faz değişimi.....	86
Şekil 6.18	Çekmedeki elastisite modülünün farklı değerleri için, λ dalga boyunun fonksiyonu olarak faz değişimi.....	87
Şekil 6.19	Çekmedeki elastisite modülünün farklı değerleri için, D optik fiber yarı çapının fonksiyonu olarak faz değişimi.....	87
Şekil 6.20	Farklı Poisson oranı değerleri için, n kırılma indisinin fonksiyonu olarak faz	

değişimi	88
Şekil 6.21 Farklı poisson oranı değerleri için, λ dalga boyunun fonksiyonu olarak faz değişimi	88
Şekil 6.22 Farklı Poisson oranı değerleri için, R yarıçapın fonksiyonu olarak faz değişimi .	89
Şekil 6.23 Birim şekil değiştirme-optik katsayısının(strain optic coefficient) farklı değerleri için, n kırılma indisinin fonksiyonu olarak faz değişimi	89
Şekil 6.24 Birim şekil değiştirme-optik katsayısının(strain optic coefficient) farklı değerleri için, λ dalga boyunu fonksiyonu olarak faz değişimi	90

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 6.1 Sensörlerin uygulama alanları

67

ÖNSÖZ

Hayatımın her döneminde desteğiyle her zaman yanımda olan ve başarılarımda büyük katkıları bulunan aileme özellikle Ağabeyim Mustafa Türkmen'e ve Yengem Sakine Türkmen'e, ayrıca tez çalışmam boyunca değerli tavsiyeleriyle gayretimi ve verimliliğimi arttırmış ve her konudaki desteğini hiçbir zaman esirgememiş olan Sayın Hocam Yrd. Doç. Dr. N.Özlem Ünverdi'ye içtenlikle teşekkür ederim.

Ağustos 2005

Müh. Öznur Türkmen

ÖZET

Optik fiberlerin kullanımı, icat edildiği 1960'lı yıllardan günümüze kadar artarak devam etmiştir. Optik fiber kullanımı yüksek bant genişliği, yüksek iletim hızı, elektromagnetik girişimden etkilenmeme, elektriksel izolasyon kolaylığı ve küçük boyut gibi bir çok avantaj sağladığından, optik fiberin kullanımı günümüzde oldukça yaygındır. Optik fiberlerin en yaygın kullanım alanları telekomünikasyon, tıp, askeri ve endüstriyel alanlardır.

Çalışmanın Birinci Bölümü'nde sağladığı bir çok avantaj göz önüne alınarak, optik fiber haberleşmesi hakkında temel bilgiler verilmiştir. İkinci bölüm'de elektromagnetik teori yardımıyla düzlemsel yapıdaki katmanlı(slab) optik dalga kılavuzlarında ışığın propagasyon özellikleri tanımlanmıştır. Üçüncü bölüm'de Değişkenlere Ayırma Metodu'na başvurularak silindirik yapıdaki basamak indisli optik fiberlerin mod analizi yapılmıştır. Dördüncü bölüm'de silindirik yapıdaki yumuşak geçişli optik fiberlerdeki modların propagasyon sabiti ile olan ilişkisi WKBJ metodu kullanılarak açıklanmıştır. Beşinci bölüm'de ışık dalgalarının toplanması ve dağıtılması gibi önemli fonksiyonları yerine getiren optik doğrultu kuplörleri üzerinde durulmuştur. Ayrıca bu bölümde çekirdek yarıçapı ve kuple dalga kılavuzları arasındaki uzaklık gibi parametrelerin kuple dalga kılavuzlarının propagasyon sabiti üzerindeki etkisi incelenmiştir. Altıncı Bölüm birçok elektronik sistemde kilit konumda olan optik fiber sensörler hakkında detaylı bilgi içermektedir. Ayrıca bu bölümde optik fiber interferometrik sensörler ile basınç algılamasının analizi yapılmış ve dalga boyu ve poisson oranı gibi farklı parametrelerin optik fiber interferometrik sensörlerin algılama mekanizması olan faz değişimine olan etkisi araştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Optik fiber, optik dalga kılavuzu, dalga kılavuzu analizi, Maxwell denklemleri, TE modu, TM modu, radyasyon modu, WKBJ Metodu, kostik, optik fiber kuplör, optik fiber sensör, optik fiber interferometrik sensör

ABSTRACT

Since its invention in the early 1960s, the use of optical fiber increasingly has continued. Due to the its advantages such as large bandwidth, high transmission speed, immunity to electromagnetic interference, easy electrical isolation and small size, the use of optical fiber is considerably widespread. The most common fields in which optical fibers are widely used are telecommunications, medicine, military, automotive and industrial.

Part 1 of this work gives information about optical fiber communications by considering the major advantages provided by this technology. In Part 2, propagation characteristics of light in a slab waveguides are described by using electromagnetic theory. In Part 3, mode analysis of cylindrical optical fibers with step index profile are made by applying technique of separation of variables. In Part 4, relationship between modes in cylindrical optical fibers with graded index profile and propagation constant is clarified by the use of WKJB method. Part 5 deals with the optical fiber couplers which function many important tasks such as combining and splitting the light waves. Also, in this part impact of some variables such as core radius of optical waveguides and distance between coupled waveguides on propagation constant of these waveguides are examined. Part 6 contains detailed information about optical fiber sensors which are key components of many electronic systems. Moreover, in this part analysis of sensing of pressure and temperature with optical fiber interferometric sensor is made and effect of different parameters such as wavelength and poisson ratio on phase change which is sensing mechanism of the interferometric sensors is searched

Keywords: Optical fibers, optical fiber waveguides, waveguides analysis, maxwell equations, TE modes, TM modes, radiation modes, method of WKBJ, caustic, fiber optic coupler, fiber optic sensor, optical fiber interferometric sensor.

1. OPTİK FİBER HABERLEŞME SİSTEMİ

1.1 Giriş

Optik fiber, ışık formunda olan bilgiyi bir noktadan diğer noktaya ulaştıran iletişim ortamıdır. Optik fiberlerin kullanımı 1970'li yıllardan günümüze kadar artarak devam etmiştir. Optik fiber kullanımı yüksek band genişliği, yüksek iletim hızı, elektromagnetik girişimden etkilenmeme, izolasyon kolaylığı ve küçük boyut gibi bir çok avantaj sağladığından, optik fiberin kullanımı günümüzde oldukça yaygındır. Optik fiberin en yaygın kullanım alanları telekomünikasyon, tıp, askeri ve endüstriyel alanlardır. Optik fiberin telekomünikasyon uygulamaları yaygın olup, 1 metreden 100'lerce metreye kadar ses, bilgi ve görüntü haberleşmesini içerir. Bu bölümde optik fiber haberleşmesinin temel kavramları üzerinde durulmuştur.

1.2 Optik Fiber Haberleşme Sisteminin Tarihçesi

Haberleşme sistemlerinin formları uzun yıllar boyunca ortaya çıkmıştır. Her yeni haberleşme sisteminin arkasındaki prensip, ya iletişimin güvenilirliğini artırmak, ya da gönderilen bilgi miktarını artırmaktır. 19. yüzyıl öncesi tüm haberleşme sistemleri, sinyal lambaları gibi düşük bilgi kapasiteli optik veya akustik araçlardır. Bilinen en eski optik haberleşme linklerinden bir tanesi, M.Ö. 8. yüzyılda ateş sinyallerinin bir alarm gönderilmesi veya önemli olayların duyurulması için kullanılmasıdır(Keiser, 1983). Bu haberleşme linklerinde anlamı önceden gönderen ve alan tarafından kararlaştırılmış olan tek tip sinyal kullanılmıştır. Alıcı olarak insan gözünün kullanılmasından dolayı haberleşme link hızı bu tür sistemlerde kısıtlı olmuştur. Yağmur ve sis gibi atmosferik etkiler transmisyon ortamını güvenilmez kılmıştır.

1838'de telgrafın Samuel F. B. Morse tarafından keşfi, elektriksel haberleşme çağının başlangıcı olmuştur. Morse, 1820'de Hans Cristian Orstedt tarafından keşfedilen elektromagnetizma prensibini kullanmıştır(Einarson, 1996). İlk tel kabloyu kullanan ticari telgraf servisi 1844'de uygulanmıştır(Keiser, 1983). Daha sonra kurulumlar dünyanın her tarafına kesintisiz bir şekilde yayılmıştır. 1854'de John Tyndall optik alanında bir çok deneyler gerçekleştirmiştir(Barnoski, 1981). 1873'de James Clark Maxwell elektromagnetik alan teorisini ortaya atmıştır(Einarson, 1996). Maxwell, elektromagnetik dalgaların ışık gibi, yansıma, kırılma ve soğrulmaya tabi olacağını düşünmüştür. 1876'da telefon Alexander Graham Bell tarafından icat edilmiştir(Keiser, 1983). Bilgi transmisyonu için tel kablo kullanımı, 1878'de New Haven'da ilk telefon santrali kurulumu ile birlikte yaygınlaşmıştır. 1880'de ünlü bilim adamı Alexander Graham Bell'in konuşmayı ışık huzmesi

ortamı aracılığıyla iletmesi ise optik haberleşme için bir dönüm noktası olmuştur(Sharma, 1987). 1887'de Heinrich Hertz tarafından uzun dalga boylu elektromagnetik radyasyonun keşfine kadar tel kablo elektriksel haberleşme için tek ortam olmuştur(Keiser, 1983).

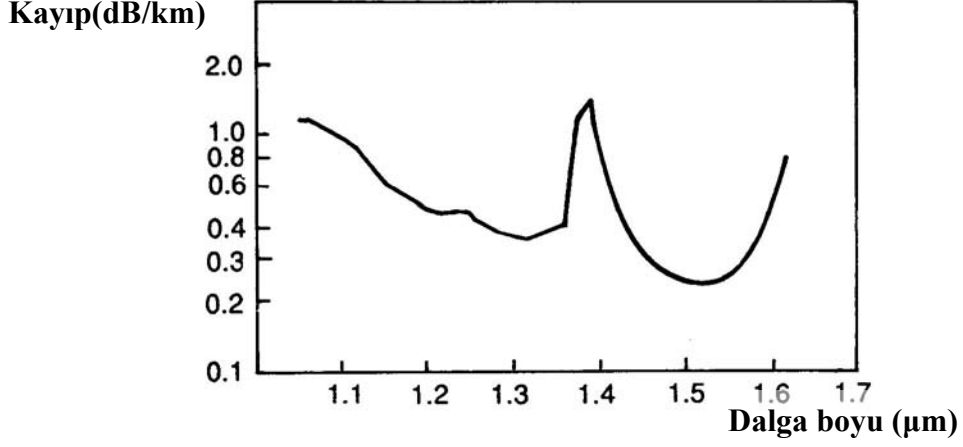
Elektromagnetik radyasyonun ilk uygulaması 1895'de Guglielmo Marconi tarafından gerçekleştirilmiş radyo gösterisidir(Keiser, 1983). 1901'de 120 metre uzunluğundaki tel anteni balonla gökyüzüne uzatarak, Newfoundland'dan (Kanada) yaptığı telsiz telgraf yayınının 3.000 km uzaklıktaki Cornwall'den (İngiltere) alınmasını da başarmıştır. Kablo boyunca gönderilen telefon sinyalleri telgraf sinyallerine göre daha çok bozulduğu için radyo telefonu uzun süre kıtalar arası telefonlaşmak için tek yoldu. İlk telefon kablosu Atlantik'in altında İskoçya ile Kanada arasında 1956'da kullanılmaya başlanmıştır. 1965'de kıtalar arası telefon trafiği senkron uyduların yardımıyla iletmeye başlamıştır.

Optik frekansları kullanan haberleşme sistemlerine karşı olan eğilim 1960'da bir yakut kristalden uyumlu ışık emisyonu gerçekleştirildiğinde ortaya çıkmıştır(Sharma, 1987). 1961'de taşıyıcıların tekrar birleşmesinden dolayı bir yarı iletken pn jonksiyonu boyunca enjekte edilmiş emisyonun ileri yönde mümkün olduğu düşünülmüştür. Bu yarı iletken enjeksiyon lazerlerin kavramsal olarak doğuşudur. 1962'de bir grup bilim adamı yarı iletkenlerle laser uygulaması gerçekleştirmiştir.

1966'da İngiltere'deki STL laboratuvarlarında çalışan bilim adamları George Hockam ve Charles Kao ışığın iletimi için ortam olarak camın kullanılmasını kavramsal olarak düşünmüşlerdir(Sharma, 1987). Bu bilim adamları 20dB/km kadar düşük kaybın başarılabileceğini öngörmüşler ve cam fiberlerin haberleşme amacı için kullanılmasını önermişlerdir. İlerleyen yıllarda A.B.D., İngiltere ve Japonya gibi ülkelerden birçok grup düşük kaybın başarıma olasılığını keşfetmeye başlamışlardır. 1969'da bir Japon firması, çok bileşenli camdan 100 dB/km kayıplı yumuşak geçişli bir fiber yaptıklarını açıklamıştır. 1970'de A.B.D.'de 20 dB/km kayıplı kimyasal buharlaşmayla çökelti metodu ile üretilmiş birçok metreden oluşan tek modlu fiberler gerçekleştirilmiştir. 1988'de optik haberleşme uzun mesafeli haberleşme için bir ortam haline gelmiştir. Bir yer altı fiber optik kablo sistemi Amerika ile Avrupa arasında kullanıma girmiştir. Şu anda ise bina içi izole edilmiş networklerden kıtalar arası devasa sistemlere kadar fiber sistemler mevcuttur(Buck, 1995).

Optik fiberin kalitesi ilerleyen yıllarda artmaya devam etmiştir. Günümüzde 0.2 dB/km'nin altında kayba sahip fiberler mevcuttur. Su altı sistemlerinde kullanılan tek modlu bir fiber için

kayıp dalga boyunun fonksiyonu olarak Şekil 1.1’de yer almaktadır. Burada 1.3 μm dalga boyunda 0.38 dB/km, 1.5 μm dalga boyunda 0.29 dB/km kayıp söz konusudur.



Şekil 1.1 Dalga boyuna bağlı olarak su altı sistemlerinde kullanılan fiberin kaybı (Einarson, 1996).

Transmisyon ortamı olarak optik fiber kullanımının birçok avantajı vardır(Sharma, 1987; Buck, 1995,):

1. Kaybı diğer iletişim ortamlarına göre azdır.
2. Optik taşıyıcı frekansını kullanmak (10^{14} Hz civarı) yüksek seviyede band genişliğinin elde edilmesini sağlar.
3. Fiber üretiminin temel maddesi olan cam bol ve ucuzdur.
4. Fiberin yalıtkan ortamı elektromagnetik girişimden etkilenmez. Dolayısıyla fiber sistemlerde gürültü miktarı düşüktür.
5. Fiber kablunun küçük dış çapı verimli alan kullanımına olanak sağlar.
6. Kablunun hafif olması ve esnek olması kablo döşemeyi kolay ve nisbeten de ucuz yapar.
7. Yüksek erime noktasından dolayı fiber, kötü hava koşullarındaki uygulamalar için uygundur.
8. Fiber düşük ağırlığından dolayı hava taşıtlarındaki uygulamalarda tercih edilir.

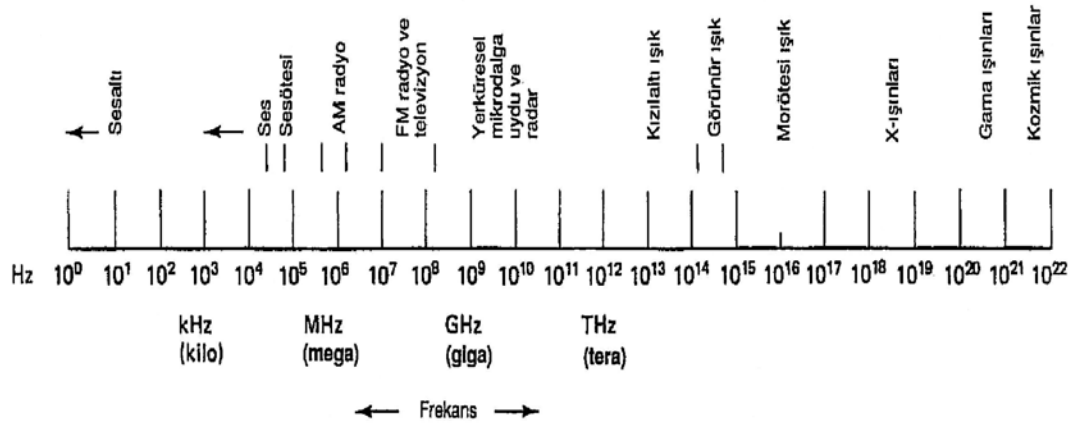
Fiber optik kullanımının bir çok avantajlarına rağmen dezavantajları da vardır:

1. Optik fiberler kırılkan yapıdadır.
2. Kurulum maliyeti nisbeten fazladır. Kurulum diğer teknolojilere göre zordur ve daha fazla zaman alır.
3. Optik fiberler zırhlamanın iyi yapılmaması durumunda nem gibi olumsuz çevresel koşullarından etkilenebilir.

Sonuç olarak optik fibere yönelme düşük gürültü ve düşük kayıp yanında bilgi kapasitesinin de artmasını sağlar. Optik fiber önemli avantajlarından dolayı birçok uygulama için tercih edilen bir ortamdır. Haberleşmeden başka endüstriyel otomasyon ve kontrol, bilgisayar yerel ağ bağlantıları, savunma, sensör uygulamaları, demiryolu haberleşmesi ve kontrolü, güç hatları boyunca haberleşme, yağ ve petrol boru hatlarında optik fiberler kullanılır.

1.3 Haberleşmede Kullanılan Elektromagnetik Spektrum

Haberleşmede kullanılan elektromagnetik spektrum sesaltı frekansları (birkaç Hz)'ndan kozmik ışınlar kadar (10^{22} Hz) uzanmaktadır. Bu spektrumda ses bandındaki 300 Hz'den milimetre bandındaki 90 GHz'lik kısım milimetre ve mikrodalga kılavuzlarını, metalik telleri ve radyo dalgalarını kullanan transmisyon ortamlarını içermektedir. Bu ortamları kullanan haberleşme sistemlerinden telefon, AM ve FM radyo, televizyon, radar ve uydu linkleri günlük hayatın bir parçasıdır.



Şekil 1.2 Elektromagnetik spektrum(Toması, 1997)

Elektromagnetik spektrumun diğer önemli parçası optik bölgeyi içine alır. Optik spektrum dalga boyu 400nm - 700nm görülebilir bölgeyi de içine alan 50 nm(ultraviyole)'den 100 μ m(uzak kızılötesi)'ye kadar uzanır. Optik spektrum frekans aralığı ise 10^{14} Hz ile 10^{15} Hz arasındadır. Haberleşmede kullanılan elektromagnetik spektrum Şekil 1.2'de görülmektedir.

1.4 Optik Dalga Kılavuzları İçin Temel Kavramlar

Fiber optik teknolojisi ışığın emisyonu, transmisyonu ve dedeksiyonunu içerdiği için öncelikle ışığın doğasından ve temel optik kanunlardan bahsedilmesi gerekir.

1.4.1 Işığın Yansıma ve Kırılması

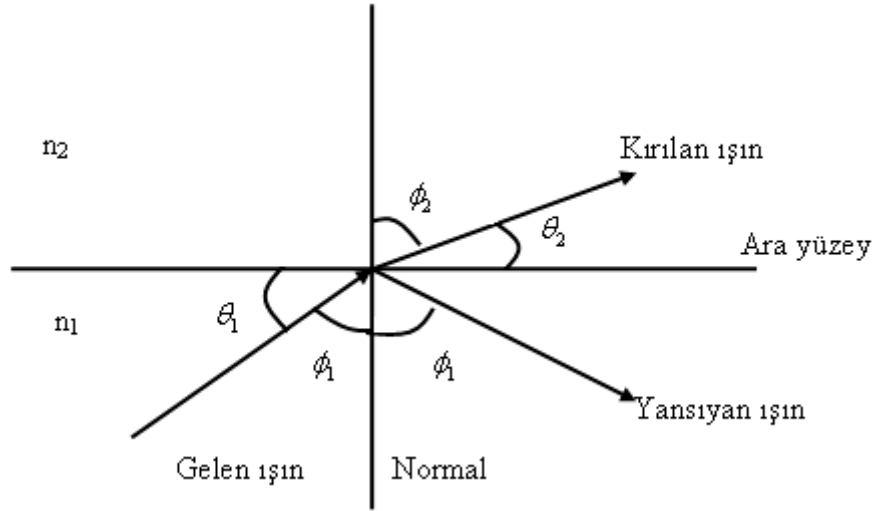
Temel optik parametrelerden bir tanesi yansıma katsayısıdır. Serbest uzayda ışık dalgası $c=3.10^8$ m/sn hızla hareket eder. Dielektrik ortama giren dalga v hızında hareket eder. Bu hız ışığın boş uzaydaki hızından farklıdır. λ dalga boyu, f frekans, n kırılma indisi olmak üzere,

$$c = \lambda f \quad (1.1)$$

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.2)$$

şeklinde ifade edilir. Kırılma indisi hava için $n=1$, su için $n=1.33$, cam için $n=1.5$, elmas için $n=2.42$ 'dir.

Bir ışık ışını iki farklı ortamı ayıran sınırla karşılaştığı zaman ışığın bir kısmı ilk ortama yansır geri kalan kısmı ikinci ortama geçer. Ara yüzeydeki ışığın kırılması veya yansıması iki farklı ortamdaki ışığın hızının farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Işık ışınının ara yüzeyden yansıması Şekil 1.3'de görülmektedir. Burada, kırılma indisleri arasında $n_1 > n_2$ ilişkisi mevcuttur.



Şekil 1.3 Ara yüzeyde ışık ışınının yansıma ve kırılması.

Ara yüzeydeki ilişki Snell Yasası ile verilir:

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \quad (1.3)$$

$$n_1 \cos \theta_1 = n_2 \cos \theta_2 \quad (1.4)$$

Yansımaya Kanunu'na göre bir yüzeye çarpan ışın eşit açı ile geri yansır. Bir ortamda hareket eden ışığın optik olarak yoğun olan bir başka deyişle yüksek kırılma indisli bir ortamdan yansımaya içe yansımaya, optik olarak daha az yoğun ortamdan yansımaya ise dışı yansımaya denir.

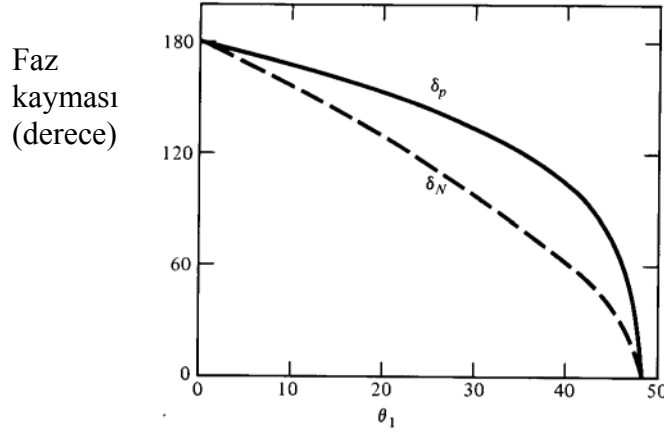
Optik olarak daha yoğun ortamdan gelen ışığın açısı θ_1 'in değeri azalırken θ_2 de sıfıra yaklaşır. $\theta_2 = 0$ olduğu zaman bu noktada hiç kırılma olmaz ve ışık ışınları tam iç yansımaya uğrar(Keiser, 1983). Başka bir deyişle ϕ_2 açısı $\frac{\pi}{2}$ değerinde ise tam yansımaya gerçekleşir.

Snell yasası kullanılarak tam yansımaya koşulunun

$$\phi_c = \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (1.5)$$

olduğu görülür. ϕ_c kritik açı olarak bilinir. Gelen ışının ara yüzeyin normali ile yaptığı ϕ açısı kritik açıdan daha büyük ise, tam iç yansımaya koşu sağlanmış olur. Yani, ışık tamamen ilk ortama geri yansır.

1.4.2 Faz Kayması



Şekil 1.4 Dalganın normal ve paralel bileşenlerinin yansımaya yüzeyinde meydana gelen faz kayması(Keiser, 1983).

Işık tam olarak yansıdığı zaman yansıyan dalgada bir faz değişimi (δ) meydana gelir. Bu faz değişimi,

$$\tan \frac{\delta_N}{2} = \frac{\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_1 - 1}}{n \sin \theta_1} \quad (1.6)$$

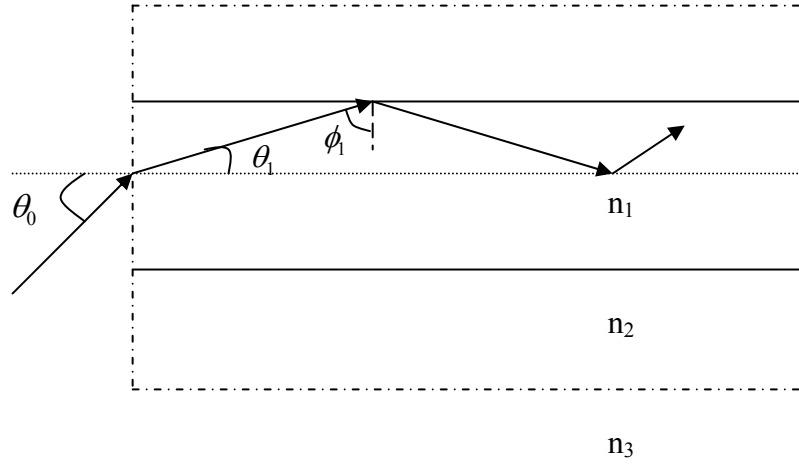
$$\tan \frac{\delta_p}{2} = \frac{\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_1 - 1}}{\sin \theta_1} \quad (1.7)$$

şeklinde ifade edilir(Keiser, 1983).

Burada δ_N , yansımaya yüzeyinin normali doğrultusundaki dalga bileşenlerinin faz kaymasıdır. δ_p ise yansımaya yüzeyine paralel doğrultudaki dalga bileşenlerinin faz kaymasıdır ve

$n = \frac{n_1}{n_2}$ 'dir. Şekil 1.4 cam-hava ara yüzeyi($n=1.5$, $\theta_c=48^\circ$) için faz kaymasını gösterir.

1.4.3 Sayısal Açıklık



Şekil 1.5 Düz, sonlu dielektrik silindirde ışın akışı(Krohn, 1992).

Kritik açı değerinde,.

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \quad (1.8)$$

$$n_1 \sin \phi_c = n_2 \sin \frac{\pi}{2} \quad (1.9)$$

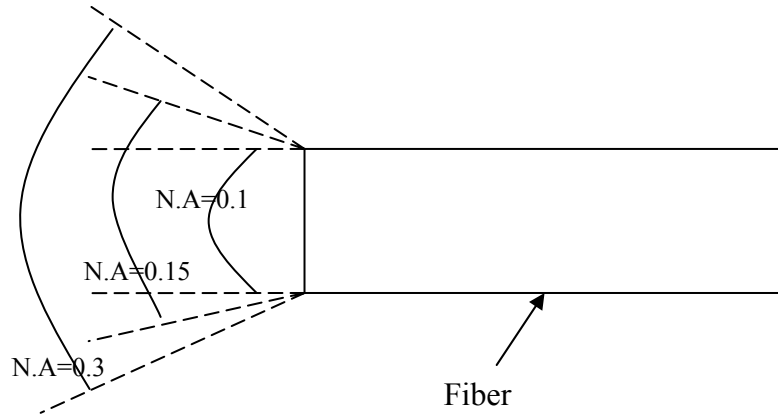
$$\sin \phi_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.10)$$

şeklinde ifade edilir. Buradan,

$$n_3 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = n_1 \sin \left(\frac{\pi}{2} - \phi_c \right) = n_1 \left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \left(n_1^2 - n_2^2 \right)^{\frac{1}{2}} = \text{N.A} \quad (1.11)$$

sonucuna ulaşılır. Şekil 1.5’de ışığın düz, dielektrik silindir boyunca akışı görülmektedir.

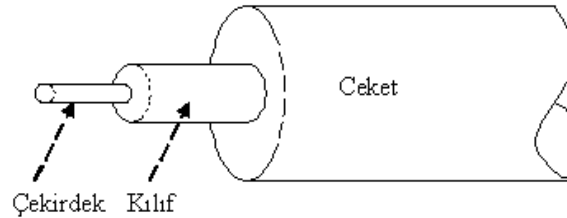
Sayısal açıklık (N.A) çekirdek ve kılıfın kırılma indisleri arasındaki ile tanımlanır. Optik fiberin ışık kabul kapasitesinin ölçüsüdür. Şekil 1.6’de görüldüğü gibi, N.A arttığı zaman fiberin ışığı içine alma kapasitesi de artar. Ayrıca fiber yarıçapının da artması ışık toplama kapasitesini artırır.



Şekil 1.6 Sayısal açıklık gösterimi (Krohn, 1992).

1.5 Dalga Kılavuzlarının Yapısı

Bir optik fiber, optik frekanslarda çalışan dielektrik dalga kılavuzudur. Bu fiber dalga kılavuzu normal olarak silindirik formdadır.



Şekil 1.7 Optik fiber yapısı.

Bir optik fiber çekirdek, kılıf ve ceket olmak üzere üç kısımdan oluşur. Optik fiber yapısı Şekil 1.7’de görülmektedir. En iç kısımdaki çekirdeğin kırılma indisi n_1 , kılıfın kırılma indisi

n_2 'den daha büyüktür. Kırılma indisleri arasındaki ilişki (1.11) eşitliği ile verilir. Burada Δ genelde 0.01 olarak alınır.

Kırılma indisleri arasında,

$$n_1 = n_2 (1 - \Delta) \quad (1.12)$$

ilişkisi vardır.

