

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Optik Fib. Prop. Öze. Inc.
ve Bük. Kay. Ana.

Yüksek Lisans Tezi

N. Özlem Ünverdi

1991

Ref
EHN
244
1991

152
1/5

ELK.
4500072

YILDIZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

OPTİK FİBERLERDE PROPAGASYON ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ VE BÜKÜLME KAYBININ ANALİZİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
MÜH. N. ÖZLEM ÜNVERDİ

İSTANBUL 1991

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
KÜTÜPHANE DOKÜMANTASYON
DAİRE BAŞKANLIĞI

Kot : R 152
115

Alındığı Yer : FEN. BİL. ENS.

Tarih : 16.04.1992

Fatura : - - - -

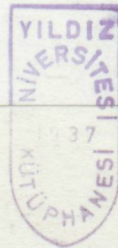
Fiyatı : 45.000. TL.

Ayniyat No : 1/2

Kayıt No : 48326

UDC : 621.3 378.242

Ek :

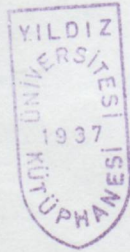




YILDIZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

OPTİK FİBERLERDE PROPAGASYON ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ VE BÜKÜLME KAYBININ ANALİZİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
MÜH. N. ÖZLEM ÜNVERDİ



İSTANBUL 1991

Güncel bir konuda bana araştırma olanağı tanıyan ve bu tezin hazırlanmasında değerli yardımlarını esirgemeyen Sayın Hocam ve Tez Yöneticim Yrd. Doç. Dr. Cahit Canbay'a, tez konusunu sevmemde büyük katkıları olan ve çalışmalarım sırasında bilgilerinden yararlandığım Sayın Prof. Dr. Ercan Topuz'a ve Sayın Doç. Dr. Filiz Güneş'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Özet	23
Abstract	23
BİRİNCİ BÖLÜM	1
FİBER OPTİK SİSTEMLER	29
1.1.....Giriş.....	1
1.2.....Optik Fiberlerin Temel İlkeleri.....	3
1.2.1.....Snell Yasası.....	3
1.2.2.....Optik Fiberlerin Çalışma İlkesi.....	5
1.3.....Optik Fiberlerin Yapısı.....	8
1.4.....Optik Fiberlerin Sınıflandırılması.....	9
1.4.1.....Basamak İndisli Optik Fiberler.....	12
1.4.2.....Sürekli Değişen İndisli Optik Fiberler.....	14
1.4.3.....Tek Modlu Optik Fiberler.....	15
1.5.....Teknolojide Optik Fiberlerin Önemi ve Tercih Edilme Nedenleri.....	16
1.6.....Optik Fiberlerin Dezavantajları.....	18
1.7.....Optik Fiberlerin Kullanım Yerleri.....	19
1.8.....Optik Fiberlerin Yapım Teknikleri.....	20
1.8.1.....Sıvı Faz Tekniği.....	20
1.8.2.....Buhar Faz Teknikleri.....	21
1.8.2.1.....Alev Hidrolizi.....	22

1.8.2.2.....Isıl Oksitleme.....	22
1.8.2.3.....Plasma Oksidasyonu.....	23
1.9.....Optik Fiberlerde Veriyi Bozucu Etkiler.....	23
1.9.1.....Dispersiyon.....	23
1.9.1.1.....Dalga Kılavuzu Dispersiyonu.....	24
1.9.1.2.....Mod-Arası Dispersiyonu.....	24
1.9.1.3.....Modal Dispersiyonu.....	29
1.9.2.....Zayıflama.....	31
1.9.2.1.....Soğurma Kayıpları.....	32
1.9.2.2.....Saçılma Kayıpları.....	33
1.9.2.3.....Dalga Kılavuzu Saçılması.....	33
1.9.2.4.....Bağlantı Kayıpları.....	34
1.9.2.5.....Bükülme ve Mikrobükülme Kayıpları.....	36

3.4.4.....Tek TE Radyasyon Modları.....	30
3.5.....Katmanlı Dalga Kılavuzları.....	38

İKİNCİ BÖLÜM

OPTİK HABERLEŞMEDE SİSTEM YAPISI

2.1.....Giriş.....	38
2.2.....Optik Fiber Sistemlerinde Verici.....	38
2.3.....Optik Fiber Sistemlerinde Alıcı.....	40
2.4.....Sistem Dizaynı.....	42

