

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

79131

DÜZ VE BÜKÜLMÜŞ OPTİK DALGA  
KILAVUZLARININ KARŞILIKLI KUPLAJINA  
KILAVUZLANMIŞ MODLARIN EVANESCENT  
ALANLARININ VE SIZINTILI MODLARIN  
ETKİSİ

Elektronik ve Haberleşme Yük. Müh. N.Özlem ÜNERDİ

F.B.E. Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı Haberleşme  
Programında hazırlanan

DOKTORA TEZİ

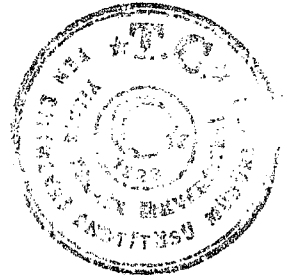
Tez Savunma Tarihi : 21 Ocak 1998

Tez Danışmanı : Y.Doç.Dr. Cahit CANBAY (YTÜ)

Jüri Üyeleri : Prof.Dr. Eren ERDOĞAN (İTÜ)

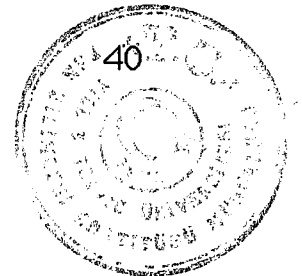
Prof.Dr. Fahri BURŞUK (İÜ)

İSTANBUL, 1998

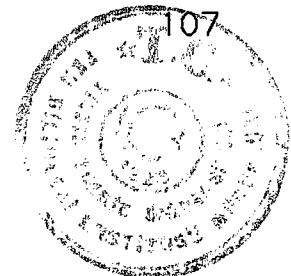


# İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
<b>SEMBOL LİSTESİ</b>	IV
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b>	X
<b>TABLO LİSTESİ</b>	XVIII
<b>ÖNSÖZ</b>	XIX
<b>ÖZET</b>	XX
<b>ABSTRACT</b>	XXI
<b>1. GİRİŞ</b>	1
<b>2. OPTİK FİBERLERDE MODAL ANALİZ</b>	4
2.1 Optik Fiberlerde Elektromagnetik Alan İfadeleri	5
2.1.1 Optik Fiberlerde Kesim Koşulları	14
2.1.2 Zayıfça Kılavuzlama Yaklaşımı	17
2.2 Düzlemsel Yapıdaki Katmanlı Optik Dalga Kılavuzunda Kılavuzlanmış Modlar	18
2.2.1 Kılavuzlanmış Çift TE Modları	19
2.2.2 Kılavuzlanmış Tek TE Modları	20
2.2.3 Kılavuzlanmış Çift TM Modları	22
2.2.4 Kılavuzlanmış Tek TM Modları	22
2.3 Düzlemsel Yapıdaki Katmanlı Optik Dalga Kılavuzunda Radyasyon Modları	23
2.3.1 Çift TE Radyasyon Modları	25
2.3.2 Tek TE Radyasyon Modları	27
2.3.3 Çift TM Radyasyon Modları	28
2.3.4 Tek TM Radyasyon Modları	28
2.4 Sızıntılı (Leaky) Modlar	29
<b>3. BÜKÜLMÜŞ OPTİK DALGA KILAVUZLARI</b>	39
3.1 Bükülmüş Optik Dalga Kılavuzlarında Kayıp Analizi	

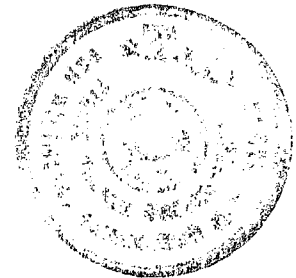


3.1.1	Geçiş ve Bükülme Bölgelerindeki Kayıplar	41
3.1.2	Bükülmüş Optik Fiberde Işıma Kostiği	42
3.1.3	Bükülmüş Optik Fiberde Işığın Davranışı	43
3.2	Bükülmüş Düzlemsel Yapıdaki Katmanlı Optik Fiber Yaklaşımı	47
3.3	Halka Anten Yaklaşımı	51
3.3.1	Eşdeğer Akım Yöntemi	51
3.3.2	Halka Anten Modeli	52
3.3.3	Bükülmüş Optik Fiber Modeli	54
3.4	Yürüyen Dalgalı Anten Yaklaşımı	55
3.4.1	Optik Fiberde Yansıma Sayısı	55
3.4.1.1	Bükülmemiş Optik Fiberde Yansıma Sayısı	56
3.4.1.2	Bükülmüş Optik Fiberde Yansıma Sayısı	57
3.4.2	Yürüyen Dalgalı Anten	60
3.4.2.1	Alanın Modal Davranışı	61
3.4.2.1.1	Bükülmemiş Optik Fiberde İnceleme	61
3.4.2.1.2	Bükülmüş Optik Fiberde İnceleme	64
3.4.2.2	Işımanın Modal Davranışı	66
<b>4.</b>	<b>PARALEL OPTİK DALGA KILAVUZLARINDA KARŞILIKLI ETKİLEŞİM ANALİZİ</b>	<b>84</b>
4.1	Kuple Mod Teorisinin Tarihsel Süreci	84
4.2	Kuple Mod Teorisi	86
4.2.1	Modların Uzayda Kuplajı	86
4.2.2	Modların Zaman Domeninde Kuplajı	90
4.2.3	Modların Frekans Domeninde Kuplajı	92
4.3	Pasif ve Aktif Mod Kuplajı	93
4.4	Optik Dalga Kılavuzlarında Kuplaj Analizi	94
4.4.1	Propagasyon Sabitindeki Değişim	95
4.4.2	Kuplaj Katsayıları	97
4.5	Kuple Düzlemsel Yapıdaki Katmanlı ve Paralel Optik Dalga Kılavuzları	98
4.5.1	Kuple Kılıflı Optik Dalga Kılavuzları	98
4.5.1.1	Propagasyon Sabitindeki Değişim	98
4.5.1.2	Güç Kaybı	107



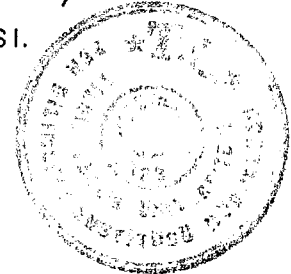
4.5.2	Kuple Kılıfsız Optik Dalga Kılavuzları	107
4.5.2.1	Propagasyon Sabitindeki Değişim	107
4.5.2.2	Güç Kaybı	113
<b>5.</b>	<b>DAİRESEL OLARAK BÜKÜLMÜŞ OPTİK DALGA KILAVUZLARINDA KARŞILIKLI ETKİLEŞİM ANALİZİ</b>	<b>115</b>
5.1	Işın Kuramı ve Kırınımın Geometrik Teorisi	115
5.2	Optik Dalga Kılavuzlarının Kuplajda Etkin Bölgeleri	118
5.2.1	Ortak Teğetlerin Formülasyonu	119
5.2.2	Etkin Bölge Formülasyonu	128
5.3	Radyal Işıma Yaklaşımı	136
5.4	Kuple Bükülmüş Optik Dalga Kılavuzları	142
5.4.1	Bükülmüş Optik Dalga Kılavuzlarında Kuple Mod Teorisi	142
5.4.2	Modal Propagasyon Sabitindeki Değişim	145
5.4.3	Güç Kaybı	159
<b>6.</b>	<b>SONUÇLAR</b>	<b>160</b>
<b>7.</b>	<b>KAYNAKLAR</b>	<b>161</b>
<b>8.</b>	<b>EK</b>	<b>189</b>

## **ÖZGEÇMİŞ**

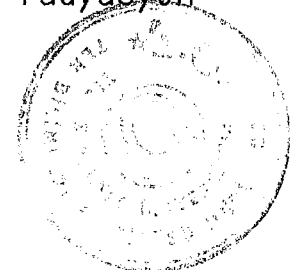


# SEMBOL LİSTESİ

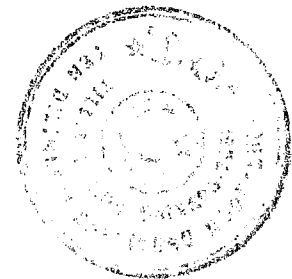
Sembol	Anlamı
A	Optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki elektrik alanın katsayısı.
$A_{\text{ç}}$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki çift TE modlarının katsayısı.
$A_i$	i. kılavuzlanmış modun genliği.
$A_i(Q)$	i. radyasyon modunun genliği.
$A_t$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki tek TE modlarının katsayısı.
a	Kuple optik dalga kılavuzlarından birincisinin toplam alanı.
$a_i(z)$	$\beta_i$ modal propagasyon sabitli modun genlik fonksiyonu.
B	Optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki magnetik alanın katsayısı.
$B_{\text{ç}}$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun dışındaki çift TE modlarının katsayısı.
$B_t$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun dışındaki tek TE modlarının katsayısı.
b	Kuple optik dalga kılavuzlarından ikincisinin toplam alanı.
C	Optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki elektrik alanın katsayısı.
<b>C</b>	Euler sabiti.
$C_{\text{ç}}$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki çift TM modlarının katsayısı.
$C_t$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki tek TM modlarının katsayısı.
$C_{ik}$	i. mod ile k. mod arasındaki kuplaj katsayısı.



D	Optik dalga kılavuzunun kılıf bölgesindeki magnetik alanın katsayısı.
$D_{\phi}$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun dışındaki çift TM modlarının katsayısı.
$D_t$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun dışındaki tek TM modlarının katsayısı.
d	Optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesinin yarıçapı.
<b>E</b>	Elektrik alan.
$E_{rad}$	Radyasyon modlarının elektrik alanı.
<b><math>E_0</math></b>	Elektrik alandaki pertürbasyon terimi.
F	Düzlemsel yapıdaki katmanlı ve kılıflı optik dalga kılavuzunun dışındaki alanın katsayısı.
$F_{ik}$	i. mod ile k. mod arasındaki transfer faktörü.
$F_e$	Eğrilik çarpanı.
f	Frekans.
$f_c$	Kesim frekansı.
$f(R)$	Kırılma indisi profili.
<b>H</b>	Magnetik alan.
$H_{rad}$	Radyasyon modlarının magnetik alanı.
<b><math>H_0</math></b>	Magnetik alandaki pertürbasyon terimi.
$H_{\nu}^{(1)}(x)$	$\nu$ . dereceden birinci cins Hankel fonksiyonu.
$H_{\nu}^{(2)}(x)$	$\nu$ . dereceden ikinci cins Hankel fonksiyonu.
I	Akım.
$I_{\phi}$	Halka anten üzerindeki çizgisel akım.
<b>J</b>	Akım yoğunluğu.
$J_{\nu}(x)$	$\nu$ . dereceden birinci cins Bessel fonksiyonu.
K	Bükülmüş optik dalga kılavuzunda $r < R_a$ bölgesindeki elektrik alanın katsayı.
$K_{\phi}$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki çift TE ve TM radyasyon modlarının katsayısı.
$K_t$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun çekirdek bölgesindeki tek TE ve TM radyasyon modlarının katsayısı.



$k$	Dalga sayısı.
$k_0$	Serbest uzaydaki dalga sayısı.
$L$	Bükülmüş optik dalga kılavuzunda $R_a < r < R_c$ bölgesindeki elektrik alanın katsayısı.
$L_ç$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun dışındaki çift TE ve TM radyasyon modlarının katsayısı.
$L_t$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun dışındaki tek TE ve TM radyasyon modlarının katsayısı.
$L_\lambda$	Yürüyen dalgalı antenin boyu.
$\bar{\Gamma}$	Azimutal ışın sabiti.
$\bar{\Gamma}_b$	Bükülmüş optik fiberde azimutal ışın sabiti.
$l_b$	Bükülmüş optik fiberde ışın boyu.
$l_d$	Bükülmemiş optik fiberde ışın boyu.
$l_{iç}$	Ortak iç teğet uzunluğu.
$l_{dış}$	Ortak dış teğet uzunluğu.
$(l_{dön})_{fıs}$	Bükülmüş optik fiberde fısıldayan ışın boyu.
$M$	Bükülmüş optik dalga kılavuzunda $R_a < r < R_c$ bölgesindeki elektrik alanın katsayısı.
$M_ç$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun dışındaki çift TE ve TM radyasyon modlarının katsayısı.
$M_t$	Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzunun dışındaki tek TE ve TM radyasyon modlarının katsayısı.
$m_b$	Bükülmüş optik fiberde, birim uzunluktaki yansımaya sayısı.
$m_d$	Bükülmemiş optik fiberde, birim uzunluktaki yansımaya sayısı.
$m_{dön}$	Bükülmüş optik fiberde, bir döngü boyunca ışın sayısı.
$(m_{dön})_{fıs}$	Bükülmüş optik fiberde, bir döngü boyunca fısıldayan ışın sayısı.



$N$	Bükülmüş optik dalga kılavuzunda $r > R_c$ bölgesindeki elektrik alanın katsayı.
$O_i$	Bükülmüş $i$ . optik fiberin eğrilik merkezi.
$n(r)$	Yumuşak geçişli optik fiberde kırılma indisi.
$n_1$	Optik fiberin çekirdek bölgesinin kırılma indisi.
$n_2$	Optik fiberin kılıf bölgesinin kırılma indisi.
$n_{I}$	Kuple optik fiberlerden birinci optik fiber bölgesinin kırılma indisi.
$n_{II}$	Kuple optik fiberlerden ikinci optik fiber bölgesinin kırılma indisi.
$N_\nu(x)$	$\nu$ . dereceden ikinci cins Bessel fonksiyonu.
$\mathbf{P}$	Poynting vektörü.
$P(x,y)$	Bükülmüş optik fibere teğet doğru.
$P_{Iş}$	Işınan güç.
$(P_{Iş})_{or}$	Ortalama ışınma güç yoğunluğu.
$P_{ij}$	$i$ . bükülmüş optik fiberin $j$ . teğet noktası.
$p$	Radyal ışınma yaklaşımında, ikinci optik fiberde birinci optik fiber tarafından etkilenen bölgenin uzunluğu.
$\tilde{p}$	Radyal ışınma yaklaşımında, birinci optik fiberde ikinci optik fiber tarafından etkilenen bölgenin uzunluğu.
$Q_i$	$i$ . radyasyon modu için kılıf bölgesindeki modal parametre.
$R_b$	Bükülmüş optik fiberin eğrilik (bükülme) yarıçapı.
$R_i$	$i$ . bükülmüş optik fiberin ışınma kostiği yarıçapı.
$\mathbf{r}$	Yer vektörü.
$r_{Iş}$	Bükülmüş optik fiberle ışınma kostiği arasındaki uzaklık.
$r_0$	İç kostik yarıçapı.
$r_1$	Dış kostik yarıçapı.
$r_2$	Işınma kostiği yarıçapı.
$S$	Kılıflı optik fiberin yarıçapı.
$S_i(r)$	WKB Metodu'nda asimptotik seri katsayıları ( $i=0,1,2,\dots$ ).





$s$	Işın yolunun uzunluğu.
$s_i$	Bükülmüş optik fiberlerin karşılıklı kuplajında etkin bölge uzunlukları ( $i=1,2$ ).
$T$	Transmisyon katsayısı.
$t$	Zaman.
$U$	Bükülmemiş optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklık.
$U_i$	$i$ . mod için çekirdek bölgesindeki modal parametre.
$U_b$	Bükülmüş optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklık.
$U_k$	Bükülmüş optik fiberlerin ışıma noktaları arasındaki uzaklık.
$u$	Radyal ışıma yaklaşımında, birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölgenin uzunluğu.
$\tilde{u}$	Radyal ışıma yaklaşımında, ikinci optik fiberin birinci optik fiberi etkilediği bölgenin uzunluğu.
$V$	Modal parametre (Normalize frekans parametresi).
$W$	Enerji.
$W_i$	$i$ . mod için kılıf bölgesindeki modal parametre.
$\alpha$	Optik fiberde bükülme kaybı.
$\bar{\beta}$	Eksenel ışın sabiti.
$\beta_i$	$i$ . modun propagasyon sabiti.
$\Delta$	Çekirdek ve kılıf bölgelerinin kırılma indisleri parametresi.
$\Delta\beta$	Kuplaj nedeniyle propagasyon sabitinde meydana gelen değişim miktarı.
$\eta$	Ortamın karakteristik empedansı.
$\gamma$	Optik fiberin kılıf bölgesinin özdeğeri.
$\kappa$	Optik fiberin çekirdek bölgesinin özdeğeri.
$\lambda$	Dalga boyu.
$\mu$	Ortamın magnetik geçirgenliği (permeabilitesi).
$\nabla$	Del operatörü.
$\omega$	Açısal frekans.
$\phi_c$	Kritik açı.

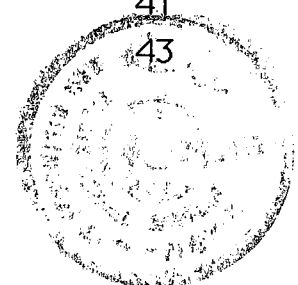


$\rho$	Radyasyon modlarında optik fiberin dışındaki bölgenin özdeğeri.
$\theta_1$	Işının optik fibere giriş açısı.
$\nu$	Azimutal mod sayısı.
$\epsilon$	Ortamın dielektrik sabiti (permitivitesi).
$\omega$	Radyasyon modlarında çekirdek bölgesinin özdeğeri.



# ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa No
Şekil-2.1	Düzlemsel yapıdaki katmanlı (slab) dalga kılavuzu. 4
Şekil-2.2	Modların kesim koşullarının Bessel fonksiyonları üzerinde gösterimi. 15
Şekil-2.3	Basamak indisli optik fiberdeki bazı düşük dereceli modların alan dağılımları. 16
Şekil-2.4	Basamak indisli optik fiberdeki bazı düşük dereceli modların iletimi sırasında çekilmiş fotoğraflar. 16
Şekil-2.5	Kılavuzlanmış TE modlarının özdeğer denklemlerinin grafiksel çözümü. 21
Şekil-2.6	Yumuşak geçişli optik fiberde helisel ışınlarda dalga sayısı diyagramı. 31
Şekil-2.7	Yumuşak geçişli optik fiberde aksenal ışınlarda dalga sayısı diyagramı. 32
Şekil-2.8	Basamak indisli optik fiberde aksenal ışınlarda dalga sayısı diyagramı. 32
Şekil-2.9	WKB Metodu'nun $\beta > n_2 k_0$ çözümünün grafiksel gösterimi. 33
Şekil-2.10	WKB Metodu'nun $\beta < n_2 k_0$ çözümünün (sızıntılı dalgalar) grafiksel gösterimi. 34
Şekil-2.11	Optik fiberde elektromagnetik tünelleme olayı. 35
Şekil-2.12	Basamak indisli optik fiberde ışının davranışı. 37
Şekil-3.1	Bükülmüş kılıfsız optik fiber kesiti. 40
Şekil-3.2	Kılıfsız optik fiberdeki geçiş bölgeleri ve bükülmüş optik fiber bölgesi. 41
Şekil-3.3	Bükülmüş optik fiberde ışının davranışı. 43



Şekil-3.4	Dairesel olarak bükülmüş optik fiberde ışımaya kostiğine teğet olan ışımaya sembolik gösterimi.	45
Şekil-3.5	Dairesel olarak bükülmüş optik fiberde, ışımaya kostiğine teğet olan ışın.	45
Şekil-3.6	Bükülmüş katmanlı optik dalga kılavuzu.	47
Şekil-3.7	Tek modlu optik fiberde elektrik alanının davranışı.	49
Şekil-3.8	Dairesel olarak bükülmüş dielektrik anten.	53
Şekil-3.9	Bükülmüş optik fiber.	54
Şekil-3.10	Bükülmüş, basamak indisli, kılıfsız ve düzlemsel katmanlı optik fiberde ışımaya davranışı.	56
Şekil-3.11	Basamak indisli bükülmüş optik fiberde ışımaya davranışı.	58
Şekil-3.12	Yürüyen dalgalı anten.	61
Şekil-3.13	Düşük dereceli bir modda elektrik alanının $\phi$ 'ye göre değişimi.	63
Şekil-3.14	Yüksek dereceli bir modda elektrik alanının $\phi$ 'ye göre değişimi.	64
Şekil-3.15	Dairesel olarak bükülmüş tek modlu optik fiberde birim uzunluktaki ışımaya gücünün ışın boyu ( $\lambda \beta L_\lambda / 2$ ) na göre değişimi.	73
Şekil-3.16	Dairesel olarak bükülmüş tek modlu optik fiberde birim uzunluktaki ışımaya gücünün eğrilik yarıçapına göre değişimi.	74
Şekil-3.17	Dairesel olarak bükülmüş tek modlu optik fiberde bir döngüdeki ışımaya gücünün ışın boyu ( $\lambda \beta L_\lambda / 2$ ) na göre değişimi.	75
Şekil-3.18	Dairesel olarak bükülmüş tek modlu optik fiberde bir döngüdeki ışımaya gücünün eğrilik yarıçapına göre değişimi.	76
Şekil-3.19	Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde birim uzunluktaki ışımaya gücünün ışın boyu ( $\lambda \beta L_\lambda / 2$ ) na göre değişimi, ( $\phi_0 = \pi/6$ ).	77



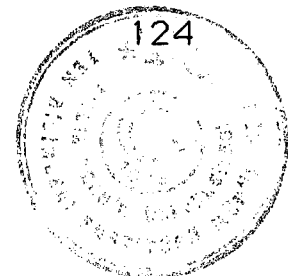
Şekil-3.20	Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde birim uzunluktaki ışımaya gücünün eğrilik yarıçapına göre değişimi, ( $\phi_0=\pi/6$ ).	78
Şekil-3.21	Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde bir döngüdeki ışımaya gücünün ışın boyu ( $\lambda \beta L_\lambda / 2$ ) na göre değişimi, ( $\phi_0=\pi/6$ ).	79
Şekil-3.22	Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde bir döngüdeki ışımaya gücünün eğrilik yarıçapına göre değişimi, ( $\phi_0=\pi/6$ ).	80
Şekil-3.23	Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde ışımaya gücünün ışının optik fibere gelme açısına göre değişimi, ( $R_b=2.5$ cm).	81
Şekil-3.24	633 nm.lik bir helyum-neon kaynakla uyarılan 12 mm eğrilik yarıçapına sahip tek modlu bir optik fiberin ışması.	82
Şekil-3.25	633 nm.lik bir helyum-neon kaynakla uyarılan 16.5 mm eğrilik yarıçapına sahip tek modlu bir optik fiberin ışması.	82
Şekil-4.1	Kuple optik fiberler.	87
Şekil-4.2	$a_1$ ve $a_2$ modlarının enerji-zaman grafikleri.	91
Şekil-4.3	Kuple kılıflı ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzları.	99
Şekil-4.4	Kılıflı ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzu.	100
Şekil-4.5	Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin çekirdek bölgesi yarıçapına göre değişimi.	102
Şekil-4.6	Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin çekirdek bölgesi yarıçapına göre değişimi.	102



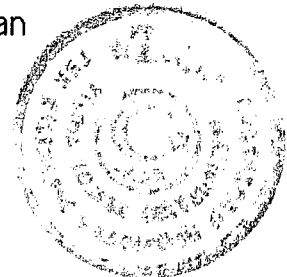
Şekil-4.7	Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin kılıf bölgesi yarıçapına göre değişimi.	103
Şekil-4.8	Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin kılıf bölgesi yarıçapına göre değişimi.	103
Şekil-4.9	Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklık ile değişimi.	104
Şekil-4.10	Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin çekirdek bölgeleri yarıçapına göre değişimi.	105
Şekil-4.11	Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin kılıf bölgeleri yarıçapına göre değişimi.	106
Şekil-4.12	Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	106
Şekil-4.13	Kuple kılıfsız ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	109



Şekil-4.14	Kuple kılıfsız ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	109
Şekil-4.15	Kuple kılıfsız düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	110
Şekil-4.16	Kuple kılıfsız düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	112
Şekil-4.17	Kuple kılıfsız düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	112
Şekil-4.18	Kuple kılıfsız düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	113
Şekil-5.1	Dairesel olarak bükülmüş, kılıfsız ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki optik fiber.	116
Şekil-5.2	Saçıcı cisme gelen dalganın davranışı.	117
Şekil-5.3	Bükülmüş optik fibere gelen ışınların davranışı.	117
Şekil-5.4	Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerine teğet doğrular.	119
Şekil-5.5	(a) Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerinde ortak iç teğet doğrular. (b) Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerinde ortak dış teğet doğrular.	121
Şekil-5.6	Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerinde ortak dış teğet doğrular.	

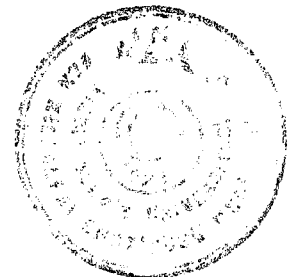


Şekil-5.7	Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerinde ortak iç teğet doğrular.	127
Şekil-5.8	Bükülmüş optik fiberlerde değişik propagasyon doğrultuları için ışımalar.	129
Şekil-5.9	Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberde ikinci optik fiber tarafından etkilenen bölge uzunluğunun birinci optik fiberin ışıma kostiği yarıçapına göre değişimi.	132
Şekil-5.10	Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberde ikinci optik fiber tarafından etkilenen bölge uzunluğunun optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	130
Şekil-5.11	Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberde ikinci optik fiber tarafından etkilenen bölge uzunluğunun optik fiberler arasındaki uzaklığa göre değişimi.	133
Şekil-5.12	Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölgenin uzunluğunun birinci optik fiberin ışıma kostiği yarıçapına göre değişimi.	133
Şekil-5.13	Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölgenin uzunluğunun optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	134
Şekil-5.14	Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölgenin uzunluğunun optik fiberler arasındaki uzaklığa göre değişimi.	134
Şekil-5.15	Radyal ışıma yaklaşımında, dairesel olarak bükülmüş, kılıfsız ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik fiberin ışıması.	136
Şekil-5.16	Radyal ışıma yaklaşımında, ikinci optik fiberin birinci optik fiber tarafından	





	etkilenen bölgesinin ikinci optik fiberin ışımaya kostiği yarıçapına göre değişimi.	141
Şekil-5.17	Radyal ışımaya yaklaşımında, ikinci optik fiberin birinci optik fiber tarafından etkilenen bölgesinin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	141
Şekil-5.18	Bükülmüş kuple iki optik dalga kılavuzu.	143
Şekil-5.19	Bükülmüş kuple optik fiberler.	146
Şekil-5.20	Kuple optik fiberlerde $r_1$ ve $r_2$ 'nin belirlenmesi.	147
Şekil-5.21	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	151
Şekil-5.22	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	152
Şekil-5.23	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	152
Şekil-5.24	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE sızıntılı modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	153
Şekil-5.25	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE sızıntılı modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	154

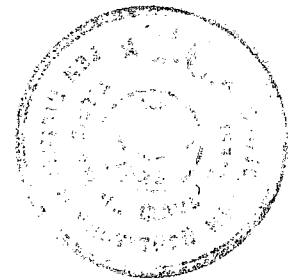


Şekil-5.26	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	156
Şekil-5.27	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	156
Şekil-5.28	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	157
Şekil-5.29	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM sızıntılı modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.	158
Şekil-5.30	Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM sızıntılı modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.	158
Şekil-E.1	$si(x)$ fonksiyonunun ( sinüs integrali ) x'e göre değişimi.	190
Şekil-E.2	$ci(x)$ fonksiyonunun ( cos integrali ) x'e göre değişimi.	191



# TABLO LİSTESİ

	Sayfa No	
Tablo-2.1	Bessel diferansiyel denkleminin çözümlerinin özellikleri.	9
Tablo-2.2	Modlara göre kesim koşulları.	15
Tablo-3.1	Düşük dereceli bir modda elektrik alanın m sabit değerlerine göre incelenmesi.	62
Tablo-3.2	Yüksek dereceli bir modda elektrik alanın m sabit değerlerine göre incelenmesi.	63
Tablo-5.1	Ortak iç teğet ve ortak dış teğetlerin belirlenmesi.	122



İletişimdeki üstünlüğü her geçen gün daha iyi anlaşılan ve optik haberleşmenin temel taşı oluşturulan optik dalga kılavuzlarının elektromagnetik özelliklerinin araştırılmasında ve doktora tezimin hazırlanmasında değerli yardımlarını esirgemeyen Sayın Hocam ve tez yöneticim Y.Doç.Dr. Cahit CANBAY'a teşekkür ederim.

Optik dalga kılavuzları konusundaki değerli bilgilerinden yararlandığım Sayın Prof.Dr. Ercan TOPUZ'a ve Sayın Y.Doç.Dr. Çintay GÖKSU'ya teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım sırasında değerli yardımlarını esirgemeyen Sayın Dr. N.Aydın ÜNVERDİ'ye ve yazılım konusundaki desteklerinden dolayı Sayın Ar.Gör. Cumhuriyet ERKUT'a teşekkür ederim.

Yıldız Teknik Üniversitesi Araştırma Fonu'nun 91-B-04-03-03 no.lu projesi ve TÜBİTAK Araştırma Altyapısını Destekleme Programı'nın EEEAG/AY-18 no.lu projesi kapsamında desteklenen doktora tezimin, optik haberleşme konusunda çalışan araştırmacılara ışık tutmasını diler, saygılar sunarım.

N.Özlem ÜNVERDİ  
İstanbul, 1998



# ÖZET

Son yıllarda büyük gelişmeler gösteren optik haberleşme teknolojisinin temel elemanı olan optik fiberler, bir çok endüstriyel uygulamada "kilit malzeme" haline gelmiştir. Bu çalışmada, doğrultu kuplörü, sensör, çoğullayıcı ve filtre gibi bir çok alanda kullanım yeri bulan kuple optik dalga kılavuzları analiz edilmiştir.

Birinci Bölüm'de, alternatiflerine göre üstünlüğü tartışılmaz olan optik fiberler hakkında genel bir bilgi verildikten sonra bu çalışmanın literatüre sağladığı katkılar açıklanmıştır.

Optik fiberlerin modal analizinin detaylı olarak ele alındığı İkinci Bölüm'de, incelemelerde kolaylık sağlayan zayıfça kılavuzlama yaklaşımına yer verilmiştir. Düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzlarındaki kılavuzlanmış modların ve radyasyon modlarının değerlendirilmesi yapıldıktan sonra bükülmüş optik fiberlerin temel noktasını oluşturan sızıntılı modların fiziksel özellikleri, WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) Metodu yardımıyla sunulmuştur.

Üçüncü Bölüm'de, bükülmüş optik fiberlerin fiziksel mekanizması ortaya konulmuş, ışının davranışı irdelenmiştir. Kayıp analizi, önce düzlemsel yapıdaki katmanlı optik fiber yaklaşımı altında, ardından dairesel olarak bükülmüş bir optik fiberin bir halka anten olarak düşünüldüğü halka anten yaklaşımı altında yapılmıştır. Bükülmüş optik fiberde her bir ışının, yürüyen dalgalı bir anten olarak kabul edildiği yürüyen dalgalı anten modeli, konuya, literatürde olmayan bir yöntemle yaklaşılmasını sağlamıştır.

Dördüncü Bölüm'de, Kuple Mod Teorisi'ne göre paralel kuple dalga kılavuzlarında kuplaj analizi yapılmış ve propagasyon sabitinde, kuplaj nedeniyle meydana gelen değişim araştırılmıştır.

Dairesel olarak bükülmüş kuple optik fiberlerde, kuplajda etkin bölgelerin, Kırınımın Geometrik Teorisi ve Kuple Mod Teorisi ışığında belirlendiği Beşinci Bölüm'de, optik fiberlerin karşılıklı etkileşimlerinin propagasyon sabitleri üzerindeki etkisi Semer Noktası Yöntemi yardımıyla hesaplanarak literatüre katkıda bulunulmuştur.



# ABSTRACT

Optical fibers which are the basic elements of the optical communication technology, that progressed rapidly during the recent years, have become the key element in many industrial applications. In this study, coupled optical waveguides which are in use in many areas such as directional couplers, sensors, multiplexers and filters, are analyzed.

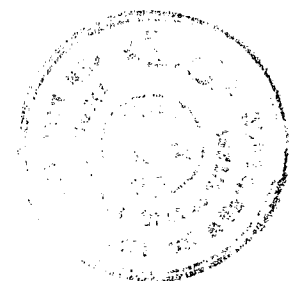
Section 1 gives general information about optical fibers the performance of which is unarguably superior the that of the alternatives and highlights the contribution of this study to the scientific literature.

In Section 2 where the modal analysis of optical fibers is detailed, the weakly guiding approach is considered. The investigation of the guided modes and radiation modes in slab optical waveguides is followed by a presentation of the physical properties of the leaky modes in bent optical fibers using the WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) Method.

Section 3 underlines physical behaviour of the bent optical fibers and describes the behavior of the optical ray. The analysis of the losses is first performed for slab optical fibers, then for circularly bent optical fibers considered as a loop antenna. The travelling wave antenna model which considers every single ray in a bent optical fiber as a travelling wave antenna provides the scientific literature with a new approach.

In Section 4, coupling analysis is done in parallel, coupled optical waveguides using the Coupled Mode Theory and the change in the propagation constant due to coupling is investigated.

In Section 5, the affected regions of circularly bent, coupled optical fibers are determined using the Geometrical Theory of Diffraction and the Coupled Mode Theory. The impact of the mutual interaction of optical fibers on propagation constants is investigated using the Saddle Point Method.

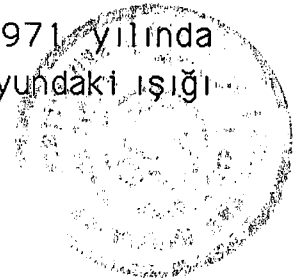


# 1. GİRİŞ

Işığın, dielektrik dalga kılavuzları içinde taşınabileceği düşüncesi oldukça eskilere dayanmaktadır. Yirminci yüzyılın başlarında, J.W.S. Rayleigh ve A.J.W. Sommerfeld'in kılavuzlanmış dalgalar konusundaki çalışmaları, günümüz iletişimde çok önemli bir yere sahip olan optik haberleşmeye ışık tutmuştur. D. Hondros ve F. Debye'nin 1910 yılında dielektrik dalga kılavuzları üzerindeki analizleri, bu konudaki çalışmalara ivme kazandırmıştır. 1916 yılında H. Zahn, 1920 yılında O. Schriever ve 1936 yılında W.L. Barrow ve G.C. Southworth, konuyla ilgili deneysel çalışmalar yaparak literatüre katkıda bulunmuşlardır, (Kapany et al, 1972; Karbowiak, 1986).

H.H. Hopkins ve N.S. Kapany'nin 1954 yılında optik dalga kılavuzları ile kısa mesafelere bilgi iletimi konusundaki çalışmalarından sonra, A. Maiman'ın 1960 yılında yarı iletken lazeri insanlığa kazandırmasıyla, uzun mesafeli haberleşme uygulamaları gündeme gelmiştir. Yarı iletken lazerle optik frekanslarda monokromatik ışımada elde edildikten sonra, ışığın, modülasyon teknikleri kullanılarak, optik dalga kılavuzları ile uzun mesafelere iletileceği ve kapasitenin artacağı görülmüştür. Haberleşmede taşıyıcı frekansının artması, daha büyük band genişliğine izin vereceği için, iletilen bilgi kapasitesinin, diğer haberleşme sistemlerine göre çok daha yüksek olacağı ortaya konulmuştur. K.C. Kao ve G.H. Hockham, 1966 yılında, saflaştırılmış silisten yapılan 10 dB/km kayıplı optik fiberle, ekonomik sistemler kurulabileceğini öne sürmüşlerse de, o yılların teknolojisiyle 1000 dB/km kayıplı optik fiberler üretilebilmiştir, (Senior,1992). Bu çalışmaların devam ettiği 1960'lı yıllarda, A. Yariv, H.A. Haus, E. Snitzer, H. Osterberg, I. Luneberg, A.L. Jones, N.S. Kapany ve J.J. Burke, dielektrik dalga kılavuzları modlarının karakteristik özelliklerini araştırarak, "hibrid modlar"ı aydınlatmışlar ve kuple optik fiberleri analiz etmişlerdir.

Konu üzerindeki yoğun çalışmalardan sonra, 1971 yılında A.B.D.'de Corning Glass Works'de, 800-900 nm dalga boyundaki ışığı



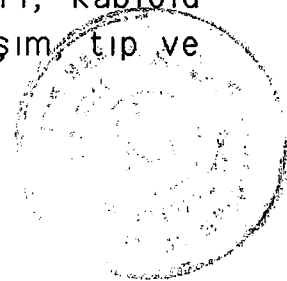


20 dB/km kayıpla ileten optik fiberleri üretebilecek teknoloji geliştirilmiş, ardından Bell Telefon Laboratuvarları'nda, 830 nm dalga boyundaki ışık için, optik fiberdeki iletim kaybı 2.5 dB/km mertebesine düşürülmüştür. 1972 yılında W.A. Gambling, söz konusu spektral bölgedeki birinci pencere optik fiberlerinin band genişliğini 1GHz.km mertebesine yükselterek optik fiber başına 1Mbit/sn'lik iletim kapasitesine ulaşılmasını sağlamıştır. Endüstrideki bu gelişmeler devam ederken, D. Gloge, "zayıfça kılavuzlama" kavramını literatüre kazandırmış, E.A.J. Marcatili, J.A. Arnaud, A.W. Snyder, J.D. Love, D. Marcuse, L. Lewin, D.C. Chang, E.F. Kuester, A.J. Harris, P.J. Castle ve W.P. Huang gibi bilim adamları, optik fiberlerin fiziksel mekanizmasını sergileyen ve günümüzdeki bir çok çalışmada referans alınan çok değerli yayınlar yapmışlardır.

1978 yılında, W.A. Gambling, D.N. Payne ve H. Matsumura'nın çalışmalarıyla, yakın kızıl ötesi bölgesi olarak bilinen 800-900 nm dalga boyunda çalışmaya uygun dedektör ile GaAs yarı iletken lazerlerin üretimi, materyal dispersiyonunun bu bölgede yok edilebilir olması ve böylece band genişliğinin büyük ölçüde artırılabilmesi düşüncesi doğrultusunda ikinci pencere optik fiberlerinin üretimine başlanılmıştır. Birinci pencere optik fiberlerinin çok modlu olarak yapılmalarına karşın, ikinci pencere optik fiberleri, band genişliğini en yüksek düzeye çıkarabilmek için genellikle tek modlu olarak üretilmiştir, (Midwinter, 1979; Suematsu et al, 1982).

1980'li yıllarda, 1300 nm ile 1550 nm dalga boylarında, yüksek band genişliği ve 0.1-0.4 dB/km'lik zayıflamaya sahip olan optik fiberler üretilmeye başlanmıştır. 1990'lı yıllarda ise, orta kızıl ötesi (2-5  $\mu$ m) ve uzak kızıl ötesi (8-12  $\mu$ m) bölgelerinde iletişim sağlayan kristalit yapıları üçüncü pencere optik fiberleriyle, iletim kaybı, 0.001 dB/km'nin altına düşürülerek, Gbit/sn'ler düzeyinde bilgi iletim hızına ulaşılmış; darbe kod modülasyonunun (PCM) kullanıldığı optik haberleşme sistemlerinde, çoğullama teknikleriyle kanal kapasitesi artırılmıştır.

Günümüzde, data haberleşmesi, telefon ağları, kablolu televizyon sistemleri, bilgisayar haberleşmesi, ulaşım, tıp ve





askeri uygulamalar gibi bir çok alanda tercih edilen optik fiberler, gelecekte, sistem maliyetinin düşmesi ile daha yaygın olarak kullanılacaktır.

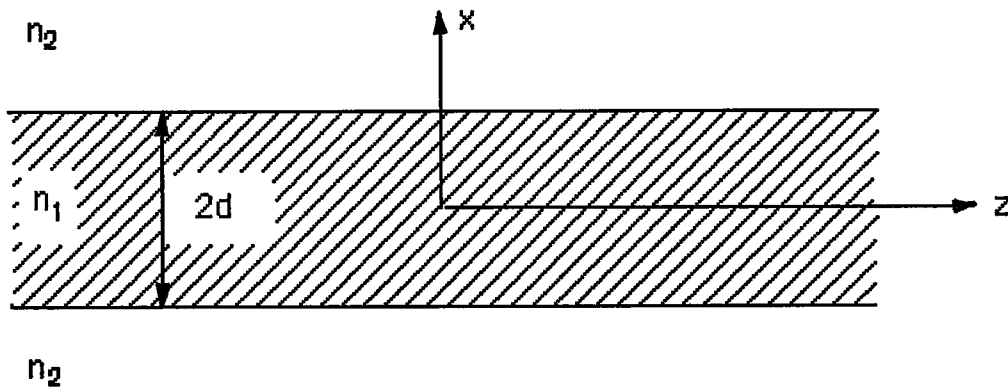
Optik haberleşmenin temel taşlarından birisi olan doğrultu kuplörü üzerinde incelemeler yapılan bu çalışmada, bükülmüş optik fiberde kayıp analizi yapılmış, konu, literatürde olmayan yürüyen dalgalı anten yaklaşımı ile irdelenmiştir. Bükülmemiş ve paralel optik fiberler ile dairesel olarak bükülmüş optik fiberlerin karşılıklı etkileşim mekanizmaları, "kuple mod problemi" kapsamında araştırılmıştır. Doğrultu kuplörünün iki önemli parametresi olan optik fiberlerin kuplajda etkin olan bölgeleri ve modal propagasyon sabitinde, kuplaj nedeniyle meydana gelen değişim miktarı incelenerek literatüre katkıda bulunulmuştur.



## 2. OPTİK FİBERLERDE MODAL ANALİZ

Ham maddesi olan silisyumun (kum) doğada bol miktarda bulunması, izolasyonunun sağlam olması, az yer kaplaması, elektromagnetik olaylardan etkilenmemesi, maliyetinin düşük olması ve özellikle band genişliğinin büyük ve iletim kaybının az olması nedeniyle, diğer haberleşme sistemlerine göre tercih edilen ve veri iletiminde tartışılmaz bir üstünlüğe sahip olan optik fiberler, birer dielektrik dalga kılavuzları olduklarına göre, propagasyon özellikleri, Maxwell Denklemleri ve dielektrik-dielektrik sınır koşulları altında incelenebilir. Metalik ve dielektrik dalga kılavuzları arasındaki temel ayrım, enerjinin korunmasından sorumlu yansımaya mekanizmasının farklılığından kaynaklanır. Metalik dalga kılavuzlarında yansımaya, mükemmel iletken-dielektrik, dielektrik dalga kılavuzlarındaki yansımaya ise, dielektrik-dielektrik sınırında gerçekleşir, (Snitzer, 1961; Marcuse, 1974; Kogelnik et al, 1974; Snyder et al, 1978). Takdir edileceği gibi, dielektrik dalga kılavuzlarında, polarizasyon etkileri, göz ardı edilemeyecek ölçüde önemli bir yere sahiptir.

Optik fiberler, dairesel, dikdörtgen, eliptik veya hegzagonal



**Şekil-2.1** Düzlemsel yapıdaki katmanlı (slab) dalga kılavuzu.



yapıda olabilirlerse de, bu çalışmada, sadece dairesel kesitli optik fiberlerin modal analizi yapılmış; incelemelerde, Şekil-2.1'de görülen düzlemsel yapıdaki katmanlı (slab) dalga kılavuzu yaklaşımından yararlanılmıştır.

Katmanlı dalga kılavuzu ve silindirik optik fiberlerde modal analizin temelindeki düşünce aynıdır. Her iki dalga kılavuzunda söz konusu olan ışınım kaybı, yaklaşık olarak eşittir. Katmanlı dalga kılavuzu, çalışmada kolaylık sağlamıştır.

## 2.1. OPTİK FİBERLERDE ELEKTROMAGNETİK ALAN İFADELERİ

Bu bölümde, parametreleri,

$$\mu = \mu_0 \quad (2.1 a)$$

ve

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 n^2 \quad (2.1 b)$$

olan ortamda alan çözümleri incelenmiş, zaman değişimi,

$$\exp(j\omega t) \quad (2.2)$$

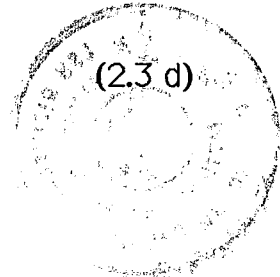
olarak alınmıştır. Kaynağın olmadığı basit ortamda Maxwell Denklemleri,

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (2.3 a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.3 b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.3 c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{E} \cdot \frac{1}{\epsilon} \nabla \epsilon = -\mathbf{E} \cdot \nabla(\ln \epsilon) \quad (2.3 d)$$



dur. (2.3) denklem grubu yardımıyla dalga denklemleri,

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -\nabla (\mathbf{E} \cdot \nabla \ln(n^2)) \quad (2.4 a)$$

ve

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (2.4 b)$$

olarak elde edilir. Burada, k dalga sayısı,

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n^2 \quad (2.5)$$

dir. Kılavuzlanmış elektromagnetik dalgalarda, z yayılma doğrultusuna göre değişim,  $\exp(\pm j\beta z)$  biçimindedir; burada,  $\beta$ , propagasyon sabitidir. İncelemelerde, kolaylık olması açısından, sadece (+z) yönünde ilerleyen alan bileşenleri ele alınmıştır. Bu durumda, her alan bağıntısında,

$$\exp [ j(\omega t - \beta z) ] \quad (2.6)$$

olduğu düşünülebilir.

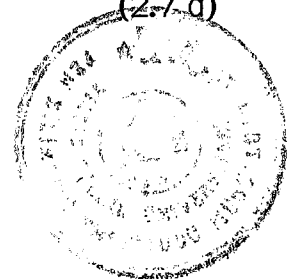
(2.3.a) ve (2.3.b) eşitliklerinde verilen Ampère ve Faraday Yasaları'ndan yararlanılarak, silindirik koordinat sisteminde,

$$E_r = -\frac{j}{\kappa^2} \left[ \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right] \quad (2.7 a)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{\kappa^2} \left[ \beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \quad (2.7 b)$$

$$H_r = -\frac{j}{\kappa^2} \left[ \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \epsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right] \quad (2.7 c)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{\kappa^2} \left[ \beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad (2.7 d)$$



eşitlikleri elde edilir. Burada,  $i$ , optik fiberin çekirdek ve kılıf bölgelerini gösteren indis olmak üzere,

$$\kappa_i^2 = k^2 - \beta^2 = n_i^2 k_0^2 - \beta^2, \quad i=1,2 \quad (2.8)$$

dir. Çekirdek bölgesindeki kırılma indisinin sabit olduğu basamak indisli optik fiberlerde,

$$\nabla_t^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2.9)$$

eşitliği kullanılarak dalga denklemi,

$$\left( \nabla_t^2 + \kappa_i^2 \right) \begin{Bmatrix} E_{z_i}(r, \phi) \\ H_{z_i}(r, \phi) \end{Bmatrix} = 0, \quad i = 1,2 \quad (2.10)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemler,

- "a)  $r = 0$  için elektromagnetik alan sonlu olmalı,
- b)  $r \rightarrow \infty$  için  $E_z$  ve  $H_z \rightarrow 0$  olmalı,
- c)  $E_z$  ve  $H_z$ ,  $\phi$ 'de  $2\pi$  ile periyodik olmalı,
- d)  $E_z$ ,  $H_z$ ,  $H_r$ ,  $H_\phi$ ,  $E_\phi$  ve  $n^2 E_r$  sınır yüzeyinde sürekli olmalı"

sınır koşulları altında çözülmelidir.

(2.7) denklem takımı ve (2.10) eşitliğinden yararlanılarak elde edilen silindirik koordinat sistemindeki dalga denklemleri,

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \kappa^2 E_z = 0 \quad (2.12 a)$$

ve

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + \kappa^2 H_z = 0 \quad (2.12 b)$$

dir. Buradan,



$$E_z = A G(r) \exp(jv\phi) \quad (2.13)$$

olmak üzere, separasyon yöntemi yardımıyla,

$$\frac{d^2 G(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dG(r)}{dr} + \left[ \kappa^2 - \frac{v^2}{r^2} \right] G(r) = 0 \quad (2.14)$$

Bessel diferansiyel denklemi elde edilir. Bu diferansiyel denklemin çözümlerini veren fonksiyonların genel özellikleri Tablo-2.1'de verilmiştir, (Schelkunoff, 1956; Harrington, 1961; Balanis, 1989).

Hankel fonksiyonlarında  $\kappa$  değeri,

$$\kappa = j\gamma \quad (2.15)$$

olarak tanımlanır. Bu durumda, argümanının büyük değerleri için,  $H_v^{(1)}(j\gamma r)$ ,  $\exp(-\gamma r)$ ;  $H_v^{(2)}(j\gamma r)$  ise  $\exp(\gamma r)$  şeklinde davranır. Frobenius Metodu ve Tablo-2.1'in ışığında, optik fiberin çekirdek bölgesinde duran dalga niteliğindeki  $v$ . dereceden birinci cins Bessel fonksiyonu  $J_v(\kappa r)$ , kılıf bölgesinde ise yürüyen dalga özelliği gösteren  $v$ . dereceden birinci cins Hankel fonksiyonu  $H_v^{(1)}(j\gamma r)$  geçerlidir.

Bu bölümde, optik fiberin  $d$  yarıçaplı ve  $n_1$  kırılma indisli bir çekirdek bölgesine sahip olduğu ve  $n_2 < n_1$  olmak üzere,  $n_2$  kırılma indisli kılıf bölgesinin sonsuza uzandığı göz önüne alınarak, çekirdek-kılıf ara yüzeyindeki sınır koşulları irdelenmiş, kılıf-hava ara yüzeyindeki elektromagnetik alan değişimleri göz ardı edilmiştir.

(2.8) eşitliğine göre, çekirdek bölgesi için,

$$\kappa_1^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.16 a)$$

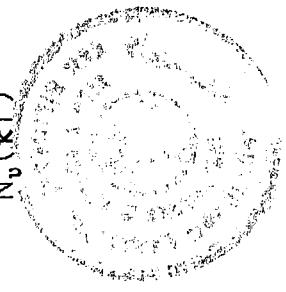
ve kılıf bölgesi için,

$$\kappa_2^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2$$



$B_\nu(\kappa r)$	Çözümler	$\kappa r \rightarrow 0$	$\kappa r \rightarrow \infty$	Sıfırlar	Sonsuzlar
$H_\nu^{(1)}(\kappa r)$	$J_\nu(\kappa r) + jN_\nu(\kappa r)$	$1 - j\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$\left[-\frac{2j}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} j^{-\nu} \exp(j\kappa r)$	$\kappa r \rightarrow j\infty$	$\kappa r = 0$ $\kappa r \rightarrow -j\infty$
$H_\nu^{(2)}(\kappa r)$	$J_\nu(\kappa r) - jN_\nu(\kappa r)$	$1 + j\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$\left[\frac{2j}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} j^\nu \exp(-j\kappa r)$	$\kappa r \rightarrow -j\infty$	$\kappa r = 0$ $\kappa r \rightarrow j\infty$
$J_\nu(\kappa r)$	$\frac{1}{2}[H_\nu^{(1)}(\kappa r) + H_\nu^{(2)}(\kappa r)]$	$1$	$\left[\frac{2}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} \cos\left[\kappa r - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right]$	Reel sayılar	$\kappa r \rightarrow \pm j\infty$
$N_\nu(\kappa r)$	$\frac{1}{2}[H_\nu^{(1)}(\kappa r) - H_\nu^{(2)}(\kappa r)]$	$-\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$\left[\frac{2}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} \sin\left[\kappa r - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right]$	Reel sayılar	$\kappa r = 0$ $\kappa r \rightarrow \pm j\infty$
		$\frac{(\kappa r)^\nu}{2^\nu \nu!} - j\frac{2^\nu(\nu-1)!}{\pi(\kappa r)^\nu}$	$\frac{(\kappa r)^\nu}{2^\nu \nu!}$		
		$1 - j\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$\left[-\frac{2j}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} j^{-\nu} \exp(j\kappa r)$		
		$1 + j\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$\left[\frac{2j}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} j^\nu \exp(-j\kappa r)$		
		$1$	$\left[\frac{2}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} \cos\left[\kappa r - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right]$		
		$-\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$\left[\frac{2}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} \sin\left[\kappa r - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right]$		

**Tablo-2.1** Bessel diferansiyel denkleminin çözümlerinin özellikleri.



olarak bulunur.

(2.16a) ve (2.16b) eşitliklerinde verilen özdeğerlerin sonuçları, modları belirler:

- a)  $\kappa_1^2 > 0$  ve  $\kappa_2^2 > 0$  : Radyasyon yapan modları içerir.
- b)  $\kappa_1^2 > 0$  ve  $\kappa_2^2 < 0$  : Kılavuzlanmış çözümleri veren ve optik mühendisliğin temelini oluşturan yüzey modlarını kapsar.
- c)  $\kappa_1^2 = 0$  ve  $\kappa_2^2 = 0$  : Kesim frekanslarını verir.
- d)  $\kappa_1^2 < 0$  ve  $\kappa_2^2 > 0$  :  $n_1 > n_2$  olduğu için çözüm vermez.
- e)  $\kappa_1^2 < 0$  ve  $\kappa_2^2 < 0$  : Faz hızının her iki ortamda da o ortamın karakteristik dalga hızından küçük olmasına karşı düşer ve fiziksel olarak kabul edilemez.

Açıkça görüldüğü gibi, inceleme konusu b) şıkkıdır. O halde, çekirdek bölgesi için,

$$\kappa^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 > 0 \quad (2.17 a)$$

ve kılıf bölgesi için,

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 > 0 \quad (2.17 b)$$

yazılır.

Bu koşullarda, uygun çözümlere göre elektromagnetik alan ifadelerine geçilebilir. Çekirdek bölgesinde aksenal alan bileşenleri,

$$E_z = A J_\nu(\kappa r) \exp(j\omega t) \quad (2.18)$$

$$H_z = B J_\nu(\kappa r) \exp(j\omega t) \quad (2.19)$$

dir. Tablo-2.1'in dikkate alınarak yazıldığı bu eşitliklerde,  $\nu$  azimutal mod sayısı, A ve B sınır koşullarına göre belirlenecek olan sabit sayılardır. Diğer alan bileşenleri, (2.7) denklem setine göre,





$$E_r = -\frac{j}{\kappa^2} \left[ \beta \kappa A J'_v(\kappa r) + j \omega \mu_0 \frac{v}{r} B J_v(\kappa r) \right] \exp(jv\phi) \quad (2.20)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{\kappa^2} \left[ j\beta \frac{v}{r} A J_v(\kappa r) - \kappa \omega \mu_0 B J'_v(\kappa r) \right] \exp(jv\phi) \quad (2.21)$$

$$H_r = -\frac{j}{\kappa^2} \left[ -j\omega \epsilon_1 \frac{v}{r} A J_v(\kappa r) + \kappa \beta B J'_v(\kappa r) \right] \exp(jv\phi) \quad (2.22)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{\kappa^2} \left[ \kappa \omega \epsilon_1 A J'_v(\kappa r) + j\beta \frac{v}{r} B J_v(\kappa r) \right] \exp(jv\phi) \quad (2.23)$$

olarak elde edilir. Kılıf bölgesinde teğetsel alan bileşenleri,

$$E_z = C H_v^{(1)}(j\gamma r) \exp(jv\phi) \quad (2.24)$$

$$H_z = D H_v^{(1)}(j\gamma r) \exp(jv\phi) \quad (2.25)$$

dir. Burada, C ve D sabit sayılardır ve sınır koşullarına göre belirlenir. Diğer alan bileşenleri, yine (2.7) denklem seti yardımıyla,

$$E_r = -\frac{1}{\gamma^2} \left[ \beta \gamma C H_v^{(1)'}(j\gamma r) + \omega \mu_0 \frac{v}{r} D H_v^{(1)}(j\gamma r) \right] \exp(jv\phi) \quad (2.26)$$

$$E_\phi = -\frac{1}{\gamma^2} \left[ \beta \frac{v}{r} C H_v^{(1)}(j\gamma r) - \gamma \omega \mu_0 D H_v^{(1)'}(j\gamma r) \right] \exp(jv\phi) \quad (2.27)$$

$$H_r = -\frac{1}{\gamma^2} \left[ -\omega \epsilon_2 \frac{v}{r} C H_v^{(1)}(j\gamma r) + \gamma \beta D H_v^{(1)'}(j\gamma r) \right] \exp(jv\phi) \quad (2.28)$$

$$H_\phi = -\frac{1}{\gamma^2} \left[ \gamma \omega \epsilon_2 C H_v^{(1)'}(j\gamma r) + \beta \frac{v}{r} D H_v^{(1)}(j\gamma r) \right] \exp(jv\phi) \quad (2.29)$$

olarak bulunur.

Sınır koşullarına göre,



$$C = \frac{J_v(\kappa d)}{H_v^{(1)}(j\gamma d)} A \quad (2.30)$$

$$D = \frac{J_v(\kappa d)}{H_v^{(1)}(j\gamma d)} B \quad (2.31)$$

ve

$$B = \frac{j}{v} \frac{d\kappa \gamma [\epsilon_1 \gamma J_v'(\kappa d) H_v^{(1)}(j\gamma d) + j\epsilon_2 \kappa J_v(\kappa d) H_v^{(1)'}(j\gamma d)]}{\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2) \mu_0 \beta J_v(\kappa d) H_v^{(1)}(j\gamma d)} A \quad (2.32)$$

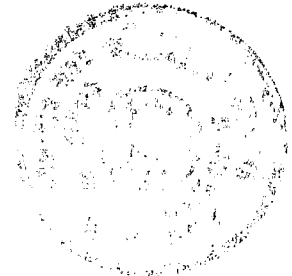
dır. Burada önemli olan nokta,  $\beta$  modal propagasyon sabitinin belirlenmesidir.  $\beta$ , sınır koşullarına göre bulunan determinantın sifıra eşitlenerek elde edilen

$$\left[ \frac{\epsilon_1 d\gamma^2 J_v'(\kappa d)}{\epsilon_2 \kappa J_v(\kappa d)} + j\gamma d \frac{H_v^{(1)'}(j\gamma d)}{H_v^{(1)}(j\gamma d)} \right] \left[ \frac{d\gamma^2 J_v'(\kappa d)}{\kappa J_v(\kappa d)} + j\gamma d \frac{H_v^{(1)'}(j\gamma d)}{H_v^{(1)}(j\gamma d)} \right] = \left[ v \left( \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - 1 \right) \frac{\beta k_2}{\kappa^2} \right]^2 \quad (2.33)$$

özdeğer denkleminin çözümüdür. Bu denklemin kesim koşulu veya kesim koşulunun altındaki çözümü, değişik modlara karşı düşer.

(2.13) eşitliğinde,  $\exp(jv\phi)$  yerine,  $\exp(-jv\phi)$  seçilseydi, (2.33) eşitliğinde yer alan  $v^2$  nedeniyle, sonuç değişmeyeceğine göre, alan ifadelerinin,  $\exp$  yerine  $\cos(v\phi)$  ve  $\sin(v\phi)$  cinsinden yazılabileceği görülmektedir.

Dielektrik dalga kılavuzu modları, altı tane alan bileşenine sahiptir ve genellikle TE ve TM modlarını birbirinden ayırmak çok zor olduğu için, dielektrik dalga kılavuzu modlarının analizi, metalik dalga kılavuzu modlarının analizinden daha karmaşıktır. Bununla birlikte, optik fiberlerde HE ve EH hibrid modları da söz konusudur.  $\phi$ 'ye göre değişimin olmadığı radyal simetri ( $v=0$ ) koşulunda, (2.33) eşitliğinin sağ tarafı sıfır olur ve iki durumla karşılaşılır:



$$\text{TE Modları: } \frac{\gamma}{\kappa} \frac{J_1(\kappa d)}{J_0(\kappa d)} + j \frac{H_1^{(1)}(j\gamma d)}{H_0^{(1)}(j\gamma d)} = 0 \quad (2.34)$$

$$\text{TM Modları: } \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{\gamma}{\kappa} \frac{J_1(\kappa d)}{J_0(\kappa d)} + j \frac{H_1^{(1)}(j\gamma d)}{H_0^{(1)}(j\gamma d)} = 0. \quad (2.35)$$

$\nu = 0$  koşulunda, (2.34) özdeğer denklemini sağlayan modlar için, (2.32) eşitliğinden yararlanılarak  $B = \infty$  bulunur. B'nin sonlu değerlerinde,  $A=0$  olmalıdır. (2.18) eşitliğine göre, elektriksel alanın aksenal bileşeni sıfır olur; bu durum da, TE moduna karşı düşer.

(2.35) özdeğer denkleminin incelenmesinde, önce (2.32) eşitliğinin paydasındaki  $\nu$ 'yü yok etmek için (2.33) eşitliği kullanılarak ulaşılan

$$B = j\nu \frac{\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2) \beta J_\nu(\kappa d) H_\nu^{(1)}(j\gamma d)}{\kappa \gamma d [\gamma J_\nu'(\kappa d) H_\nu^{(1)}(j\gamma d) + j\kappa J_\nu(\kappa d) H_\nu^{(1)'}(j\gamma d)]} A \quad (2.36)$$

eşitliği,  $\nu=0$  koşulunda, sıfıra eşit olur. Bu durum da, (2.19) eşitliğinde magnetik alanın aksenal bileşeninin sıfır olmasını, bir başka ifadeyle, TM modunu ifade eder.

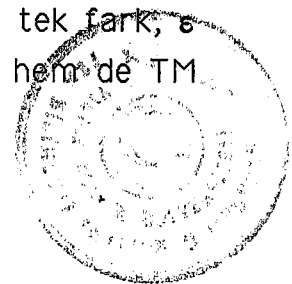
Özdeğer denklemi,

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\kappa}{\gamma} \frac{J_0(\kappa d)}{J_1(\kappa d)} = -(d\gamma) \ln \left[ \frac{2}{d\gamma\Gamma} \right] \quad (2.37)$$

şekline indirgenebilir. Burada,  $\Gamma$ , Gama fonksiyonudur ve  $\gamma d$  'nin değerinin azalması,  $\ln$ 'in sonsuza yaklaşmasından daha hızlı olduğu için,  $\gamma = 0$  iken, eşitliğin sağ tarafının değeri azalır ve

$$\text{TE ve TM Modları : } J_0(\kappa_C d) = 0 \quad (2.38)$$

çözümü elde edilir. (2.34) ve (2.35) çözümleri arasındaki tek fark,  $\epsilon$  çarpanı olduğu için, (2.38) eşitliğinin çözümü, hem TE, hem de TM



modlarını içerir. Görüldüğü gibi,  $\nu=0$  durumu, TE ve TM modlarına karşı düşerken,  $\nu \neq 0$  durumu, HE ve EH hibrid modlarını içerir ve

$$HE_{11} : \kappa d = 0, \nu = 1 \quad (2.39 a)$$

$$EH_{\nu\mu} : (\epsilon + 1) J_{\nu-1}(\kappa d) = \frac{d \kappa_c}{\nu-1} J_{\nu}(\kappa_c d), \nu = 2, 3, 4, \dots \quad (2.39 b)$$

olur.