1.6 Optik Fiber Çeşitleri

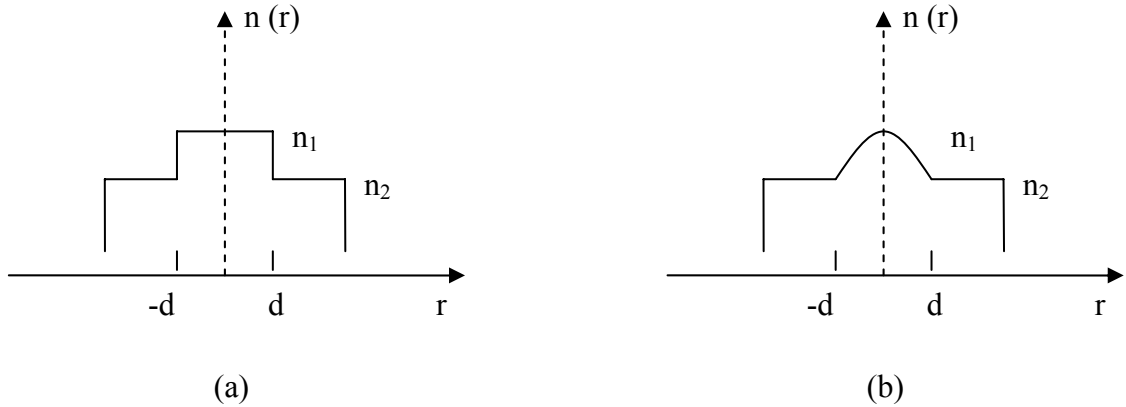
Optik fiber dalga kılavuzu elektromagnetik enerjiyi ışık formunda içinde tutar ve eksenine paralel doğrultuda ışığı hareket ettirir. Bir optik fiberin iletim özellikleri onun yapısal karakteri tarafından belirlenir. Optik fiberin yapısı, fiberin bilgi taşıma kapasitesini ve bozucu çevresel etkilere karşı olan cevabını belirler.

Bir optik fiber, optik geçirgen herhangi bir maddeden üretilebilir. Düşük ve orta kayıplı fiberlerin çekirdeği genelde cam olarak üretilir. Plastik veya cam kılıf ile çevrilir. Ayrıca fiberin çekirdeği plastik de olabilir. Cam çekirdekli fiberlerin kayıpları, plastik çekirdekli fiberlere göre daha düşüktür. Fakat plastik çekirdekli fiberler daha ucuz, daha esnek ve daha hafiftir, aydınlatma ve reklam amaçlı kullanılır.

1.6.1 Kırılma İndislerine Göre Optik Fiberlerin Sınıflandırılması

Optik fiberler kırılma indislerine göre ise iki gruba ayrılır:

- a) Basamak indisli optik fiberler (Step index optical fibers).
- b) Yumuşak geçişli optik fiberler (Graded index optical fibers).



Şekil 1.8.a. Basamak indisli fiber, b. Yumuşak geçişli fiber(Keiser,1983).

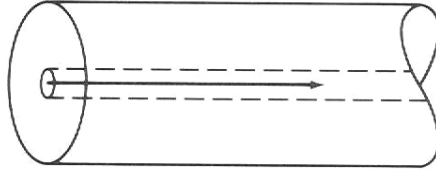
Bir basamak indisli fiberde çekirdek ve kılıf homojen maddeden yapılmıştır. Çekirdeğin kırılma indisi (n_1) uniform dağılımlı olup çekirdek kılıf ara yüzeyinde ani bir değişikliğe(düşüşe) uğrar.

Yumuşak geçişli fiberin çekirdeği ise homojen olmayan maddeden yapılmıştır. Bu tür fiberlerde kırılma indisi çekirdeğin merkezinde maksimum değerdedir ve merkezden uzaklaştıkça azalma gösterir. Şekil 1.8’de fiber kırılma indisi profilleri görülmektedir. Yumuşak geçişli fiberler daha geniş bant aralığına dolayısıyla da daha fazla bilgi iletme kapasitesine sahiptir.

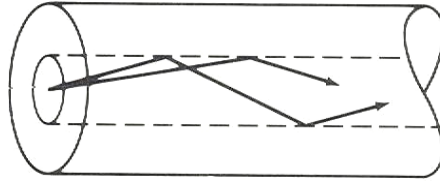
1.6.2 İletilen Mod Sayısına Göre Fiberlerin Sınıflandırılması

Elektromagnetik enerjinin takip ettiği yola mod denir. Fiberler ilettikleri mod sayısına göre iki gruba ayrılır:

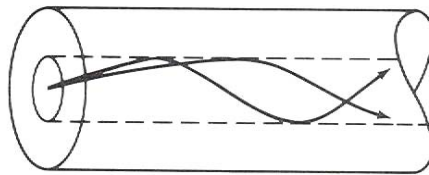
- a) Tek modlu optik fiberler (Single mode optical fibers)
- b) Çok modlu optik fiberler (Multiple mode optical fibers)



Şekil 1.9.a Tek modlu basamak indisli fiber



Şekil 1.9.b Çok modlu basamak indisli fiber



Şekil 1.9.c Çok modlu yumuşak geçişli fiber

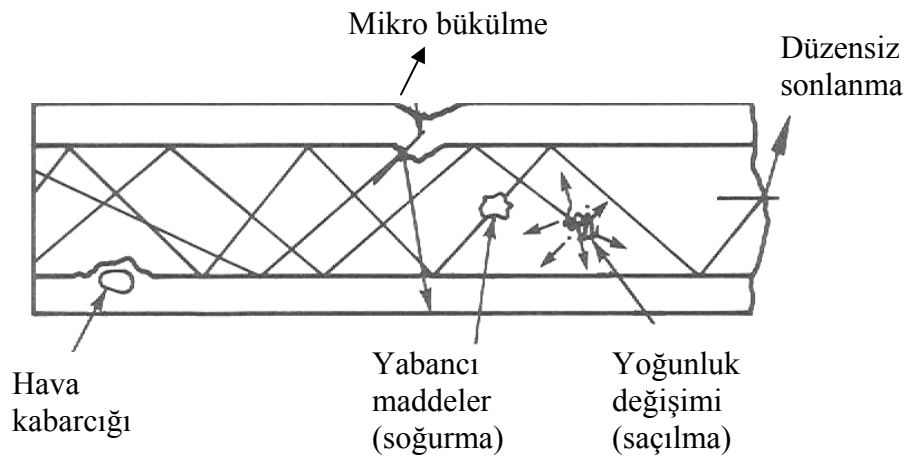
Şekil 1.9 Değişik türdeki fiberlerde ışığın izlediği yollar (Keiser,1983).

Tek modlu fiberler, tek modun iletiildiği fiberlerdir. Çok modlu fiberlerde ise birden çok iletilen mod vardır. Şekil 1.9’da tek modlu ve çok modlu fiberlerde ışığın izlediği yollar görölmektedir. Çok modlu fiberlerin tek modlu fiberlere göre üstünlükleri vardır. Geniş çekirdekli çok modlu fiberlerde ışının fiberin içine odaklanması kolaydır. Tek modlu fiberler için kaynak olarak laser diyot (LD)’ lar daha elverişli iken çok modlu fiberlerde ışık emisyonlu diyot(LED) kullanılarak ışık fiber içine yerleştirilir. LED’ ler LD’ lerde daha az optik çıkış gücüne sahip olmalarına rağmen, LED’ler daha az karmaşık yapıya sahiptir ve yapılması daha kolaydır. Ayrıca LED’ler daha ucuz ve daha uzun ömürlüdür. Bu da bir çok uygulama için arzu edilen bir durumdur.

Çok modlu fiberlerin dezavantajı modlar arası dispersiyondur. Bir optik fiberin içine girdiği zaman darbede optik güç, fiberdeki modların hepsine dağılır. Her mod birbirinden çok az farklı hızlarda hareket eder, bir başka deyişle, modlar fiberin sonuna birbirinden farklı zamanlarda ulaşır. Bu modlar arası dispersiyon olarak bilinir. Modlar arası dispersiyon yumuşak geçişli optik fiberler kullanılarak azaltılabilir.

1.7 Optik Fiberlerde Kayıp Mekanizması

Optik haberleşme sisteminin tasarımında göz önüne alınan en önemli parametrelerden bir tanesi de sinyalin fiber boyunca hareket ederken bozulmasıdır. Çünkü kayıp, alıcı ve verici arasındaki maksimum uzaklığı tanımlamada büyük rol oynar. Temel kayıp mekanizmaları soğurma, saçılma ve optik enerjinin radyasyonla kaybıdır. Ayrıca, iki fiberin bağlantısının iyi yapılmaması durumunda bağlantı kayıpları meydana gelebilir.



Şekil 1. 10 Kaybın nedenleri(Krohn,1992).

Saçılma, hem fiberin yapı maddesi hem de optik dalga kılavuzunun yapısal bozuklukları ile ilgili iken, soğurma(absorbsiyon) fiberin yapı maddesi ile ilgilidir. Radyasyon kayıpları ise fiber geometrisinin mikroskobik ve makroskobik pertürbasyonlarından kaynaklanır. Şekil 1.10'de kaybın nedenleri görülmektedir.

1.7.1 Kayıp Birimi

Kayıp, giriş gücünün çıkış gücüne oranı cinsinden logaritmik olarak ifade edilir. α fiberin kaybı, L fiberin boyu, P_{in} giriş gücü ve P_o çıkış gücü olmak üzere,

$$\alpha L = 10 \log \left(\frac{P_{in}}{P_o} \right) \quad (1.13)$$

şeklinde ifade edilir. Kaybın hiç olmadığı ideal optik fiberde giriş gücü çıkış gücüne eşittir ($P_{in} = P_o$).

1.7.2 Soğurma Kaybı

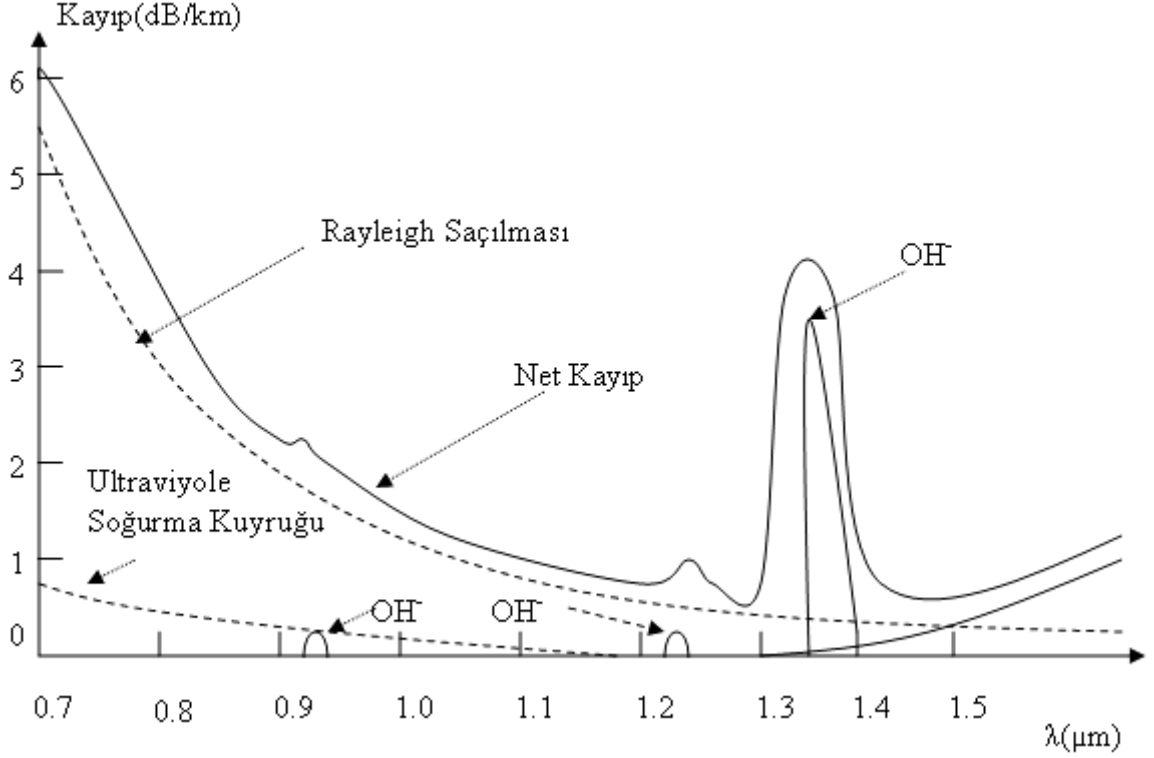
Işık, fiberde ısı üreten moleküllerin ve yapıların titreşmesine neden olur. Yani ışığın bir kısmı ısı enerjisine dönüşür. Işığın ısı enerjisine dönüşmesi ise soğurma kaybıdır. Cam karışımında atomik bozuklukların olması, camın maddesindeki farklı atomların neden olduğu dış soğurma, fiber maddesindeki temel katkı atomlarının yaptığı iç soğurma üç temel soğurma nedenidir.

Atomik bozukluklar, eksik moleküller, atom gruplarının yüksek yoğunluk kümeleri veya oksijen hataları gibi fiber maddesinin atom yapısındaki kusurlardır. Genelde bu tür soğurma iç ve yabancı madde soğurmasının yanında ihmal edilebilir. Buna rağmen, eğer fiber yoğun radyasyon seviyesine maruz kalmışsa bu tür kayıplar önemli olabilir. Direk eritme metodu ile hazırlanan fiberlerde baskın soğurma faktörü, fiber maddesindeki katkı maddelerinin varlığıdır. Katkı maddesi soğurması çoğunlukla demir, krom, kobalt ve bakır gibi geçiş metalleri ve su(OH) iyonlarından kaynaklanır. Fiberin yapısındaki OH iyon katkı maddesi, SiCl_2 , GeCl_2 ve POCl_3 ana maddelerinin hidroliz reaksiyonu için kullanılan oksihidrojen alevden kaynaklanır. Katkı maddesi soğurması, enerji seviyeleri arasındaki elektronik geçiş veya bir iyondan diğerine yük akışının olmasından kaynaklanır.

İç soğurma temel fiber maddesi(SiO_2 gibi) ile ilgilidir. İç soğurma ultraviyole bölgesindeki elektronik soğurma bandlarından ve yakın kızılötesi bölgesindeki $1.2 \mu\text{m}$ üstündeki atomik titreşim bandlarından kaynaklanır.

1.7.3 Saçılma Kaybı

Saçılma kayıpları, madde yoğunluğundaki mikroskobik değişimlerden, yapısal dalgalanmalardan, yapısal homojensizliklerden veya fiber üretim sürecinde meydana gelen hatalardan kaynaklanır. Cam molekülleri rasgele bağlanmış ağlardan oluşur. Bu yapı doğasında cam fiberdeki ortalama yoğunluktan daha az veya daha fazla moleküler yoğunluk içeren bölgeler içerebilir.



Şekil 1.11 Soğurma ve saçılma kayıpları(Ünverdi, 1991).

Buna ek olarak, cam SiO_2 GeO_2 P_2O_5 gibi birçok oksitten yapıldığı için yapısal dalgalanmalar meydana gelir. Bu yansıma katsayısında değişimlere neden olur. Yansıma katsayısındaki değişiklik ise Rayleigh tipi ışık saçılmasına neden olur. Rayleigh saçılması $\frac{1}{\lambda^4}$ ile orantılı olduğu için artan dalga boyu ile düşüş gösterir. $1\mu\text{m}$ dalga boyunun üstünde kızıl ötesi soğurma etkisi baskınken bu dalga boyunun altında Rayleigh saçılması etkindir. Şekil 1.11'de kabın dalga boyuna göre değişimi görülmektedir.

1.7.4 Radyasyon Kayıpları

Radyasyon kayıpları, bir optik fiber sonlu eğrilik yarıçaplı bükülmelere maruz kaldığı zaman oluşur. Optik

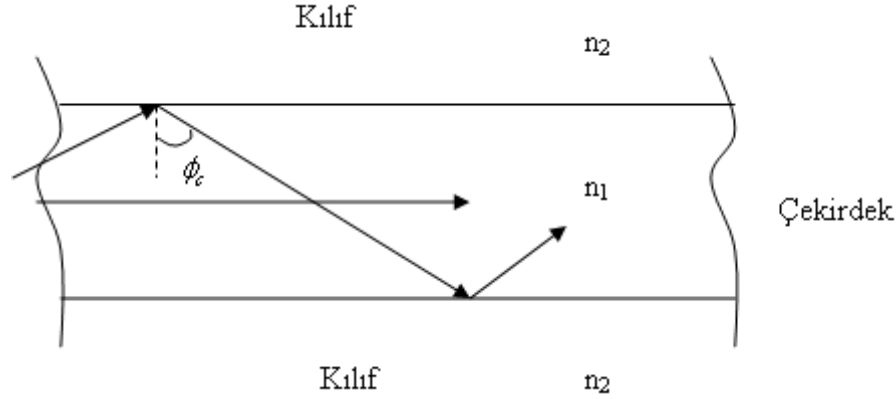
fiberin çapı ile karşılaştırılınca büyük açılardaki makroskobik bükülme ve fiberler kablo içine yerleştirildiği zaman ortaya çıkan fiber eksenindeki rasgele mikroskobik bükülmeler olmak üzere, fiber iki tür bükülmeye maruz kalabilir. Bu bükülmeler ışığın fiber dışına radyasyon yapmasına ya da bir kılavuzlanmış moddan diğerine enerji geçişine neden olur (Cherin, 1983).

1.8 Dispersiyon

Dispersiyon zaman gecikmesi anlamına gelir. Optik fiberdeki ışık transmisyonunda dispersiyonun iki önemli nedeni vardır.(Yu ve Yang, 1997)

- a.) Madde dispersiyonu
- b.) Modlar arası dispersiyon

Madde dispersiyonu, kompleks elektromagnetik dalganın çeşitli frekanslara ayrılmasına yol açar. Işığın dalga boyuna bağlıdır.



Şekil 1.12 Işık iletimi farklı iki optik yoldan olduğu zaman meydana gelen dispersiyon Modlar arası dispersiyona optik fiberdeki çeşitli ışık ışınlarının farklı yollardan ilerlemesi neden olur. Şekil 1.12'den anlaşıldığı gibi, fiber çekirdek-kılıf sınır yüzeyine çarparak ilerleyen dalga ile düz ilerleyen dalganın aldığı yollar farklıdır. Fakat bu dalgalar aynı zamanda aynı noktaya ulaşırlar.

Zig-zag çizerek ilerleyen ışının sınır yüzeyinden yansıdığı farklı noktalar arasındaki optik yol,

$$\Delta l = \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right) l \quad (1.14)$$

olarak hesaplanır.(Yu ve Yang, 1997). Burada l ışınların yansımaları arasındaki uzaklıktır. Bağlı fark,

$$\frac{\Delta l}{l} = (1 + \frac{n_2}{n_1}) \quad (1.15)$$

şeklinde ifade edilir. Modlar arası dispersiyon,

$$\Delta \mathcal{T} = \frac{(n_1 - n_2)}{n_1} \frac{L n_1}{c} = (n_1 - n_2) \frac{L}{c} \quad (1.16)$$

dır. Burada L optik fiberin uzunluğu, c ışık hızı, n_1 ve n_2 çekirdeğin ve kılıfın kırılma indisleridir. (1.16) eşitliğinden anlaşıldığı gibi fiberin boyu arttığında ve çekirdek ile kılıfın kırılma indisleri arasındaki fark arttığında dispersiyon artmaktadır. Bu yüzden optik fiber üretilirken çekirdek ile kılıfın kırılma indisleri birbirine oldukça yakın seçilmelidir.

2. OPTİK FİBERLERDE DALGA KILAVUZU ANALİZİ

2.1 Giriş

Optik haberleşmede kullanılan fiberler, görevi, görünür ve kızıl ötesi ışığı uzak mesafelere kılavuzlamak olan saydam yakıtkandan yapılmış dalga kılavuzlarıdır.

Optik dalga kılavuzu analizi yapmak için Maxwell eşitlikleri, maddenin elektriksel özellikleri ve ışığın yansıma ve kırılma kanunları göz önüne alınır. Eğer optik kılavuzun çekirdeğinin kalınlığı dalga boyunun derecesinde ise iletilen birden çok mod vardır. Çekirdek yarıçapının dalga boyundan büyük olması durumunda ise iletilen bir mod vardır.

Birinci bölümde bahsedildiği gibi, ışığın bir fiber içinde kalabilmesi için kılıfın kırılma indisi çekirdeğin kırılma indisinden küçük olmalıdır.

2.2 Maddenin Elektriksel Özellikleri

Cam fiberlerde atomlar arasındaki mesafe 0.1 nm mertebesinde. Bu mesafe, ışığın dalga boyu(1000nm) ile karşılaştırılınca çok küçüktür. Bu yüzden, dalga kılavuzu analizi yaparken, cam homojen ortam olarak varsayılmıştır. Ayrıca ortam izotropik, lineer ve zamanla değişmez olarak kabul edilmiştir. Bu tür bir maddenin elektriksel özellikleri ϵ (elektriksel geçirgenlik, permittivity), μ (magnetik geçirgenlik, permeability), σ (iletkenlik, conductivity) ile tanımlanır. Maddenin elektrik ve magnetik alanları süreklilik denklemlerine uyum sağlar. Bünye denklemleri,

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.1)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.2)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.3)$$

şeklindedir. Serbest uzaydaki değerler $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} F/m$, $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} H/m$ olmak üzere, kayıpsız ve dielektrik ortamlar için,

$$\sigma = 0 (S/m) \quad (2.4)$$

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 \text{ (H / m)} \quad (2.5)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \text{ (F / m)} \quad (2.6)$$

şeklindedir. Burada ε_r bağıl elektriksel geçirgenlik sabiti ve μ_r bağıl magnetik geçirgenlik sabitidir.

2.3 Maxwell Eşitlikleri

Zamana göre değişimin olmadığı (statik koşul) ve kaynağın bulunmadığı durum için Maxwell eşitlikleri,

$$\text{rot} \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = -j \omega \mu \vec{H} \quad (2.7)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{H} = j \omega \varepsilon \vec{E} \quad (2.8)$$

$$\text{div} \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.9)$$

$$\text{div} \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$

şeklindedir.

2.4 Dielektrik- Dielektrik Sınır Koşulları

Dielektrik- dielektrik sınır yüzeyinde elektrik ve magnetik alanın teğetsel bileşenleri süreklidir. Elektrik akı yoğunluğu ve magnetik akı yoğunluğunun ise normal bileşenleri süreklidir.

$$E_{t_1} = E_{t_2} \quad (2.11)$$

$$H_{t_1} = H_{t_2} \quad (2.12)$$

$$D_{n_1} = D_{n_2} \quad (2.13)$$

$$B_{n_1} = B_{n_2} \quad (2.14)$$

2.5 Dalga Kılavuzları İçin Temel Eşitlikler

Maxwell denklemleri, sınır koşulları ve bünye denklemleri kullanılarak elde edilir. Dalga kılavuzunun +z yönünde propagasyon yaptığı kabu edilmiştir. Propagasyon doğrultusundaki bileşenler eksenal bileşenlerdir. Kılavuzlanmış elektromagnetik dalğanın z değışimi $\exp(\mp j \beta z)$ şeklindedir (Ünverdi, 1991). Zamana göre değışim ise $\exp(j \omega t)$ şeklinde ifade edilebilir. Böyle bir dalga için alan bağıntıları,

$$\vec{E} = \vec{E}_0(x, y)e^{-j\beta z} \text{ (V/m)} \quad (2.15)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0(x, y)e^{-j\beta z} \text{ (A/m)} \quad (2.16)$$

şeklinde yazılır. $\vec{F}$ herhangi bir vektörel fonksiyon olmak üzere, kartezyen koordinatlarda rotasyonel ifadesi,

$$\nabla \times \vec{F} = \begin{vmatrix} \vec{a}_x & \vec{a}_y & \vec{a}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ F_x & F_y & F_z \end{vmatrix} \quad (2.17)$$

şeklindedir. (2.7), (2.8) ve (2.17) eşitlikleri yardımıyla,

$$E_x = -\frac{j}{\kappa^2} \left(\omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial y} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (2.18)$$

$$E_y = -\frac{j}{\kappa^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (2.19)$$

$$H_x = -\frac{j}{\kappa^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial x} - \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (2.20)$$

$$H_y = -\frac{j}{\kappa^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial y} + \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (2.21)$$

olarak enine(transverse) alan ifadeleri boyuna(longitudinal) bileşenler cinsinden elde edilmiştir. Burada κ çekirdek bölgesinin özdeğeridir ve

$$\kappa^2 = \omega^2 \mu \varepsilon - \beta^2 = k^2 - \beta^2 \quad (2.22)$$

olarak ifade edilir. Ayrıca,

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \kappa^2 E_z = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \kappa^2 H_z = 0 \quad (2.24)$$

eşitlikleri yazılır. Burada, Laplasyen operatörü,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (2.25)$$

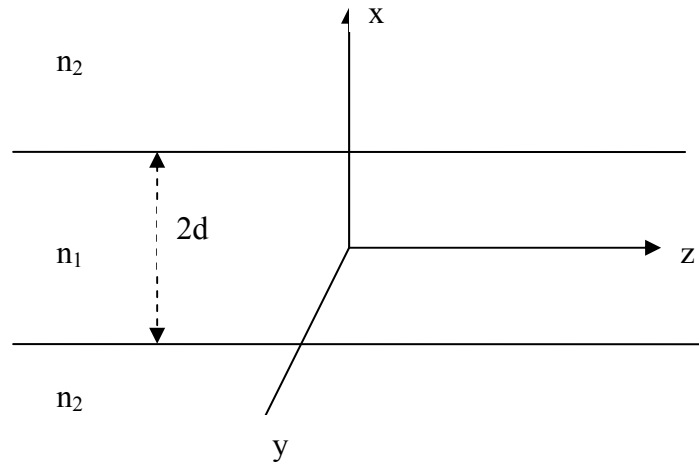
dir. Helmholtz eşitliği,

$$\nabla^2 E_z + \kappa^2 E_z = 0 \quad (2.26)$$

$$\nabla^2 H_z + \kappa^2 H_z = 0 \quad (2.27)$$

olarak elde edilir.

2.6 Düzlemsel Yapıdaki Katmanlı(Slab) Dalga Kılavuzunda Mod Analizi



Şekil 2.1 Simetrik düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzu

Slab dalga kılavuzunun propagasyon davranışları optik fiber ile benzerdir. Ayrıca slab dalga kılavuzu analizi, silindirik dalga kılavuzu analizine göre daha basit ve kolaydır. Bu yüzden öncelikli olarak optik fiberler için slab dalga kılavuzu yaklaşımı ele alınmıştır. Şekil 2.1’de bir slab dalga kılavuzunun yapısı görülmektedir.

Kılavuzun y yönünde sonsuz olduğu varsayılarak işlemler yapılmıştır. y ’nin sonsuz olma durumunda, elektromagnetik özellikler y yönünde değişim göstermez. Bu durum,

$$\frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad (2.28)$$

olarak ifade edilir. Kılavuz içindeki elektrik alan ifadesi,

$$\vec{E} = \vec{E}_0(x) e^{-j\beta z} e^{j\omega t} \quad (2.29)$$

şeklinde yazılır. Ortamın magnetik geçirgenliğinin serbest uzayın magnetik geçirgenliğine (μ_0) eşit olduğu varsayılmıştır. (2.28) eşitliği göz önüne alınırsa, slab dalga kılavuzu için temel dalga denklemleri,

$$E_x = -\frac{j\beta}{\kappa^2} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (2.30)$$

$$E_y = \frac{j\omega\mu}{\kappa^2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (2.31)$$

$$H_x = -\frac{j\beta}{\kappa^2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (2.32)$$

$$H_y = -\frac{j\omega\varepsilon}{\kappa^2} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (2.33)$$

şeklinde elde edilir.

Mod yapılarının ve karakteristik eşitliklerin fiziksel olarak kolayca anlaşılması için TE ve TM modları ele alınmıştır.

2.7 TE Modları

TE modları için $E_z = 0$ ve $H_z \neq 0$ olduğu için slab yapıda TE modları için E_y , H_x ve H_z bileşenleri mevcuttur. Helmholtz eşitliği,

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (2.34)$$

şeklindedir (Cherin, 1983). Burada,

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon \quad (2.35)$$

dur. TE modu için elektrik alanın yalnızca y bileşeni olduğu için, (2.28) eşitliği kullanılarak,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k^2 E_y = 0 \quad (2.36)$$

elde edilir. Elektrik alanın y bileşeni,

$$E_y(x, z) = E_y(x) e^{-j\beta z} \quad (2.37)$$

yazılır ve (2.36) eşitliğinde yerine yazılarak,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \kappa^2 E_y = 0 \quad (2.38)$$

elde edilir. (2.38) eşitliğinin kılavuzun çekirdek ve kılıf bölgeleri için çözümü farklıdır. Maxwell eşitliklerini kullanarak,

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad (2.39)$$

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.40)$$

olarak yazılır. Kılavuzun çekirdek bölgesinde $|x| \leq d$ için (2.38) eşitliğinin genel çözümü,

$$E_{y_1} = A_\kappa \cos(\kappa x) + A_\iota \sin(\kappa x) \quad (2.41)$$

şeklindedir. Burada,

$$\kappa^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.42)$$

dir. (2.39) eşitliği tek ve çift modlara ayrıştırılabilir. $A_\zeta \cos(\kappa x)$ çift TE modlarını, $A_\zeta \sin(\kappa x)$ tek TE modlarını ifade eder.

Kılıf bölgesinde x 'in artan değerleri ile alan sönümlü olacaktır. Bu yüzden (2.38) eşitliğinin kılıf bölgesinde $|x| \geq d$ için çözümü,

$$E_{y_2} = B_{\zeta,t} e^{-\gamma(|x|-d)} \quad (2.43)$$

şeklindedir. Burada γ sönümlü alanın zayıflama katsayısıdır.

2.7.1 Çift TE Modları

Kılavuz çekirdek bölgesinde, $|x| \leq d$ için alan ifadesi,

$$E_{y_1} = A_\zeta \cos(\kappa x) \quad (2.44)$$

şeklinde yazılır. Kılavuz kılıf bölgesinde $|x| \geq d$ için alan ifadesi ise,

$$E_{y_2} = B_\zeta e^{-\gamma(|x|-d)} \quad (2.45)$$

şeklindedir. Burada,

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \quad (2.46)$$

dır. Sınır koşullarına göre

$$E_{y_1} = E_{y_2} \quad (2.47)$$

$$H_{z_1} = E_{z_2} \quad (2.48)$$

dir. (2.44) ve (2.45) eşitlikleri (2.39), (2.40), (2.47) ve (2.48) eşitliklerinde yerine yazılarak,

$$\frac{\sin(\kappa d)}{\cos(\kappa d)} = \tan(\kappa d) = \frac{\gamma}{\kappa} \quad (2.49)$$

eşitliği elde edilir.

2.7.2 Tek TE Modları

Kılavuz çekirdek bölgesinde $|x| \leq d$ için alan ifadesi,

$$E_{y_1} = A_t \sin(\kappa x) \quad (2.50)$$

şeklindedir. Kılavuz dış bölgesinde $|x| \geq d$ için alan ifadesi,

$$E_{y_2} = B_t e^{-\gamma(|x|-d)} \quad (2.51)$$

şeklindedir. Slab yapıda çift TE modlarındaki işlem sırası takip edilerek, karakteristik denklem,

$$\frac{\sin(\kappa d)}{\cos(\kappa d)} = \tan(\kappa d) = -\frac{\kappa}{\gamma} \quad (2.52)$$

şeklinde bulunur.