ÜÇÜNCÜ BÖLÜM

OPTİK FİBERLERDE ELEKTROMAGNETİK DALGA PROPAGASYONU

3.1.....Giriş.....	44
--------------------	----

3.2.....Optik Fiberlerde Modal Analiz.....	45
3.2.1.....Optik Fiberlerde Kesim Koşulları.....	67
3.2.2.....Optik Fiberlerde Modların Fiziksel Yorumu.....	72
3.3.....Katmanlı Dalga Kılavuzunda Kılavuzlanmış Modlar.....	74
3.3.1.....Kılavuzlanmış Çift TE Modları.....	75
3.3.2.....Kılavuzlanmış Tek TE Modları.....	77
3.3.3.....TE Modlarında Mod Sayısı.....	79
3.3.4.....Kılavuzlanmış Çift TM Modları.....	80
3.3.5.....Kılavuzlanmış Tek TM Modları.....	82
3.4.....Katmanlı Dalga Kılavuzlarında Radyasyon Modları.....	84
3.4.1.....Çift TE Radyasyon Modları.....	84
3.4.2.....Tek TE Radyasyon Modları.....	87
3.4.3.....Çift TM Radyasyon Modları.....	89
3.4.4.....Tek TE Radyasyon Modları.....	90
3.5.....Katmanlı Dalga Kılavuzlarında Özdeğerler.....	91

DÖRDÜNCÜ BÖLÜM

93

OPTİK FİBERLERDE BÜKÜLME KAYIPLARI

4.1.....Giriş.....	93
4.2.....Bükülme Noktalarındaki Kaybın Analizi.....	93
4.3.....Slab (Katmanlı) Dalga Kılavuzu Yaklaşımı.....	95
4.4.....Loop Anten Yaklaşımı.....	115
4.4.1.....Eşdeğer Akım Yöntemi.....	115
4.4.2.....Loop Anten Modeli.....	116
4.4.3.....Bükülmüş Optik Fiber Modeli.....	123

4.4.4.....Anten Modelinde Sinüsoidal Akım Olma Koşulunda	
Optik Fiberin Işıması.....	127
4.5.....Yürüyen Dalgalı Anten Yaklaşımı.....	134
4.5.1.....Optik Fiberlerde Yansımaya Sayısı.....	135
4.5.1.1.....Bükülmemiş Optik Fiberde Yansımaya Sayısı.....	135
4.5.1.2.....Bükülmüş Optik Fiberde Yansımaya Sayısı.....	137
4.5.2.....Yürüyen Dalgalı Anten.....	140
4.5.2.1.....Bükülmemiş Optik Fiberde İnceleme.....	141
4.5.2.1.1.....Elektriksel Alanın Modal Davranışı.....	141
4.5.2.1.2.....Işımanın Modal Davranışı.....	146
4.5.2.2.....Bükülmüş Optik Fiberde İnceleme.....	148

BEŞİNCİ BÖLÜM 151

SONUÇ

ALTINCI BÖLÜM 152

EK

YEDİNCİ BÖLÜM 156

KAYNAKLAR

Özgeçmiş

ÖZET

ABSTRACT

Fiber optik iletişimi, son yıllarda büyük gelişmeler göstermiş; gerek sivil ve askeri haberleşme sistemlerinde, gerekse her türlü ölçüm aygıtlarında, fiber optik kablolar, bakır ve koaksiyel kabloların yerini almağa başlamıştır. Bir saç kalınlığında olan ince cam liften oluşan optik fiberler, bir çok endüstriyel uygulamada "kilit malzeme" haline gelmiştir.

Bu çalışmada, alternatiflerine göre üstünlüğü tartışılmaz olan optik fiberler hakkında genel bir bilgi verildikten sonra, optik fiberlerdeki modlara göre değişim gösteren alan dağılımları ele alınmış ve kılavuzlanmış modlarla radyasyon modlarının ayırt edilmesinde söz sahibi olan kesim frekansının önemi açıklanmıştır. Ardından dielektrik dalga kılavuzu olan optik fiberlerdeki bükülme kaybının analizi, $\exp[i(\omega t - \beta z)]$ şeklinde yayılan bir elektromagnetik dalganın geçerli olduğu katmanlı dalga kılavuzu yaklaşımı ve tam olarak bükülmüş bir optik fiberin anten olarak düşünüldüğü dielektrik loop anten yaklaşımı altında yapıldıktan sonra, optik fiberdeki ışınların birer yürüyen dalgalı anten olarak kabul edildiği yaklaşım incelenmiş ve elde edilen sonuçlar değerlendirilmiştir.