### 2.1.1 Optik Fiberlerde Kesim Koşulları

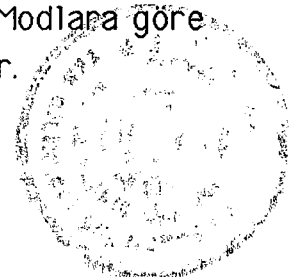
2.1 Bölümü'nde açıklandığı gibi, optik fiberlerdeki kesim koşulu,

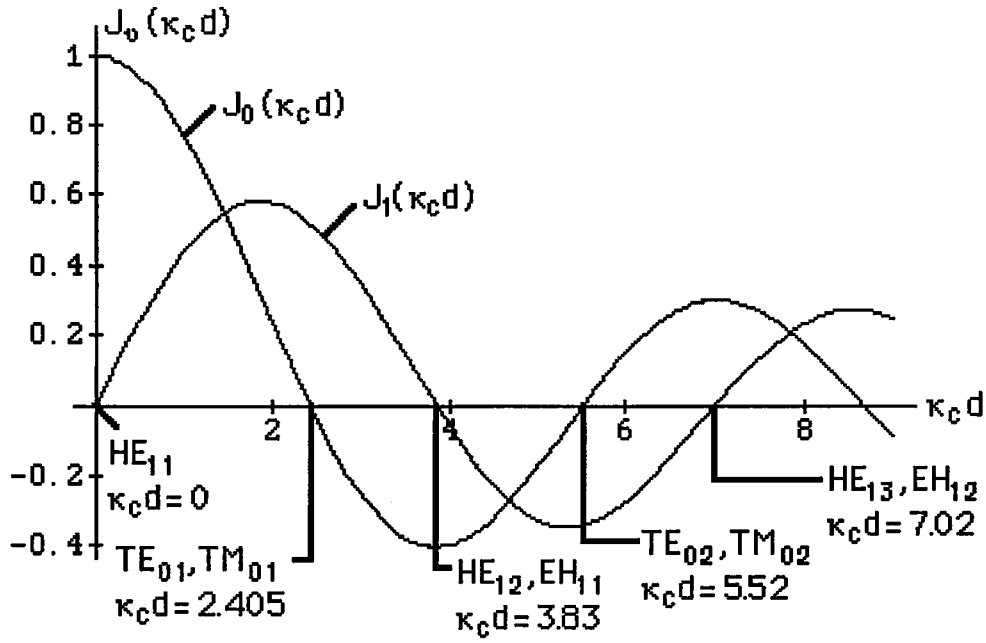
$$\gamma = \kappa_2 = (\beta^2 - k_2^2)^{1/2} = 0 \quad (2.40)$$

dır. Optik fiberin kesim koşulunda, kesim koşulu yakınında ve özellikle bükülmüş optik fiberlerde söz konusu olan sızıntılı (leaky) modlar için geçerli olan kesim koşulu altındaki propagasyon bilgileri, optik haberleşmedeki modal analize ışık tutar. Kesim frekansı, (2.5), (2.17a), (2.17b) ve (2.40) eşitliklerine göre,

$$k_1^2 - \kappa_c^2 = k_2^2 \Rightarrow f_c = \frac{\kappa_c}{2\pi[\mu_0(\epsilon_1 - \epsilon_2)]^{1/2}} \quad (2.41)$$

olarak elde edilir.  $\nu = 1$  ve  $\kappa_c = 0$  kesim koşulunda, (2.39b) ve (2.41) eşitliklerine göre, kesim frekansı  $f_c = 0$  olur ve bu durum, dominant mod olan  $HE_{11}$  modunu temsil eder (Dragone, 1980; Snyder, 1981; Monnom et al, 1991). (2.39a) ve (2.39b) eşitliklerinden anlaşılacağı gibi,  $\nu = 1$  için,  $EH_{1\mu}$  ve  $HE_{1\mu}$  hibrid modları, aynı kesim frekansına sahip iki mod grubudur; kesim frekansı dışındaki frekanslarda farklı propagasyon sabitleri vardır, bir başka deyişle, bu modlar, dejenere modlar değildir. (2.38) eşitliğine göre,  $\nu=0$  durumunda, dejenere olmayan TE ve TM modlarının kesim frekansları aynıdır. Modlara göre kesim koşulları, Şekil-2.2 ve Tablo-2.2'de görülmektedir.



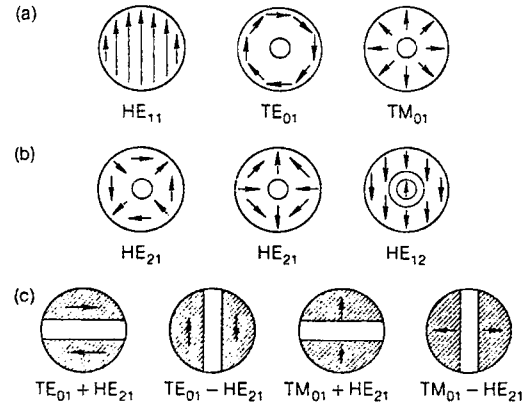


**Şekil-2.2** Modların kesim koşullarının Bessel fonksiyonları üzerinde gösterimi.

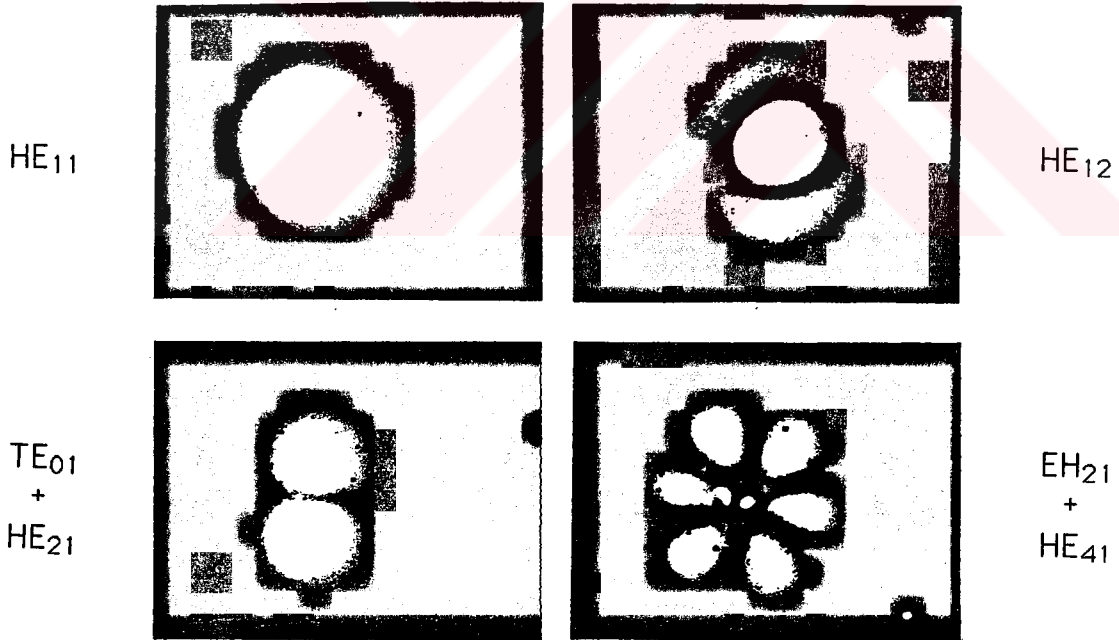
**Tablo-2.2** Modlara göre kesim koşulları.

Mod	Kesim Parametresi ( $\kappa_c d$ )	Mod	Kesim Parametresi ( $\kappa_c d$ )
$HE_{11}$	0.0	$EH_{31}$	6.38
$TE_{01}, TM_{01}$	2.405	$EH_{51}$	6.41
$HE_{21}$	2.42	$HE_{13}, EH_{12}$	7.02
$HE_{12}, EH_{11}$	3.83	$HE_{32}$	7.02
$HE_{31}$	3.86	$EH_{41}$	7.59
$EH_{21}$	5.14	$HE_{61}$	7.61
$HE_{41}$	5.16	$EH_{22}$	8.42
$TE_{02}, TM_{02}$	5.52	$HE_{52}$	8.43
$HE_{22}$	5.53	$TE_{03}, TM_{03}$	8.59





**Şekil-2.3** Basamak indisli optik fiberdeki bazı düşük dereceli modların alan dağılımları.



**Şekil-2.4** Basamak indisli optik fiberdeki bazı düşük dereceli modların iletimi sırasında çekilmiş fotoğraflar.



Şekil-2.3'de basamak indisli bir optik fiberdeki bazı düşük dereceli modların alan dağılımları, Şekil-2.4'de ise optik fiberin fotoğrafları yer almaktadır, (Cheo, 1985, 1990).

### 2.1.2 Zayıfça Kılavuzlama Yaklaşımı

Optik fiberlerin modal analizinde tam sonuçlar, altı bileşeni bulunan hibrid modların incelenmesi ile bulunur. Ancak, bu inceleme sırasındaki karmaşık ifadeler yerine, getireceği kolaylıklar nedeniyle, gerek literatürde, gerekse optik fiber uygulamalarında gündeme gelen zayıfça kılavuzlama yaklaşımından yararlanır. Burada, altı bileşen yerine sadece dört bileşen üzerinde çalışılır, (Marcuse, 1974; Unger, 1977; Snyder et al, 1983).

Zayıfça kılavuzlama yaklaşımında, optik fiberlerin çekirdek ve kılıf bölgelerinin kırılma indisleri birbirine çok yakındır ve

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1 \quad (2.42)$$

dir. A.W. Snyder, özdeğer denklemini (2.42) koşulu altında basitleştirmiş (Snyder, 1969, 1980), E.A.J. Marcatili ve D.Gloge, bu konuda çalışmalar yapmışlardır. "Zayıfça kılavuzlayan optik fiber" ifadesini, ilk defa D. Gloge kullanmıştır, (Gloge, 1971). Optik fiberin çekirdek ve kılıf bölgelerinin kırılma indisleri farkının küçük olması nedeniyle, optik fiberlerde, ancak eksen civarındaki çok dar bir açısal bölgeye giren ışınlar kılavuzlanır. Kılavuzlamanın böyle dar bir bölgede söz konusu olması nedeniyle, (2.42) koşulunda incelenen bir optik fiber, "zayıfça kılavuzlayan optik fiber" olarak isimlendirilir, (Snyder et al, 1978, 1983; Sammut et al, 1981; Love et al, 1982).

Bu yaklaşım altında, özdeğer denklemleri, HE modları için,

$$\kappa \frac{J_{v+1}(\kappa d)}{J_v(\kappa d)} = j \gamma \frac{H_{v+1}^{(1)}(j\gamma d)}{H_v^{(1)}(j\gamma d)} \quad (2.43 a)$$



EH modları için ise,

$$\kappa \frac{J_{\nu-1}(\kappa d)}{J_{\nu}(\kappa d)} = j \gamma \frac{H_{\nu-1}^{(1)}(j\gamma d)}{H_{\nu}^{(1)}(j\gamma d)} \quad (2.43 \text{ b})$$

olarak elde edilir. HE ve EH modları için elde edilen özdeğer denklemlerinin,  $\nu$ 'de iki fark ile aynı sonucu verdiği bu durumda,  $HE_{\nu,\mu}$  modu ile  $EH_{\nu-2,\mu}$  modlarının aynı özdeğere ve dolayısıyla aynı modal propagasyon sabitine sahip olduğu ortaya çıkar.

Burada önemle üzerinde durulmalıdır ki, bütün bu açıklamalar, bir yaklaşıklığın sonuçlarıdır; gerçekte,  $HE_{\nu,\mu}$  ve  $EH_{\nu-2,\mu}$  modlarının alan bileşenleri aynı kalmaz. Bu modların lineer süperpozisyonu da, dört tane alan bileşenine sahip olan ve "lineer polarize (LP) mod" olarak adlandırılan bir modu temsil eder.

## 2.2 DÜZLEMSEL YAPIDAKİ KATMANLI OPTİK DALGA KILAVUZUNDA KILAVUZLANMIŞ MODLAR

Dairesel kesitli ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzlarında temel düşünce aynıdır. Katmanlı dalga kılavuzu yaklaşımı, modal analizde kolaylık sağlar. Bu bölümde elde edilecek sonuçlar, genellikle dairesel kesitli optik dalga kılavuzlarında da geçerlidir, (Snyder, 1970,b).

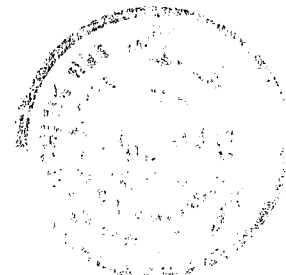
Şekil-2.1'de görülen katmanlı dalga kılavuzunda,

$$\frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad (2.44)$$

kabulü altında iki boyutlu inceleme yapılabilir.

Optik fiberlerde  $\nu = 0$  özel durumunda, TE ve TM modlarının propagasyonu gerçekleşir. (2.44)'de yer alan ön koşul uyarınca, katmanlı optik dalga kılavuzlarında, TE ve TM modları söz konusu olur.

Bu durumda,





$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \kappa^2 E_y = 0 \quad (2.45)$$

dir.

(2.10) eşitliğindeki dalga denkleminin çözümleri, TE ve TM modlarında  $\cos(\kappa x)$  nedeniyle çift modlar,  $\sin(\kappa x)$  nedeniyle de tek modlar olarak ayrılırlar.

### 2.2.1 Kılavuzlanmış Çift TE Modları

Katmanlı dalga kılavuzunun çekirdek bölgesinde ( $|x| < d$ ),

$$E_{y_1} = A_\zeta \cos(\kappa x) \quad (2.46)$$

dir. Burada,  $A_\zeta$  katsayı,  $\kappa$  ise, çekirdek bölgesinin özdeğeridir, (2.17a) eşitliğinde verilmiştir.

Katmanlı dalga kılavuzunun dışında ( $|x| > d$ ),

$$E_{y_2} = B_\zeta \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (2.47)$$

dir. Burada,  $B_\zeta$  katsayı,  $\gamma$  ise kılavuzu saran ortamın özdeğeridir, (2.17b) eşitliğinde verilmiştir. Diğer alan bileşenleri, Maxwell denklemleri yardımıyla bulunur.

Sınır koşullarına göre, katsayılar arasında

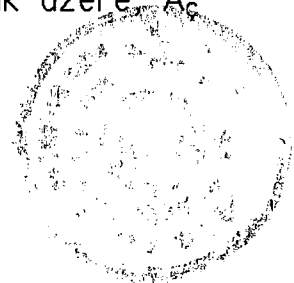
$$B_\zeta = A_\zeta \cos(\kappa d) \quad (2.48)$$

ilişkisi olduğu görülür ve özdeğer denklemi,

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

şeklinde elde edilir.

P, z propagasyon doğrultusundaki güç akışı olmak üzere,  $A_\zeta$  katsayısı, (Gloge, 1972,a; Collin, 1991),



$$A_{\zeta} = \left[ \frac{2 \omega \mu_0 \gamma}{\beta (1 + \gamma d)} P \right]^{1/2} \quad (2.50)$$

olarak bulunur.

### 2.2.2 Kılavuzlanmış Tek TE Modları

Katmanlı dalga kılavuzunun  $|x| < d$  bölgesi ve  $|x| > d$  bölgesinde,

$$E_{y_1} = A_t \sin(\kappa x) \quad (2.51)$$

ve

$$E_{y_2} = B_{\zeta} \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (2.52)$$

dir. Burada,  $A_t$  ve  $B_t$  inceleme bölgelerindeki katsayılarıdır.

Sınır koşullarına göre, katsayılar arasında

$$B_t = A_t \sin(\kappa d) \quad (2.53)$$

bağıntısı vardır ve özdeğer denklemi,

$$\tan(\kappa d) = -\frac{\kappa}{\gamma} \quad (2.54)$$

şeklinde ifade edilir.

Güç akışı yöntemiyle,  $A_t$  katsayısı,

$$A_t = \left[ \frac{2 \omega \mu_0 \gamma}{\beta (1 + \gamma d)} P \right]^{1/2} \quad (2.55)$$

olarak bulunur.

(2.17a) ve (2.17b) eşitliklerine göre,



$$(n_1^2 - n_2^2) k_0^2 d^2 = v^2 \quad (2.56)$$

şeklinde elde edilen eşitliğin sağ tarafına göre dalga kılavuzunda iletilen mod sayısı belirlenir. Şekil-2.5'den de anlaşılacağı gibi, (2.56) eşitliği göz önüne alınarak, tek mod iletim koşulu,

$$(n_1^2 - n_2^2) k_0^2 d^2 < \frac{\pi}{2} \quad (2.57)$$

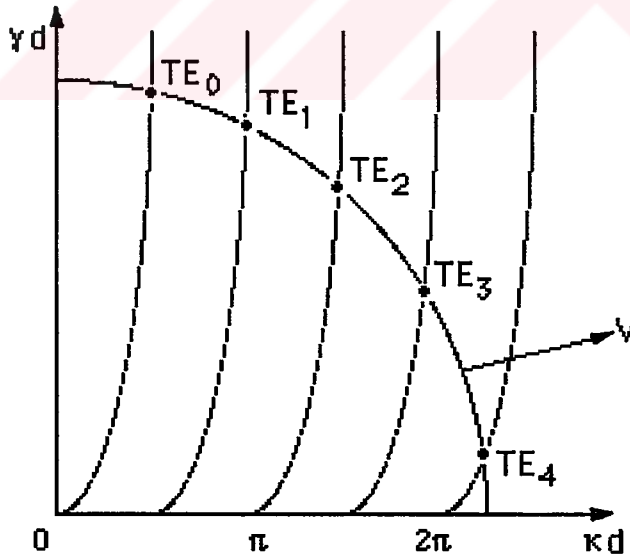
olarak elde edilir. Modal parametreler,

$$U_i = (n_1^2 k_0^2 - \beta_i^2)^{1/2} d = \kappa d \quad (2.58)$$

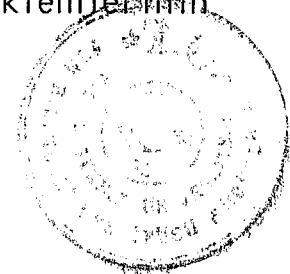
$$W_i = (\beta_i^2 - n_2^2 k_0^2)^{1/2} d = \kappa d \quad (2.59)$$

$$v_i = (U_i^2 + W_i^2)^{1/2} \quad (2.60)$$

dir. Burada,  $i$ , incelenen modun, kılavuzlanmış modların kaçınıncısı olduğunu ifade eden parametredir.



**Şekil-2.5** Kılavuzlanmış TE modlarının özdeğer denklemlerinin grafiksel çözümü.



### 2.2.3 Kılavuzlanmış Çift TM Modları

Katmanlı dalga kılavuzunun  $|x| < d$  ve  $|x| > d$  bölgelerinde,

$$H_{y_1} = C_{\zeta} \cos(\kappa x) \quad (2.61)$$

ve

$$H_{y_2} = D_{\zeta} \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (2.62)$$

dir. Burada,  $C_{\zeta}$  ve  $D_{\zeta}$  inceleme bölgelerindeki katsayılarıdır. Diğer alan bileşenleri Maxwell denklemleri kullanılarak bulunur.

Sınır koşullarına göre, katsayılar arasında

$$D_{\zeta} = C_{\zeta} \cos(\kappa d) \quad (2.63)$$

ilişkisi vardır ve özdeğer denklemi

$$\tan(\kappa d) = \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{\gamma}{\kappa} \quad (2.64)$$

şeklinde elde edilir. Güç akışı yöntemiyle,  $C_{\zeta}$  katsayısı,

$$C_{\zeta} = \left\{ \frac{2 \omega \epsilon_0 n_1^2}{\beta \left[ d + \frac{n_1^2 n_2^2}{\gamma} \frac{\kappa^2 + \gamma^2}{n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2} \right]} \right\}^{1/2} P \quad (2.65)$$

olarak elde edilir. Burada,  $\epsilon_1 = \epsilon_0 n_1^2$ 'dir.

### 2.2.4 Kılavuzlanmış Tek TM Modları

Katmanlı dalga kılavuzunun  $|x| < d$  ve  $|x| > d$  bölgelerinde,



$$H_{y_1} = C_t \sin(\kappa x) \quad (2.66)$$

ve

$$H_{y_2} = \frac{x}{|x|} D_t \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (2.67)$$

dir. Burada,  $C_t$  ve  $D_t$  inceleme bölgelerindeki katsayılarıdır ve sınır koşullarına göre aralarında

$$D_t = C_t \sin(\kappa d) \quad (2.68)$$

bağıntısı söz konusudur. Özdeğer denklemi,

$$\tan(\kappa d) = -\frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{\kappa}{\gamma} \quad (2.69)$$

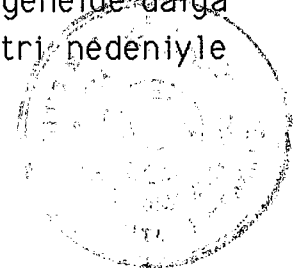
ve  $C_t$  katsayısı, güç akışı yöntemiyle,

$$C_t = \left\{ \frac{2 \omega \epsilon_0 n_1^2}{\beta \left[ d + \frac{n_1^2 n_2^2}{\gamma} \frac{\kappa^2 + \gamma^2}{n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2} \right]} \right\}^{1/2} P \quad (2.70)$$

olarak elde edilir.

### 2.3 DÜZLEMSEL YAPIDAKİ KATMANLI OPTİK DALGA KILAVUZUNDA RADYASYON MODLARI

Optik dalga kılavuzlarındaki toplam elektromagnetik alan, kılavuzlanmış alan ve radyasyon alanı olmak üzere iki bileşenden oluşur. Radyasyon modları, kılavuzlanmış modlar gibi, genelde dalga kılavuzu özelliklerine sahiptirler ve silindirik simetri nedeniyle



kılavuzlanmış modlarla benzer özellikler gösterirler. Ancak, bu modlar, optik fiberden uzaklaştıkça, kılavuzlanmış modlardaki alanların sönümlü (evanescent) olma özelliği yerine, osilasyon yaparlar. Bu nedenle, modal propagasyon sabitinin reel değerleri için kılavuzlanmış modlarda elde edilen özdeğer denklemi, radyasyon modlarında geçerliliğini yitirir. Açıkça görüldüğü gibi, optik fiberdeki modlar arasındaki farklılığın temel noktası,  $\beta$  modal propagasyon sabiti üzerinde yoğunlaşmaktadır. Kılavuzlanmış modlar için özdeğer denkleminin çözümünden elde edilen  $\beta_1$  modal propagasyon sabiti,  $n_2 k_0 < |\beta_1| < n_1 k_0$  'da yer alır ve ayırık değerlidir. Oysa propagasyon yapan radyasyon modlarında,  $0 \leq |\beta_r| < n_2 k_0$  aralığındaki modal propagasyon sabiti sürekli değerlidir.  $\beta$ 'nin reel kısmı sıfıra eşit ( $\beta^r=0$ ) ve imajiner kısmı  $0 < \beta^i < \infty$  aralığında ise, evanescent radyasyon modları söz konusu olur, (Marcuse, 1974; Unger, 1977; Snyder et al, 1979; Sammut, 1982; Morita, 1988; Lacey et al, 1990).

Zayıfça kılavuzlama yaklaşımında, radyasyon modları, skaler dalga denkleminin çözümünden elde edilen ve  $\beta \approx n_1 k_0 \approx n_2 k_0$  olması nedeniyle TEM moduna yaklaşan kılavuzlanmış modlardan farklı olarak, modal propagasyon sabitinin  $0 \leq \beta < n_2 k_0$  aralığında olması nedeniyle TEM modu özelliği göstermezler.

Kılavuzlanmış modlar için (2.59)'da verilen modal parametre yerine, radyasyon modlarına getireceği kolaylıklar için,

$$Q_i = (n_2^2 k_0^2 - \beta_i^2)^{1/2} d = jW_i \quad (2.71)$$

modal parametresinden yararlanılır.

Bu koşullarda, optik fiberlerdeki elektromagnetik alan ifadeleri, sonlu sayıdaki kılavuzlanmış modlar ile sonsuz sayıdaki radyasyon modları göz önüne alınarak,

$$\mathbf{E}(x,y,z) = \sum_i \mathbf{A}_i \mathbf{E}_i(x,y,z) + \sum_i \mathbf{A}_{-i} \mathbf{E}_i(x,y,z) + \mathbf{E}_{rad}(x,y,z) \quad (2.72 a)$$

ve

$$\mathbf{H}(x,y,z) = \sum_i \mathbf{A}_i \mathbf{H}_i(x,y,z) + \sum_i \mathbf{A}_{-i} \mathbf{H}_i(x,y,z) + \mathbf{H}_{rad}(x,y,z) \quad (2.72 b)$$



şeklinde yazılır. Burada,  $A_i$ , kılavuzlanmış modların genliğidir ve (-) işareti, ters yönde yayılan modlar için kullanılmıştır;  $A_i(Q)$ , radyasyon modlarının genliği olmak üzere,

$$E_{\text{rad}}(x,y,z) = \sum_i \int_0^{\infty} A_i(Q) E_i(x,y,Q) e^{j\beta(Q)z} dQ \quad (2.73 a)$$

ve

$$H_{\text{rad}}(x,y,z) = \sum_i \int_0^{\infty} A_i(Q) H_i(x,y,Q) e^{j\beta(Q)z} dQ \quad (2.73 b)$$

dur.

Bu bölümde, düzlemsel yapıdaki optik dalga kılavuzlarındaki radyasyon modları, TE ve TM'in çift ve tek modları olarak değerlendirilmiştir.

### 2.3.1 Çift TE Radyasyon Modları

Radyasyon modlarında, optik dalga kılavuzunun dışındaki alan bağıntılarının eksponansiyel olarak azalmaması, bu modlar ile kılavuzlanmış modlar arasındaki ayrılığı teşkil ettiğine göre, fiziksel mekanizmanın açıklanmasında, (2.17b) eşitliği ile verilen  $\gamma$ 'nin, imajiner bir değere sahip olması yeterli değildir.  $\gamma$ 'nin imajiner değerleri, kılavuzun dışındaki yürüyen dalgalar için geçerlidir; oysa sınır koşulları analizinde duran dalgalar yer alır. Bu durumu açıklarken,  $\beta$ 'nin alabileceği değerlerde bir kısıtlama yapmadan geçerli olan sınır koşulları incelenmeli, bir başka ifadeyle, genlik katsayıları için homojen olmayan bir eşitlik elde edilmelidir. Bunun için de, kılavuzun dışında ( $|x| > d$ ) fazladan bir dalga gereklidir. Bu durumda, (2.47) eşitliği,  $\gamma$ 'nin imajiner değeri için, yürüyen dalga kapsamına girer; ayrıca, karşıt doğrultudaki bir başka yürüyen dalga, bir genlik katsayısını sağlayarak homojen olmayan eşitlikte sınır değer probleminin sonucunu verir.



Bu durumda, (2.44) koşulunda, çift TE radyasyon modları için, kılavuzun  $|x| < d$  bölgesinde,

$$E_{y_1} = K_{\zeta} \cos(\omega x) \quad (2.74)$$

dir. Burada  $K_{\zeta}$  sınır koşullarına göre belirlenecek olan katsayı ve bu bölgenin özdeğeri  $\omega$  ise,

$$\omega^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.75)$$

dir. Kılavuzun  $|x| > d$  bölgesinde,

$$E_{y_2} = L_{\zeta} \exp(-j\rho|x|) + M_{\zeta} \exp(j\rho|x|) \quad (2.76)$$

dir. Burada,  $L_{\zeta}$  ve  $M_{\zeta}$  katsayılar, bu bölgenin özdeğeri  $\rho$  ise,

$$\rho^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.77)$$

dir. Diğer alan bileşenleri, Maxwell denklemleri yardımıyla belirlenir.

Sınır koşullarına göre yazılan iki eşitlikte,  $K_{\zeta}$ ,  $L_{\zeta}$  ve  $M_{\zeta}$  olmak üzere üç tane bilinmeyen olduğuna göre, sistemin çözülebilmesi için katsayılarından birisinin verilmesi gerekir. Bunun için de, sistem determinanı sıfıra eşit olmalıdır. Bu durumda da,  $\beta$  propagasyon sabitinin herhangi bir değeri için, özdeğer denklemi elde edilemeyeceği görülmektedir.

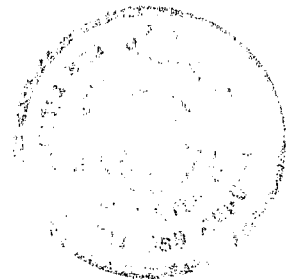
Sınır koşulları uyarınca, katsayılar arasındaki ilişkiler,

$$L_{\zeta} = \frac{K_{\zeta}}{2} \exp(j\rho d) \left[ \cos(\omega d) - j \frac{\omega}{\rho} \sin(\omega d) \right] \quad (2.78)$$

ve

$$M_{\zeta} = L_{\zeta}^* \quad (2.79)$$

şeklinde bulunur.





$K_{\zeta}$  genlik katsayısı, radyasyon modunda taşınan güç ile ilişkilidir. Her radyasyon modunun gücünün sonsuz olduğu düşünülerek ve modlar arasındaki orthogonallite (diklik) koşulu göz önüne alınarak, bu katsayı,

$$K_{\zeta} = \left\{ \frac{2 \rho^2 \omega \mu_0}{\pi \beta \left[ \rho^2 \cos^2(\omega d) + \omega^2 \sin^2(\omega d) \right]} P \right\}^{1/2} \quad (2.80)$$

olarak elde edilir. Burada, P, moda ilişkin gücü ifade eder.

### 2.3.2 Tek TE Radyasyon Modları

Katmanlı dalga kılavuzunun  $|x| < d$  ve  $|x| > d$  bölgelerinde,

$$E_{y_1} = K_t \sin(\omega x) \quad (2.81)$$

ve

$$E_{y_2} = \frac{x}{|x|} \left[ L_t \exp(-j\rho|x|) + M_t \exp(j\rho|x|) \right] \quad (2.82)$$

dir. Burada,  $K_t$ ,  $L_t$  ve  $M_t$  katsayılarıdır ve sınır koşulları ile güç bağlantısına göre,

$$L_t = \frac{K_t}{2} \exp(j\rho d) \left[ \sin(\omega d) - j \frac{\omega}{\rho} \cos(\omega d) \right] \quad (2.83)$$

$$M_t = L_t^* \quad (2.84)$$

ve

$$K_t = \left\{ \frac{2 \rho^2 \omega \mu_0}{\pi \beta \left[ \rho^2 \sin^2(\omega d) + \omega^2 \cos^2(\omega d) \right]} P \right\}^{1/2} \quad (2.85)$$



olarak ifade edilirler.

### 2.3.3 Çift TM Radyasyon Modları

Katmanlı dalga kılavuzunun  $|x| < d$  ve  $|x| > d$  bölgelerinde,

$$H_{y_1} = K_{\zeta} \cos(\omega x) \quad (2.86)$$

ve

$$H_{y_2} = L_{\zeta} \exp(-j\rho|x|) + M_{\zeta} \exp(j\rho|x|) \quad (2.87)$$

dir. Burada,  $K_{\zeta}$ ,  $L_{\zeta}$  ve  $M_{\zeta}$  katsayılarıdır ve sınır koşulları ile güç bağıntısına göre,

$$L_{\zeta} = \frac{K_{\zeta}}{2} \exp(j\rho d) \left[ \cos(\omega d) - j \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{\omega}{\rho} \sin(\omega d) \right] \quad (2.88)$$

$$M_{\zeta} = L_{\zeta}^* \quad (2.89)$$

ve

$$K_{\zeta} = \left\{ \frac{2 n_1^2 \rho^2 \omega \mu_0}{\pi \beta \left[ \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^2 \rho^2 \cos^2(\omega d) + \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \omega^2 \sin^2(\omega d) \right]} P \right\}^{1/2} \quad (2.90)$$

olarak bulunurlar.

### 2.3.4 Tek TM Radyasyon Modları

Katmanlı dalga kılavuzunun  $|x| < d$  ve  $|x| > d$  bölgelerinde  $K_t$ ,  $L_t$  ve  $M_t$  katsayıları olmak üzere,



$$H_{y_1} = K_t \sin(\omega x) \quad (2.91)$$

ve

$$H_{y_2} = \frac{x}{|x|} [L_t \exp(-j\rho|x|) + M_t \exp(j\rho|x|)] \quad (2.92)$$

dir. Sınır koşulları ile güç bağıntısına göre, katsayılar,

$$L_t = \frac{K_t}{2} \exp(j\rho d) \left[ \sin(\omega d) - j \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{\omega}{\rho} \cos(\omega d) \right] \quad (2.93)$$

$$M_t = L_t^* \quad (2.94)$$

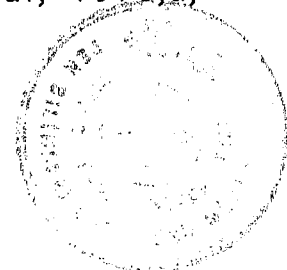
ve

$$K_t = \left\{ \frac{2 n_1^2 \rho^2 \omega \mu_0}{\pi \beta \left[ \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^2 \rho^2 \sin^2(\omega d) + \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \omega^2 \cos^2(\omega d) \right]} \right\}^{1/2} P \quad (2.95)$$

olarak elde edilir.

## 2.4 SIZINTILI (LEAKY) MODLAR

Sızıntılı modlar, optik dalga kılavuzlarında radyasyon alanının bir kısmını temsil ederler. Bu modların fiziksel mekanizmasının anlaşılabilmesi için dalga denklemi göz önüne alınarak, ışın teorisiyle uyumlu olan WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) Metodu ile dalga propagasyonu incelenir ve kostik kavramı yorumlanır, (Morse et al, 1953; Gloge et al, 1973; Olshansky et al, 1976,a, 1976,b; Miyagi et al, 1987; Ungar et al, 1990).



Elektrik alan,

$$E = G(r) \begin{bmatrix} \cos(v\phi) \\ \sin(v\phi) \end{bmatrix} \exp(-j\beta z) \quad (2.96)$$

olmak üzere, (2.14) denklemi,

$$\frac{d^2 G(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dG(r)}{dr} + \left[ k^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} \right] G(r) = 0 \quad (2.97)$$

olarak yazılabilir. Burada,

$$G(r) = \exp(j k_0 S(r)) \quad (2.98)$$

$$k(r) = k_0 n(r) \quad (2.99)$$

ve

$$S(r) = S_0(r) + \frac{1}{k_0} S_1(r) + \frac{1}{k_0^2} S_2(r) + \dots \quad (2.100)$$

asimptotik serisidir. Bu seride ilk iki terim alınır,

$$S_0(r) = \pm \frac{1}{k_0} \int \left[ k^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} \right]^{1/2} dr \quad (2.101)$$

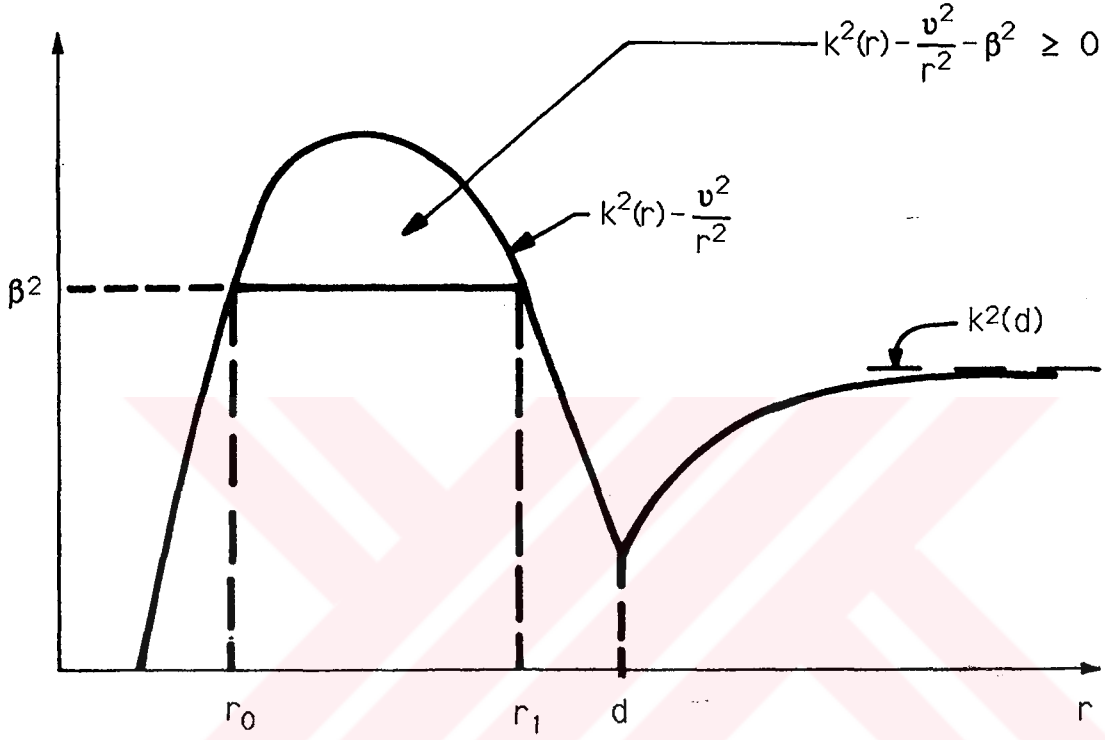
yazılır. Bu noktada önemli olan,  $\beta$  modal propagasyon sabitinin değerlendirilmesidir. (2.98) eşitliği uyarınca, propagasyon yapan bir mod için,  $S_0(r)$ 'nin reel olması gerektiği görülür. Bu durumda, (2.101) eşitliğine göre,

$$k^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} > 0 \quad (2.102)$$

olmalıdır.  $\beta$ 'nin sabit bir değeri için, Şekil-2.6'ya göre, yumuşak geçişli (graded indisli) bir optik fiberin çekirdek bölgesinde iki



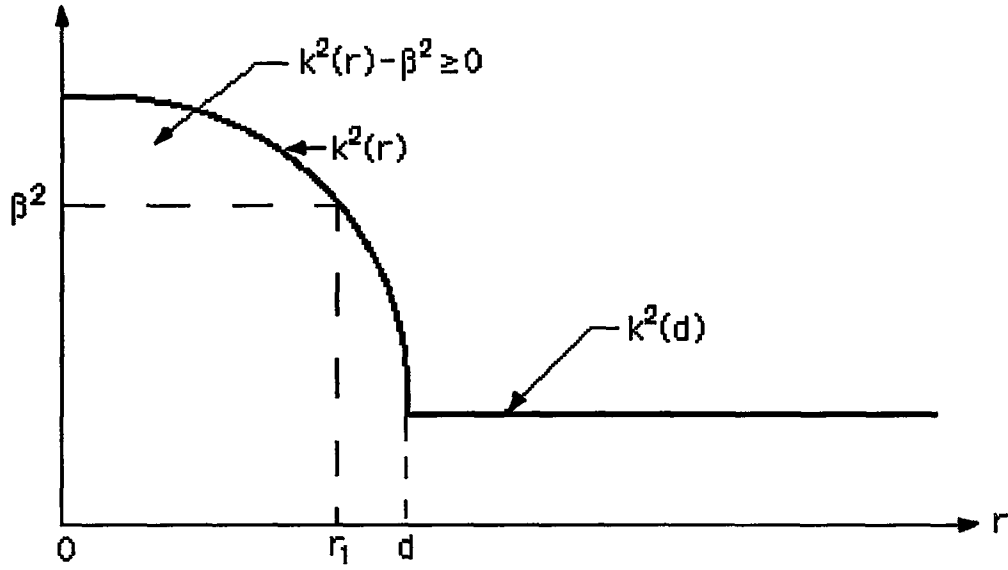
kostik söz konusudur. Kılavuzlanan helisel ışınlar, bu iki kostik arasında helisel yörüngelerde yer alırlar. Dış kostiği, çekirdek bölgesi dışında olan ışınlar, artık homojen olmayan kılıf bölgesinden geri dönmeyecekleri için, radyasyon modlarına karşı gelirler. Helisel ışınlar, hiç bir zaman optik fiber ekseninden geçmezler.



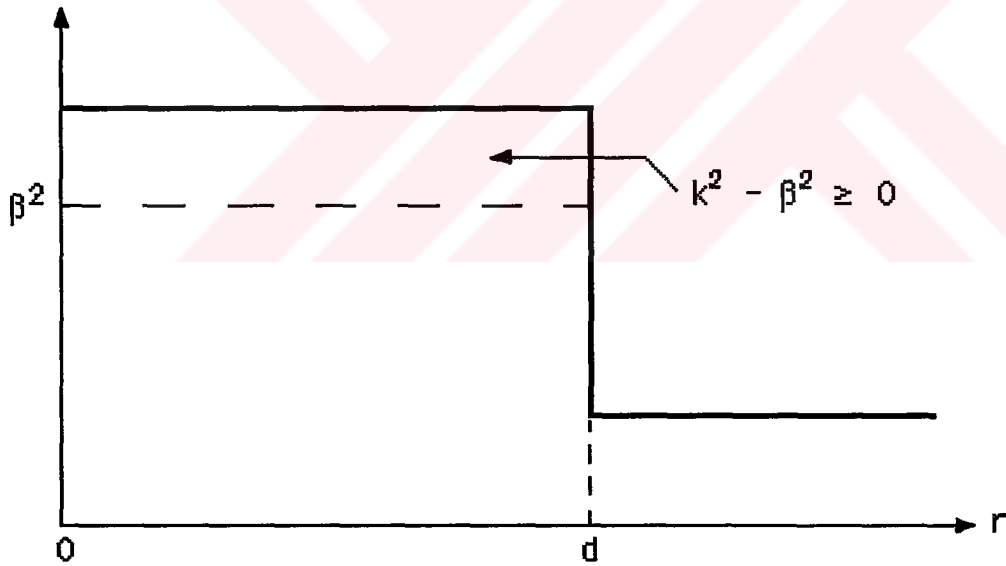
**Şekil-2.6** Yumuşak geçişli optik fiberde helisel ışınlarda dalga sayısı diyagramı.

Eksenel ışınlar,  $v=0$  özel durumunu ifade ederler; bu durum da, TE ve TM modlarına karşı gelir. Şekil-2.7 ve Şekil-2.8'e göre, eksenel ışınlarda, bir tane kostik mevcuttur. Bu kostik, çekirdek bölgesi içinde yer alıyorsa kılavuzlanmış ışınlar, kılıf bölgesinde bulunuyorsa da radyasyon modları söz konusudur.





**Şekil-2.7** Yumuşak geçişli optik fiberde aksenal ışınlarda dalga sayısı diyagramı.

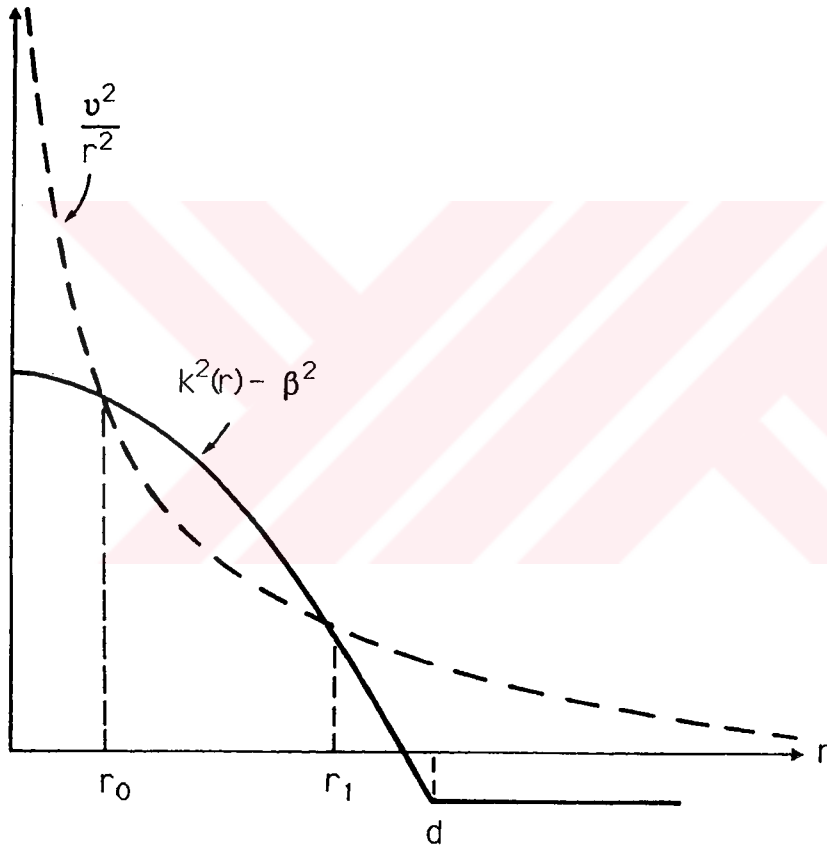


**Şekil-2.8** Basamak indisli optik fiberde aksenal ışınlarda dalga sayısı diyagramı.

Yukarıdaki açıklamalardan anlaşılacağı gibi,  $\beta$  modal propagasyon sabiti ile  $\nu$  azimutal mod sayısı arasındaki ilişkilerin

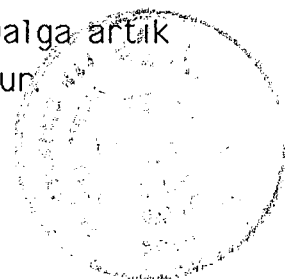


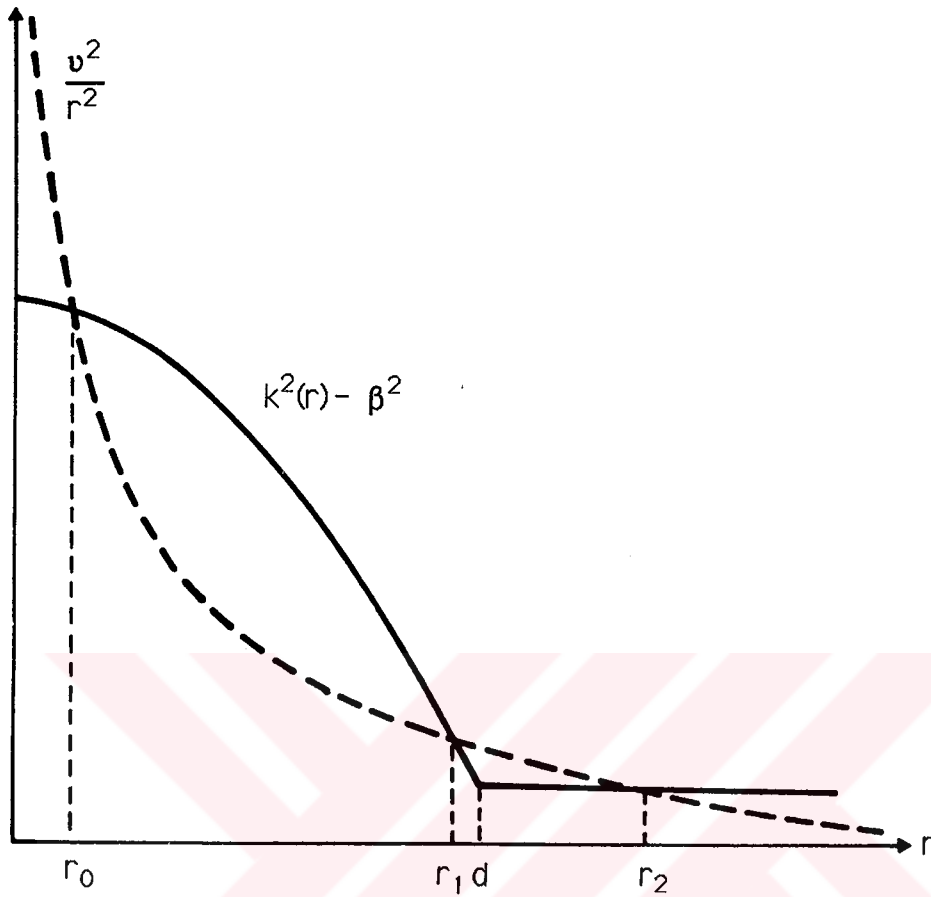
ve buna bağlı olarak kostik kavramının açıklanması, dalga karakterinin osilasyondan evanescent davranışa geçişindeki fiziksel mekanizmanın ortaya konulmasında başlangıç noktasını temsil eder. WKB Metodu'nun  $\beta > n_2 k_0$  'a ilişkin çözümünde, dış kostik, çekirdek bölgesinde kaldığı müddetçe, alanın kılavuzlandığı görölür. (2.101) eşitliği ve Şekil-2.9'a göre, dalga, çekirdek bölgesindeki  $r_0$  ve  $r_1$  dönme noktaları arasında osilasyon yaparken,  $r > r_1$  bölgesinde evanescent davranış gösterir; ışıma kostiği sonsuzdadır.



**Şekil-2.9** WKB Metodu'nun  $\beta > n_2 k_0$  çözümünün grafiksel gösterimi.

(2.101) eşitliği ve WKB Metodu'nun  $\beta < n_2 k_0$  'a ilişkin çözümünü veren Şekil-2.10'a göre,  $r_2$  dönme noktası dışında alan, tekrar osilasyona başlar ve sonsuza doğru enerji taşır. Dalga artık gerçekten kılavuzlanmaz, ancak radyasyon ile güç kaybı olur.





**Şekil-2.10** WKB Metodu'nun  $\beta < n_2 k_0$  çözümünün (sızıntılı dalgalar) grafiksel gösterimi.

Yukarıda açıklanan bilgiler ışığında, kesim koşulunun,

$$\beta = n_2 k_0 \quad (2.103)$$

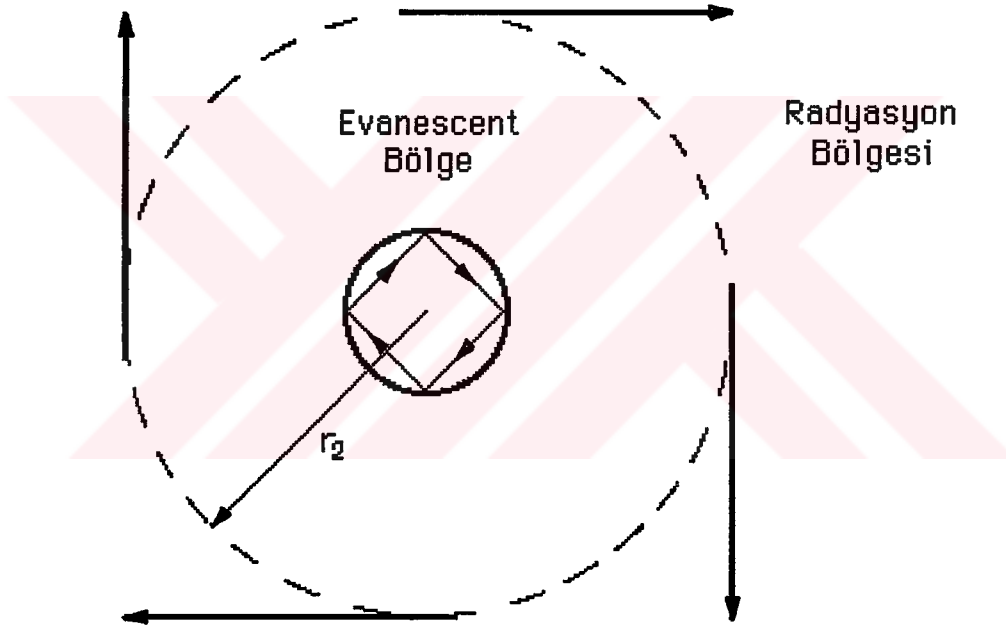
olduğu açıkça görülmektedir. Bu dalgalar, "tünel sızıntı dalgaları" olarak isimlendirilirler. Şekil-2.11'e göre, dış dönme noktası  $r_1$  ile ışına dönme noktası  $r_2$  arasındaki bölge, tünel gibi düşünülebilir. Bu bölgede, dalga evanescent davranış sergiler ve kılıf bölgesine "elektromagnetik tünelleme" ile güç aktarılır, (Snyder, 1974,a; Sammut et al, 1976; Love et al, 1977, 1978,b; Jones, 1978). Açıkça görüldüğü gibi,  $\beta < n_2 k_0$  koşulunda,  $r_1$  ile  $r_2$  arasındaki tünel





bölgesinde güç kaybı, bir başka ifadeyle sızıntı kaybı söz konusudur. Bu sızıntı kaybı, tünel bölgesinin uzunluğuna bağlı olarak değişir.  $\beta$ 'nin sabit olması koşulunda,  $\nu$ 'nün büyük değerleri için, tünel bölgesinin uzunluğu artacağı için, sızıntı kaybı azalacaktır. Bu koşullarda, sızıntı kaybının fazla olması durumunda, dalganın kılavuzlanamayacağı ve TE ile TM modlarındaki sızıntı kaybının, hibrid modlardaki sızıntı kaybından daha fazla olacağı anlaşılmaktadır.

Çok yüksek kayıplı sızıntılı modlarda,  $r_1 = r_2 = d$  'dir; tünel bölgesi olmayan bu modlar, "kırılan sızıntı modları" olarak adlandırılırlar.



**Şekil-2.11** Optik fiberde elektromagnetik tünelleme olayı.

Kayıp az olan sızıntılı modlar, kılavuzlanmış modlar gibi propagasyon yaparlar. Ancak, sonlu sayıdaki bu modlar, özdeğer denkleminin kesim altındaki imajiner çözümleri olduğu için, kılavuzlanmış modların seri açılımlarındaki terimlerde yer almazlar ve sonsuz sayıdaki radyasyon modlarının süperpozisyonu olarak ifade edilirler. Elektromagnetik alan, kılavuzlanmış modlarda,



evanescent davranış gösterirken, sızıntılı modlarda ışıma kostiği dışında kostiğe teğet olacak şekilde osilasyon yapar. Modal parametreleri, özdeğer denkleminin kompleks köklerinden bulunan sızıntılı modların kesim frekansı, kılavuzlanmış modların kesim frekansının altındadır; dolayısıyla, bu modların alanları, kılavuzlanmış modların alanlarıyla aynı fonksiyonel forma sahip oldukları halde, modal parametreler kompleks büyüklüklerdir, (Snyder et al, 1974,d, 1974,f, 1974,g; Pask et al, 1975; Collin, 1991; Carin et al, 1996; Wilczewski, 1996; Maci et al, 1996).

Modal propagasyon sabitinin değişim aralığı, kılavuzlanmış modlarda,

$$n_2 k_0 \leq \beta \leq n_1 k_0 \quad (2.104)$$

iken, sızıntılı modlarda,

$$0 \leq \beta^r \leq n_2 k_0 \quad (2.105)$$

dir. Burada,  $r$ ,  $\beta$ 'nin reel kısmını göstermektedir.

Şekil-2.12'nin geometrisine göre,  $d$  yarıçaplı basamak indisli optik fiberde, iç kostik yarıçapı,

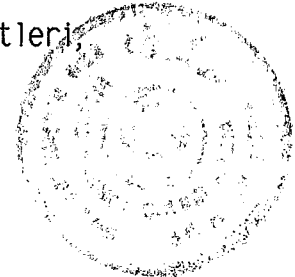
$$r_0 = d \cos(\theta_\phi) \quad (2.106)$$

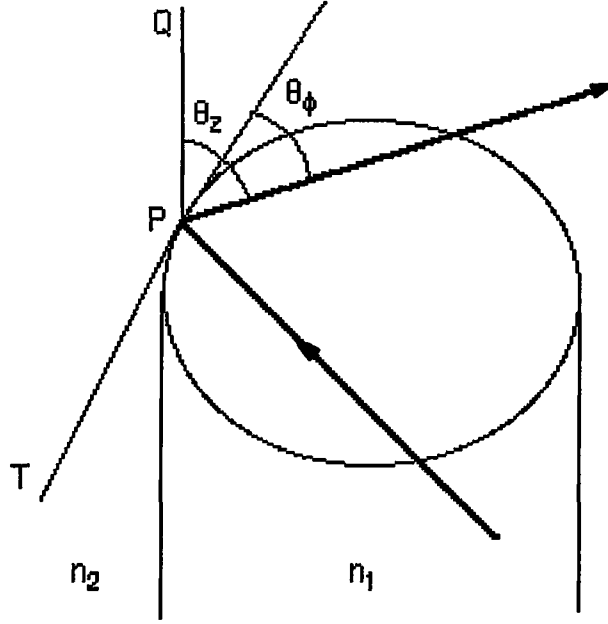
dir. Eksenel ışınlarda,  $\theta_\phi = \pi/2$  olduğu için,  $r_0 = 0$  'dır, (Snyder et al, 1974,e, 1983).

Yumuşak geçişli optik fiberdeki geometrik optik yaklaşımında, kostik yarıçaplarının bulunması için,

$$\frac{d}{ds} \left\{ n(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right\} = \nabla n(\mathbf{r}) \quad (2.107)$$

eikonal denkleminde yararlanılır. Burada,  $s$ , ışının aldığı yolun uzunluğu,  $\mathbf{r}$  ise, ışın yolundaki inceleme noktasının yer vektörüdür. Eikonal denklemine göre, eksenel ve azimutal ışın sabitleri,





**Şekil-2.12** Basamak indisli optik fiberde ışının davranışı.

$$\bar{\beta} = n(r) \frac{dz}{ds} = n(r) \cos \theta_z(r) \quad (2.108)$$

ve

$$\bar{\Gamma} = \frac{r^2}{d} n(r) \frac{d\phi}{ds} = \frac{r}{d} n(r) \sin \theta_z(r) \cos \theta_\phi(r) \quad (2.109)$$

olarak elde edilir. Eksenel ışınlarda,  $\theta_\phi = \pi/2$  olduğundan,  $\bar{\Gamma} = 0$  'dır ve bir tane kostik vardır. Helisel ışınlarda ise, kostik yarıçapları  $\theta_\phi=0$  ile belirlenir, (2.108) ve (2.109) eşitliklerinden yazılan

$$u(r) = n^2(r) - \bar{\beta}^2 - \bar{\Gamma}^2 \frac{d^2}{r^2} = 0 \quad (2.110)$$

denkleminin köklerinden bulunur. Çekirdek bölgesi dışında,  $u(r_2) = 0$  olacağı için, tünel ışınlarında, ışınma kostiği yarıçapı,



$$r_2 = \frac{d \bar{\Gamma}}{(n_2^2 - \bar{\beta}^2)^{1/2}} \quad (2.111)$$

olarak elde edilir.

Bu açıklamaların ışığında,

Tünel sızıntı modlarında,

$$d < r_2 < \infty$$

Kırılan sızıntı modlarında,

$$r_2 = d$$

(2.112)

Kılavuzlanmış modlarda,

$$r_2 = \infty$$

olduğu görülmektedir.



### 3. BÜKÜLMÜŞ OPTİK DALGA KILAVUZLARI

Günümüz koşulları, haberleşme alanında daha geniş olanaklara, daha uygun ortam ve araçlara olan ihtiyacı artırmaktadır. Bu konudaki gereksinimler doğrultusunda, optik dalga kılavuzları, veri kayıplarını en aza indirgeyecek şekilde üretilmelerine karşın, bükülme kayıpları, ideal veri iletişiminde olumsuz sonuçlara yol açmaktadır.

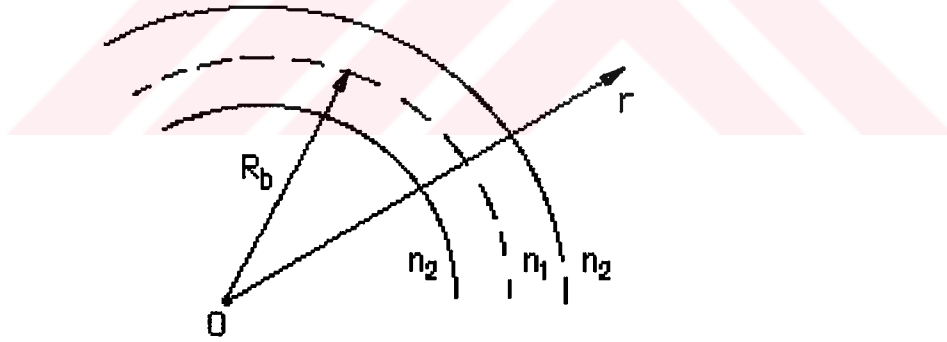
Günümüze değin bükülmüş optik dalga kılavuzları konusunda çok sayıda çalışma yapılmıştır. Bükülmüş dielektrik dikdörtgen dalga kılavuzları incelenerek, bu konudaki araştırmalara ışık tutulmuş, (Rice, 1948; Lewin et al, 1955, 1977; Marcatili, 1969; Miyagi et al, 1978); bükülmüş optik fiberlerde modal analiz ve bükülme kayıpları konusunda getirilen yorumlarla optik haberleşmeye katkıda bulunulmuştur, (Albersheim, 1949; Miller, 1952; Gloge, 1972,b; Bahar et al, 1973; Lewin, 1974; Arnaud, 1974,c, 1975; Neumann et al, 1975; Kuester et al 1975; Maley, 1977; Unger, 1977; Love et al, 1978,a; Gambling et al, 1978,b; Sakai et al, 1978; Murakami et al, 1978; Miyagi, 1981; Marcuse, 1982; Snyder et al, 1983; Baets et al, 1983; Calvo et al, 1987; Valiente et al, 1989; Morita et al, 1990; Miyamoto et al, 1990; Bobb et al, 1990; Cheng et al, 1990; Lin et al, 1991; Renner, 1992; Bastiaansen et al, 1993; Wilczewski, 1996). Teorik sonuçlar, deneysel çalışmalarla desteklenmiştir, (Kapany, 1957; Kapron et al, 1970; Gambling et al, 1976, 1978,a; Murakami et al, 1978; Nagano et al, 1978; Yao et al, 1983; Harris et al, 1986; Kiang et al, 1987; Loke et al, 1990; McMullin et al, 1990, Badar et al, 1989, 1991,a, 1991,b). Bükülmenin, kırılma indisi üzerindeki etkisi araştırılmıştır, (Gloge, 1975; Petermann, 1976; Smith, 1980; Sakai et al, 1982; Payne et al, 1982; Fang et al, 1985; Garth, 1988). Ayrıca teorik ve deneysel çalışmalarla, mikrobükülmeler incelenmiş, optik fiberlerin kayıp mekanizmasında mikrobükülme kayıplarının değerlendirilmesi yapılmıştır, (Sakai, 1980; Fornel et

al, 1983; Petermann et al, 1986; Bjarklev, 1986; Povlsen et al, 1986; Probst et al, 1989; Bouten et al, 1989).

### 3.1 BÜKÜLMÜŞ OPTİK DALGA KILAVUZLARINDA KAYIP ANALİZİ

Doğrultu kuplörü, sensör, çoğullayıcı ve filtrelerde kullanılan bükülmüş optik dalga kılavuzlarında, elektromagnetik enerji kılavuzlanırken, bükülme bölgelerinde kayıp meydana gelir. Endüstriyel uygulamalarda, Şekil-3.1'de görülen bükülmüş optik dalga kılavuzunun  $R_b$  bükülme (eğrilik) yarıçapının büyük olması durumunda, bu kayıp göz ardı edilebilirse de, teorik çalışmalarda bükülme nedeniyle meydana gelen kaybın analizi değişik yaklaşımlar altında yapılmıştır.

Bu çalışmada, bükülme kaybı, İkinci Bölüm'de ele alınan düzlemsel yapıdaki katmanlı dalga kılavuzu yaklaşımı altında incelenmiştir.



**Şekil-3.1** Bükülmüş kılıfsız optik fiber kesiti.

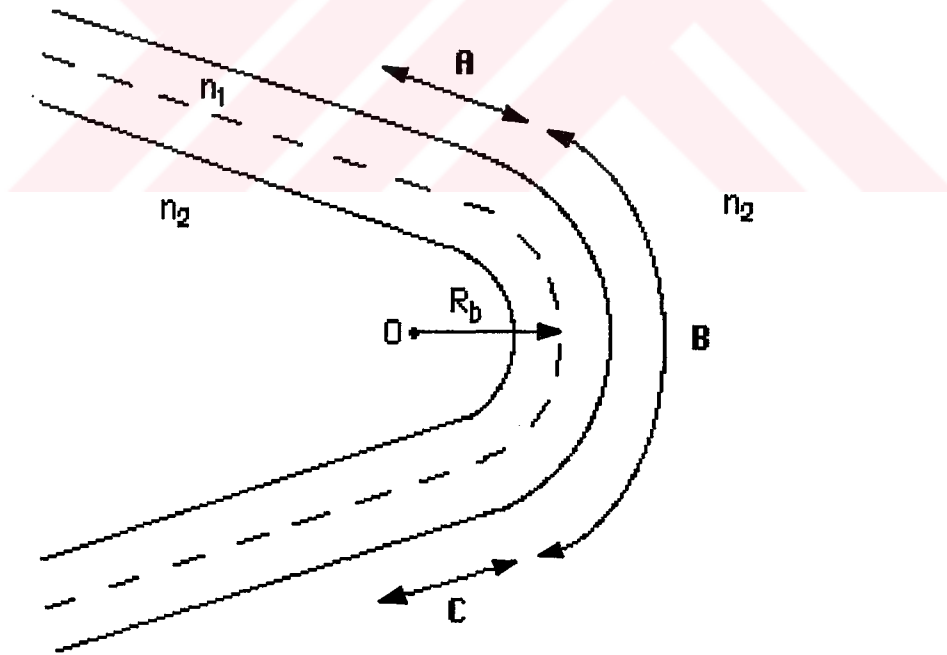
Optik fiberdeki enerjinin bir bölümü çekirdek bölgesinde, geri kalan ve miktar olarak az olmasına karşın, ihmal edilemeyen bölümü ise, çekirdek bölgesinin dışında yer alır.

Bükülmemiş optik fiberde, modal alan, her noktada aynı faz hızıyla fiber eksenine paralel bir doğrultuda yayılır; dolayısıyla, eş

faz yüzeyleri fiber eksenine diktir. Oysa, bükülmüş optik fiberde modal alan,  $\exp(j\beta R\phi)$ 'ye bağlı bir değişim gösterir.

### 3.1.1 Geçiş ve Bükülme Bölgelerindeki Kayıplar

Optik fiber, Şekil-3.2'de görüldüğü gibi büküldüğü zaman, meydana gelen kayıp, geçiş bölgesi kaybı ve bükülmüş optik fiber bölgesi kaybı olmak üzere iki grupta incelenebilir, (Arnaud, 1974,c; Harris et al, 1986). Geçiş bölgesi kaybı, optik fiber ekseninin eğriliği değiştiğinde, bir başka deyişle, optik fiberin düz bölgesinden bükülmüş bölgesine geçildiğinde (**A** bölgesi) ya da bükülmüş bölgesinden düz bölgesine geçildiğinde (**C** bölgesi), kılavuzlanmış modların sızıntılı modlara kuplajı nedeniyle meydana gelen kayıptır. Bükülmüş optik fiber bölgesindeki kayıp ise, ışınım kaybında (**B** bölgesi), optik fiberin faz hızının, dış ortamdaki düzlem dalga hızına eşit olması nedeniyle oluşan ışımadan kaynaklanan kayıptır.