2.7.3 TE Modları İçin Karakteristik Denklemler

(2.42) ve (2.46) eşitliklerini kullanarak,

$$\gamma^2 d^2 + \kappa^2 d^2 = (n_1^2 - n_2^2) k_0^2 d^2 \quad (2.53)$$

eşitliği elde edilir. $X = \kappa d$, $Y = \gamma d$ ve $V = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} k_0 d$ olmak üzere

$$X^2 + Y^2 = V^2 \quad (2.54)$$

yazılır. (2.49) ve (2.52) eşitlikleri yardımıyla,

$$\gamma d = \kappa d \tan(\kappa d) \quad (2.55)$$

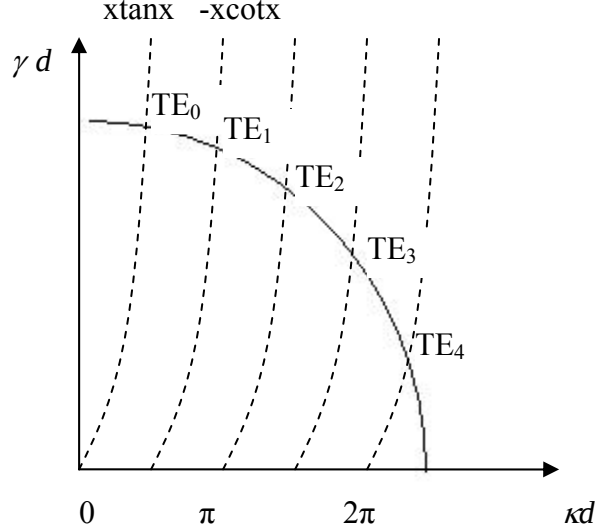
$$\gamma d = -\kappa d \cot(\kappa d) \quad (2.56)$$

eşitlikleri elde edilir. Buradan

$$Y = X \tan X \quad (2.57)$$

$$Y = -X \cot X \quad (2.58)$$

olduğu görülür. (2.54), (2.57) ve (2.58) eşitliklerini kullanarak, dalga kılavuzunun kılavuzlanmış TE modlarının propagasyon sabitlerini elde etmek için X-Y diagramı çizilir. TE modları için karakteristik denklemler Şekil 2.2’de görülmektedir.



Şekil 2.2 Dielektrik düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzunun TE modları için karakteristik denklemleri

Burada propagasyon yapan mod sayısı V tarafından belirlenir.

$$V = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} k_0 d \quad (2.59)$$

$V < \frac{\pi}{2}$ olması durumunda, kılavuzda bir tane mod iletilir. Çekirdeğin kırılma indisi n_2 ve çekirdeğin yarıçapı d 'nin artması ile propagasyon yapan mod sayısı artarken, kılıfın kırılma indisi n_1 ve kaynak dalga boyu, $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$ 'ın artması ile propagasyon yapan mod sayısı azalır.

2.8 TM Modları

TM modları için $E_z \neq 0$ ve $H_z = 0$ olduğu için slab yapıda TM modları için E_x , E_z ve H_y bileşenleri mevcuttur. TM modu için magnetik alanın yalnızca y bileşeni olduğu için,

$$H_y = H_y(x) e^{-j\beta z} \quad (2.60)$$

yazılır. Magnetik alan için Helmholtz eşitliği,

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (2.61)$$

Şeklindedir (Cherin, 1983). (2.61) eşitliği kullanılarak,

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \kappa^2 H_y = 0 \quad (2.62)$$

şeklinde elde edilir. Burada,

$$\kappa^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.63)$$

değerindedir. Maxwell denklemleri yardımıyla, slab yapıda TM modları için

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_y \quad (2.64)$$

$$E_z = -\frac{j}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.65)$$

eşitlikleri elde edilir. Kılavuz çekirdek bölgesinde $|x| \leq d$ için (2.62) eşitliğinin genel çözümü,

$$H_{y_1} = C_\varsigma \cos(\kappa x) + C_t \sin(\kappa x) \quad (2.66)$$

şeklindedir. Burada

$$\kappa^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.67)$$

şeklindedir. (2.62) eşitliğinin kılıf bölgesi $|x| \geq d$ için çözümü ise,

$$H_{y_2} = D_{\varsigma,t} e^{-\gamma(|x|-d)} \quad (2.68)$$

şeklindedir. TE modları için uyguladığımız işlem sırası, TM modları için takip edilerek karakteristik denklemler elde edilmiştir.

2.8.1 Çift TM Modları

Kılavuzun çekirdek bölgesi $|x| \geq d$ için alan ifadesi,

$$H_{y_1} = C_\zeta \cos(\kappa x) \quad (2.69)$$

iken, kılıf bölgesinde $|x| \geq d$ için alan ifadesi,

$$H_{y_2} = D_\zeta e^{-\gamma(|x|-d)} \quad (2.70)$$

şeklindedir. (2.64) ve (2.65) eşitlikleri ile sınır koşulları kullanılarak

$$\tan(\kappa d) = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \frac{\gamma}{\kappa} \quad (2.71)$$

karakteristik denklemi elde edilir.

2.8.2 Tek TM Modları

Kılavuzun çekirdek bölgesinde $|x| \leq d$ için alan ifadesi,

$$H_{y_1} = C_t \sin(\kappa x) \quad (2.72)$$

iken, kılıf bölgesinde $|x| \geq d$ için alan ifadesi,

$$H_{y_2} = D_t e^{-\gamma(|x|-d)} \quad (2.73)$$

şeklindedir. (2.64) ve (2.65) eşitlikleri ile sınır koşulları yardımıyla,

$$\tan(\kappa d) = -\left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{\kappa}{\gamma} \quad (2.74)$$

karakteristik denklemi elde edilir.

2.9 Slab Dalga Kılavuzlarında Radyasyon Modları

Dielektrik dalga kılavuzları sonlu sayıda kılavuzlanmış, sonsuz sayıda radyasyon modları içerir. Radyasyon modları $z = -\infty$ durumunda da mevcuttur (Marcuse, 1972). Kılavuzlanmış modlar sonlu enerjiye sahip iken, her bir radyasyon modunun sonsuz enerjisi vardır.

2.9.1 Çift TE Radyasyon Modları

TE radyasyon modlarının alan bileşenleri sayısı slab yapıdaki ile aynıdır. Slab dalga kılavuzlarında uygulanan analiz işlem sırası burada da geçerlidir. Fakat tek fark slabın dışında alan bileşenleri eksponansiyel olarak azalmaz. γ 'nın imajiner değerli olması, slabın dışında hareketli dalgalar oluşturur. Hareketli dalgaların sınır koşullarını sağlaması mümkün değildir. Fakat duran dalgalar sınır değer problemini sağlar.

Üçüncü Bölüm'de mod probleminin formülasyonunda ele alınan yöntem, γ 'nın imajiner olması göz önüne alınarak, radyasyon modları için de uygulanmıştır.

H_z 'nin $x = \pm d$ sınır yüzeyinde sürekli olması göz önüne alınarak, homojen eşitlikler çözülmüştür. Burada β 'nın reel değerleri için çözüm yoktur. Fakat, γ 'nın imajiner değerleri için çözüm vardır.

Çekirdek bölgesi dışındaki alana γ 'nın imajiner olmasına izin verecek şekilde bir dalga ekleyerek çözüm yapılmıştır.

Çekirdek bölgesinde, $x \leq d$ için,

$$E_y = a_\zeta \cos(\mathcal{G} x) \quad (2.75)$$

ve

$$H_z = -\frac{j\sigma}{\omega\mu_0} a_\zeta \sin(\mathcal{G} x) \quad (2.76)$$

dir. Burada,

$$\mathcal{G}^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.77)$$

dir. Çekirdek bölgesinin dışında, $x \geq d$ için,

$$E_y = b_\zeta e^{-j\zeta|x|} + c_\zeta e^{j\zeta|x|} \quad (2.78)$$

ve

$$H_z = \frac{x}{|x|} \frac{\zeta}{\omega \mu_0} \left(b_\zeta e^{-j\zeta|x|} - c_\zeta e^{j\zeta|x|} \right) \quad (2.79)$$

dir. Burada,

$$\zeta^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.80)$$

dir. $x = \pm d$ sınır yüzeyinde, E_y ve H_z 'nin sürekli olması göz önüne alınarak,

$$b_\zeta = \frac{a_\zeta}{2} e^{j\zeta d} \left(\cos(\mathcal{G} d) - j \frac{\sigma}{\rho} \sin(\mathcal{G} d) \right) \quad (2.81)$$

ve

$$c_\zeta = b_\zeta^* \quad (2.82)$$

elde edilir. Kılavuzda iletilen güç, Poynting vektörü yardımıyla,

$$P = \frac{\beta}{\omega \mu_0} \int_0^\infty E_y E_y^* dx \quad (2.83)$$

yazılır. Buradan,

$$a_\zeta = \left[\frac{2 \zeta^2 \omega \mu_0 P}{\pi \beta (\zeta^2 \cos^2(\mathcal{G} d) + \sigma^2 \sin^2(\mathcal{G} d))} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.84)$$

eşitliği elde edilir. Çift TE modlarında izlenilen yöntemle, tek TE modları ve TM modları için benzer yöntem izlenmiştir.

2.9.2 Tek TE Radyasyon Modları

Çekirdek bölgesinde, $x \leq d$ için,

$$E_y = a_t \sin(\mathcal{G} x) \quad (2.85)$$

ve

$$H_z = \frac{j \mathcal{G}}{\omega \mu_0} a_t \cos(\mathcal{G} x) \quad (2.86)$$

dir. Çekirdek bölgesinin dışında, $x \geq d$ için,

$$E_y = \frac{x}{|x|} \left(b_t e^{-j\zeta|x|} + c_t e^{j\zeta|x|} \right) \quad (2.87)$$

ve

$$H_z = \frac{\zeta}{\omega \mu_0} \left(b_t e^{-j\zeta|x|} - c_t e^{j\zeta|x|} \right) \quad (2.88)$$

dir. a_t , b_t , ve c_t sabitleri arasındaki ilişki,

$$b_t = \frac{1}{2} a_t e^{j\zeta d} \left(\sin(\mathcal{G} d) + j \frac{\mathcal{G}}{\rho} \cos(\mathcal{G} d) \right) \quad (2.89)$$

ve

$$c_t = b_t^* \quad (2.90)$$

formundadır. Genlik katsayıları mod tarafından taşınan güç ile ilişkilidir ve a_t katsayısı,

$$a_t = \left[\frac{2 \zeta^2 \omega \mu_0 P}{\pi \beta (\zeta^2 \sin^2(\mathcal{G} d) + \mathcal{G}^2 \cos^2(\mathcal{G} d))} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.91)$$

şeklinde ifade edilir.

2.9.3 Çift TM Radyasyon Modları

Çekirdek bölgesinde, $x \leq d$ için,

$$H_y = d_\zeta \cos(\mathcal{G} x) \quad (2.92)$$

ve

$$E_z = \frac{j \mathcal{G}}{n_1^2 \omega \varepsilon_0} d_\zeta \sin(\mathcal{G} x) \quad (2.93)$$

dir. Çekirdek bölgesinin dışında, $x \geq d$ için,

$$H_y = f_\zeta e^{-j\zeta|x|} + g_\zeta e^{j\zeta|x|} \quad (2.94)$$

ve

$$E_z = -\frac{x}{|x|} \frac{\zeta}{n_2^2 \omega \varepsilon_0} (f_\zeta e^{-j\zeta|x|} - g_\zeta e^{j\zeta|x|}) \quad (2.95)$$

dir. Burada, $g_\zeta = f_\zeta^*$

$$f_\zeta = \frac{1}{2} d_\zeta e^{j\zeta d} \left(\cos(\vartheta d) - j \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{\vartheta}{\zeta} \sin(\vartheta d) \right) \quad (2.96)$$

ve

$$d_\zeta = \left[\frac{2 n_1^2 \zeta^2 \omega \varepsilon_0 P}{\pi \beta \left(\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \zeta^2 \cos^2(\vartheta d) + \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \vartheta^2 \sin^2(\vartheta d) \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.97)$$

dir.

2.9.4 Tek TM Radyasyon Modları

Çekirdek bölgesinin içinde, $x \leq d$ için,

$$H_y = d_t \sin(\vartheta x) \quad (2.98)$$

ve

$$E_z = -\frac{j \vartheta}{n_1^2 \omega \varepsilon_0} d_t \cos(\vartheta x) \quad (2.99)$$

dir. Çekirdek bölgesinin dışında $x \geq d$ için,

$$H_y = \frac{x}{|x|} \left(f_t e^{-j\zeta|x|} + g_t e^{j\zeta|x|} \right) \quad (2.100)$$

ve

$$E_z = -\frac{\zeta}{n_2^2 \omega \varepsilon_0} \left(f_t e^{-j\zeta|x|} - g_t e^{j\zeta|x|} \right) \quad (2.101)$$

dir. Burada, katsayılar arasında,

$$g_t = f_t^* \quad (2.102)$$

ve

$$f_t = \frac{1}{2} d_t e^{j\zeta d} \left(\sin(\vartheta d) + j \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{\vartheta}{\zeta} \cos(\vartheta d) \right) \quad (2.103)$$

bağlantıları vardır. d_t katsayısı,

$$d_t = \left[\frac{2 n_1^2 \zeta^2 \omega \varepsilon_0 P}{\pi \beta \left(\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \vartheta^2 \sin^2(\vartheta d) + \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \vartheta^2 \cos^2(\vartheta d) \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.104)$$

dir.

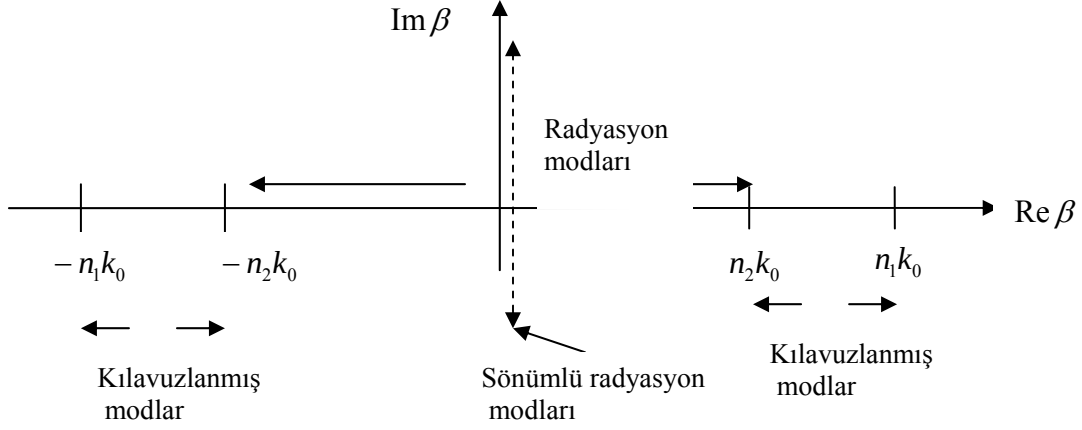
2.9.5 Kılavuzlanmış ve Radyasyon Modları İçin Propagasyon Sabiti

Dielektrik dalga kılavuzlarında kılavuzlanmış modlar ayırık spektruma, radyasyon modları ise sürekli spektruma sahiptir. Kılavuzlanmış modlar γ 'nın reel değerleri için söz konusudur.

$\kappa^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2$ ve $\gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$ olduğu göz önüne alınarak, kılavuzlanmış modlar için,

$$n_2 k_0 < |\beta| < n_1 k_0 \quad (2.105)$$

elde edilir.



Şekil 2.3 Dielektrik dalga kılavuzlarında kılavuzlanmış modlar ve radyasyon modları için β aralığı gösterilimi (Marcuse, 1972).

Radyasyon modlarına izin veren β 'nın aralığı iki kısımdan oluşur. Reel β değerleri için,

$$0 \leq |\beta_r| < n_2 k_0 \quad (2.106)$$

iken imajiner β değerleri için ise,

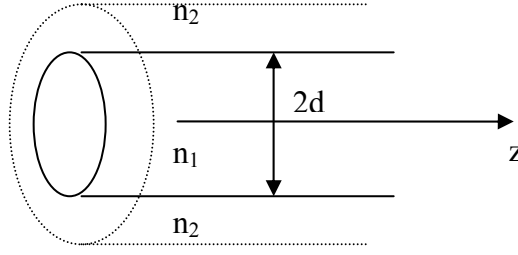
$$0 \leq |\beta_r| < \infty \quad (2.107)$$

şeklindedir. Bu kısım sönümlü alan kısmını temsil eder. Modlar için β 'nın aralığı Şekil 3.3'de görülmektedir.

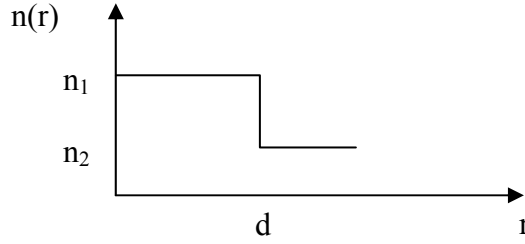
3. SİLİNDİRİK YAPIDAKİ OPTİK FİBERLER

3.1 Giriş

Bu bölümde basamak indisli, silindirik yapıda bir optik fiber sınır-değer problemi olarak ele alınmış ve optik fiberdeki modlar için alan ifadeleri elde edilmiştir. Şekil 3.1’de basamak indisli, silindirik yapıda bir optik fiber görülmektedir.



Şekil 3.1.a Silindirik yapıdaki optik fiber



Şekil 3.1.b Basamak indisli optik fiberde kırılma indisi profili

Silindirik yapıdaki bir optik fiber için mod analizini yaparken izlenen yöntemin aşamaları aşağıdaki gibidir (Cherin, 1983):

- 1.) Silindirik koordinatlarda dalga eşitliklerini kullanarak, basamak indisli bir silindirik fiber için matematik model oluşturulmuştur.
- 2.) Dalga eşitliklerini parçalamak için Değişkenlere Ayırma Metodu kullanılmıştır.
- 3.) Çekirdek ve kılıf bölgesinde alan çözümlerini etkileyen fiziksel gereklilikler tanımlanmıştır.
- 4.) Çekirdek ve kılıf bölgesi için modifiye dalga eşitliklerinin çözümünden uygun formlar seçilmiştir.
- 5.) Çekirdek-kılıf ara yüzeyinde sınır koşullarına başvurulmuştur.
- 6.) Elde edilen modlar ve kesim koşulları analiz edilmiştir.

3.2 Basamak İndisli Optik Fiber İçin Temel Eşitlikler ve Fiziksel Sınırlamalar

+z yönünde propagasyon yapan bir alan için, silindirik koordinatlarda z yönündeki alan ifadesi,

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \kappa^2 E_z = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + \kappa^2 H_z = 0 \quad (3.2)$$

şeklindedir. +z yönünde propagasyon yapan dalganın z yönündeki alan ifadelerinin (boyuna bileşenler) zamana bağımlılığı $e^{j(\omega t - \beta z)}$ şeklindedir. Değişkenlere Ayırma Metodu ışığında, elektrik alan,

$$E_z(\phi, r) = A_s F(\phi) F(r) \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilir. Fiber dairesel simetriye sahip olduğu için,

$$F(\phi) = e^{j\nu\phi} \quad (3.4)$$

yazılabilir. Burada ν azimutal mod sabitidir. Pozitif veya negatif tamsayı değerlerini alabilir. (3.3) eşitliği,

$$E_z = A_s F(r) e^{j\nu\phi} \quad (3.5)$$

olarak ifade edilir. (3.1) ve (3.5) eşitlikleri yardımıyla,

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = A_s e^{j\nu\phi} \frac{dF(r)}{dr} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} = A_s e^{j\nu\phi} \frac{d^2 F(r)}{dr^2} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} = -A_s \nu^2 e^{j\nu\phi} F(r) \quad (3.8)$$

eşitlikleri yazılır. (3.1), (3.6) ve (3.8) eşitlikleri kullanılarak,

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF(r)}{dr} + \left(\kappa^2 - \frac{\nu^2}{r^2}\right) F(r) = 0 \quad (3.9)$$

Bessel diferansiyel denklemi elde edilir. Bu denklemin birden fazla çözümü vardır.

3.3 Çekirdek ve Kılıftaki Alan İfaderi

Silindirik optik fiber için uygun alan denklemlerini bulabilmek için iki gereklilik vardır.

- 1.) Optik fiber çekirdeğinde alan sonlu olmalıdır. Spesifik olarak $r = 0$ 'da seçilen silindirik fonksiyon sınırlı olmalıdır.
- 2.) Kılıftaki alan ise fiberin merkezinden uzaklaştıkça exponansiyel olarak azalmalıdır.

Bu gereklilikler göz önüne alındığında, $r < d$ çekirdek bölgesi için,

$$E_z = A_s J_\nu(\kappa r) e^{j\nu\phi} \quad (3.10)$$

$$H_z = B_s J_\nu(\kappa r) e^{j\nu\phi} \quad (3.11)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $J_\nu(\kappa r)$ Bessel fonksiyonunu ifade eder. $\kappa = j\gamma$ şeklinde tanımlanırsa, kılıf bölgesi $r > d$ için exponansiyel azalma gösteren birinci dereceden modifiye Hankel fonksiyonu kullanılır. Alan ifadeleri,

$$E_z = C_s H_\nu^{(1)}(j\gamma r) e^{j\nu\phi} \quad (3.12)$$

$$H_z = D_s H_\nu^{(1)}(j\gamma r) e^{j\nu\phi} \quad (3.13)$$

formundadır. Burada A_s , B_s , C_s ve D_s bilinmeyen sabitlerdir. $\vec{F}$ herhangi bir vektörel fonksiyon olmak üzere, silindirik koordinatlarda rotasyonel ifadesi,

$$\vec{\nabla} \times \vec{F} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \vec{a}_r & r\vec{a}_\phi & \vec{a}_z \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \phi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ F_r & rF_\phi & F_z \end{vmatrix}$$

dir. İkinci Bölüm'deki Maxwell eşitlikleri ve silindirik yapıdaki rotasyonel ifadesi yardımıyla

$$E_r = -\frac{j}{\kappa^2} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right] \quad (3.14)$$

eşitliği elde edilir. $r < d$ çekirdek bölgesinde,

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = A_s \kappa J'_\nu(\kappa r) e^{j\nu\phi} \quad (3.15)$$

dir. Burada,

$$J'_\nu(\kappa r) = \frac{\partial J_\nu(\kappa r)}{\partial(\kappa r)} \quad (3.16)$$

dir. Bu bölgede,

$$\frac{\partial H_z}{\partial \phi} = B_s(j\nu) J_\nu(\kappa r) e^{j\nu\phi} \quad (3.17)$$

eşitliği geçerlidir. (3.15) ve (3.17) eşitlikleri, (3.14) eşitliğinde yerine yazılarak,

$$E_r = -\frac{j}{\kappa^2} \left[A_s \beta \kappa J'_\nu(\kappa r) e^{j\nu\phi} + B_s(j\nu) (\omega \mu) \frac{1}{r} J_\nu(\kappa r) e^{j\nu\phi} \right] \quad (3.18)$$

eşitliği elde edilir. Benzer şekilde,

$$E_\phi = -\frac{j}{\kappa^2} \left[j \beta \frac{\nu}{r} A_s J_\nu(\kappa r) - \kappa \omega \mu B_s J'_\nu(\kappa r) \right] e^{j\nu\phi} \quad (3.19)$$

$$H_r = -\frac{j}{\kappa^2} \left[-j \omega \varepsilon_1 \frac{\nu}{r} A_s J_\nu(\kappa r) + \kappa \beta B_s J'_\nu(\kappa r) \right] e^{j\nu\phi} \quad (3.20)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{\kappa^2} \left[\kappa \omega \varepsilon_1 A_s J'_\nu(\kappa r) + j \beta \frac{\nu}{r} B_s J_\nu(\kappa r) \right] e^{j\nu\phi} \quad (3.21)$$

eşitliklerine ulaşılır. Burada,

$$\kappa^2 = k_1^2 - \beta^2 \quad (3.22)$$

$$k_1^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_1 \quad (3.23)$$

dir. Kılıf bölgesindeki enine alan bileşenleri, çekirdek bölgesinde uygulanan bir yöntemle elde edilir. $r > d$ kılıf yüzeyi için,

$$E_r = -\frac{1}{\gamma^2} \left[\beta \gamma C_s H_v^{(1)'}(j\gamma r) + \omega \mu_0 \frac{\nu}{r} D_s H_v^{(1)}(j\gamma r) \right] e^{j\nu\phi} \quad (3.24)$$

$$E_\phi = -\frac{1}{\gamma^2} \left[\beta \frac{\nu}{r} C_s H_v^{(1)}(j\gamma r) - \omega \gamma \mu_0 D_s H_v^{(1)'}(j\gamma r) \right] e^{j\nu\phi} \quad (3.25)$$

$$H_r = -\frac{1}{\gamma^2} \left[-\omega \varepsilon_2 \frac{\nu}{r} C_s H_v^{(1)}(j\gamma r) + \gamma \beta D_s H_v^{(1)'}(j\gamma r) \right] e^{j\nu\phi} \quad (3.26)$$

$$H_\phi = -\frac{1}{\gamma^2} \left[\gamma \omega \varepsilon_2 C_s H_v^{(1)'}(j\gamma r) + \beta \frac{\nu}{r} D_s H_v^{(1)}(j\gamma r) \right] e^{j\nu\phi} \quad (3.27)$$

eşitlikleri geçerlidir. Burada,

$$\frac{\partial H_v^{(1)}(j\gamma r)}{\partial(j\gamma r)} = H_v^{(1)'}(j\gamma r) \quad (3.28)$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - k_2^2 \quad (3.29)$$

$$k_2^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_2 \quad (3.30)$$

dir. Burada A_s , B_s , C_s ve D_s ile β propagasyon sabiti, sınır koşullarına başvurularak elde edilir.

3.4 Basamak İndisli Silindirik Optik Fiber İçin Sınır Koşulları ve Karakteristik Denklem

Çekirdek kılıf arayüzeyinde, $r = d$ 'de,

$$E_{z_1} = E_{z_2}$$

$$E_{\phi_1} = E_{\phi_2}$$

$$H_{z_1} = H_{z_2}$$

$$H_{\phi_1} = H_{\phi_2}$$

şeklindedir. Burada 1 ve 2 alt indisleri sırasıyla çekirdek ve kılıf bölgesini ifade etmektedir. (3.10) ve (3.12) eşitlikleri kullanılarak, E_z için sınır değer denklemi,

$$J_\nu(\kappa d) A_s - H_\nu^{(1)}(j\gamma d) C_s = 0 \quad (3.31)$$

olarak yazılır. $r = d$ değeri, (3.19) ve (3.25) eşitliklerinde yerine yazılarak,

$$\left(\frac{\beta}{\kappa^2} \frac{\nu}{d}\right) J_\nu(\kappa d) A_s + j \frac{\omega \mu_0}{\kappa} J'_\nu(\kappa d) B_s + \left(\frac{\beta}{\gamma^2} \frac{\nu}{d}\right) H_\nu^{(1)}(j\gamma d) C_s - \frac{\omega \mu_0}{\gamma} H_\nu^{(1)'}(j\gamma d) D_s = 0 \quad (3.32)$$

eşitliği elde edilir. (3.11) ve (3.13) eşitliklerinden,

$$J_\nu(\kappa d) B_s - H_\nu^{(1)}(j\gamma d) D_s = 0 \quad (3.33)$$

eşitliği yazılırken, (3.21) ve (3.27) eşitliklerinden de,

$$-\frac{j \omega \varepsilon_1}{\kappa} J'_\nu(\kappa d) A_s + \left(\frac{\beta}{\kappa^2} \frac{\nu}{d}\right) J_\nu(\kappa d) B_s + \left(\frac{\omega \varepsilon_2}{\gamma}\right) H_\nu^{(1)'}(j\gamma d) C_s + \left(\frac{\beta}{\gamma^2} \frac{\nu}{d}\right) H_\nu^{(1)}(j\gamma d) D_s = 0 \quad (3.34)$$

eşitliği elde edilir. A_s , B_s , C_s ve D_s katsayılarının bulunması için (3.31), (3.32), (3.33) ve (3.34) eşitliklerinin determinant yoluyla çözülmesi gereklidir:

$$\begin{vmatrix} J_\nu(\kappa d) & 0 & -H_\nu^{(1)}(j\gamma d) & 0 \\ \left(\frac{\beta}{\kappa^2} \frac{\nu}{d}\right) J_\nu(\kappa d) & j \frac{\omega \mu_0}{\kappa} J'_\nu(\kappa d) & \left(\frac{\beta}{\gamma^2} \frac{\nu}{d}\right) H_\nu^{(1)}(j\gamma d) & \frac{\omega \mu_0}{\gamma} H_\nu^{(1)'}(j\gamma d) \\ 0 & J_\nu(\kappa d) & 0 & -H_\nu^{(1)}(j\gamma d) \\ \frac{j \omega \varepsilon_1}{\kappa} J'_\nu(\kappa d) & \left(\frac{\beta}{\kappa^2} \frac{\nu}{d}\right) J_\nu(\kappa d) & \left(\frac{\omega \varepsilon_2}{\gamma}\right) H_\nu^{(1)'}(j\gamma d) & \left(\frac{\beta}{\gamma^2} \frac{\nu}{d}\right) H_\nu^{(1)}(j\gamma d) \end{vmatrix} = 0 \quad (3.35)$$

(3.35) determinantının sonuçlarının genişletilmesiyle elde edilen eşitlikler, dalga kılavuzunun özdeğer (eigenvalue) veya karakteristik denklemleri olarak adlandırılır. Özdeğer denklemi

kılavuzdaki modları tanımlar ve her mod için uygun β , κ ve γ değerlerini verir. Elde edilen eşitlik

$$\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{d}{\kappa} \frac{\gamma^2}{J_\nu(\kappa d)} \frac{J'_\nu(\kappa d)}{J_\nu(\kappa d)} + j\gamma d \frac{H_\nu^{(1)'}(j\gamma d)}{H_\nu^{(1)}(j\gamma d)} \right] \left[\frac{d\gamma^2}{\kappa} \frac{J'_\nu(\kappa d)}{J_\nu(\kappa d)} + j\gamma d \frac{H_\nu^{(1)'}(j\gamma d)}{H_\nu^{(1)}(j\gamma d)} \right] = \left[\nu \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \frac{\beta k_2}{\kappa^2} \right]^2 \quad (3.36)$$

dir. (3.31) ve (3.33) eşitliklerinden,

$$C_s = \frac{J_\nu(\kappa d)}{H_\nu^{(1)}(j\gamma d)} A_s \quad (3.37)$$

$$D_s = \frac{J_\nu(\kappa d)}{H_\nu^{(1)}(j\gamma d)} A_s \quad (3.38)$$

eşitlikleri yazılır. (3.32), (3.34), (3.37) ve (3.38) eşitlikleri kullanılarak

$$B_s = \frac{j}{\nu} \frac{d \kappa \gamma [\varepsilon_1 \gamma J'_\nu(\kappa d) H_\nu^{(1)}(j\gamma d) + j\varepsilon_2 \kappa J_\nu(\kappa d) H_\nu^{(1)'}(j\gamma d)]}{\omega(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \mu_0 \beta J_\nu(\kappa d) H_\nu^{(1)}(j\gamma d)} A_s \quad (3.39)$$

ve

$$B_s = j\nu \frac{\omega(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \beta J_\nu(\kappa d) H_\nu^{(1)}(j\gamma d)}{\kappa \gamma d [\gamma J'_\nu(\kappa d) H_\nu^{(1)}(j\gamma d) + j\kappa J_\nu(\kappa d) H_\nu^{(1)'}(j\gamma d)]} A_s \quad (3.40)$$

eşitliklerine ulaşılır. (3.39) ve (3.40) eşitlikleri basamak indisli bir silindirik fiberde propagasyon yapan mod çeşitlerini tanımlar.