**Şekil-3.2** Kılıfsız optik fiberdeki geçiş bölgeleri ve bükülmüş optik fiber bölgesi.



Bükülmemiş optik fiber, faz hızı, kılavuzun dışındaki düzlem dalga hızından daha küçük olan modları içerir. Bu nedenle, bükülmemiş optik fiberden dışarıya doğru ışımaya yoktur. Oysa, bükülmüş optik fiberde, eğrilik merkezinden uzaklaştıkça faz hızı artar ve ışımaya kostiğinde, bu hız, dış ortamdaki düzlem dalga hızına eşit olur. Bu uzaklıkta, eksponansiyel olarak azalan kılavuzlanmış alan, ortamın karakteristik hızından daha hızlı hareket edemez ve kılavuzlanmış alandan ayrılarak dış ortama doğru olan ışımaya nedeniyle kayıp söz konusu olur, (Lewin et al, 1977; Snyder et al, 1983; Badar et al, 1991,a, 1991,b).

### 3.1.2 Bükülmüş Optik Fiberde Işıma Kostiyi

Bükülmüş optik fiberde azimutal ışın sabiti, (2.109) eşitliğinde  $\theta_z(r) = \pi/2$  alınarak,

$$\bar{T}_b = \frac{r}{R_b+d} n(r) \cos \theta_\phi(r) \quad (3.1)$$

olarak bulunur.

Düz optik fiberde,  $\phi = 0^\circ$  'deki  $r$  uzaklığı  $r_0$  olmak üzere, aksenal ışın sabiti, (2.108) eşitliğine göre,

$$\begin{aligned} \bar{\beta} &= n(r) \cos \theta_z(r) \\ &= n(r_0) \cos \theta_\phi(r_0) \end{aligned} \quad (3.2)$$

dır. Işın sabitleri arasındaki bağıntı ise, (3.1) ve (3.2) eşitliklerinden yararlanılarak,

$$\bar{T}_b = \frac{r_0}{R_b+d} \bar{\beta} \quad (3.3)$$

şeklinde yazılır.

Bükülmüş optik fiberde,  $\bar{\beta} = 0$ ,  $\bar{T} = \bar{T}_b$  ve  $d$  yerine  $(R_b + d)$  yazılarak,

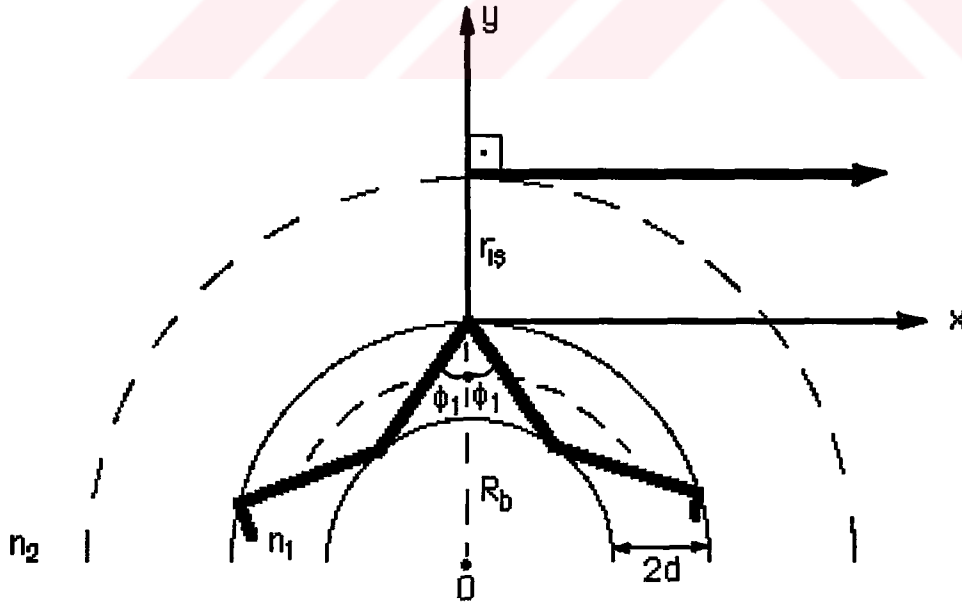


$$r_2 = \frac{R_b + d}{n_2} \bar{\Gamma}_b \quad (3.4)$$

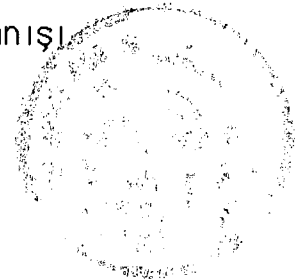
olarak elde edilen ışınma kostiği uzaklığı, sonlu bir değere sahip olduğu için, bükülmüş optik fiberdeki ışınlar, sızıntılı ışınlardır, (Maurer et al, 1970; Love et al, 1978,a). Sızıntılı modlar, özdeğer denkleminin kesim koşulu altındaki çözümleri olduklarına göre, bükülmüş optik fiberin modal parametrelerinin kompleks büyüklükler olacağı açıkça görülmektedir, (Tamir et al, 1963,a, 1963,b; Keller et al, 1971; Marcuse, 1974; Miyagi, 1985).

### 3.1.3 Bükülmüş Optik Fiberde Işının Davranışı

$R_b > \lambda$  olmak üzere, Şekil-3.3'deki kayıpsız, yutucu olmayan, zayıfça kılavuzlayan, kılıfsız ve düzlemsel katmanlı optik fiber yüzeyine gelen düzlem dalğanın sadece bir bölümü yansır. Dış ortama geçen elektromagnetik dalga, ışınma kostiğine teğet doğrultuda ışınma yapar. Dalğanın optik fiber yüzeyine gelme açısı  $\phi_1$ , kritik açı  $\phi_c$ 'den küçük ise, dalğanın tamamı dış ortama geçer ve bu durumda, tünel bölgesi söz konusu olmaz.



Şekil-3.3 Bükülmüş optik fiberde ışının davranışı



Tünel olayında, dış ortamdaki faz hızı, dış ortamın  $y < r_{i\phi}$  bölgesindeki faz hızından daha küçüktür. Işıma kostiğinde, bu hızlar birbirine eşitlenir ve ışıma meydana gelir. Bu koşullarda,  $\phi > \phi_c$  durumunda, geçerli olan tünel sızıntı dalgalarında,  $r_{i\phi} > 0$ ;  $\phi_1 \leq \phi_c$  durumunda söz konusu olan kırılan sızıntı dalgalarında ise,  $r_{i\phi}=0$ 'dır, (Snyder et al, 1974,c, 1975, 1983; Jones, 1978; Collin, 1991; Carin et al, 1996).

Yukarıdaki açıklamalardan sonra, ışımanın, kostiğe teğet doğrultuda olduğu görülebilir. Şöyle ki, Şekil-3.4 göz önüne alınarak,

$$d_1 : y - y_0 = -\tan[2\theta (x - x_0)] \quad (3.5)$$

ve

$$d_2 : y - y_0 = \frac{y_0}{x_0} (x - x_0) \quad (3.6a)$$

$$d_2 = R_0 + \frac{d}{2} + r_{i\phi} = R \quad (3.6b)$$

yazılır. Burada,  $M(x_0, y_0)$  noktası, dairesel olarak bükülmüş optik fiberdeki ışımayı temsil eden  $d_1$  doğrusu ile  $d_2$  doğru parçası, bir başka ifadeyle, ışıma kostiği uzaklığı olan  $R$  yarıçapının kesişme noktasıdır.

$d_1 \perp d_2$  olduğuna göre,  $y_0 \neq 0$  olmak üzere,

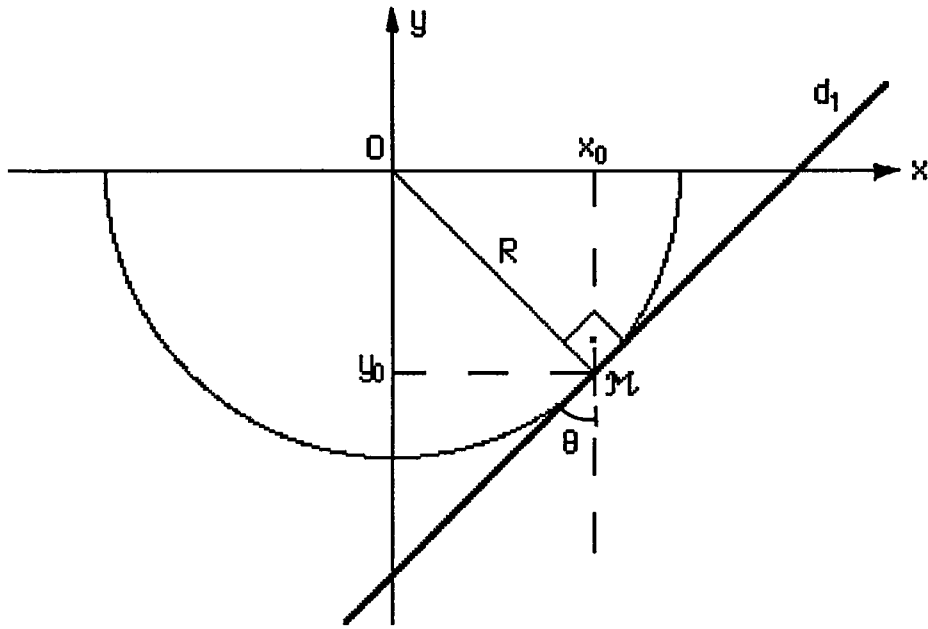
$$\tan(2\theta) = \frac{x_0}{y_0} \quad (3.7)$$

eşitliği elde edilir. Bu durumda,

$$\tan\theta = \frac{R - y_0}{x_0} \quad (3.8)$$

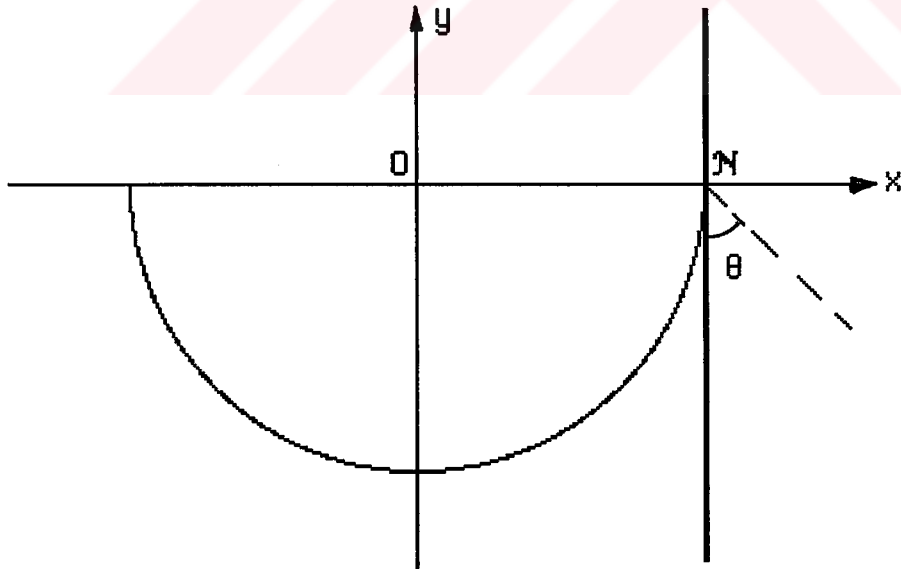
eşitliğinin çözümü, optik fiberle ışıma arasındaki açıyı verir.



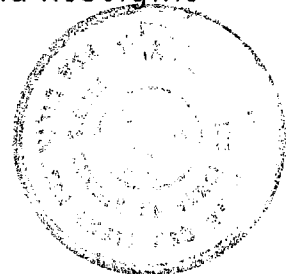


**Şekil-3.4** Dairesel olarak bükülmüş optik fiberin ışıma kostiğine teğet olan ışımının sembolik gösterimi.

Şekil-3.5'e göre,  $\theta=45^\circ$  'dir ve ışıma,  $N(\pi R/2, 0)$  noktasına, dolayısıyla ışıma kostiğine teğettir.



**Şekil-3.5** Dairesel olarak bükülmüş optik fiberde, ışıma kostiğine teğet olan ışın.



Şekil-3.3'e göre,  $\phi_1 > \phi_c$  koşulunda, güç transmisyon katsayısı,

$$T = |T_F| F_e \quad (3.9)$$

dir. Burada,  $T_F$ , yutucu olmayan ortamlar arasındaki Fresnel transmisyon katsayısıdır. Zayıfça kılavuzlayan optik fiberde,  $n_1 \approx n_2$  ve  $\sin^2 \phi_c \approx 1$  olduğundan, güç transmisyon katsayısı, polarizasyondan bağımsız olarak düşünülebilir.  $F_e$  eğrilik çarpanı,

$$F_e = \frac{1}{4 \pi |\vartheta|^{1/2} |Ai[\vartheta \exp(j 2 \pi / 3)]|^2} \quad (3.10)$$

dir. Burada,  $Ai$ , Airy fonksiyonudur (Erdélyi, 1956; Lebedev, 1972; Jones, 1979; Snyder et al, 1983; Bleistein et al, 1986) ve

$$\vartheta = \left[ \frac{k_1 \left( R_b + \frac{d}{2} \right)}{2 \sin^2 \phi_1} \right]^{2/3} (\cos^2 \phi_c - \cos^2 \phi_1) \quad (3.11)$$

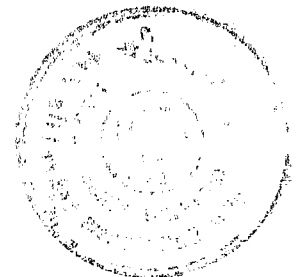
$$k_1 = \frac{2 \pi n_1}{\lambda} \quad (3.12)$$

dir.

Optik fiberde bükülme kaybının hesaplanmasında,  $\phi_1 > \phi_c$  koşulu geçerlidir. Bu durumda,  $\vartheta \gg 1$  koşulunda, (E.1) ifadesinden yararlanılarak,  $F_e$  eğrilik çarpanı,

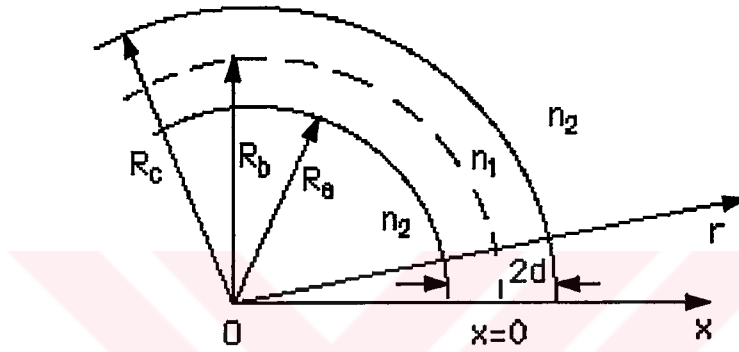
$$F_e \approx \exp \left[ -\frac{4}{3} \vartheta^{3/2} \right] \quad (3.13)$$

olarak elde edilir, (Abramowitz et al, 1972).



### 3.2 BÜKÜLMÜŞ DÜZLEMSEL YAPIDAKİ KATMANLI OPTİK FİBER YAKLAŞIMI

Bu bölümde, bükülme kaybı analizi yapılırken, bükülmüş optik fiberin alanı, yaklaşık olarak düz optik fiberin alanı gibi düşünülmüş ve silindirik simetriden yararlanılmıştır. Bükülmeden kaynaklanan kırılma indisindeki yöne bağlı olan değişimler göz ardı edilmiştir, (Feynman et al, 1966; Zahn, 1979; Garth, 1988).



**Şekil-3.6** Bükülmüş katmanlı optik dalga kılavuzu.

Optik fiber büküldüğünde, alan, düz optik fiberdeki gibi simetrik değildir. Şekil-3.6'daki  $r < R_a$  bölgesinde, eş genlik çizgileri arasındaki uzaklık, düz optik fiberdeki eş genlik çizgileri arasındaki uzaklıktan daha kısa olduğu için, alan, hızla azalırken;  $r > R_c$  bölgesinde, eş genlik çizgileri arasındaki uzaklık, düz optik fiberdeki eş genlik çizgileri arasındaki uzaklıktan daha uzun olduğu için, alan, yavaşça azalır. Bu durumda, 2.1 Bölümü'nde de açıklandığı gibi,  $r < R_a$  bölgesinde, elektromagnetik alanın sonlu olacağı düşünülürse, Tablo-2.1'e göre, tekilliği olmayan  $J_0(k_0 r)$  'nin geçerli olduğu görülür. Elektromagnetik dalganın  $\exp[j(\omega t - kr)]$  olarak, bir başka ifadeyle (+r) doğrultusunda yayıldığı durum seçilirse,  $r > R_c$  bölgesinde, aynı dağılımı gösteren  $H_0^{(2)}(k_0 r)$  'nin söz konusu olduğu anlaşılır.  $R_a < r < R_c$  çekirdek bölgesinde ise,  $\exp[j(\omega t - kr)]$  ve  $\exp[j(\omega t + kr)]$  davranışı gösteren, yani hem (+r), hem de (-r) doğrultusunda yayılan elektromagnetik dalga olduğuna göre, bu



bölgede  $H_v^{(2)}(k_0 r)$  ile  $H_v^{(1)}(k_0 r)$  'nin geçerli olduğu ortaya çıkar. Bu durumda, çekirdek bölgesinde, Hankel fonksiyonlarının bir kombinezonu olan  $J_v(k_0 r)$  Bessel fonksiyonu ile  $N_v(k_0 r)$  Neumann fonksiyonunun geçerli olabileceği söylenebilir, (Marcuse, 1976; Lewin et al, 1977). Şöyle ki, K, L, M ve N katsayı olmak üzere,

$$E_y = \begin{cases} \exp[ j(\omega t - v\phi) ] K J_v(n_2 k_0 r) & r < R_a \\ \exp[ j(\omega t - v\phi) ] [ L J_v(n_1 k_0 r) + M N_v(n_1 k_0 r) ] & R_a < r < R_c \\ \exp[ j(\omega t - v\phi) ] N H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) & r > R_c \end{cases} \quad (3.14)$$

dir. Burada,  $k_0$  serbest uzaydaki dalga sayısı,

$$k_0 = \omega ( \mu_0 \epsilon_0 )^{1/2} \quad (3.15)$$

dir.

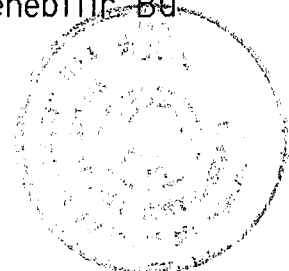
2.1 Bölümü'nde de ele alındığı gibi,  $\phi$ 'nin  $2\pi$  periyotlu olması şartı olmadığına göre,  $v$ 'nün tam sayı olmasına ve bükülme kaybının hesaplanmasında  $r < R_a$  ve  $R_a < r < R_c$  bölgeleri için çözüm aramağa gerek yoktur. Bu koşullarda,  $r > R_c$  bölgesinde,

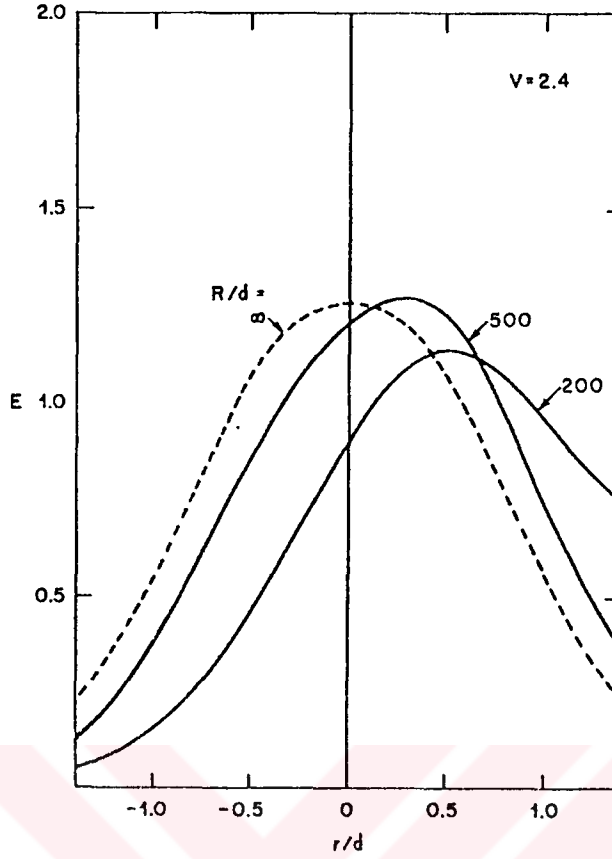
$$H_r = N \frac{\omega \epsilon_0}{k_0^2} \frac{v}{r} H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) \exp[ j(\omega t - v\phi) ] \quad (3.16)$$

$$H_\phi = -j N \frac{n_2 \omega \epsilon_0}{k_0} H_v^{(2)'}(n_2 k_0 r) \exp[ j(\omega t - v\phi) ] \quad (3.17)$$

dir. Düz ve bükülmüş optik fiberde alanın  $r/d$  normalize uzaklığına göre değişimleri, Şekil-3.7 'de yer almaktadır.

2.2 Bölümü'ndeki incelemelerde olduğu gibi, (2.44) koşulunun baz olarak alınıp, bükülmüş düzlemsel yapıdaki katmanlı optik fiberdeki alan bağıntılarının  $y$ 'den bağımsız olduğu düşünülerek,  $R_b \rightarrow \infty$  koşulunda, çekirdek bölgesi yakınında bükülmemiş düzlemsel yapıdaki katmanlı optik fiber özelliği göstereceği söylenebilir. Bu





**Şekil-3.7** Tek modlu optik fiberde elektrik alanının davranışı.

durumda,  $N$  katsayısı elde edildikten sonra optik fiberden radyal doğrultudaki sonsuz uzaklıktaki gücü hesaplamak için alan bağıntıları kullanılarak kılavuzlanmış modun kaybı bulunabilir.

Bükülme kaybının hesaplanmasında, sınır koşulları yardımıyla bilinmeyen genlik katsayıları elde edilir. Özdeğer denkleminde bulunacak olan kompleks  $\nu$ , mod kayıplarını verir; bu da, problemin tam çözümüdür. Ancak bu yöntemle sonuca varmak oldukça zordur. Bu nedenle, burada, bükülme kaybı analizi, bükülmüş ve bükülmemiş düzlemsel yapıdaki katmanlı kılıfsız optik fiberlerin propagasyon sabitlerinin yaklaşık olarak aynı değerlere sahip oldukları ve iki durumun alan ifadeleri arasındaki farkın, bükülmemiş optik fiberde eksponansiyel bir değişim gösteren  $\beta z$ 'in, bükülmüş optik fiberde eksponansiyel olarak değişen  $\beta R_b \phi$  olarak davranmasından kaynaklandığı öngörülere ışığında yapılmıştır. Bu yaklaşımda, Bessel fonksiyonunun derecesini veren  $\nu$ , (2.13) eşitliğine göre,

$$v = \beta R_b \quad (3.18)$$

olarak bulunur. Çekirdek bölgesinin dışında,

$$\beta > n_2 k_0 \quad (3.19)$$

olduğu ve (E.2)'de verilen Hankel fonksiyonunun asimptotik ifadesi göz önüne alınarak, (2.47), (2.49) ve (3.14) eşitlikleri yardımıyla, TE çift modlarındaki N katsayısı,

$$N = -j \left[ \frac{\pi}{2} \gamma R_b \right]^{1/2} \left[ \frac{2\omega\mu_0}{\beta d + \frac{\beta}{\gamma}} P \right]^{1/2} \cos(\kappa d) \exp \left\{ \gamma d - \left[ \beta \tanh^{-1}(\gamma/\beta) - \gamma \right] R_b \right\} \quad (3.20)$$

olarak bulunur.

Işınan güç,

$$P_r = -\frac{1}{2} E_y H_\phi^* \quad (3.21)$$

dir. Güç kaybı katsayısı, bükülmüş optik fiberin birim uzunluğundaki  $\Delta P$  güç akışının, bükülmemiş optik fiberin  $P$  gücüne oranı olduğuna göre, (2.49) eşitliğindeki özdeğer denklemi ve (2.56) eşitliği yardımıyla,  $\gamma/\beta$ 'nin küçük değerleri için, (CN) sabit olmak üzere,

$$2\alpha = \frac{\Delta P}{P} = \frac{\gamma^2 \kappa^2 d^2}{\beta (1 + \gamma d) V^2} \exp \left[ 2 \left[ \gamma d - \frac{\gamma^3 R_b}{3\beta^2} \right] \right] = \frac{(CN)}{V^2} \quad (3.22)$$

formunda elde edilir. Görüldüğü gibi, bükülme kaybı, propagasyon yönünden ve zayıfça kılavuzlama yaklaşımına bağlı olarak polarizasyondan bağımsızdır. Sonucun, literatürdeki analizlerle uyumlu olduğu gözlenmiştir, (Harris et al, 1986; Lin et al, 1991; Renner, 1992).



### 3.3 HALKA ANTEN YAKLAŞIMI

Optik fiberlerde bükülme kaybı, dairesel olarak bükülmüş bir optik fiberin, dielektrik bir halka anten gibi kabul edilerek, bu antenin yaptığı radyal doğrultudaki ışımının kayıp gücü vermesi düşüncesine göre, zayıfça kılavuzlayan optik fiber modları için hesaplanabilir, (Stratton, 1941; Snyder et al, 1983; Kraus, 1988; Collin, 1991; Balanis, 1997).

Bu bölümde izlenen yol, zayıfça kılavuzlayan optik fiberin kılıf bölgesinin sonsuz genişlikte olması nedeniyle, serbest uzay kırılma indisinin, kılıf bölgesi kırılma indisi olarak kabul edilmesi ve eğrilik yarıçapının, çekirdek bölgesi yarıçapına göre çok büyük değer alarak, bükülmüş optik fiberin bir dielektrik halka anten olarak incelenmesi olarak özetlenebilir. Bu yaklaşımda, optik fiberin çekirdek bölgesi yüzeyinde hayali bir akım olduğu kabul edilmiştir.

#### 3.3.1 Eşdeğer Akım Yöntemi

Optik fiberin çekirdek ve kılıf bölgelerinde,

$$\nabla \times \mathbf{H} = -j (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k n_1^2 \mathbf{E} \quad (3.23)$$

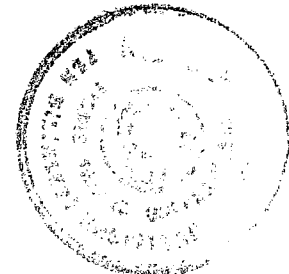
$$\nabla \times \mathbf{H} = -j (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k n_2^2 \mathbf{E} \quad (3.24)$$

dir. Buradan,

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= j (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k (n_2^2 - n_1^2) \mathbf{E} - j (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k n_2^2 \mathbf{E} \\ &= \mathbf{J} - j (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k n_2^2 \mathbf{E} \end{aligned} \quad (3.25)$$

yazılırsa,  $\mathbf{J}$  akım yoğunluğu,

$$\mathbf{J} = j (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k (n_2^2 - n_1^2) \mathbf{E} \quad (3.26)$$



olarak elde edilir.

Halka anten yaklaşımında,  $\mathbf{J}$  akım yoğunluğunun, antenin yer aldığı düzleme dik doğrultuda olduğu göz önüne alınarak ışınım gücü hesaplanır.

### 3.3.2 Halka Anten Modeli

Şekil-3.8'de görülen anten modelinde  $R_0 \gg d$  olduğu için, ışınım, polarizasyondan bağımsızdır. Bu durumda, elektrik alan, bükülme düzlemine dik doğrultuda alınabilir:

$$E_z = A_1 G_0(R) \exp(-j\beta z) \quad (3.27)$$

Burada,  $A_1$ , modal genliği,  $G_0(R)$  ise skaler dalga denkleminin çözümünü verir:

$$G_0(R) = \begin{cases} \frac{J_\nu(\kappa r)}{J_\nu(\kappa d)} & , \quad r < d \\ \frac{H_\nu^{(2)}(\gamma r)}{H_\nu^{(2)}(\gamma d)} & , \quad r > d \end{cases} \quad (3.28)$$

Burada,  $\kappa$  ve  $\gamma$ , (2.17a) ve (2.17b)'de verilen çekirdek bölgesindeki ve dışındaki özdeğerlerdir ve

$$R = \frac{r}{d} \quad (3.29)$$

dir.

Eşdeğer akım yoğunluğu,

$$\mathbf{J} = I \exp(-j\beta z) \mathbf{a}_z \quad (3.30)$$

olduğuna göre, (2.42) ve (2.60) eşitlikleri kullanılarak,

$$I = -j A_1 n_1 \frac{V}{d} \left[ \frac{2 \Delta \epsilon_0}{\mu_0} \right]^{1/2} [1-f(R)] G_v(R) \quad (3.31)$$

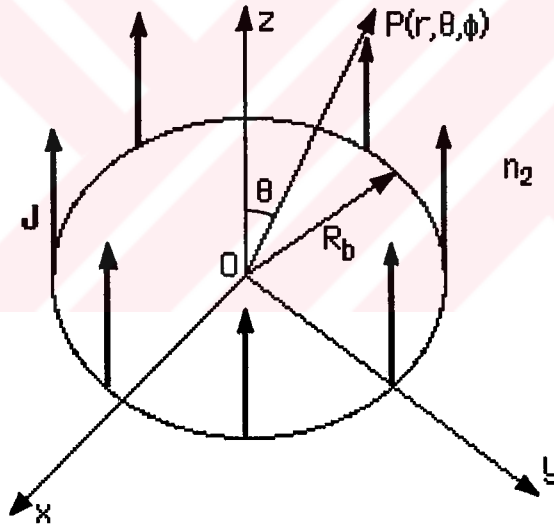
eşitliği elde edilir. Burada,  $f(R)$ , kırılma indisi profilini belirler. Anten üzerindeki çizgisel akım,

$$I_c = \left[ \int_s J ds \right] \mathbf{a}_n = I_b \exp(-j\beta z) \mathbf{a}_z \quad (3.32)$$

olduğuna göre, (3.30) eşitliği yardımıyla,

$$I_b = -2 \pi j A_1 n_1 V d \left[ \frac{2 \Delta \epsilon_0}{\mu_0} \right]^{1/2} \int_0^\infty [1-f(R)] G_v(R) R dR \quad (3.33)$$

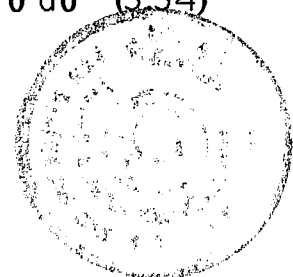
eşitliği bulunur.



**Şekil-3.8** Dairesel olarak bükülmüş dielektrik anten.

Serbest uzay yaklaşımında, ışınan güç,

$$P_{i\dot{s}} = \frac{\pi}{8} \frac{R_b^2}{d^2} \left[ \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right]^{1/2} \frac{V^2}{n_1} \frac{|I_b|^2}{\Delta} \int_0^\pi J_v^2 (k_0 R_b n_2 \sin \theta) \sin^3 \theta d\theta \quad (3.34)$$



dır. Anten üzerindeki herhangi bir referans noktasındaki mod gücü  $P(0)$  olmak üzere, bükülme kaybı katsayısı,

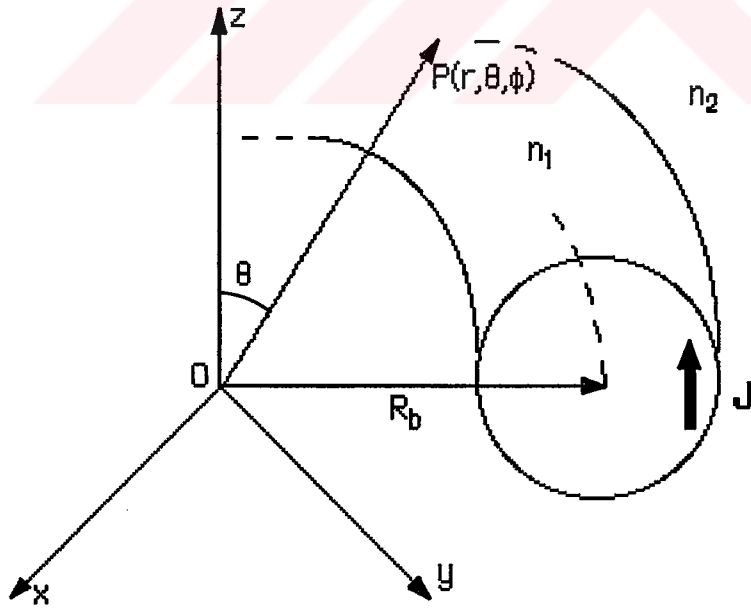
$$\alpha \cong \frac{P_{i\phi}}{2 \pi R_b P(0)}$$

$$\cong \left[ \frac{\pi V^8}{16 d R_b W^3} \right]^{1/2} \exp \left[ -\frac{4 R_b \Delta W^3}{3 d V^2} \right] \frac{\left[ \int_0^{\infty} [1-f(R)] G_v(R) R dR \right]^2}{\int_0^{\infty} G_v^2(R) R dR}$$

(3.35)

olarak elde edilir. Burada,  $W$ , çekirdek bölgesi dışında geçerli olan özdeğerdır ve (2.59)'da verilmiştir.  $R_b \gg d$  olduğu için, bu kayıp katsayısının çok küçük bir değere sahip olduğu açıkça görülmektedir.

### 3.3.3 Bükülmüş Optik Fiber Modeli



Şekil-3.9 Bükülmüş optik fiber.

Şekil-3.9'da görülen dairesel olarak bükülmüş, basamak indisli, zayıfça kılavuzlayan optik fiberde, yansımalar nedeniyle meydana gelen kayıplar göz ardı edilerek yapılan incelemede, kayıp katsayısı,

$$\alpha = \frac{\pi^{1/2}}{2d} \left[ \frac{d}{R_b} \right]^{1/2} \frac{U^2}{V^2 W^{3/2}} \frac{1}{K_1^2(W)} \exp \left[ -\frac{4}{3} \frac{R_b}{d} \frac{W^3 \Delta}{V^2} \right] \quad (3.36)$$

olarak bulunur, (Snyder et al, 1983). Burada,  $K_1(W)$ , birinci dereceden ikinci cins modifiye Bessel fonksiyonudur. Sonuçtan da izlenildiği gibi, kayıp katsayısı polarizasyondan ve propagasyon yönünden bağımsızdır; bu durum, 3.2 Bölümü'nün sonucu ile uyumludur.

### 3.4 YÜRÜYEN DALGALI ANTEN YAKLAŞIMI

Bükülmemiş tek modlu optik fiberde, ışın, optik eksen boyunca yayıldığına ve ışın boyu dalga boyuna göre sonsuz büyük olduğuna göre, optik fiberin, eksenine dik doğrultuda ışın yapması beklenemez. İletilen mod sayısı arttıkça, yansımalar nedeniyle, ışın boyları, dalga boyuna göre çok büyük olmayacağı için, ışınların, her bir ışınla yaptığı açı, yaklaşık olarak  $0^\circ$  olur ve ışınlar, dış çeperlere doğru gerçekleşir, (Canbay ve Ünverdi, 1991).

Dairesel olarak bükülmüş, zayıfça kılavuzlayan düzlemsel katmanlı optik fiberdeki her bir ışının, birer yürüyen dalgali anten gibi modellendiği bu yaklaşımdan yararlanmak için, bazı ön bilgilerin incelenmesi gerekir.

#### 3.4.1 Optik Fiberde Yansıma Sayısı

Bükülmüş ve bükülmemiş optik fiberdeki ışının birim boydaki yansıma sayısı farklı olacağına göre, konu, iki bölümde incelenmeli; birim uzunluktaki ışın boyları ve yansıma sayıları değerlendirilmelidir.

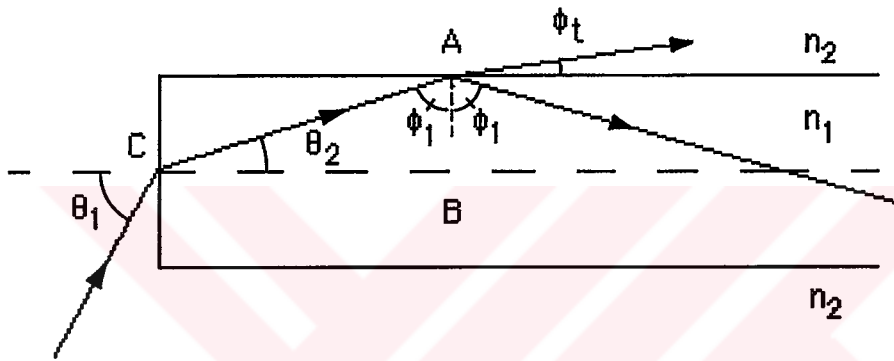


### 3.4.1.1 Bükülmemiş Optik Fiberde Yansıma Sayısı

Şekil-3.10'da görülen  $2d$  çapına sahip basamak indisli, kılıfsız bükülmemiş (düz) optik fiber kesitinde, birim uzunluk başına ışın boyu, dış ortamın hava olduğu düşünülerek Snell Yasası ışığında,

$$l_d = \frac{AC}{BC} = \sec \theta_2 = \frac{n_1}{(n_1^2 - \sin^2 \theta_1)^{1/2}} \quad (3.37)$$

olarak bulunur.



**Şekil-3.10** Bükülmemiş, basamak indisli, kılıfsız ve düzlemsel katmanlı optik fiberde ışının davranışı.

A noktası için,

$$n_1 \cos \theta_2 = n_2 \cos \phi_t \quad (3.38)$$

olduğuna göre, (3.37) eşitliği,

$$l_d = \frac{2d}{\sin \theta_2} = \frac{2d n_1}{(n_1^2 - n_2^2 \cos^2 \phi_t)^{1/2}} \quad (3.39)$$

şeklinde yazılır.

Şekil-3.10 göz önüne alınarak, birim uzunluktaki yansıma sayısı ise,

$$m_d = \frac{1}{2 BC} = \frac{\tan\theta_2}{2d} = \frac{1}{2d \tan\phi_1} \quad (3.40a)$$

veya

$$m_d = \frac{\sin\theta_1}{2d (n_1^2 - \sin^2\theta_1)^{1/2}} \quad (3.40b)$$

olarak bulunur. Düşük dereceli moddaki  $\theta_2$  açısı, yüksek dereceli moddaki  $\theta_2$  açısından daha küçüktür; dolayısıyla, yüksek dereceli moddaki yansımaya sayısı, düşük dereceli moddaki yansımaya sayısından daha fazladır.

### 3.4.1.2 Bükülmüş Optik Fiberde Yansımaya Sayısı

Işın tübünün tek bir ışın olarak gösterildiği Şekil-3.11'de izlenildiği gibi, optik fiberin düz ve bükülmüş kısımlarındaki ışınların boyları ve yansımaya açıları değişim gösterir. Düz kısımda, yansımaya açıları, her iki yüzeyde de eşit olduğu için, çekirdek bölgesindeki güç dağılımı her yerde aynıdır. Oysa, bükülmüş kısımda, dış yüzeydeki yansımaya açısı, düz kısımdaki yansımaya açısına göre büyür, iç yüzeydeki yansımaya açısı ise, düz kısımdaki yansımaya açısına göre küçülür; bunun sonucu olarak da, ışın, dış yüzeyden dışarıya doğru olur. Fısıldayan ışınlarda ise, optik fiberin sadece dış yüzeyindeki ardışık yansımalar söz konusu olur, (Garrett et al, 1961; Wait, 1967; Snyder et al, 1974,b; Felsen et al, 1976,b; Topuz et al, 1980; Benner et al, 1980; Tangonan et al, 1989; Goyal et al, 1990; Krauss et al, 1990; McCall et al, 1992; Yamamoto et al, 1993).

Şekil-3.11'den de açıkça görüldüğü gibi,

$$\phi_1 = \arcsin\left[\frac{r_0 \sin\phi_0}{R_b + d}\right] \quad (3.41)$$

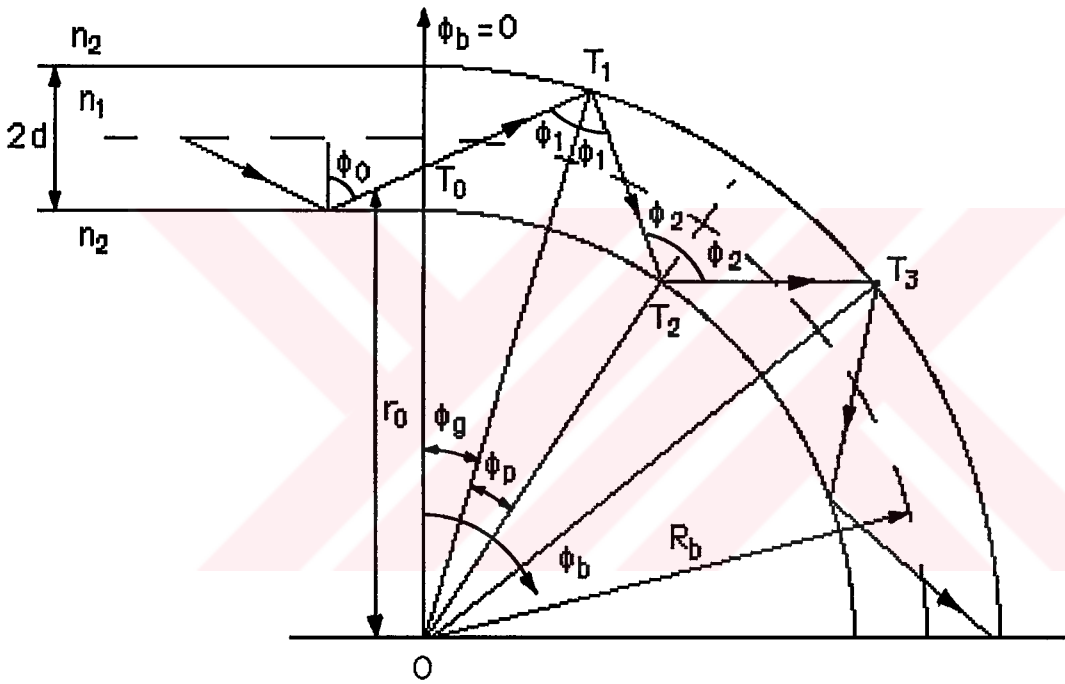
ve

$$\phi_2 = \arcsin\left(\frac{r_0 \sin\phi_0}{R_b - d}\right) \quad (3.42)$$

dir. Burada,  $R_b$  eğrilik yarıçapıdır ve

$$(R_b - d) \leq r_0 \leq (R_b + d) \quad (3.43)$$

dir. (3.41), (3.42) ve (3.43) eşitliklerine göre,  $\phi_1 \leq \phi_0$  ve  $\phi_2 > \phi_0$  ' dir.



**Şekil-3.11** Basamak indisli bükülmüş optik fiberde ışın davranışı.

Düz optik fiberden bükülmüş optik fibere geçiş açısı  $\phi_g$ ,

$$\phi_g = \begin{cases} \phi_0 - \phi_1 & , \quad T_1 \text{ dış yüzeyde} \\ 2\phi_2 - \phi_1 - \phi_0 & , \quad T_1 \text{ iç yüzeyde} \end{cases} \quad (3.44)$$

olarak ifade edilir. Fısıldayan ışınlarda,  $\phi_2 = \pi/2$  (rad) 'dir ve  $\phi_g$ , optik fiberin sadece dış yüzeyleri için incelenir.



Bükülmüş optik fiberde birim uzunluk başına ışın boyu,

$$l_b = \frac{T_1 T_2}{R_b \angle T_1 O T_2} \quad (3.45)$$

dir.  $-d < \zeta < d$  olmak üzere,  $T_1 O T_2$  üçgeninde uygulanacak olan sinüs teoremine göre, bu eşitlik,

$$l_b = \frac{R_b - d}{R_b} \frac{\sin \angle T_1 O T_2}{\angle T_1 O T_2} \frac{R_b + d}{R_b + \zeta} \frac{1}{\sin \phi_0}$$

$$l_b = \frac{R_b^2 - d^2}{R_b (R_b + \zeta)} \frac{\sin \angle T_1 O T_2}{\angle T_1 O T_2} l_d \quad (3.46)$$

olarak da yazılabilir. Burada,  $l_d$ , bükülmemiş (düz) optik fiberde birim uzunluktaki ışın boyudur. Bu eşitlik uyarınca,  $l_d > l_b$  'dir; bir başka ifadeyle, bükülmemiş optik fiberde birim uzunluktaki ışın boyu, bükülmüş optik fiberde birim uzunluktaki ışın boyuna göre daha uzundur.

Bükülmüş optik fiberdeki birim uzunluktaki yansıma sayısı,

$$m_b = \frac{1}{R_b \angle T_1 O T_2} = \frac{1}{d \frac{\sin \phi_2 + \sin \phi_1}{\sin \phi_2 - \sin \phi_1} (\phi_2 - \phi_1)} \quad (3.47)$$

dir. Burada,

$$\angle T_1 O T_2 = \phi_2 - \phi_1 = \phi_p \quad (3.48)$$

olduğuna göre,  $\phi_p$  'nin küçük değerleri için, (3.47) eşitliği,

$$m_b = \frac{1}{2 d \tan \phi_1 + \phi_p d} \quad (3.49)$$

formunda yazılabilir. (3.40a) ve (3.49) eşitliklerine göre,  $m_d > m_b$  olduğu, bir başka deyişle, düz optik fiberde birim uzunluktaki

yansıma sayısının, bükülmüş optik fiberde birim uzunluktaki yansıma sayısından daha fazla olduğu sonucuna varılır.

Bükülmüş optik fiberdeki yansıma sayısı, iletilen modlara göre de incelenebilir. Şekil-3.11'e göre,

$$\sin\phi_2 = \frac{R_b + d}{R_b - d} \sin\phi_1 \quad (3.50)$$

dir. Bu durumda, düşük dereceli moddaki  $\phi_1$  açısının, yüksek dereceli moddaki  $\phi_1$  açısından daha büyük olacağı açıktır. (3.49) ve (3.50) eşitlikleri dikkate alınarak, bükülmüş optik fiberde, yüksek dereceli moddaki yansıma sayısının, düşük dereceli moddaki yansıma sayısından daha fazla olduğu anlaşılır. Bu değerlendirmeler, 3.4.1.1 Bölümü sonuçlarıyla karşılaştırıldığı zaman, çok modlu optik fiberde,  $(m_b)$ düşük dereceli  $<$   $(m_d)$ düşük dereceli  $<$   $(m_b)$ yüksek dereceli  $<$   $(m_d)$ yüksek dereceli olduğu ve tek modlu optik fiberdeki ışın boyunun, optik fiber büküldüğü zaman kışalmasına karşın, çok modlu optik fiberdeki ışın boyunun, optik fiber büküldüğü zaman uzadığı sonucuna varılır.

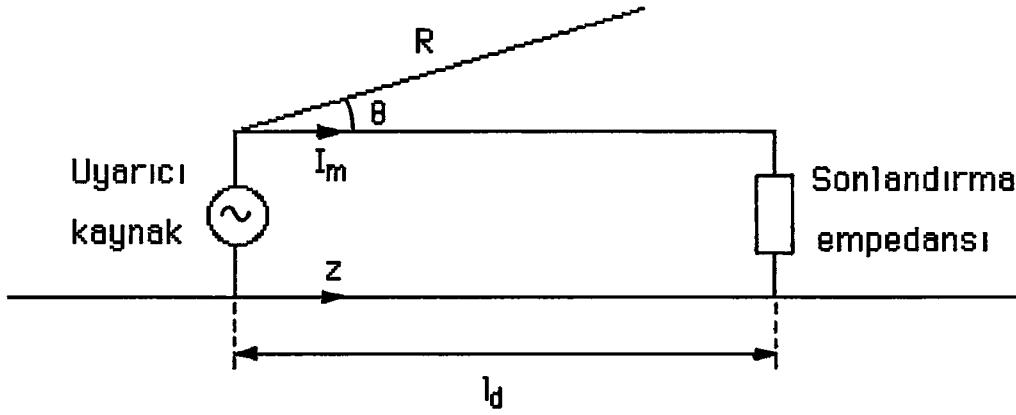
### 3.4.2 Yürüyen Dalgalı Anten

Şekil-3.12'de görülen yürüyen dalgalı antende, transmisyon hattı, karakteristik empedans ile sonlandırılırsa, hattın sonunda yansıma olmaz ve hat boyunca akım şiddeti sabit kalır, (Markov, 1965; Ataman, 1979; Elliott, 1981; Stutzman et al, 1981; Cheng, 1983; Balanis, 1997; Akkaya, 1997; Canbay, 1997).

Anten boyunca zayıflama olmadığı takdirde, eşdeğer akım,

$$I(z) = I_m \exp(-j\beta z) \quad (3.51)$$

şeklindedir. Burada,  $I_m$ , akımın genliğidir. Hattın ucundan  $z$  kadar uzaklıktaki akım şiddeti, hattın başındaki akım şiddeti ile aynı, fazı ise  $\beta z$  kadar geridedir. Anteni oluşturan iletken boyunca böyle bir akım değişimini sağlamak mümkündür.



**Şekil-3.12** Yürüyen dalgalı anten.

Bu bölümdeki yürüyen dalgalı anten yaklaşımında, zayıfça kılavuzlayan optik fiberdeki ışının yansımalarla ilerlediği ve yürüyen dalganın söz konusu olduğu göz önüne alınarak, her bir ışın tüpü, kayıpsız birer yürüyen dalgalı anten olarak modellenmiştir, ışımının uzak alan davranışı incelenmiştir.

### 3.4.2.1 Alanın Modal Davranışı

#### 3.4.2.1.1 Bükülmemiş Optik Fiberde İnceleme

Yürüyen dalgalı antenin elektrik alan bileşenleri,

$$E_{\phi} = \frac{\omega \mu_0 l_d}{4\pi r} I_m \cos\theta \cos\phi \frac{\sin(\Psi/2)}{\Psi/2} \exp[j(\omega t - \beta r - (\Psi/2))] \quad (3.52)$$

$$E_{\theta} = -\frac{\omega \mu_0 l_d}{4\pi r} I_m \sin\theta \frac{\sin(\Psi/2)}{\Psi/2} \exp[j(\omega t - \beta r - (\Psi/2))] \quad (3.53)$$

dir, (Canbay, 1997). Burada,  $I_m$  akımın genliğini,  $l_d$ , ışın (yürüyen dalgalı anten) boyunu temsil eder ve

$$\Psi = \beta l_d (1 - \sin\phi \cos\theta) \quad (3.54)$$



dir. Bu durumda, toplam elektrik alan,

$$E_T = \frac{\omega \mu_0 I_d}{4 \pi r} I_m \frac{\sin(\Psi/2)}{\Psi/2} \left[ (\cos \theta \cos \phi)^2 + \sin^2 \theta \right]^{1/2} \exp[j(\omega t - \beta r - (\Psi/2))] \quad (3.55)$$

olur.  $\phi = \pi/2$  özel hali için, alanın maksimum olduğu yerler, (3.55)

eşitliğindeki  $\frac{\sin(\Psi/2)}{\Psi/2}$  ışına çarpanınının 1'e eşitlenmesiyle,

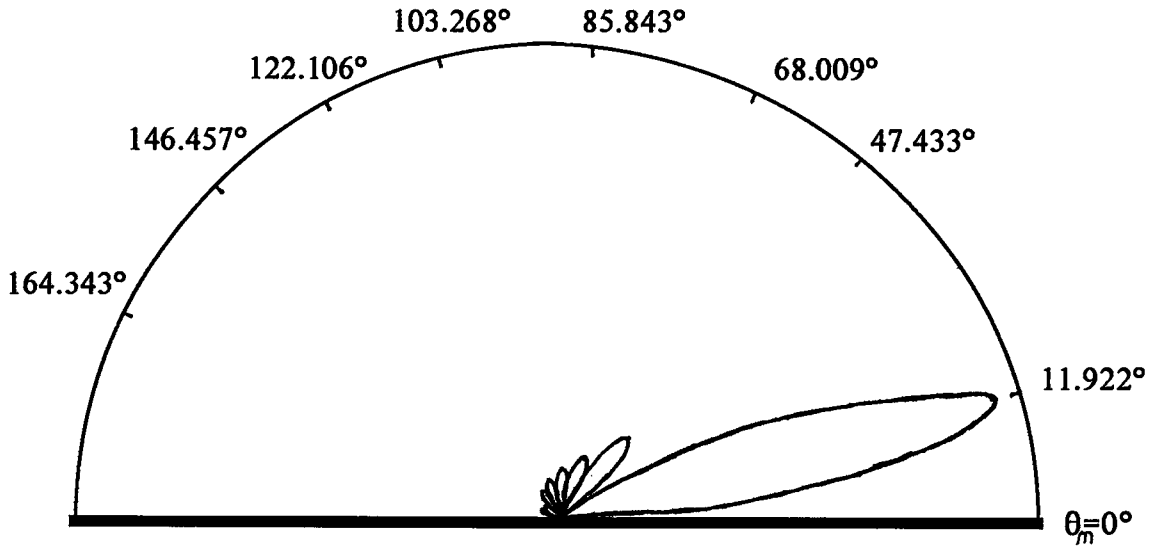
$$\theta_{\max} = \arccos \left[ 1 - \frac{m \lambda}{2 l_d} \right] \quad (3.56)$$

olarak bulunur. Burada, m, tek tamsayıdır.

Modlara göre inceleme yapmak için (3.38) ve (3.39) eşitliklerinden yararlanılabilir. Düşük dereceli bir mod için,  $\theta_2=30^\circ$  kabul edilirse,  $n_1=1.5$ ,  $n_2=1.49$ ,  $2d=10 \mu\text{m}$  koşullarında,  $(l_d)_{\text{düş.der.}}=19.94 \mu\text{m}$  ve  $860 \text{ nm}$ 'lik kaynak kullanılırsa,  $(l_d)_{\text{düş.der.}}=23.18\lambda$  sonuçları bulunur. (3.55) ve (3.56) eşitlikleri kullanılarak, Tablo-3.1 ve buna bağlı olarak Şekil-3.13 elde edilir.

**Tablo-3.1** Düşük dereceli bir modda elektrik alanın m sabit değerlerine göre incelenmesi.

m	1	15	29	43	57	71	85	91
$\theta_m$	11.922	47.433	68.009	85.843	103.26	122.10	146.45	164.34
$1-\cos\theta_m$	0.021	0.323	0.625	0.927	1.229	1.531	1.833	1.965
$\frac{\sin\theta_m}{1-\cos\theta_m}$	9.837	2.280	1.483	1.075	0.791	0.553	0.301	0.137

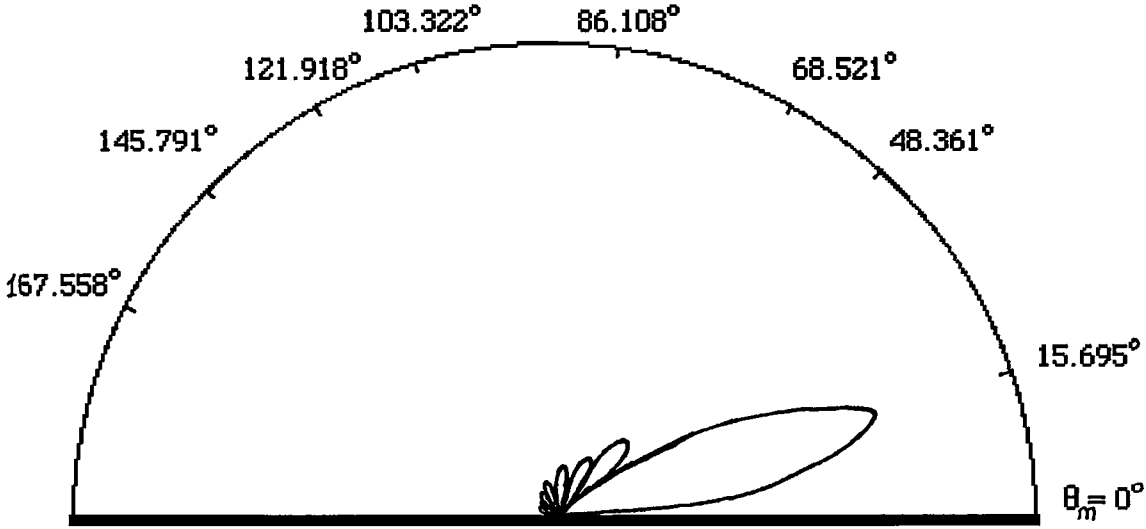


**Şekil-3.13** Düşük dereceli bir modda elektrik alanın  $\phi$ 'ye göre değişimi.

Yüksek dereceli bir mod için de  $\theta_2=60^\circ$  kabul edilirse, aynı koşullarda benzer işlemler sonucunda,  $(I_d)_{yük.der.}=11.54 \mu m$  ve  $(I_d)_{düş.der.}=13.41\lambda$  bulunur. Yüksek dereceli bir modla ilgili sonuçlar, Tablo-3.2'de ve Şekil-3.14'de görülmektedir.

**Tablo-3.2** Yüksek dereceli bir modda elektrik alanın  $m$  sabit değerlerine göre incelenmesi.

$m$	1	9	17	25	33	41	49	53
$\theta_m$	15.695	48.361	68.521	86.108	103.32	121.91	145.79	167.45
$1-\cos\theta_m$	0.037	0.335	0.633	0.932	1.230	1.528	1.826	1.976
$\frac{\sin\theta_m}{1-\cos\theta_m}$	7.311	2.230	1.470	1.070	0.791	0.555	0.307	0.109



**Şekil-3.14** Yüksek dereceli bir modda elektrik alanının  $\phi$ 'ye göre değişimi.

Tablo-3.1 ile Tablo-3.2 karşılaştırıldığında, düşük dereceli moddaki elektrik alan şiddetinin, yüksek dereceli moddaki elektrik alan şiddetinden daha büyük olduğu görülür.

### 3.4.2.1.2 Bükülmüş Optik Fiberde İnceleme

Yürüyen dalgali anten yaklaşımında, bükülmüş optik fiberin toplam alanı, ışınların alanlarının toplamı olarak düşünülmüştür. Bu nedenle, toplam kayıp, ışınların kayıplarının toplamı şeklinde ele alınmıştır.

Bu bölümde, her bir ışın, birer yürüyen dalgali anten olarak kabul edilmiş, dairesel olarak bükülmüş optik fiberdeki ışınlar, yürüyen dalgali antenlerin ışınları toplamı olarak belirlenmiştir. Yürüyen dalgali antenin ışınması, dolayısıyla kaybı, anten boyu ile ters orantılıdır; bu nedenle, bükülmüş optik fiberde, yüksek dereceli modlardaki kayıp, düşük dereceli modlardaki kayıptan daha fazladır, (Marcuse, 1982). Bu bölümdeki yaklaşım altında, bükülmemiş tek modlu optik fiberin veriminin 1'e eşit olduğu, bükülmüş tek modlu optik fiberin veriminin ise 1'den küçük olduğu; buna karşılık, bükülmemiş çok modlu optik fiberin veriminin 1'den küçük olduğu,



bükülmüş çok modlu optik fiberin veriminin ise yaklaşık olarak 1'e eşit olduğu görülür.

Şekil-3.11'deki aksenal zigzag ışın yolunda, her bir ışının (her bir yürüyen dalgalı antenin) boyu,  $T_1T_2$  üçgeni göz önüne alınarak,

$$l_b = \overline{T_1T_2} = (R_b - d) \frac{\sin\phi_p}{\sin\phi_1} \quad (3.57)$$

olarak bulunur.

Dairesel olarak bükülmüş optik fiberde,  $2\pi$  (rad),  $\phi_2 - \phi_1$  (rad)'in çift katıysa, ışın yolu, başlangıç yerinde tamamlanır ve ışın sayısı, her döngüde sabit olur;  $2\pi$  (rad.),  $\phi_2 - \phi_1$  (rad)'in tek katıysa, ışın yolu, iki döngüde bir başlangıç yerinde tamamlanır, ancak, ışın sayısı, hep aynıdır. Bir döngü boyunca ışın sayısı,

$$m_{dön} = \frac{2\pi}{\phi_p} = \frac{2\pi}{\phi_2 - \phi_1} \quad (3.58)$$

dir. Burada,

$$\phi_1 = \arcsin\left[\frac{R_b - d}{R_b + d} \sin\phi_0\right] \quad (3.59)$$

ve

$$\phi_2 = \arcsin\left[\frac{R_b + d}{R_b - d} \sin\phi_1\right] \quad (3.60)$$

dir.

Fısıldayan ışının boyu, Şekil-3.11'e göre,

$$(l_{dön})_{fis} = \overline{T_1T_3} = 2(R_b + d) \cos\phi_1 \quad (3.61)$$

dir.

Dairesel olarak bükülmüş optik fiberdeki bir döngü boyunca fısıldayan ışın sayısı  $(m_{dön})_{fis}$ , aksenal zigzag ışında olduğu gibi, (3.58) eşitliği yardımıyla bulunur.

### 3.4.2.2 Işımanın Modal Davranışı

Optik fiberde toplam güç, kılavuzlanan ve ışıma yapan gücün toplamıdır. İncelenen güç, ışıma gücü olduğuna göre, ortalama ışıma güç yoğunluğu,

$$(P_{i\dot{s}})_{or} = \frac{1}{2} \text{Re}(E_T \times H_T^*) \quad (3.62)$$

olarak ifade edilir. Burada,  $E_T$ , toplam elektrik alan,  $H_T^*$  ise toplam magnetik alanın kompleks eşleniğidir. 3.4.2.1.1 Bölümü ışığında, ışımanın uzak alan bağıntılarının kullanılabilceği anlaşılır, (Jordan et al, 1968; Felsen et al, 1973).

Işınan toplam güç, (3.55) eşitliği uyarınca,  $l_d \rightarrow L_\lambda$  alınarak,

$$P_{i\dot{s}} = K \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \left\{ \left[ \sin^3 \theta + \sin \theta \cos^2 \theta (1 - B^2) \right] \frac{\sin^2 [A(1 - B \cos \theta)]}{[A(1 - B \cos \theta)]^2} \right\} d\theta d\phi \quad (3.63)$$

olarak ifade edilir. Burada,  $\eta_0$  karakteristik empedans olmak üzere,

$$K = \frac{1}{32} \left[ \frac{\omega \mu_0 L_\lambda n_2}{\pi \eta_0} I_m \right]^2 \quad (3.64)$$

$$A = \frac{\beta L_\lambda}{2} \quad (3.65)$$

ve

$$B = \sin \phi \quad (3.66)$$

dir. (3.63) eşitliğindeki iki katlı integral iki aşamada incelenir. İntegralin birinci katının ilk bileşeni,



$$P_{ış1} = \int_0^{\pi} \sin^3 \theta \frac{\sin^2[A(1-B\cos\theta)]}{[A(1-B\cos\theta)]^2} d\theta \quad (3.67)$$

için  $u = \cos\theta$  dönüşümü yapılarak,

$$\begin{aligned} P_{ış1} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1-u^2}{[A(1-Bu)]^2} du - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 (1-u^2) \frac{\cos[2A(1-Bu)]}{[A(1-Bu)]^2} du \\ &= I_1 - I_2 \end{aligned} \quad (3.68)$$

olarak yazılır. Burada,

$$I_1 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1-u^2}{[A(1-Bu)]^2} du \quad (3.69)$$

ve

$$I_2 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 (1-u^2) \frac{\cos[2A(1-Bu)]}{[A(1-Bu)]^2} du \quad (3.70)$$

dur. (3.69)'daki  $I_1$  integrali,

$$I_1 = \frac{1}{A^2 B^2} \left[ -2 + \frac{1}{B} \ln \left| \frac{1+B}{1-B} \right| \right] \quad (3.71)$$

olarak bulunur.

(3.70) 'deki  $I_2$  integrali,  $v = A(1-Bu)$  dönüşümü yapılarak,

$$\begin{aligned}
I_2 &= -\frac{1}{2AB} \int_{A(1+B)}^{A(1-B)} \frac{\cos(2v)}{v^2} dv + \frac{1}{2A^3B^3} \int_{A(1+B)}^{A(1-B)} (A-v)^2 \frac{\cos(2v)}{v^2} dv \\
&= (I_2)_1 + (I_2)_2 \tag{3.72}
\end{aligned}$$

şeklinde bulunur. Burada,

$$(I_2)_1 = -\frac{1}{2AB} \int_{A(1+B)}^{A(1-B)} \frac{\cos(2v)}{v^2} dv \tag{3.73}$$

ve

$$(I_2)_2 = \frac{1}{2A^3B^3} \int_{A(1+B)}^{A(1-B)} (A-v)^2 \frac{\cos(2v)}{v^2} dv \tag{3.74}$$

dir. (E.3) eşitliğine göre, (Gradshteyn et al, 1980),

$$\begin{aligned}
(I_2)_1 &= \frac{1}{2AB} \left\{ \frac{\cos[2A(1-B)]}{A(1-B)} + 2 \operatorname{si}[2A(1-B)] \right. \\
&\quad \left. - \frac{\cos[2A(1+B)]}{A(1+B)} - 2 \operatorname{si}[2A(1+B)] \right\} \tag{3.75}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(I_2)_2 &= \frac{1}{2A^3B^3} \left\{ -A^2 \left[ \frac{\cos[2A(1-B)]}{A(1-B)} + 2 \operatorname{si}[2A(1-B)] \right] \right. \\
&\quad \left. - \frac{\cos[2A(1+B)]}{A(1+B)} - 2 \operatorname{si}[2A(1+B)] \right] \\
&\quad - 2A [ \operatorname{ci}[2A(1-B)] - \operatorname{ci}[2A(1+B)] ] \\
&\quad \left. + \frac{1}{2} [ \sin[2A(1-B)] - \sin[2A(1+B)] ] \right\}
\end{aligned}$$

(3.76)

olarak bulunur;  $si(x)$  fonksiyonu (sinüs integrali), (E.4) eşitliği ve Şekil-E.1'de,  $ci(x)$  fonksiyonu (cosinüs integrali) ise, (E.5a) eşitliği ve Şekil-E.2'de verilmiştir. Bu durumda, (3.67) eşitliği,

$$\begin{aligned}
 P_{I\mathcal{S}_1} = & \left\{ \frac{1}{A^2 B^2} \left[ -2 + \frac{1}{B} \ln \left| \frac{1+B}{1-B} \right| \right] \right. \\
 & - \frac{1}{2AB} \left\{ \frac{\cos[2A(1-B)]}{A(1-B)} - \frac{\cos[2A(1+B)]}{A(1+B)} \right. \\
 & \quad \left. + 2 [ si[2A(1-B)] - si[2A(1+B)] ] \right\} \\
 & - \frac{1}{2A^3 B^3} \left\{ -A^2 \left[ \frac{\cos[2A(1-B)]}{A(1-B)} - \frac{\cos[2A(1+B)]}{A(1+B)} \right] \right. \\
 & \quad \left. + 2 [ si[2A(1-B)] - si[2A(1+B)] ] \right\} \\
 & \quad - 2A [ ci[2A(1-B)] - ci[2A(1+B)] ] \\
 & \quad \left. + \frac{1}{2} [ \sin[2A(1-B)] - \sin[2A(1+B)] ] \right\} \Bigg\} \quad (3.77)
 \end{aligned}$$

olarak elde edilir.

(3.63) eşitliğindeki integralin birinci katının ikinci bileşeni,

$$P_{I\mathcal{S}_2} = \int_0^{\pi} \sin\theta \cos^2\theta (1-B^2) \frac{\sin^2[A(1-B\cos\theta)]}{[A(1-B\cos\theta)]^2} d\theta \quad (3.78)$$

için  $u=\cos\theta$  dönüşümü yapılarak,

$$\begin{aligned}
 P_{I\mathcal{S}_2} &= \frac{1}{2} \frac{(1-B^2)}{A^2} \int_{-1}^1 \frac{u^2}{(1-Bu)^2} du - \frac{1}{2} (1-B^2) \int_{-1}^1 u^2 \frac{\cos[2A(1-Bu)]}{[A(1-Bu)]^2} du \\
 &= I_3 - I_4 \quad (3.79)
 \end{aligned}$$



olarak yazılır. Burada,

$$I_3 = \frac{1}{2} \frac{(1-B^2)}{A^2} \int_{-1}^1 \frac{u^2}{(1-Bu)^2} du \quad (3.80)$$

ve

$$I_4 = \frac{1}{2} (1-B^2) \int_{-1}^1 u^2 \frac{\cos[2A(1-Bu)]}{[A(1-Bu)]^2} du \quad (3.81)$$

dur. (3.80)'deki  $I_3$  integralinin sonucu,

$$I_3 = \frac{(1-B^2)}{A^2 B^2} \left[ 1 + \frac{1}{1-B^2} + \frac{1}{B} \ln \left| \frac{1+B}{1-B} \right| \right] \quad (3.82)$$

olarak bulunur.

(3.81)'deki  $I_4$  integralinin sonucu ise, (3.70)'deki  $I_2$  integralinin çözümünden yararlanılarak, (Gradshteyn et al, 1980),

$$I_4 = -\frac{1}{2 A^3 B^3} \left\{ -A^2 \left[ \frac{\cos[2A(1-B)]}{A(1-B)} - \frac{\cos[2A(1+B)]}{A(1+B)} \right. \right. \\ + 2 [ \operatorname{si}[2A(1-B)] - \operatorname{si}[2A(1+B)] ] \\ - 2A [ \operatorname{ci}[2A(1-B)] - \operatorname{ci}[2A(1+B)] ] \\ \left. \left. + \frac{1}{2} [ \sin[2A(1-B)] - \sin[2A(1+B)] ] \right] \right\} \quad (3.83)$$

şeklinde bulunur.

Bu durumda, (3.78) eşitliği,

$$\begin{aligned}
P_{I\phi 2} = & \frac{(1-B)^2}{A^2 B^2} \left[ 1 + \frac{1}{1-B^2} + \frac{1}{B} \ln \left| \frac{1+B}{1-B} \right| \right] \\
& + \frac{(1-B)^2}{2 A^3 B^3} \left\{ -A^2 \left[ \frac{\cos[2A(1-B)]}{A(1-B)} - \frac{\cos[2A(1+B)]}{A(1+B)} \right] \right. \\
& \quad + 2 [ \text{si}[2A(1-B)] - \text{si}[2A(1+B)] ] \\
& \quad - 2 A [ \text{ci}[2A(1-B)] - \text{ci}[2A(1+B)] ] \\
& \quad \left. + \frac{1}{2} [ \sin[2A(1-B)] - \sin[2A(1+B)] ] \right\} \\
& \hspace{15em} (3.84)
\end{aligned}$$

olarak elde edilir.

O halde, (3.63) eşitliği, (3.77) ve (3.84) eşitlikleri yardımıyla,

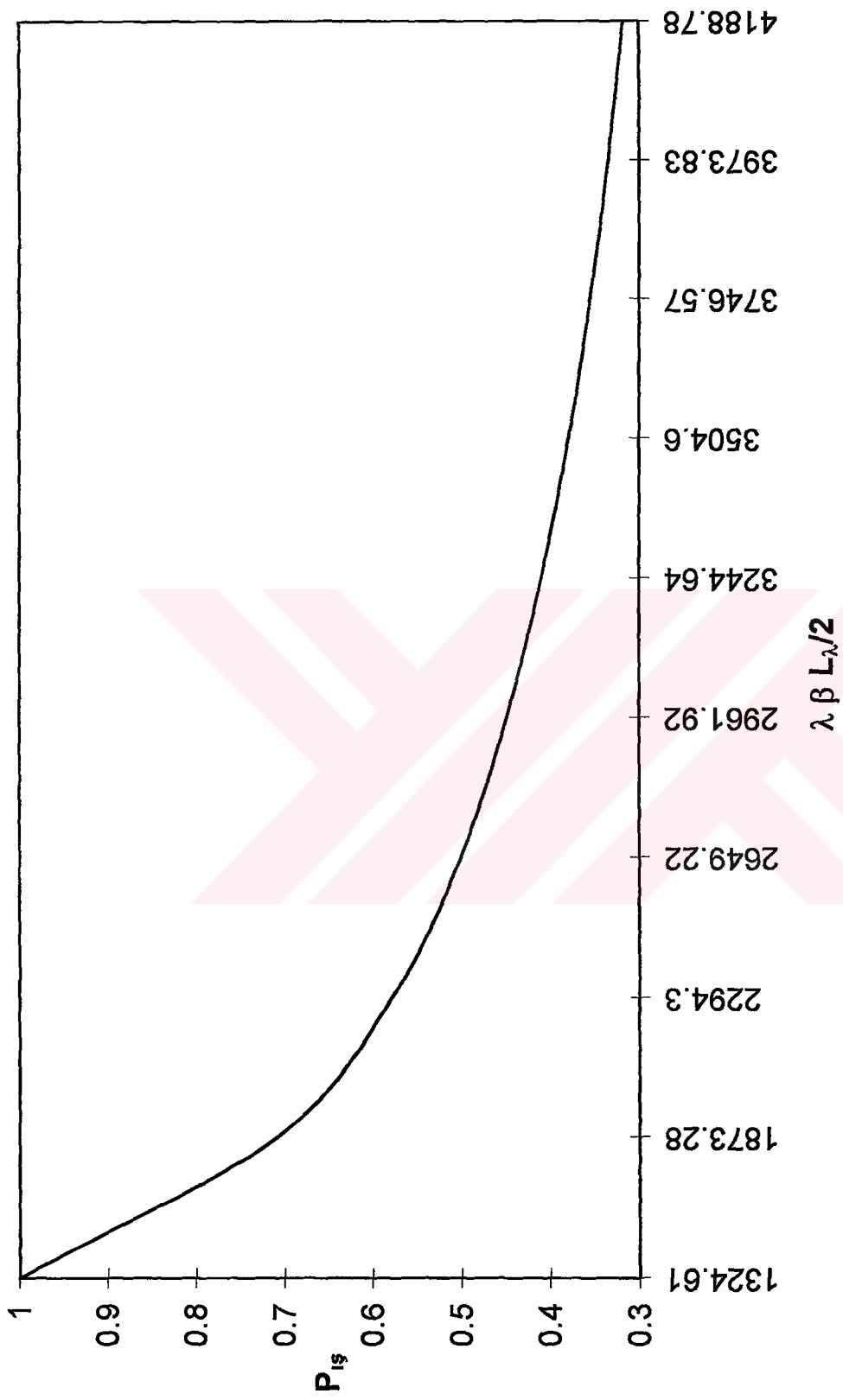
$$\begin{aligned}
P_{I\phi} = & K \int_{\phi=0}^{2\pi} \left\{ -\frac{1}{A^2} \left[ 1 + \frac{1}{B} \ln \left| \frac{1-B}{1+B} \right| \right] \right. \\
& \quad - \frac{1}{A^2 B} [ \text{ci}[2A(1+B)] - \text{ci}[2A(1-B)] ] \\
& \quad \left. - \frac{1}{4 A^3 B} [ \sin[2A(1-B)] - \sin[2A(1+B)] ] \right\} d\phi \\
& \hspace{15em} (3.85)
\end{aligned}$$

şekline indirgenir. Bu eşitliğin üçüncü bileşeninin  $\phi \rightarrow [0-2\pi]$  aralığındaki integrali sifıra eşittir. İntegral, (3.65) ve (3.66) eşitlikleri dikkate alınarak, sabit bir  $\phi_0$  açısı ve değişik eğrilik yarıçaplarına sahip bükülmüş optik fiberler için incelenir. Burada,  $K$  katsayısı, ışın boyunun (yürüyen dalgalı antenin boyu) fonksiyonudur. Dairesel olarak bükülmüş optik fiberde, aksenal zigzag ışının boyu (3.57) eşitliğinde, birim uzunluktaki ışın sayısı (3.47) eşitliğinde, bir döngü boyunca ışın sayısı da (3.58) eşitliğinde verilmiştir. Dairesel olarak bükülmüş, düzlemsel yapıdaki katmanlı, kılıfsız ve

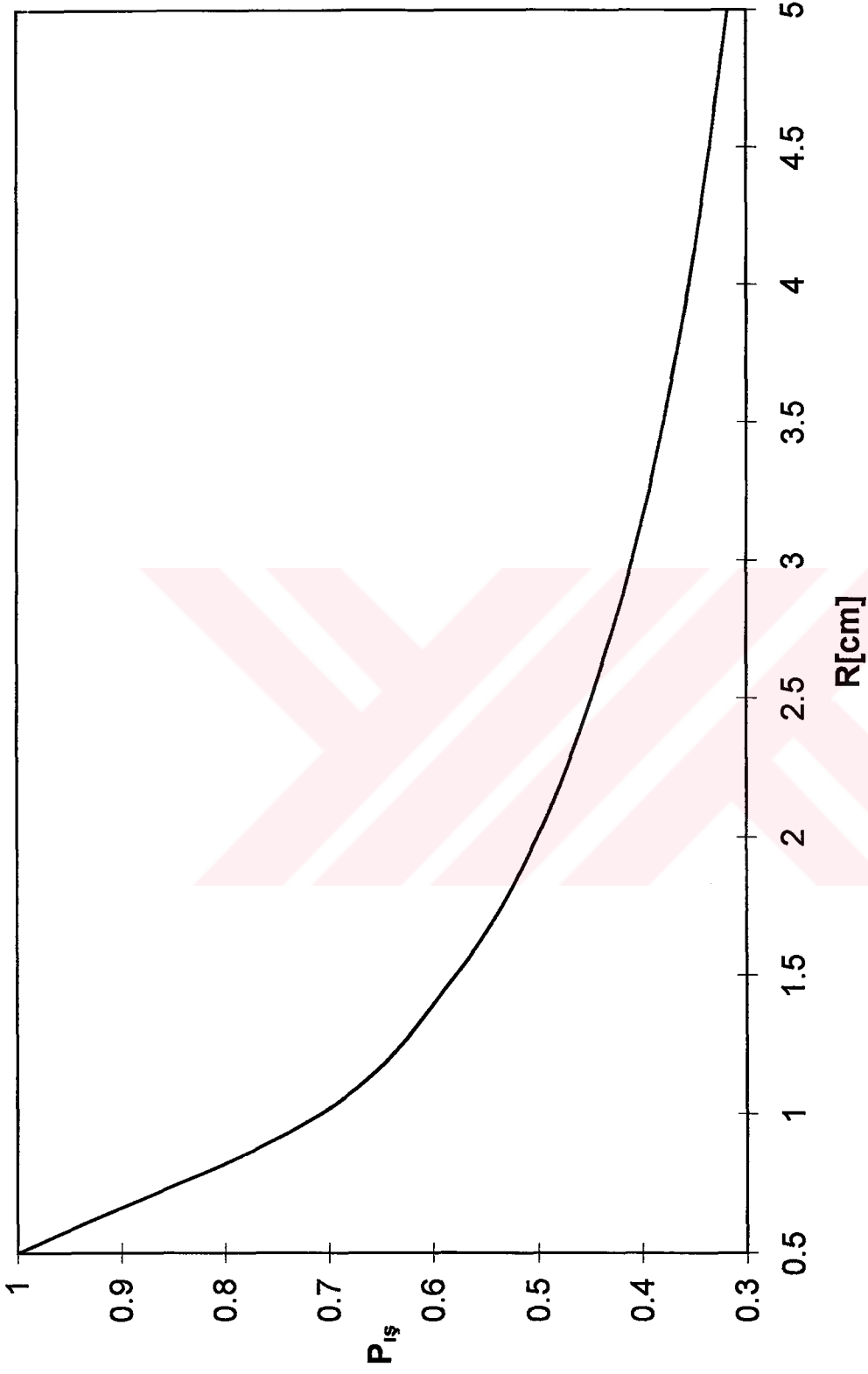


tek modlu optik fiberde,  $\phi_0=\pi/2$  'dir;  $n_2=1$ ,  $I_m=1A$ ,  $f=200$  THz,  $\beta=n_2k_0$  ve  $0.5cm < R_b < 5cm$  için, aksenal zigzag ışınların geçiş bölgesindeki ışımının göz ardı edildiği bükülmüş optik fiberde birim uzunluktaki ışıma gücünün  $\lambda \beta L_\lambda / 2$  ve  $R_b$ 'ye göre değişimleri Şekil-3.15 ve Şekil-3.16'da, bir döngüdeki ışıma gücünün  $\lambda \beta L_\lambda / 2$  ve  $R_b$ 'ye göre değişimleri ise Şekil-3.17 ve Şekil-3.18'de verilmiştir.

Dairesel olarak bükülmüş, düzlemsel katmanlı, kılıfsız ve çok modlu optik fiberde,  $\phi_0=\pi/6$  özel hali,  $n_2=1$ ,  $I_m=1A$ ,  $f=200$  THz,  $\beta=n_2k_0$  ve  $0.5cm < R_b < 5cm$  için, aksenal zigzag ışınların geçiş bölgesindeki ışımının göz ardı edildiği bükülmüş optik fiberde birim uzunluktaki ışıma gücünün  $\lambda \beta L_\lambda / 2$  ve  $R_b$ 'ye göre değişimleri Şekil-3.19 ve Şekil-3.20'de, bir döngüdeki ışıma gücünün  $\lambda \beta L_\lambda / 2$  ve  $R_b$ 'ye göre değişimleri ise Şekil-3.21 ve Şekil-3.22'de yer almaktadır. Görüldüğü gibi, bükülmüş optik fiberde ışın (yürüyen dalgalı anten) boyu ve eğrilik yarıçapı arttıkça, birim uzunluktaki ışıma gücü azalmaktadır; bu da, anten teorisinin desteklediği bir sonuçtur, (Marcuse, 1976; Balanis, 1997). Bükülmüş optik fiberde, bir döngüdeki ışıma gücü, doğal olarak ışın boyu ve eğrilik yarıçapı ile doğru orantılı bir değişim göstermektedir. Bunların yanında,  $P_{I\dot{s}}-\phi_0$  ilişkisinin görüldüğü Şekil-3.23, anten teorisi ile uyumludur. Kuşkusuz olarak söylenebilir ki, boyu, aksenal zigzag ışın boyundan daha uzun olan fısıldayan ışın için  $P_{I\dot{s}} - \lambda \beta L_\lambda / 2$  ve  $P_{I\dot{s}} - R_b$  ilişkileri, yukarıda açıklanan sonuçlarla aynı özellikleri gösterecektir.

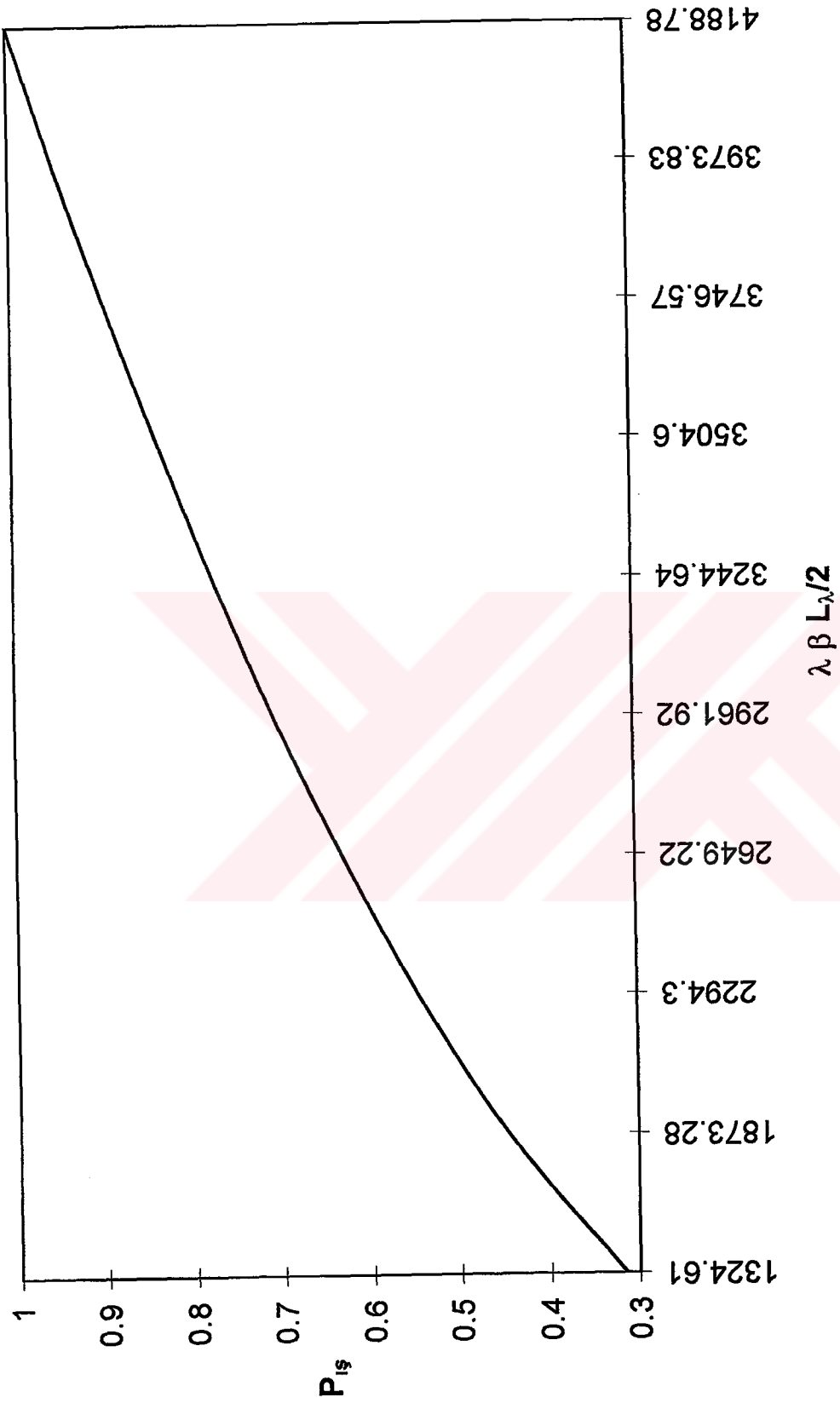


**Şekil-3.15** Dairesel olarak bükülmüş tek modlu optik fiberde birim uzunluktaki ışınma gücünün ışın boyu ( $\lambda \beta L / 2$ ) na göre değişimi.

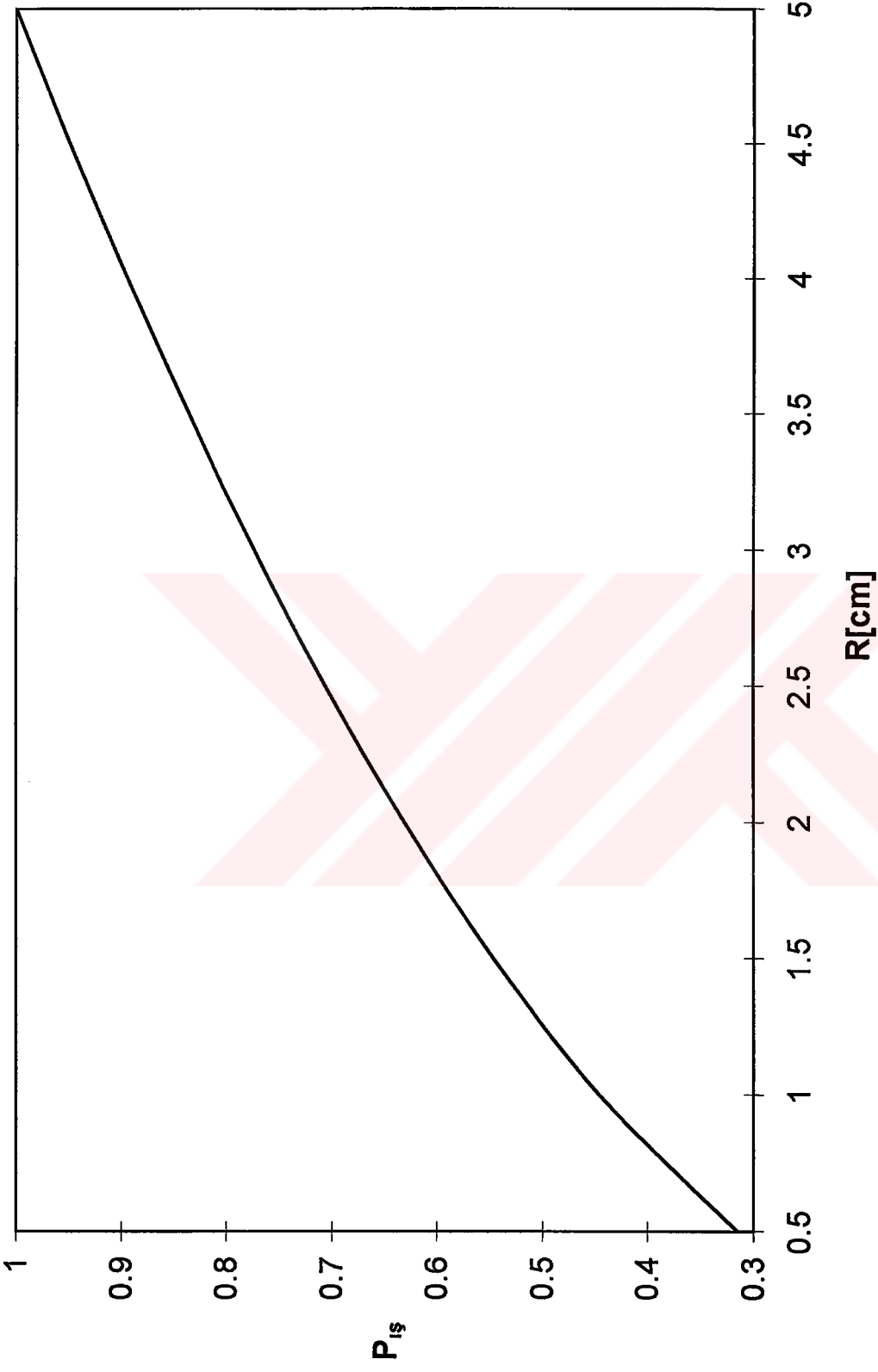


**Şekil-3.16** Dairesel olarak bükülmüş tek modlu optik fiberde birim uzunluktaki ışık gücünün eğrilik yarıçapına göre değişimi.

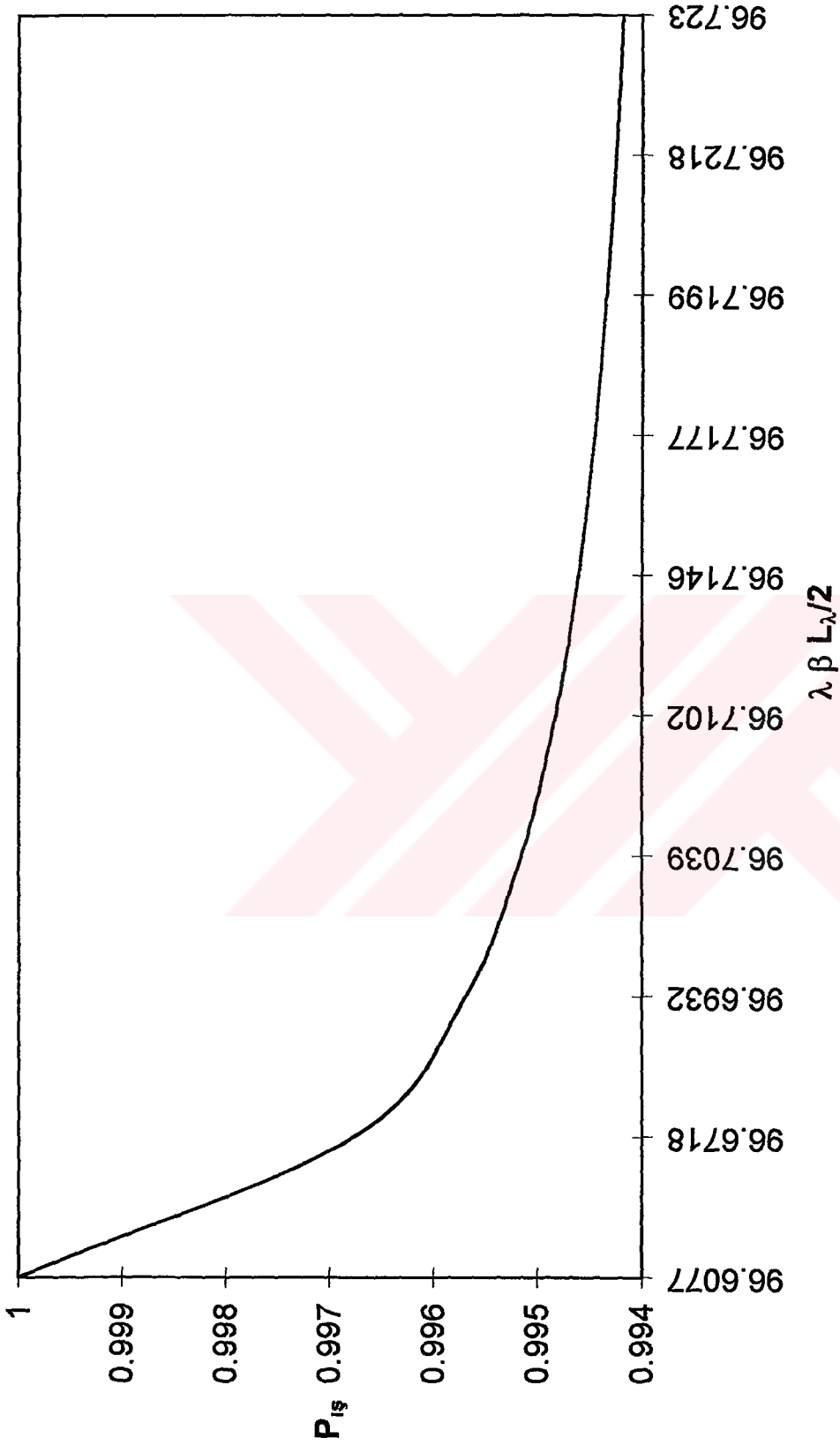




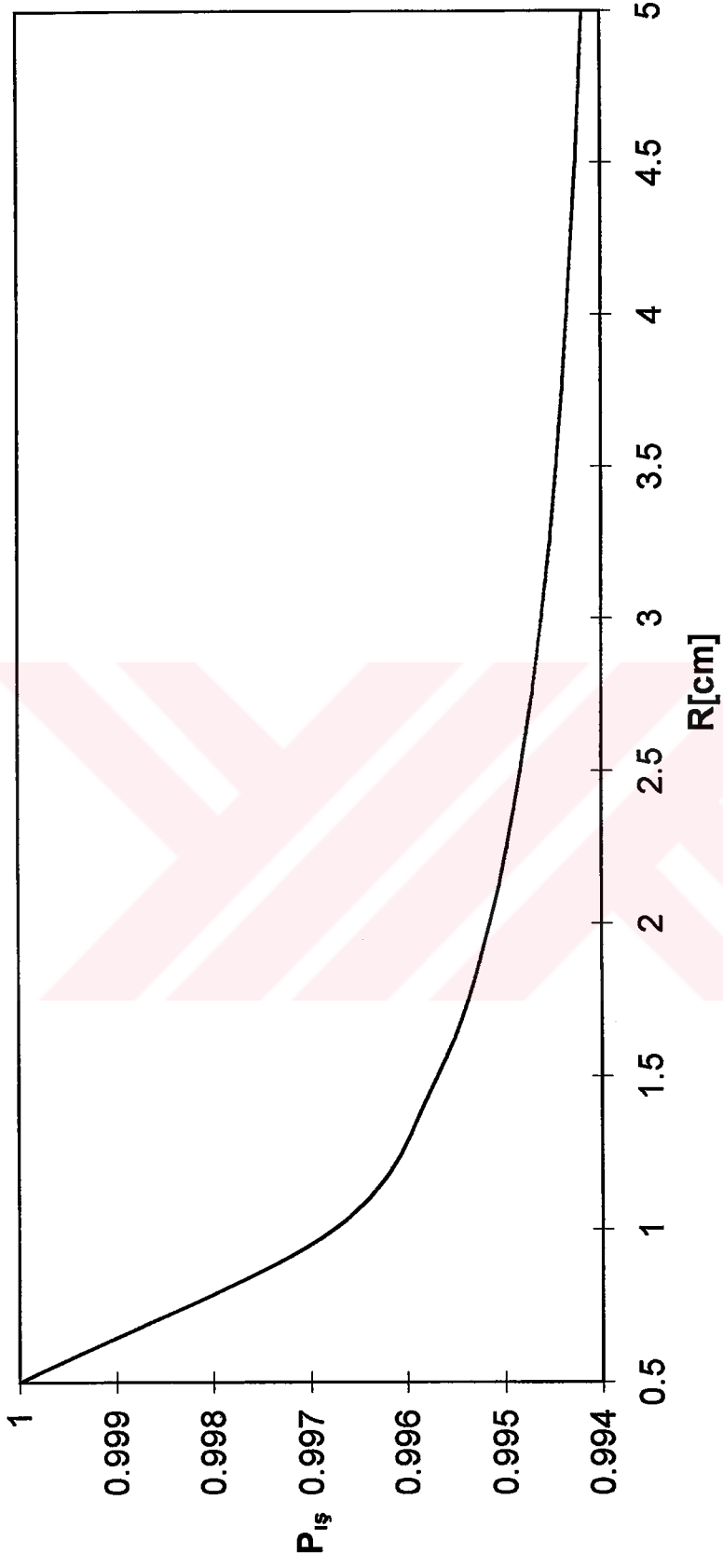
**Şekil-3.17** Dairesel olarak bükülmüş tek modlu optik fiberde bir döngüdeki ışıma gücünün ışın boyu  $(\lambda \beta L_{\lambda} / 2)$  na göre değişimi.



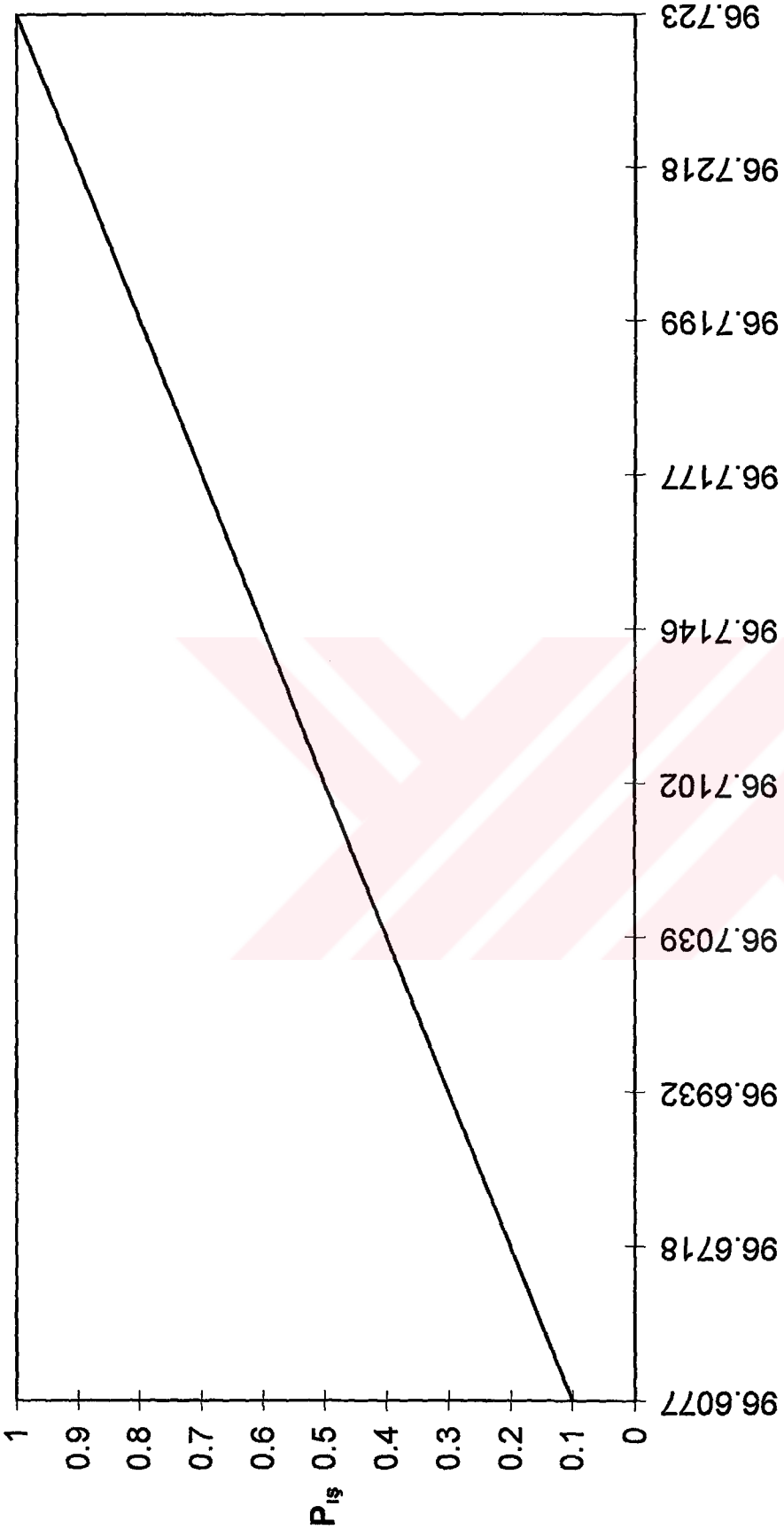
**Şekil-3.18** Dairesel olarak bükülmüş tek modlu optik fiberde bir döngüdeki ışınma gücünün eğrilik yarıçapına göre değişimi.



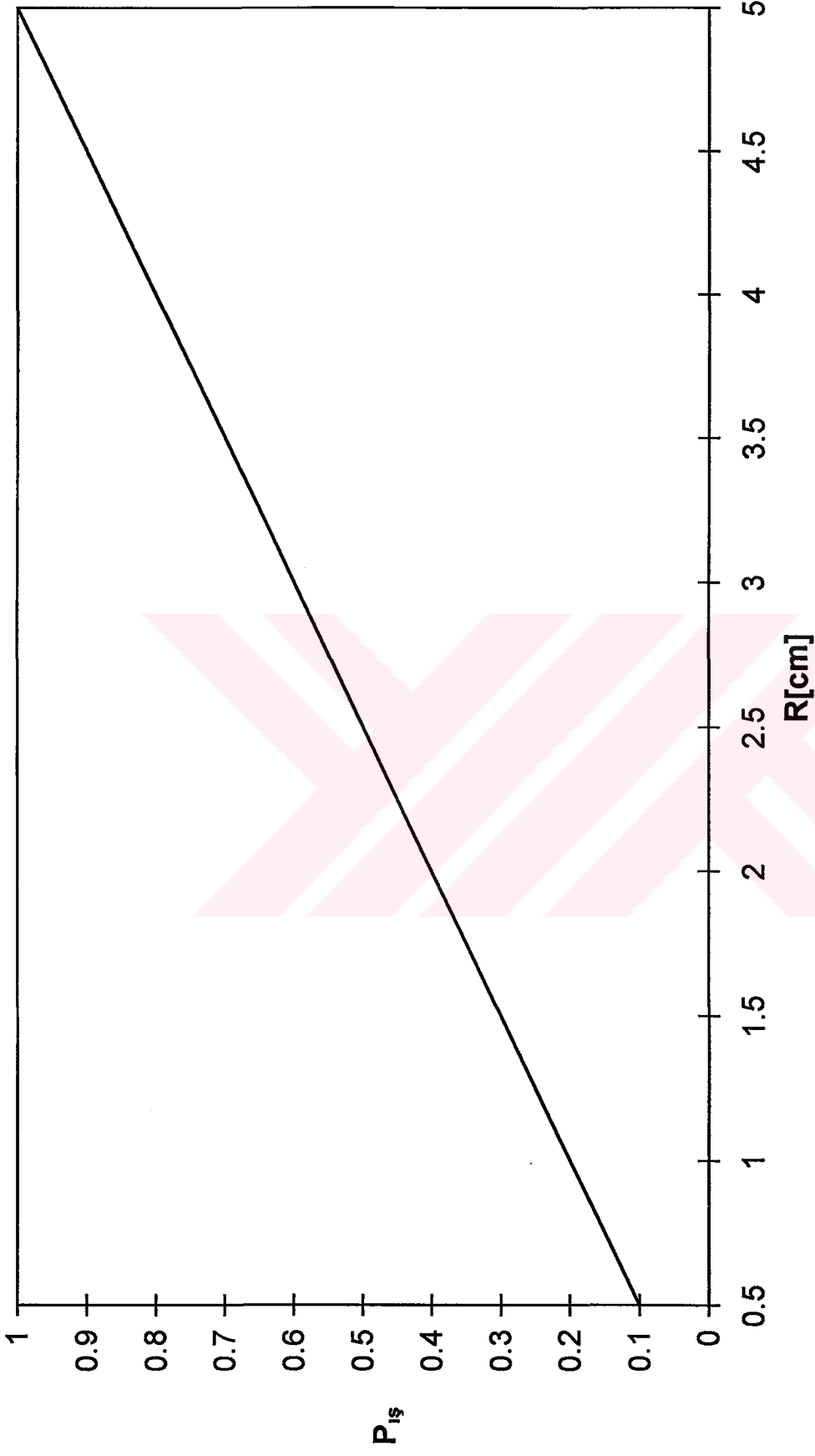
**Şekil-3.19** Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde birim uzunluktaki ışınma gücünün ışın boyu ( $\lambda \beta L_\lambda / 2$ ) na göre değişimi, ( $\phi_0 = \pi/6$ ).



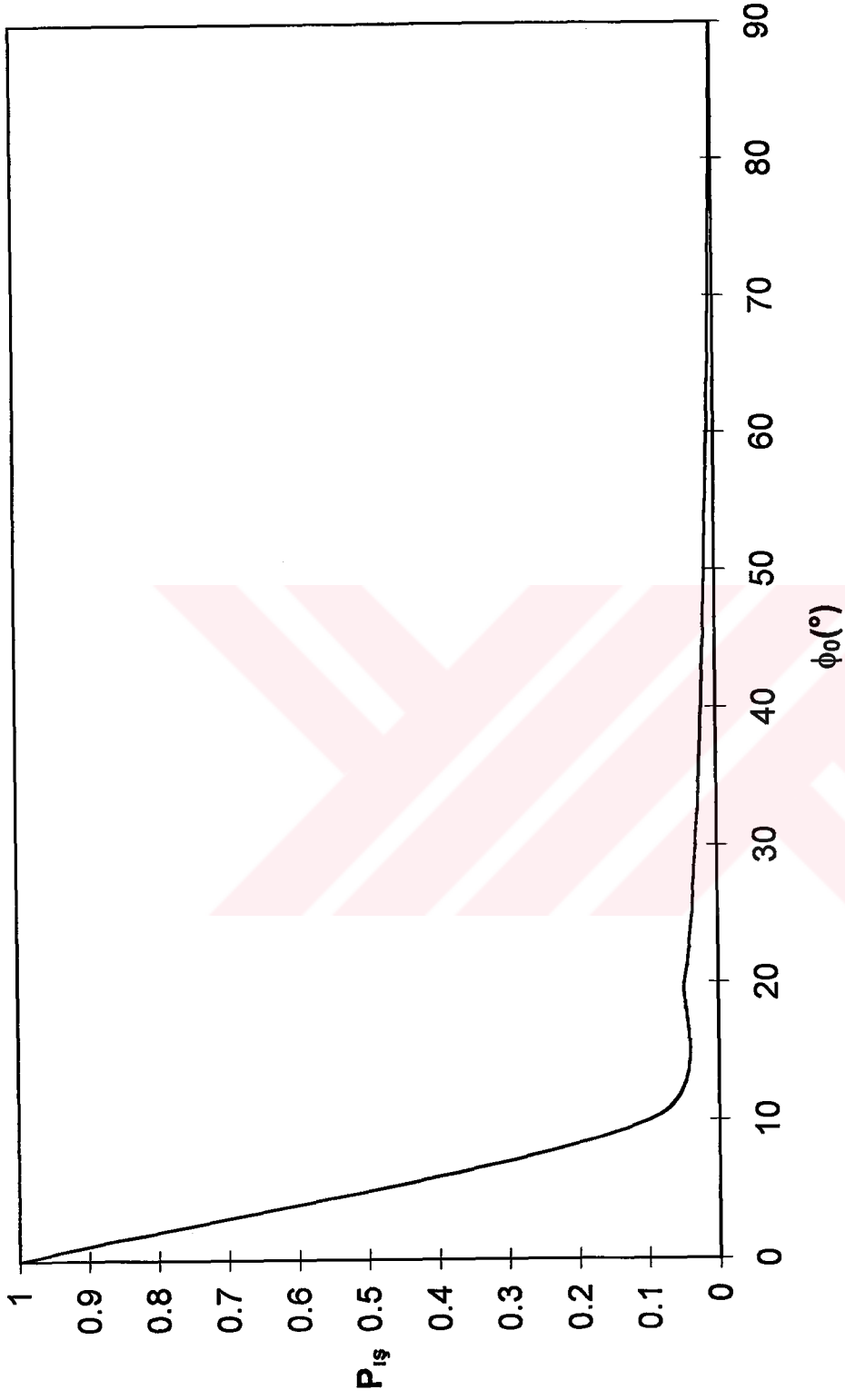
**Şekil-3.20** Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde birim uzunluktaki ışık gücünün eğrilik yarıçapına göre değişimi, ( $\phi_0 = \pi/6$ ).



**Şekil-3.21** Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde bir döngüdeki ışın gücünün ışın boyu ( $\lambda \beta L_\lambda / 2$ ) na göre değişimi, ( $\phi_0 = \pi/6$ ).

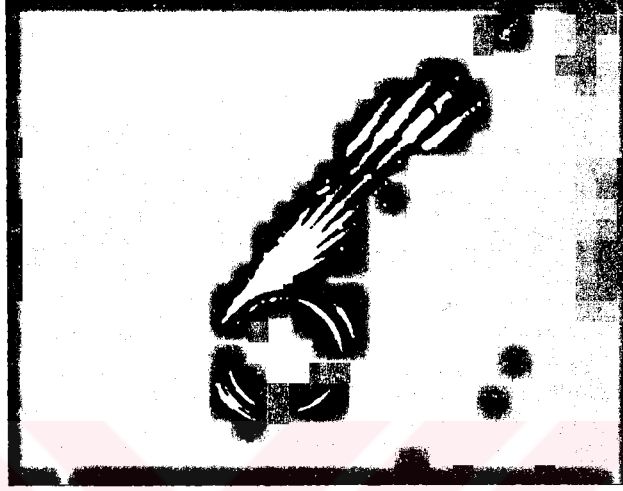


**Şekil-3.22** Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde bir döngüdeki ışınma gücünün eğrilik yarıçapına göre değişimi, ( $\phi_0 = \pi/6$ ).

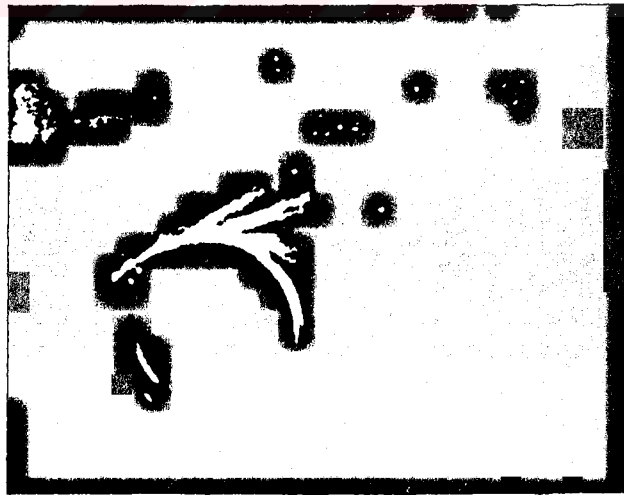


**Şekil-3.23** Dairesel olarak bükülmüş çok modlu optik fiberde ışınma gücünün ışının optik fiberde gelme açısına göre değişimi, ( $R_b=2.5$  cm).

Değişik eğrilik yarıçaplarına sahip olan bükülmüş optik fiberlerdeki ışımaların fotoğrafları, Şekil-3.24 ve Şekil-3.25'de yer almaktadır, (Gambling et al, 1976).



**Şekil-3.24** 633 nm.lik bir helyum-neon kaynakla uyarılan 12 mm eğrilik yarıçapına sahip tek modlu bir optik fiberin ışması.



**Şekil-3.25** 633 nm.lik bir helyum-neon kaynakla uyarılan 16.5 mm eğrilik yarıçapına sahip tek modlu bir optik fiberin ışması.



Bu bölümün sonucu olarak rahatlıkla ifade edilebilir ki, literatürde mevcut olmayan yürüyen dalgalı anten yaklaşımı, konuyu farklı bir açıdan değerlendirme olanağı kazandırmıştır. Elde edilen sonuçların, W.A. Gambling, A.H. Badar ve çalışma gruplarının makaleleri ile uyumlu olduğu görülmüştür, (Gambling et al, 1976; Badar et al, 1989, 1991,a, 1991,b).



## 4. PARALEL OPTİK DALGA KILAVUZLARINDA KARŞILIKLI ETKİLEŞİM ANALİZİ

Propagasyon yapan sistemlerdeki karşılıklı kuplajın incelenmesi, bir çok karmaşık problemin çözümünde ve bu tür problemlerin yer aldığı sistemlerin analizinde önemli kolaylıklar sağlar. Anahtarlama ve modülasyon devrelerindeki doğrultu kuplörleri, mikrodalga kuvvetlendiricileri, optik sensörler, filtreler, akustik dalgaların analizi, mekanik osilatörler ve kuple elektrik devreleri gibi bir çok alanda araştırmalara ışık tutan Kuple Mod Teorisi'ne göre, sistemdeki elemanlar veya bölümler birbirinden ayrılır ve önce her bir bölüm, ardından da orjinal kompleks kuple sistem, zayıf kuplaj altında analiz edilir.

Bu bölümde, zayıfça kılavuzlayan optik dalga kılavuzlarının, birbirlerine zayıfça kuple oldukları düşünülmüş, polarizasyondan bağımsız kabul edilen kılavuzların yaklaşık alan ifadelerinden yararlanılmıştır. Zayıf kuplaj analizinde, ters yönde ilerleyen modların göz ardı edilmesi, işlemlerde kolaylık sağlamıştır. İki optik fiberin karşılıklı etkileşiminin ele alındığı bu çalışma, ikiden fazla sayıdaki optik fiberin karşılıklı etkileşim mekanizması olarak genelleştirilebilir.

### 4.1 KUPLE MOD TEORİSİNİN TARİHSEL SÜRECİ

Elektromagnetizma problemlerinde "kuple mod" kavramı, 1950'li yıllarda gündeme gelmiştir. 1954'de J.R. Pierce, mikrodalga yürüyen dalgalı tüpleri ve S.E. Miller de dalga kılavuzlarındaki uygulamaları ile bu konudaki çalışmalara liderlik etmişlerdir, (Pierce, 1954; Miller, 1954, 1969). Kuplaj katsayılarını değerlendiren A. Yariv'den sonra W.H. Louisell, teoriyi parametrik kuvvetlendiriciler, frekans dönüştürücüler ve osilatörlere

uygulamıştır, (Yariv, 1958; Louisell, 1960). S.A. Schelkunoff, A.L. Jones, Y.S. Chen, A. Ishimaru ve E.A.J. Marcatili, mikrodalga kılavuzları ve periyodik yapılarda kuplaj analizi üzerinde çalışmışlardır, (Schelkunoff, 1955; Jones, 1965; Chen et al, 1966; Marcatili et al, 1969).

Kuple Mod Teorisi'nin optik dalga kılavuzlarına uygulanması, 1970'de R. Vanclooster ve P. Phariseau'nun literatürde çok önemli yere sahip olan çalışmaları ile başlamıştır, (Vanclooster et al, 1970,a, 1970,b, 1970,c). D. Marcuse, paralel optik fiberlerin karşılıklı etkileşme mekanizması üzerinde çalışmış, karşılıklı etkileşmenin modal analiz üzerindeki etkilerini irdeleyerek, kuple güç denklemleri konusunda literatüre katkıda bulunmuştur, (Marcuse, 1972,a, 1974, 1989). A.W Snyder ve çalışma grubu, Kuple Mod Teorisi'nin optik dalga kılavuzlarına uygulanması konusunda araştırma yapanlara referans olan çok değerli çalışmalar yapmışlardır, (Snyder et al, 1970,a, 1972,a, 1972,b, 1983; McIntyre et al, 1973, 1974; Love et al, 1985; Ankiewicz et al, 1986; Stevenson et al, 1987; Peng et al, 1990; Rowland et al, 1993).

Doğrultu kuplörlerinin öneminin kendisini göstermesiyle, özellikle 1970'den sonra ağırlık verilen bu konuda literatürde bir çok çalışma mevcuttur, (Kapany et al, 1972; Yariv, 1973,a, 1973,b; Wijngaard, 1973; Arnaud, 1974,a, 1974,b; Taylor et al, 1974; Marcatili, 1974; Cardama et al, 1975; Cherin et al, 1975; Personick, 1975; Kogelnik et al, 1976; Suematsu et al, 1977; Findakly et al, 1978; Rawson et al, 1979; Bergh et al, 1980; Lefevre, 1980; Koo et al, 1982; Batchman et al, 1982; Marom et al, 1984; Wood, 1985; Kawakami et al, 1986; Qian et al, 1986,a, 1986,b, 1986,c; Marcatili, 1986; Black et al, 1986; Chang et al, 1986; Seshadri, 1987; Johnstone et al, 1988; Probst et al, 1989; Pietzsch, 1989; Huang et al, 1989, 1990,a, 1990,b, 1990,c, 1991; Cheo, 1990; Feng et al, 1990; Sharma et al, 1990; Iztovich et al, 1990; Chen, 1991; Yu et al, 1992; Shi et al, 1993; Lessard et al, 1993; Yuen, 1994; Bhatnagar et al, 1994; Andreev et al, 1994; Yu et al, 1994; Panajotov, 1994; Ja, 1994; Antar et al, 1996; Spickermann et al, 1996; Lin et al, 1996; Ida et al, 1996; Deering et

al, 1997). A. Hardy ve W. Streifer, farklı çaplardaki optik fiberlerin kuplajını, H-S Teorisi adı altında analiz etmişler ve A.W. Snyder'in Kuple Mod Teorisi ile ilgili ana referansına yeni bir boyut getirmişlerdir, (Hardy et al, 1985, 1986,a, 1986,b; Streifer, 1987,a, 1987,b, 1988). Ancak, A.W. Snyder, zayıf kuplaj koşulunda klâsik Kuple Mod Teorisi'nin geçerliliğini göstermiştir, (Snyder et al, 1987, 1988). K. Yasumoto, kuple mod analizini pertürbasyon tekniği ile incelemiştir, (Yasumoto, 1994). H.A. Haus ve çalışma grubu, optik fiberlerde Kuple Mod Teorisi'nin uygulanması konusunda literatüre katkıda bulunmuşlardır, (Haus, 1987, 1991; Donnely et al, 1988; Huang, 1994).

## 4.2 KUPLE MOD TEORİSİ

Kuple Mod Teorisi, birbirlerine kuple olan elemanlardan oluşan sistemlerin analizinde yararlanılan ve yaklaşık sonuçları veren bir metottur. Bu bölümde, kuple sistemin sadece iki elemandan oluştuğu düşünölmüş, karmaşık ifadeler yerine daha rahat anlaşılabilen ifadeler irdelenmiştir. Zayıfça kuple optik dalga kılavuzlarının yaklaşık ifadeleri kullanılarak, problemin genelleştirilmesinde kolaylık sağlanmıştır.

Modlar arasındaki kuplaj mekanizması,

- a) Uzayda kuplaj
- b) Zaman domeninde kuplaj
- c) Frekans domeninde kuplaj

olmak üzere üç başlık altında incelenmiştir.

### 4.2.1 Modların Uzayda Kuplajı

Zamana göre değişimin  $\exp(j\omega t)$  olduğu optik dalga kılavuzunda (+z) yönünde iletilmekte olan  $\beta_1$  propagasyon sabitine sahip olan bir moda ilişkin  $a_1(z)$  genlik fonksiyonu,

$$a_1(z) = a_0 e^{-j\beta_1 z} \quad (4.1 a)$$

olarak ifade edilir. Burada,  $a_0$  katsayıdır.

İkinci bir optik dalga kılavuzunda yine (+z) yönünde iletilmekte olan  $\beta_2$  propagasyon sabitine sahip olan bir moda ilişkin  $a_2(z)$  genlik fonksiyonu,  $a_0$  katsayı olmak üzere,

$$a_2(z) = a_0 e^{-j\beta_2 z} \quad (4.1b)$$

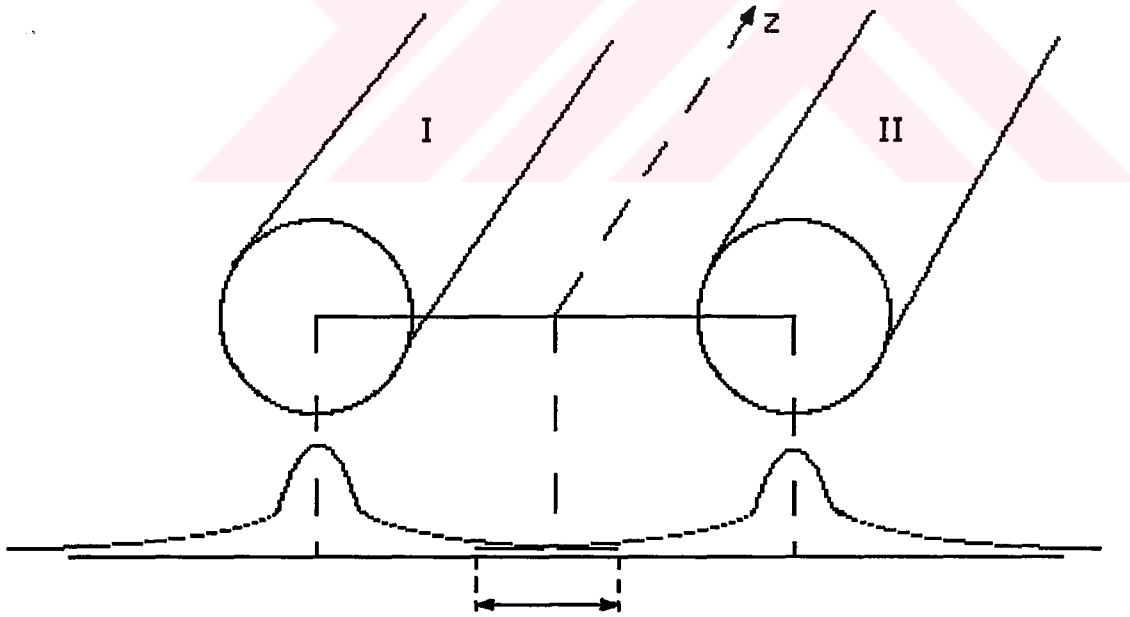
şeklinde yazılır. Kayıpsız durumda,  $\beta_1$  ve  $\beta_2$  reel büyüklüklendir. (4.1a) ve (4.1b) eşitliklerine göre,

$$\frac{da_1}{dz} = -j\beta_1 a_1 \quad (4.2a)$$

ve

$$\frac{da_2}{dz} = -j\beta_2 a_2 \quad (4.2b)$$

dir.



Optik fiberlerin alanlarının girişimde bulunduğu kuplaj bölgesi

**Şekil-4.1** Kuple optik fiberler.

Söz konusu iki optik fiberin yukarıda değerlendirilen modlara ilişkin alanları, Şekil-4.1'de olduğu gibi birbirlerini etkileyecek şekilde oldukları zaman, bir başka ifadeyle optik fiberler birbirlerine çok yakın oldukları zaman, optik fiberleri tek başlarına düşünerek elde edilmiş olan (4.2a) ve (4.2b) bağıntıları geçerliliklerini yitirecektir. İki ayrı optik fiberde iletilen modların birbirleriyle etkileşiminin genlik fonksiyonları yönünden, (4.2a) ve (4.2b) eşitlikleri yerine,

$$\frac{da_1}{dz} = -j\beta_1 a_1 + c_{12} a_2 \quad (4.3a)$$

ve

$$\frac{da_2}{dz} = -j\beta_2 a_2 + c_{21} a_1 \quad (4.3b)$$

kuple denklemler kullanılır. Burada,  $c_{12}$  birim uzunlukta II optik fiberinin I optik fiberine etkisini ifade eden kuplaj katsayısı,  $c_{21}$  ise, birim uzunlukta I optik fiberinin II optik fiberi üzerindeki etkisini gösteren kuplaj katsayısıdır.

Öz kuplaj katsayıları,

$$c_{11} = -j\beta_1 \quad (4.4a)$$

ve

$$c_{22} = -j\beta_2 \quad (4.4b)$$

dir. Zayıf kuplaj koşulunda,  $c_{12}$  ve  $c_{21}$ ,  $\beta_1$  ve  $\beta_2$ 'nin yanında çok küçüktür ve z'den bağımsızdır, (Marcuse, 1974). Bunun da ötesinde, özdeş optik fiberlerin karşılıklı etkileşmesinde,  $\beta_1 = \beta_2$  kabul edilebilir. Bu noktada belirtmekte yarar vardır ki, yukarıdaki değerlendirmelerde (+) ve (-) yönde iletilen modlarla ayırık ve sürekli modların kuplajı göz ardı edilmiştir.

İkiden fazla modun kuplajı için,

$$\frac{da_i}{dz} = -j\beta_i a_i + \sum_{i \neq k} c_{ik} a_k \quad (4.5)$$

formunda genelleştirilme yapılabilir.

Kayıpsız ortamda,

$$|a_1(z)|^2 = 1 - |a_2(z)|^2 \quad (4.6a)$$

ve

$$|a_2(z)|^2 = F_{12} \sin^2 \left[ \frac{|c_{12}|}{(F_{12})^{1/2}} z \right] \quad (4.6b)$$

dir. Burada,  $F_{12}$  transfer faktörü,

$$F_{12} = \frac{1}{1 + \left[ \frac{\beta_1 - \beta_2}{2|c_{12}|} \right]^2} \quad (4.7)$$

dir. Açıkça görüldüğü gibi, modlar arasındaki maksimum güç transferi, aynı propagasyon sabitine sahip olan modlar arasında gerçekleşir.  $|F_{12}| \ll 1$  durumunda ise, kuplaj etkisi çok küçüktür.

Kuple mod yaklaşımı altında, modlar arasındaki güç korunumuna göre,

$$\frac{dP}{dz} = 0 \quad (4.8a)$$

dir. Buradan,

$$\frac{d}{dz} \left[ |a_1(z)|^2 + |a_2(z)|^2 \right] = 2 \operatorname{Re} \left[ (c_{12} + c_{21}^*) a_1^* a_2 \right] \quad (4.8b)$$

olduğu görülür. Her iki modun grup hızları aynı doğrultuda ise,

$$c_{12} = -c_{21}^* \quad (4.9a)$$

dir. Farklı doğrultulardaki grup hızlarına sahip modlar için ise,

$$c_{12} = c_{21}^* \quad (4.9b)$$

dir.

#### 4.2.2 Modların Zaman Domeninde Kuplajı

Zamana göre değişimleri  $\exp(j\omega_1 t)$  ve  $\exp(j\omega_2 t)$  olan optik fiberlerde,  $a_1$  ve  $a_2$  modları için,

$$\frac{da_1}{dt} = j\omega_1 a_1 \quad (4.10a)$$

ve

$$\frac{da_2}{dt} = j\omega_2 a_2 \quad (4.10b)$$

dir.

Zaman domeninde  $a_1$  modunun faz kayması  $\omega_1 dt$ ,  $a_2$  modunun faz kayması ise  $\omega_2 dt$  olmak üzere, kuplaj koşulunda,  $a_2$  modunun enerjisinin bir kısmı  $a_1$  moduna kuple olurken,  $a_1$  modunun enerjisinin bir kısmı da  $a_2$  moduna kuple olur. Kayıpsız ortamda zayıf kuplaj koşulunda, (4.10a) ve (4.10b) eşitlikleri,

$$\frac{da_1}{dt} = j\omega_1 a_1 + c_{12} a_2 \quad (4.11a)$$

ve

$$\frac{da_2}{dt} = j\omega_2 a_2 + c_{21} a_1 \quad (4.11b)$$

olarak yazılır. Burada,  $c_{12}$  birim zamanda  $a_2$  ve  $a_1$  modları arasındaki kuplaj katsayısı,  $c_{21}$  birim zamanda  $a_1$  ve  $a_2$  modları arasındaki kuplaj katsayısıdır.