3.5 Mod Karakteristikleri

Silindirik dalga kılavuzları için dielektrik slab dalga kılavuzlarında geçerli olan TE ve TM modlarının yanında HE ve EH hibrid modları da bulunur. Hibrid modları propagasyon yapan eğri (skew) ışınları, TE ve TM modları ise meridional ışınları ifade eder. $\nu = 0$ için yalnız TE ve TM modları vardır. $\nu = 0$ durumu için (3.36) eşitliği kullanılarak

$$\left[\frac{d \gamma^2}{\kappa} \frac{J'_0(\kappa d)}{J_0(\kappa d)} + j \gamma d \frac{H_0^{(1)'}(j \gamma d)}{H_0^{(1)}(j \gamma d)} \right] = 0 \quad (3.41)$$

ve

$$\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{d \gamma^2}{\kappa} \frac{J'_0(\kappa d)}{J_0(\kappa d)} + j \gamma d \frac{H_0^{(1)'}(j \gamma d)}{H_0^{(1)}(j \gamma d)} \right] = 0 \quad (3.42)$$

yazılır. TE modları için $E_z = 0$, TM modları için $H_z = 0$ 'dır. z yönündeki alan bileşenleri,

$$E_z = A_s J_\nu(\kappa r) e^{j \nu \phi} \quad (3.43)$$

$$H_z = B_s J_\nu(\kappa r) e^{j \nu \phi} \quad (3.44)$$

şeklindedir. $\nu = 0$ ve $A_s = 0$ için, $E_z = 0$ 'dır. (3.41) eşitliği bu durumu sağladığı için TE modlarının karakteristik denklemidir. $\nu = 0$ ve $B_s = 0$ için $H_z = 0$ 'dır. (3.42) eşitliği bu durumu sağladığı için TM modlarının karakteristik denklemidir. Silindirik fonksiyonlar için,

$$Z'_0 = Z_1 \quad (3.45)$$

şeklinde ifade edilir. (3.45) eşitliği kullanılarak (3.41) ve (3.42) eşitliği TE modları için,

$$\left[\frac{\gamma}{\kappa} \frac{J_1(\kappa d)}{J_0(\kappa d)} + j \frac{H_1^{(1)}(j \gamma d)}{H_0^{(1)}(j \gamma d)} \right] = 0 \quad (3.46)$$

TM modları için ise,

$$\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{\gamma}{\kappa} \frac{J_1(\kappa d)}{J_0(\kappa d)} + j \frac{H_1^{(1)}(j \gamma d)}{H_0^{(1)}(j \gamma d)} \right] = 0 \quad (3.47)$$

şeklinde daha basit bir formda ifade edilebilir.

3.6 Modal Kesim Koşulları

Propagasyon yapan her mod için kesim frekansı önemli bir parametredir. Kesim frekansında propagasyon yapan modun alanı kılıfta sönümlü(evanescant) alan olur ve kılavuzdan ayrılır. Bu durumda mod kılavuz tarafından kılavuzlanmaz ve radyasyon modu oluşur. Kılıftaki

alanın zayıflama oranı γ sabiti tarafından belirlenir. Modifiye Hankel fonksiyonunun asimptotik yaklaşımı için geliştirilen ifade,

$$H_v^{(1)}(j\gamma r) = \sqrt{\frac{2}{\pi j\gamma r}} (e^{-j(\frac{\pi v}{2} + \frac{\pi}{4})} e^{-\gamma r}) \quad (3.48)$$

şeklinde yazılabilir (Cherin, 1983). γ 'nün büyük değerleri için alan çekirdek bölgesine yakın kısımda kalır. Fakat γ 'nün azalan değerleriyle birlikte kılıftan dışarı çıkmaya başlar. Sonuç olarak, $\gamma = 0$ 'da alan kılavuzdan ayrılır. Kesim frekansında,

$$\gamma = 0 = \sqrt{\beta_c^2 - k_{2c}^2} \quad (3.49)$$

$$\beta_c^2 = k_{2c}^2 \quad (3.50)$$

$$k_{2c}^2 = \omega_c^2 \mu_0 \varepsilon_2 \quad (3.51)$$

iken, çekirdek için kesim koşulu

$$\kappa^2 = k_{1c}^2 - \beta_c^2 \quad (3.52)$$

$$k_{1c}^2 = \omega_c^2 \mu_0 \varepsilon_1 \quad (3.53)$$

şeklindedir. Burada,

$$\kappa_c^2 = k_{1c}^2 - k_{2c}^2 = \omega_c^2 \mu_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad (3.54)$$

yazılır. Burada,

$$\omega_c = \frac{\kappa_c}{\sqrt{\mu_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}} \quad (3.55)$$

dir. $\omega_c = 0$ durumunda yalnız HE_{11} modu vardır. Kesim durumunda HE_{11} tüm frekanslarda mevcuttur. Tek modlu bir optik fiber, bu durumdan yararlanılarak tasarlanabilir. Tek modlu fiber için çekirdek yarıçapının çok küçük olması, kılıf ve çekirdek yarıçaplarının arasındaki

fark çok küçük olmalıdır. γ değerinin sıfıra yaklaştığını düşünerek ve Modifiye Hankell fonksiyonunu kullanarak modal kesim koşulu elde edilir.

TE ve TM modları için,

$$J_0(\kappa d) = 0 \quad (3.56)$$

dır. $\nu = 1, 2, 3, \dots$ olmak üzere $HE_{1\mu}$ modlarının kesim koşulu,

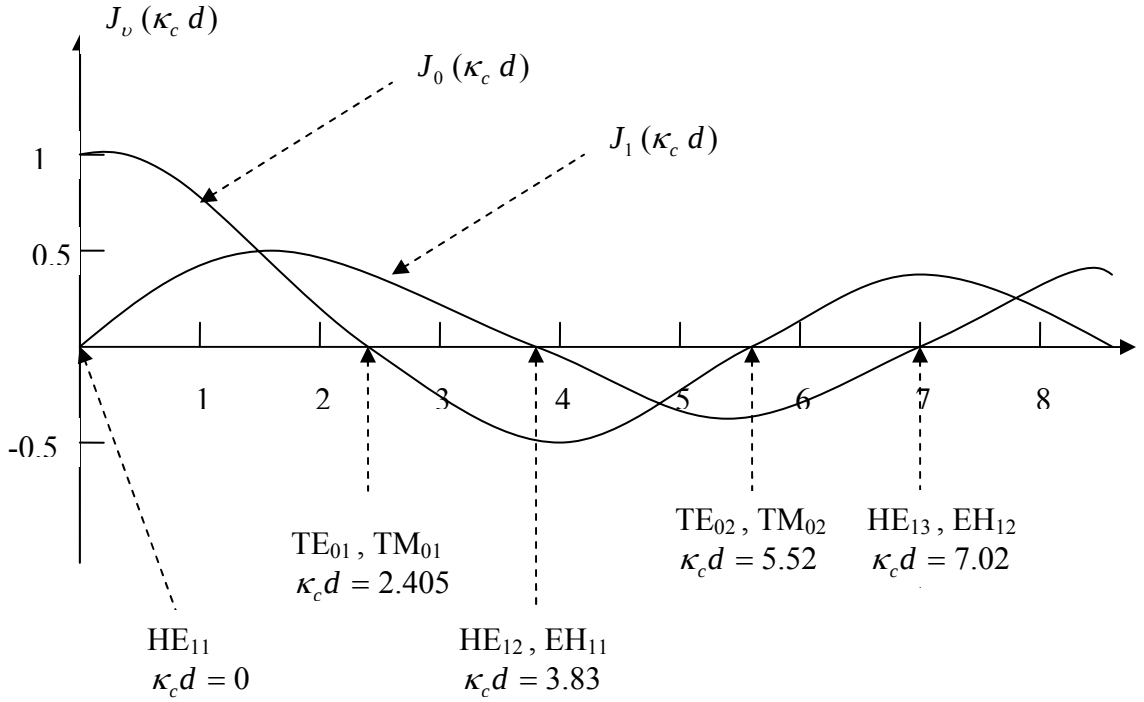
$$\kappa_c d = x_{\nu\mu} \quad (3.57)$$

$$J_\nu(x_{\nu\mu}) = 0 \quad (3.58)$$

yazılır. Burada $x_{\nu\mu}$, eşitliğin μ 'üncü dereceden köküdür. HE_{11} modu için kesim koşulu ise,

$$\kappa_c d = 0 \quad (3.59)$$

dır.



Şekil 3.2 Silindirik dalga kılavuzları için kesme koşulları ve iletilen modlar (Ünverdi, 1991).

$EH_{\nu\mu}$ modları için kesim koşulu (3.58) eşitliğidir. Fakat $x_{\nu\mu} = 0$ sınırlaması vardır. $\nu = 2, 3, 4, \dots$ olmak üzere $HE_{\nu\mu}$ modları için,

$$\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + 1\right) J_{\nu-1}(\kappa_c d) = \frac{d \kappa_c}{\nu-1} J_{\nu}(\kappa_c d) \quad (3.60)$$

yazılır. $EH_{1\mu}$ ve $HE_{1(\mu+1)}$ modları aynı kesim frekansına sahiptir. Bu modlar için dejenere modlar mevcut değildir fakat farklı propagasyon modları bulunur.

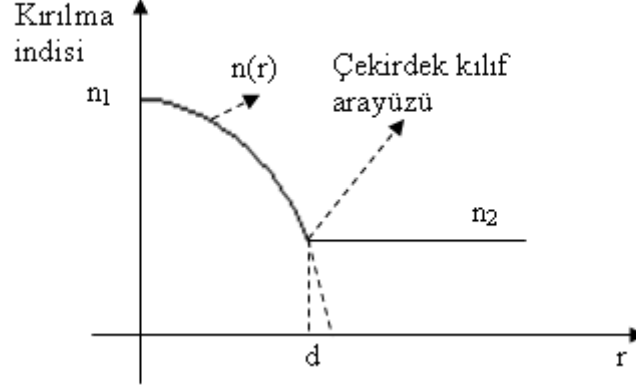
Silindirik fiberde propagasyon yapan mod sayısı V ile orantılıdır ve

$$V \equiv \kappa_c d = \frac{2 \pi d}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.61)$$

şeklindedir. V , modal parametre(normalize frekans parametresi) olarak adlandırılır. Şekil 3.2’de silindirik dalga kılavuzlarında iletilen modlar görülmektedir.

4. SİLİNDİRİK YAPIDAKİ YUMUŞAK GEÇİŞLİ OPTİK FİBERLER

4.1 Giriş



Şekil 4.1 Yumuşak indisli fiber

Bu bölümde, çok modlu, homojen olmayan çekirdeğe sahip fiber ele alınmış ve modların propagasyon sabiti ile olan ilişkisi elde edilmiştir. Basamak indisli bir fiber için β 'nın değişim aralığı,

$$n_1 k_0 \geq \beta \geq n_2 k_0 \quad (4.1)$$

şeklindedir. β 'yı bulmak için $n(r)$ kırılma indisine sahip silindirik yapıdaki dalga eşitliklerinin çözümü yapılır. Şekil 4.1'de kırılma indisi profili görülen yumuşak geçişli fiber için,

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF(r)}{dr} + [k^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2}] F(r) = 0 \quad (4.2)$$

yazılır. Burada,

$$k(r) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n(r) = k_0 n(r) \quad (4.3)$$

$$\kappa^2 = k^2(r) - \beta^2 \quad (4.4)$$

şeklindedir. Dalga eşitliğinin çözümünden, β ve k ile ilişkili olan karakteristik denklemler elde edilir. Çekirdek ve kılıf için ayrı ayrı eşitlikler yazılır ve $r = d$ sınır yüzeyi için sınır

koşullarına başvurulur. Analizi kolaylaştırmak için çekirdek bölgesindeki kırılma indisi azalmasının kılıfta da devam ettiği yaklaşımı yapılmıştır.

Analizi yapılacak çok modlu fiber için aşağıdaki yaklaşımlar yapılmıştır.

- 1.) Yansıma katsayısı profili dairesel olarak simetrik.
- 2.) Fiber $10 \mu m$ veya daha büyük çapa sahip çok modlu fiberdir.
- 3.) Kılavuzlanmış çekirdek bölgesindeki toplam indis değişimi küçüktür ($\Delta \ll 1$). Dolayısıyla modlar TE modları olarak düşünülebilir.
- 4.) Dalga boyu ile karşılaştırılınca indis değişimi çok küçüktür. Dolayısıyla geometrik optik koşulları ya da WKBJ(Wentzel, Kramers, Brillouin, ve Jefferies) Metodu'nun sıfırıncı derecesine başvurulabilir(Cherin, 1983).

4.2 Yumuşak İndisli Optik Fiberin WKBJ Analizi

Değişkenlere Ayırma Metodu Kullanılarak, elektrik alan,

$$E = A F(r) \begin{pmatrix} \cos(\nu\phi) \\ \sin(\nu\phi) \end{pmatrix} e^{-j\beta z} \quad (4.5)$$

olarak yazılır. Burada, $F(r)$ (4.2) eşitliğini sağlayan alanın radyal değişimidir. Genel WKBJ Metodu yaklaşımı, çekirdeğin kırılma indisinin sabit veya r ile yavaşça değişmesi durumunda yapılır. $F(r)$ 'nin genel çözümü, uniform olmayan düz dalgaların süperpozisyonu olarak yazılır:

$$F(r) = e^{j k_0 S(r)} \quad (4.6)$$

dir. (4.6) eşitliği, (4.2) eşitliğinde yerine yazılarak,

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} = j k_0 e^{j k_0 S(r)} \frac{dS(r)}{dr} \quad (4.7)$$

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} = j k_0 \frac{d^2 S(r)}{dr^2} e^{j k_0 S(r)} - k_0^2 \left[\frac{dS(r)}{dr} \right]^2 e^{j k_0 S(r)} \quad (4.8)$$

bulunur. (4.6), (4.7) ve (4.8) eşitlikleri, (4.2) eşitliğinde yerine yazılarak da,

$$j k_0 \frac{d^2 S(r)}{dr^2} - k_0^2 \left[\frac{dS(r)}{dr} \right]^2 + \frac{j k_0}{r} \frac{dS(r)}{dr} + \left[k^2(r) - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right] = 0 \quad (4.9)$$

eşitliği elde edilir. Kırılma indisinin r 'ye göre değişimi kademeli(yavaş yavaş) ise $S(r)$ neredeyse sabittir. k_0^{-1} serbest uzayın dalga boyu $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$ ile orantılıdır. $S(r)$, k_0^{-1} terimleri aracılığıyla bir güç serisine genişletilebilir. Şöyle ki,

$$S(r) = S_0(r) + \frac{1}{k_0} S_1(r) + \frac{1}{k_0^2} S_2(r) + \dots \quad (4.10)$$

yazılır. $S(r)$ serisinin ilk iki terimi kullanılarak

$$\frac{dS(r)}{dr} = \frac{dS_0}{dr} + \frac{1}{k_0} \frac{dS_1}{dr} \quad (4.11)$$

$$\left[\frac{dS(r)}{dr} \right]^2 = \left(\frac{dS_0}{dr} \right)^2 + \frac{1}{k_0^2} \left(\frac{dS_1}{dr} \right)^2 + \frac{2}{k_0} \frac{dS_0}{dr} \frac{dS_1}{dr} \quad (4.12)$$

$$\frac{d^2 S(r)}{dr^2} = \frac{d^2 S_0}{dr^2} + \frac{1}{k_0} \frac{d^2 S_1}{dr^2} \quad (4.13)$$

bulunur. (4.11), (4.12) ve (4.13) eşitliklerini, (4.9)'da yerine yazılarak,

$$j k_0 \frac{d^2 S_0}{dr^2} + j \frac{d^2 S_1}{dr^2} - k_0^2 \left(\frac{dS_0}{dr} \right)^2 - \left(\frac{dS_1}{dr} \right)^2 - 2k_0 \frac{dS_0}{dr} \frac{dS_1}{dr} + j \frac{k_0}{r} \frac{dS_0}{dr} + \frac{j}{r} \frac{dS_1}{dr} + \left[k^2(r) - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right] = 0 \quad (4.14)$$

eşitliği elde edilir. k_0 'ın eşit güçlerini göz önüne alarak,

$$- \left(\frac{dS_0}{dr} \right)^2 k_0^2 + \left[k^2(r) - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right] = 0 \quad (4.15)$$

ve

$$j k_0 \frac{d^2 S_0}{dr^2} - 2k_0 \frac{dS_0}{dr} \frac{dS_1}{dr} + j \frac{k_0}{r} \frac{dS_0}{dr} = 0 \quad (4.16)$$

eşitlikleri elde edilir. Dalganın yumuşak geçişli bir fiber içinde hareketini tanımlamak için, temelde modların propagasyon sabitinin davranışını bilmek gerekir. (4.15) eşitliğini çözerek propagasyon sabitinin davranışı belirlenir. Kılavuzdaki modların tam alan tanımını elde etmek için ise, $S_1(r)$ 'nin elde edilmesi gerekir (Cherin, 1983).

4.3 Yumuşak İndisli Fiber İçin Propagasyon Sabiti

(4.15) eşitliği kullanılarak,

$$S_0(r) = \pm \frac{1}{k_0} \int [k^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2}]^{\frac{1}{2}} dr \quad (4.17)$$

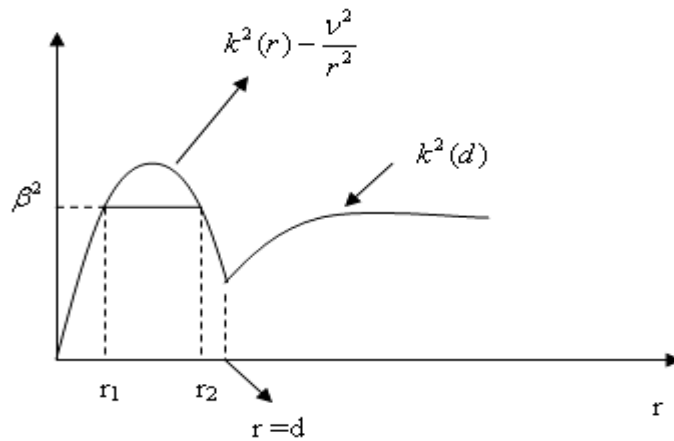
eşitliğine ulaşılır. Bu durumda, (4.6) eşitliği,

$$F(r) = e^{j k_0 S_0(r)} \quad (4.18)$$

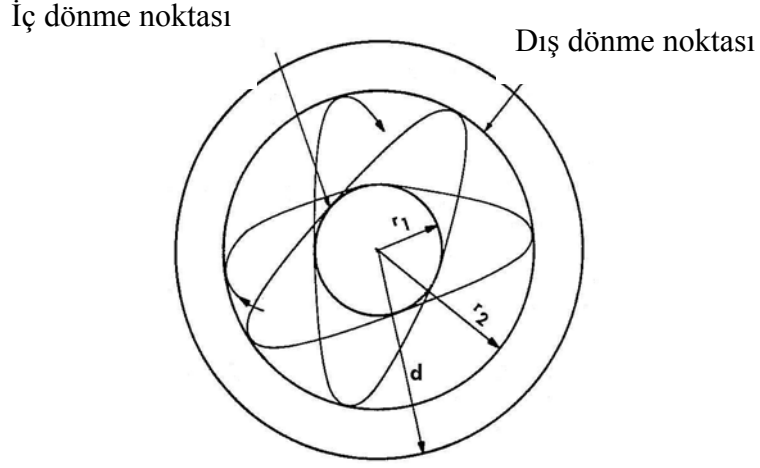
olarak yazılır. (4.18) eşitliğine göre propagasyon yapan modun olabilmesi için $S_0(r)$ reel değerli olmalıdır. Bunun için,

$$k^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} > 0 \quad (4.19)$$

durumu sağlanmalıdır.



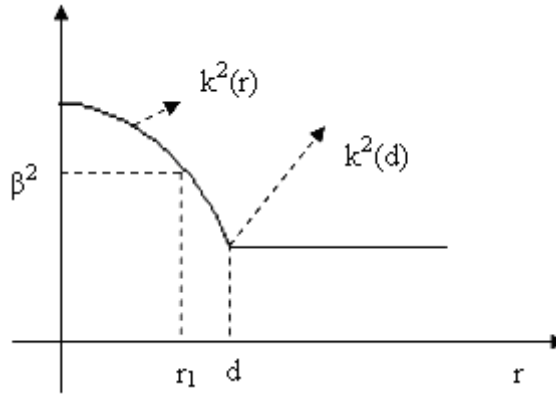
Şekil 4.2 Yumuşak geçişli optik fiber helisel ışınlarında dalga sayısı diyagramı (Cherin, 1983).



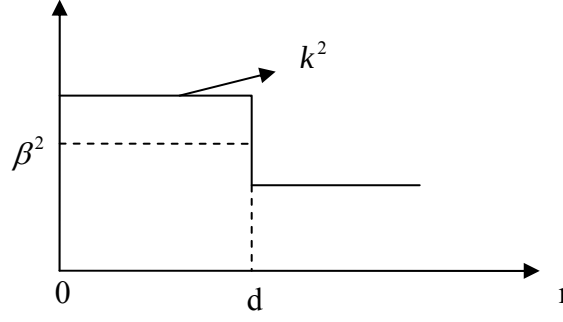
Şekil 4.3 Eğrisel(skew) ışınlar (Cherin, 1983)

r_1 ve r_2 dönme noktaları arasında (4.19) eşitliği sağlanır. Sabit bir β değerinde, yumuşak geçişli optik fiberin çekirdek bölgesinde iki adet dönme noktası(kostik) vardır. Kılavuzlanan helisel ışınlar, bu iki dönme noktası arasında yer alır. Helisel ışınlar hiçbir zaman optik fiberin ekseninde geçmezler. ν 'nün artan değerleri için dönme noktaları arasındaki mesafe azalır ve bir süre sonra iki dönme noktası birleşir Eksenel ışınlar (meridional rays), $\nu = 0$ durumunda var olan TE ve TM modlarını ifade eder.

Eksenel ışınlarda bir tane dönme noktası mevcuttur. Bu durum Şekil 4.4'de ve Şekil 4.5'te görülmektedir. Bu dönme noktası, çekirdek bölgesi içinde yer alıyorsa, kılavuzlanmış modlar, kılıf bölgesinde yer alıyorsa radyasyon modları söz konusudur.



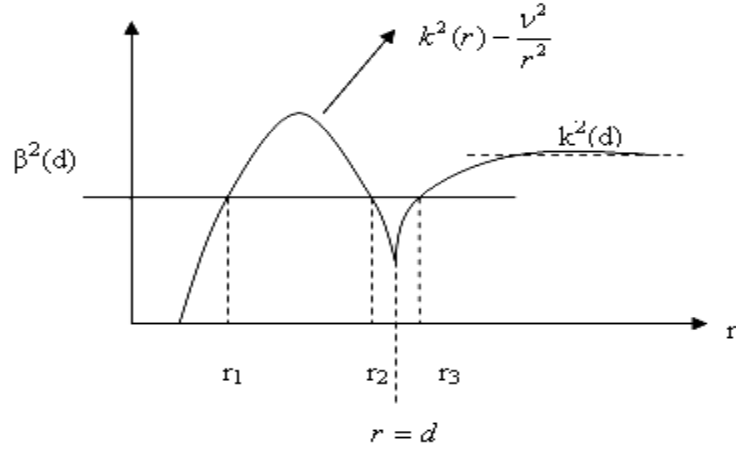
Şekil 4.4 Yumuşak geçişli optik fiberlerde eksenel ışınlarda dalga sayısı diyagramı.



Şekil 4.5 Basamak indisli optik fiberlerde eksenel ışınlar için dalga sayısı diyagramı.

4.4 Yumuşak İndisli Optik Fiberde Sızıntılı Modlar

$\beta < n_1 k_0$ için, Şekil 4.6'da görülen $r_1 < r < r_2$ bölgesinde alan osilasyon özelliği gösterir. $r_2 < r < r_3$ bölgesinde artık $S_0(r)$ reel değildir. Bu bölgede alan sönümlü (evanescent), eksponansiyel olarak azalan dalga davranışı gösterir. Bu bölge tünel olarak adlandırılır.



Şekil 4.6 Yumuşak geçişli optik fiberlerde sızıntılı modlar ($\beta < n_2 k_0$)

Tünel bölgesinin uzunluğu arttıkça sızıntı kaybı da artar. (4.19) eşitliği sağlandığı için, $r > r_3$ için propagasyon çözümü mevcuttur. Bu bölgedeki alan tekrar osilasyon özelliği gösterir ve sonsuza doğru enerji taşır. Dalga artık gerçekten kılavuzlanmaz; ancak, radyasyon ile güç kaybı olur.

$\beta = n_2 k_0$ kesim koşuludur; çünkü, $\beta < n_2 k_0$ durumunda kılavuzlanmış mod kayıp olmadan çekirdeğin içinde tutulamaz. Kaybolan güç kılavuza sızır. Bazı sızıntılı modlar, uzak mesafelere kadar propagasyon yapabilir. Özellikle sabit bağlantıların (splice) bulunduğu transmisyon hatlarında, sızıntılı modlar kayıp ölçümünü karmaşık hale getirir.

5. OPTİK KUPLÖRLER

5.1 Giriş

Optik kuplörler, bir çok uygulama için önemli olan ışık dalgalarının toplanması ve dağıtılması gibi önemli fonksiyonları yerine getirir. İdeal doğrultu ve yıldız kuplörleri dalga boyuna duyarlı elemanlardır. Dalga boyu bölmeli çoğullamalı kuplörler ise dalga boyu seçici aletlerdir. Doğrultu kuplörleri sıklıkla çift yönlü transmisyon sistemlerinde kullanılır. Ayrıca, optik kuplörler birçok transmisyon ve ölçüm sistemlerinde optik sinyalleri karıştırmak ve dallandırmak için kullanılır. Yıldız kuplörler, yerel ağ bağlantıları(LAN) ve video dağıtım sistemlerinde yer alır. Bu bölümde doğrultu kuplörleri analiz edilmiştir.

5.2 Doğrultu Kuplörleri

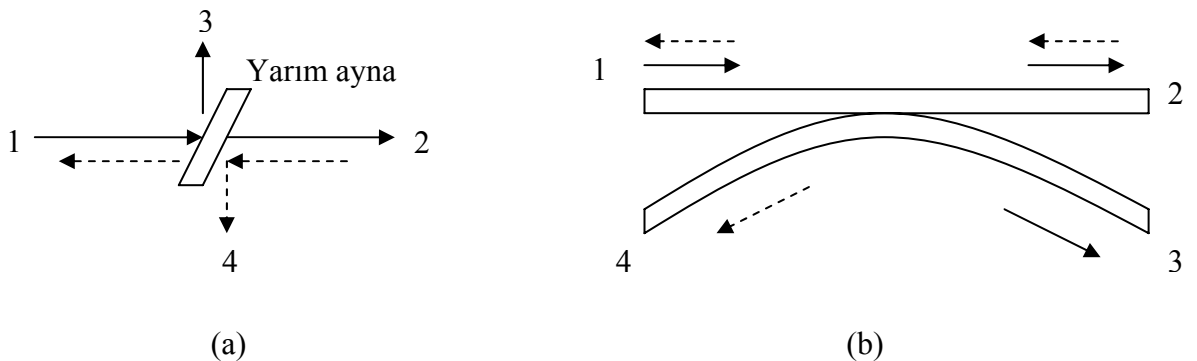
5.2.1 Saçılma Matrisi ve Sınıflandırma

Doğrultu kuplörlerinin bir çok çeşidi vardır. Fakat, doğrultu kuplörleri

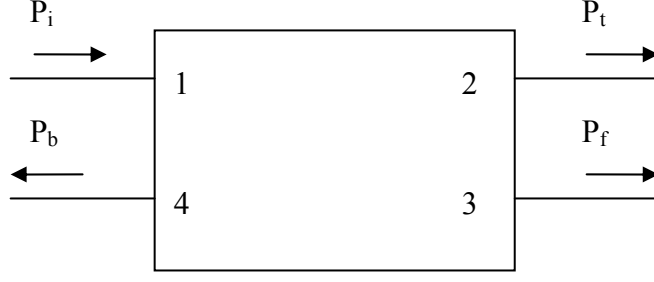
- Bulk
- Fused-fiber
- Dalga kılavuzu

doğrultu kuplörleri olarak üç temel gruba ayrılabilir. Şekil 5.1.a'da gösterildiği gibi bulk tipi kuplörler yarım aynaya benzer bir ışın ayırıcı (beam splitter) kullanırlar. Şekil 5.1.b'de gösterildiği gibi, diğer iki tip doğrultu kuplörü ise kuple dalga kılavuzu yapısını kullanır. Dalga kılavuzu tipi kuplörlerde, kuple dalga kılavuzları düzlemsel yapıdaki katmanlı(slab) dalga kılavuzlarından oluşur.

Şekil 5.2 doğrultu kuplörleri için yaygın olan bir gösterim şeklini ifade etmektedir. Şekilde gösterilen numaralar kapı(port) numaralarıdır. Bu modeli kullanarak, doğrultu kuplörleri bir saçılma matrisi ile ifade edilebilir (Kashima, 1995).