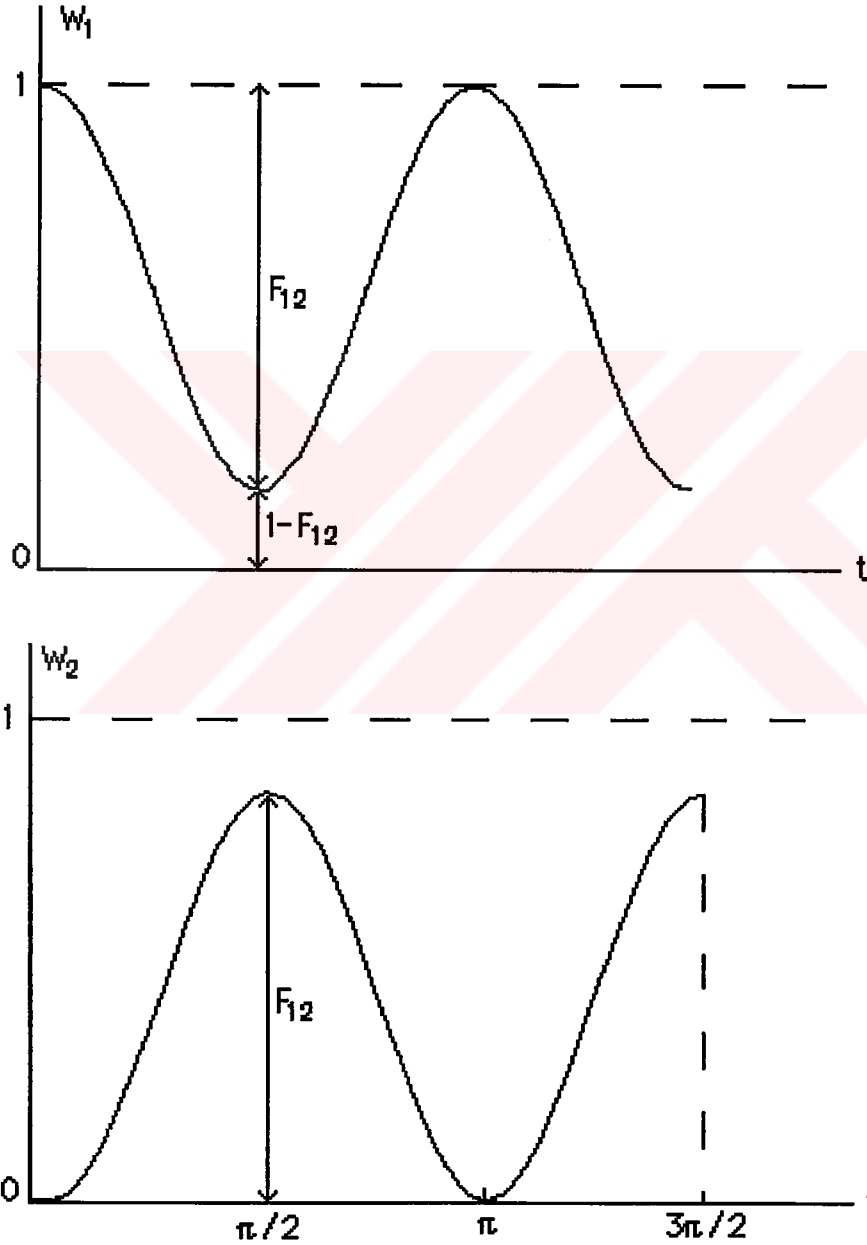
Öz koplaj katsayıları,

$$c_{11} = j\omega_1 \quad (4.12a)$$

ve

$$c_{22} = j\omega_2 \quad (4.12b)$$

dir ve  $c_{12}, c_{21} \ll \omega_1, \omega_2$ 'dir.



**Şekil-4.2**  $a_1$  ve  $a_2$  modlarının enerji-zaman grafikleri.

(4.6a), (4.6b) ve (4.7) eşitlikleri göz önüne alındığında, maksimum kuplajın,  $\omega_1 = \omega_2$  koşulunda gerçekleştiği görülür. Modların enerjilerinin zamana göre değişimleri, Şekil-4.2'de yer almaktadır.

İkiden fazla modun kuplajı,

$$\frac{da_i}{dt} = j\omega_i a_i + \sum_{i \neq k} c_{ik} a_k \quad (4.13)$$

olarak yazılabilir.

İncelemelerde, modların fazları arasındaki ilişki hakkında bir ön koşul söz konusu değildir. Optik fiberlerin özelliklerine bakılmaksızın, enerji korunumuna göre,

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt} [ |a_1(t)|^2 + |a_2(t)|^2 ] = 0 \quad (4.14)$$

dir. Bu durumda, kuplaj katsayıları arasında

$$c_{12} = -c_{21}^* \quad (4.15)$$

bağıntısı mevcuttur.

### 4.2.3 Modların Frekans Domeninde Kuplajı

Zamana göre değişimin  $\exp(j\omega t)$  olduğu optik fiberlerde,  $a_1$  ve  $a_2$  modlarının  $t=t_1$  ve  $t=t_2$  anlarındaki değişim,

$$\frac{da_1}{d\omega} = jt_1 a_1 \quad (4.16a)$$

ve

$$\frac{da_2}{d\omega} = jt_2 a_2 \quad (4.16b)$$

dir. Frekans domeninde  $a_2$  modunun enerjisinin bir kısmı  $a_1$  moduna,  $a_1$  modunun enerjisinin bir kısmı da  $a_2$  moduna transfer olur.

Kayıpsız durumda, zayıf kuplaj koşulunda, (4.16a) ve (4.16b) eşitlikleri,

$$\frac{da_1}{d\omega} = jt_1 a_1 + c_{12} a_2 \quad (4.17a)$$

ve

$$\frac{da_2}{d\omega} = jt_2 a_2 + c_{21} a_1 \quad (4.17b)$$

olarak yazılır. Burada,  $c_{12}$ , inceleme frekansında  $a_2$  ve  $a_1$  modları arasındaki kuplaj katsayısı,  $c_{21}$  ise, inceleme frekansında  $a_1$  ve  $a_2$  modları arasındaki kuplaj katsayısıdır. Öz kuplaj katsayıları,

$$c_{11} = jt_1 \quad (4.18a)$$

ve

$$c_{22} = jt_2 \quad (4.18b)$$

dir. Kuplaj katsayıları arasında

$$c_{12} = -c_{21}^* \quad (4.19)$$

ilişkisi vardır.

İkiden fazla modun kuplajı için,

$$\frac{da_i}{d\omega} = jt_i a_i + \sum_{i \neq k} c_{ik} a_k \quad (4.20)$$

yazılır.

### 4.3 PASİF VE AKTİF MOD KUPLAJI

Optik fiberler arasındaki güç aktarımını sağlamak amacıyla kullanılan optik doğrultu kuplörleri, modların faz ve grup hızlarının yönlerine bağlı olarak,

- a) Aynı yönlü optik doğrultu kuplörleri
- b) Ters yönlü optik doğrultu kuplörleri

olarak iki grupta incelenir.

Aynı yönlü optik doğrultu kuplöründe, kuple modların her ikisinin de faz ve grup hızları (+z) doğrultusundadır, (Yariv, 1973,a; Haus et al, 1991; Huang, 1994). Propagasyon sabitleri saf imajinerdir ve çözümlerde, eksponansiyel olarak artma veya azalma söz konusu değildir; modlar birbirlerine pasif olarak kupledir.

Optik fiberlerin karşılıklı etkileşiminden önce,  $\beta_1$  ve  $\beta_2$ 'nin aynı olması koşulu, senkron durumunu, farklı olması koşulu ise asenkron durumunu açıklar.

Ters yönlü optik doğrultu kuplöründe ise, kuple modların faz hızları aynı doğrultuda olduğu halde, grup hızları ters doğrultudadır. Propagasyon sabitleri kompleks büyüklükler olup, aynı faz hızıyla arttıkları veya azaldıkları için, modlar birbirlerine aktif olarak kupledir.

Görüldüğü gibi, kuplaj incelemelerinde zayıf kuplaj koşulu, işlemlerde rahatlık sağlamıştır. Takdir edileceği gibi, birbirlerine zayıfça kuple olmayan optik fiberlerin analizi daha kompleks olacaktır.

#### 4.4 OPTİK DALGA KILAVUZLARINDA KUPLAJ ANALİZİ

Dalga kılavuzları arasındaki güç transferi,

a) Kırılma indisi dağılımlarındaki değişimler, çekirdek bölgesi ile kılıf bölgesi arayüzündeki düzgün olmayan sınır özellikleri ve bükülme gibi kılavuzların geometrilerindeki bozukluklar,

b) Dalga kılavuzlarının yapılarında düzensizlik olmasa dahi evanescent alanların karşılıklı etkileşimleri nedeniyle gerçekleşir, (Bracey et al, 1959; Kapany et al, 1972; Felsen, 1976,a; Clarke et al, 1980; Jacobsen, 1980, 1981, 1982; Einziger et al, 1982; Peng et al, 1991).

Kuple Mod Teorisi, kılavuzlardan birisindeki modun propagasyon sabitinin, diğer kılavuzdaki modun etkisiyle nasıl

değişeceğini ortaya koyar. 4.2 Bölümünde incelenen kuple mod denklemleri, pertürbasyonlu optik fiberlerin alanlarının modal açılımlarının Maxwell denklemlerinde yerlerine yazılmasıyla elde edilmiştir. Bu denklem seti, Maxwell denklemlerinin yeniden düzenlenmiş halidir. Analitik çözümlerde getireceği zorluklar, analiz için bir dezavantaj gibi görülse bile, iki modun analizi, basit pertürbasyon çözümleriyle mümkündür.

Bu bölümde, Kuple Mod Teorisi ışığında kuplaj analizi yapılmıştır. Sınır koşulları, Maxwell denklemlerinden yararlanılarak yazıldığına göre, incelenen denklemlerin çözümleri, dielektrik süreksizliklerde sınır koşullarını sağlayacaktır. Burada, konu, saçılma mekanizmasının ortaya konulduğu bir kanonik problem olarak değil, bir modal analiz problemi olarak ele alınmıştır. Ayrık ve sürekli modların kuplajı ile ters yönde ilerleyen modların kuplajı göz ardı edilmiş, (+) yönde ilerleyen iki modun kuplajı değerlendirilmiştir.

#### 4.4.1 Propagasyon Sabitindeki Değişim

Kuple dalga kılavuzlarının genel özellikleri, kuple mod denklemleri yardımıyla bulunabilir. Aynı propagasyon sabitine sahip olan modlar için kuple mod denklemleri, (4.3a) ve (4.3b) denklemlerine göre,

$$\frac{da_1}{dz} = -j\beta a_1 + c_{12}a_2 \quad (4.21a)$$

ve

$$\frac{da_2}{dz} = -j\beta a_2 + c_{21}a_1 \quad (4.21b)$$

olarak yazılır. Buradan,

$$a_1 = M_1 e^{[(c_{12} c_{21})^{1/2} - j\beta]z} + M_2 e^{[-(c_{12} c_{21})^{1/2} - j\beta]z} \quad (4.22a)$$

ve

$$a_2 = M_1 \left[ \frac{c_{21}}{c_{12}} \right]^{1/2} e^{[(c_{12} c_{21})^{1/2} - j\beta] z} - M_2 \left[ \frac{c_{21}}{c_{12}} \right]^{1/2} e^{[-(c_{12} c_{21})^{1/2} - j\beta] z} \quad (4.22b)$$

bulunur. Burada,  $z = 0$  için,  $M_1$  ve  $M_2$  katsayıları,

$$M_1 = \frac{1}{2} \left[ a_1(0) + \left[ \frac{c_{12}}{c_{21}} \right]^{1/2} a_2(0) \right] \quad (4.23a)$$

ve

$$M_2 = \frac{1}{2} \left[ a_1(0) - \left[ \frac{c_{12}}{c_{21}} \right]^{1/2} a_2(0) \right] \quad (4.23b)$$

dir. Bu durumda, kuplaj nedeniyle propagasyon sabitinde meydana gelen değişim,

$$\Delta\beta = j (c_{12} c_{21})^{1/2} \quad (4.24)$$

olmak üzere, (4.22a) ve (4.22b) eşitlikleri,

$$a_1(z) = \frac{1}{2} \left\{ a_1(0) [e^{-j\Delta\beta z} + e^{j\Delta\beta z}] + \left[ \frac{c_{12}}{c_{21}} \right]^{1/2} a_2(0) [e^{-j\Delta\beta z} - e^{j\Delta\beta z}] \right\} e^{-j\beta z} \quad (4.25a)$$

ve

$$a_2(z) = \frac{1}{2} \left\{ a_2(0) [e^{-j\Delta\beta z} + e^{j\Delta\beta z}] + \left[ \frac{c_{21}}{c_{12}} \right]^{1/2} a_1(0) [e^{-j\Delta\beta z} - e^{j\Delta\beta z}] \right\} e^{-j\beta z} \quad (4.25b)$$

şeklinde yazılır. Kuplaj iki modun yeni propagasyon sabitlerindeki değişim  $\Delta\beta$  ile belirlenir.

Bu koşullarda, iki özel durum düşünülebilir :

1) Kılavuzların her ikisi de kayıpsız ise,  $\Delta\beta$  reeldir. (4.25a) ve (4.25b) eşitliklerinden yazılan güç korunumuna göre,  $a_2(0)=0$  durumu için, birinci kılavuzdaki gücün,

$$z = \frac{\pi}{2 \Delta\beta} \quad (4.26)$$

uzaklığında ikinci kılavuza aktarılacağı sonucuna varılır.

2) Kılavuzlar kayıplı ise,  $\Delta\beta$  kompleks bir değer alır; bu da ek bir kayıp getirir, (Yuen, 1994).

#### 4.4.2 Kuplaj Katsayıları

Bu bölümde ele alınan paralel, zayıfça kılavuzlayan, kayıpsız ve yutucu olmayan optik dalga kılavuzlarında, pertürbasyon olsa dahi kırılma indislerinin değişmediği kabul edilmiştir.

Pertürbasyonlu kuple kılavuzlarda alan ifadeleri,

$$\mathbf{E} = a \mathbf{E}_1 + b \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_0 \quad (4.27)$$

ve

$$\mathbf{H} = a \mathbf{H}_1 + b \mathbf{H}_2 + \mathbf{H}_0 \quad (4.28)$$

dır. Burada,  $a$  ve  $b$ , pertürbasyon teorisi yardımıyla bulunabilen katsayılar,  $\mathbf{E}_0$  ve  $\mathbf{H}_0$  ise pertürbasyon terimleridir, (Snyder et al, 1983; Huang, 1989). Kılavuzun kesiti üzerinde yapılan incelemede, ikinci dereceden küçük terimler göz ardı edilirse, aynı modların iletiildiği kuple özdeş kılavuzlarda, modların propagasyon sabitlerinde görülen değişim, Maxwell denklemleri uyarınca,

$$\Delta\beta = \pm \frac{\omega \epsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n_{II}^2 - n_3^2) \mathbf{E}_2^* \cdot \mathbf{E}_1 dx dy \quad (4.29)$$

olarak bulunur. Burada,  $P$  modların gücü,  $n_{II}$  ikinci kılavuz bölgesinin kırılma indisi,  $n_3$  ise, kılavuzları saran ortamın kırılma indisi.

(4.24) ve (4.29) eşitliklerine göre, z'den bağımsız olan kuplaj katsayıları,

$$|c_{12}| = \frac{\omega \epsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n_1^2 - n_3^2) \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 \, dx \, dy \quad (4.30)$$

ve

$$|c_{21}| = \frac{\omega \epsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n_{II}^2 - n_3^2) \mathbf{E}_2^* \cdot \mathbf{E}_1 \, dx \, dy \quad (4.31)$$

dir. Burada,  $n_1$  birinci kılavuz bölgesinin kırılma indisidir.

Görüldüğü gibi, propagasyon sabitinin değişimi ve kuplaj katsayıları basit formlarda ifade edilmiştir. Çalışmanın bu aşamasında belirtmekte yarar vardır ki, pertürbasyon teorisi, gerek düzlemsel yapıdaki katmanlı, gerekse silindirik yapıdaki optik dalga kılavuzlarının karşılıklı etkileşme analizinde rahatlıkla kullanılabilir.

## 4.5 KUPLE DÜZLEMSEL YAPIDAKİ KATMANLI VE PARALEL OPTİK DALGA KILAVUZLARI

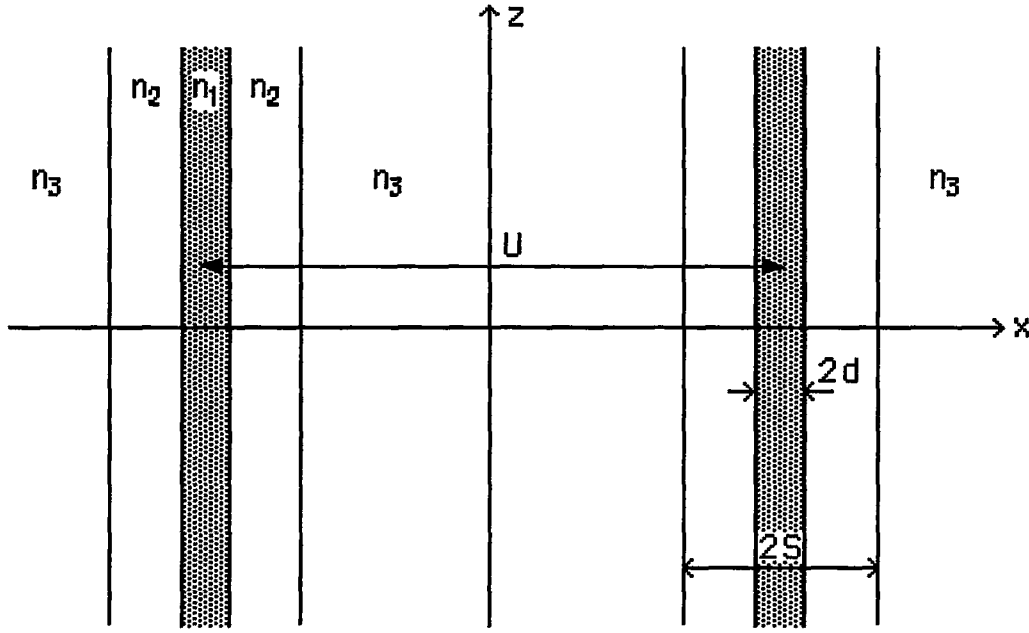
Bu bölümde, kılıflı ve kılıfsız olmak üzere, kuple düzlemsel yapıdaki katmanlı ve çok modlu optik dalga kılavuzları irdelenmiş ve kayıp analizi yapılmıştır.

### 4.5.1 Kuple Kılıflı Optik Dalga Kılavuzları

#### 4.5.1.1 Propagasyon Sabitindeki Değişim

Şekil-4.3'de görülen kılıflı optik dalga kılavuzlarında kuplaj analizi, TE ve TM modları için yapılmıştır.





**Şekil-4.3** Kuple kılıflı ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzları.

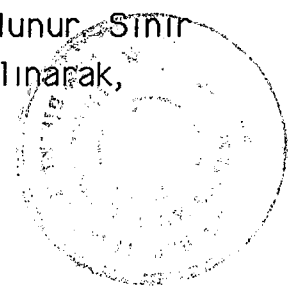
2.2 Bölümü göz önüne alınarak, Şekil-4.4'deki kılavuzda, TE çift ve TE tek modları için,

$$E_y = \begin{cases} A \begin{Bmatrix} \cos(\kappa x) \\ \sin(\kappa x) \end{Bmatrix} & 0 \leq x \leq d \\ B e^{\gamma x} + C e^{-\gamma x} & d \leq x \leq S \\ F e^{-\rho x} & S \leq x < \infty \end{cases} \quad (4.32)$$

dur. Burada, A, A<sub>ç</sub> ve A<sub>t</sub>'yi temsil eder;  $\kappa$  ve  $\gamma$ , (2.17a) ve (2.17b)'de verilen çekirdek ve kılıf bölgelerinin özdeğerleridir. Dış ortamın özdeğeri  $\rho$  ise,  $n_3$  ortamın kırılma indisi olmak üzere,

$$\rho = (\beta^2 - n_3^2 k_0^2)^{1/2} \quad (4.33)$$

dir. Diğer alan bileşenleri Maxwell denklemlerinden bulunur. SINIR koşullarına göre, (2.50) ve (2.55) eşitlikleri de dikkate alınarak,

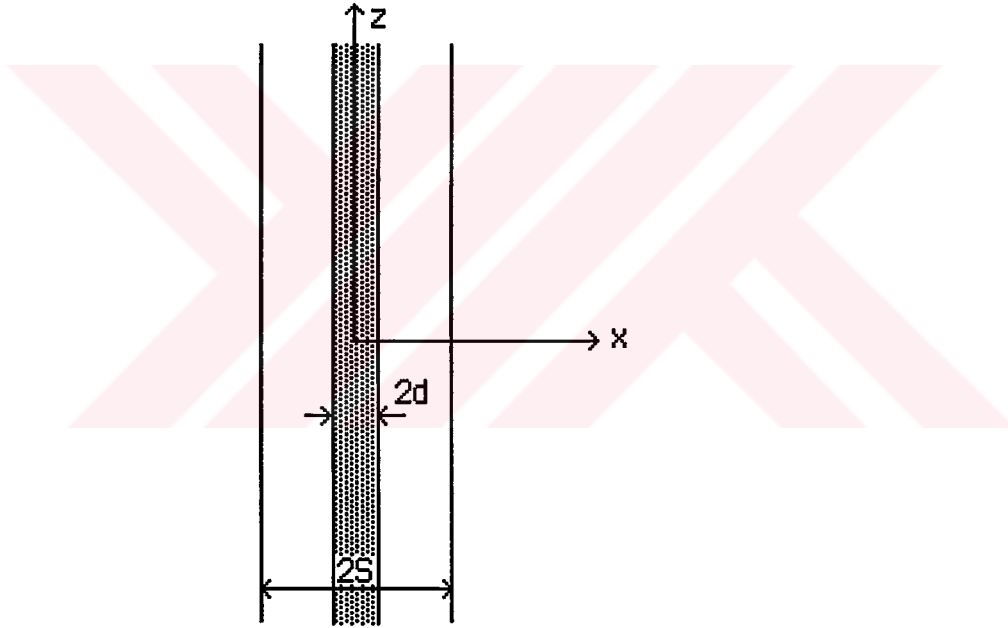


$$B = \frac{A}{2} \frac{\kappa}{(\kappa^2 + \gamma^2)^{1/2}} \frac{\gamma - \rho}{\gamma + \rho} e^{-\gamma d} e^{-2\gamma(S-d)} \quad (4.34)$$

$$C = A e^{\gamma d} \begin{cases} \cos(\kappa d) \\ \sin(\kappa d) \end{cases} \quad (4.35)$$

$$F = \frac{2 \kappa \gamma A}{(\gamma + \rho) (\kappa^2 + \gamma^2)^{1/2}} e^{\rho S} e^{-\gamma(S-d)} \quad (4.36)$$

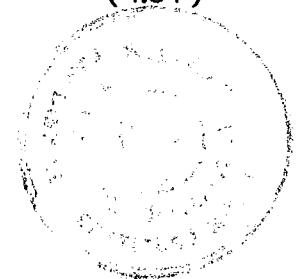
bulunur. Kılıf bölgesinin kalınlığı arttıkça, B katsayısı, sıfıra yakınsar.



**Şekil-4.4** Kılıflı ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzu.

Kılavuzlanmış modların propagasyon sabitindeki değişim, (4.29), (4.32) ve (4.36) eşitlikleri yardımıyla,  $\beta_1 = \beta_2$  koşulunda,

$$|\Delta\beta| = \frac{4 \kappa^2 \gamma^3 \rho}{\beta (1 + \gamma d) (\gamma + \rho)^2 (\kappa^2 + \gamma^2)^{1/2}} e^{-2\gamma(S-d)} e^{-\rho(U-2S)} \quad (4.37)$$



dir. Burada,  $U$ , kılavuzların merkezleri arasındaki uzaklıktır.

Özdeş olmayan optik fiberlerde, birinci optik fiberdeki  $\beta_1$  propagasyon sabitli mod ile ikinci optik fiberdeki  $\beta_2$  propagasyon sabitli modun kuplajında, (4.29) eşitliği,

$$|\Delta\beta| = 2 \kappa_0^2 (n_2^2 - n_3^2) \frac{\kappa_1 \kappa_2 \gamma_1^{3/2} \gamma_2^{3/2}}{[\beta_1 \beta_2 (1 + \gamma_1 d_1) (1 + \gamma_2 d_2)]^{1/2} (\gamma_1 + \rho_1) (\gamma_2 + \rho_2)}$$

$$\frac{1}{[(\kappa_1^2 + \gamma_1^2) (\kappa_2^2 + \gamma_2^2)]^{1/2}} e^{\rho_1 S_1 + \rho_2 S_2} e^{-[\gamma_1(S_1 - d_1) + \gamma_2(S_2 - d_2)]} e^{\frac{-(\rho_1 + \rho_2)U}{2}}$$
(4.38)

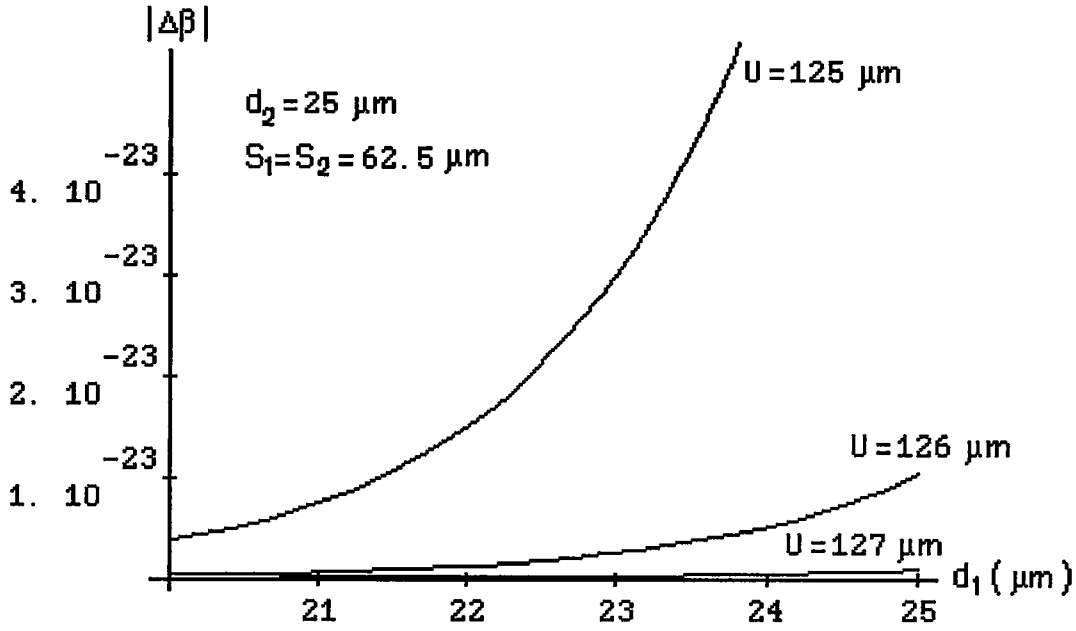
olur. Burada,  $d$ ,  $S$ ,  $\kappa$ ,  $\gamma$  ve  $\rho$ 'daki "1" alt indisi, birinci optik fiber, "2" alt indisi ise, ikinci optik fibere ait olan bilgileri ifade eder.

Bu çalışmada,  $v$  azimutal mod sayısı olmak üzere,

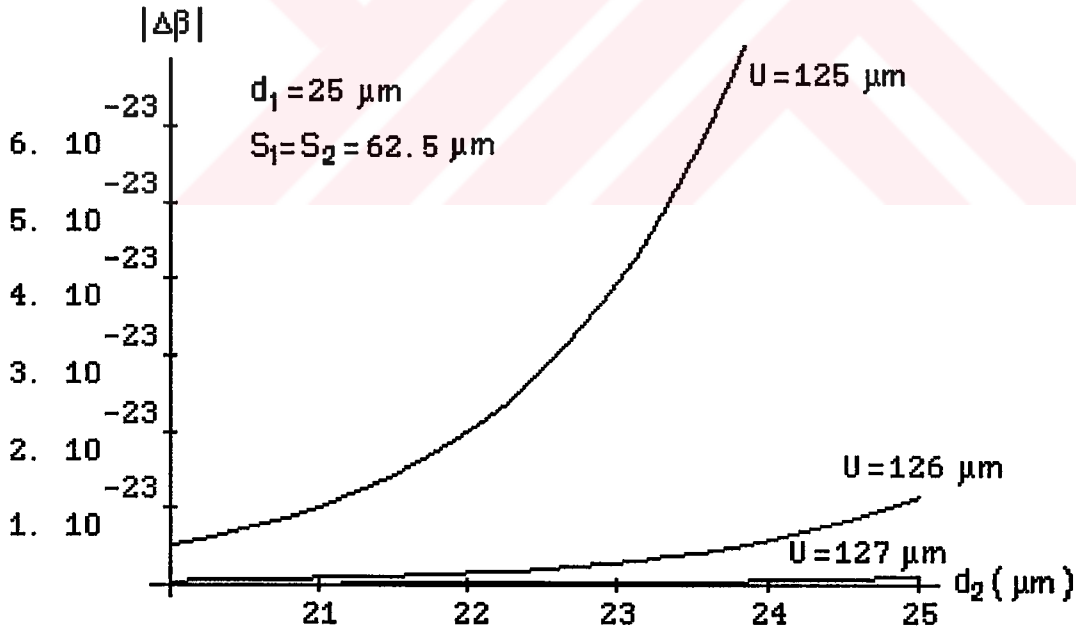
$$(\kappa d)_c = V_c = v \frac{\pi}{2}, \quad v = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.39)$$

ifadesi (Marcuse, 1972,b) ve (4.38) eşitliği referans alınmış ve  $f=200$  THz için kuplaj analizi yapılmıştır. Sayısal açıklığı 0.172 olan çok modlu optik fiberlerin kılavuzlanmış modlarında, propagasyon sabitindeki kuplajdan kaynaklanan değişimin, fiberlerin çekirdek bölgelerinin yarıçapları  $d_1$  ve  $d_2$ 'ye göre değişimleri, Şekil-4.5 ve Şekil-4.6'da yer almaktadır. Analizde, birinci optik fiberde,  $v=1$ ; ikinci optik fiberde ise,  $v=2$ 'ye karşı gelen modlar ele alınmıştır. Bu nedenle, simetrik bir sistem üzerinde çalışılmasına karşın, grafiklerde farklılık gözlenmektedir.

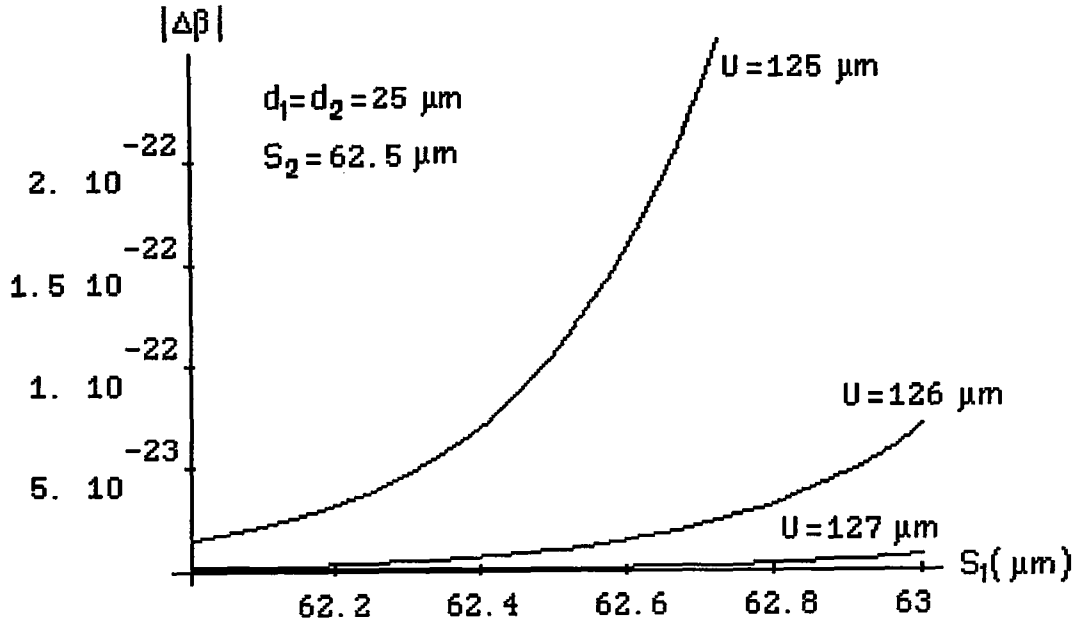
Modal propagasyon sabitindeki değişimin, fiberlerin kılıf bölgelerinin yarıçapları  $S_1$  ve  $S_2$ 'ye göre değişimlerinin bulunduğu Şekil-4.7 ve Şekil-4.8'de görüldüğü gibi, çekirdek bölgeleri yarıçapları, her iki durum için de özdeş olduğundan, grafikler aynı formdadır.



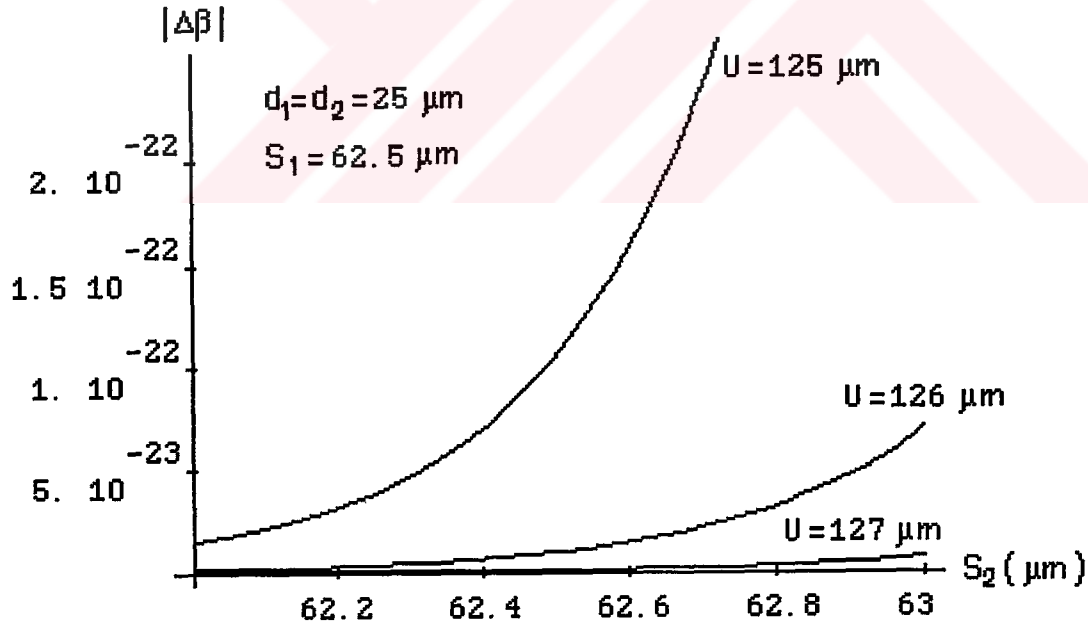
**Şekil-4.5** Kuplu kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin çekirdek bölgesi yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-4.6** Kuplu kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin çekirdek bölgesi yarıçapına göre değişimi.

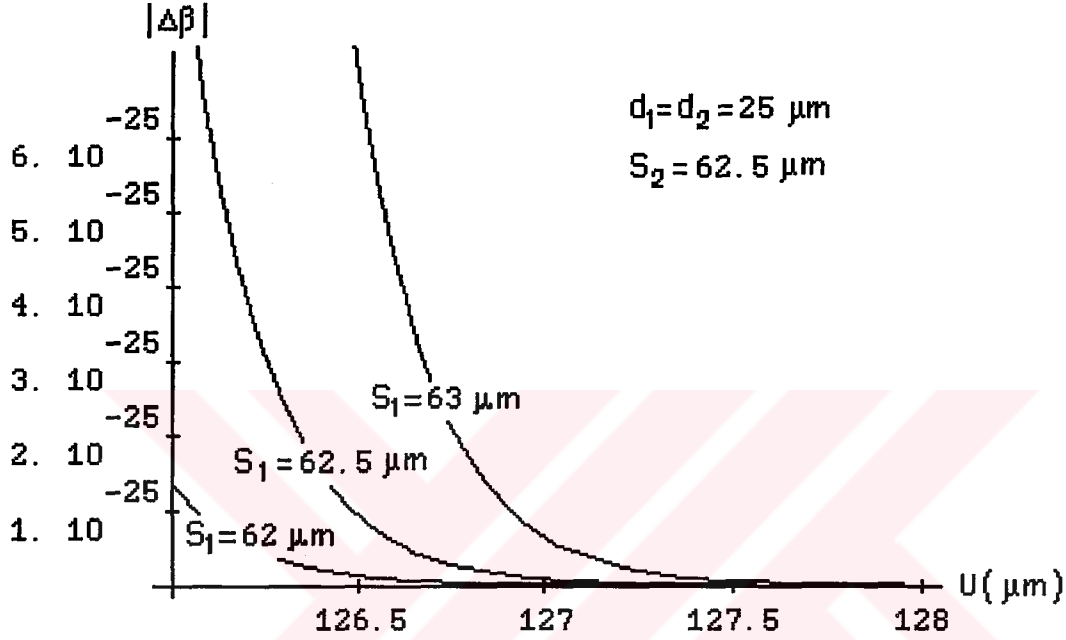


**Şekil-4.7** Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin kılıf bölgesi yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-4.8** Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin kılıf bölgesi yarıçapına göre değişimi

Modal propagasyon sabitindeki değişimin, optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklık  $U$  ile değişimi, Şekil-4.9'da verilmiştir. Analizde, (4.7) eşitliğini destekler tarzda, aynı faz hızlarına sahip olan modlar arasındaki kuplajın, diğer modlar arasındaki kuplajdan daha fazla olduğu görülmüştür, (Canbay ve Ünverdi, 1993, 1995).



**Şekil-4.9** Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklık ile değişimi.

Şekil-4.4'deki kılavuzda TM çift ve TM tek modları için,

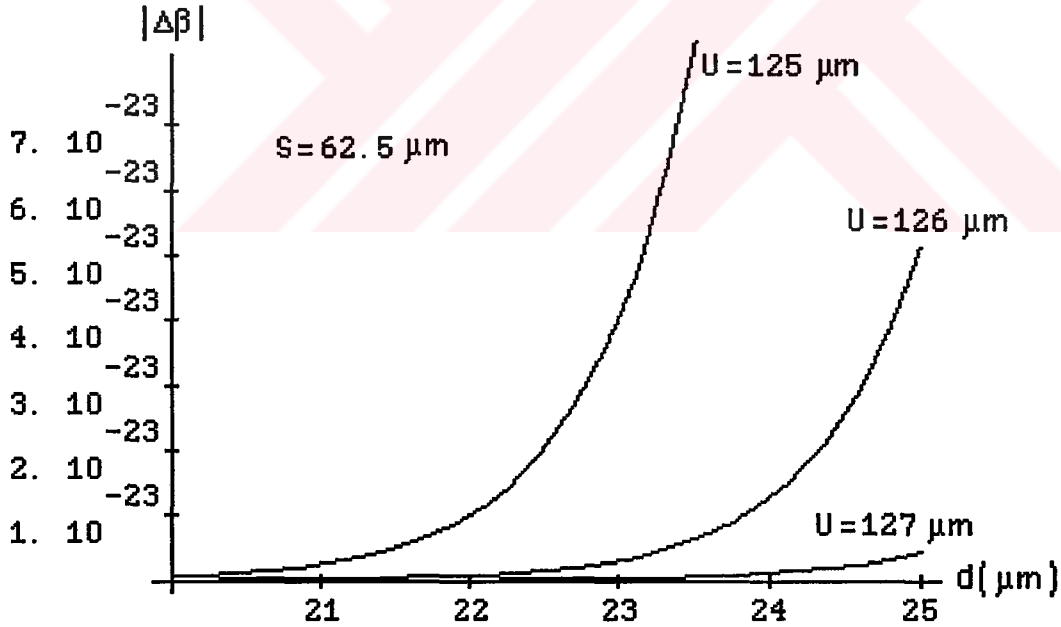
$$H_y = \begin{cases} A_1 \begin{Bmatrix} \cos(\kappa x) \\ \sin(\kappa x) \end{Bmatrix} & 0 \leq x \leq d \\ B_1 e^{\gamma x} + C_1 e^{-\gamma x} & d \leq x \leq S \\ F_1 e^{-\rho x} & S \leq x < \infty \end{cases} \quad (4.40)$$

dur. TE modları için yukarıda açıklanan metot yardımıyla, TM modlarındaki kılavuzlanmış modların propagasyon sabitindeki değişim, aynı propagasyon sabitine sahip olan modlar için,

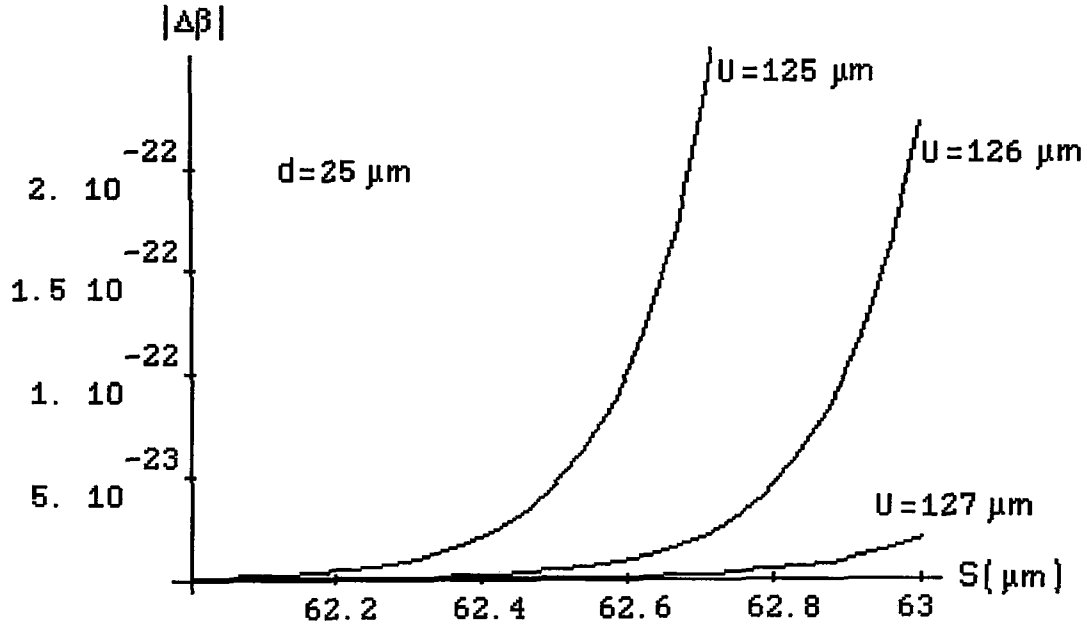
$$|\Delta\beta| = \frac{n_1^2 n_2^2 \kappa^2 \gamma^2 [2 e^{(\gamma-\rho)(S-d)} - 1] e^{-2\gamma(S-d)} e^{-\rho(U-2S)}}{\beta [(n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2) \gamma d + n_1^2 n_2^2 (\kappa^2 + \gamma^2)]} \quad (4.41)$$

olarak ifade edilir. Birinci optik fiberde,  $\nu=1$ ; ikinci optik fiberde ise,  $\nu=2$ 'ye karşı gelen modların kuplajında,  $|\Delta\beta|$ 'nin  $d$ ,  $S$  ve  $U$ 'ya göre değişimleri, sırasıyla Şekil-4.10, Şekil-4.11 ve Şekil-4.12'de yer almaktadır.

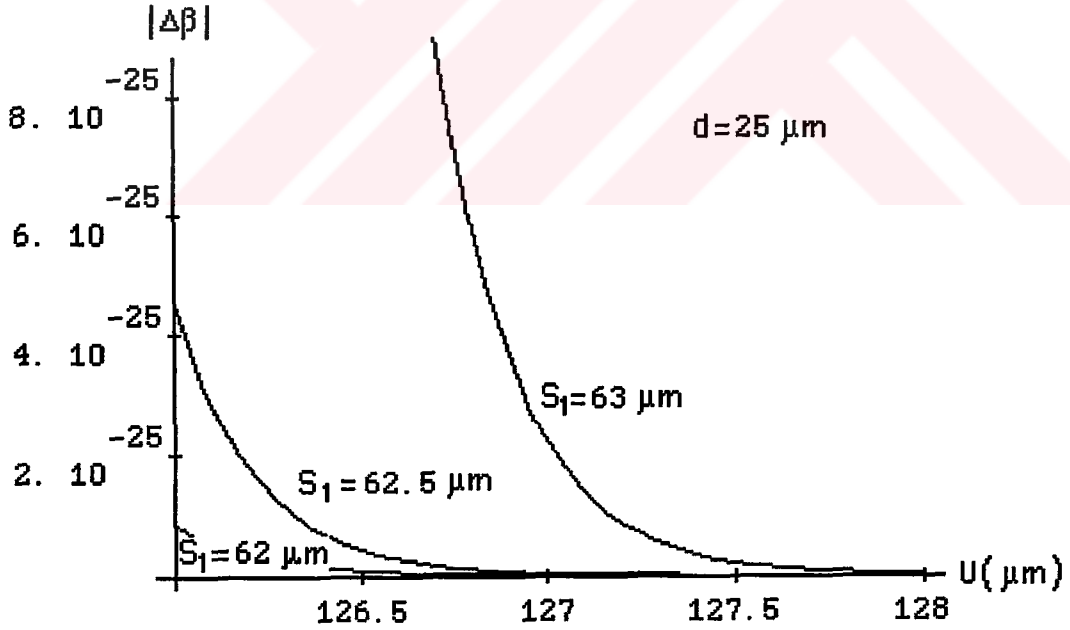
Kuplaj Mod Teorisi ışığında yapılan analizin sonunda, TE modları arasındaki kuplajın, TM modları arasındaki kuplajdan daha etkin olduğu görülmüştür. TE modları ile TM modlarının kuplajı söz konusu değildir.



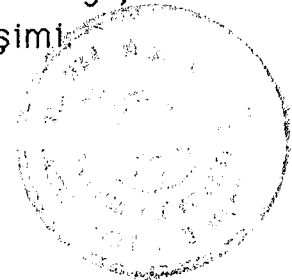
**Şekil-4.10** Kuplaj kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin çekirdek bölgeleri yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-4.11** Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin kılıf bölgeleri yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-4.12** Kuple kılıflı ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.





### 4.5.1.2 Güç Kaybı

Kuple kılıflı optik fiberlerde TE modlarındaki güç kaybı,

$$2\alpha = \frac{8\kappa^2\gamma^3 \operatorname{Im}(\rho) e^{-2\gamma(S-d)}}{\beta(1+\gamma d)(\kappa^2+\gamma^2)|\gamma+\rho|^2} \quad (4.42)$$

dir. Açıkça görüldüğü gibi, kılıf bölgesinin kalınlığı arttıkça, kayıp eksponansiyel olarak azalır ve kayıpsız ortamda güç kaybı söz konusu olmaz. Ancak,  $n_3k_0 > \beta$  koşulunda,  $\rho$  saf imajiner olur ve alan, eksponansiyel olarak azalmaz ve ışın yapmağa başlar; optik fiberler ve dış ortam kayıpsız oldukları halde, kılavuzlanmış moda güç kaybı olur. TM modlarındaki güç kaybı ise,

$$2\alpha = \frac{8n_1^2n_2^4|n_3|^4\kappa^2\gamma^3 \operatorname{Im}\left(\frac{\rho}{n_3^2}\right) e^{-2\gamma(S-d)}}{\beta[\gamma d(n_2^4\kappa^2+n_1^4\gamma^2)+n_1^2n_2^2(\kappa^2+\gamma^2)]|n_1^2\rho+n_3^2\gamma|^2} \quad (4.43)$$

olarak ifade edilir.

## 4.5.2 Kuple Kılıfsız Optik Dalga Kılavuzları

### 4.5.2.1 Propagasyon Sabitindeki Değişim

Literatürde özdeş kılavuzlardaki kılavuzlanmış modların karşılıklı etkileşme mekanizması yer alırken, bu çalışmada özdeş olmayan kılavuzlar ele alınarak konu genelleştirilmiştir. Ayrıca kılavuzlanmış modların evanescent alanlarının kuplajından başka radyasyon modlarının ve sızıntılı modların kuplajı da irdelenmiştir.

Kuple kılıfsız optik fiberlerde, TE çift ve TE tek modları için,

$$E_y = \begin{cases} A \begin{cases} \cos(\kappa x) \\ \sin(\kappa x) \end{cases} & 0 \leq x \leq d \\ B e^{-\gamma(|x|-d)} & d \leq x < \infty \end{cases} \quad (4.44)$$

dur. Sınır koşuluna göre, (2.50) ve (2.55) eşitlikleri de göz önüne alınarak, katsayılar arasındaki bağıntı,

$$B = A \begin{Bmatrix} \cos(\kappa d) \\ \sin(\kappa d) \end{Bmatrix} \quad (4.45)$$

olarak bulunur.

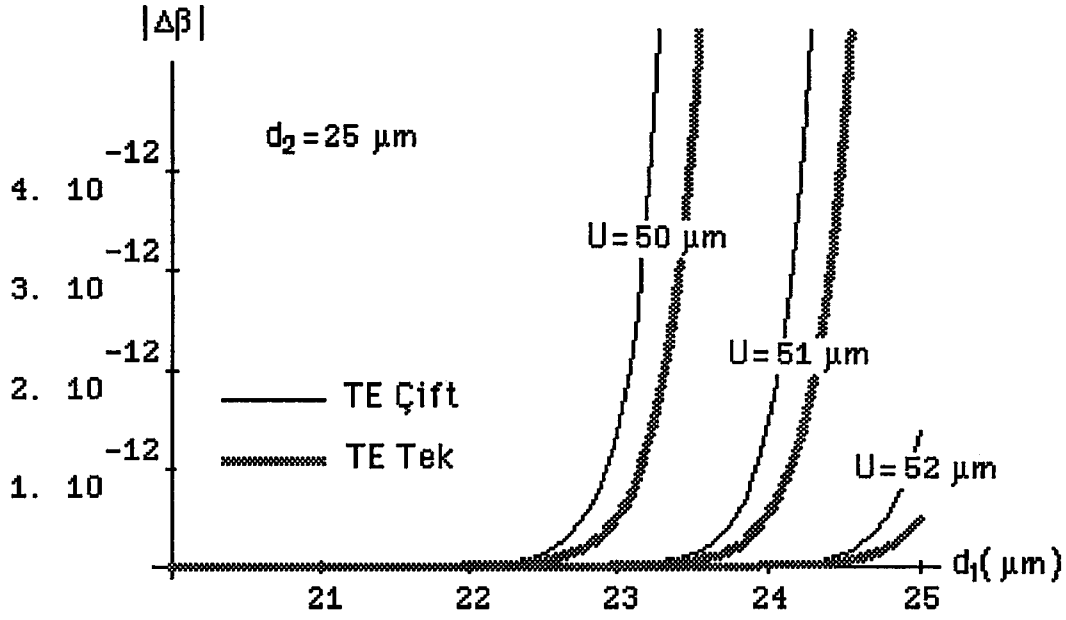
Özdeş olmayan optik fiberlerde, birinci optik fiberdeki  $\beta_1$  propagasyon sabitli mod ile ikinci optik fiberdeki  $\beta_2$  propagasyon sabitli modun kuplajında, propagasyon sabitinde meydana gelen değişim,

$$|\Delta\beta| = \frac{k_0^2}{2(\gamma_1 + \gamma_2)} (n_1^2 - n_2^2) \left[ \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\beta_1 \beta_2 (1 + \gamma_1 d_1) (1 + \gamma_2 d_2)} \right]^{1/2} \begin{Bmatrix} \cos(\kappa_1 d_1) \cos(\kappa_2 d_2) \\ \sin(\kappa_1 d_1) \sin(\kappa_2 d_2) \end{Bmatrix} e^{\gamma_1 d_1} e^{\gamma_2 d_2} e^{-\frac{(\gamma_1 + \gamma_2)U}{2}} \quad (4.46)$$

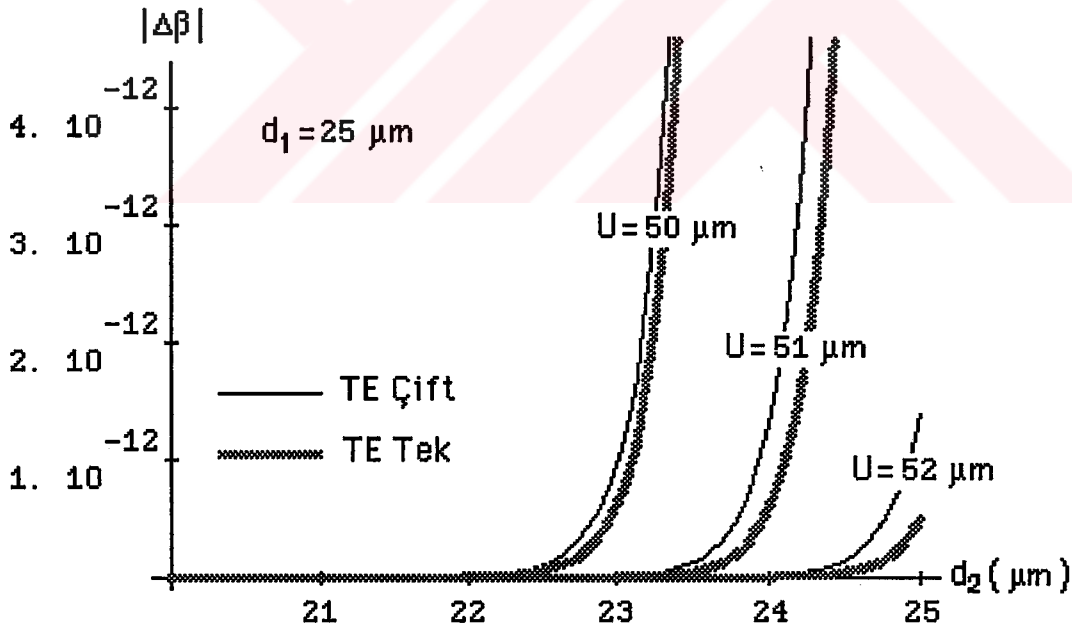
şeklinde olur.

Kılavuzlanmış modlarda, (2.17a) ve (2.17b) eşitlikleri dikkate alınarak, modal propagasyon sabitinin  $n_2 k_0 < \beta \leq n_1 k_0$  bölgesindeki  $\nu=1$  ve  $\nu=2$  ayırık değerleri incelenmiştir. (4.39) ve (4.46) eşitlikleri yardımıyla,  $f=200$  THz ve  $n_1=1.5$  için yapılan kuplaj analizinde, birinci optik fiberde,  $\nu=1$ , ikinci optik fiberde ise,  $\nu=2$  modları ele alınmıştır. Kılavuzlanmış modlarda,  $|\Delta\beta|_{-d_1}$ ,  $|\Delta\beta|_{-d_2}$  ve  $|\Delta\beta|_{-U}$  değişimleri, sırasıyla, Şekil-4.13, Şekil-4.14 ve Şekil-4.15'de görülmektedir.

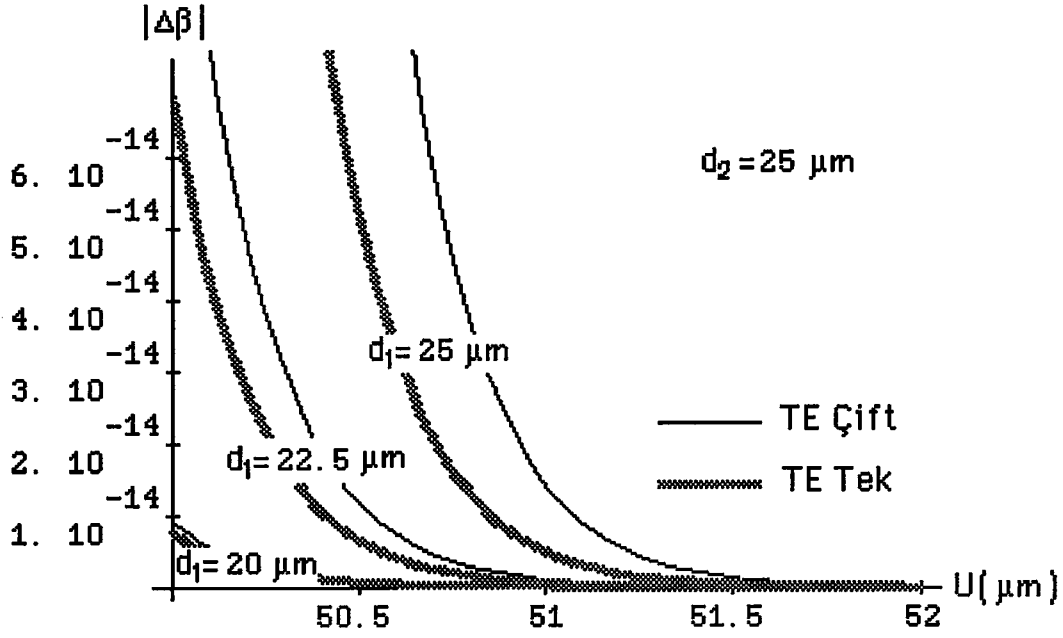
Fiziksel mekanizmanın doğal sonucu olarak, kılıfsız optik fiberlerdeki kuplajın, kılıflı optik fiberlerdeki kuplaja göre daha etkin olduğu ortaya konulmuştur. Ayrıca, TE çift modları arasındaki kuplajın, TE tek modları arasındaki kuplajdan daha fazla olduğu gözlenmiştir.



**Şekil-4.13** Kuple kılıfsız ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-4.14** Kuple kılıfsız ve düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-4.15** Kuple kılıfsız düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.

Propagasyon sabitleri sürekli ve kompleks değerli olan ve radyasyon alanının bir kısmını temsil ederek kılavuzlanmış alanın, optik fiber dışına yaptığı sızıntı olarak da açıklanan sızıntılı modlar arasındaki kuplajın, beklenildiği gibi, kılavuzlanmış modlar arasındaki kuplajdan daha etkin olduğu gözlenmiştir.

Radyasyon modlarının kuplajı ise, kesim koşulunda ( $\beta = n_2 k_0$ ) incelenmiş, bu modlardaki kuplajın da, doğal olarak kılavuzlanmış modlardaki kuplajdan daha fazla olduğu görülmüştür.

Kuple kılıfsız optik fiberlerde, TM çift ve TM tek modlarında,

$$H_y = \begin{cases} A_1 \begin{Bmatrix} \cos(\kappa x) \\ \sin(\kappa x) \end{Bmatrix} & 0 \leq x \leq d \\ B_1 e^{-\gamma(|x|-d)} & d \leq x < \infty \end{cases} \quad (4.47)$$

dur.

Sınır koşuluna göre, (2.65) ve (2.70) eşitlikleri de dikkate alınarak, katsayılar arasındaki bağıntı,

$$B_1 = A_1 \begin{Bmatrix} \cos(\kappa d) \\ \sin(\kappa d) \end{Bmatrix} \quad (4.48)$$

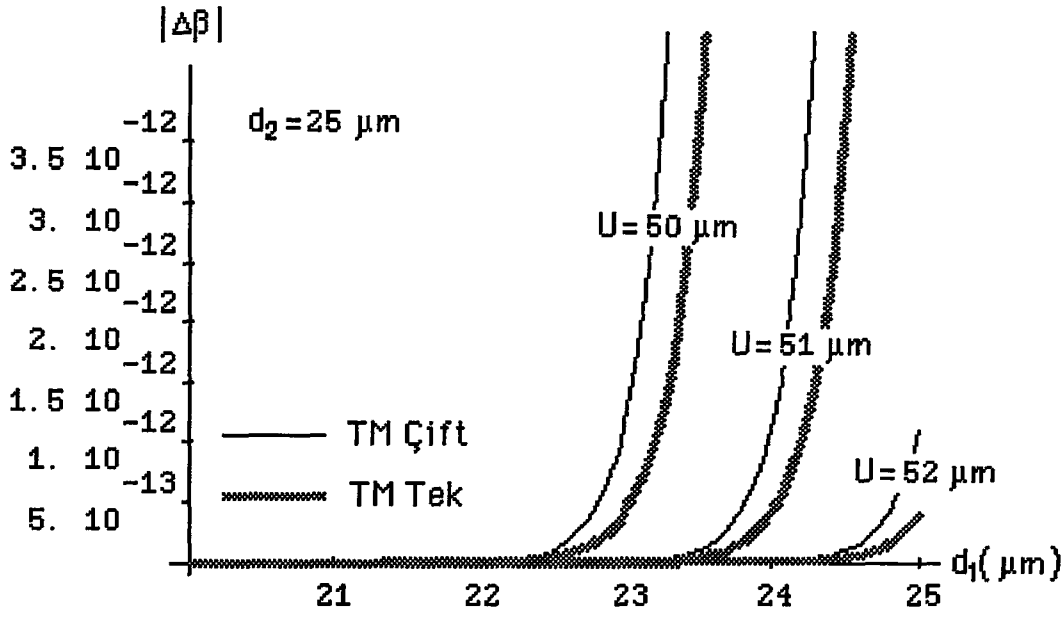
olarak elde edilir.

Özdeş olmayan optik fiberlerde, birinci optik fiberdeki  $\beta_1$  propagasyon sabitli mod ile ikinci optik fiberdeki  $\beta_2$  propagasyon sabitli modun kuplajında, propagasyon sabitinde meydana gelen değişim,

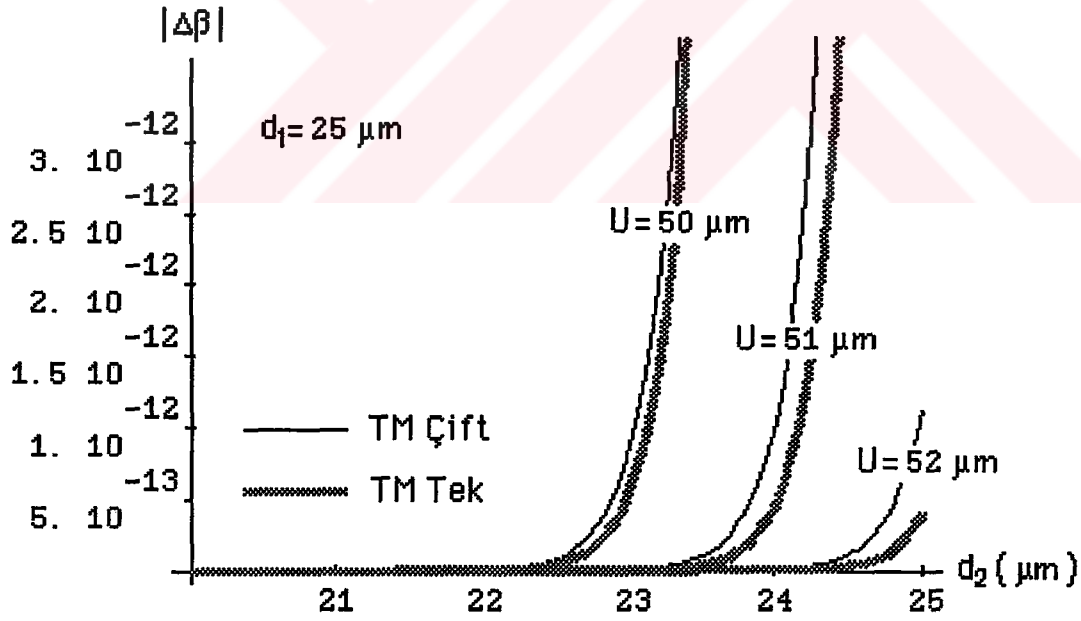
$$|\Delta\beta| = \frac{\omega^2 \epsilon_0^2 n_1^2 (n_1^2 - n_2^2)}{2(\gamma_1 + \gamma_2)} \frac{1}{\left[ \beta_1 \beta_2 \left[ d_1 + \frac{n_1^2 n_2^2}{\gamma_1} \frac{\kappa_1^2 + \gamma_1^2}{n_2^4 \kappa_1^2 + n_1^4 \gamma_1^2} \right] \left[ d_2 + \frac{n_1^2 n_2^2}{\gamma_2} \frac{\kappa_2^2 + \gamma_2^2}{n_2^4 \kappa_2^2 + n_1^4 \gamma_2^2} \right] \right]^{1/2}} \begin{Bmatrix} \cos(\kappa_1 d_1) \cos(\kappa_2 d_2) \\ \sin(\kappa_1 d_1) \sin(\kappa_2 d_2) \end{Bmatrix} e^{\gamma_1 d_1} e^{\gamma_2 d_2} e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) \frac{U}{2}} \quad (4.49)$$

dir.