Şekil 5.1 Doğrultu kuplörleri: (a) bulk tipi (b) fused-fiber tipi



Şekil 5.2 Doğrultu kuplörleri için genel model

$$b = [S]a \quad (5.1)$$

$a = (a_1, a_2, \dots, a_i, a_n)$ ve $b = (b_1, b_2, \dots, b_i, b_n)$ şeklinde iki vektördür. a_i giriş dalgalarının kompleks genlikleri, b_i yansımış ışık dalgalarının kompleks genlikleridir. $[S]$ saçılma matrisini ifade etmektedir:

$$[S] = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} & s_{24} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} & s_{34} \\ s_{41} & s_{42} & s_{43} & s_{44} \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

C_k kuplaj faktörü, D_k doğrultuculuk(directivity) ve I_k izolasyon olmak üzere

$$C_k = 10 \log \frac{P_i}{P_f} \quad (5.3)$$

$$D_k = 10 \log \frac{P_f}{P_b} \quad (5.4)$$

ve

$$I_k = 10 \log \frac{P_i}{P_b} \quad (5.5)$$

şeklindedir. Saçılma matrisi kullanılarak,

$$C_k = 10 \log \frac{1 - |s_{11}|^2}{|s_{31}|^2} \quad (5.6)$$

$$D_k = 10 \log \frac{|S_{31}|^2}{|S_{41}|^2} \quad (5.7)$$

ve

$$I_k = 10 \log \frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{41}|^2} \quad (5.8)$$

yazılır. İdeal doğrultu kuplörlerinde ekleme kaybı sıfırdır. 1 ve 2 kapılarında hiçbir yansıma yoktur. Kuplör kayıpsız olduğu zaman, saçılma matrisi birim(unitary) matristir. Birim matris ve resiprok olma özelliği kullanılarak,

$$[S]_{ideal} = \begin{bmatrix} 0 & c_1 & j c_2 & 0 \\ c_1 & 0 & 0 & j c_2 \\ j c_2 & 0 & 0 & c_1 \\ 0 & j c_2 & c_1 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

bulunur (Kashima, 1995). c_1 ve c_2 arasında

$$c_1^2 + c_2^2 = 1 \quad (5.10)$$

bağıntısı vardır. D_k ve I_k faktörleri, ideal kuplörde sonsuz olma eğilimindedir. İdeal 3 dB doğrultu kuplörü için,

$$c_1 = c_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (5.11)$$

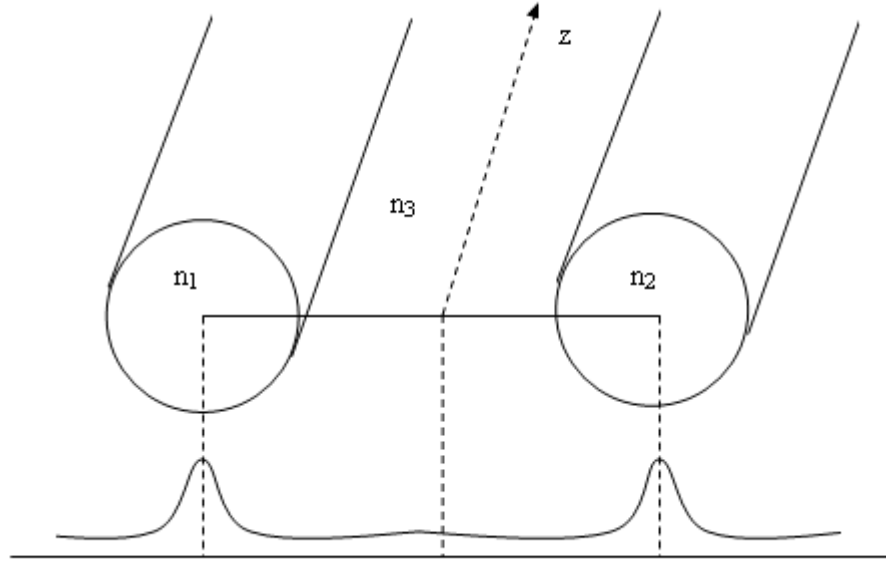
dir.

5.2.2 Kuple Dalga Eşitlikleri

Yan yana getirilen iki dalga kılavuzundan birinin gücü diğerine tamamen aktarılabilir. Bu tür kuplaja dalga kılavuzunun çekirdek-kılıf sınır yüzeyindeki bozukluklar ya da yansıma katsayısının sinusoidal değişimi neden olur. Ayrıca, kuplaja dalga geometrisindeki kusurlar ya da dalga kılavuzu dielektrik ortamının homojen olmaması neden olabilir.

Dielektrik dalga kılavuzlarında kılavuzlanmış modların elektromagnetik alanları, dalga kılavuzu eksenine enine (transverse) doğrultuda eksponansiyel olarak azalır (Marcuse,1982). Eğer iki dalga kılavuzu yan yana uzatılmış ise bir kılavuzun alanının bir kısmı diğerine ulaşır. Yeni alan ifadesi, her dalga kılavuzunun kendi alanı ve diğer dalga kılavuzunda aktarılmış alanın toplamı şeklinde ifade edilir. Bu şekil bir kuplaj mekanizması ile tam güç transverinin mümkün olduğu bu bölümde gösterilmiştir. Bunun için kuplajın olamadığı durumda her iki kılavuzunda faz hızının aynı olması gerekir. Farklı faz hızlarına sahip modlar etkili bir şekilde güç aktarımı gerçekleştiremez. Dalga kılavuzu kuplajı, kontrollü şekilde bir kılavuzdan diğerini güçle besleme olanağı sağlar.

Fused-fiber ve dalga kılavuzu doğrultu kuplörlerinin çalışma prensibi ışığın kuplajına dayanır. Bu kısımda kuple eşitlikleri ile doğrultu kuplörleri analiz edilmiştir. Analizde kullanılan kuplör yapısı Şekil 5.3’de görülmektedir.



Şekil 5.3 Kuple optik dalga kılavuzları

Dalga kılavuzlarının alanı

$$E_i = \hat{E}_i e^{j(\omega t - \beta_i z)}, \quad i = 1, 2 \quad (5.12)$$

$$H_i = \hat{H}_i e^{j(\omega t - \beta_i z)}, \quad i = 1, 2 \quad (5.13)$$

şeklinde yazılır. Burada $i = 1, 2$ sırasıyla birinci ve ikinci dalga kılavuzunu ifade eder. İki dalga kılavuzunun kuplajı zayıf olduğu zaman, bu dalga kılavuzlarının alanı pertürbasyon metodu kullanılarak analiz edilebilir. E ve H pertürbasyonsuz alanın süperpozisyonu ile

$$E = A_1(z) E_1 + A_2(z) E_2 \quad (5.14)$$

ve

$$H = A_1(z) H_1 + A_2(z) H_2 \quad (5.15)$$

olarak ifade edilir. Burada, E_1 ve H_1 birinci dalga kılavuzunun, E_2 ve H_2 ise ikinci dalga kılavuzunun alan bileşenleridir. E ve H Maxwell eşitliklerini sağlar. Küçük değerli ifadeler ihmal edilerek,

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = j K_1 A_2(z) e^{j(\beta_1 - \beta_2)z} \quad (5.16)$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = j K_2 A_1(z) e^{-j(\beta_1 - \beta_2)z} \quad (5.17)$$

eşitlikleri bulunur (Kashima, 1995). Burada, β_1 ve β_2 faz sabitleridir. Zamana göre bağımlılık $e^{j(\omega t - \beta z)}$ şeklindedir. K_1 ve K_2 kuplaj katsayılarıdır. Kuplaj katsayıları:

$$K_1 = -\omega \varepsilon_0 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n_1^2 - n_3^2) \hat{E}_1^- \hat{E}_2^- dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} z \cdot (\hat{E}_1^- \times \hat{H}_1 + \hat{E}_1 \times \hat{H}_1^-) dx dy} \quad (5.18)$$

$$K_2 = -\omega \varepsilon_0 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n_2^2 - n_3^2) \hat{E}_2^- \hat{E}_1^- dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} z \cdot (\hat{E}_2^- \times \hat{H}_2 + \hat{E}_2 \times \hat{H}_2^-) dx dy} \quad (5.19)$$

şeklinde ifade edilir. Burada, $i = 1, 2$ olmak üzere E_i^- ve H_i^- ifadeleri açısal frekans ω 'nın ve propagasyon sabiti β 'nın yerine negatif değerlikli ifadeleri koyularak elde edilir. Birbirine yakın mesafeye yerleştirilen iki kılavuz sadece bir kılavuzlanmış mod desteklese bile, radyasyon modu kuplajı gerçekleşebilir. Kılavuzlar çok modlu ise modların hepsi kuplajlanabilir. Fakat burada tek modlu iki dalga kılavuzu ele alınmıştır. Çünkü bu durumda, iki mod arasındaki enerji değişimi daha iyi şekilde gözlemlenir.

$$a_1(z) = A_1(z) e^{-j \beta_1 z} \quad (5.20)$$

ve

$$a_2(z) = A_2(z) e^{-j \beta_2 z} \quad (5.21)$$

dir. Kuplaj dalga eşitlikleri,

$$\frac{da_1}{dz} = -j \beta_1 a_1 + j K_1 a_2 \quad (5.22)$$

ve

$$\frac{da_2}{dz} = -j K_2 a_1 + j \beta_2 a_2 \quad (5.23)$$

şeklinde yazılır. Eğer iki dalga kılavuzu özdeş başka bir deyişle çekirdek kırılma indisleri dağılımları aynı ise, kuplaj katsayısı:

$$K_2 = -\frac{\omega \varepsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^{\infty} \int (n_2^2 - n_3^2) \hat{E}_2^* \hat{E}_1 dx dy \quad (5.24)$$

dir. Burada $P A_1=1$ iken birinci dalga kılavuzundaki modun gücüdür. Bu durumda,

$$K_1 = K_2 \quad (5.25)$$

dir. Bu durumda K_1 ve K_2 reel değerler alır ve kayıpsız dalga kılavuzları için, güç korunum eşitliği,

$$\frac{d}{dz} [|a_1|^2 + |a_2|^2] = 0 \quad (5.26)$$

olur. (5.22), (5.23) ve (5.26) eşitlikleri kullanılarak, β_1 ve β_2 'nin reel değerli olması durumunda,

$$\frac{d}{dz} [|a_1|^2 + |a_2|^2] = \frac{d}{dz} [a_1 a_1^* + a_2 a_2^*] = 2 \operatorname{Re} [j (K_2 - K_1^*) a_1 a_2^*] \quad (5.27)$$

eşitliği elde edilir. Burada, z^* z 'nin kompleks eşleniğini, $\text{Re}(z)$ ise z 'nin reel kısmını temsil etmektedir. $a_1(0) = A$ ve $a_2(0) = 0$ değerleri için, (5.27) kuple dalga denkleminin çözümü,

$$P_1(z) = |a_1(z)|^2 = A^2 \left[1 - \left(\frac{K}{\Delta\beta} \right)^2 \sin^2(\Delta\beta z) \right] \quad (5.28)$$

ve

$$P_2(z) = |a_2(z)|^2 = A^2 \left(\frac{K}{\Delta\beta} \right)^2 \sin^2(\Delta\beta z) \quad (5.29)$$

dir. Burada,

$$\Delta\beta = \left[K^2 + \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.30)$$

dir. (5.28) ve (5.29) eşitlikleri kullanılarak,

$$P_1(z) + P_2(z) = A^2 \quad (5.31)$$

şeklinde ifade edilir. $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ olduğu özdeş modlardaki kuplaj durumunda

$$a_1(z) = A \cos(\Delta\beta z) \exp(-j\beta z) \quad (5.32)$$

$$a_2(z) = j A \sin(\Delta\beta z) \exp(-j\beta z) \quad (5.33)$$

olur. Burada,

$$\Delta\beta = |K| \quad (5.34)$$

dır. Bu durumda,

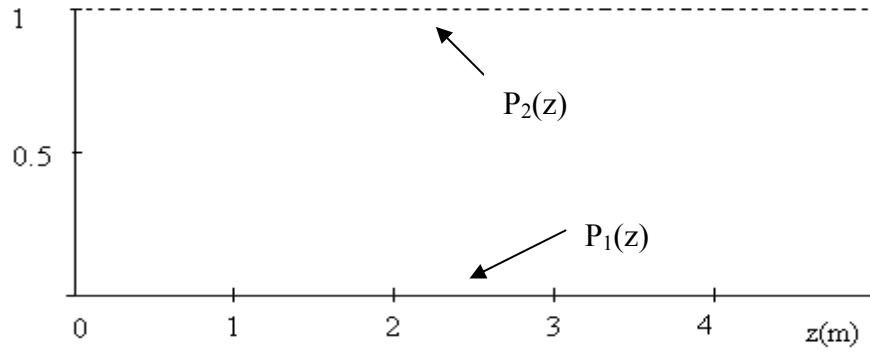
$$P_1(z) = |a_1(z)|^2 = A^2 \cos^2(\Delta\beta z) \quad (5.35)$$

ve

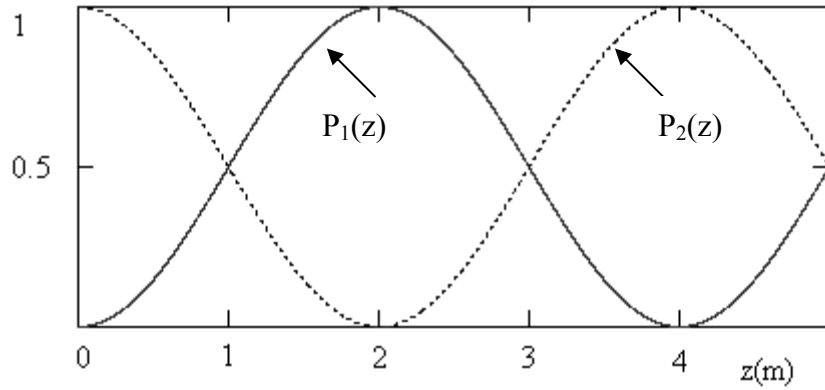
$$P_2(z) = |a_2(z)|^2 = A^2 \sin^2(\Delta\beta z) \quad (5.36)$$

eşitlikleri elde edilir. $\Delta\beta z = \frac{\pi}{2}$ olması durumunda, birinci dalga kılavuzundaki tüm güç ikinci dalga kılavuzuna aktarılır. Şekil 5.4, şekil 5.5, şekil 5.6'da değişik $\Delta\beta$ değerleri için özdeş iki dalga kılavuzu arasındaki güç aktarımını ifade eden grafikler bulunmaktadır. Kuplaj katsayısı K , dalga kılavuzu yapısına bağlıdır.

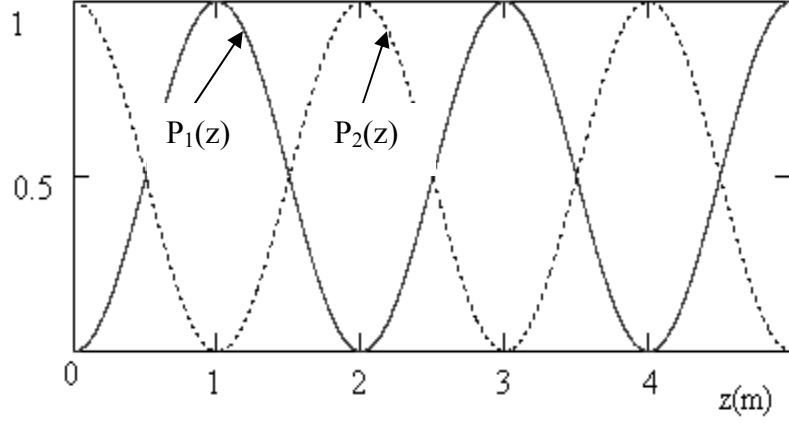
Sonuç olarak iki dalga kılavuzu birbirine yeterli miktarda yakın ise birbirini etkiler. Kılavuzlar arasındaki kuplaj, bir sabit kuplaj katsayısı ve kuple dalga denklemleri ile ifade edilir. Bir kılavuzdaki kılavuzlanmış modun alan uzantısının diğer modun çevresine ulaşması kuplaja neden olur. Ele alınan kuple dalga eşitlikleri yansıma katsayısı dağılımını göz önüne almayan herhangi bir dielektrik dalga kılavuzu için geçerlidir.



Şekil 5.4 $\Delta\beta = 0$ ve $A=1$ alınması durumunda; özdeş, kuple iki dalga kılavuzunun sahip olduğu gücün, kılavuzun uzunluğuna(z) göre değişimi



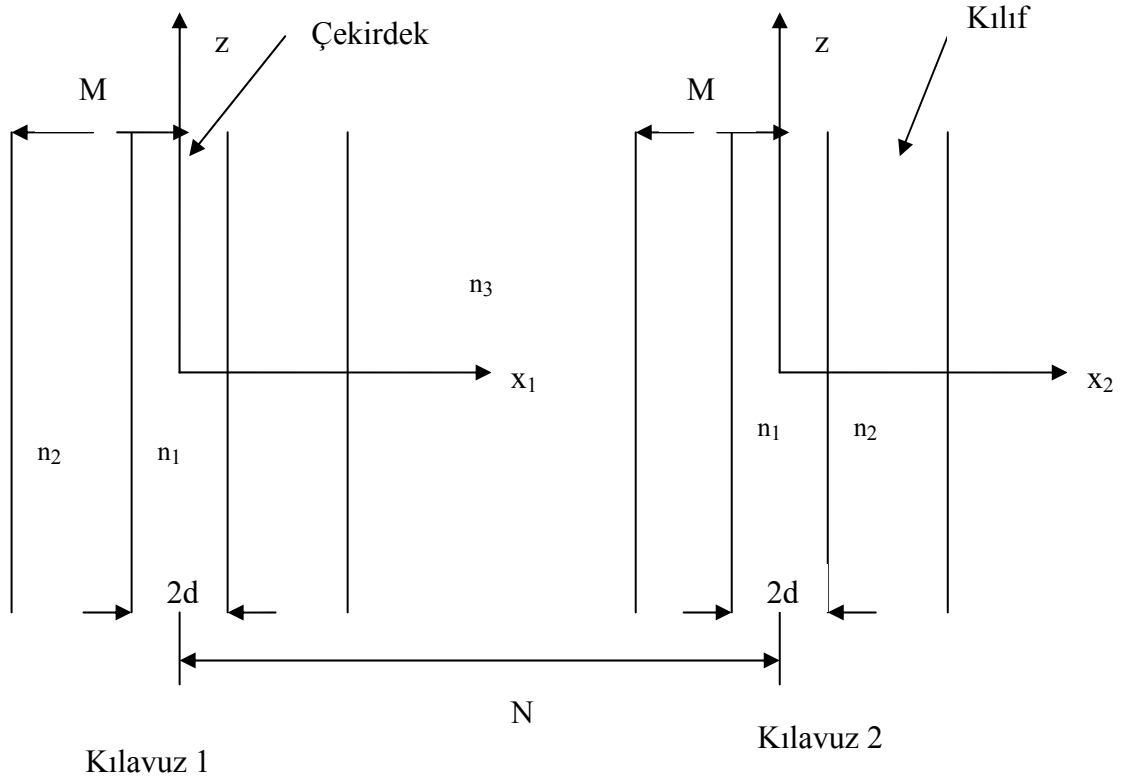
Şekil 5.5 $\Delta\beta = \frac{\pi}{4}$ ve $A=1$ alınması durumunda; özdeş, kuple iki dalga kılavuzunun sahip olduğu gücün, kılavuzun uzunluğuna göre değişimi



Şekil 5.6 $\Delta\beta = \frac{\pi}{2}$ ve $A=1$ alınması durumunda; özdeş, kuple iki dalga kılavuzunun sahip olduğu gücün, kılavuzun uzunluğuna göre değişimi

5.2.3 Kuple Slab Dalga Kılavuzları

Şekil 5.7'deki gibi, özdeş ve birbirine paralel iki slab dalga kılavuzu ele alınmıştır. (5.24) eşitliği kullanılarak, kuple olmuş dalga kılavuzu problemi çözülmüştür. Çekirdeğin kırılma indisi n_1 'in ve kılıfın kırılma indisi n_2 'nin reel olduğu durum göz önüne alınarak işlemler yapılmıştır. n_3 için reel olma sınırlaması yoktur.



Şekil 5.7 Kuple paralel iki dalga kılavuzu

Çift TE modları için elektrik alan ifadesi,

$$\hat{E}_y = \begin{cases} a_k \cos(\kappa x) & 0 \leq x \leq d \\ b_k e^{\gamma x} + c_k e^{-\gamma x} & d \leq x \leq M \\ f_k e^{-\rho x} & d \leq x < \infty \end{cases} \quad (5.37)$$

dir. Burada,

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (5.38)$$

$$\kappa = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (5.39)$$

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2} \quad (5.40)$$

ve

$$\rho = \sqrt{\beta^2 - n_3^2 k_0^2} \quad (5.41)$$

dür. $e^{-\gamma(M-d)} \ll 1$ olduğu düşünülerek ve küçük değerli ifadeler ihmal edilerek, b_k , c_k ve f_k katsayıları:

$$b_k = 0 \quad (5.42)$$

$$c_k = a_k e^{\gamma d} \cos(\kappa d) \quad (5.43)$$

$$f_k = \frac{2 \kappa \gamma a_k}{(\gamma + \rho) \sqrt{\kappa^2 + \gamma^2}} e^{\rho M} e^{-\gamma(M-d)} \quad (5.44)$$

olarak elde edilir. a_k katsayısı, modun taşıdığı güç(P) cinsinden

$$a_k = \sqrt{\frac{2 \omega \mu_0 P}{\beta d + \frac{\beta}{\gamma}}} \quad (5.45)$$

şeklinde elde edilir. (5.37) eşitliği ile ifade edilen mod alanı, her dalga kılavuzunun merkezine yerleştirilmiş koordinat sistemi ile ifade edilir. (5.24) ve (5.34) eşitlikleri kullanılarak, $\beta_1 = \beta_2$ olması durumunda propagasyon sabiti,

$$\Delta\beta = \frac{4\kappa^2 \gamma^3 \rho}{\beta(1+\gamma d)(\gamma+\rho)^2(\kappa^2+\gamma^2)} e^{-2\gamma(M-d)} e^{-\rho(N-2M)} \quad (5.46)$$

olarak elde edilir. Kılıf ile optik fiberi çevreleyen ortamın kırılma indislerinin aynı olması durumunda ($n_2 = n_3$),

$$\Delta\beta = \frac{\kappa^2 \gamma^2}{\beta(1+\gamma d)(\kappa^2+\gamma^2)} e^{-\gamma(N-2d)} \quad (5.47)$$

eşitliği elde edilir. Burada $\gamma = \rho$ 'dur.

Optik fiberi çevreleyen ortama kayıp ekleyerek, iki dalga kılavuzu arasındaki kuplaj azaltılabilir. Bu yüzden, dış kayıpların kılavuzlanmış modların kaybına etkisini bilmek önemlidir. Kılavuzlanmış mod kaybı pertürbasyon metodu ile hesaplanabilir. Komşu kılavuzun varlığı ihmal edilerek, güç kaybı,

$$2\alpha = \frac{8\kappa^2 \gamma^3 \text{Im}(\rho)}{\beta(1+\gamma d)(\kappa^2+\gamma^2)|\gamma+\rho|^2} e^{-2\gamma(M-d)} \quad (5.48)$$

olarak elde edilir. Burada $\text{Im}(\rho)$, ρ 'nun imajiner kısmını temsil eder. (5.49) eşitliğinden açıkça görüldüğü gibi, kılıfın uzunluğu M'nin artması ile kayıp eksponansiyel olarak azalır. Kılıfın kalın yapılması ile kayıp azaltılabilir. ρ 'nun reel olması durumunda ise, mod kaybı yoktur. $\beta > n_3 k_0$ ve n_3 reel olduğu zaman, ρ parametresi reel olur.

Benzer şekilde, iki simetrik slab dalga kılavuzunda TM modlarının kuplajlanması durumunda oluşan propagasyon sabiti değişimi,

$$\Delta\beta = \frac{n_1^2 n_2^2 \kappa^2 \gamma^2 [2e^{(\gamma-\rho)(M-d)} - 1]}{\beta[(n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2) \gamma d + n_1^2 n_2^2 (\kappa^2 + \gamma^2)]} e^{-2\gamma(M-d)} e^{-\rho(N-2M)} \quad (5.49)$$

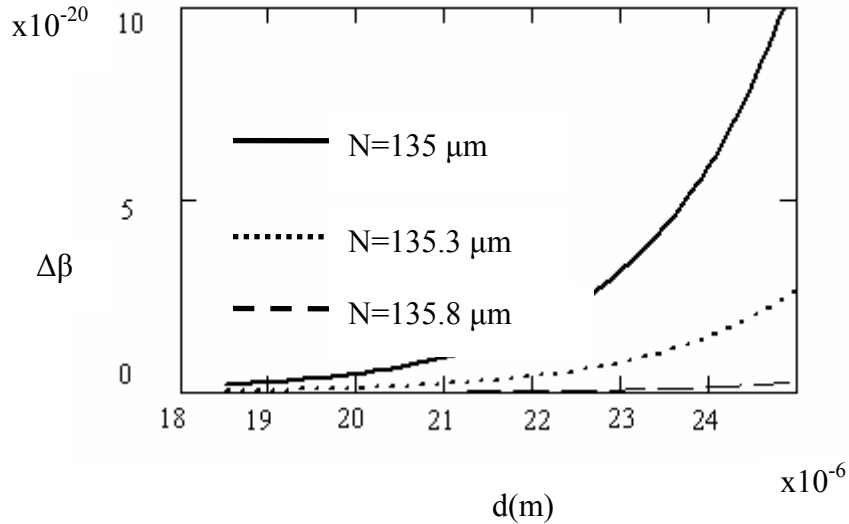
olarak elde edilir. TM modlarında, kılavuzu çevreleyen ortamın neden olduğu kayıp,

$$2\alpha = \frac{8n_1^2 n_2^4 |n_3|^4 \kappa^2 \gamma^3 \operatorname{Im}\left(\frac{\rho}{n_3}\right)}{\beta \left[(n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2) \gamma d + n_1^2 n_2^2 (\kappa^2 + \gamma^2) \right] |n_2^2 \rho + n_3^2 \gamma|^2} e^{-2\gamma(M-d)} \quad (5.50)$$

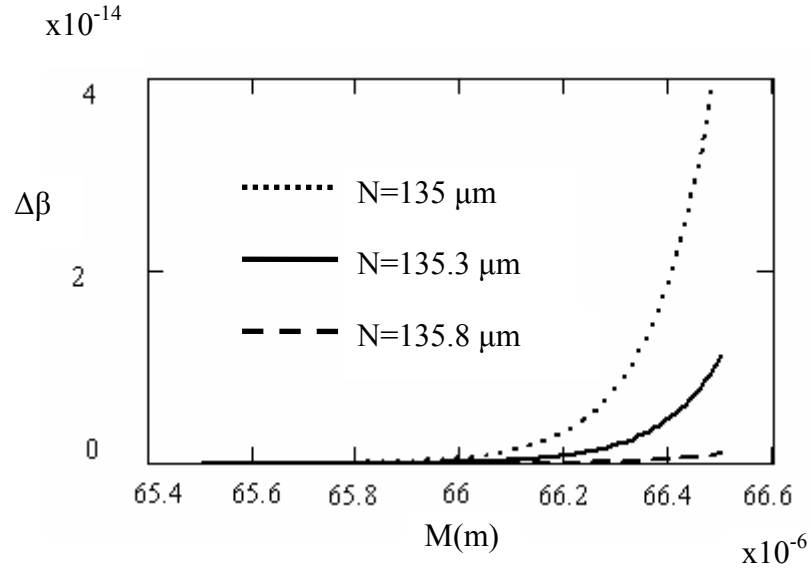
olarak elde edilir.

Simetrik, slab ve birbirine paralel iki dalga kılavuzunun kuplajlanması durumunda TE modları ve TM modları için propagasyon sabitinde meydana gelen değişimin ($\Delta\beta$) farklı parametrelere göre değişimini gösteren grafikler MATHCAD programında çizdirilmiştir. Bu grafikler Şekil 5.8, Şekil 5.9, Şekil 5.10, Şekil 5.11, Şekil 5.12, Şekil 5.13, Şekil 5.14, Şekil 5.15 ve Şekil 5.16'da görülmektedir. Burada, $f = 200 \text{ THz}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, $k_0 = 0.4189 \cdot 10^7$, $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$, $P = 1 \text{ mW}$, $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.49$, $n_3 = 1$, $\beta = 0.625 \times 10^7$, $\kappa = 0.06449 \times 10^7$, $\gamma = 0.03297 \times 10^7$, $\rho = 0.4639 \times 10^7$, değerleri kullanılmıştır.

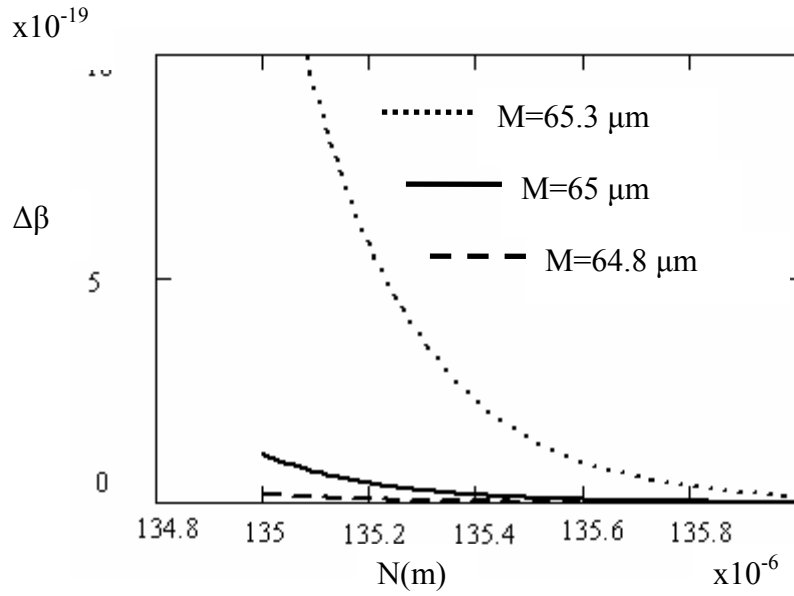
Kuple dalga kılavuzlarında, propagasyon sabitindeki değişim fiberin çekirdek yarıçapının(d) ve kılıf yarıçapının(M) artması ile eksponansiyel olarak artmakta, kuple iki fiberin arasındaki mesafenin(N) artması ile azalmaktadır.



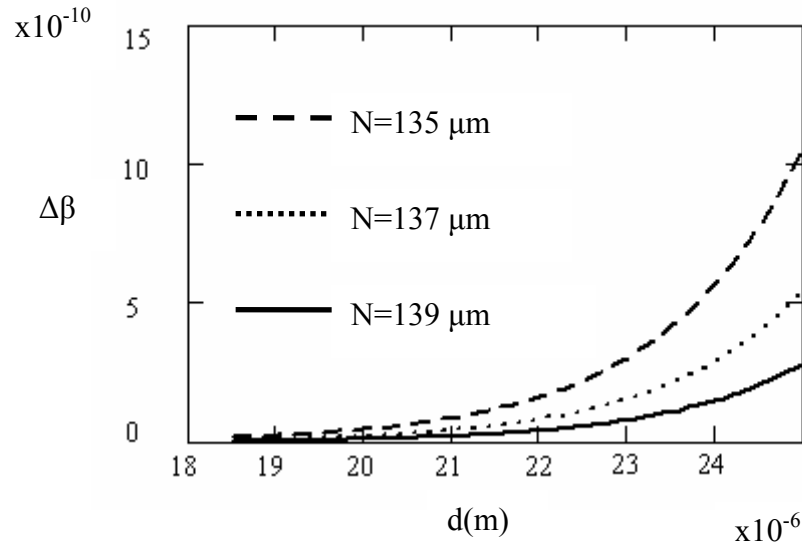
Şekil 5.8 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda $M=65\mu m$ alınarak, farklı N değerleri için d'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi



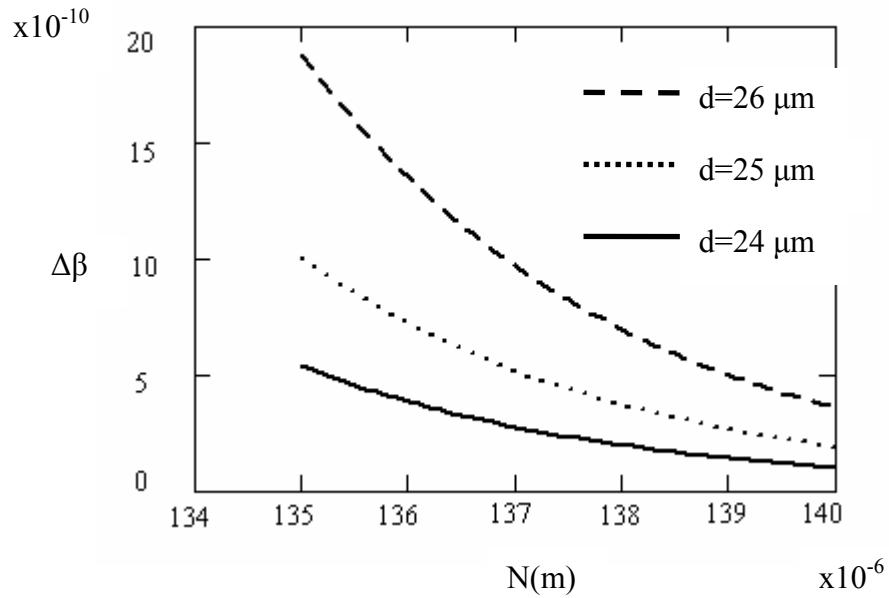
Şekil 5.9 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda $d=25\mu\text{m}$ alınarak, farklı N değerleri için M 'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi



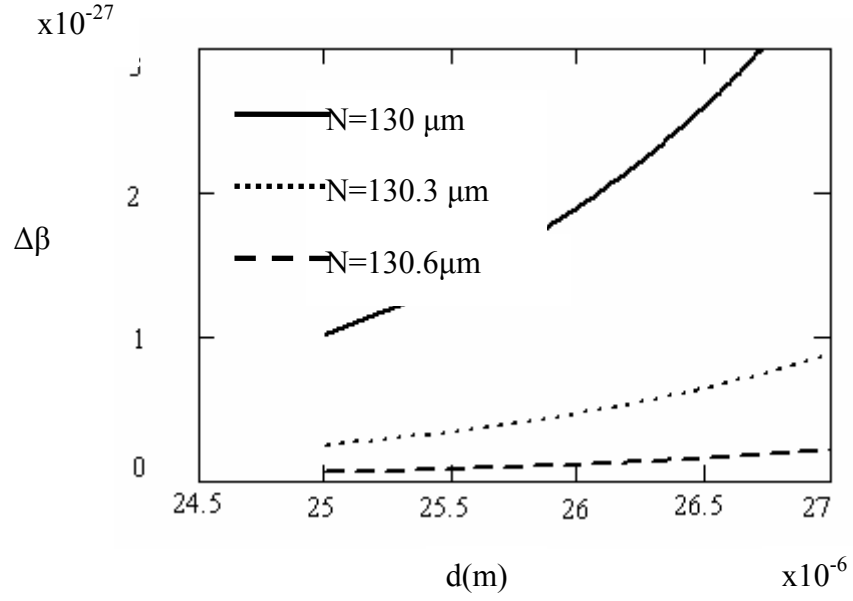
Şekil 5.10 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda $d=25\mu\text{m}$ alınarak, farklı M değerleri için N 'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi



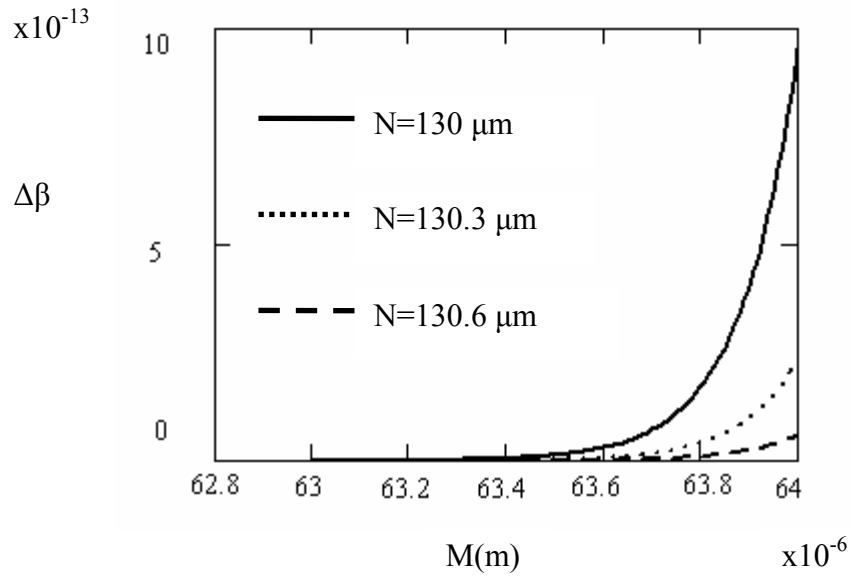
Şekil 5.11 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda, $n_2 = n_3$ olması koşuluyla farklı N değerleri için d'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi



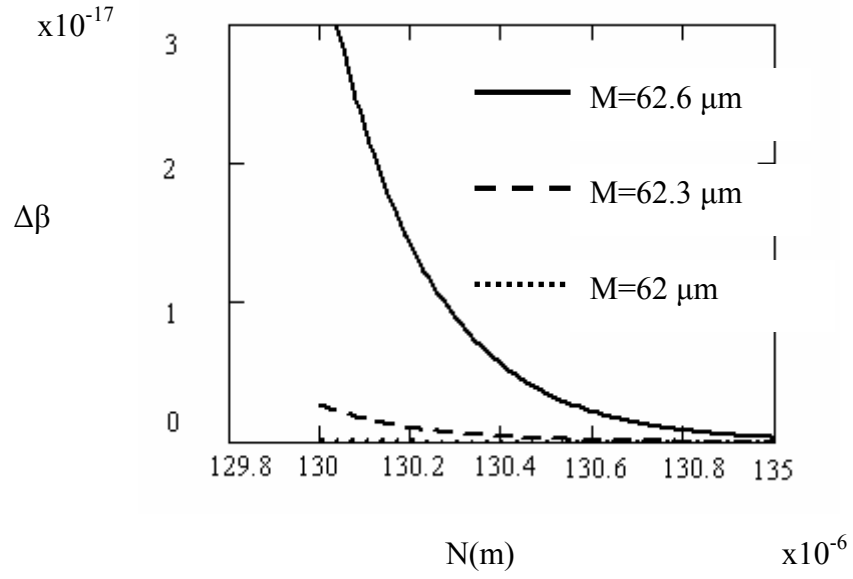
Şekil 5.12 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TE modlarının kuplajlanması durumunda, $n_2 = n_3$ olması koşuluyla farklı d değerleri için N'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi



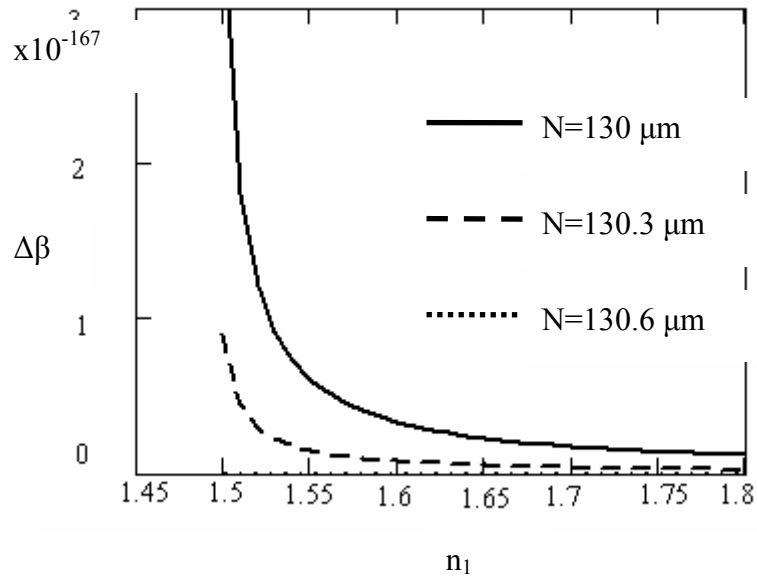
Şekil 5.13 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TM modlarının kuplajlanması durumunda, $M=60\mu\text{m}$ alınarak, farklı N değerleri için d 'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi



Şekil 5.14 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TM modlarının kuplajlanması durumunda $d=25\mu\text{m}$ alınarak, farklı N değerleri için M 'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi



Şekil 5.15 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TM modlarının kuplajlanması durumunda $d=28\mu\text{m}$ alınarak, farklı M değerleri için N 'nin fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi



Şekil 5.16 Özdeş, simetrik ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki dalga kılavuzunda, TM modlarının kuplajlanması durumunda $d=28\mu\text{m}$, $M=62\mu\text{m}$ ve $N=130\mu\text{m}$ alınarak, farklı N değerleri için n_1 'in fonksiyonu olarak propagasyon sabitinin değişimi

6. OPTİK FİBER SENSÖRLER

6.1 Giriş

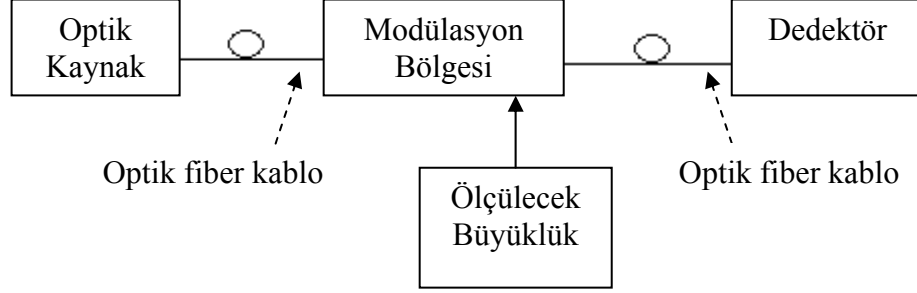
Elektronik sistemlerin çoğunda sensörler önemli bir yere sahiptir. Sensör, fiziksel bir parametreyi elektriksel çıkışa dönüştüren alettir. Örneğin, bir mikrofon ile akustik basınçtaki değişim elektrik akımına, termo eleman (thermocouple) ile ise sıcaklıktaki değişimler elektriksel voltaja dönüştürülür. Sensörlerle birçok büyüklük algılanabilir. Genel olarak, ölçülecek büyüklükler altı gruba ayrılabilir (Dakin ve Culshaw, 1988).

1. Yoğunluğu, dalga boyunu, polarizasyon durumunu, elektromagnetik fazı ya da akustik radyasyonu kapsayan ışın yayıcı sinyaller.
2. Kuvvet, basınç, dönme kuvveti(torque) gibi büyüklüklerden oluşan mekanik sinyaller.
3. Sıcaklık ve ısı akısı gibi büyüklükleri içeren termal sinyaller.
4. Voltaj, akım, yük, resistans, kapasitans, endüktans, darbe süresi, frekans ve dielektrik sabiti gibi büyüklükleri kapsayan elektriksel sinyaller.
5. Magnetik akı yoğunluğu, magnetik alan yönü ve magnetik geçirgenlik gibi büyüklükleri içeren magnetik sinyaller.
6. Kimyasal bileşim, oksitlenme potansiyeli, pH ve pCO₂ gibi büyüklüklerden oluşan kimsasal sinyaller.

Optik fiber haberleşme teknolojisindeki hızlı ve belirgin gelişme, optik fiber sensörlere olan ilgiyi artırmıştır. Optik fiber transmisyonu, endüstriyel çevrelerde izleme(monitoring) ve uzaktan ölçüm(telemetry) için başvuru alan avantajlı bir uygulamadır. Fiberlerin, sensör uygulamalarında tercih edilme nedenleri şöyle sıralanabilir (Krohn 1992):

1. Yalıtkan malzemeden yapılma
2. Küçük boyut
3. Hafif ağırlık
4. Elektromagnetik girişimden(EMI) ve radyo frekansı girişiminden (RFI) etkilenmeme
5. Düşük güçte çalışmalarına rağmen yüksek hıza sahip olma
6. Isıya ve olumsuz çevresel etkilere karşı dayanıklılık
7. Güvenli bilgi aktarımı sağlama
8. Yüksek duyarlılık
9. Bilgi haberleşme sistemleri ile arabirim olabilme
10. Ulaşılamaz yerlere ulaşabilme imkanı sunma

Şekil 6.1’de görüldüğü gibi, bir optik fiber sensör, ışığı modülasyon bölgesine taşıyan fiberi uyaran ışık kaynağı, optik sinyal ile ölçülecek büyüklük arasında etkileşimin meydana geldiği modülasyon bölgesi ve modüle ışık sinyalinin elektriksel sinyale dönüştüğü dedektör olmak üzere üç ana kısımdan oluşur.



Şekil 6.1 Bir optik fiber sensör yapısının genel gösterimi

Fiber optik sensörler iki aşamalı elemanlardır. İlk aşamada, fiber optik sensörde, ölçülecek büyüklük, fiber boyunca gönderilen ışığın özelliklerinde değişmeye neden olur. Modülasyon işlemi fiberin içinde ya da lens düzeneği gibi fibere iliştirilmiş dıştan bir sistem ile gerçekleştirilebilir. Ölçülecek parametre, ışığın herhangi bir özelliğini modüle etmek için kullanır. İkinci aşamada ise, bu değişiklikler sırasıyla alıcıda elektriksel sinyali modifiye etmek için kullanılır.

Çizelge 6.1 Sensörlerin uygulama alanları (Krohn, 1992)

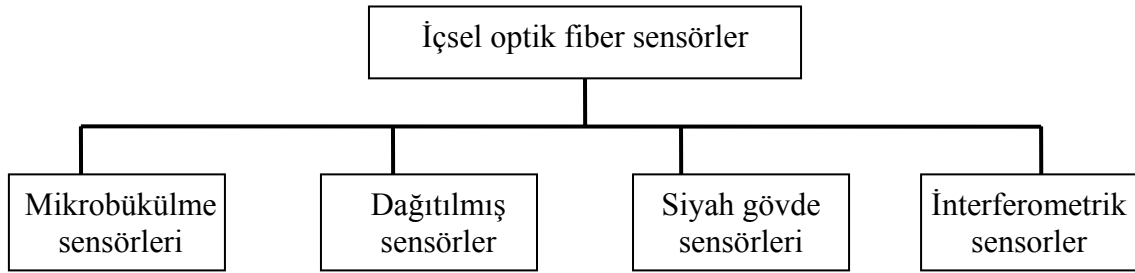
UYGULAMA ALANI	SENSÖR ÇEŞİDİ
Otomatik üretim hattı	Yer, kalınlık, hız, kırılma algılama
Süreç kontrolü	Isı, basınç, kimyasal analiz
Otomativ	Isı, basınç, gaz algılama, hızlanma, dönme kuvveti
Makine araçları	Yer değiştirme, araç bozulma dedeksiyonu
Havacılık	Isı, basınç, pozisyon, döndürme, gerilme, sıvı seviyesi
Petro kimya	Sıvı seviyesi, sızıntı dedeksiyonu
Jeofizik	Genleşme, magnetik alan
Askeri	Ses, radyasyon, titreşim, konum, sıcaklık, basınç, döndürme

Fiber optik sensörlerin endüstride birçok uygulama alanı vardır. Bu uygulamaların bazıları Tablo 6.1’de görülmektedir.

6.2 Optik Fiber Sensörlerin Sınıflandırılması

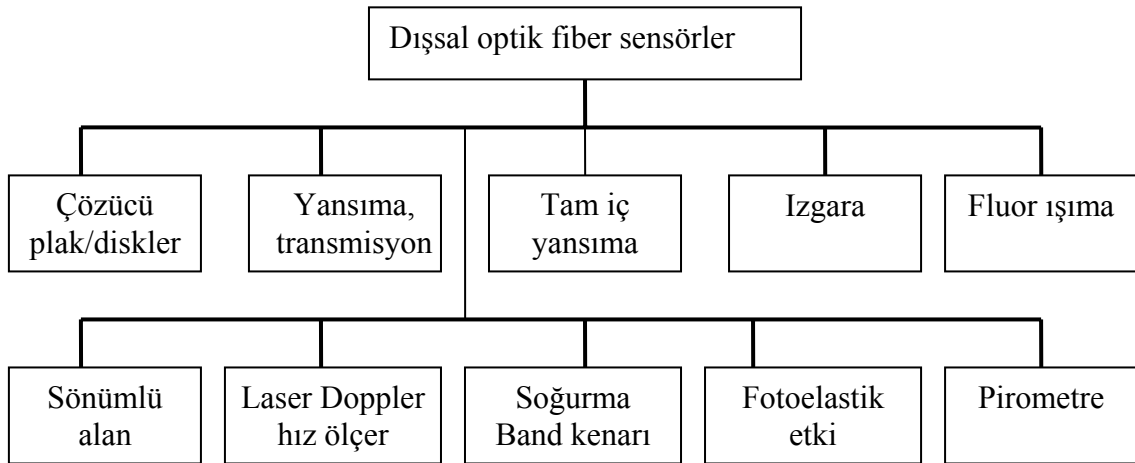
Genelde, optik fiber sensörler modülasyon bölgesine göre içsel(intrinsic) yada tamamı-fiber sensörler ve dışsal(extrinsic) yada hibrid sensörler olmak üzere iki gruba ayrılır (Udd, 1995).

İçsel optik fiber sensörler ise, çevresel etkiyle ışığın modülasyonunu fiber içinde ölçen sensörlerdir. Bu tür sensörler, algılamayı gerçekleştirmek için çekirdek camının kimyasını kullanır. Burada kullanılan temel mekanizmalar, soğurma, saçılma, fluor ışıma, yansıma katsayısındaki değişim ve polarizasyondur (Krohn, 1992). Şekil 6.2’de içsel sensörlerin birçok çeşidi görülmektedir.

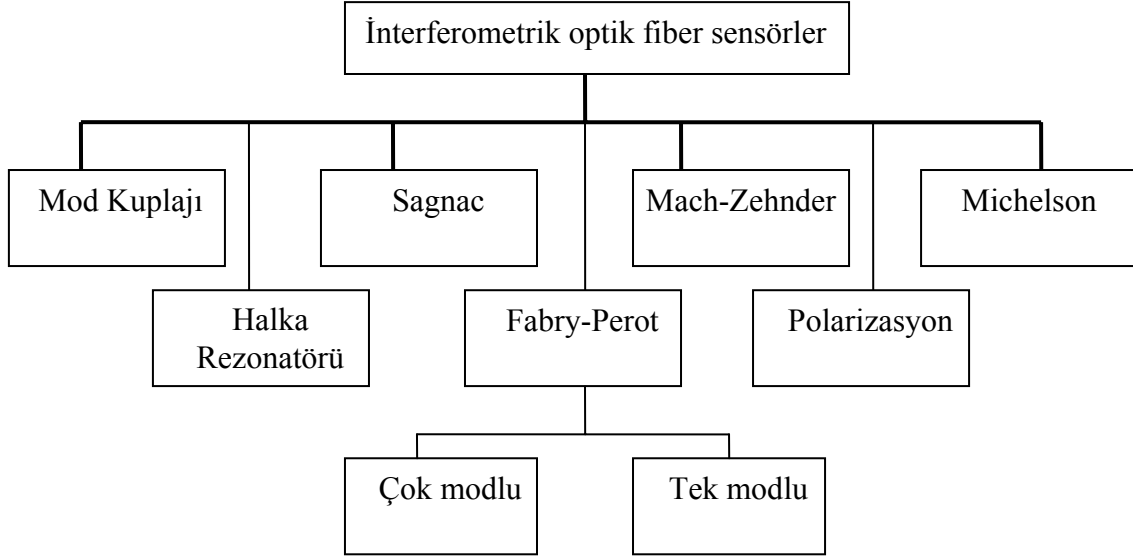


Şekil 6.2 İçsel optik fiber sensörler (Udd, 1991).

Dışsal optik fiber sensör yapılarında, algılama fiberin dışındaki bir bölgede gerçekleşir. Bu tür sensörlerde ışık fiberden ayrılır ve ışık hüzmesini modüle eden çevresel etkiye cevabın gerçekleştiği siyah kutuya ve tekrardan modüle ışık aynı ya da farklı bir fiberin içine girer. Bu yüzden bu tip sensörler siyah kutu sensörleri olarak da düşünülebilir. Şekil 6.3’de birçok dışsal optik fiber sensör çeşidi görülmektedir.



Şekil 6.3 Dışsal optik fiber sensörler (Udd, 1991).



Şekil 6.4 İnterferometrik optik fiber sensör çeşitlerinin gösterimi (Udd, 1991).

6.3 Optik Fiber Sensör Bileşenleri

Bir optik fiber sensör, ışık kaynağı, modülatörler, ve optik sinyal dedeksiyonu olmak üzere üç ana bileşenden oluşmuştur.

6.3.1 Işık Kaynakları

Işık kaynağının temel görevi, elektriksel enerjiyi ışık enerjisine dönüştürmektir. Başka bir deyişle, ışık kaynakları optik fiber sensörlere ışık sağlamak için kullanılır (Udd, 1991). Yarı iletken temelli optik kaynaklar, boyut ve fiyat açısından avantajlar sunar. Yaygın olarak kullanılan, ışık yayan diyot(LED / Light Emitting Diode) ve uyarılmış ışığı salınım ile çoğaltan diyot(LASER / Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation Diode) olmak üzere iki tip yarı iletken ışık kaynağı vardır.

Soğurma, kendiliğinden ışıma ve uyarılmış ışıma, ışık kaynaklarının temelini oluşturan mekanizmalardır.

6.3.1.1 Soğurma ve Işıma

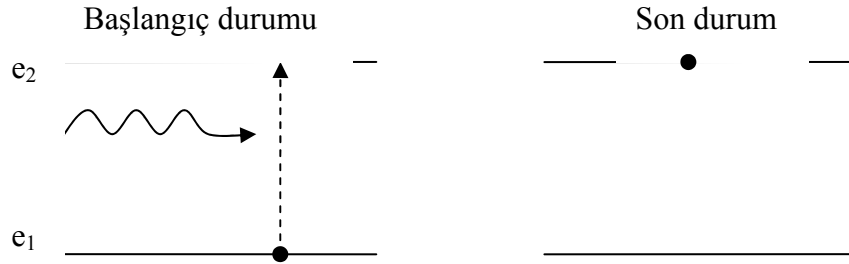
Kuantum teorisine göre, atomlar farklı enerji seviyelerinde bulunur ve ışık soğurma ve ışıma ile bir enerji seviyesinden diğerine geçiş yapar. Bu seviyelerin enerjileri, artan bir şekilde $e_1, e_2, e_3, \dots, e_n$ olarak ifade edilir (Dakin ve Culshaw, 1988). Bu enerji seviyeleri arasında

$$\frac{e_i}{e_j} = \exp\left(-\frac{e_i - e_j}{kT}\right) \quad (6.1)$$

şeklinde bir ilişki vardır. Burada, $\tilde{k} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ Boltzmann sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. $j > i$ olmak üzere, enerji seviyeleri arasındaki fark,

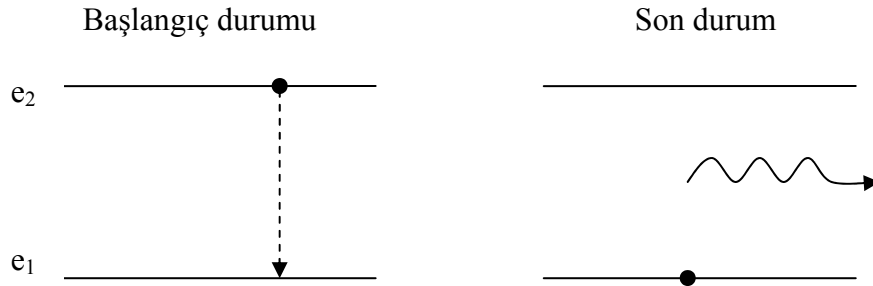
$$h f_{ij} = e_j - e_i \quad (6.2)$$

dir. Burada h, değeri $6.625 \cdot 10^{-34} Js$ olan Planck sabitidir. f_{ij} ise enerji seviyeleri arasındaki frekans farkını ifade eder.



Şekil 6.5 Soğurma(emme)

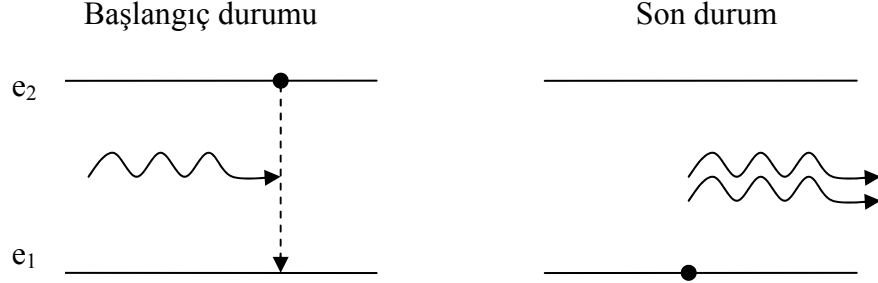
Şekil 6.5’de görüldüğü gibi, yayılan bir foton enerjisini bir alt enerji seviyesinde bulunan elektrona bırakır ve böylece onu daha yüksek bir enerji seviyesine çıkarır. Bu olaya soğurma (absorption) denir.



Şekil 6.6 Kendiliğinden ışıma (Spontaneous emission)

Şekil 6.6’da görüldüğü gibi, uyarılmış bir atomun, her hangi bir dış etki olmaksızın bir foton yayarak bir alt enerji seviyesine geçiş yapmasına kendiliğinden ışıma (kendiliğinden emisyon) denir.

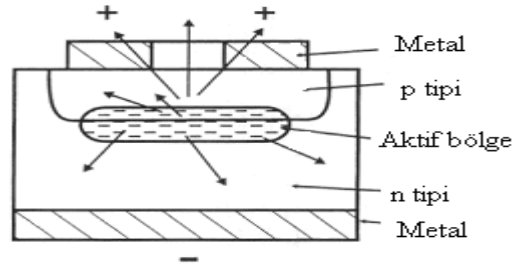
Şekil 6.7’de görüldüğü gibi, e_2 enerji seviyesinde bulunan bir atomun üzerine elektromagnetik ışıma gönderildiğinde, bir alt enerji seviyesine geçmesi durumunda ayrıca bir foton daha yayar. Bu olaya uyarılmış ışıma (uyarılmış emisyon) denir.



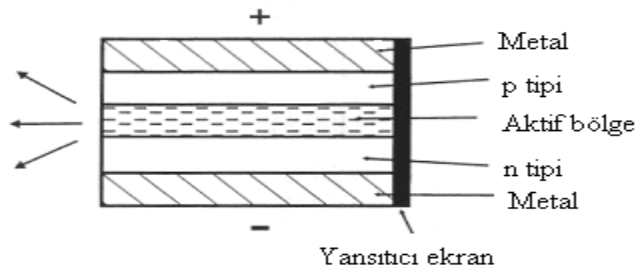
Şekil 6.7 Uyarılmış ışıma(Stimulated emission)

6.3.1.2 Işık Yayan Diyot(LED)

Işık yayan diyotlar, kendiliğinden ışıma mekanizmasını kullanan PN eklem diyodudur. Çoğu LED’ler yakın kızıl ötesi ve görünür bölgede çalışır. LED’ler çok az ısı üreten ve az güç gerektiren katı hal aletleridir. Genellikle çok modlu optik fiber kullanan sensör yapılarında kullanılır. Işık üretmek için bozulan maddelere bel bağlamadığı için LED’ler uzun ömürlüdür. Optik fiber sensörlerde kullanılan, kenar emisyonlu LED ve yüzey emisyonlu LED olmak üzere iki tip LED vardır.



Şekil 6.8.a Yüzey emisyonlu LED



Şekil 6.8.b Kenar emisyonlu LED

Şekil 6.8’de görüldüğü üzere, kenar emisyonlu LED’lerin çıkışı farklı türden tabakalar arasındadır. Yüzey emisyonlu LED’ler ise ışığı aktif bölgeye dik olarak birçok yönde yayarlar.