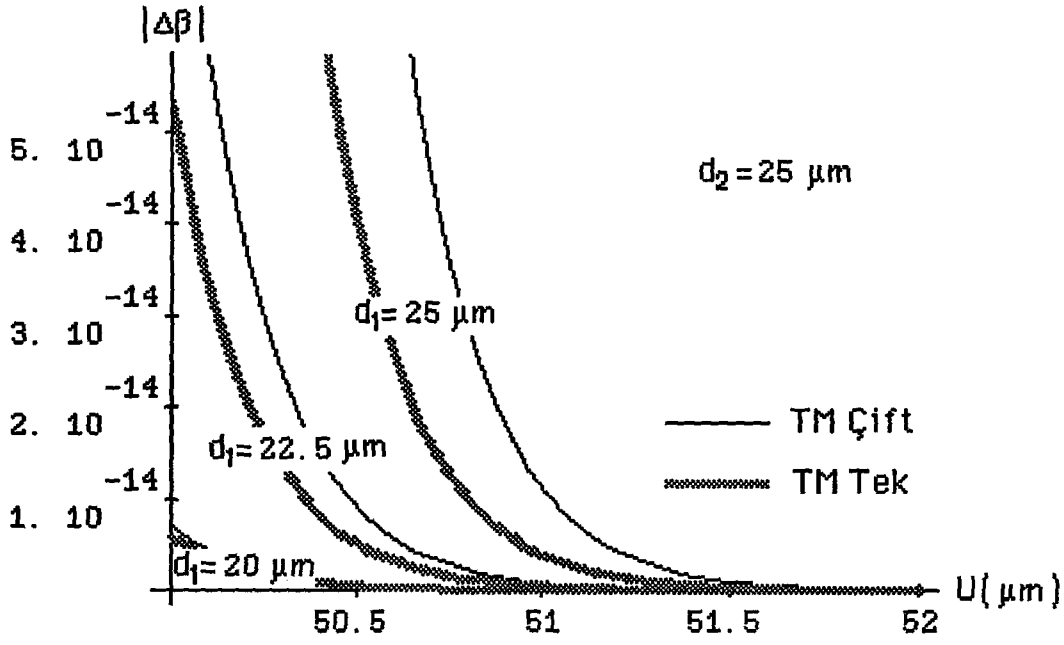
(4.39) ve (4.49) eşitliklerinden yararlanılarak,  $f=200$  THz ve  $n_1=1.5$  için yapılan kuplaj analizinde, birinci optik fiberde  $\nu=1$ , ikinci optik fiberde ise  $\nu=2$  kılavuzlanmış modları incelenmiştir. Modal propagasyon sabiti  $|\Delta\beta|$ 'nin optik fiberlerin çekirdek yarıçapları  $d_1$  ve  $d_2$  ile optik eksenler arasındaki uzaklık  $U$ 'ya göre değişimleri, sırasıyla, Şekil-4.16, Şekil-4.17 ve Şekil-4.18'de yer almaktadır.



**Şekil-4.16** Kuple kılıfsız düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-4.17** Kuple kılıfsız düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-4.18** Kuplu kılıfsız düzlemsel katmanlı optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eksenleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.

#### 4.5.2.2 Güç Kaybı

Kuplu kılıfsız ve özdeş optik fiberlerde, TE modlarındaki güç kaybı,

$$2 \alpha_i = \frac{2 \operatorname{Im}(\gamma_i)}{\beta_i (1 + \gamma_i d_i)} \left\{ \begin{array}{l} \cos^2(\kappa_i d_i) \\ \sin^2(\kappa_i d_i) \end{array} \right\} e^{-2\gamma_i (l \times d_i)}, \quad i=1,2. \quad (4.50)$$

iken, TM modlarındaki güç kaybı ise,

$$2 \alpha_i = 2 \operatorname{Im}(\gamma_i) \frac{1}{\beta_i \left[ d_i + \frac{n_1^2 n_2^2}{\gamma_i} \frac{\kappa_i^2 + \gamma_i^2}{n_2^4 \kappa_i^2 + n_1^4 \gamma_i^2} \right]} \left\{ \begin{array}{l} \cos^2(\kappa_i d_i) \\ \sin^2(\kappa_i d_i) \end{array} \right\} e^{-2\gamma_i (l \times d_i)}, \quad i=1,2. \quad (4.51)$$

dir. Burada,  $i$  kuplu optik fiberleri ifade eder.

Açıkça görüldüğü gibi, kılıf bölgesi, optik fiberler arasındaki kuplaj etkilerini önemli ölçüde azaltan bir unsur olup, TE çift modları arasındaki kuplaj, diğer modlar arasındaki kuplajdan daha etkindir. (4.39) eşitliğine göre, ele alınan modların kuplajdan önceki propagasyon sabitleri,  $6.28 \times 10^6$  mertebelerinde ( $d=25 \mu\text{m}$  olan optik fiberde,  $\lambda=1500 \text{ nm.}$ 'de,  $\nu=1$  için  $\beta_1=6282201.219$ ,  $\nu=2$  için  $\beta_2=6281258.523$ ) olup, kuplaj nedeniyle propagasyon sabitlerinde görülen değişim miktarından ve dolayısıyla kuplaj katsayılarından çok büyüktür. Bu durum da, (4.7) eşitliğine göre güç transferinin az olduğunu ortaya koymaktadır. İletişimde yan yana olan optik fiberler arasındaki kuplaj, istenilmeyen girişimlere yol açtığı için, güç transfer faktörünün küçük olması istenilmektedir; bu durumda, bu bölümde elde edilen sonuçların, beklenen sonuçlar olduğu görülmektedir.





## 5. DAİRESEL OLARAK BÜKÜLMÜŞ OPTİK DALGA KILAVUZLARINDA KARŞILIKLI ETKİLEŞİM ANALİZİ

Bu bölümde, dairesel olarak bükülmüş, kılıfsız, zayıfça kılavuzlayan, kayıpsız ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik dalga kılavuzlarının karşılıklı etkileşim mekanizması incelenmiştir. Optik dalga kılavuzlarının kuplajda etkin olan bölgeleri belirlenerek, kuplajın etkisiyle modal propagasyon sabitinde meydana gelen değişim, Dördüncü Bölüm'de açıklanan Kuple Mod Teorisi yardımıyla hesaplanmıştır. Bu incelemeler sırasında, kırılma indisinin, bükülme nedeniyle değişmediği kabul edilmiş ve dispersiv özelliği göz ardı edilmiştir.

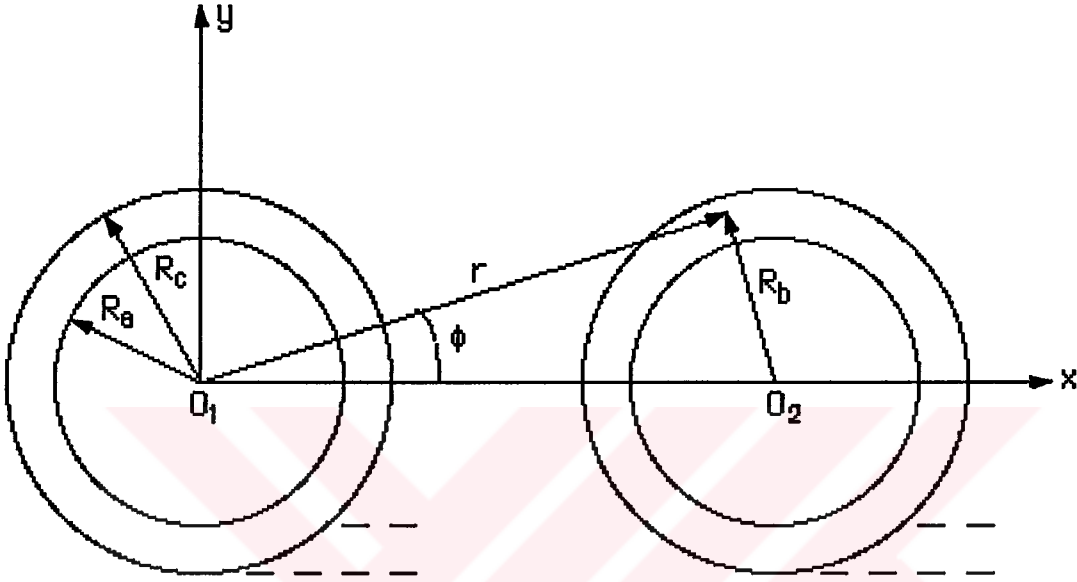
### 5.1 IŞIN KURAMI VE KİRİNİMİN GEOMETRİK TEORİSİ

3.1.3 Bölümü'nde açıklandığı gibi, bükülmüş optik fiberlerde ışıma, ışıma kostiğine teğettir. Bu bölümde, Şekil-5.1'de görülen ve birbirine yakın olan optik fiberlerin evanescent alanlarının karşılıklı etkileşimi, dışbükey (konveks) bir yüzeye gelen ışının davranışının belirlenmesi problemi olarak değerlendirilmiştir.

Optikte ışın, çok dar bir ışık demetini ifade eden idealleştirilmiş bir kavramdır. Işık ışınları, doğru kavramına uyan fiziksel bir model olarak değerlendirilir ve optikteki incelemeler geometriye dayandırılır.

Euclid, Ptolemy, W. Snell, R. Descartes, A. Hero, P. Fermat, C. Huygens, C.A. Coulomb, P.S. Laplace, A.M. Ampère, K.F. Gauss, S.D. Poisson, A.J. Fresnel, M. Faraday, W.R. Hamilton, G.G. Stokes, H.L.F. Helmholtz, J.C. Maxwell, J.W.S. Rayleigh, H.A. Lorentz, J.H. Poincare, H. Minkowski, A.J.W. Sommerfeld, J. Runge ve R.K. Luneberg gibi bir çok bilim adamının elektromagnetizma konusundaki çok değerli çalışmalarından sonra, ışın optiğinin önemli

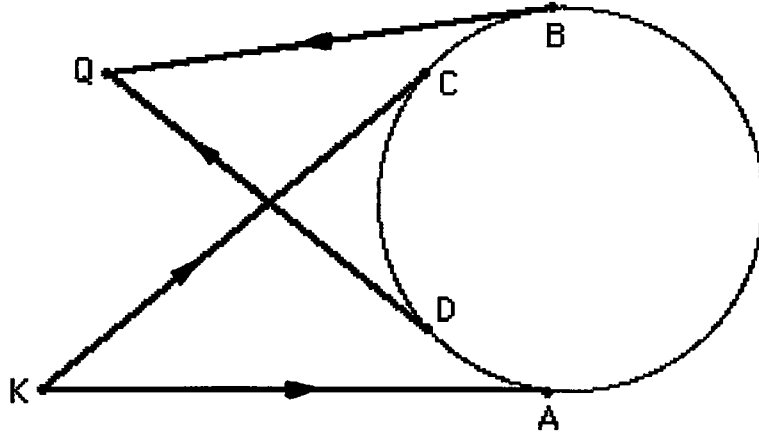
bir aşaması, 1953'de J.B. Keller tarafından kaydedilmiş ve ışın yönteminin uygulama alanı genişlemiştir, (Keller, 1956, 1962; Levy et al, 1959). Bu konudaki bir çok özgün çalışmanın referansı olan J.B. Keller'in Kırınımın Geometrik Teorisi (KGT), çok yüksek frekanslı dalgaların kırınımını asimptotik yöntemlerle açıklamaktadır.



**Şekil-5.1** Dairesel olarak bükülmüş, kılıfsız ve düzlemsel yapıdaki katmanlı iki optik fiber.

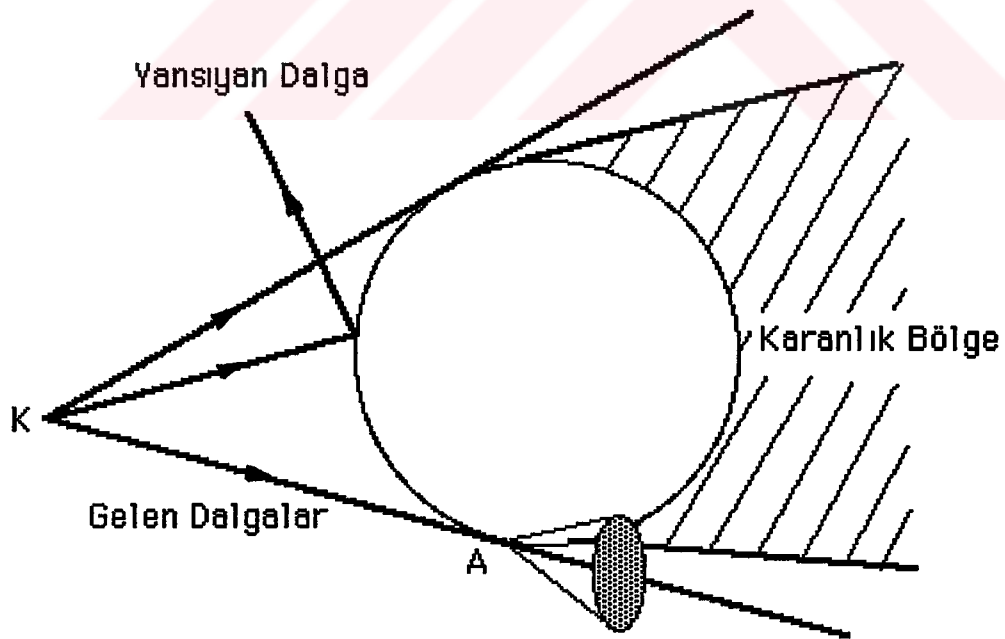
Şekil-5.1'deki basit bir ortam içindeki dairesel olarak bükülmüş optik fiberler birer saçıcı cisim olarak düşünülürse, optik fiberlerden birisinin ışımalarının, diğer optik fiber üzerindeki davranışı, KGT yardımıyla değerlendirilebilir.

Huygens-Fresnel ilkesine göre, birinci optik fiberin ışımalarının kaynak olarak (K), ikinci optik fiberin ise saçıcı bir cisim olarak düşünüldüğü Şekil-5.2'de, KABQ ve KCBADQ geodezik yollarını izleyen, W. Franz'ın isimlendirdiği sürünen (kayan) ışınlar görülmektedir. Kırınmış alan terimi olarak nitelendirilen bu ışınlar, optik fiber üzerinde yayılırken, optik fibere teğet olan ışınların oluşmasını sağlar ve bunlara bir miktar enerji verirler. Teğet ışınların bu enerjisi, sürünen dalgaların, optik fiber üzerinde



**Şekil-5.2** Saçıcı cisme gelen dalganın davranışı.

aldıkları yol oranında üstel bir fonksiyon şeklinde zayıflamalarına neden olur. Işının, optik fiber üzerinde izlediği yol, Fermat ilkesi ile belirlenir. Ortam, homojen ve izotrop kabul edildiği için, söz konusu olan bu yol, bir "doğru"dur, (Felsen et al, 1973; Arnaud, 1976; Jones, 1979, İdemen, 1991).



**Şekil-5.3** Bükülmüş optik fibere gelen ışınların davranışı

İkinci optik fiberin (saçıcı cismin) aydınlık ve karanlık bölge sınırını oluşturan "sınır eğrisi"nin bir A noktasına belli bir açıyla gelen ışın, Şekil-5.3'deki gibi, tepesi A'da bulunan, eksenini yüzeyin teğetine paralel olan bir koninin üzerinde A'dan itibaren yayılır. Bu koni, Keller konisi ile eş özellikte olduğundan, sınır eğrisine erişebilecek her ışının difrakte ışınlar oluşmasına neden olduğu söylenebilir.

Bu çalışmada, incelenen dışbükey optik fiberin yüzeyinde süreksizlik noktalarının bulunmadığı, bütün noktalarının düzgün nokta olduğu kabul edilmiştir. Genel görelilik (rölativite) kuramına göre, optik fibere çarpmadan optik fiberin yakınından geçen ışınlar, optik fibere doğru büküleceklerse de, kuplaj analizi, bu etki önemsenmeden yapılmıştır.

## **5.2 OPTİK DALGA KILAVUZLARININ KUPLAJDA ETKİN BÖLGELERİ**

Dairesel olarak bükülmüş optik dalga kılavuzlarında, ışıma, gerçekte bir ışın tübü içindedir, (Herzberger, 1958; Maurer et al, 1967; Deschamps, 1972; Born et al, 1975; Unger, 1977; Felsen, 1991). Ancak, kuplajda etkin olan uzunluklarının belirlendiği bu bölümde, söz konusu olan ışın tübü, tek bir ışın olarak düşünülmüştür. Optik fiberlerden birisinin yaptığı ışımadan, diğer optik fiberin etkilenen bölgesi ve ışıma yapan optik fiberin kuplajda etkin olan bölgesi belirlenirken, optik fiberlerin propagasyon doğrultuları göz önüne alınarak "ortak iç teğet" ve "ortak dış teğet" kavramlarından yararlanılmıştır. Analizin yapılması için, ele alınan kılıfsız ve düzlemsel yapıdaki katmanlı kuple optik fiberlerin aynı düzlemde olmaları gerektiği açıktır.

Bu çalışmada, doğrultu kuplörünün,

a) Kuplajda etkin bölgeleri,

b) Kuplajın etkisiyle, modal propagasyon sabitinde meydana gelen değişim miktarı

olmak üzere, iki önemli faktörü üzerinde çalışılmıştır.

### 5.2.1 Ortak Teğetlerin Formülasyonu

Birinci optik fiberin  $R_1$  yarıçaplı ışına kostiği ve buna teğet olan doğru (ışın) üzerindeki bir  $P(x,y)$  noktasının yer aldığı Şekil-5.4(a)'ya göre,

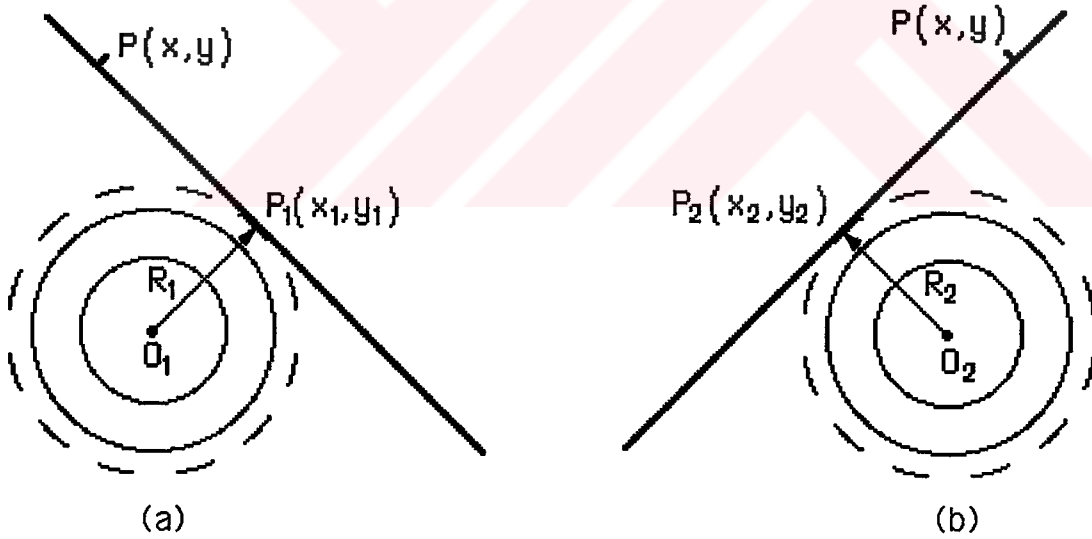
$$\mathbf{O_1P_1} \cdot \mathbf{P_1P} = 0 \quad (5.1)$$

dir. Bu durumda, teğet doğrunun denklemi,

$$(x - x_1)(x_1 - A_1) + (y - y_1)(y_1 - B_1) = 0 \quad (5.2a)$$

$$(x_1 - A_1)x + (y_1 - B_1)y - [x_1(x_1 - A_1) + y_1(y_1 - B_1)] = 0 \quad (5.2b)$$

olarak bulunur. Burada,  $O_1(A_1, B_1)$ , birinci optik fiberin eğrilik merkezi,  $P_1(x_1, y_1)$  ise, doğrunun ışına kostiğine teğet olduğu noktadır.



**Şekil-5.4** Bükülmüş optik fiberlerin ışına kostiklerine teğet doğrular.

Benzer düşünce ile, Şekil-5.4(b)'deki ikinci optik fiberin  $R_2$  yarıçaplı ışına kostiğine teğet olan doğrunun denklemi,

$$(x - x_2)(x_2 - A_2) + (y - y_2)(y_2 - B_2) = 0 \quad (5.3a)$$

$$(x_2 - A_2)x + (y_2 - B_2)y - [x_2(x_2 - A_2) + y_2(y_2 - B_2)] = 0 \quad (5.3b)$$

dır. Burada,  $O_2(A_2, B_2)$ , ikinci optik fiberin eğrilik merkezi,  $P_2(x_2, y_2)$  ise, doğrunun ışıma kostiğine teğet olduğu noktadır.

(5.2b) ve (5.3b) eşitliklerine göre, iki doğrunun çakışık olması için,

$$\frac{x_1 - A_1}{x_2 - A_2} = \frac{y_1 - B_1}{y_2 - B_2} = \frac{x_1(x_1 - A_1) + y_1(y_1 - B_1)}{x_2(x_2 - A_2) + y_2(y_2 - B_2)} \quad (5.4)$$

ve

$$\frac{y_1 - B_1}{x_1 - A_1} = \frac{y_2 - B_2}{x_2 - A_2} = -\frac{x_1 - x_2}{y_1 - y_2} \quad (5.5)$$

olmalıdır. Işımların çakışık olması, Şekil-5.5'de görüldüğü gibi, "ortak iç teğet" ve "ortak dış teğet" kavramları ile açıklanabilir.

Problemin geometrisine göre,

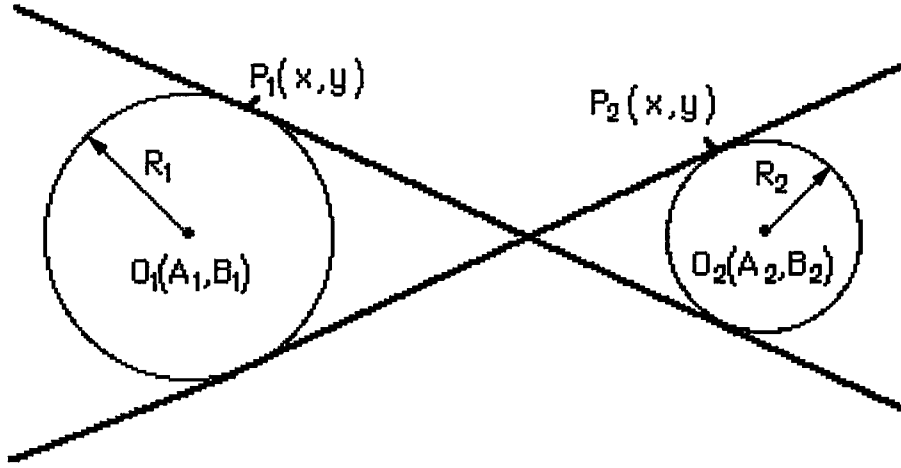
$$y_1 = \pm \left[ R_1^2 - (x_1 - A_1)^2 \right]^{1/2} + B_1 \quad (5.6)$$

$$y_2 = \pm \left[ R_2^2 - (x_2 - A_2)^2 \right]^{1/2} + B_2 \quad (5.7)$$

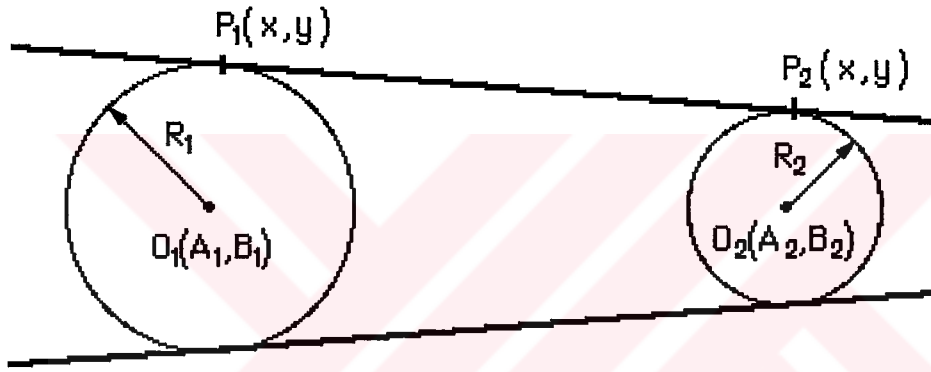
dir. (5.5) eşitliğinde, (5.6) ve (5.7) eşitliklerindeki  $y_1$  ve  $y_2$  değerlerinden yararlanılırsa,

$$\frac{R_1}{x_1 - A_1} = \pm \frac{R_2}{x_2 - A_2} \quad (5.8)$$

eşitliği elde edilir.



(a)



(b)

**Şekil-5.5 (a)** Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerinde ortak iç teğet doğrular.

**(b)** Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerinde ortak dış teğet doğrular.

$\frac{R_2}{x_2 - A_2}$  'nin (+) değeri optik fiberler arasındaki "ortak dış

teğet", (-) değeri ise optik fiberler arasındaki "ortak iç teğet"e karşı gelir. (5.6) ve (5.7) eşitlikleri, (5.4) eşitliğinin ilk iki bölümünde kullanılırsa,  $x_1 - A_1 \neq 0$  ve  $x_2 - A_2 \neq 0$  koşulunda,

$$x_2 = \pm \frac{R_2}{R_1} (x_1 - A_1) + A_2 \quad (5.9)$$

olduğu görülür. Çalışmanın bu aşamasında, parametreler arasında sadece  $x_1$  bilinmemektedir. (5.6), (5.7) ve (5.9) eşitliklerine göre sekiz ayrı durum söz konusu olmakla birlikte,

a)  $x_2$ 'nin pozitif ve  $y_1$  ile  $y_2$ 'nin aynı işaretli değerleri, ortak dış teğet,

b)  $x_2$ 'nin negatif ve  $y_1$  ile  $y_2$ 'nin ters işaretli değerleri, ortak iç teğet ışımalarına karşı geldiği ve

$x_2$ ,  $y_1$  ve  $y_2$ 'nin diğer durumları, ortak iç teğet (O.İ.T) ve ortak dış teğet (O.D.T.) ışımalar için inceleme dışında kaldığı için, bu çalışmada sekiz durum yerine dört durumun incelenmesi yeterlidir.

**Tablo-5.1** Ortak iç teğet ve ortak dış teğetlerin belirlenmesi.

	$y_1$	$y_2$	$x_2$	
1. Durum	(+)	(+)	(+)	O.D.T.
2. Durum	(+)	(+)	(-)	
3. Durum	(+)	(-)	(+)	
4. Durum	(+)	(-)	(-)	O.İ.T.
5. Durum	(-)	(+)	(+)	
6. Durum	(-)	(+)	(-)	O.İ.T.
7. Durum	(-)	(-)	(+)	O.D.T.
8. Durum	(-)	(-)	(-)	

Bu durumda, Tablo-5.1'e göre, 1., 4., 6. ve 7. durumların değerlendirilmesi gerekir. Ancak, 7. durum, 1. durum ile; 6. durum da 4. durum ile aynı sonucu vereceğinden, aşağıda sadece 1. durum ve 4. durum ele alınmıştır.



**1) 1. Durum :** [  $y_1 : (+)$ ,  $y_2 : (+)$ ,  $x_2 : (+)$  ]

(5.5), (5.6), (5.7) ve (5.9) eşitliklerine göre,

$$-\frac{y_1 - B_1}{x_1 - A_1} = \frac{x_1 - x_2}{y_1 - y_2} \quad (5.10a)$$

$$-\frac{(R_1^2 - \xi^2)^{1/2}}{\xi} = \frac{\left[1 - \frac{R_2}{R_1}\right] \xi + (A_1 - A_2)}{\left[1 - \frac{R_2}{R_1}\right] (R_1^2 - \xi^2)^{1/2} + (B_1 - B_2)} \quad (5.10b)$$

dir. Burada,

$$\xi = x_1 - A_1 \quad (5.11)$$

dir. (5.10b) eşitliğinin düzenlenmesi ile,

$$U_b^2 \xi^2 - 2 R_1 (R_2 - R_1) (A_1 - A_2) \xi + R_1^2 \left[ (R_2 - R_1)^2 - (B_1 - B_2)^2 \right] = 0 \quad (5.12)$$

olur. Burada,  $U_b$ , optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklıktır ve

$$U_b = \left[ (A_1 - A_2)^2 - (B_1 - B_2)^2 \right]^{1/2} \quad (5.13)$$

dir. (5.12)'deki ikinci dereceden denklemin çözümleri,  $U_b > |R_2 - R_1|$  koşulunda,

$$\xi_1 = \frac{R_1}{U_b^2} \left\{ - (A_1 - A_2) (R_1 - R_2) + |B_1 - B_2| \left[ U_b^2 - (R_1 - R_2)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (5.14)$$

ve

$$\xi_2 = \frac{R_1}{U_b^2} \left\{ - (A_1 - A_2) (R_1 - R_2) - |B_1 - B_2| \left[ U_b^2 - (R_1 - R_2)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (5.15)$$

olarak bulunur. Bu durumda, Şekil-5.6'da görüldüğü gibi, iki tanesi birinci optik fiberde, iki tanesi de ikinci optik fiberde olmak üzere toplam dört tane teğet noktası vardır:

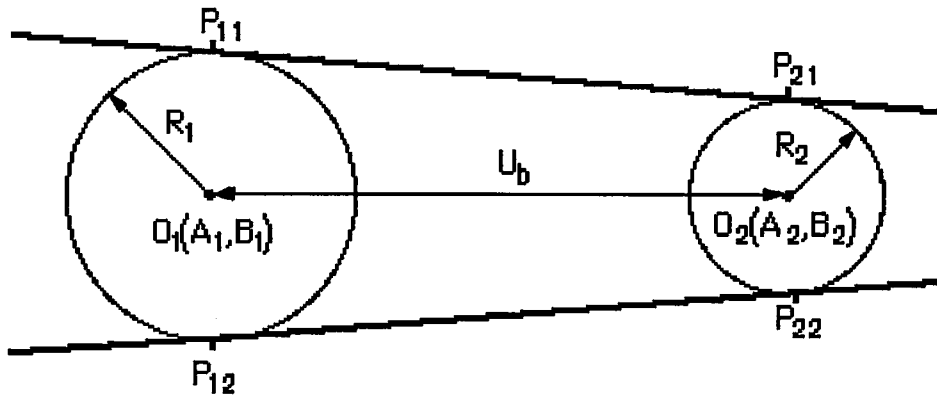
$$P_{11}[(x_1)_1, (y_1)_1] = P_{11} \left\{ [\xi_1 + A_1], \left[ (R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2} + B_1 \right] \right\} \quad (5.16a)$$

$$P_{12}[(x_1)_2, (y_1)_2] = P_{12} \left\{ [\xi_2 + A_1], \left[ (R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2} + B_1 \right] \right\} \quad (5.16b)$$

$$P_{21}[(x_2)_1, (y_2)_1] = P_{21} \left\{ \left[ \frac{R_2}{R_1} \xi_1 + A_2 \right], \left[ \frac{R_2}{R_1} (R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2} + B_2 \right] \right\} \quad (5.16c)$$

$$P_{22}[(x_2)_2, (y_2)_2] = P_{22} \left\{ \left[ \frac{R_2}{R_1} \xi_2 + A_2 \right], \left[ \frac{R_2}{R_1} (R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2} + B_2 \right] \right\}. \quad (5.16d)$$

Burada,  $P_{ij}$ 'de,  $i$ , optik fiber numarası,  $j$  ise teğet numarasıdır ve  $P_{11}P_{21}$ ,  $P_{11}P_{22}$ ,  $P_{12}P_{21}$  ve  $P_{12}P_{22}$  ortak teğetlerdir.



**Şekil-5.6** Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerinde ortak dış teğet doğrular.

Görüldüğü gibi, dairesel olarak bükülmüş optik fiberlerin eğrilik merkezleri ve ışıma kostiği yarıçapları bilindiği zaman, kostiğe teğet ışının koordinatları  $(x_1, y_1)$  ve  $(x_2, y_2)$ , bilinen büyüklükler cinsinden belirlenebilmektedir.

(5.14) eşitliğinden yararlanılarak,

$$(R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2} = \frac{R_1}{U_b^2} \left| |B_1 - B_2| (R_1 - R_2) + (A_1 - A_2) [U_b^2 - (R_1 - R_2)^2]^{1/2} \right| \quad (5.17)$$

yazılır. (5.16a) ve (5.16c) ifadelerine göre ortak dış teğet  $P_{11}P_{21}$ 'in uzunluğu, gerek  $B_1 - B_2 \geq 0$ , gerekse  $B_1 - B_2 < 0$  koşulunda,

$$|R_{11}P_{21}| = [U_b^2 - (R_1 - R_2)^2]^{1/2} = l_{dış} \quad (5.18)$$

olarak bulunur. Bu noktada,  $(B_1 - B_2)$  ile  $(R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2}$ 'nin ters işaretli olduğu unutulmamalıdır.

(5.15) eşitliğinden yararlanılarak,

$$(R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2} = \frac{R_1}{U_b^2} \left| |B_1 - B_2| (R_1 - R_2) - (A_1 - A_2) [U_b^2 - (R_1 - R_2)^2]^{1/2} \right| \quad (5.19)$$

bulunur.  $(B_1 - B_2)$ 'nin işaretinin sonucu etkilemediği görülerek, söz konusu ikinci ortak dış teğet olan  $P_{12}P_{22}$ 'nin uzunluğu,

$$|R_{12}P_{22}| = [U_b^2 - (R_1 - R_2)^2]^{1/2} = l_{dış} \quad (5.20)$$

şeklinde bulunur. Burada,  $(B_1 - B_2)$  ile  $(R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2}$  ters işaretlidir.

Bu durumda, " $(R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2}$  ile  $(R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2}$  aynı işaretli, bu ifadelerin her ikisi de  $(B_1 - B_2)$  ile ters işaretlidir" sonucuna varılır.

**2) 4. Durum :** [  $y_1 : (+)$ ,  $y_2 : (-)$ ,  $x_2 : (-)$  ]

(5.6), (5.7) ve (5.9) ifadeleri, (5.5) eşitliğinde yerlerine yazılırsa,

$$-\frac{(R_1^2 - \xi^2)^{1/2}}{\xi} = \frac{\left[1 + \frac{R_2}{R_1}\right] \xi + (A_1 - A_2)}{\left[1 + \frac{R_2}{R_1}\right] (R_1^2 - \xi^2)^{1/2} + (B_1 - B_2)} \quad (5.21)$$

ve buradan

$$U_b^2 \xi^2 + 2 R_1 (R_1 + R_2) (A_1 - A_2) \xi + R_1^2 \left[ (R_1 + R_2)^2 - (B_1 - B_2)^2 \right] = 0 \quad (5.22)$$

eşitlikleri yazılır.  $\xi$  ifadesi (5.11)'de, optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklık  $U_b$  ise (5.13)'de verilmiştir. (5.22) denkleminin çözümleri,

$$\xi_1 = \frac{R_1}{U_b^2} \left\{ - (A_1 - A_2) (R_1 + R_2) + |B_1 - B_2| \left[ U_b^2 - (R_1 + R_2)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (5.23)$$

ve

$$\xi_2 = \frac{R_1}{U_b^2} \left\{ - (A_1 - A_2) (R_1 + R_2) - |B_1 - B_2| \left[ U_b^2 - (R_1 + R_2)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (5.24)$$

olarak elde edilir. Bu durumda, Şekil-5.7'de yer alan teğet noktaları,

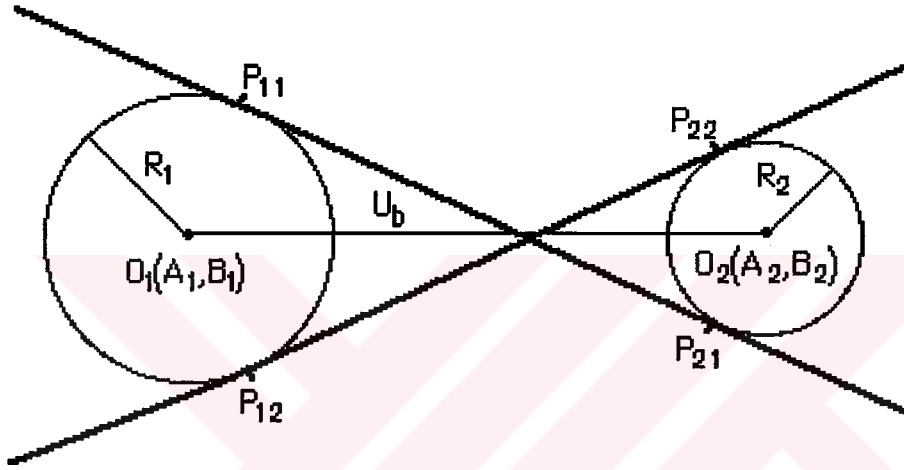
$$P_{11}[(x_1)_1, (y_1)_1] = P_{11} \left\{ \left[ \xi_1 + A_1 \right], \left[ (R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2} + B_1 \right] \right\} \quad (5.25a)$$

$$P_{12}[(x_1)_2, (y_1)_2] = P_{12} \left\{ \left[ \xi_2 + A_1 \right], \left[ (R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2} + B_1 \right] \right\} \quad (5.25b)$$

$$P_{21}[(x_2)_1, (y_2)_1] = P_{21} \left\{ \left[ -\frac{R_2}{R_1} \xi_1 + A_2 \right], \left[ -\frac{R_2}{R_1} (R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2} + B_2 \right] \right\} \quad (5.25c)$$

$$P_{22}[(x_2)_2, (y_2)_2] = P_{22} \left\{ \left[ -\frac{R_2}{R_1} \xi_2 + A_2 \right], \left[ -\frac{R_2}{R_1} (R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2} + B_2 \right] \right\} \quad (5.25d)$$

dir.



**Şekil-5.7** Bükülmüş optik fiberlerin ışıma kostiklerinde ortak iç teğet doğrular.

(5.23) eşitliği kullanılarak,

$$(R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2} = \frac{R_1}{U_b^2} \left| |B_1 - B_2| (R_1 + R_2) + (A_1 - A_2) [U_b^2 - (R_1 + R_2)^2]^{1/2} \right| \quad (5.26)$$

yazılır. (5.25a) ve (5.25b) ifadelerine göre, ortak iç teğet olan  $P_{11}P_{21}$ 'in uzunluğu,

$$|P_{11}P_{21}| = [U_b^2 - (R_1 + R_2)^2]^{1/2} = l_{iç} \quad (5.27)$$

şeklinde elde edilir. 1. Durum'da olduğu gibi, burada da  $(B_1 - B_2)$  ile  $(R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2}$  ters işaretlidir.

(5.24) eşitliğinden yararlanılarak,

$$(R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2} = \frac{R_1}{U_b^2} \left| |B_1 - B_2| (R_1 + R_2) - (A_1 - A_2) [U_b^2 - (R_1 + R_2)^2]^{1/2} \right| \quad (5.28)$$

bulunur. İkinci ortak iç teğet olan  $P_{12}P_{22}$ 'nin uzunluğu,

$$|R_{12}P_{22}| = [U_b^2 - (R_1 + R_2)^2]^{1/2} = l_{iç} \quad (5.29)$$

olarak elde edilir. Burada,  $(B_1 - B_2)$  ile  $(R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2}$  ters işaretlidir.

Analizde, " $(R_1^2 - \xi_1^2)^{1/2}$  ile  $(R_1^2 - \xi_2^2)^{1/2}$  aynı işaretli, bu ifadelerin her ikisi de  $(B_1 - B_2)$  ile ters işaretlidir" sonucuna ulaşılır.

### 5.2.2 Etkin Bölge Formülasyonu

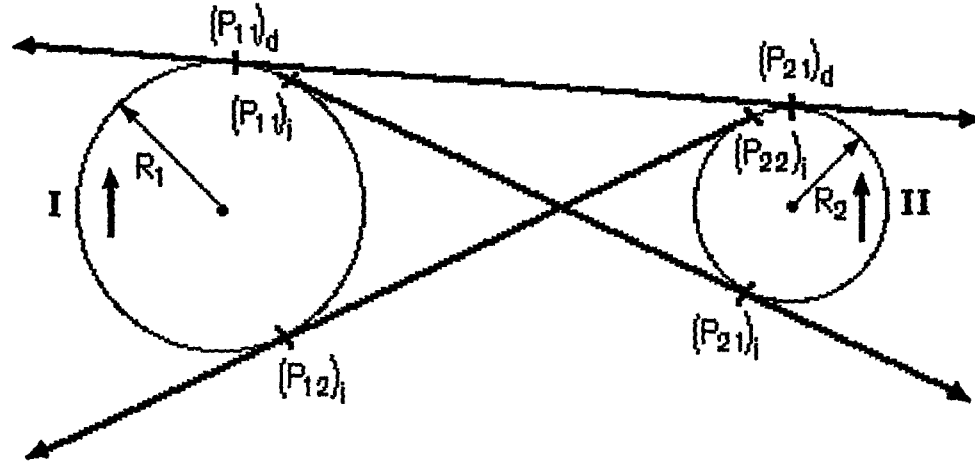
Bu bölümde, analiz edilen optik fiberlerin kuplajda etkin olan bölgeleri, optik fiberlerin propagasyon doğrultuları dikkate alınarak irdelenmiş ve bu bölgelerin uzunlukları belirlenmiştir.

Propagasyon doğrultularının, bir başka deyişle optik fiberlerin beslenme yönlerinin kombinasyonunu içeren Şekil-5.8'de, karşılıklı etkileşimde etkin olan bölgeler görülmektedir. Birinci optik fiberin solundaki ok ile ikinci optik fiberin sağındaki ok, propagasyon doğrultularını temsil etmektedir, (Ünverdi ve Canbay, 1996).

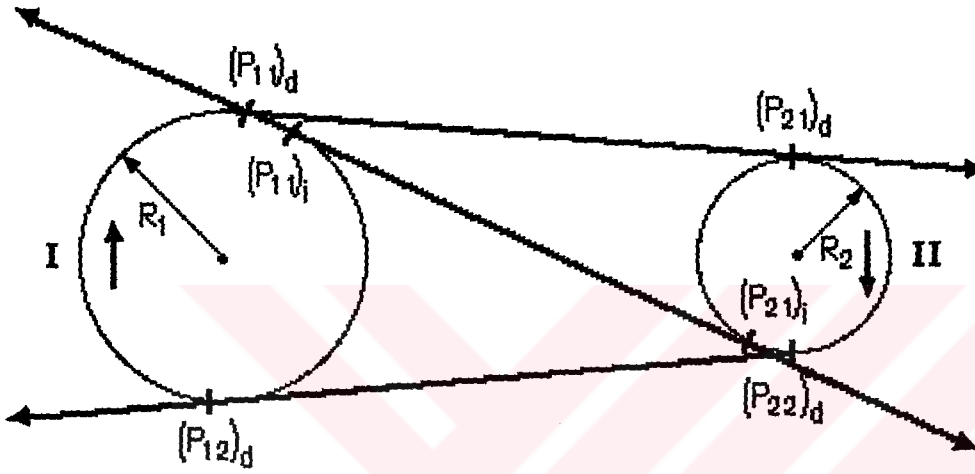
Şekil-5.8(a)'ya göre, yay uzunlukları olmak üzere,

- |   |   |                         |
|---|---|-------------------------|
| I. fiberin II. fiber tarafından etkilenen bölgesi | : | $(P_{11})_d (P_{12})_i$ |
| I. fiberin II. fiberi etkilediği bölgesi          | : | $(P_{11})_d (P_{11})_i$ |
| II. fiberin I. fiber tarafından etkilenen bölgesi | : | $(P_{21})_d (P_{21})_i$ |
| II. fiberin I. fiberi etkilediği bölgesi          | : | $(P_{21})_d (P_{22})_i$ |

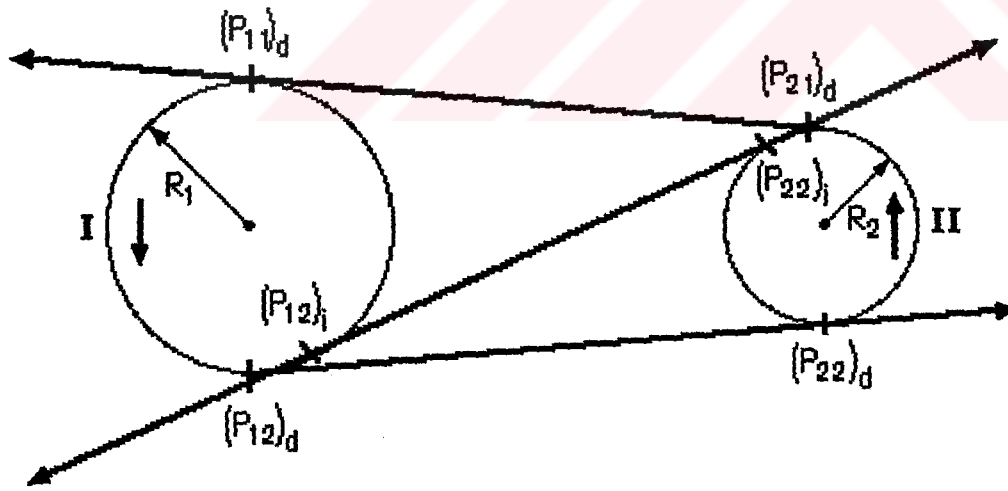
dir. Burada, d ortak dış teğet noktası, i ise ortak iç teğet noktasıdır.



(a)

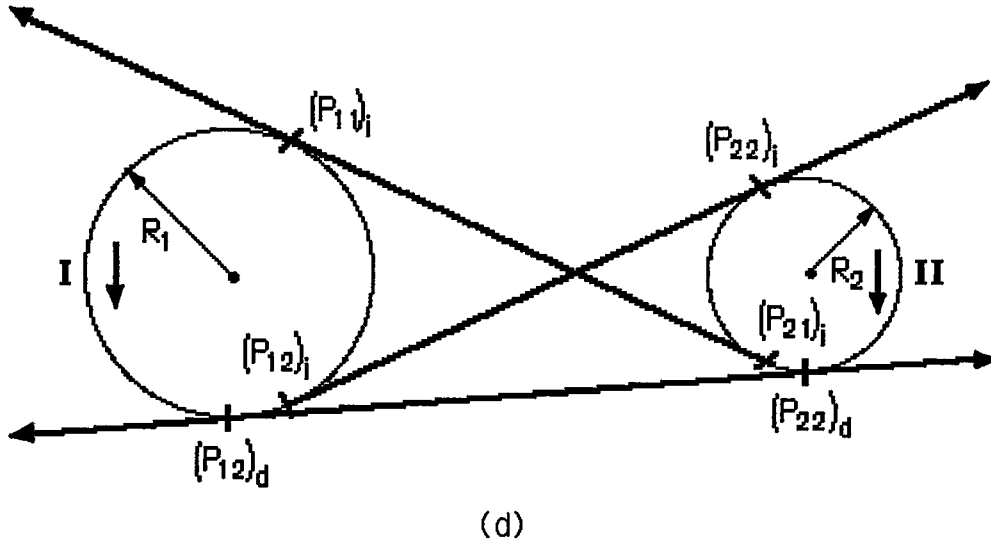


(b)



(c)

**Şekil-5.8** Bükülmüş optik fiberlerde değişik propagasyon doğrultuları için ışınlar.



**Şekil-5.8** Bükülmüş optik fiberlerde değişik propagasyon doğrultuları için ışınlar.

Şekil-5.8(b)'ye göre, yay uzunlukları olmak üzere,

- |   |   |                         |
|---|---|-------------------------|
| I. fiberin II. fiber tarafından etkilenen bölgesi | : | $(P_{11})_i (P_{12})_d$ |
| I. fiberin II. fiberi etkilediği bölgesi          | : | $(P_{11})_d (P_{11})_i$ |
| II. fiberin I. fiber tarafından etkilenen bölgesi | : | $(P_{21})_d (P_{21})_i$ |
| II. fiberin I. fiberi etkilediği bölgesi          | : | $(P_{21})_i (P_{22})_d$ |
- dir.

Şekil-5.8(c)'ye göre, yay uzunlukları olmak üzere,

- |   |   |                         |
|---|---|-------------------------|
| I. fiberin II. fiber tarafından etkilenen bölgesi | : | $(P_{11})_d (P_{12})_i$ |
| I. fiberin II. fiberi etkilediği bölgesi          | : | $(P_{12})_i (P_{12})_d$ |
| II. fiberin I. fiber tarafından etkilenen bölgesi | : | $(P_{22})_i (P_{22})_d$ |
| II. fiberin I. fiberi etkilediği bölgesi          | : | $(P_{21})_d (P_{22})_i$ |
- dir.

Şekil-5.8(d)'ye göre, yay uzunlukları olmak üzere,

- |   |   |                         |
|---|---|-------------------------|
| I. fiberin II. fiber tarafından etkilenen bölgesi | : | $(P_{11})_i (P_{12})_d$ |
| I. fiberin II. fiberi etkilediği bölgesi          | : | $(P_{12})_i (P_{12})_d$ |
| II. fiberin I. fiber tarafından etkilenen bölgesi | : | $(P_{22})_i (P_{22})_d$ |
| II. fiberin I. fiberi etkilediği bölgesi          | : | $(P_{21})_i (P_{22})_d$ |
- dir.

(5.16) ve (5.25) setlerindeki ortak dış teğet ve ortak iç teğet noktalarına göre,



$$\left| (P_{11})_d (P_{12})_i \right| = \left| (P_{12})_d (P_{11})_i \right| = \sqrt{2} \frac{R_1}{U_b} \left[ U_b^2 - (R_1^2 - R_2^2) + l_{dış} l_{iç} \right]^{1/2} \quad (5.30)$$

ve

$$\left| (P_{11})_d (P_{11})_i \right| = \left| (P_{12})_d (P_{12})_i \right| = \sqrt{2} \frac{R_1}{U_b} \left[ U_b^2 - (R_1^2 - R_2^2) - l_{dış} l_{iç} \right]^{1/2} \quad (5.31)$$

olarak bulunur. Ortak dış teğet uzunluğu  $l_d$  (5.18)'de, ortak iç teğet uzunluğu  $l_i$  ise, (5.27)'de verilmiştir. Bu durumda, (5.30) eşitliğine göre, birinci optik fiberdeki ikinci optik fiber tarafından etkilenen bölgenin (uzun yay) uzunluğu,

$$s_1 = 2 R_1 \arcsin \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2 U_b} \left[ U_b^2 - (R_1^2 - R_2^2) + l_{dış} l_{iç} \right]^{1/2} \right\} \quad (5.32)$$

ve (5.31) eşitliğine göre, birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölgenin (kısa yay) uzunluğu,

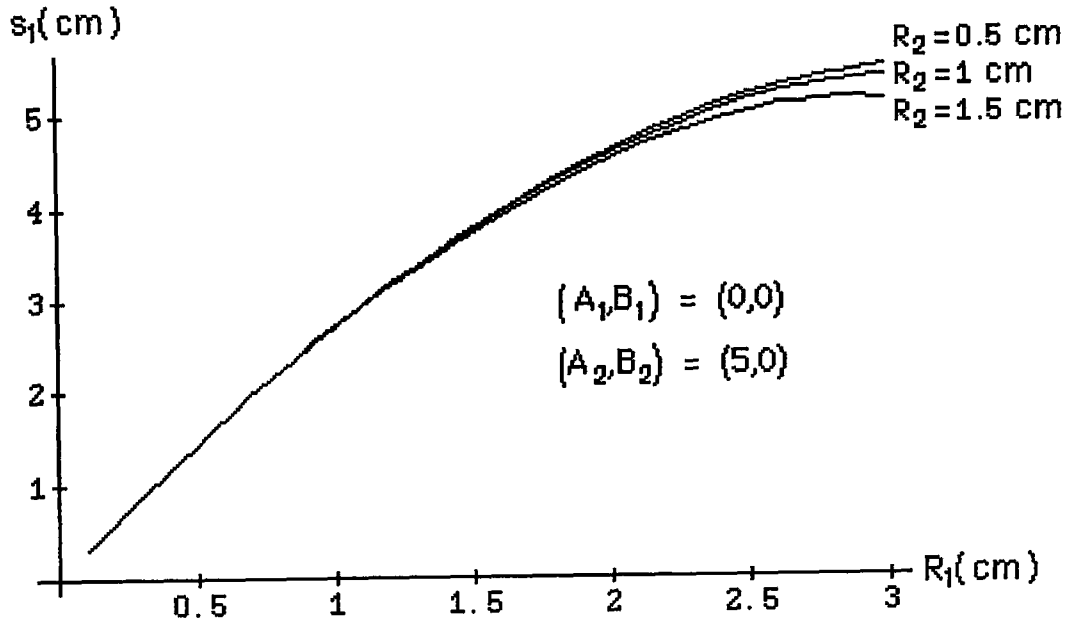
$$s_2 = 2 R_1 \arcsin \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2 U_b} \left[ U_b^2 - (R_1^2 - R_2^2) - l_{dış} l_{iç} \right]^{1/2} \right\} \quad (5.33)$$

formunda elde edilir.

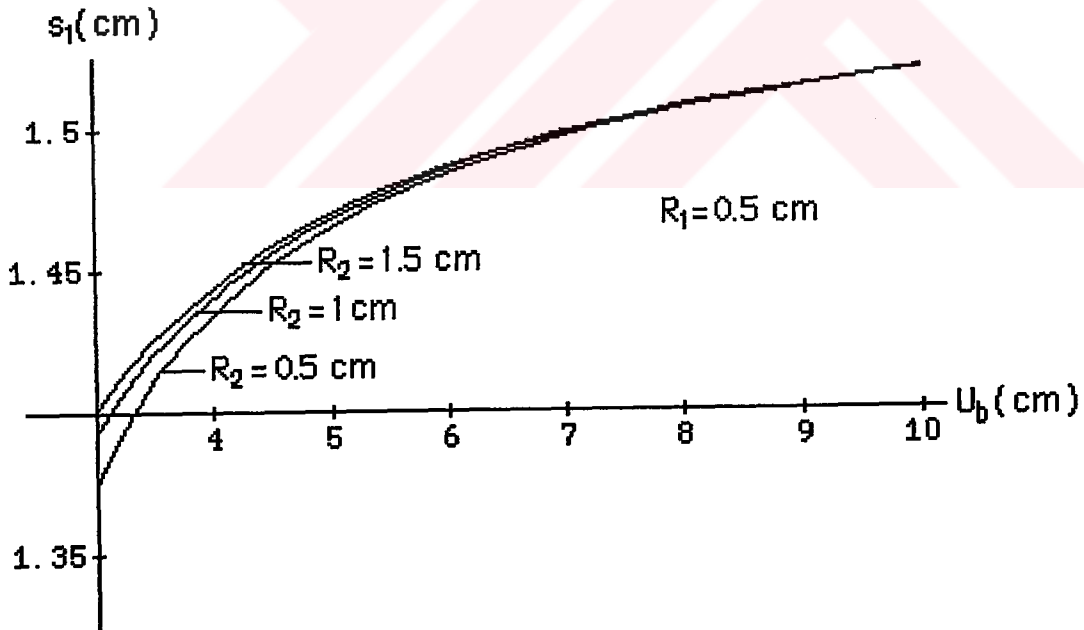
Şekil-5.9, Şekil-5.10 ve Şekil-5.11'de sırasıyla,  $s_1-R_1$ ,  $s_1-U_b$  ( $R_1$  sabit) ve  $s_1-U_k$  ( $R_2$  sabit) ilişkileri görülmektedir. Burada,  $U_k$  optik fiberlerin ışınma köşikleri arasındaki uzaklıktır :

$$U_k = U_b - (R_1 + R_2). \quad (5.34)$$

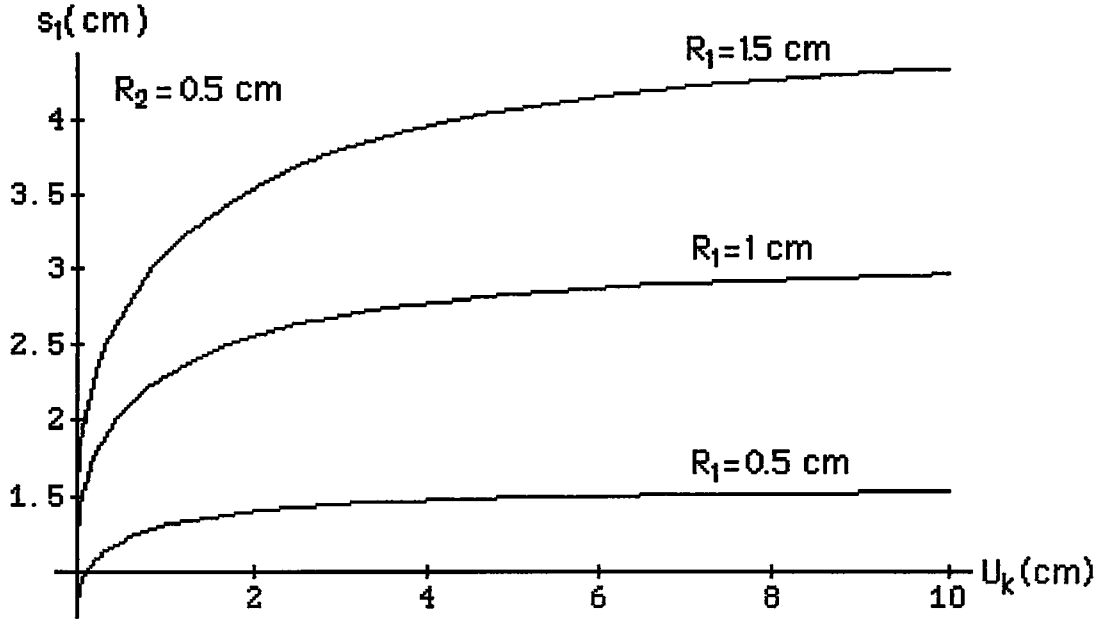
Şekil-5.12, Şekil-5.13 ve Şekil-5.14'de sırasıyla,  $s_2-R_1$ ,  $s_2-U_b$  ( $R_1$  sabit) ve  $s_2-U_k$  ( $R_2$  sabit) ilişkileri yer almaktadır.



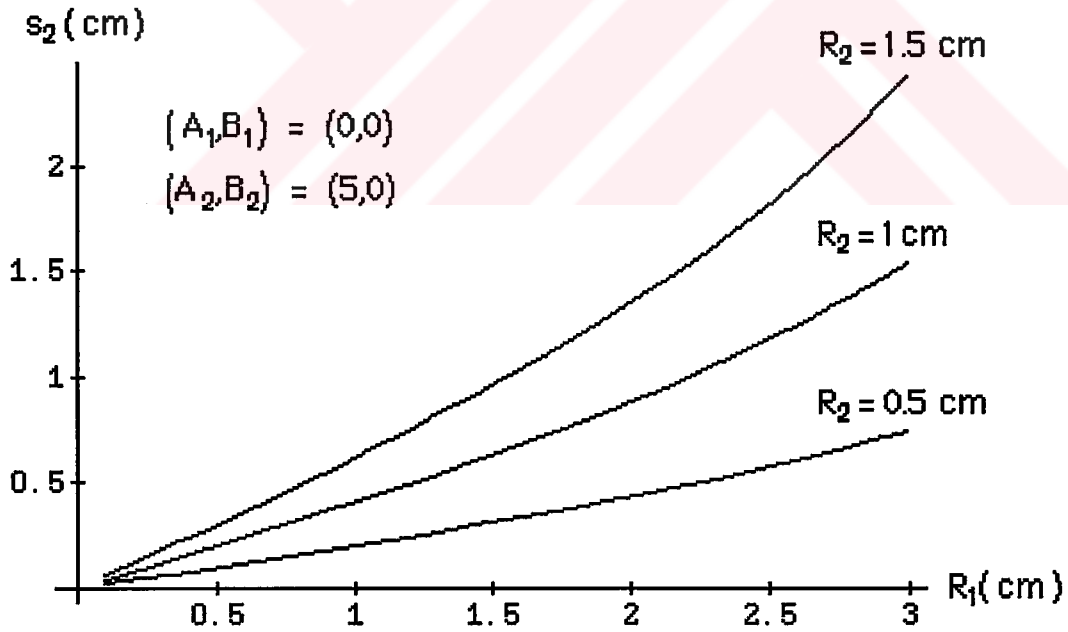
**Şekil-5.9** Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberde ikinci optik fiber tarafından etkilenen bölge uzunluğunun birinci optik fiberin ışınma kostiği yarıçapına göre değişimi.



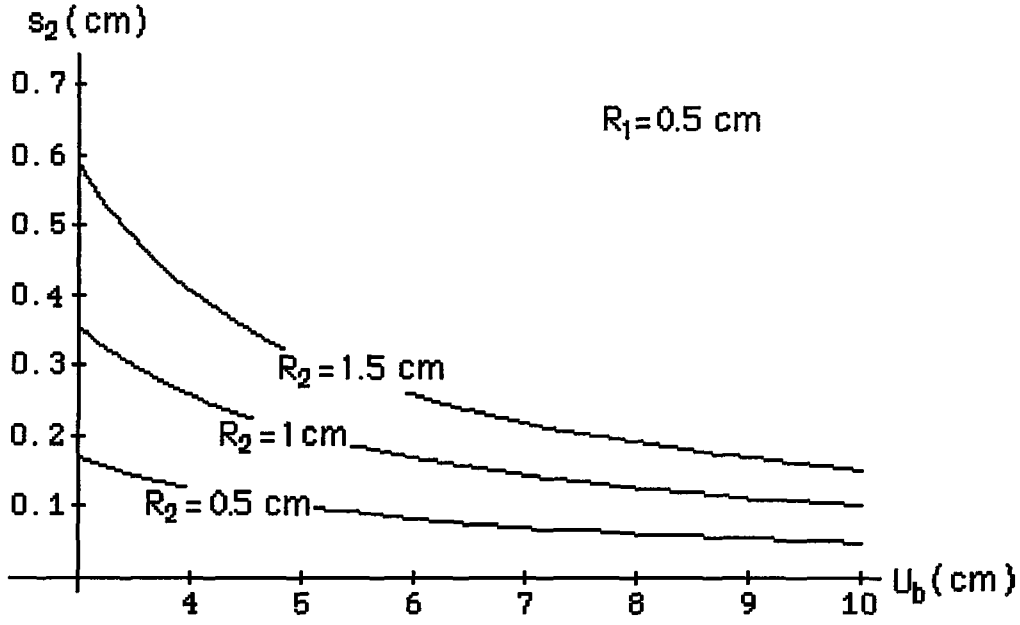
**Şekil-5.10** Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberde ikinci optik fiber tarafından etkilenen bölge uzunluğunun optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.



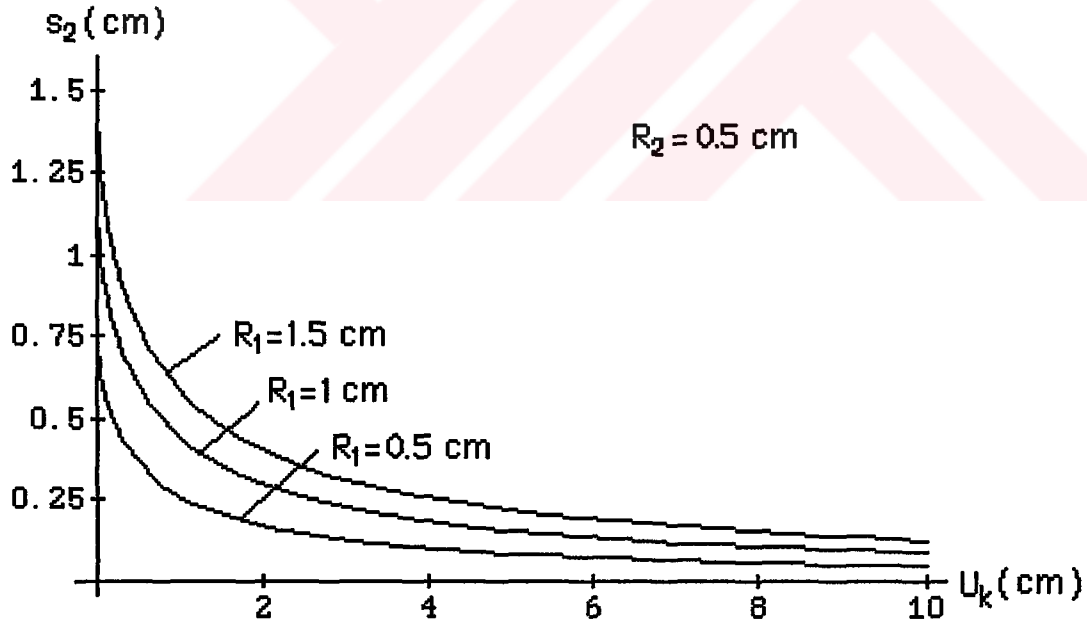
**Şekil-5.11** Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberde ikinci optik fiber tarafından etkilenen bölge uzunluğunun optik fiberler arasındaki uzaklığa göre değişimi.



**Şekil-5.12** Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölgenin uzunluğunun birinci optik fiberin ışına kostiği yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-5.13** Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölgenin uzunluğunun optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.



**Şekil-5.14** Kuple optik fiberlerde, birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölgenin uzunluğunun optik fiberler arasındaki uzaklığa göre değişimi.



Birinci optik fiber için yapılan incelemeler, ikinci optik fiber için tekrar edilirse,

$$\left| (P_{21})_d (P_{21})_i \right| = \left| (P_{22})_d (P_{22})_i \right| = \sqrt{2} \frac{R_2}{U_b} \left[ U_b^2 - (R_2^2 - R_1^2) + l_{dış} l_{iç} \right]^{1/2} \quad (5.35)$$

ve

$$\left| (P_{21})_d (P_{22})_i \right| = \left| (P_{22})_d (P_{21})_i \right| = \sqrt{2} \frac{R_2}{U_b} \left[ U_b^2 - (R_2^2 - R_1^2) - l_{dış} l_{iç} \right]^{1/2} \quad (5.36)$$

şeklinde bulunur. (5.35) eşitliğine göre, ikinci optik fiberdeki birinci optik fiber tarafından etkilenen bölgenin (uzun yay) uzunluğu,

$$s_3 = 2 R_2 \arcsin \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2 U_b} \left[ U_b^2 - (R_2^2 - R_1^2) + l_{dış} l_{iç} \right]^{1/2} \right\} \quad (5.37)$$

ve (5.36) eşitliğine göre, ikinci optik fiberin birinci optik fiberi etkilediği bölgenin (kısa yay) uzunluğu,

$$s_4 = 2 R_2 \arcsin \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2 U_b} \left[ U_b^2 - (R_2^2 - R_1^2) - l_{dış} l_{iç} \right]^{1/2} \right\} \quad (5.38)$$

olarak elde edilir.