6.3.1.3 Uyarılmış Işığı Salınım ile Çoğaltan Diyot(LASER Diyot)

Laser diyotlar belli bir eşik akımının altında LED’ler gibi davranan elamanlardır. Laser kaynağı olarak kullanılan malzemenin (kristal, gaz, sıvı) yapısını oluşturan atomların en son yörüngelerindeki elektronlarının dışarıdan enerjilendirilerek (pumped) bir üst yörüngeye çıkması sağlanır. Verilen enerji kesildiği zaman elektron tekrar kararlı konumuna geçer (bir alt yörüngeye düşer). Bu sırada kazanmış olduğu enerjiyi foton şeklinde yayar. Yayılan bu enerji laser kaynağının iki tarafında bulunan yansıtımlı aynalar vasıtası ile kendi ortamında döndürülür. Bu işlem elektronların tekrar tekrar uyarılması ile devam eder. Böylece eşfazda şiddeti çok artarak uyarılmış ve o atomun frekans (renk) karakteristiklerini taşıyan güçlü bir ışınım (foton demeti) elde edilir. Tek dalga boyunda yoğunlaştırılarak yönlendirilmiş Laser ışığı bir ayna yardımı ile açığa çıkar.

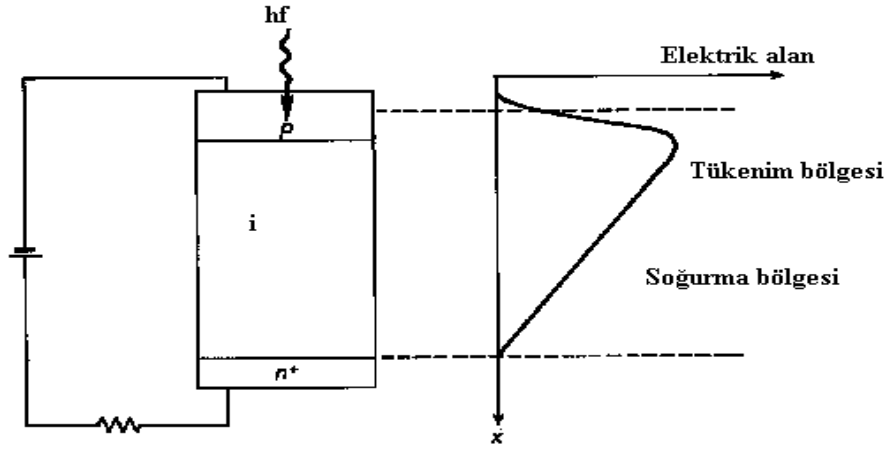
Laser diyotlar, yarı iletken malzemelerin arasına yerleştirilmiş farklı bir yarı iletken malzemedan oluşmuştur. Laser Diyot’ların yüksek yoğunluklu ışık yayma, ışığı iyi bir şekilde odaklayabilme, yüksek modülasyon genişliğine sahip olma ve eşfazlı radyasyon özelliğinin bulunması gibi LED’lere göre üstünlükleri vardır. Fakat, LD’lara göre LED’ler daha uzun ömürlüdür, daha ucuzdur ve ısıya karşı daha az duyarlıdır.

6.3.2 Dedektörler(Optik Alıcılar)

Optik dedektörler tüm sistemin performansını yönlendiren önemli elemanlardan bir tanesidir. Optik dedektörün görevi, alınan optik sinyali elektriksel sinyale dönüştürmektir. Sistem içindeki önemli yerinden dolayı dedektörler, çalıştığı dalga boyunda yüksek duyarlılık, alınan optik sinyale büyük elektriksel cevap verme, kısa cevap zamanı, minimum gürültü, durağan performans karakteristiği, küçük boyut, düşük fiyat ve yüksek güvenilirlik gibi özelliklere sahip olmalıdır. Optik dedeksiyon için bu özellikleri en iyi şekilde karşılayan yarı iletken fotodiyotlardır. Si(Silisyum), GaAs(Galyum Arsenür), InAs(Indiyum Arsenür) yaygın olarak kullanılan yarı iletken malzemelerdir. PIN(Positive-Intrinsic-Negative) diyotlar ve APD(Avalanche photodiode, çığ foto diyotları) olmak üzere optik fiber haberleşmesinde yaygın olarak kullanılan iki tip yarı iletken fotodiyot vardır.

6.3.2.1 PIN Dedektör Diyotlar

Şekil 6.9’da PIN diyodun diyagramı görülmektedir. i bölgesi, çok az katkılanmış n tipi yarı iletken malzemeden oluşan bölgedir. N tipi malzeme elektron fazlalığı, P tipi malzeme boşluk fazlalığı olan malzemelerdir. PN eklemi, elektronların P katmanından N katmanına geçmesini sağlar. Bu geçiş zıt elektrik potansiyeline neden olur. Işığın elektrik akımına dönüşmesi i bölgesinde gerçekleşir. i bölgesi, üzerine düşen ışığı soğurur ve yük taşıyıcılarını üretir. Bu yolla alet üzerinden akım akışı gerçekleşir.

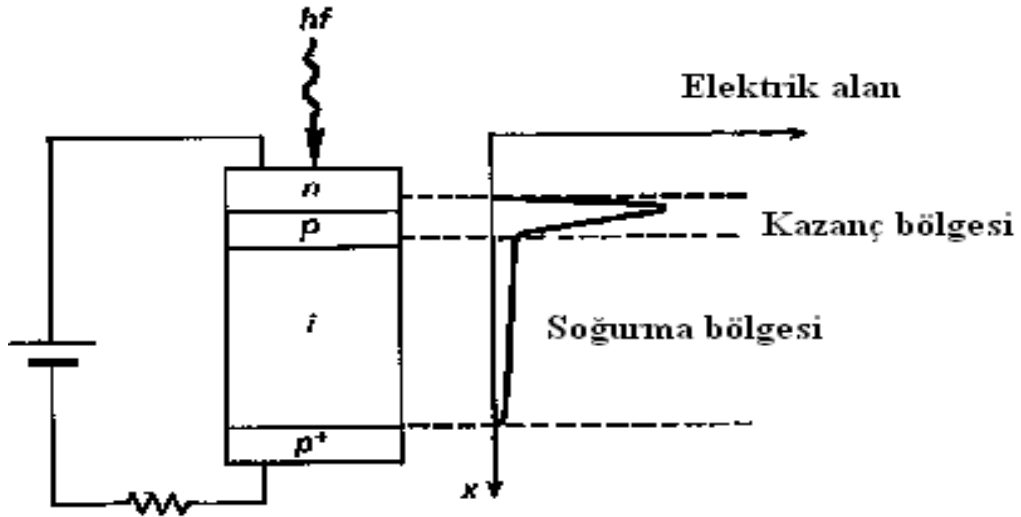


Şekil 6.9 PIN fotodiyodun yapısı (Senior, 1992)

6.3.2.2 APD Dedektörler

Bir APD diyot temelde yüksek ters ön gerilim ile çalışan p-n eklemli fotodiyottur. Ayrıca, bu diyotlar fotonların çoğunun soğurulduğu ve temel taşıyıcı çiftlerinin üretildiği tükenim bölgesi gibi(depletion region) elektron ve delik çifti oluşturmak için yeterli enerjiyi kazanabilecekleri yüksek alan bölgesi içerirler. Bu işlem etki iyonizasyonu olarak bilinir ve çığ etkisine neden olur. Etki iyonizasyonu ile üretilen yeni taşıyıcıların üretilebilmesi için yüksek ters ön gerilime ihtiyaç vardır. Bir APD diyodun yapısı Şekil 6.10’da görülmektedir.

APD diyotlar, PIN diyotlardan daha iyi duyarlılık derecesine sahip olduğu için uzak mesafeli optik fiber haberleşme sistemlerinde kullanılır. Fakat APD diyotlar PIN diyotlara göre daha karmaşık yapıdadırlar ve bu yüzden APD diyotların üretilmeleri daha zordur. Ayrıca, APD diyotlar dalga boyuna bağlı olarak yüksek ön gerilim gerektiren, sıcaklığa karşı duyarlı olan ve kazanç mekanizmasından dolayı ek gürültüye sahip olan elamanlardır.



Şekil 6.10 APD diyotun yapısı (Senior, 1992)

6.3.3 Modülatörler

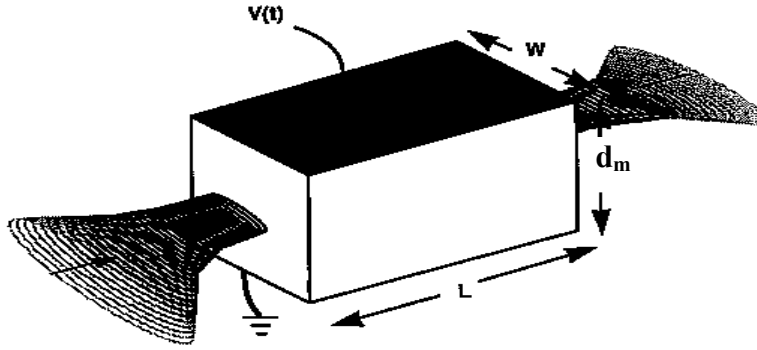
Optik modülatörler, optik fiber sistemlerde faz, genlik, frekans ve polarizasyon modülasyonu gibi değişik fonksiyonları yerine getiren elamanlardır. Çoğu katı hal elamanı olarak görev yapar. Işık, elektriksel kontrol sinyali tarafından aletin maddesinin optik özelliklerinin değiştirilmesi ile modüle edilir. Kontrol sinyali, elektrooptik, akustooptik ve magnetooptik mekanizmaları aracılığıyla maddenin özellikleri ile ilişkilendirilir. Bulk, entegre optik ve tamamı-fiber modülatörler olmak üzere üç tip temel katı hal optik modülatörü vardır.

Optik taşıyıcı analog ya da sayısal bilgi sinyali kullanılarak modüle edilebilir. Analog modülasyonda, optik kaynaktan yayılan ışık değişimi süreklidir. Sayısal modülasyonda ise ışık yoğunluğunda ayrık değişimler söz konusudur. Sayısal modülasyonlu sistemler, analog modülasyonlu sistemlerle karşılaştırılınca daha düşük işaret-gürültü oranına sahiptir. Modülasyonda kullanılan analog büyüklükler; yoğunluk, optik faz, polarizasyon ve renk gibi büyüklüklerdir. Sayısal modülasyon ise, frekans modülasyonu, açma-kapama yoğunluk modülasyonu, Doppler kayması, darbe genişliği ya da gecikme zamanı modülasyonu ve hibrit sistemler tekniklerini kullanabilir.

Işık huzmesi, optik yoğunluk, faz, polarizasyon, dalga boyu ve spektral dağılım olmak üzere ışığın beş temel özelliği kullanılarak modüle edilir. İlk üç özelliği kullanan fiber sensörler yoğunluktadır. Bu sensörler, faz modülasyonlu ve yoğunluk modülasyonlu sensörler olarak iki farklı gruba ayrılabilir.

Genellikle optik fiber faz sensörleri tek modlu fiber ve lazer gibi konumsal eşfazlı (coherent) optik kaynak kullanmayı gerektiren interferometrik yaklaşımdan faydalanır. Bu tür aletler geleneksel yapılarla karşılaştırılınca yüksek duyarlılık sunmalarına rağmen bazı gelişmiş optik bileşenler ve optoelektronik aletler gerektirirler. Alternatif olarak, optik fiber yoğunluk modülasyonlu sensörler, LED gibi eş fazlı olmayan (incoherent) ışık kaynağı ve çok modlu fiberlerle çalışabilir. Bu yüzden, bu aletler faz modülasyonlu sensörlerle karşılaştırılınca daha basittir ve bu aletlerin fiyatları daha düşüktür.

6.3.3.1 Bulk Modülatörler



Şekil 6.11 Bulk optik modülatör (Udd, 1991).

Sinyalin, maddenin düzgün dağılımlı bloğu boyunca hareket ettiği bulk modülatörler, yaygın olarak kullanılır. Ancak dalga kılavuzlanması eksiktir. Ayrıca, yüksek elektrik sürme gücü ve ışığı fiberin içine ve dışına kuplajlamak için dışsal optik gerektirir. Elektrooptik faz modülasyonu, elektrooptik yoğunluk modülasyonu ve bulk akustooptik frekans kayma modülasyonu gibi türleri mevcuttur.

6.3.3.1.1 Elektrooptik Faz Modülasyonu

Bulk elektrooptik faz modülatöründe, optik faz modülasyonu, kristalin kırılma indisi $\Delta n(t)$ kadar değiştirilerek gerçekleştirilir. Bu değişim optik yol uzunluğu elastikliğinde değişime neden olur. Faz,

$$\Phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n(t) \quad (6.3)$$

şeklinde yazılır. Burada, Şekil 6.11’de görüldüğü gibi, L aletin boyudur. λ aletin boyundan oldukça küçük olan optik dalga boyudur. Kırılma indisindeki hafif değişimler büyük miktarda faz değişimine neden olur. $L=5\text{mm}$ ve $\lambda=1.3\mu\text{m}$ ’de işlev gören bir alet için $\Delta n=1.3 \times 10^{-4}$ kırılma indisi değişikliği ile π radyanlık faz kayması elde edilir (Udd, 1991).

Elektrooptik modölatörlerde, indis değışimi kristal boyunca bir elektrik alan uygulanarak elde edilir. Kristalin elektrooptik kırılma indisi değışimi, uygulanan elektrik alan ile doğrudan orantılıdır. Kırılma indisi değışimi,

$$\Delta n(t) = \frac{n^3 m}{2} E \quad (6.4)$$

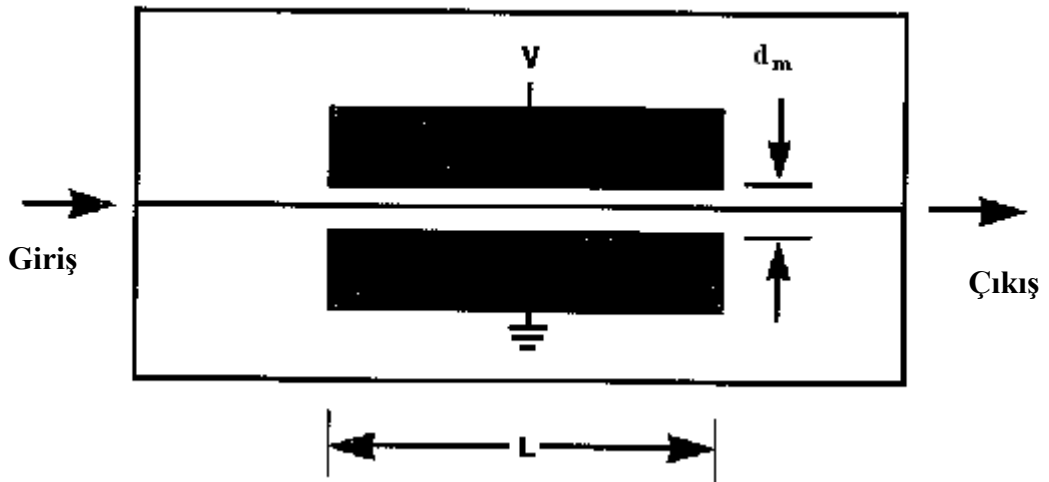
dır. Burada, m elektrooptik katsayıdır. Elektrotlar boyunca uygulanan $V(t)$ gerilimi $E = \frac{V(t)}{d_m}$ şeklinde ifade edilen düzgün bir alanın oluşmasına neden olur. d_m kristalin kalınlığı olmak üzere,

$$\Phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n^3 m}{2} \frac{L}{d_m} V(t) \quad (6.5)$$

şeklinde yazılır. $\frac{L}{d_m}$ geometrik faktördür. $n^3 m$ ifadesi ise elektrooptik etkiyi ifade eder.

6.3.3.2 Entegre Optik Modölatörler

Entegre optik aletler, uygun alt tabaka(substrate) yüzeyinde üretilen optik dalga kılavuzları tarafından oluşturulur. Bu aletler optik kırınım(diffraction) kısıtlaması ile karşı karşıya değildir. Ayrıca, bulk bileşenlerin doğasında olan dezavantajlar bu tür yapılar için geçerli değildir.



Şekil 6.12 Entegre optik modölatör (Udd, 1991).

Şekil 6.12’de görülen entegre optik modülatörler, düşük sürme voltaj gerilimi gereksinimi, geniş bant genişliği, küçük boyut ve optik fiber uyumu gibi avantajlar sağlar. Entegre optik modülatörler, faz modülatörleri, yoğunluk modülatörleri ve optik frekans kaydırıcılar gibi değişik yapıda olabilir.

6.3.3.2.1 Entegre Optik Faz Modülasyonu

Basit bir entegre optik faz modülatörü, tek modülasyonlu bir dalga kılavuzu ve aralarında d_m mesafesi bulunan L uzunluğunda iki elektrottan oluşur. İki elektrot arasına uygulanan alan, optik alan ile çakışır ve faz modülasyonu ile sonuçlanan indis değişimine yol açar. Şekil 6.12’de gösterilen entegre optik modülatörün çıkış alanı,

$$E(t) = E_0 \exp\{i[\omega_0 t + \theta + \phi(t)]\} \quad (6.6)$$

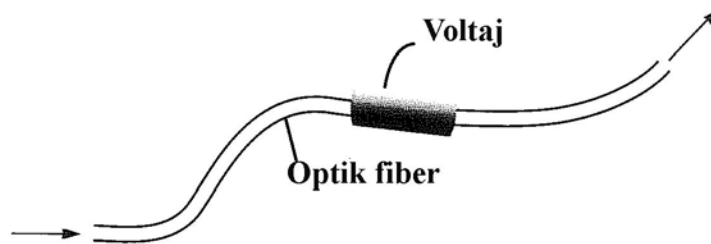
dır. Burada E_0 giriş optik sinyalinin genliği, ω_0 giriş sinyalinin frekansdır. θ ise sıfır-gerilim optik yol uzunluğunu ile bağlantılı sabit fazdır. Faz elektrot voltajı ve uzunluğu ile orantılı olduğu için,

$$\Phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n^3 m}{2} \frac{\Gamma}{d_m} L V(t) \quad (6.7)$$

şeklindedir. Γ parametresi, uygulanan alan ile optik mod arasındaki örtüşmeyi açıklar. İyi dizayn edilmiş aletler için 0.5 ile 1 arasında değer alır.

6.3.3.3 Tamamı Fiber Optik Modülatörler

Optik sinyal modülasyonu direk olarak optik fiberin içinde gerçekleşir. Bu durumda fiber kuplajına ihtiyaç duyulmaz. Bu durumda ekleme kaybı azdır. Tamamı fiber aletler sadece camdan oluşmuştur. Şekil 6.13’te bir tamamı fiber optik sensör görülmektedir. Bu modülatörler, faz modülasyonu ve frekans kayması gibi yöntemleri kullanabilir.



Şekil 6.13 Tamamı fiber optik modülatör gösterimi (Udd, 1991).

6.3.3.3.1 Faz Modülasyonu

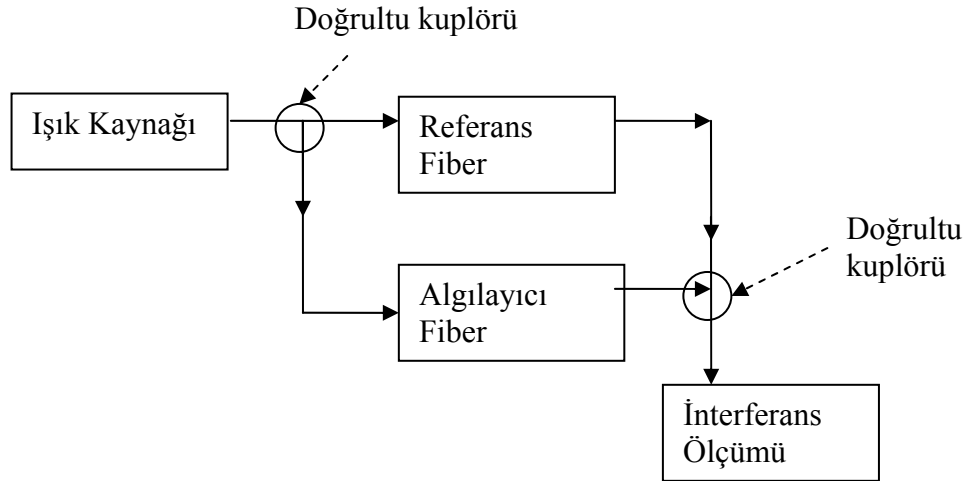
Tamamı optik aletlerde faz modülasyonu, fiberin dışsal etkilerle gerilmesi ya da büzülmesi ile gerçekleştirilir. Matematiksel olarak faz,

$$\Phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} [L \Delta n(t) + n \Delta L(t)] \quad (6.8)$$

dır. $\Delta n(t)$ kırılma indisindeki, $\Delta L(t)$ aletin boyundaki değişimi ifade etmektedir. Bulk ve entegre optik aletler ile karşılaştırılınca, tamamı optik modulatörler için uzunluk değişiminin etkisi ihmal edilebilir.

6.4 Optik Fiber İnterferometrik Sensörler

İnterferometrik sensörler, faz değişimi ile algılama yapan düzeneklerdir. Bir optik fiber boyunca hareket eden ışığın fazı, diğer propagasyon parametrelerine göre dışsal etkilere karşı daha duyarlıdır. Bu yüzden interferometrik optik fiber sensörler, diğer optik fiber sensörlerin çoğundan daha iyi performans sunan oldukça duyarlı elamanlardır. Bunlar hidrofon, magnetometre, basınç aletleri, gerilme sensörleri, termometre ve diğer algılama aletlerinin temeli oluşturur. İnterferometrik sensörlerin bir çok çeşidi vardır. Burada Mach- Zehnder konfigürasyonlu optik fiber interferometresinin basınç ve sıcaklık ölçümünde kullanılma durumu incelenmiştir.



Şekil 6.14 İnterferometrik sensör yapısı (Golnabi, 2000)

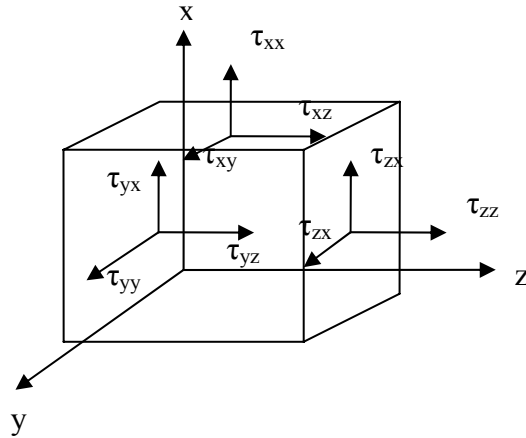
Şekil 6.14’de Mach-Zehnder interferometresinin yapısı görülmektedir. Laser ışık kaynağından çıkan ışın, doğrultu kuplörü kullanılarak ikiye bölünür. Daha sonra ışığın yarısı referans fibere diğer yarısıda algılayıcı fibere gönderilir. Daha sonra ışık ışınları doğrultu kuplörleri

kullanılarak tekrar birleştirilir. Birleştirilmiş ışık algılanır ve faz kayması ölçülür. Algılayıcı fiberin uzunluğundaki ve kırılma indisindeki değişim faz kaymasına neden olur. Eğer algılayıcı ve referans fiberin yol uzunlukları tamamen aynı ya da birinin dalga boyu diğerinin tam katları şeklinde ise birleşmiş ışınların fazları tamamen aynıdır ve ışın yoğunluğu maksimumdur.

İki tane tek modlu fiber kolu arasındaki basınç ve sıcaklık farkını ölçmek için optik fiber Mach-Zehnder interferometresi kullanımında, sıcaklık ve basınç değişimleri, optiksel intereferans girişim paterninin hareketi olarak gözlemlenir (Hocker, 1979). Referans fibere göre algılayıcı fiberdeki ışığın fazının dışsal etki yardımıyla değişmesi girişim paterninde yer değiştirme olarak gözlenir. 2π radyanlık faz değişimi, bir girişim sıcaklık yer değiştirmesine neden olur (Cherin, 1983).

Bu ölçme hesaplamasında ele alınması gereken temel ifade, $\frac{\Delta\Phi}{S_e L}$ olarak ifade edilen birim

fiber uzunluğu ve birim uyarı başına optik faz değişimidir. Burada S_e sıcaklık ve basınç gibi etkileri, L fiberin uzunluğunu ve $\Delta\Phi$ faz değişimini ifade etmektedir. Maddelerin üzerine uygulanan kuvvet ile şekillerinde meydana gelen değişim Elastisite Teorisi yardımıyla tanımlanır.



Şekil 6.15 Yüzeye uygulanan gerilmelerin gösterimi

Her malzeme belli bir elastisite özelliğine sahiptir. Başka bir ifadeyle, malzemelerin üzerine uygulanan dış kuvvetler belli sınırlar içerisinde ise malzemeler şekil değiştirirler ve kuvvet kaldırıldıktan sonra eski hallerine geri dönerler. İncelemeler yapılırken maddelerin kuvvetlerin kaldırılmasından sonra eski hallerini aldıkları varsayılarak işlem yapılmıştır. Cismin maddesi homojen ise cisimden kesilecek en küçük parça dahi aynı fiziksel özelliklere

sahiptir. Cisim izotrop olduğu zaman ise maddenin elastik özelliğinin her doğrultuda aynı olduğu düşünülür. Şekil 6.15’de gerilme kuvvetleri için notasyon görülmektedir. Alt indislerden birincisi göz önüne alınan düzlemin normal doğrultusunu, ikincisi ise gerilme bileşenlerinin doğrultusunu işaret eder (Timoshenko ve Goodier, 1969).

Yüzeyin normali doğrultusunda olan τ_{xx} , τ_{yy} ve τ_{zz} bileşenleri, τ_x , τ_y ve τ_z olarak ifade edilmiştir.

Birim şekil değiştirme(strain, gerilme) birim orijinal uzunluk başına, uzunlukta meydana gelen değişimdir ve

$$\xi = \frac{\Delta L}{L} \quad (6.9)$$

olarak ifade edilir. Burada, L uzunluğu, ΔL ise uzunlukta meydana gelen değişimi gösterir. Gerilme(stress) ise birim alan başına uygulanan kuvvetidir. Gerilme,

$$\tau = \frac{F}{A} \quad (6.10)$$

şeklde ifade edilir. Malzemenin izotropik olması durumunda meydana gelen birim uzamanın şiddeti,

$$\xi_x = \frac{\tau_x}{Y_m} \quad (6.11)$$

dır. Buradaki Y_m , çekmedeki elastisite modülüdür(Young’s Modulus) ve uygulanan kuvvet ile boydaki değişme arasındaki ilişkiyi verir. Poisson oranı, enine büzüşme miktarının, çekme kuvvetinin uygulandığı yönde boyuna genişleme miktarına oranıdır. Büzüşme miktarı negatif, doğrusal genişleme pozitif ifadeler olarak düşünülür. Poisson oranı,

$$\eta = -Y_m \frac{\xi_y}{\xi_x} = -Y_m \frac{\xi_z}{\xi_x} \quad (6.12)$$

olarak ifade edilir. S_m şeklindeki değişmeyi ifade eden kayma modülü(Shear Modulus)olmak üzere, çekmedeki elastisite modülü,

$$Y_m = 2 S_m (1 + \eta) \quad (6.13)$$

dür. B_m hacimdeki değişimi ifade eden hacim genleşmesi modülü(Bulk Modulus),

$$B_m = \frac{Y_m}{3(1-2\eta)} \quad (6.14)$$

dür.

6.4.1 Basınç Duyarlılığının Analizi

P_s basıncından kaynaklanan izotropik gerilme(τ) altında bir fiberi ele aldığımız zaman, kayma bileşeni yoktur. Gerilme ve birim şekil değiştirme tensörleri sırasıyla,

$$\tau = \begin{bmatrix} -P_s \\ -P_s \\ -P_s \end{bmatrix} \quad (6.15)$$

$$\xi = \begin{bmatrix} \xi_x \\ \xi_y \\ \xi_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -P_s(1-2\eta)/Y_m \\ -P_s(1-2\eta)/Y_m \\ -P_s(1-2\eta)/Y_m \end{bmatrix} \quad (6.16)$$

dır (Hocker, 1979). D fiber yarıçapı, L fiber uzunluğu, n çekirdek kırılma indisi ve β propagasyon sabiti olmak üzere, ışık fiberden geçtiği zaman ışığın fazı,

$$\Phi = \beta L \quad (6.17)$$

olur. Oluşan faz farkı,

$$\Delta\Phi = \beta \Delta L + L \Delta\beta \quad (6.18)$$

şeklinde ifade edilir (Butter ve Hocker, 1978). Birinci terim fiberin uzunluğunda meydana gelen değişimin etkisini gösterir. Bu terim,

$$\beta \Delta L = \beta \xi_z L = -\beta (1-2\eta) L P_s / Y_m \quad (6.19)$$

şeklinde yazılır. İkinci terim, β propagasyon sabitindeki değişimin faz değişimine olan katkısını gösterir. Propagasyon sabitindeki bu değişime, kırılma indisindeki değişim ve uygulanan kuvvet sonucu fiberin yarı çapında meydana gelen değişimin neden olduğu dalga kılavuzu mod dispersiyonu neden olur. Bu etkiler düşünülerek,

$$L \Delta\beta = L \frac{d\beta}{dn} \Delta n + L \frac{d\beta}{dD} \Delta D \quad (6.20)$$

yazılır. Burada,

$$\beta = n_{eff} k_0 \quad (6.21)$$

dır (Hocker ve Burns, 1975). n_{eff} efektif kırılma indisi, çekirdek ve kılıf indisleri arasındadır. Çekirdek ve kılıf indisleri birbirine çok yakın değerlikte oldukları için

$$\beta = n k_0 \quad (6.22)$$

olarak kabul edilebilir (Hocker ve Burns, 1975). Burada k_0 değeri serbest uzaydaki dalga sayısıdır ve değeri $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ 'dır. (6.22) eşitliğinden

$$\frac{d\beta}{dn} = k_0 \quad (6.23)$$

olduğu görülür. Birim şekil değiştirme-optik(strain-optic) etkisi, optik gösterge(optical indicatrix)'de değişiklik olarak ortaya çıkmaktadır.