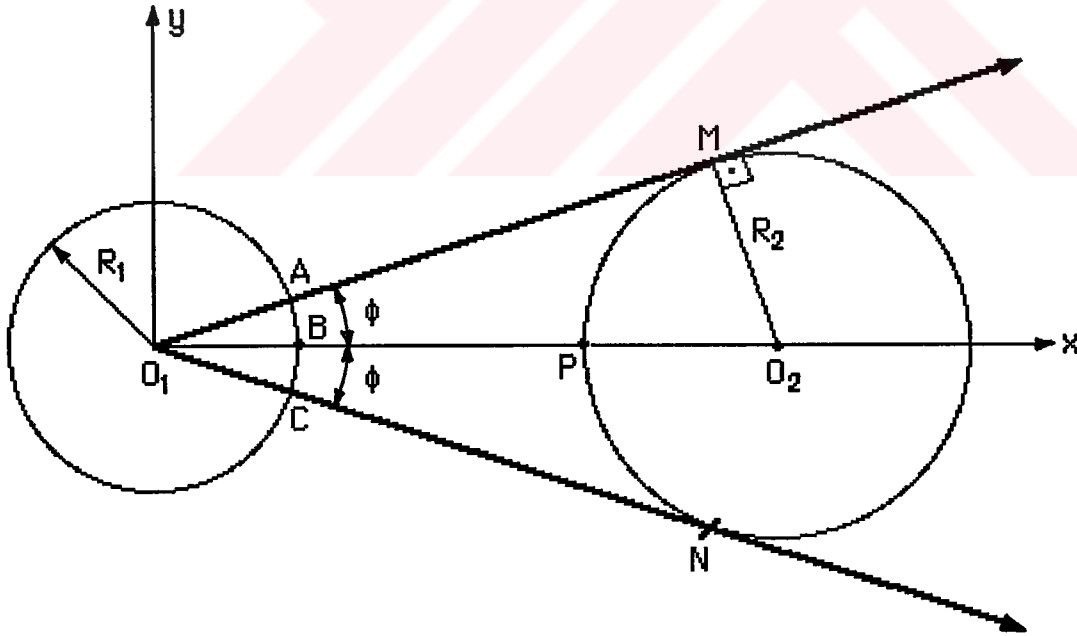
$s_3$  ve  $s_4$ 'ün  $R_1$ ,  $U_b$  ve  $U_k$ 'ya göre değişimlerinin,  $s_1$  ve  $s_2$ 'nin  $R_1$ ,  $U_b$  ve  $U_k$ 'ya göre değişimleri ile benzer fonksiyonel özellikler göstereceği açıktır. (5.32), (5.33), (5.37) ve (5.38) eşitliklerinden görüldüğü gibi, kuple optik fiberlerden birisinin diğer optik fiber tarafından etkilenen bölgesi, ışınım kostiğinde ortak iç teğet ve ortak dış teğet noktaları arasındaki uzun yay uzunluğuna, bu optik fiberin diğer optik fiberi etkilediği bölgesi ise, ışınım kostiğinde ortak iç teğet ve ortak dış teğet noktaları arasındaki kısa yay uzunluğuna eşittir ve propagasyon doğrultuları yani optik fiberlerin besleme yönlerine göre hiç bir değişim göstermemektedir. Elde

edilen sonuçların, literatürdeki çalışmalar ile uyumlu olduğu görülmüştür, (Digonnet et al, 1982; Huang, 1994).

### 5.3 RADYAL IŞIMA YAKLAŞIMI

3.1.3 Bölümünde açıklandığı gibi, bükülmüş optik fiberlerde ışıma, ışıma kostiğine teğet doğrultudadır. Ancak, bu bölümde, A.W. Snyder'in halka anten yaklaşımı dikkate alınmış ve dairesel olarak bükülmüş, kılıfsız ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik fiberin ışımasının, Şekil-5.15'deki gibi radyal doğrultuda olduğu kabul edilerek karşılıklı etkileşim mekanizması araştırılmıştır, (Snyder et al, 1983).

Şekil-5.15'de açıkça görüldüğü gibi, birinci optik fiberin radyal ışıması, ikinci optik fiberin MPN bölgesini etkiler. Burada,  $M(x_m, y_m)$  ve  $N(x_n, y_n)$  noktaları, radyal ışımanın ikinci optik fibere teğet olduğu noktalardır. Bu bölümde kuple optik fiberlerin etkin ve etkilenen bölgeleri analiz edilmiştir, (Canbay ve Ünverdi, 1997).



**Şekil-5.15** Radyal ışıma yaklaşımında, dairesel olarak bükülmüş, kılıfsız ve düzlemsel yapıdaki katmanlı optik fiberin ışıması.

Şekil-5.15'e göre,

$$\frac{y_m - B_1}{x_m - A_1} = - \frac{x_m - A_2}{y_m - B_2} \quad (5.39)$$

ve

$$y_m = \pm \left[ R_2^2 - (x_m - A_2)^2 \right]^{1/2} + B_2 \quad (5.40)$$

dir. Burada,  $(A_1, B_1)$  ve  $(A_2, B_2)$ , optik fiberlerin eğrilik merkezlerinin koordinatları,  $(x_m, y_m)$ , birinci optik fiberin radyal ışımalarının ikinci optik fibere teğet olduğu iki noktadan birisinin koordinatı,  $R_2$  ise ikinci optik fiberin ışımaya kostiği yarıçapıdır.

(5.40) eşitliği, (5.39) eşitliğinde kullanılırsa,

$$U_b^2 \xi^2 - 2 R_2^2 (A_1 - A_2) \xi + R_2^2 \left[ R_2^2 - (B_1 - B_2)^2 \right] = 0 \quad (5.41)$$

eşitliğine ulaşılır. Burada,  $U_b$ , optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklıktır, (5.13)'de verildiği gibi,

$$U_b = \left[ (A_1 - A_2)^2 - (B_1 - B_2)^2 \right]^{1/2} \quad (5.42)$$

dir ve

$$\xi = x_m - A_2 \quad (5.43)$$

dir. (5.41) denkleminin çözümleri,

$$\xi_1 = \frac{R_2^2 (A_1 - A_2) - R_2 |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2}}{U_b^2} \quad (5.44)$$

ve

$$\xi_2 = \frac{R_2^2 (A_1 - A_2) + R_2 |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2}}{U_b^2} \quad (5.45)$$

olduğuna göre, teğet noktaların apsisleri,

$$x_m = \frac{R_2^2 (A_1 - A_2) \pm R_2 |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2}}{U_b^2} + A_2 \quad (5.46)$$

ęeklinde bulunur. Bu durumda, (5.40) ifadesine göre elde edilen

$$y_m = \pm \frac{R_2}{U_b^2} \left\{ U_b^4 - \left[ R_2 (A_1 - A_2) \pm |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} + B_2 \quad (5.47)$$

eşitliğindeki ordinatın iki tane değeri olması gerekirken, dört tane değere sahip gibi görülmektedir. Bu nedenle, (5.47) eşitliğindeki ilk  $\pm$  işareti değerlendirilmelidir. Yukarıda yapılan incelemelerden anlaşılabileceği gibi, radyal ışımaya yaklaşımda, eğrilik merkezleri ve ışımaya kostiği yarıçapları bilinen kuple optik fiberlerde, kostiğe teğet olan ışımaların koordinatları  $(x_m, y_m)$  ve  $(x_n, y_n)$  bilinen büyüklükler cinsinden rahatlıkla yazılabilmektedir.

(5.39), (5.46) ve (5.47) eşitlikleri yardımıyla,

$$\pm (B_2 - B_1) \left| (A_1 - A_2) (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \mp R_2 |B_1 - B_2| \right| = -R_2 (B_1 - B_2)^2 \pm (A_1 - A_2) |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \quad (5.48)$$

eşitliği elde edilir. Buradan,

$$\mathbf{i)} (B_1 - B_2) \geq 0 \quad \text{ve} \quad (A_1 - A_2) (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \mp R_2 (B_1 - B_2) \geq 0$$

ve

$$\mathbf{ii)} (B_1 - B_2) < 0 \quad \text{ve} \quad (A_1 - A_2) (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \mp R_2 (B_1 - B_2) < 0$$

koşullarında,  $\pm$  işaretinin, (5.46) eşitliğindeki  $x_m$ 'in ters işaretlisi olacağı, bir başka deyişle,



$$x_m = \frac{R_2^2 (A_1 - A_2) \pm R_2 |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2}}{U_b^2} + A_2 \quad (5.49)$$

$$y_m = \mp \frac{R_2}{U_b^2} \left\{ U_b^4 - \left[ R_2 (A_1 - A_2) \pm |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} + B_2 \quad (5.50a)$$

$$y_m = \pm \frac{R_2}{U_b^2} \left\{ (A_1 - A_2) (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \mp R_2 (B_1 - B_2) \right\} + B_2 \quad (5.50b)$$

olacağı;

**iii)**  $(B_1 - B_2) \geq 0$  ve  $(A_1 - A_2) (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \mp R_2 (B_1 - B_2) < 0$   
ve

**iv)**  $(B_1 - B_2) < 0$  ve  $(A_1 - A_2) (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \mp R_2 (B_1 - B_2) \geq 0$

koşullarında ise,  $\pm$  işaretinin, (5.46) eşitliğindeki  $x_m$  ile aynı işaretli olacağı, yani,

$$x_m = \frac{R_2^2 (A_1 - A_2) \pm R_2 |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2}}{U_b^2} + A_2 \quad (5.51)$$

$$y_m = \pm \frac{R_2}{U_b^2} \left\{ U_b^4 - \left[ R_2 (A_1 - A_2) \pm |B_1 - B_2| (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} + B_2 \quad (5.52a)$$

$$y_m = \mp \frac{R_2}{U_b^2} \left\{ (A_1 - A_2) (U_b^2 - R_2^2)^{1/2} \mp R_2 (B_1 - B_2) \right\} + B_2 \quad (5.52b)$$

olacağı sonucuna varılır.

Şekil-5.15'deki optik fiberlerin eğrilik merkezlerinin  $O_1(0,0)$  ve  $O_2(U_b,0)$  olması koşulunda, M ve N teğet noktalarının koordinatları (5.46) ve (5.47) eşitlikleri yardımıyla,

$$x_{M,N} = U_b \left[ 1 - \frac{R_2^2}{U_b^2} \right] \quad (5.53)$$

$$y_{M,N} = \pm U_b \left[ 1 - \frac{R_2^2}{U_b^2} \right]^{1/2} \quad (5.54)$$

olarak elde edilir, (Ünverdi ve Canbay, 1997).

Yukarıda açıklanan dört durum için de, fiziksel mekanizmaya gereğince, daha önceden sezileceği gibi, teğet noktalar arasındaki uzunluk sabittir ve

$$|MN| = 2 R_2 \left[ 1 - \frac{R_2^2}{U_b^2} \right]^{1/2} \quad (5.55)$$

dir. Bu durumda, ikinci optik fiberin birinci optik fiberin etkisi altındaki bölgesi (MPN bölgesi) de sabittir ve

$$p = 2 R_2 \arcsin \left[ \left[ 1 - \frac{R_2^2}{U_b^2} \right]^{1/2} \right] \quad (5.56)$$

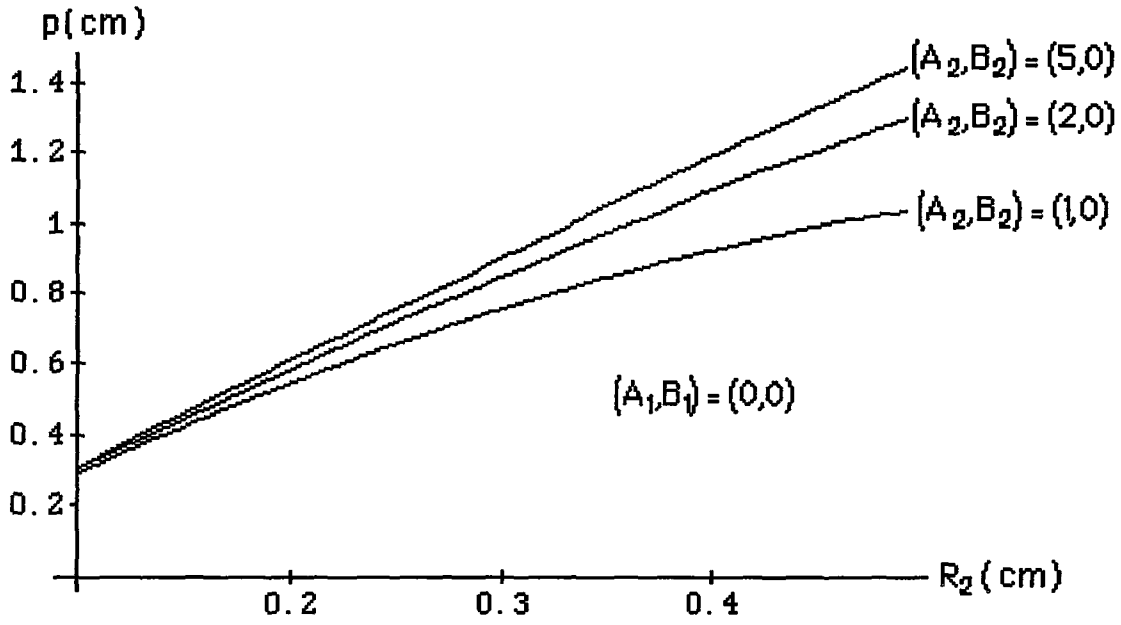
olarak bulunur.

Şekil-5.15'in geometrisinden yararlanılarak, kuplaj sırasında birinci optik fiberin ikinci optik fiberi etkilediği bölge (ABC bölgesi) ise,

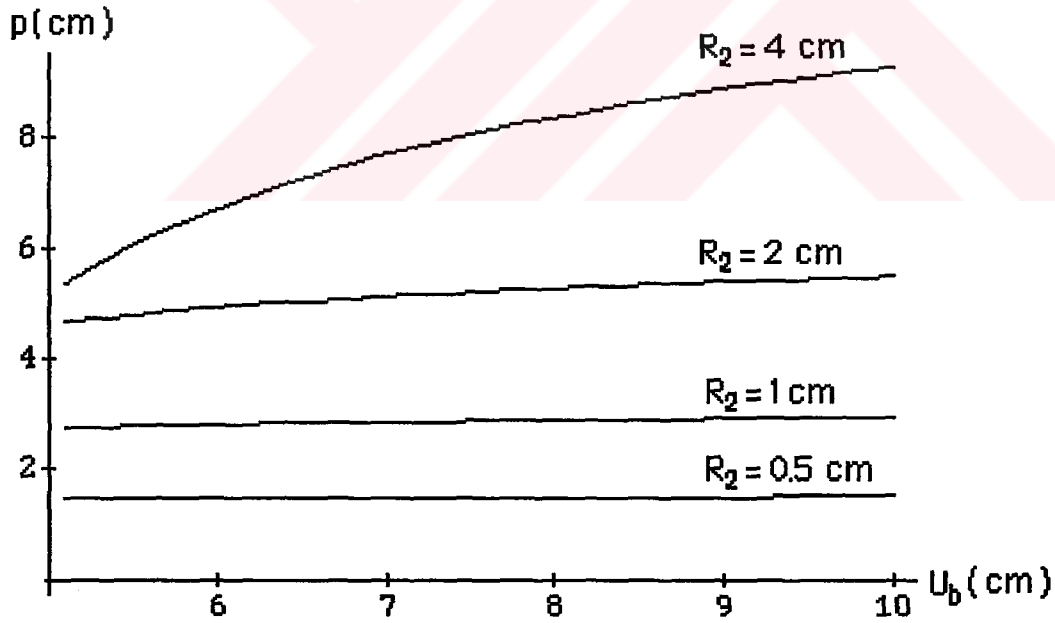
$$u = R_1 \left\{ \pi - 2 \arcsin \left[ \left[ 1 - \frac{R_2^2}{U_b^2} \right]^{1/2} \right] \right\} \quad (5.57)$$

olarak elde edilir. Burada,  $R_1$ , birinci optik fiberin ışımaya kostiği yarıçapıdır.

Bu yaklaşım altında,  $p$ 'nin  $R_2$  ve  $U_b$ 'ye göre değişimleri, sırasıyla Şekil-5.16 ve Şekil-5.17'de yer almaktadır.



**Şekil-5.16** Radyal ışınma yaklaşımında, ikinci optik fiberin birinci optik fiber tarafından etkilenen bölgesinin ikinci optik fiberin ışınma kostiği yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-5.17** Radyal ışınma yaklaşımında, ikinci optik fiberin birinci optik fiber tarafından etkilenen bölgesinin optik fiberlerin eksenler arasındaki uzaklığına göre değişimi.

Benzer mantıkla, radyal ışımaya yaklaşımında, birinci optik fiberin ikinci optik fiberin etkisi altında olan bölgesinin,

$$\tilde{\rho} = 2 R_1 \arcsin \left[ \left[ 1 - \frac{R_1^2}{U_b^2} \right]^{1/2} \right] \quad (5.58)$$

ve ikinci optik fiberin birinci optik fiberi etkilediği bölgenin ise,

$$\tilde{u} = R_2 \left\{ \pi - 2 \arcsin \left[ \left[ 1 - \frac{R_1^2}{U_b^2} \right]^{1/2} \right] \right\} \quad (5.59)$$

şeklinde olacağı açıkça görülmektedir.

## 5.4 KUPLE BÜKÜLMÜŞ OPTİK DALGA KILAVUZLARI

Bu bölümde, dairesel olarak bükülmüş, kılıfsız, düzlemsel yapıdaki katmanlı ve çok modlu kuple iki optik dalga kılavuzundaki modların, kuplaj nedeniyle, propagasyon sabitlerinde meydana gelen değişimlerin analizi Kuple Mod Teorisi yardımıyla yapılmıştır. Kılavuzların kayıpsız oldukları kabul edilmiştir.

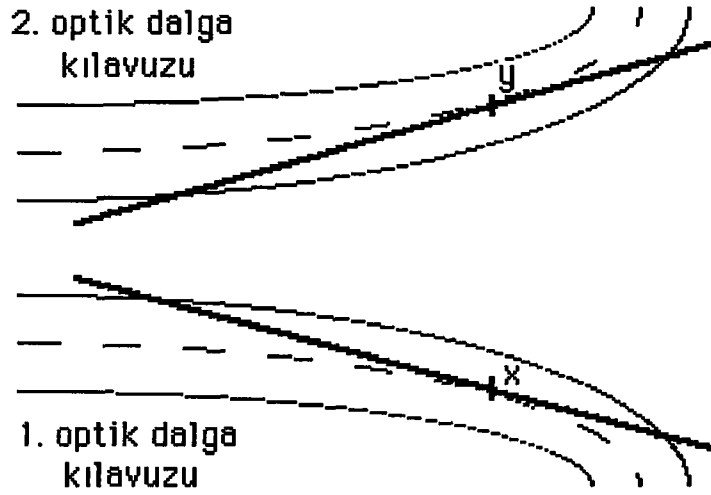
### 5.4.1 Bükülmüş Optik Dalga Kılavuzlarında Kuple Mod Teorisi

Bükülmüş optik dalga kılavuzunda, alanların faz yüzeyleri, propagasyon doğrultusuna dik değildir; kuplaj analizinde karşılaşılan zorlukları aşabilmek için Kuple Mod Teorisi basit hale indirgenebilir.

Şekil-5.18'e göre, kuple mod denklemleri,

$$\frac{da_1}{dx} = -j\beta_1 a_1 + c_{12} a_2 \quad (5.60 a)$$

ve



**Şekil-5.18** Bükülmüş kuple iki optik dalga kılavuzu.

$$\frac{da_2}{dy} = -j\beta_2 a_2 + c_{21} a_1 \quad (5.60 b)$$

olarak yazılır. Burada, x ve y koordinatlarıdır;  $a_1$  ve  $a_2$  modal genlikleri,

$$a_1(x) = A_1(x) \exp \left\{ j \int_{x_0}^x \beta_1(x) dx \right\} \quad (5.61 a)$$

ve

$$a_2(y) = A_2(y) \exp \left\{ j \int_{y_0}^y \beta_2(y) dy \right\} \quad (5.61 b)$$

dir. Burada,  $x_0$  ve  $y_0$ , kuplaj bölgelerinin başlangıç noktalarının koordinatlarıdır;  $A_1(x)$  ve  $A_2(y)$  katsayılarıdır ve aralarındaki ilişkinin, (5.61a) ve (5.61b) eşitlikleri uyarınca,

$$\frac{dA_1}{dx} = -j c_{12} \exp \left\{ j \left[ \int_{y_0}^y \beta_2 dy - \int_{x_0}^x \beta_1 dx \right] \right\} A_2 \quad (5.62 a)$$

ve

$$\frac{dA_2}{dy} = -j c_{21} \exp \left\{ j \left[ \int_{x_0}^x \beta_1 dx - \int_{y_0}^y \beta_2 dy \right] \right\} A_1 \quad (5.62b)$$

olduğu görülür.

Kayıpsız ortamlarda çalışıldığı için,  $\beta_1$  ve  $\beta_2$ , dolayısıyla  $c_{12}$  ve  $c_{21}$  reel büyüklüklere sahiptir. Bu yaklaşım altında,

$$c_{12} dx = c_{21} dy \quad (5.63)$$

dir.

Kupla mod denklemleri, efektif propagasyon doğrultusu  $z$  cinsinden yazılarak basitleştirilebilir. Şöyle ki, (5.60a) ve (5.60b) eşitlikleri,

$$\frac{da_1}{dz} = -j \left[ \beta_1 \frac{dx}{dz} \right] a_1 + \left[ c_{12} \frac{dx}{dz} \right] a_2 \quad (5.64a)$$

ve

$$\frac{da_2}{dz} = -j \left[ \beta_2 \frac{dy}{dz} \right] a_2 + \left[ c_{21} \frac{dy}{dz} \right] a_1 \quad (5.64b)$$

olarak yazılır. Burada,

$$a_1 = a_1[x(z)] \quad (5.65a)$$

ve

$$a_2 = a_2[y(z)] \quad (5.65b)$$

dir. Bu durumda,

$$c_{21} \frac{dy}{dz} = c_{12} \frac{dx}{dz} \quad (5.66)$$

olduğuna gore, (5.64a) ve (5.64b)'deki kuple mod denklemleri,

$$\frac{da_1}{dz} = -j(\beta_1)_{\text{eff}} a_1 + c_{xy} a_2 \quad (5.67a)$$

ve

$$\frac{da_2}{dz} = -j(\beta_2)_{\text{eff}} a_2 + c_{xy} a_1 \quad (5.67b)$$

şeklinde yazılır. Burada,

$$(\beta_1)_{\text{eff}} = \beta_1 \frac{dx}{dz} \quad (5.68a)$$

$$(\beta_2)_{\text{eff}} = \beta_2 \frac{dy}{dz} \quad (5.68b)$$

ve

$$c_{xy} = c_{12} \frac{dx}{dz} = c_{21} \frac{dy}{dz} \quad (5.68c)$$

dir.

#### 5.4.2 Modal Propagasyon Sabitindeki Değişim

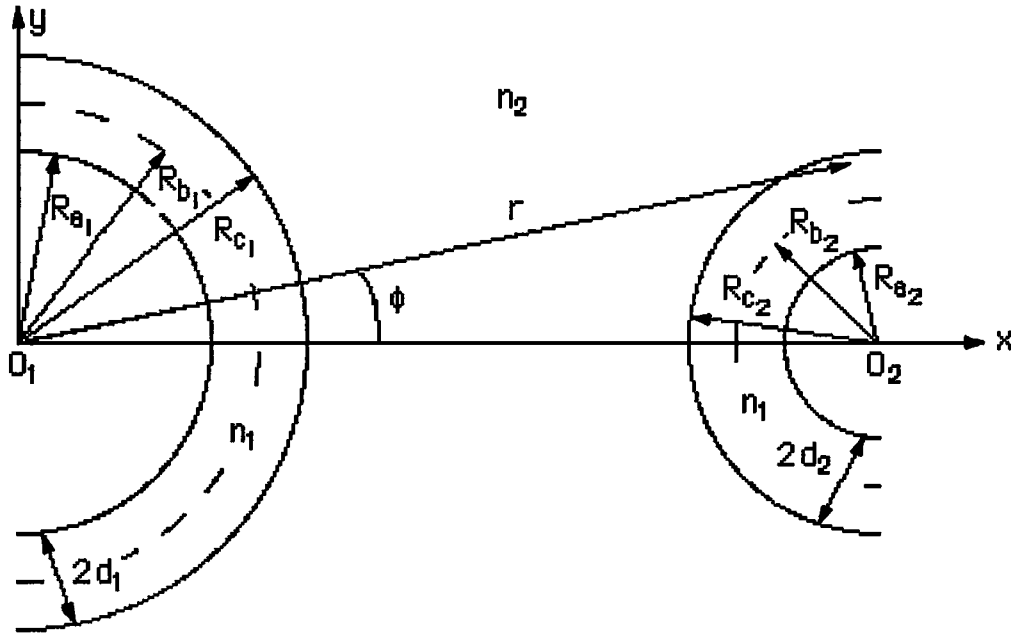
Çalışmanın bu aşamasında, kuplajın, modal propagasyon sabiti üzerindeki etkisi analiz edilmiş, çift ve tek modlar olmak üzere, önce TE modları, ardından da TM modlarındaki değişimi değerlendirilmiştir, (Ünverdi ve Canbay, 1997).

TE modlarında,  $r > R_c$  bölgesinde ( $i=1,2$ ), Şekil-5.19'a göre,

$$E_y = N H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) \exp[ j(\omega t - v\phi) ] \quad (5.69)$$

dir. TE çift ve TE tek modlarındaki N katsayısı, 3.2 Bölümü'nde izlenen metotla, özdeş optik fiberler için,





**Şekil-5.19** Bükülmüş kuple optik fiberler.

$$N = -j \left[ \frac{\pi}{2} \gamma R_b \right]^{1/2} \left[ \frac{2\omega\mu_0}{\beta d + \frac{\beta}{\gamma}} p \right]^{1/2} \begin{Bmatrix} \cos(\kappa d) \\ \sin(\kappa d) \end{Bmatrix} \exp \left\{ \gamma d - \left[ \beta \tanh^{-1} \left( \frac{\gamma}{\beta} \right) - \gamma \right] R_b \right\} \quad (5.70)$$

şeklinde bulunur. Modal propagasyon sabitindeki değişim, Kuple Mod Teorisi ışığında,

$$|\Delta\beta| = \frac{\omega\epsilon_0}{4p} (n_1^2 - n_2^2) \int_{\phi} \int_r \mathbf{E}_2^* \cdot \mathbf{E}_1 r dr d\phi \quad (5.71)$$

olur. Özdeş olmayan optik fiberlerde ise, birinci optik fiberdeki  $\beta_1$  propagasyon sabitli mod ile diğer optik fiberdeki  $\beta_2$  propagasyon sabitli modun kuplaj analizinde, (5.71) eşitliği, (5.69) ve (E-2a)'da verilen Hankel fonksiyonunun asimptotik ifadesi yardımıyla,



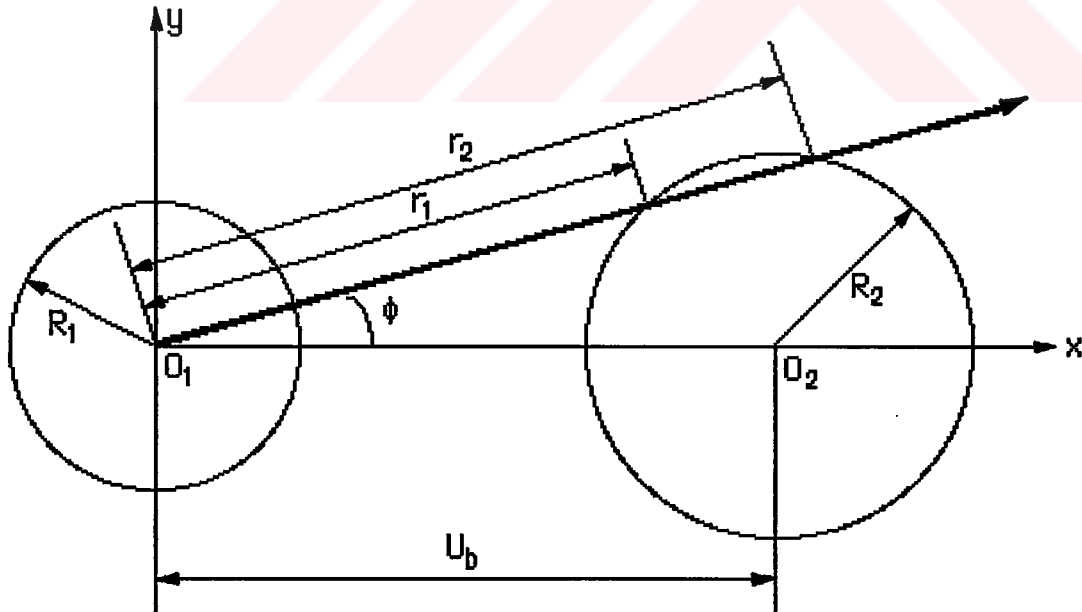
$$|\Delta\beta| = \frac{k_0^2}{2} (n_1^2 - n_2^2) \left[ \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\beta_1 \beta_2 (1 + \gamma_1 d_1)(1 + \gamma_2 d_2)} \right]^{1/2} \begin{Bmatrix} \cos(\kappa_1 d_1) \cos(\kappa_2 d_2) \\ \sin(\kappa_1 d_1) \sin(\kappa_2 d_2) \end{Bmatrix} e^{(\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2)} \int_{\phi} \int_r e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)r} r dr d\phi \quad (5.72)$$

olarak ifade edilir. TE çift ve TE tek modlarında kuplaj analizini ortaya koyan (5.72) eşitliğinde, "1" alt indisi, birinci optik fiber, "2" alt indisi ise, ikinci optik fibere ait bilgileri ifade eder.  $\kappa$  ve  $\gamma$  özdeğerleri, (2.17a) ve (2.17b)'de verilmiştir. Burada, iki önemli noktadan birisi, integral sınırlarının belirlenmesi, diğeri de modal propagasyon sabiti  $\beta$ 'nin değişim aralığının modlara göre ortaya konulmasıdır.

(5.72) eşitliğindeki iki katlı integralin birinci katı,

$$\int_r e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)r} r dr = - \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ r + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)r} \quad (5.73)$$

dir.



**Şekil-5.20** Kuple optik fiberlerde  $r_1$  ve  $r_2$ 'nin belirlenmesi

Birinci optik fiberin ikinci optik fiber üzerindeki etkisinin gözlemlenebilmesi için, birinci optik fiberin eğrilik merkezinden inceleme noktasına olan uzaklığı  $r$ 'nin, Şekil-5.20'ye göre,

$$r_1 = U_b \cos \phi - (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2} \quad (5.74a)$$

ile

$$r_2 = U_b \cos \phi + (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2} \quad (5.74b)$$

arasında değişmesi gerekir. Burada,  $U_b$ , optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklık,  $R_2$ , ikinci optik fiberin ışımaya kostiği yarıçapı,  $\phi$  ise,  $r$  ile  $x$  eksenı arasındaki açıdır. Bu durumda, (5.72) eşitliği,

$$\begin{aligned} |\Delta\beta| = \tau \int_{\phi} \left\{ \left\{ -\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ U_b \cos \phi + (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2} + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] \right. \right. \\ \left. \left. e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) [U_b \cos \phi + (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2}]} \right\} d\phi \right. \\ \left. + \left\{ \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ U_b \cos \phi - (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2} + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] \right. \right. \\ \left. \left. e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) [U_b \cos \phi - (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2}]} \right\} d\phi \right\} \quad (5.75a) \end{aligned}$$

$$= \tau \left[ \int_{\phi} I_1(\phi) d\phi + \int_{\phi} I_2(\phi) d\phi \right] \quad (5.75b)$$

olarak yazılır. Burada,

$$\tau = \frac{k_0^2}{2} (n_1^2 - n_2^2) \left[ \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\beta_1 \beta_2 (1 + \gamma_1 d_1)(1 + \gamma_2 d_2)} \right]^{1/2} \begin{Bmatrix} \cos(\kappa_1 d_1) \cos(\kappa_2 d_2) \\ \sin(\kappa_1 d_1) \sin(\kappa_2 d_2) \end{Bmatrix} e^{(\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2)} \quad (5.76)$$

$$I_1(\phi) = \int_{\phi} \left\{ -\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ U_b \cos \phi + (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2} + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) [U_b \cos \phi + (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2}]} \right\} d\phi \quad (5.77)$$

$$I_2(\phi) = \int_{\phi} \left\{ \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ U_b \cos \phi - (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2} + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) [U_b \cos \phi - (R_2^2 - U_b^2 \sin^2 \phi)^{1/2}]} \right\} d\phi \quad (5.78)$$

dir. Optik haberleşmenin THz'ler mertebesindeki frekanslarda yapıldığı düşünülürse, (5.75a) eşitliğindeki integrallerin, Semer Noktası Yöntemi veya Stasyonere Faz Yöntemi ile alınabileceği rahatlıkla görülür, (Morse et al, 1953; Erdoğan, 1974; Bruijn, 1981; Bleistein et al, 1986; Uzgören ve Büyükaksoy, 1987; Struik, 1988). İncelemede,  $f(\phi)$  ve  $g(\phi)$  fonksiyonları,  $\phi$  değişkeninin regüler fonksiyonları,  $C$ ,  $\phi$  düzleminde belirlenen bir eğri,  $k$  çok büyük pozitif bir parametre olmak üzere, (5.75a) eşitliğinde yer alan

$$I(k) = \int_C g(\phi) e^{k f(\phi)} d\phi \quad (5.79)$$

formundaki integrallerin yanıtı,  $k \rightarrow \infty$  için asimptotik ifadeleri elde etmek amacıyla kullanılan Semer Noktası Yöntemi veya Stasyonere Faz Yöntemi'nden yararlanılarak bulunabilir.

(5.77)'deki  $I_1(\phi)$  integralinde, semer noktası (veya stasyoner faz noktası),  $\phi = 0$  'dır ve integralin sonucu,

$$I_1 = -\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ U_b + R_2 + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b + R_2)} \left[ \frac{2\pi R_2}{U_b(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b + R_2)} \right]^{1/2} \quad (5.80)$$

olarak bulunur.

(5.78)'deki  $I_2(\phi)$  integralinde de, semer noktası (veya stasyoner faz noktası),  $\phi = 0$  'dır ve integral,

$$I_2 = \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ U_b - R_2 + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b - R_2)} \left[ \frac{2\pi R_2}{U_b(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b - R_2)} \right]^{1/2} \quad (5.81)$$

ye eşittir. Bu durumda, TE çift ve TE tek modlarında, modal propagasyon sabitindeki değişimi ifade eden (5.72) eşitliği,

$$|\Delta\beta| = \frac{k_0^2}{2} (n_1^2 - n_2^2) \left[ \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\beta_1 \beta_2 (1 + \gamma_1 d_1)(1 + \gamma_2 d_2)} \right]^{1/2} \begin{cases} \cos(\kappa_1 d_1) \cos(\kappa_2 d_2) \\ \sin(\kappa_1 d_1) \sin(\kappa_2 d_2) \end{cases} e^{(\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2)}$$

$$\left\{ \left[ -\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ U_b + R_2 + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b + R_2)} \left[ \frac{2\pi R_2}{U_b(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b + R_2)} \right]^{1/2} \right] \right.$$

$$\left. + \left[ \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[ U_b - R_2 + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b - R_2)} \left[ \frac{2\pi R_2}{U_b(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b - R_2)} \right]^{1/2} \right] \right\} \quad (5.82)$$

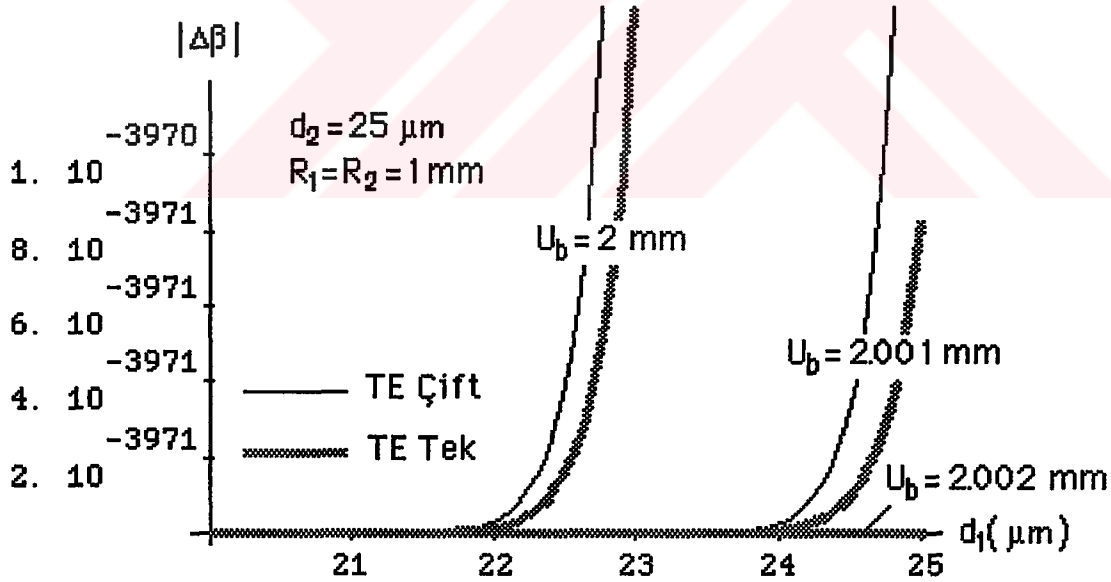
olarak elde edilir. İncelemelerde,

$$a) -\arcsin\left[\frac{R_2}{U_b}\right] \leq \phi \leq \arcsin\left[\frac{R_2}{U_b}\right].$$

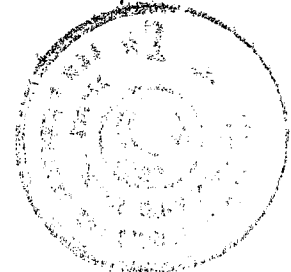
b)  $I_1(\phi)$  ve  $I_2(\phi)$  integrallerinde,  $f'(\phi) = 0$  'in birer tane kökleri vardır ( $\phi=0$ ),

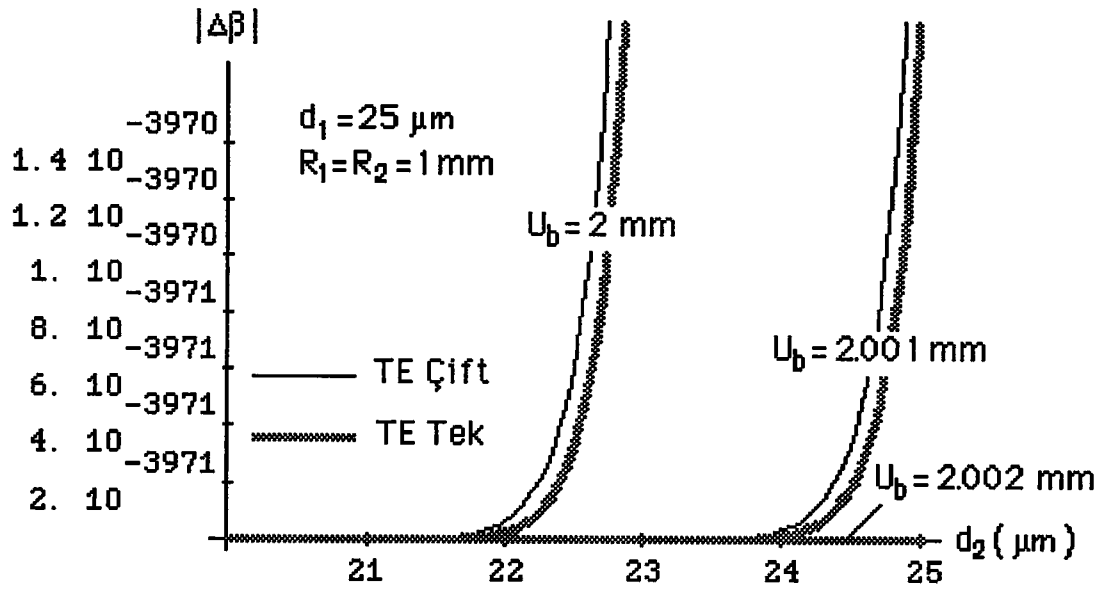
c)  $I_1(\phi)$  ve  $I_2(\phi)$  integrallerinde,  $g''(\phi) > 0$  olduğu görülmüştür.

Ayrık propagasyon sabitine sahip olan kılavuzlanmış modların evanescent alanlarının analizinde, (2.17a), (2.17b) ve (4.39) eşitliklerinden yararlanılmış, modal propagasyon sabiti  $\beta$ 'nin,  $n_2k_0 < \beta \leq n_1k_0$  bölgesinde olduğu göz önünde tutularak,  $f=200$  THz ve  $n_1=1.5$  için yapılan kuplaj analizinde, çok modlu birinci optik fiberde  $\nu=1$ 'e karşı gelen modlarla, ikinci optik fiberde  $\nu=2$ 'ye karşı gelen modların kuplajı incelenmiştir. Modal propagasyon sabitindeki değişim  $\Delta\beta$ 'nin, kuple optik fiberlerin yarıçapları  $d_1$  ile  $d_2$  ve eğrilik merkezleri arasındaki uzaklık  $U_b$ 'ye göre davranışları, sırasıyla Şekil-5.21, Şekil-5.22 ve Şekil-5.23'de verilmiştir. Paralel optik fiberlerin kuplajında olduğu gibi, bükülmüş optik fiberlerin kuplajında da, TE çift modları arasındaki kuplajın, TE tek modları arasındaki kuplajdan daha fazla olduğu anlaşılmaktadır.

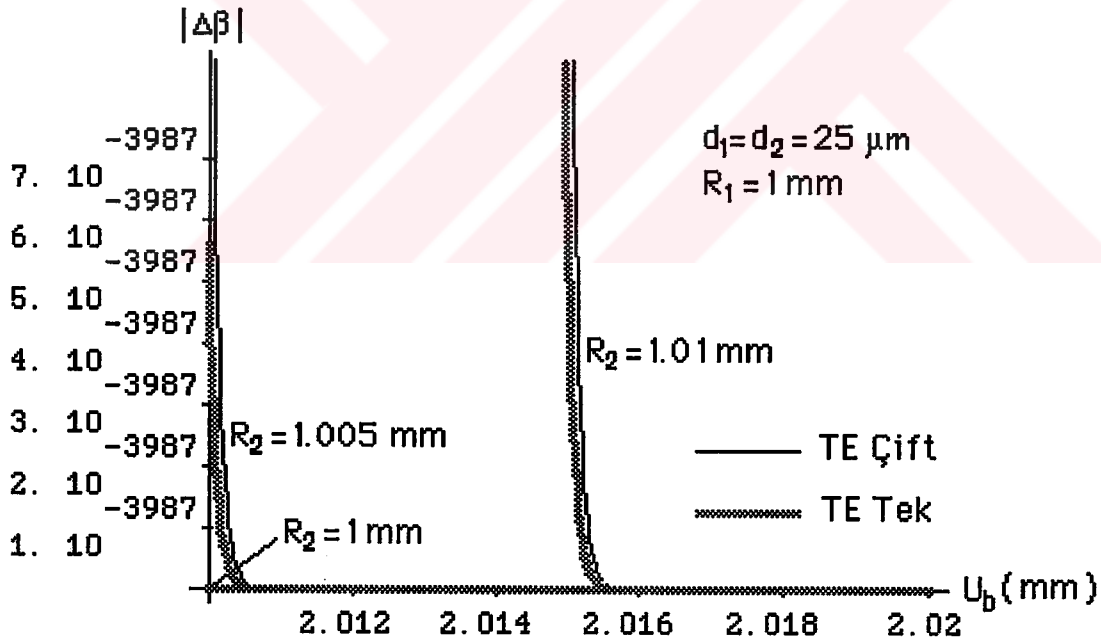


**Şekil-5.21** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.

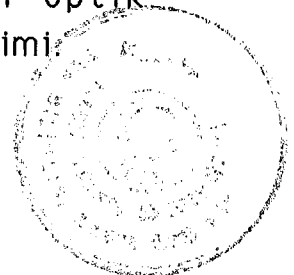




**Şekil-5.22** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.

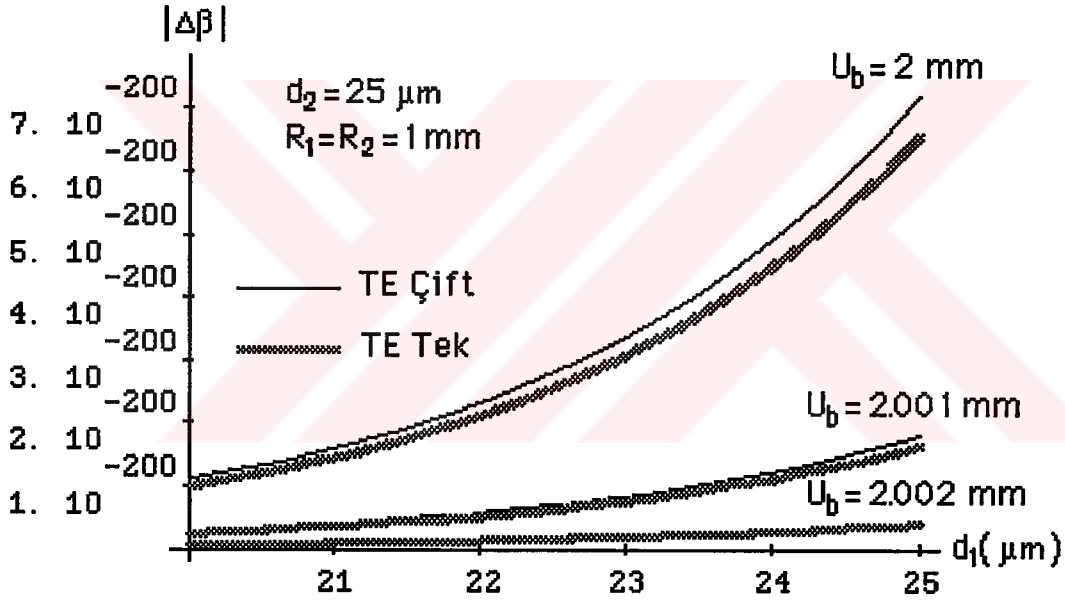


**Şekil-5.23** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.

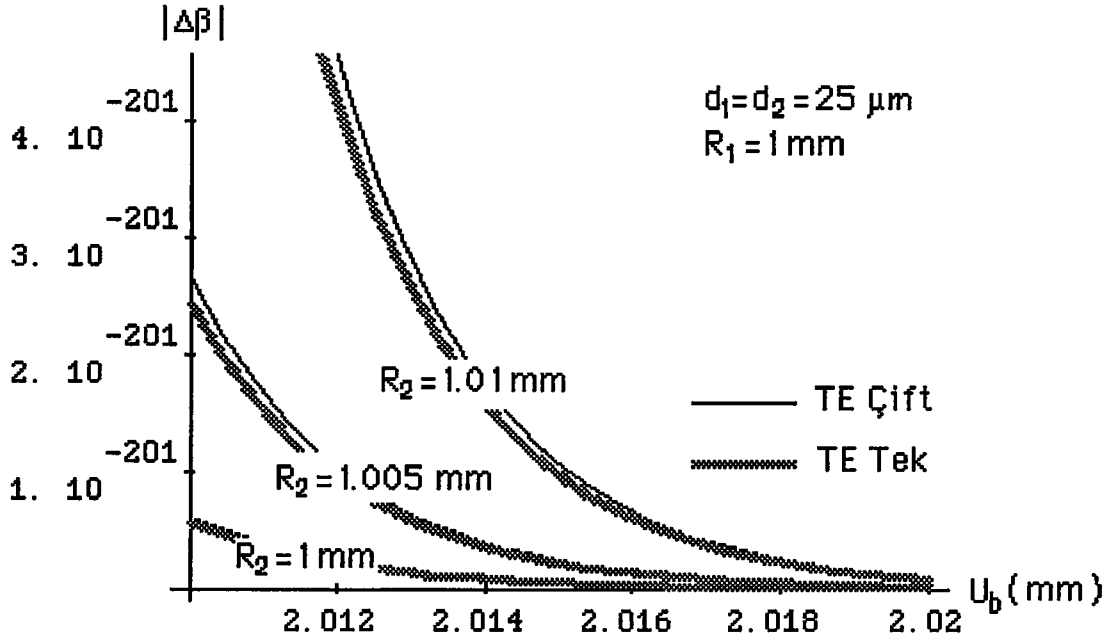


Sızıntılı modlar, kuşkusuz kuplaj analizinin en önemli kısmını temsil etmektedir. 2.4 Bölümü dikkate alınarak, sürekli ve kompleks değerlere sahip olan modal propagasyon sabitlerinin  $\beta_1=\beta_2=10^6(1+j)$ ,  $\beta_1=\beta_2=1.001 \times 10^6(1+j)$  ve  $\beta_1=\beta_2=1.002 \times 10^6(1+j)$  değerleri üzerinde çalışılmıştır. Sızıntılı modların karşılıklı kuplajında,  $|\Delta\beta|$ - $d_1$  ve  $|\Delta\beta|$ - $U_b$  ilişkileri, Şekil-5.24 ve Şekil-5.25'de yer almaktadır.  $|\Delta\beta|$ - $d_2$  değişiminin, Şekil-5.24 ile uyumlu olacağı açıktır.

Literatürde olmayan bir yaklaşımla gerçekleştirilen analizin sonuçlarından da görüldüğü gibi, sızıntılı modlar arasındaki kuplaj, kılavuzlanmış modlar arasındaki kuplajdan daha etkindir.



**Şekil-5.24** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE sızıntılı modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-5.25** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TE sızıntılı modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.

Dairesel olarak bükülmüş kılıfsız kuple optik fiberlerde, TM modlarında,  $r > R_{c1}$  bölgesinde ( $i=1,2$ ), Şekil-5.19'a göre,

$$H_y = N_1 H_y^{(2)}(n_2 k_0 r) \exp[ j(\omega t - v\phi) ] \quad (5.83)$$

dir ve  $N_1$  katsayısı, özdeş optik fiberler için,

$$N_1 = -j \left[ \frac{\pi}{2} \gamma R_b \right]^{1/2} \left\{ \frac{2 \omega \epsilon_0 n_1^2}{\beta \left[ d + \frac{n_1^2 n_2^2}{\gamma} \frac{\kappa^2 + \gamma^2}{n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2} \right]} \right\}^P \begin{Bmatrix} \cos(\kappa d) \\ \sin(\kappa d) \end{Bmatrix} \exp \left\{ \gamma d - \left[ \beta \tanh^{-1}(\gamma/\beta) - \gamma \right] R_b \right\} \quad (5.84)$$

olarak bulunur.



Kuple Mod Teorisi yardımıyla, modal propagasyon sabitindeki değişim,

$$|\Delta\beta| = \frac{\omega \epsilon_0}{4P} (n_1^2 - n_2^2) \int_{\phi} \int_r \mathbf{H}_2^* \cdot \mathbf{H}_1 r dr d\phi \quad (5.85)$$

olarak yazılır.

Özdeş olmayan optik fiberlerde, birinci optik fiberdeki  $\beta_1$  propagasyon sabitli mod ile ikinci optik fiberdeki  $\beta_2$  propagasyon sabitli modun kuplaj analizi, TM çift ve TM tek modları için ele alınır, TE çift ve TE tek modlarının kuplajında izlenen yöntem uyarınca, (5.85) eşitliği,

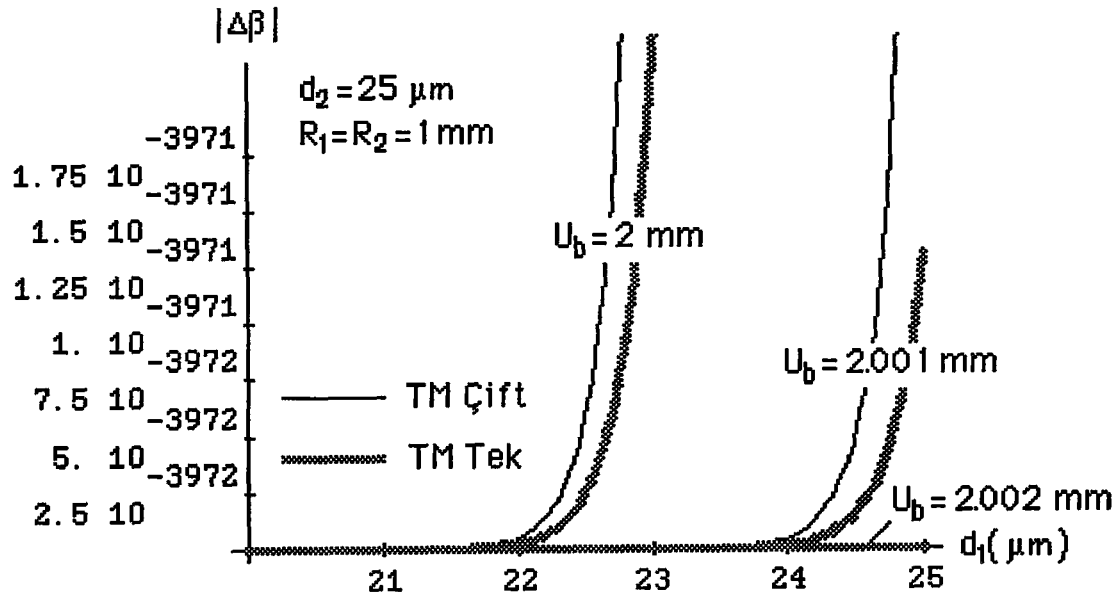
$$|\Delta\beta| = \frac{\omega^2 \epsilon_0^2}{2} n_1^2 (n_1^2 - n_2^2) \left\{ \frac{\gamma_1 (n_2^4 \kappa_1^2 + n_1^4 \gamma_1^2)}{\beta_1 [\gamma_1 d_1 (n_2^4 \kappa_1^2 + n_1^4 \gamma_1^2) + n_1^2 n_2^2 (\kappa_1^2 + \gamma_1^2)]} \right\}^{1/2}$$

$$\left\{ \frac{\gamma_2 (n_2^4 \kappa_2^2 + n_1^4 \gamma_2^2)}{\beta_2 [\gamma_2 d_2 (n_2^4 \kappa_2^2 + n_1^4 \gamma_2^2) + n_1^2 n_2^2 (\kappa_2^2 + \gamma_2^2)]} \right\}^{1/2} \begin{Bmatrix} \cos(\kappa_1 d_1) & \cos(\kappa_2 d_2) \\ \sin(\kappa_1 d_1) & \sin(\kappa_2 d_2) \end{Bmatrix} e^{(\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2)}$$

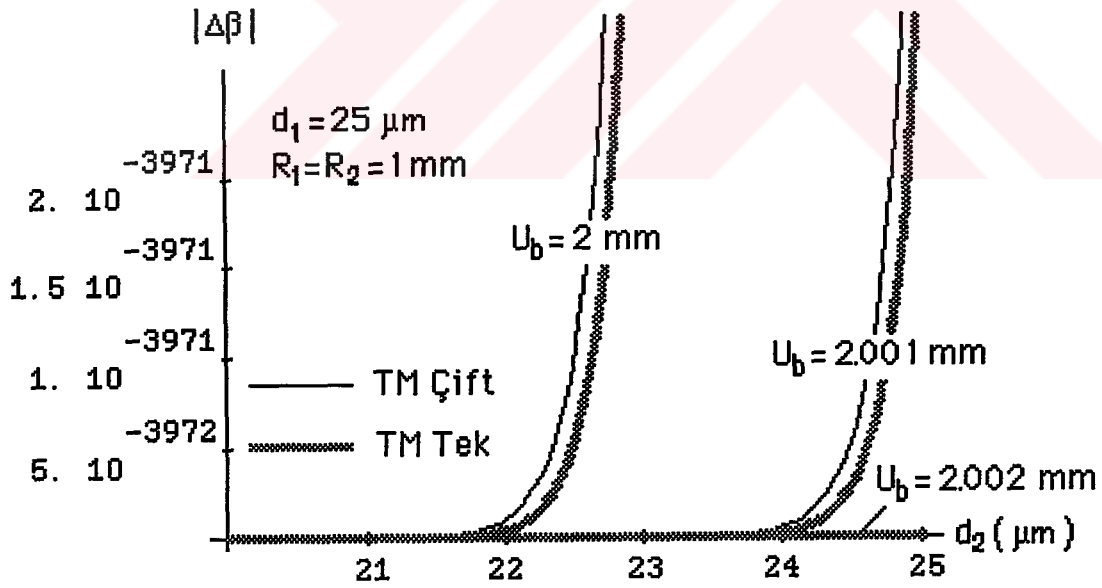
$$\left[ \left[ -\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left( U_b + R_2 + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b + R_2)} \left[ \frac{2\pi R_2}{U_b (\gamma_1 + \gamma_2)(U_b + R_2)} \right]^{1/2} \right] \right.$$

$$\left. + \left[ \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left( U_b - R_2 + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right) e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)(U_b - R_2)} \left[ \frac{2\pi R_2}{U_b (\gamma_1 + \gamma_2)(U_b - R_2)} \right]^{1/2} \right] \right\} \quad (5.86)$$

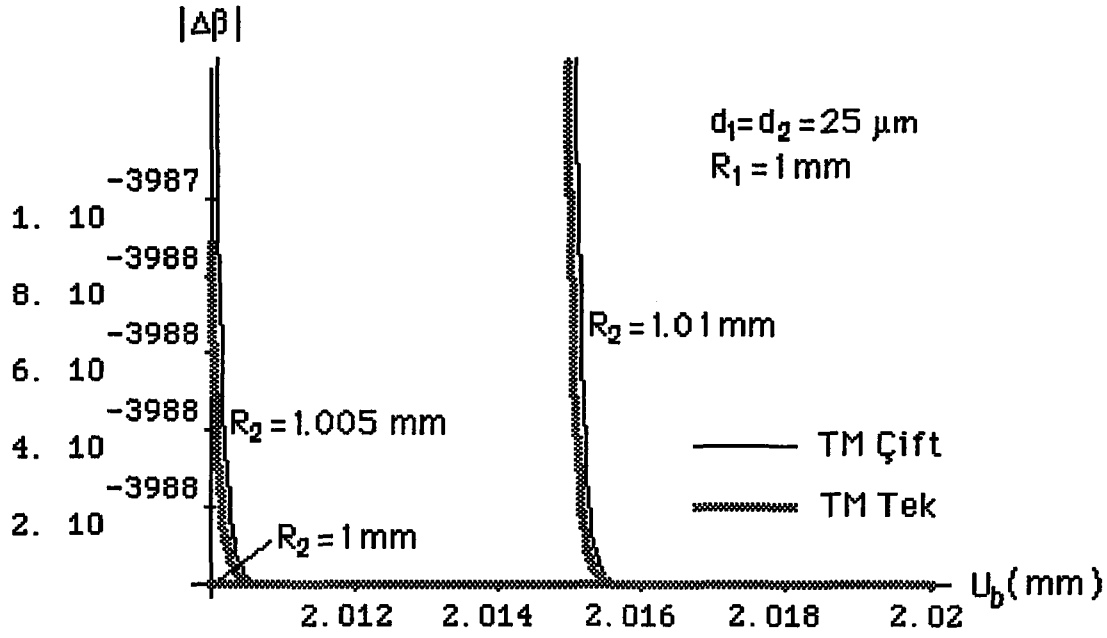
olarak yazılır. Kılavuzlanmış modların evanescent alanları için  $|\Delta\beta|$ 'nin  $d_1$ ,  $d_2$  ve  $U_b$ 'ye göre değişimleri, sırasıyla Şekil-5.26, Şekil-5.27 ve Şekil-5.28'de verilmiştir.



**Şekil-5.26** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-5.27** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin ikinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.

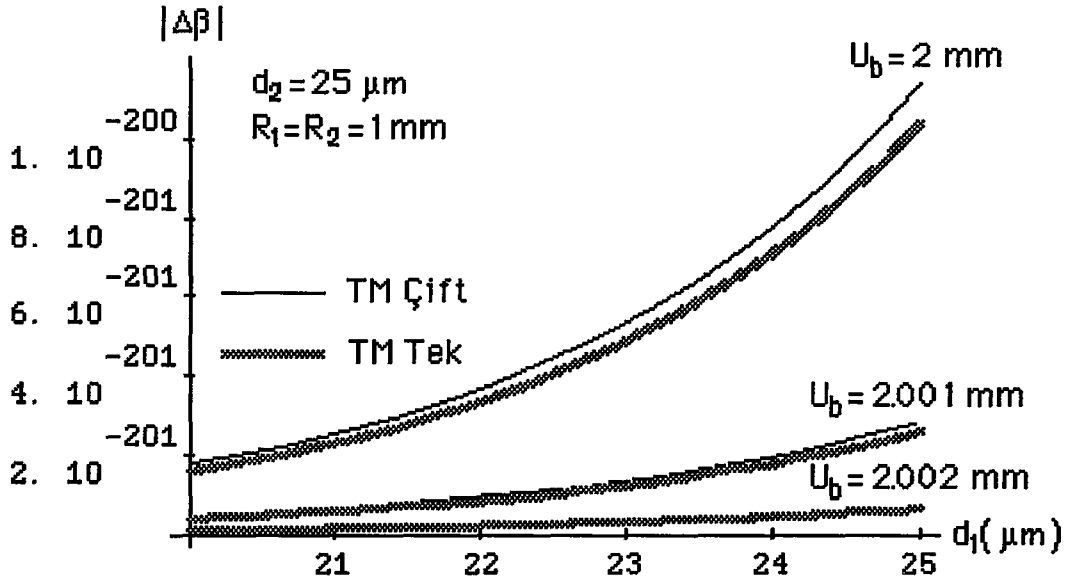


**Şekil-5.28** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.

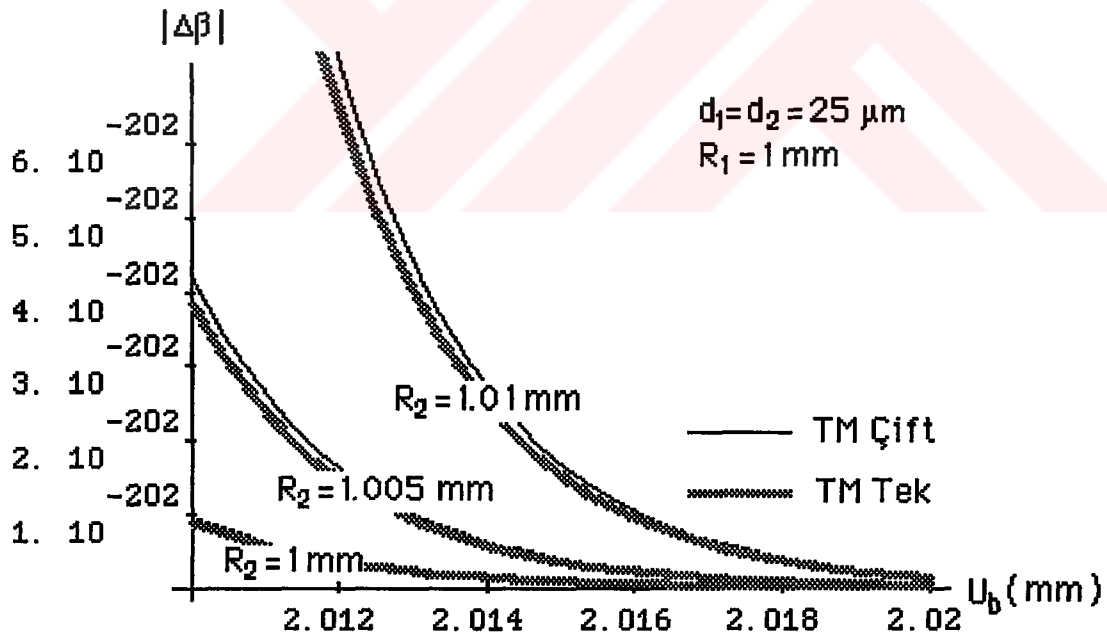
Sızıntılı modların kuplajında ise,  $|\Delta\beta|$ 'ninin  $d_1$  ve  $U_b$ 'ye göre değişimleri, Şekil-5.29 ve Şekil-5.30'da yer almaktadır.