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^6 P_{s_{ij}} \xi_j \quad (6.24)$$

Homojen ve izotropik malzemeler için, kayma bileşenleri olmadığı için, yalnız $i, j = 1, 2, 3$ için değerler mevcut olup, birim şekil değiştirme-optik(fotoelastik) tensör,

$$P_{s_{ij}} = \begin{bmatrix} p_{s_{11}} & p_{s_{12}} & p_{s_{12}} \\ p_{s_{12}} & p_{s_{11}} & p_{s_{12}} \\ p_{s_{12}} & p_{s_{12}} & p_{s_{11}} \end{bmatrix} \quad (6.25)$$

dir. Burada $p_{s_{11}}, p_{s_{12}}$ birim şekil değiştirme-optik katsayılarıdır(strain- optic coefficients). Optik göstergedeki değişme,

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{x,y,z} = \frac{-p_{s_{11}} P_s (1-2\eta)}{Y_m} - \frac{-2 p_{s_{12}} P_s (1-2\eta)}{Y_m} = -\frac{P_s}{Y_m} (1-2\eta) (p_{s_{11}} + 2 p_{s_{12}}) \quad (6.26)$$

z yönündeki ışık propagasyonu böylece indisdeki değişiklik olarak ortaya çıkar. Kırılma indisindeki değişim,

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{x,y} = \frac{1}{2} n^3 \left(\frac{P_s}{Y_m}\right) (1-2\eta) (p_{s_{11}} + 2p_{s_{12}}) \quad (6.27)$$

dır. (6.20) eşitliğindeki son terim, fiber yarı çapındaki değişimden kaynaklanan dalga kılavuzu mod propagasyon sabitindeki değişimi ifade eder. Yarı çaptaki bu değişim,

$$\Delta D = \xi_x D = \frac{-P_s D (1-2\eta)}{Y_m} \quad (6.28)$$

dır. $\frac{d\beta}{dD}$ terimi, dalga kılavuzunu tanımlayan normalize parametreler kullanılarak değerlendirilir (Golnabi, 2000). V modal parametre (normalize frekans), b normalize efektif mod indisi ve $\frac{d\beta}{dV}$ dalga kılavuzu modunu tanımlayan noktadaki b-V dispersiyon eğrisinin eğimi olmak üzere,

$$b = \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (6.29)$$

$$V = k_0 D (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6.30)$$

$$\frac{d\beta}{dD} = \frac{d\beta}{db} \frac{db}{dV} \frac{dV}{dD} \quad (6.31)$$

yazılır. Burada,

$$\frac{dV}{dR} = k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{V}{D} \quad (6.32)$$

$$\frac{d\beta}{db} = \frac{(n_1^2 - n_2^2) k_0^2}{2\beta} = \frac{V^2}{2\beta D^2} \quad (6.33)$$

dır. (6.18) ve (6.20) eşitlikleri ve $\frac{d\beta}{dV}$ ifadesinin değeri kullanılarak,

$$\Delta\Phi = -\frac{\beta(1-2\eta)L P_s}{Y_m} + \frac{k_0 n^3 (2 p_{s_{12}} + p_{s_{11}})(1-2\eta)L P_s}{2 Y_m} - \frac{L P_s(1-2\eta)V^3}{2 \beta Y_m D^2} \frac{db}{dV} \quad (6.34)$$

veya

$$\frac{\Delta\Phi}{P_s L} = -\frac{\beta(1-2\eta)}{Y_m} + \frac{k_0 n^3 (2 p_{s_{12}} + p_{s_{11}})(1-2\eta)}{2 Y_m} - \frac{(1-2\eta)V^3}{2 \beta Y_m D^2} \frac{db}{dV} \quad (6.35)$$

elde edilir.

$V=0$ değerinde 4.0805×10^{-5} radyanlık faz değişimi meydana gelirken, $V=2.4$ değerinde ise 4.0895×10^{-5} radyanlık faz değişimi meydana gelir. Buradan (6.35) eşitliğindeki üçüncü terimin ilk iki terimle karşılaştırıldığı zaman ihmal edilebilir derecede küçük faz değişimleri meydana getirdiği sonucuna varılmıştır.

Tipik bir silika cam fiberin nominal değerleri kullanılarak, 1m uzunluğundaki bir fiber için 1 Pa(Pascal)'lık basınç değişiminden dolayı meydana gelen faz değişimi 4.08×10^{-5} radyandır. Efektif kırılma indisi ile faz değişiminin lineer olarak arttığı görülmüştür. Dalga boyu artırıldığı zaman faz değişim miktarı düşmektedir. Başka bir deyişle dalga boyunun küçük değerleri için faz değişimi oldukça hızlı iken, daha yüksek dalga boylarında faz artışı daha düşük miktardadır. Dalga boyunun fonksiyonu olarak fazın değişim miktarı nonlineer karakteristiğe sahiptir ve artan Y_m değerlerine göre azalmaktadır. Fiberin kalınlığının artması faz değişimi üzerinde dalga boyuna benzer etki yaratır. Modal parametrenin fonksiyonu olarak faz değişim miktarının karakteristiği nonlineerdir. V 'nin yüksek değerleri için faz değişim miktarı daha hızlıdır. Sabit bir fiber çapı değerini göz önüne alındığı zaman ise Poisson oranının artmasıyla faz değişim değeri düşmektedir.

Sonuç olarak, optik fiber interferometrik sensörler için optimum durum, sensörün yüksek V değerine sahip olmasıdır. Bu durumu gerçekleştirmek için, çekirdek kırılma indisi kılıfın kırılma indisinden oldukça düşük olacak şekilde seçilmelidir. Ancak, V 'nin etkisi β , ν ve Y_m gibi parametrelerin etkisi ile karşılaştırılınca daha düşüktür. Optimum durum için sensör tasarımında en düşük strain-optik katsayıya sahip fiber materyelleri tercih edilmelidir ve Y_m olabildiğince düşük değerlikli seçilmelidir.

6.4.2 Sıcaklığa Duyarlılığın Analizi

Sıcaklığa karşı duyarlılığın incelenmesi daha kolay ve anlaşılırdır. Fiberin sıcaklığındaki değişim, ışığın fazının değişmesine neden olur. Bu faz değişimi iki etkiden kaynaklanır:

- Termal genişleme ve büzülmeden kaynaklanan fiber boyundaki değişim
- Fiberin kırılma indisinin sıcaklıktan dolayı değişimi

Faz,

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} nL \quad (6.36)$$

dır. Meydana gelen faz değişimi,

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta TL} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{n}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{dn}{dT} \right) \quad (6.37)$$

şeklinde ifade edilir. Burada fiber çapındaki değişimin etkisi küçük olduğu için ihmal edilebilir. (6.22) eşitliği kullanılarak,

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta TL} = \beta \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \right) \quad (6.38)$$

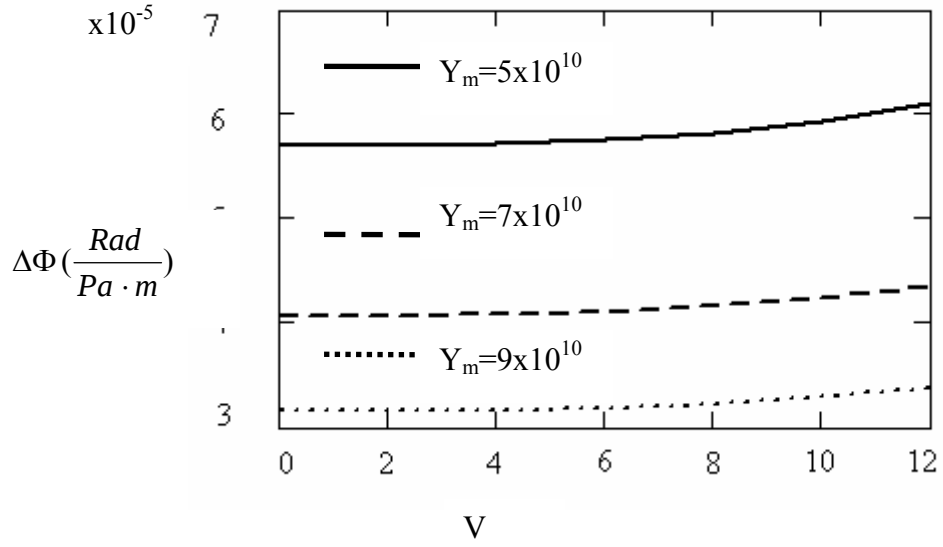
elde edilir. Burada $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$ terimi lineer termal genişleme katsayısını ifade eder. $\frac{dn}{dT}$ terimi sıcaklıkla meydana gelen kırılma indisi değişiminin faz değişimine olan katkısını ifade eder. (6.37) eşitliğinden faz değişim miktarının artan dalga boyu ile azaldığı açıkça görülmektedir.

Optik interferometrik sensörlerin algılama mekanizması olan faz değişiminin, değişik poisson oranı, young modülü ve strain optik katsayılar için, optik fiber çekirdeğine kırılma indisine, dalga boyuna, optik fiber çapına ve normalize fiber kalınlığına göre değişimini gösteren grafikler MATHCAD programında çizdirilmiş ve bu grafikler, Şekil 6.16, Şekil 6.17, Şekil 6.18, Şekil 6.19, Şekil 6.20, Şekil 6.21, Şekil 6.22, Şekil 6.23, Şekil 6.24 olarak verilmiştir.

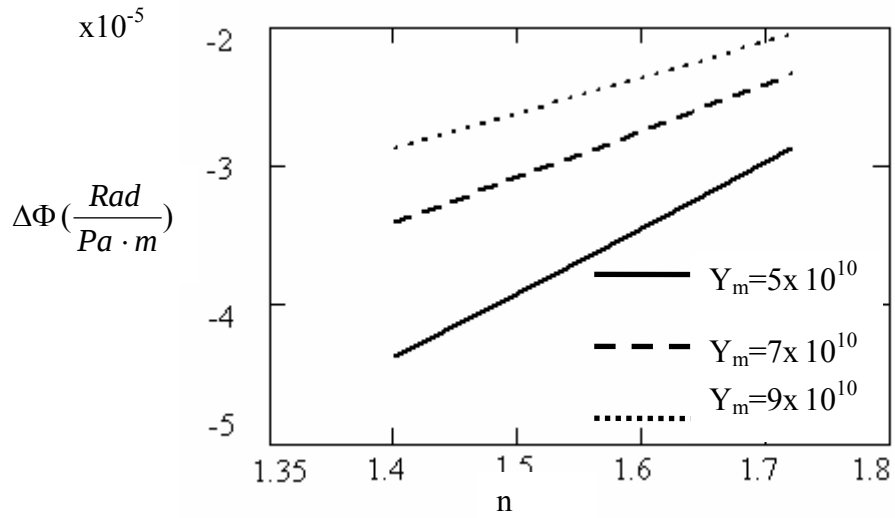
Faz değişiminin değişik parametrelere göre değişimi incelenirken, $D=10\mu\text{m}$, $n=1.456$,

$$Y_m=7.0 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad \eta = 0.17, \quad p_{s_{11}} = 0.121, \quad p_{s_{12}} = 0.27, \quad \lambda=0.6328\mu\text{m}, \quad V=2.4, \quad \frac{db}{dV} = 0.5,$$

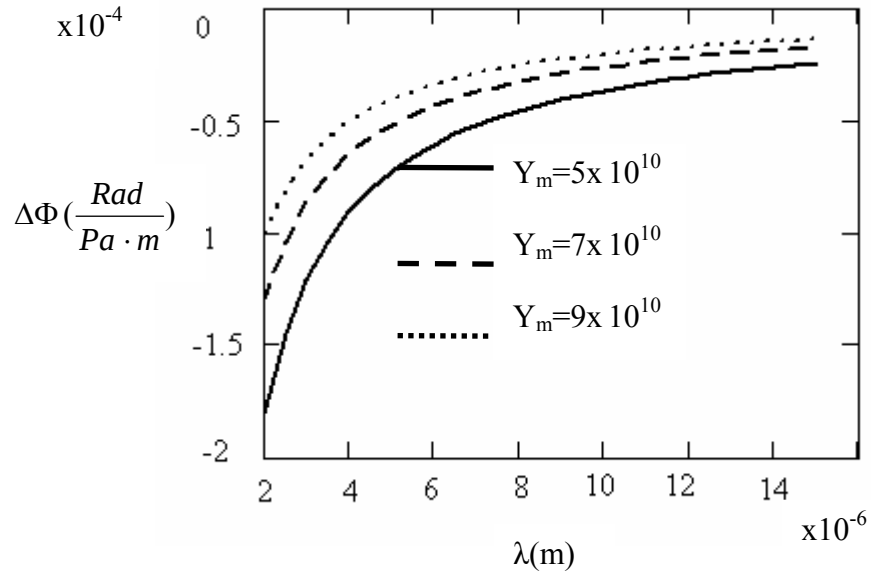
$L=1\text{m}$ ve $P_s=1\text{Pa}$ değerleri kullanılmıştır.



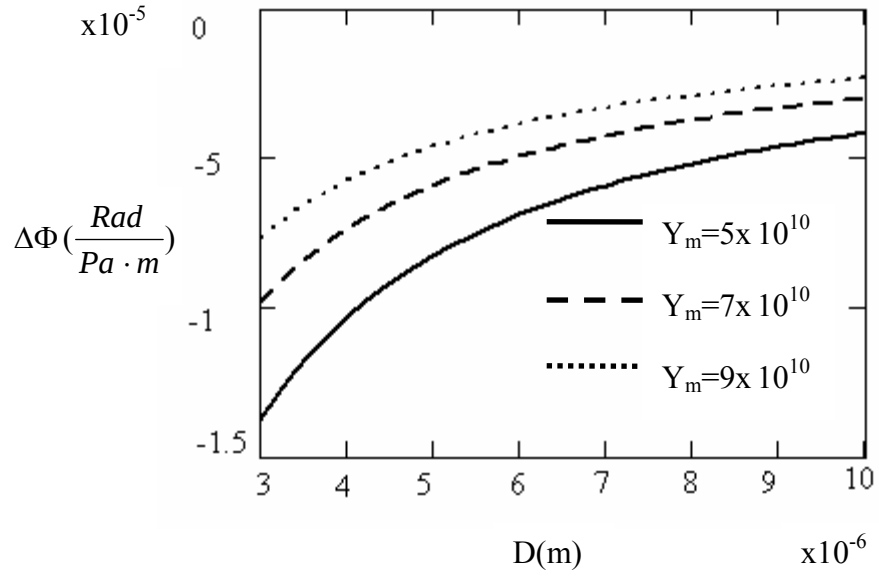
Şekil 6.16 Çekmedeki elastisite modülü(Young's modulus)'nün farklı değerleri için, V normalize frekansın fonksiyonu olarak faz değişimi



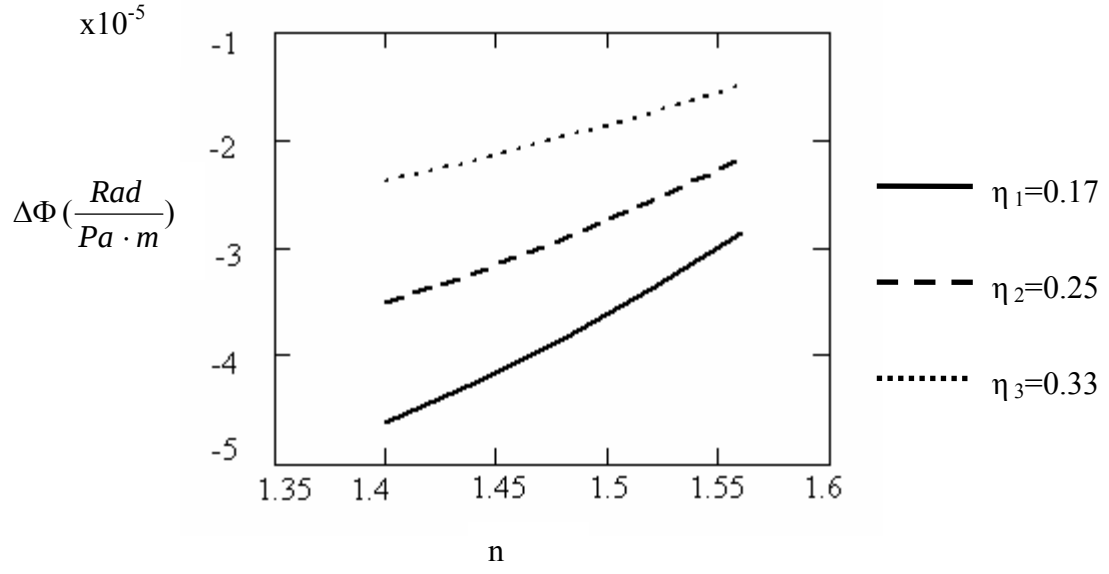
Şekil 6.17 Çekmedeki elastisite modülü(Young's modulus)'nün farklı değerleri, n kırılma indisinin fonksiyonu olarak faz değişimi



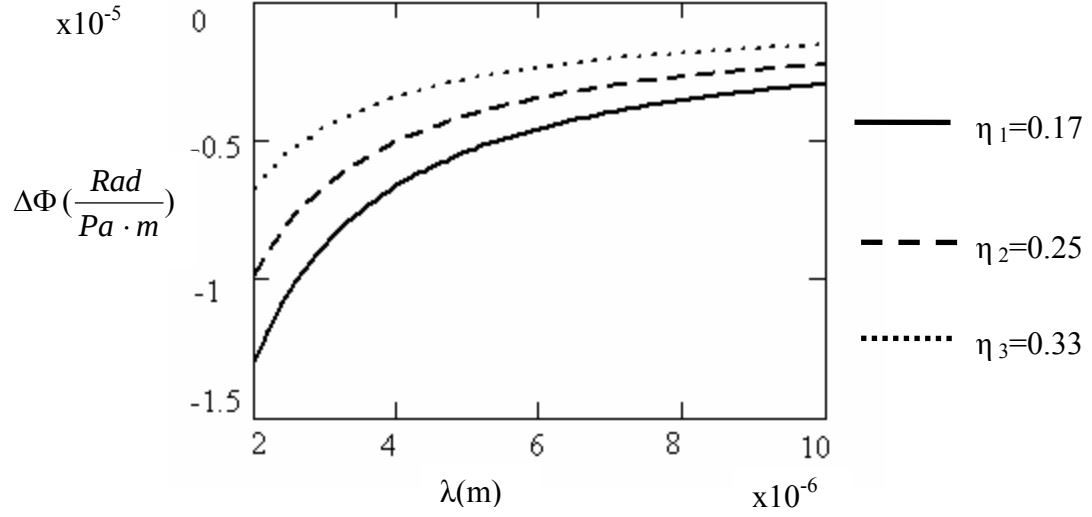
Şekil 6.18 Çekmedeki elastisite modülünün farklı değerleri için, λ dalga boyunun fonksiyonu olarak faz değişimi



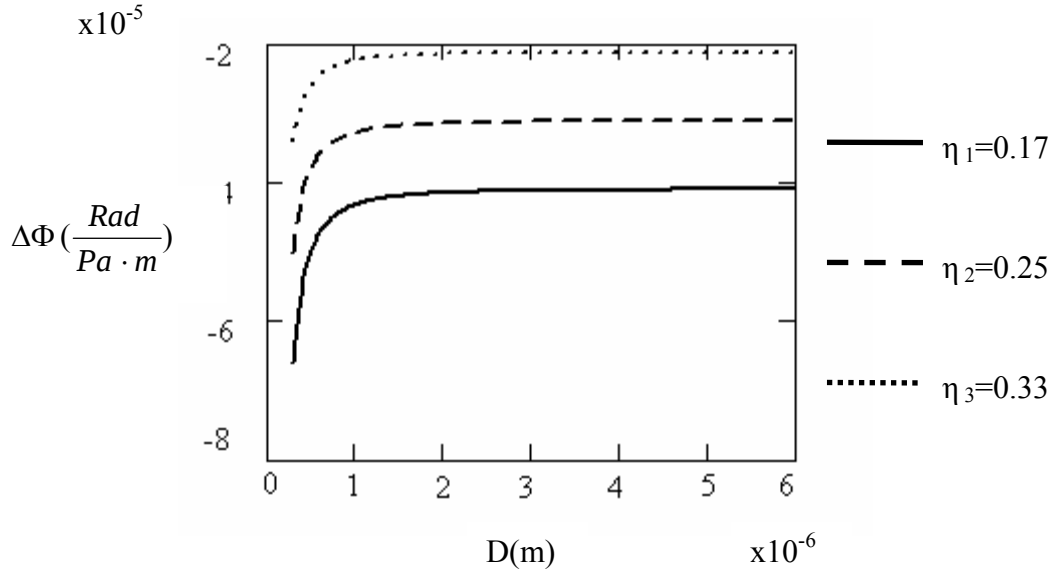
Şekil 6.19 Çekmedeki elastisite modülünün farklı değerleri için, D optik fiber çapının fonksiyonu olarak faz değişimi



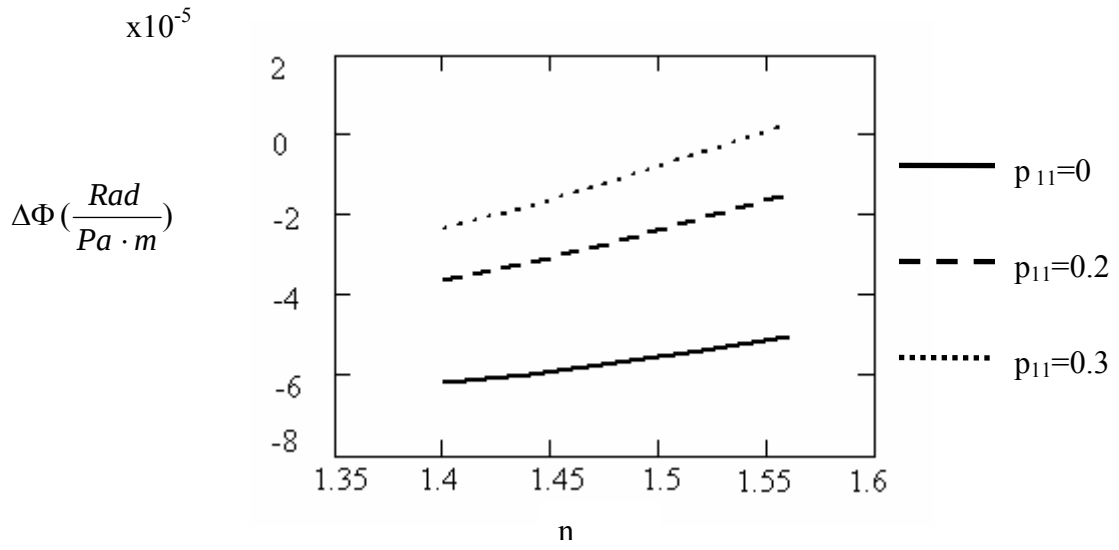
Şekil 6.20 Farklı Poisson oranı değerleri için, n kırılma indisinin fonksiyonu olarak faz değişimi



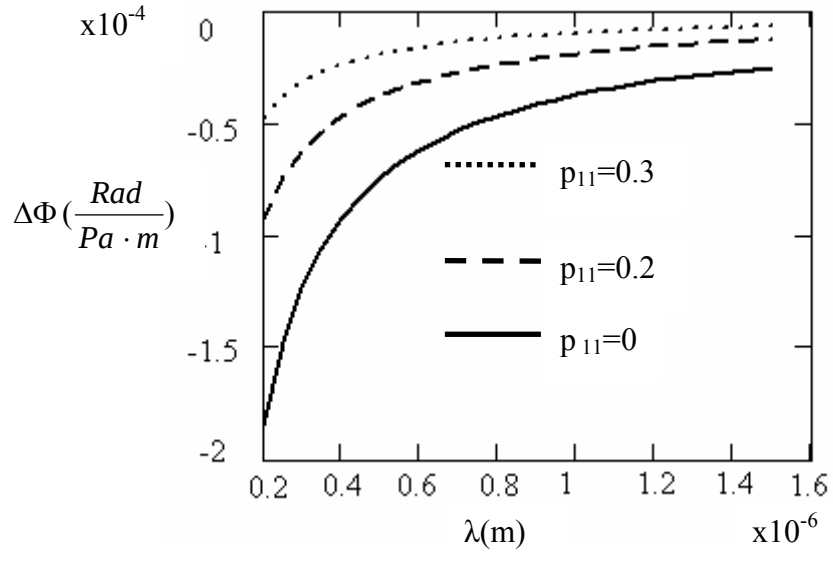
Şekil 6.21 Farklı poisson oranı değerleri için, λ dalga boyunun fonksiyonu olarak faz değişimi



Şekil 6.22 Farklı Poisson oranı değerleri için, D yarıçapın fonksiyonu olarak faz değişimi



Şekil 6.23 Birim şekil değiştirme-optik katsayısının(strain optic coefficient) farklı değerleri için, n kırılma indisinin fonksiyonu olarak faz değişimi



Şekil 6.24 Birim şekil değiştirme-optik katsayısının(strain optic coefficient) farklı değerleri için, λ dalga boyunu fonksiyonu olarak faz değişimi

SONUÇLAR

Optik fiberlere yönelme, düşük gürültü ve düşük kayıp yanında bilgi kapasitesinin de artmasını sağlar. Sağladığı önemli avantajlardan dolayı optik fiberler birçok alanda yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

Optik fiberler dielektrik dalga kılavuzlarıdır. Dielektrik dalga kılavuzlarında ayrık spektruma sahip kılavuzlanmış modlar, sürekli spekturuma sahip radyasyon modları mevcuttur. Sızıntılı modlar ise radyasyon alanının bir kısmını temsil eder. Kılavuzlanmış modlar için propagasyon sabiti aralığı $n_2 k_0 < |\beta| < n_1 k_0$ iken radyasyon modları için bu aralık $0 \leq |\beta_r| < n_2 k_0$ 'dır. $0 \leq |\beta_r| < n_2 k_0$ durumunda kılavuzlanmış modlar kayıp olmadan çekirdeğin içinde tutulamaz. Kaybolan güç kılavuza sızar. Bazı sızıntılı modlar, uzak mesafelere kadar propagasyon yapabilir. Özellikle sabit bağlantıların (splice) bulunduğu transmisyon hatlarında, sızıntılı modlar kayıp ölçümünü karmaşık hale getirir.

Yan yana getirilen iki dalga kılavuzu birbirine yeterli miktarda yakın ise, bir başka deyişle bu mesafe çalışma dalga boyuna göre çok küçük ise, birbirini etkiler. Bir kılavuzdaki kılavuzlanmış modun alan uzantısının diğer modun çevresine ulaşması kuplaja neden olur. Dalga kılavuzu kuplajı, kontrollü şekilde bir kılavuzdan diğerini güçle besleme olanağı sağlar.

$\Delta\beta z = \frac{\pi}{2}$ olması durumunda, birinci dalga kılavuzundaki tüm güç ikinci dalga kılavuzuna aktarılır. Kuple dalga kılavuzlarında, propagasyon sabitindeki değişim fiberin çekirdek yarıçapının(d) ve kılıf yarıçapının(M) artması ile eksponansiyel olarak artmakta, kuple iki fiberin arasındaki mesafenin(N) artması ile azalmaktadır.

Faz değişimine bağlı olarak algılama yapan interferometrik sensörler basınç ve sıcaklık değişimine oldukça duyarlı elemanlardır. Bu tip sensörlerin performansına değişik parametrelerin etkisi Elastisite Teorisi kullanılarak incelenmiştir. Buradan dalga boyunun artmasıyla faz değişim miktarının nonlinear olarak azaldığı görülmüştür. Sabit bir dalga boyundaki faz değişimi, artan young modülü değerlerine göre azalmaktadır. Faz değişiminin üzerinde fiberin kalınlığının değişmesi de dalga boyuna benzer etki yaratmaktadır. Fakat modal parametrenin artması ile faz değişim miktarı artmaktadır. Optik interferometrik sensör tasarımı yapılırken optimum durum için dalga boyu, fiberin çapı, young modülü ve strain optik katsayıları olabildiğince düşük seçilmeli, normalize frekans ise yüksek seçilmelidir.

KAYNAKLAR

- Agrawal, G. P., (2002), Fiber Optic Communication Systems, Wiley-Interscience, New York.
- Barnoski, M., K., (1981), Fundamentals of Optical Fiber Communications, Academic Press, New York.
- Buck, J. A., (1995), Fundamentals of Optical Fibers, Wiley Interscience, New York.
- Butter, C. D., ve Hocker, G. B., (1978), "Fiber Optic Strain Gauge", Applied Optics, 18(17):2867-2869.
- Cherin, A.H., (1983), An Introduction to Optical Fibers, Mcgraw Hill, New York.
- Dakin, J. ve Culshaw, B., (1988), Optical Fiber Sensors Systems and Applications, Artech House, Boston.
- Einarson, G., (1996), Principles of Light Wave Communication, Wiley Interscience, New York.
- Golnabi, H., (2000), "Simulation of Interferometric Sensors for Pressure and Temperature Measurements", Review of Scientific Instruments, 4(71):1608-1613.
- Goodier, E. N. ve Timoshenko, S., (1969), Elastisite Teorisi(Çev., İ. Kayan ve E. Şuhubi), Arı Kitapevi, İstanbul.
- Hocker, G. B.ve Burns, W. K., (1975), "Modes in Diffused Optical Waveguides of Arbitrary Index Profile", IEEE Journal of Quantum electronics, 6(QE-11):270-276.
- Hocker, G. B., (1979), "Fiber Optic Sensing of Pressure and Temperature", Applied Optics, 9(18):1445-1448.
- Kashima, N., (1995), Passive Optical Components for Optical Fibers, Artech House, Boston.
- Keiser, G., (1983), Optical Fiber Communications, McGraw-Hill, New York.
- Krohn, D. A., (1992), Fiber Optic Sensors Fundamentals and Applications, Instrument Society of America, USA.

Marcuse, D., (1972), Light Transmission Optics, Van Nostrand Reinhold, New York.

Senior, J. M., (1992), Optical Fiber Communications Principles and Practice, Prentice Hall Europe, New York.

Sharma, N., (1987), Fiber Optics in Communications, McGraw-Hill, New York.

Udd, E., (1991), Fiber Optic Sensors An Introduction for Engineers and Scientists, Wiley Interscience, New York.

Udd, E., (1995), Fiber Optic Smart Structures, Wiley Interscience, New York.

Ünverdi, N. Ö., (1991), Optik Fiberlerde Propagasyon Özelliklerinin İncelenmesi ve Bükülme Kaybının Analizi, Yüksek Lisans Tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi, İstanbul.

Ünverdi, N. Ö., (1998), Düz ve Bükülmüş Optik Dalga Kılavuzlarının Karşılıklı Kuplajına Kılavuzlanmış Modların Evanescent Alanlarının ve Sızıntılı Modların Etkisi, Yıldız Teknik Üniversitesi, İstanbul.

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi	20.04.1981	
Doğum yeri	Darende/Malatya	
Lise	1994-1997	H. Ahmet Akıncı Lisesi / Malatya
Lisans	1997-2001	Yıldız Teknik Üniversitesi Elektrik Elektronik Fakülltesi Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü
Yüksek Lisans	2002-2005	Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik ve Haberleşme Müh. Anabilim Dalı Haberleşme Programı
Yaptığı Stajlar		
	1999(30 iş günü)	Türk Telekom A.Ş. İl Telekom Müd./İstanbul
	2000(30 iş günü)	Türk Telekom A.Ş. İl Telekom Müd./İstanbul