Elde edilen sonuçlar, 4. Bölüm'de incelenen paralel kuple optik fiberlerin karşılıklı etkileşim mekanizmasında olduğu gibi, bükülmüş optik fiberlerin karşılıklı etkileşim mekanizmasında da, sızıntılı modlar arasındaki kuplajın, kılavuzlanmış modların evanescent alanları arasındaki kuplajdan daha etkin olduğu ve TE çift modları arasındaki kuplajın, diğer modlar arasındaki kuplajdan daha büyük olduğunu göstermektedir.

Analizde, kuplajın, kuplör uzunluğundan bağımsız olduğu kabul edilmiştir, (Louisell, 1960; Snyder, 1972,b). Bu nedenle, 4.5.2.1 Bölümü'nde ve bu bölümde elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında, bükülmüş optik fiberler arasındaki kuplajın, bükülmemiş optik fiberler arasındaki kuplajdan daha büyük veya daha küçük olduğu hakkında bir yorumun yapılması doğru değildir.



**Şekil-5.29** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM sızıntılı modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin birinci optik fiberin yarıçapına göre değişimi.



**Şekil-5.30** Bükülmüş kuple optik fiberlerde TM sızıntılı modlarının kuplajında, modal propagasyon sabitindeki değişimin optik fiberlerin eğrilik merkezleri arasındaki uzaklığa göre değişimi.

### 5.4.3 Güç Kaybı

Kuple kılıfsız özdeş optik fiberlerde TE modlarındaki güç kaybı, (5.69) ve (5.70) eşitlikleri yardımıyla,

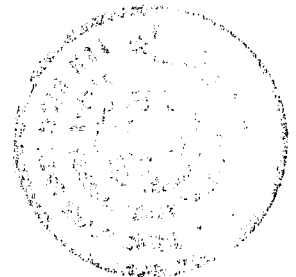
$$2 \alpha_i \cong \frac{\gamma_i^2}{\beta_i (1 + \gamma_i d_i)} \frac{\kappa_i^2}{(n_1^2 - n_2^2) k_0^2} e^{2 \gamma_i \left[ d_i - \frac{1}{3} \left( \frac{\gamma_i}{\beta_i} \right)^2 R_{b_i} \right]}, \quad i=1,2. \quad (5.87)$$

iken, TM modlarındaki güç kaybı ise,

$$2 \alpha_i \cong \frac{n_1^2}{\beta_i \left[ d_i + \frac{n_1^2 n_2^2 (n_1^2 - n_2^2) k_0^2}{\gamma_i^2 n_2^4 \kappa_i^2 + n_1^4 \gamma_i^2} \right]} \frac{\kappa_i^2}{(n_1^2 - n_2^2) k_0^2} e^{2 \gamma_i \left[ d_i - \frac{1}{3} \left( \frac{\gamma_i}{\beta_i} \right)^2 R_{b_i} \right]}, \quad i=1,2. \quad (5.88)$$

olarak bulunur. Burada,  $i$ , analiz edilen optik fiberleri gösterir.

Bu bölümün sonuçları bir araya getirildiğinde, modal propagasyon sabitindeki değişim miktarının ve doğal olarak kuplaj katsayılarının, modların kuplaj öncesinde sahip oldukları  $\beta_1$  ve  $\beta_2$  propagasyon sabitlerinden çok daha küçük olduğu ve bunun sonucu olarak da (4.7) eşitliğine göre güç transferinin çok az olduğu açıkça görülmektedir. Sonuçlar, optik fiberler arasında istenilmeyen girişimlere neden olmayacak düzeydedir. Kılıflı ve hatta ceket bölgesi ile korunmuş optik fiberler arasındaki kuplaj, kuşkusuz çok daha az olacaktır. Optik fiberleri saran ortamın kayıplı olması da kuplajı azaltan bir etken olarak görülmektedir.



## 6. SONUÇLAR

Kullanımı her geçen gün yaygınlaşan optik dalga kılavuzlarının elektromagnetik özelliklerinin incelendiği bu çalışmada, bükülme kaybı, düzlemsel yapı ve halka anten yaklaşımları ile hesaplanmış, kaybin, eğrilik yarıçapı ile ters orantılı olarak değiştiği gösterilmiştir. Optik fiberdeki her bir ışının, yürüyen dalgalı bir anten olarak düşünüldüğü ve literatürde olmayan bu modelin sonuçlarının da, ilk iki yaklaşımın sonuçları ile uyumlu olduğu ortaya konulmuştur.

Bükülmüş optik fiberlerin kuplajında etkin bölgelerin, propagasyon doğrultusuna göre değişim göstermediği, optik fiberlerden birisinin diğer optik fiber tarafından etkilenen bölgesinin, ışınma kostiğinde ortak iç teğet ve ortak dış teğet noktaları arasındaki uzun yay uzunluğuna, bu optik fiberin diğer optik fiberi etkilediği bölgesinin ise, ışınma kostiğinde ortak iç teğet ve ortak dış teğet noktaları arasındaki kısa yay uzunluğuna eşit olduğu gösterilmiştir. Ayrıca halka anten modelinin referans olarak alındığı radyal ışınma yaklaşımında, bükülmüş optik fiberlerin kuplajında etkin olan bölgeler belirlenmiştir.

Zayıfça kılavuzlayan ve kayıpsız olmak üzere, özdeş ve özdeş olmayan optik fiberlerin birbirine paralel ve bükülmüş olmaları durumunda, karşılıklı etkileşim mekanizmaları, birer modal analiz problemi olarak düşünülerek Kuplaj Mod Teorisi ışığında incelenmiştir. Analizde, maksimum kuplajın, aynı propagasyon sabitine sahip olan modlar arasında gerçekleştiği ve kılıf bölgesinin, kuplaj etkisini azalttığı görülmüştür. Sızıntılı modlar arasındaki kuplajın, kılavuzlanmış modlar arasındaki kuplajdan daha fazla olduğu, ayrıca TE çift modları arasındaki kuplajın, diğer modlar arasındaki kuplajdan daha etkin olduğu gösterilerek literatüre katkıda bulunulmuştur.

## 7. KAYNAKLAR

Abramowitz, M. and Stegun, I.A., 1972, Handbook of Mathematical Functions, Ninth Printing, Dover Publications, New York.

Akkaya,İ.,1997,Antenler ve Propagasyon,Sistem Yayıncılık,İstanbul.

Albersheim, W.J., 1949, "Propagation of  $TE_{01}$  Waves in Curved Waveguides", Bell Syst. Tech. J., vol. XXVII, no.1, p.p.1-32.

Andreev, A.T., Panajotov, K.P. and Karakoleva, E.I., 1994, "Wavelength Division Action of a Distributed Single-Mode Fiber-to-Symmetrical Planar Waveguide Coupler", IEEE Photonics Tech. Lett., vol. 6, no. 10, p.p. 1238-1240.

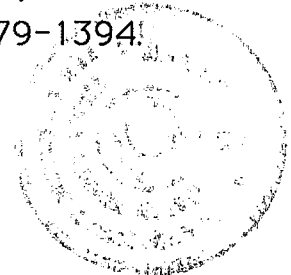
Ankiewicz, A., Snyder, A.W. and Zheng, X.H., 1986, "Coupling Between Parallel Optical Fiber Cores-Critical Examination", J. Lightwave Tech., vol. LT-4, no. 9, p.p. 1317-1323.

Antar, Y.M.M., Fan, Z. and Ittipiboon, 1996, "Arbitrarily Oriented Microstrip Lines Coupled Through an Inclined Slot in the Common Ground Plane", IEEE Microwave and Guided Wave Lett., vol. 6, no. 3, p.p. 151-153.

Arnaud, J.A., 1974,a, "Transverse Coupling in Fiber Optics, Part I: Coupling Between Trapped Modes", Bell Syst. Tech. J., vol. 53, no. 2, p.p. 217-224.

Arnaud, J.A., 1974,b, "Transverse Coupling in Fiber Optics, Part II: Coupling to Mode Sinks", Bell Syst. Tech. J., vol. 53, no. 4, p.p. 675-698.

Arnaud, J.A., 1974,c, "Transverse Coupling in Fiber Optics, Part III: Bending Losses", Bell Syst. Tech. J., vol. 53, no. 7, p.p. 1379-1394!



Arnaud, J.A., 1975, "Comments on "Radiation from Curved Dielectric Slabs and Fibers", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, no. 11, p.p. 935-936.

Arnaud, J.A., 1976, Beam and Fiber Optics, Academic Press, New York.

Ataman, A., 1979, Antenler, İ.T.Ü. Elektrik Fakültesi, İstanbul.

Badar, A.H., Maclean, T.S.M., Gazey, B.K., Miller, J.F. and Shiraz, H.G., 1989, "Radiation from Circular Bends in Multimode and Single-Mode Optical Fibres", IEE Proc.-J, vol. 136, no. 3, p.p. 147-151.

Badar, A.H., Maclean, T.S.M., Ghafoori-Shiraz, H. and Gazey, B.K., 1991,a, "Bent Slab Ray Theory for Power Distribution in Core and Cladding of Bent Multimode Optical Fibres", IEE Proc.-J, vol. 138, no. 1, p.p. 7-12.

Badar, A.H. and Maclean, T.S.M., 1991,b, "Transition and Pure Bending Losses in Multimode and Single-Mode Bent Optical Fibres", IEE Proc.-J, vol. 138, no. 4, p.p. 261-268.

Baets, R. and Lagasse, P.E., 1983, "Loss Calculation and Design of Arbitrarily Curved Integrated-Optic Waveguides", J. Opt. Soc. Amer., vol. 73, no. 2, p.p. 177-182.

Bahar, E. and Govindarajan, G., 1973, "Rectangular and Annular Modal Analyses of Multimode Waveguide Bends", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-21, no. 12, p.p. 819-824.

Balanis, C.A., 1989, Advanced Engineering Electromagnetics, John Wiley & Sons, New York.

Balanis, C.A., 1997, Antenna Theory - Analysis and Design, Second Edition, John Wiley & Sons, New York.



Bastiaansen, H.J.M., Keur J.M. and Blok H., 1993, "Rigorously Modeling Short Bent, Graded-Index Dielectric Slab Waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 41, no. 11, p.p. 1972-1980.

Batchman, T.E. and Mc Wright, G.M., 1982, "Mode Coupling Between Dielectric and Semiconductor Planar Waveguides", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, no. 4, p.p. 782-788.

Benner, R.E., Barber, P.W., Qwen, J.F. and Chang, R.K., 1980, "Observation of Structure Resonances in the Fluorescence Spectra from Microspheres", Phys. Rev. Lett., vol. 44, no. 7, p.p. 475-478.

Bergh, R.A., Kotler, G. and Shaw, H.J., 1980, "Single-Mode Fibre Optic Directional Coupler", Electron. Lett., vol. 16, no. 7, p.p. 260-261.

Bhatnagar, A., Nair, K.R.S., Kumar, R., Chalapati, K. and Patro, Y.G.H., 1994, "Study of Cross Coupling in Transition Bends Using Cascaded Coupler Segment Method", IEEE Photonics Tech. Lett., vol. 6, no. 8, p.p. 1004-1007.

Bjarklev, A., 1986, "Microdeformation Losses of Single-Mode Fibers with Step-Index Profiles", J. Lightwave Tech., vol. LT-4, no. 3, p.p. 341-346.

Black, R.J., Gagnon, L., Youngquist, R.C. and Wentworth, R.H., 1986, "Modes of Evanescent 3×3 Couplers and Three-Core Fibres", Electron. Lett., vol. 22, no. 24, p.p. 1311-1313.

Bleistein, N. and Handelsman R.A., 1986, Asymptotic Expansions of Integrals, Dover Publications, New York.

Bobb, L.C., Shankar, P.M. and Krumboltz, H.D., 1990, "Bending Effects in Biconically Tapered Single-Mode Fibers", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 7, p.p. 1084-1090.

Born, M. and Wolf, E., 1975, Principles of Optics, Fifth Edition, Pergamon Press, Oxford.

Bouten, P.C.P., Broer, D.J., Jochem, C.M.G., Meeuwsen, T.P.M., Timmermans, H.J.M., 1989, "Doubly Coated Optical Fibers with a Low Sensitivity to Temperature and Microbending", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 7, p.p. 680-685.

Bracey, M.F., Cullen, A.L., Gillespie, E.F.E., Staniforth, J.A., 1959, "Surface-Wave Research in Sheffield", IRE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-7, p.p. 219-225.

Bruijn, N.G., 1981, Asymptotic Methods in Analysis, Dover Publications, New York.

Calvo, M.L. and Alvarez-Estrada, R.F., 1987, "Three-Dimensional Analysis of Bending Losses in Dielectric Optical Waveguides with Arbitrarily Refractive-Index Profile", J. Opt. Soc. Amer., vol. 4, no. 4, p.p. 683-693.

Canbay, C. ve Ünverdi, N.Ö., 1991, "Fiber Optik Hatlarda Bükülme Kayıplarının Modal Çözüm Analizi", Elektrik Mühendisliği 4. Ulusal Kongresi, DEÜ-İzmir, Cilt 2, Sayfa 464-467.

Canbay, C., Ünverdi, N.Ö. ve Polat, S., 1993, "Düz ve Bükülmüş Fiber Optik Hatlarda Modal Etkileşim Analizi", Elektrik Mühendisliği 5. Ulusal Kongresi, KTÜ-Trabzon, Cilt 2, Sayfa 392- 397.

Canbay, C. ve Ünverdi, N.Ö., 1995, "Düz ve Bükülmüş Optik Fiberlerde Etkileşim Analizi", Elektrik Mühendisliği 6. Ulusal Kongresi, Uludağ Üniversitesi-Bursa, Cilt 2, Sayfa 794-797.

Canbay, C. ve Ünverdi, N.Ö., 1997, "Dairesel Olarak Bükülmüş Optik Fiberlerde Işıma Modlarının Etkileşmesinin Kostik Özelliklerine Bağlı Olarak İncelenmesi", Elektrik Mühendisliği 7. Ulusal Kongresi,

ODTÜ-Ankara, Cilt 1, Sayfa 315-318.

Canbay, C., 1997, Antenler ve Propagasyon-I, Y.T.Ü. Yayınları, İstanbul.

Cardama, A. and Kornhauser, E.T., 1975, "Modal Analysis of Coupling Problems in Optical Fibers", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, no. 1, p.p. 162-169.

Carin, L., Felsen, B.F. and Hsu, T.T., 1996, "High-Frequency Fields Excited by Truncated Arrays of Nonuniformly Distributed Filamentary Scatterers on an Infinite Dielectric Slab: Parameterizing (Leaky Mode) - (Floquet Mode) Interaction", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 44, no. 1, p.p. 1-11.

Chang, H.C., Huang, H.S. and Wu, J., 1986, "Wave Coupling Between Parallel Single-Mode and Multimode Optical Fibers", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-34, no. 12, p.p. 1337-1343.

Chen, Y.S. and Ishimaru, A., 1966, "On the General Solutions of Coupled Mode Equations with Varying Coefficients", Proc. Lett., p.p. 1071-1072.

Chen, Y., 1991, "Coupling of Periodic Modes", J. Lightwave Tech., vol. 9, no. 7, p.p. 859-863.

Cheng, D.K., 1983, Field and Wave Electromagnetics, Addison-Wesley, Massachusetts.

Cheng, Y., Lin, W. and Fujii, Y., 1990, "Local Field Analysis of Bent Graded-Index Planar Waveguides", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 10, p.p. 1461-1469.

Cheo, P.K., 1985, Fiber Optics Devices and Systems, Prentice-Hall, New Jersey.



Cheo, P.K., 1990, Fiber Optics and Optoelectronics, Prentice-Hall, New Jersey.

Cherin, A.H. and Murphy, E.J., 1975, "Quasi-Ray Analysis of Crosstalk Between Multimode Optical Fibers", Bell Syst. Tech. J., vol. 54, no. 1, p.p. 17-45.

Clarke, R.H. and Brown, J., 1980, Diffraction Theory and Antennas, Ellis Horwood Lim. - John Wiley & Sons, West Sussex.

Collin, R.E., 1991, Field Theory of Guided Waves, Second Edition, IEEE Press, New York.

Deering, W.D. and Molina, M.I., 1997, "Power Switching in Hybrid Coherent Couplers", IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, no. 3, p.p. 336-340.

Deschamps, G.A., 1972, "Ray Techniques in Electromagnetics", Proc. IEEE, vol. 60, no. 9, p.p. 1022-1035.

Digonnet, M.J.F. and Shaw, H.J., 1982, "Analysis of a Tunable Single Mode Optical Fiber Coupler", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, no. 4, p.p. 746-754.

Donnelly, J.P., Haus, H.A. and Molter, L.A., 1988, "Cross Power and Crosstalk in Waveguide Couplers", J. Lightwave Tech., vol. 6, no. 2, p.p. 257-268.

Dragone, C., 1980, "Attenuation and Radiation Characteristics of the  $HE_{11}$ -Mode", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-28, no. 7, p.p. 704-710.

Einzig, P.D. and Felsen, L.B., 1982, "Evanescent Waves and Complex Rays", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-30, no. 4, p.p. 594-605.



Elliott, R.S., 1981, Antenna Theory and Design, Prentice-Hall, New Jersey.

Erdélyi, A., 1956, Asymptotic Expansions, Dover Publications, New York.

Erdoğan, M.E., 1974, Asimptotik Metodlar, İ.T.Ü. Yayınları, İstanbul.

Fang, X.S. and Lin, Z.Q., 1985, "Birefringence in Curved Single-Mode Optical Fibers Due to Waveguide Geometry Effect-Perturbation Analysis", J. Lightwave Tech., vol. LT-3, no. 3, p.p. 789-794.

Felsen, L.B. and Marcuvitz, N., 1973, Radiation and Scattering of Waves, Prentice-Hall, New Jersey.

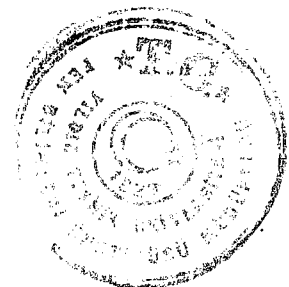
Felsen, L.B., 1976,a, "Evanescent Waves", J. Opt. Soc. Amer., vol. 66, no. 8 , p.p. 751-760.

Felsen, L.B. and Green, A., 1976,b, "Ground Wave Propagation in the Presence of Smooth Hills and Depressions", AGARD Conference Proceedings, No.208, Electromagnetic Propagation Characteristics of Surface Materials and Interface Aspects, Albrecht, H.J. (Editor), İstanbul, p.p. 7-1, 7-13.

Felsen, L.B., 1991, "Ray Methods for Modal Fields in General Closed and Open Propagation Environments", Proc. IEEE, vol. 79, no. 10, p.p. 1391-1400.

Feng, T., Yizun, W. and Peida, Y., 1990, "Random Coupling Theory of Single-Mode Optical Fibers", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 8, p.p. 1235-1242.

Feynman, R.P., Leighton, R.B. and Sands, M., 1966, Lectures on Physics, vol. I : Mainly Mechanics, Radiation and Heat, Addison-Wesley Publishing Company, New York.



Findakly, T. and Chen, C.L., 1978, "Optical Directional Couplers with Variable Spacing", *Appl. Opt.*, vol.17, no. 5, p.p. 769-773.

Fornel, F., Arnaud, J. and Facq, P., 1983, "Microbending Effects on Monomode Light Propagation in Multimode Fibers", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 73, no. 5, p.p. 661-667.

Gambling, W.A., Payne, D.N. and Matsumura, H., 1976, "Radiation From Curved Single-Mode Fibres", *Electron. Lett.*, vol. 12, no. 21, p.p. 567-569.

Gambling, W.A., Matsumura, H., Ragdale, C.M. and Sammut, R.A., 1978,a, "Measurement of Radiation Loss in Curved Single-Mode Fibres", *J. Microwaves, Opt. & Acoust.*, vol. 2, no. 4, p.p. 134-140.

Gambling, W.A., Matsumura, H. and Ragdale, C.M., 1978,b, "Field Deformation in a Curved Single-Mode Fibre", *Electron. Lett.*, vol.14, no. 5, p.p. 130-132.

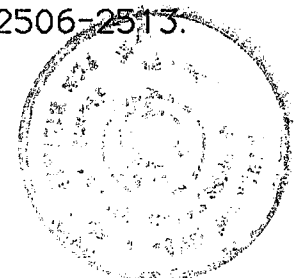
Garrett, C.G.B., Kaiser, W. and Bond, W.L., 1961, "Stimulated Emission into Optical Whispering Modes of Spheres", *Phys. Rev.*, vol. 124, no. 6, p.p. 1807-1809.

Garth, S.J., 1988, "Birefringence in Bent Single-Mode Fibers", *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, no. 3, p.p. 445-449.

Gloge, D., 1971, "Weakly Guiding Fibers", *Appl. Opt.*, vol. 10, no. 10, p.p. 2252-2258.

Gloge, D., 1972,a, "Optical Power Flow in Multimode Fibers", *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 51, no. 8, p.p. 1767-1783.

Gloge, D., 1972,b, "Bending Loss in Multimode Fibers with Graded and Ungraded Core Index", *Appl. Opt.*, vol. 11, no. 11, p.p. 2506-2513.



Gloge, D. and Marcatili, E.A.J., 1973, "Multimode Theory of Graded-Core Fibers", Bell Syst. Tech. J., vol. 52, no. 9, p.p. 1563-1578.

Gloge, D., 1975, "Propagation Effects in Optical Fibers", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, no. 1, p.p. 106-120.

Goyal, I.C., Gallawa, R.L. and Ghatak, A.K., 1990, "Bent Planar Waveguides and Whispering Gallery Modes : A New Method of Analysis", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 5, p.p. 768-774.

Gradshteyn, I.S. and Ryzhik, I.M., 1980, Table of Integrals, Series and Products, Sixth Printing, Academic Press, San Diego.

Hardy, A. and Streifer, W., 1985, "Coupled Mode Theory of Parallel Waveguides", J. Lightwave Tech., vol. LT-3, no. 5, p.p. 1135-1146.

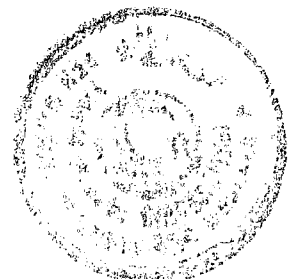
Hardy, A. and Streifer, W., 1986,a, "Coupled Modes of Multiwaveguide Systems and Phased Arrays", J. Lightwave Tech., vol. LT-4, no. 1, p.p. 90-99.

Hardy, A. and Streifer, W., 1986,b, "Coupled Mode Solutions of Multiwaveguide Systems", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-22, no. 4, p.p. 528-534.

Harrington, R.G., 1961, Time-Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill, New York.

Harris, A.J. and Castle, P.F., 1986, "Bend Loss Measurements on High Numerical Aperture Single-Mode Fibers as a Function of Wavelength and Bend Radius", J. Lightwave Tech., vol. LT-4, no. 1, p.p. 34-40.

Haus, H.A., Huang, W.P. and Kawakami, N.A., 1987, "Coupled-Mode Theory of Optical Waveguides", J. Lightwave Tech., vol. LT-5, no. 1, p.p. 16-23.



Haus, H.A. and Huang, W.P., 1991, "Coupled-Mode Theory", Proc. IEEE, vol. 79, no. 10, p.p. 1505-1518.

Herzberger, M., 1958, Modern Geometrical Optics, Interscience Publishers, London.

Huang, H.S. and Chang, H.C., 1989, "Vector Coupled-Mode Analysis of Coupling Between Two Identical Optical Fiber Cores", Opt. Lett., vol. 14, no. 1, p.p. 90-92.

Huang, H.S. and Chang, H.C., 1990,a, "Analysis of Optical Fiber Directional Coupling Based on the  $HE_{11}$  Modes- Part I : The Identical-Core Case", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 6, p.p. 823-831.

Huang, H.S. and Chang, H.C., 1990,b, "Analysis of Optical Fiber Directional Coupling Based on the  $HE_{11}$  Modes-Part II : The Nonidentical-Core Case", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 6, p.p. 832-837.

Huang, H.S. and Chang, H.C., 1990,c, "Analysis of Equilateral Three-Core Fibers by Circular Harmonics Expansion Method", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 6, p.p. 945-952.

Huang, H.S. and Chang, H.C., 1991, "Vector Coupled-Mode Calculation of Guided Vector Modes on an Equilateral Three-Core Optical Fiber", IEEE Microwave and Guided Wave Lett., vol. 1, no. 3, p.p. 57-59.

Huang, W.P., 1994, "Coupled-Mode Theory for Optical Waveguides : An Overview", J. Opt. Soc. Amer., vol. 11, no. 3, p.p. 963-983.

Ida, Y., Imai, N. and Ogawa, E., 1996, "A Transversal Filter Using CPW Directional Couplers", IEEE Microwave and Guided Wave Lett., vol. 6, no. 11, p.p. 401-403.





Iztkovich, M., Tur, M., Hardy, A. and Croituro, N., 1990, "Investigation of Coupling Between A Fibre and A Slab Waveguide", *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 15, p.p. 1104-1105.

İdemem, M., 1991, *Difraksiyon Teorisi - Yüksek Lisans Ders Notları*, İ.T.Ü., İstanbul.

Ja, Y.H., 1994, "A Single-Mode Optical Fiber Ring Resonator Using a Planar 3×3 Fiber Coupler and a Sagnac Loop", *J. Lightwave Tech.*, vol. 12, no. 8, p.p. 1348-1354.

Jacobsen, G., 1980, "Evanescent-Wave and Nonlinear Transformation Analysis of Graded-Index Fibers", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 70, no. 11, p.p. 1338-1344.

Jacobsen, G., 1981, "Multimode Graded-Index Optical Fibers : Comparison of Two Wentzel-Kramers-Brillouin Formulations", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 71, no. 12, p.p. 1492-1496.

Jacobsen, G., 1982, "Evanescent-Wave Analysis of General Clad Graded-Index Fibers", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 72, no. 6, p.p. 699-709.

Johnstone, W., Stewart, G., Culshaw, B. and Hart, T., 1988, "Fibre-Optics Polarizers and Polarising Couplers", *Electron. Lett.*, vol. 24, no. 14, p.p. 866- 868.

Jones, A.L., 1965, "Coupling of Optical Fibers and Scattering Fibers", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 55, no. 3, p.p. 261-271.

Jones, D.S., 1978, "Electromagnetic Tunneling", *Q. H. Mech. Appl. Math.*, vol. XXXI, Pt. 4, p.p. 409-434.

Jones, D.S., 1979, *Methods in Electromagnetic Wave Propagation*, Clarendon Press, Oxford.



Jordan, E.C. and Balmain, K.G., 1968, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, Second Edition, Prentice-Hall, New York.

Kapany, N.S., 1957, "Fiber Optics. Part I. Optical Properties of Certain Dielectric Cylinders", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 47, no. 5, p.p. 413-422.

Kapany, N.S. and Burke, J.J., 1972, *Optical Waveguides*, Academic Press, New York.

Kapron, F.P., Keck, D.B. and Maurer, R.D., 1970, "Radiation Losses in Glass Optical Waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, no. 10, p.p. 423-425.

Karbowiak, A.E., 1986, "The Birth of Optical Communications", *IEE Proc.-J*, vol. 133, no.3, p.p. 202-204.

Kawakami, S. and Haus, H.A., 1986, "Continuum Analog of Coupled Multiple Waveguides", *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, no. 2, p.p. 160-168.

Keller, J.B., 1956, "Diffraction by a Convex Cylinder", *IRE Trans. Antennas Propagat.* (Symposium on Electromagnetic Wave Theory), vol. AP-4, p.p. 312-321.

Keller, J.B., 1962, "Geometrical Theory of Diffraction", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 52, no. 2, p.p. 116-130.

Keller, J.B. and Streifer, W., 1971, "Complex Rays with an Application to Gaussian Beams", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 61, no. 1, p.p. 40-42.

Kiang, Y.C. and Klieber, T.E., 1987, "Macrobending Effects on Fiber Numerical Aperture", *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, no. 5, p.p. 709-711.

Kogelnik, H. and Weber, H.P., 1974, "Rays, Stored Energy and Power Flow in Dielectric Waveguides", J. Opt. Soc. Amer., vol. 64, no. 2, p.p. 174-185.

Kogelnik, H. and Schmidt, R.V., 1976, "Switched Directional Couplers with Alternating  $\Delta\beta$ ", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-12, no. 7, p.p. 396-401.

Koo, K.P., Tveten A.B. and Dandridge, A., 1982, "Passive Stabilization Scheme for Fiber Interferometers Using (3×3) Fiber Directional Couplers", Appl. Phys. Lett., vol. 41, no. 7, p.p. 616-618.

Kraus, J.D., 1988, Antennas, McGraw-Hill, New York.

Krauss, T., Laybourn, P.J.R. and Roberts, J., 1990, "CW Operation of Semiconductor Ring Lasers", Electron. Lett., vol. 26, no. 25, p.p. 2095-2097.

Kuester, E.F. and Chang, D.C., 1975, "Surface-Wave Radiation Loss from Curved Dielectric Slabs and Fibers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-11, no. 11, p.p. 903-907.

Lacey, J.P.R. and Payne, F.P., 1990, "Radiation Loss from Planar Waveguides with Random Wall Imperfections", IEE Proc.-J, vol. 137, no. 4, p.p. 282-288.

Lebedev, N.N., 1972, Special Functions & Their Applications, Dover Publications, New York.

Lefevre, H.C., 1980, "Single-Mode Fibre Fractional Wave Devices and Polarisation Controllers", Electron. Lett., vol. 16, no. 20, p.p. 778-780.

Lessard, S. and Huang, W., 1993, "Assessment of Coupled-Mode Theory for Tapered Optical Coupler", J. Lightwave Tech., vol. 11, no. 3, p.p. 405-407.



Levy, B.R. and Keller, J.B., 1959, "Diffraction by a Smooth Object", *Comm. Pure Appl. Math.*, vol. XII, p.p. 159-209.

Lewin, L., 1955, "Propagation in Curved and Twisted Waveguides of Rectangular Cross-Section", *IEE Proc.*, vol. 102, part B, no. 1, p.p. 75-80.

Lewin, L., 1974, "Radiation From Curved Dielectric Slabs and Fibers", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-22, no. 7, p.p. 718-727.

Lewin, L., Chang, D.C. and Kuester, E.F., 1977, *Electromagnetic Waves and Curved Structures*, IEE Electromagnetic Waves Series 2, Peter Peregrinus, Exeter, England.

Lin, S., Feng, W., Powelson, J.C., Feuerstein, R.J., Bintz, L.J., Tomic, D. and Mickelson, A.R., 1996, "Scattering Induced Crosstalk in Active Directional Couplers", *J. Lightwave Tech.*, vol. 14, no. 9, p.p. 2012-2025.

Lin, W., Cheng, Y. and Wang, R., 1991, "A New Theory of Calculating Bending Radiation Losses", *J. Electromagnetic Waves Appl.*, vol. 5, no. 11, p.p. 1187-1198.

Loke, M.Y. and McMullin, J.N., 1990, "Simulation and Measurement of Radiation Loss at Multimode Fiber Macrobends", *J. Lightwave Tech.*, vol. 8, no. 8, p.p. 1250-1256.

Love, J.D. and Winkler, C., 1977, "Attenuation and Tunneling Coefficients for Leaky Rays in Multilayered Optical Waveguides", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 67, no. 12, p.p. 1627-1633.

Love, J.D. and Winkler, C., 1978,a, "Power Attenuation in Bent Multimode Step-Index Slab and Fibre Waveguides", *Electron. Lett.*, vol. 14, no. 2, p.p. 32-34.



Love, J.D. and Winkler, C., 1978,b, "Refracting Leaky Rays in Graded-Index Fibers", Appl. Opt., vol. 17, no. 14, p.p. 2205-2208.

Love, J.D., Hussey, C.D., Snyder, A.W. and Sammut, R.A., 1982, "Polarization Corrections to Mode Propagation on Weakly Guiding Fibers", J. Opt. Soc. Amer., vol. 72, no. 12, p.p. 1583-1591.

Love, J.D. and Ankiewicz, A., 1985, "Modal Cutoffs in Single- and Few-Mode Fiber Couplers", J. Lightwave Tech., vol. LT-3, no. 1, p.p. 100-110.

Louisell, W.H., 1960, Coupled Mode and Parametric Electronics, John Wiley & Sons, New York.

Maci, S., Borselli, L. and Rossi, L., 1996, "Diffraction at the Edge of a Truncated Grounded Dielectric Slab", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 44, no. 6, p.p. 863-873.

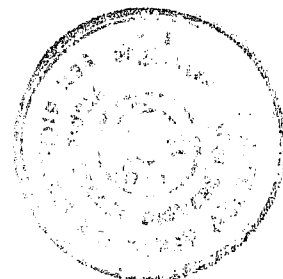
Maley, S.W., 1977, "Radiation From a Circular Bend Between Two Discontinuities in Surface Waveguiding Structures", Radio Sci., vol. 12, no. 4, p.p. 579-585.

Marcatili, E.A.J., 1969, "Bends in Optical Dielectric Guides", Bell Syst. Tech. J., vol. 48, no. 7, p.p. 2103-2132.

Marcatili, E.A.J. and Miller, S.E., 1969, "Improved Relations Describing Directional Control in Electromagnetic Wave Guidance", Bell Syst. Tech. J., vol. 48, no. 7, p.p. 2161-2188.

Marcatili, E.A.J., 1974, "Slab-Coupled Waveguides", Bell Syst. Tech. J., vol. 53, no. 4, p.p. 645-674.

Marcatili, E.A.J., 1986, "Improved Coupled-Mode Equations for Dielectric Guides", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-22, no. 6, p.p. 988-993.



Marcuse, D., 1972,a, "Derivation of Coupled Power Equations", Bell Syst. Tech. J., vol. 51, no. 1, p.p. 229-237.

Marcuse, D., 1972,b, "Pulse Propagation in Multimode Dielectric Waveguides", Bell Syst. Tech. J., vol. 51, no. 6, p.p. 1199-1232.

Marcuse, D., 1974, Theory of Dielectric Optical Waveguides, Academic Press, New York.

Marcuse, D., 1976, "Field Deformation and Loss Caused by Curvature of Optical Fibers", J. Opt. Soc. Amer., vol. 66, no. 4, p.p. 311-320.

Marcuse, D., 1982, "Influence of Curvature on the Losses of Doubly Clad Fibers", Appl. Opt., vol. 21, no. 23, p.p. 4208-4213.

Marcuse, D., 1989, "Investigation of Coupling Between a Fiber and an Infinite Slab", J. Lightwave Tech., vol. 7, no. 1, p.p. 122-130.

Markov, G., 1965, Antennas, Progress Publishers, Moscow.

Marom, E., Ramer, O.G. and Ruschin, S., 1984, "Relation Between Normal-Mode and Coupled-Mode Analysis of Parallel Waveguides", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-20, no.12, p.p. 1311-1319.

Maurer, S.J. and Felsen, L.B., 1967, "Ray-Optical Techniques for Guided Waves", Proc. IEEE, vol. 55, no. 10, p.p. 1718-1729.

Maurer, S.J. and Felsen, L.B., 1970, "Ray Methods for Trapped and Slightly Leaky Modes in Multilayered or Multiwave Regions", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-18, no. 9, p.p. 584-595.

McCall, S.L., Levi, A.F.J., Slusher, R.E., Pearton, S.J. and Logan, R.A., 1992, "Whispering-Gallery Mode Microdisk Lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 60, no. 3, p.p. 289-291.



McIntyre, P.D. and Snyder, A.W., 1973, "Power Transfer Between Optical Fibers", J. Opt. Soc. Amer., vol. 63, no. 12, p.p. 1518-1527.

McIntyre, P.D. and Snyder, A.W., 1974, "Power Transfer Between Nonparallel and Tapered Optical Fibers", J. Opt. Soc. Amer., vol. 64, no. 3, p.p. 285-288.

McMullin, J.N. and Freeman, J.E., 1990, "On the Shape of Bent Fiber", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 7, p.p. 1091-1096.

Midwinter, J.E., 1979, Optical Fibers for Transmission, John Wiley & Sons, New York.

Miller, S.E., 1952, "Notes on Methods of Transmitting the Circular Electric Wave Around Bends", Proc. IRE, vol. 40, p.p. 1104-1113.

Miller, S.E., 1954, "Coupled Wave Theory and Waveguide Applications", Bell Syst. Tech. J., vol. 33, p.p. 661-719.

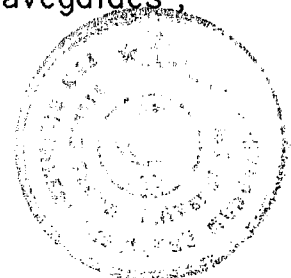
Miller, S.E., 1969, "Some Theory and Applications of Periodically Coupled Waves", Bell Syst. Tech. J., vol. 48, no. 7, p.p. 2189-2219.

Miyagi, M. and Nishida, S., 1978, "Bending Losses of Dielectric Rectangular Waveguides for Integrated Optics", J. Opt. Soc. Amer., vol. 68, no. 3, p.p. 316-319.

Miyagi, M., 1981, "Bending Losses in Hollow and Dielectric Tube Leaky Waveguides", Appl. Opt., vol. 20, no. 7, p.p. 1221-1229.

Miyagi, M., 1985, "Complex Propagation Constants of Bent Hollow Waveguides with Arbitrary Cross Section", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-33, no. 1, p.p. 15-19.

Miyagi, M., Matsuo, S. and Nishida, S., 1987, "New Formalism of Curvature Losses of Leaky Modes in Doubly Clad Slab Waveguides",



J. Opt. Soc. Amer., vol. 4, no. 4, p.p. 678-682.

Miyamoto, M., Sakai, T., Yamauchi, R. and Inada, K., 1990, "Bending Loss Evaluation of Single-Mode Fibers with Arbitrary Core Index Profile by Far-Field Pattern", J. Lightwave Tech., vol. 8, no. 5, p.p. 673-677.

Monnom, G., Meunier, C., and Ostrowsky, D.B., 1991, "Single-Mode Optical Fibers in the Visible Range", J. Lightwave Tech., vol. 9, no. 3, p.p. 305-309.

Morita, N., 1988, "Radiation Modes of Circular Dielectric Waveguides", J. Electromagnetic Waves Appl., vol. 2, no. 5/6, p.p. 445-457.

Morita, N. and Yamada, R., 1990, "Electromagnetic Fields in Circular Bends of Slab Waveguides", J. Lightwave Tech., vol.8, no.1,p.p.16-22.

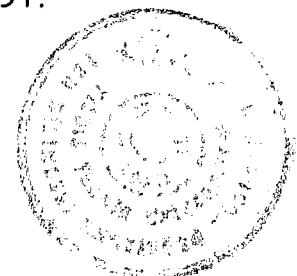
Morse, P.M. and Feshbach, H., 1953, Methods of Theoretical Physics, Part II, McGraw-Hill, New York.

Murakami, Y. and Tsuchiya, H., 1978, "Bending Losses of Coated Single-Mode Optical Fibers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-14, no. 7, p.p. 495-501.

Nagano, K., Kawakami, S. and Nishida S., 1978, "Change of the Refractive Index in an Optical Fiber Due to External Forces", Appl. Opt., vol. 17, no. 13, p.p. 2080-2085.

Neumann, E.G. and Rudolph H.D., 1975, "Radiation From Bends in Dielectric Rod Transmission Lines", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, no. 1, p.p. 142-149.

Olshansky, R. and Keck, D.B., 1976,a, "Pulse Broadening in Graded-Index Optical Fibers", Appl. Opt., vol. 15, no. 2, p.p. 483-491.





Olshansky, R., 1976,b, "Leaky Modes in Graded Index Optical Fibers", Appl. Opt., vol. 15, no. 11, p.p. 2773-2777.

Panajotov, K.P., 1994, "Polarization Properties of a Fiber-to-Asymmetric Planar Waveguide Coupler", J. Lightwave Tech., vol. 12, no. 6, p.p. 983-988.

Pask, C., Snyder, A.W. and Mitchell, D.J., 1975, "Number of Modes on Optical Waveguides", J. Opt. Soc. Amer., vol. 65, no. 3, p.p. 356-357.

Payne, D.N., Barlow, A.J. and Hansen, J.J.R., 1982, "Development of Low- and High-Birefringence Optical Fibers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, no.4, p.p. 477-488.

Peng, G.D. and Ankiewicz, A., 1990, "Intensity-Dependent Phase Shifts in Nonlinear Coupling Devices", J. Modern Opt., vol.37, no. 3, p.p. 353-365.

Peng, G.D. and Ankiewicz, A., 1991, "New Evanescent Field Approximation for Weakly-Guiding Fibres", IEE Proc.-J, vol. 138, no.1, p.p. 33-38.

Personick, S.D., 1975, "Two Derivations of the Time-Dependent Coupled-Power Equations", Bell Syst. Tech. J., vol. 54, no. 1, p.p. 47-52.

Petermann, K., 1976, "Microbending Loss in Monomode Fibres", Electron. Lett., vol. 12, no. 4, p.p. 107-109.

Petermann, K. and Kühne, R., 1986, "Upper and Lower Limits for the Microbending Loss in Arbitrary Single-Mode Fibers", J. Lightwave Tech., vol. LT-4, no. 1, p.p. 2-7.

Pierce, J.R., 1954, "Coupling of Modes of Propagation", J. Appl. Phys., vol. 25, no. 2, p.p. 179-183.



Pietzsch, J., 1989, "Scattering Matrix Analysis of 3×3 Fiber Couplers", J. Lightwave Tech., vol. 7, no. 2, p.p. 303-307.

Povlsen, J.H. and Andreasen, S.B., 1986, "Analysis on Splice, Microbending, Macrobending and Rayleigh Losses in GeO<sub>2</sub>-Doped Dispersion-Shifted Single-Mode Fibers", J. Lightwave Tech., vol. LT-4, no. 7, p.p. 706-710.

Probst, C.B., Bjarklev, A. and Andreasen, S.B., 1989, "Experimental Verification of Microbending Theory Using Mode Coupling to Discrete Cladding Modes", J. Lightwave Tech., vol.7, no.1, p.p. 55-61.

Qian, J.R., 1986,a, "Generalised Coupled-Mode Equations and Their Applications to Fibre Couplers", Electron. Lett., vol. 22, no. 6, p.p. 304-306.

Qian, J.R. and Huang, W.P., 1986,b, "Coupled-Mode Theory for LP Modes", J. Lightwave Tech., vol. LT-4, no. 6, p.p. 619-625.

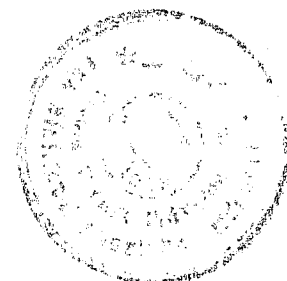
Qian, J.R. and Huang, W.P., 1986,c, "LP Modes and Ideal Modes on Optical Fibers", J. Lightwave Tech., vol. LT-4, no. 6, p.p. 626-630.

Rawson, E.G. and Bailey, M.D., 1979, "Bitaper Star Couplers with up to 100 Fibre Channels", Electron. Lett., vol. 15, no. 14, p.p. 432-433.

Renner, H., 1992, "Bending Losses of Coated Single-Mode Fibers : A Simple Approach", J. Lightwave Tech., vol. 10, no. 5, p.p. 544-551.

Rice, S.O., 1948, "Reflections From Circular Bends in Rectangular Waveguides - Matrix Theory", Bell Syst. Tech. J., vol. 27, p.p. 305-349.

Rowland, D.R. and Love, J.D., 1993, "Evanescent Wave Coupling of Whispering Gallery Modes of a Dielectric Cylinder", IEE Proc.-J, vol. 140, no. 3, p.p. 177-188.



Sakai, J. and Kimura, T., 1978, "Bending Loss of Propagation Modes in Arbitrary-Index Profile Optical Fibers", *Appl. Opt.*, vol. 17, no. 10, p.p. 1499-1506.

Sakai, J., 1980, "Microbending Loss Evaluation in Arbitrary-Index Single-Mode Optical Fibers, Part I : Formulation and Genral Properties", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, no. 1, p.p. 36-49.

Sakai, J. and Kimura, T., 1982, "Analytical Bending Loss Formula of Optical Fibers with Field Deformation", *Radio Sci.*, vol. 17, no. 1, p.p. 21-29.

Sammut, R.A. and Snyder, A.W., 1976, "Leaky Modes on Circular Optical Waveguides", *Appl. Opt.*, vol. 15, no. 2, p.p. 477-482.

Sammut, R.A., Hussey, C.D., Love, J.D. and Snyder, A.W., 1981, "Modal Analysis of Polarisation Effects in Weakly-Guiding Fibres", *IEE Proc.-H*, vol. 128, no. 4, p.p. 173-187.

Sammut, R.A., 1982, "Orthogonality and Normalization of Radiation Modes in Dielectric Waveguides", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 72, no. 10, p.p. 1335-1337.

Schelkunoff, S.A., 1955, "Conversion of Maxwell's Equations into Generalized Telegraphist's Equations", *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 34, p.p. 995-1043.

Schelkunoff, S.A., 1956, *Electromagnetic Waves*, Eighth Printing, D.Van Nostrand Company, New York.

Seshadri, S.R., 1987, "Quasi-optics of the Coupling of Guided Modes in Two Parallel, Identical Dielectric Waveguides", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 4, no. 6, p.p. 1030-1036.



Senior, J.M., 1992, Optical Fiber Communications, Second Edition, Prentice-Hall, Cambridge.

Sharma, A., Kompella, J. and Mishra, P., 1990, "Analysis of Fiber Directional Couplers and Coupler Half-Blocks Using a New Simple Model for Single-Mode Fibers", J. Lightwave Tech., vol.8, no.2, p.p. 143-151.

Shi, C.X. and Okoshi, T., 1993, "Polarization Cross Talk and Guided-Mode Coupling Loss with Broadband Light Sources in a Single-Polarization Single-Mode Optical Fiber", J. Opt. Soc. Amer., vol. 10, no. 4, p.p. 583-589.

Smith, A.M., 1980, "Birefringence Induced by Bends and Twists in Single-Mode Optical Fiber", Appl. Opt., vol.19, no.15, p.p.2606-2611.

Snitzer, E., 1961, "Cylindrical Dielectric Waveguide Modes", J. Opt. Soc. Amer., vol. 51, no. 5, p.p. 491-498.

Snyder, A.W., 1969, "Asymptotic Expressions for Eigenfunctions and Eigenvalues of a Dielectric or Optical Waveguide", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-17, no.12, p.p. 1130-1139.

Snyder, A.W., 1970,a, "Coupling of Modes on a Tapered Dielectric Cylinder", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-18, no.7, p.p. 383-392.

Snyder, A.W., 1970,b, "Mode Propagation in Optical Waveguides", Electron. Lett., vol.6, no. 18, p.p. 561-562.

Snyder, A.W. and Pask, C., 1972,a, "Light Absorption in the Bee Photoreceptor", J. Opt. Soc. Amer., vol. 62, no. 8, p.p. 998-1008.

Snyder, A.W., 1972,b, "Coupled-Mode Theory for Optical Fibers", J. Opt. Soc. Amer., vol. 62, no. 11, p.p. 1267-1277.



Snyder, A.W., 1974,a, "Leaky-Ray Theory of Optical Waveguides of Circular Cross Section", Appl. Phys., vol. 4, p.p. 273-298.

Snyder, A.W. and Mitchell, D.J., 1974,b, "Whispering-Gallery Rays within Dielectric Circles and Spheres", Electron. Lett., vol. 10, no. 2, p.p. 16.

Snyder, A.W. and Mitchell, D.J., 1974,c, "Generalized Fresnel's Laws for Determining Radiation Loss From Optical Waveguides and Curved Dielectric Structures", Optik, vol. 40, no. 4, p.p. 438-459.

Snyder, A.W. and Mitchell, D.J., 1974,d, "Leaky Rays on Circular Optical Fibers", J. Opt. Soc. Amer., vol. 64, no. 5, p.p. 599-607.

Snyder, A.W., Mitchell, D.J. and Pask, C., 1974,e, "Failure of Geometric Optics for Analysis of Circular Optical Fibers", J. Opt. Soc. Amer., vol. 64, no. 5, p.p. 608-614.

Snyder, A.W. and Mitchell, D.J., 1974,f, "Leaky Mode Analysis of Circular Optical Waveguides", Opto-electronics, vol.6, p.p. 287-296.

Snyder, A.W. and Mitchell, D.J., 1974,g, "Ray Attenuation in Lossless Dielectric Structures", J. Opt. Soc. Amer., vol. 64, no. 7, p.p. 956-963.

Snyder A.W. and Love, J.D., 1975, "Reflection at a Curved Dielectric Interface-Electromagnetic Tunneling", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, no. 1, p.p. 134-141.

Snyder, A.W. and Young, W.R., 1978, "Modes of Optical Waveguides", J. Opt. Soc. Amer., vol. 68, no. 3, p.p. 297-309.

Snyder, A.W. and Sammut R.A., 1979, "Radiation Modes of Optical Waveguides", Electron. Lett., vol. 15, no. 1, p.p. 4-5.



Snyder, A.W., 1980, "Weakly Guiding Optical Fibers", J. Opt. Soc. Amer., vol. 70, no. 4, p.p. 405-411.

Snyder, A.W., 1981, "Understanding Monomode Optical Fibers", Proc. IEEE, vol. 69, no. 1, p.p. 6-13.

Snyder, A.W. and Love, J.D., 1983, Optical Waveguide Theory, J.W. Arrowsmith, Bristol.

Snyder, A.W., Ankiewicz, A. and Altıntaş A., 1987, "Fundamental Error of Recent Coupled Mode Formulations", Electron. Lett., vol. 23, no. 20, p.p. 1097-1098.

Snyder, A.W., Ankiewicz, A. and Altıntaş A., 1988, "Coupled Mode Theory Neglects Polarisation Phenomena", Electron. Lett., vol. 24, no. 11, p.p. 720-721.

Spickermann, R., Peters, M.G. and Dağlı, N., 1996, "A Polarization Independent GaAs-AlGaAs Electrooptic Modulator", IEEE J. Quantum Electron., vol. 32, no. 5, p.p. 764-769.

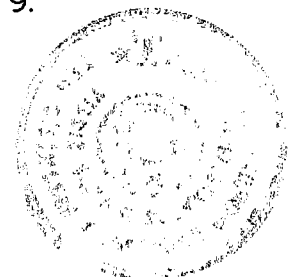
Stevenson, A.J. and Love, J.D., 1987, "Vector Modes of Six-Port Couplers", Electron. Lett., vol. 23, no. 19, p.p. 1011-1013.

Stratton, J.A., 1941, Electromagnetic Theory, McGraw-Hill, New York.

Streifer, W., Osinski, M. and Hardy, A., 1987,a, "Reformulation of the Coupled-Mode Theory of Multiwaveguide Systems", J. Lightwave Tech., vol. LT-5, no. 1, p.p. 1-4.

Streifer, W., 1987,b, "Coupled Mode Theory", Electron. Lett., vol. 23, no. 7, p.p. 315-316.

Streifer, W., 1988, "Fundamental Error of Recent Coupled Mode Formulations", Electron. Lett., vol. 24, no. 11, p.p. 718-719.



Struik, D.J., 1988, Lectures on Classical Differential Geometry, Second Edition, Dover Publications, New York.

Stutzman, W.L. and Thiele, G.A., 1981, Antenna Theory and Design, John Wiley & Sons, New York.

Suematsu, Y. and Kishino, K., 1977, "Coupling Coefficient in Strongly Coupled Dielectric Waveguides", Radio Sci., vol. 12, no. 4, p.p.587-592.

Suematsu, Y. and Iga, K.I., 1982, Introduction to Optical Fiber Communications, John Wiley & Sons, New York.

Tamir, T. and Oliner, A.A., 1963,a, "Guided Complex Waves, Part 1. Fields at an Interface", Proc. IEE, vol. 110, no. 2, p.p. 310-324.

Tamir, T. and Oliner, A.A., 1963,b, "Guided Complex Waves, Part 2. Relation to Radiation Patterns", Proc.IEE, vol.110, no.2, p.p.325-334.

Tangonan, G.L., Hsu, H.P., Jones, V. and Pikulski, J., 1989, "Bend Loss Measurements for Small Mode Field Diameter Fibres", Electron. Lett., vol. 25, no. 2, p.p. 142-143.

Taylor, H.F. and Yariv, A., 1974, "Guided Wave Optics", Proc. IEEE, vol. 62, no. 8, p.p. 1044-1060.

Topuz, E. and Felsen, L.B., 1980, "High-Frequency Electromagnetic Fields on Perfectly Conducting Concave Cylindrical Surfaces", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. Ap-28, no. 6, p.p. 819-831.

Ungar, S. and Nelson, J.C., 1990, Fibre Optics - Theory and Applications, John Wiley & Sons, Chichester, Great Britain.

Unger, H.G., 1977, Planar Optical Waveguides and Fibres, Oxford Engineering Science Series, Clarendon Press, Oxford.



Uzgören, G. ve Büyükaksoy, A., 1987, Kırınımın Geometrik Teorisinde Birinci Mertebeden Kanonik Problemler, Y.T.Ü. Yayınları, İstanbul.

Ünverdi, N.Ö. ve Canbay, C., 1996, "Mutual Coupling Analysis Between Bent Optical Fibers", Melecon'96, 8th Mediterranean Electrotechnical Conference, Bari, Italy, vol. II, p.p. 697-700.

Ünverdi, Ö. ve Canbay, C., 1997, "Analysis of Mutual Coupling of Leaky Modes in Circularly Bent Optical Fibers", ICEAA 97, Torino, Italy, p.p. 41-44.

Vanckooster, R. and Phariseau, P., 1970,a, "The Coupling of Two Parallel Dielectric Fibers, I. Basic Equations", Physica, vol. 47, no. 4, p.p. 485-500.

Vanckooster, R. and Phariseau, P., 1970,b, "The Coupling of Two Parallel Dielectric Fibers, II. Characteristics of the Coupling in Two Fibers", Physica, vol. 47, no. 4, p.p. 501-514.

Vanckooster, R. and Phariseau, P., 1970,c, "Light Propagation in Fiber Bundles", Physica, vol. 49, no. 4, p.p. 493-501.

Valiente, I. and Vassallo, C., 1989, "New Formalism for Bending Losses in Coated Single-Mode Optical Fibres", Electron. Lett., vol. 25, no. 22, p.p. 1544-1545.

Wait, J.R., 1967, "Electromagnetic Whispering Gallery Modes in a Dielectric Rod", Radio Sci., vol.2, no. 9, p.p. 1005-1017.

Wijngaard, W., 1973, "Guided Normal Modes of Two Parallel Circular Dielectric Rods", J. Opt. Soc. Amer., vol. 63, no. 8, p.p. 944-950.

Wilczewski, F., 1996, "Application of the Complex Integration Path in the Theory of Leaky Modes", IEEE Microwave and Guided Wave Lett., vol. 6, no. 3, p.p. 149-150.



Wood, T.H., 1985, "Increased Power Injection in Multimode Optical-Fiber Buses Through Mode-Selective Coupling", J. Lightwave Tech., vol. LT-3, no. 3, p.p. 537-543.

Yamamoto, T., and Koshiba, M., 1993, "Analysis of Propagation Characteristics of Whispering Gallery Modes in a Dielectric Disk or a Curved Rectangular Dielectric Waveguide", J. Lightwave Tech., vol. 11, no. 3, p.p. 400-404.

Yao, S.K., Asawa, C.K. and Lipscomb, G.F., 1983, "Microbending Loss in a Single-Mode Fiber in the Pure-Bend Loss Regime", Appl. Opt., vol. 21, no. 17, p.p. 3059-3060.

Yariv, A., 1958, "On the Coupling Coefficients in the Coupled Mode Theory", Proc. IRE, vol. 46, p.p. 1956-1957.

Yariv, A., 1973,a, "Coupled Mode Formalism for Guided Wave Interactions", In : Barnoski, M.K. (Editor), Introduction to Integrated Optics, Plenum Press, New York.

Yariv, A., 1973,b, "Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-9, no. 9, p.p. 919-933.

Yasumoto, K., 1994, "Coupled-Mode Analysis of Two Parallel Circular Dielectric Waveguides Using a Singular Perturbation Technique", J. Lightwave Tech., vol. 12, no. 1, p.p. 74-81.

Yu, J., Yevick, D. and Weidman D., 1994, "A Comparison of Beam Propagation and Coupled-Mode Methods : Application to Optical Fiber Couplers", J. Lightwave Tech., vol. 12, no. 5, p.p. 797-802.

Yu, L. and Rawat, B.S., 1992, "Mode-Coupling Analysis of Depolarization Effects in a Multimode Optical Fiber", J. Lightwave Tech., vol. 10, no. 5, p.p. 556-562.



Yuen, W.P., 1994, "On the Different Formulations of the Coupled-Mode Theory for Parallel Dielectric Waveguides", J. Lightwave Tech., vol. 12, no. 1, p.p. 82-85.

Zahn, M., 1979, Electromagnetic Field Theory, John Wiley & Sons, New York.



## 8. EK

**I) Airy fonksiyonunun asimptotik ifadesi,**

$$\left| \text{Ai} \left[ \xi \exp \left( j \frac{2\pi}{3} \right) \right] \right|^2 \approx 4\pi \xi^{1/2} \exp \left[ -\frac{4}{3} \xi^{3/2} \right] \quad (\text{E.1})$$

dir, (Abramowitz et al, 1972).

**II) Hankel fonksiyonunun asimptotik ifadesi,**

$$H_\nu^{(2)}(n_2 k_0 r) \approx j \frac{\exp[\nu(\alpha - \tanh \alpha)]}{\left[ \frac{\pi}{2} \nu \tanh \alpha \right]^{1/2}} \quad (\text{E.2a})$$

dir. Burada,

$$\cosh \alpha = \frac{\nu}{n_2 k_0 r} \quad (\text{E.2b})$$

dir, (Abramowitz et al, 1972).

**III) Yürüyen dalgalı anten yaklaşımında yararlanılan**

$$\int \frac{\cos^{2m} x}{x^2} dx = - \left[ \frac{2m}{m} \right] \frac{1}{2^{2m} x} - \frac{1}{2^{2m-1}} \sum_{k=0}^{m-1} \left[ \frac{2m}{k} \right] \left\{ \frac{\cos[(2m-2k)x]}{x} + (2m-2k) \text{si}[(2m-2k)x] \right\} \quad (\text{E.3})$$

eşitliğinde, x'e göre değişimleri, Şekil-E.1 ve Şekil-E.2'de görülen  $\text{si}(x)$  (sinüs integrali) ve  $\text{ci}(x)$  (cosinüs integrali) fonksiyonları,



$$si(x) = - \int_x^{\infty} \frac{\sin t}{t} dt = -\frac{\pi}{2} + \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt \quad (E.4)$$

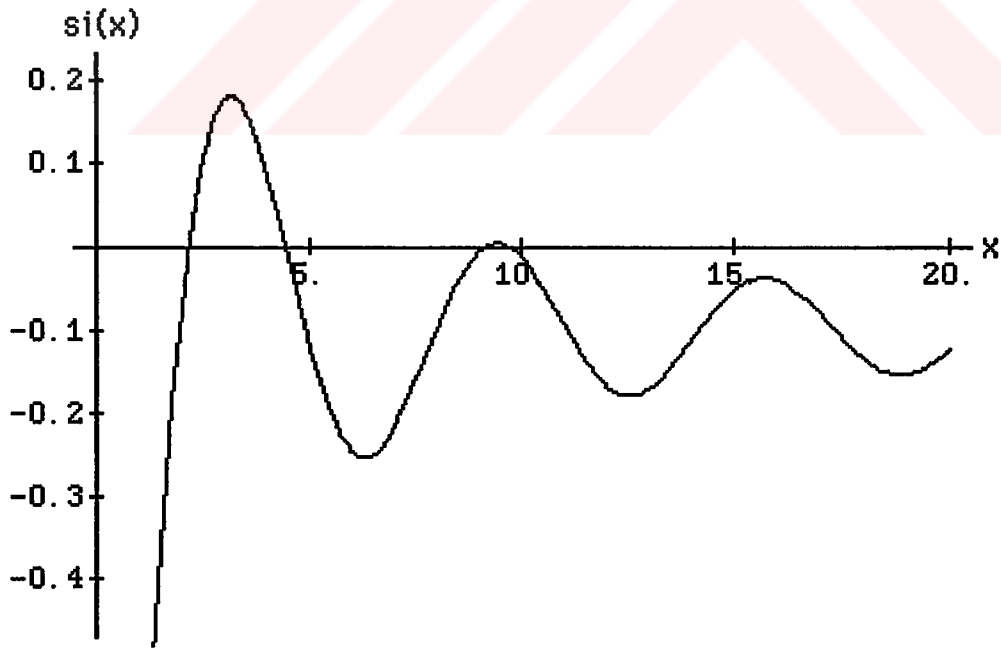
ve

$$ci(x) = - \int_x^{\infty} \frac{\cos t}{t} dt = \mathbf{C} + \ln x + \int_0^x \frac{\cos t - 1}{t} dt \quad (E.5a)$$

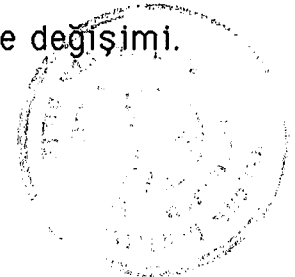
dir ve Euler sabiti,

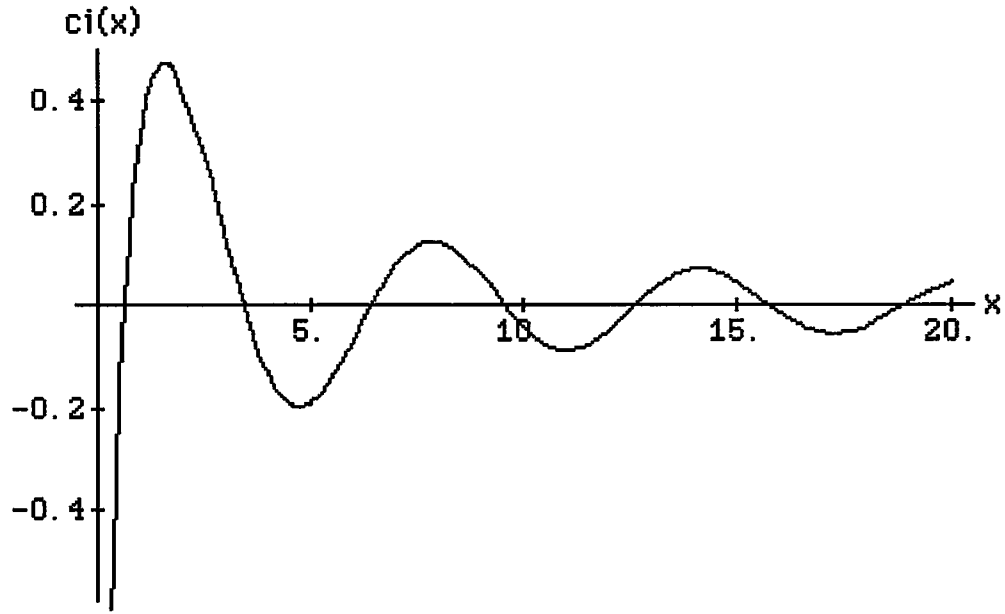
$$\mathbf{C} = \lim_{s \rightarrow \infty} \left[ \sum_{m=1}^s \frac{1}{m} - \ln s \right] = 0.577215 \dots \quad (E.5b)$$

dir, (Gradshteyn et al, 1980).

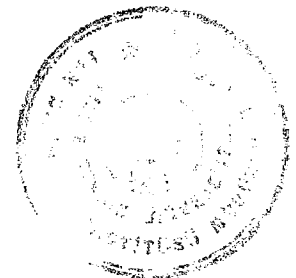


**Şekil-E.1**  $si(x)$  fonksiyonunun ( sinüs integrali )  $x$ 'e göre değişimi.





**Şekil-E.2**  $ci(x)$  fonksiyonunun ( cos integrali )  $x$ 'e göre değişimi.



# ÖZGEÇMİŞ

Doğum Tarihi : 25.Mayıs.1967

Doğum Yeri : Aydın.

Eğitim : 1973-1978 : Çanakkale Gazi İlkokulu.  
1978-1984 : İstanbul - Beşiktaş Kız Lisesi.  
1984-1989 : Yıldız Teknik Üniversitesi  
Elektrik - Elektronik Fakültesi  
Elektronik ve Haberleşme  
Mühendisliği Bölümü  
(Lisans).

1989-1991 : Yıldız Teknik Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
(Yüksek Lisans).

1991-1998 : Yıldız Teknik Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
(Doktora).

Meslek Yaşamı : 1990-1998 : Yıldız Teknik Üniversitesi  
Elektrik - Elektronik Fakültesi  
Elektronik ve Haberleşme  
Mühendisliği Bölümü  
Elektromagnetik Alanlar ve  
Mikrodalga Tekniği Anabilim Dalı  
(Araştırma Görevlisi).