ABSTRACT

Optical fiber communications have largely improved during the recent years. Copper - made and coaxial cables are gradually being substituted by fiber optic cables both in civil and military communications systems, and in all kinds of measurement devices. Fiber optic cables made of hair - thin glass fiber have already become a key - material in a number of industrial applications.

In this study, first, general information is given about optical fibers the performance of which is unarguably better than the alternatives. Second, the field distributions which vary according to modes in optical fibers are examined and the importance of the cut - off frequency which allows the distinction between guided modes and radiation modes is explained. Then, the bending losses in optical fibers are analyzed, assuming an $\exp[i(\omega t - \beta z)]$ electromagnetic wave propagating in a slab waveguide and also considering a bent optical fiber as an antenna (the approach of dielectric loop antenna). Finally, the beams propagating in an optical fiber are considered as travelling - wave antennas and the results are examined.

BİRİNCİ BÖLÜM

FİBER OPTİK SİSTEMLER

1.1 GİRİŞ

Işığın dielektrik dalga kılavuzları içinde taşınabileceği düşüncesi oldukça eskilere dayanmaktadır. Optik fiberlerle kısa mesafelere bilgi iletimi konusundaki ilk ciddi çalışmalar, 1954 yılında Hopkins ve Kapany tarafından başlatılmıştır. Uzun mesafeli haberleşme uygulamaları ise, 1960 yılında yarı iletken laser (light amplification by stimulated emission of radiation; etkimeli ışımaya yayılımı tarafından ışığın kuvvetlendirilmesi) in Birleşik Amerikalı fizikçi Maiman tarafından keşfedilmesi ile gündeme gelmiştir. Yarı iletken laserlerle optik frekanslarda tek renk ışımaya elde edebilme olanağı ortaya çıkınca, ışığın modülasyonla optik fiberler içinden uzun mesafelere gönderilebilmesi ile büyük bir iletişim kolaylığının ve kapasitesinin oluşacağı düşünülmüştür. Haberleşmede taşıyıcı frekansının artması, daha büyük bant genişliğine izin vereceği için, optik frekanslarda iletilen bilgi kapasitesinin yaygın sistemlere oranla çok yüksek olacağı anlaşılmıştır. 1966 yılında Kao ve Hockham, optik fiber içindeki ışık kayıplarının 10 dB/km olması halinde ekonomik sistemler kurulabileceğini, bunun da ancak fiberlerin saflaştırılmış silisten yapılmalarıyla mümkün olabileceğini öne sürmüşlerdir. Ne var ki, o zamanın teknolojisiyle iletim kaybı 1000 dB/km olan optik fiberler üretilebilmiştir. Teknolojik zorluklara çözümler getirmek

için bu konuda çalışan Kao ve Hockham, iletim kaybını 150 dB/km'ye düşürmüşlerdir. [1]

1970 yılında ABD'de Corning Glass Works şirketinde, yakın kızıl ötesi olarak bilinen 800-900 nm dalga boyundaki ışığı 20 dB/km kayıpla ileten optik fiberleri üretebilecek teknoloji geliştirilmiş, ardından Bell Telefon Laboratuvarlarında, 830 nm dalga boyundaki ışık için iletim kaybı 2.7 dB/km mertebesine düşürülmüştür. Sözü geçen spektral bölgedeki birinci pencere optik fiberlerinin bandgenişliği, 1 GHz.km mertebesine yükseltilmiş ve fiber başına saniyede 1 Megabit'lik iletim kapasitesine ulaşılmıştır.

Günümüzde, yakın kızıl ötesi bölgesinde çalışmaya uygun dedektör ve GaAs yarı iletken laserlerin üretimi, bu bölgede çalışan optik fiber PCM haberleşme sistemlerinin kullanılmasına olanak sağlamıştır. Yüksek silisli fiberlerin kayıplarının 1 μ m'nin üzerindeki dalgaboylarında daha da düşürülebileceği ve bilgi iletim kapasitesini sınırlayıcı etkenlerden biri olan maddesel dağılmanın, bu bölgede seçilen bir dalga boyunda yok edilebilir olması, böylece band genişliğinin büyük ölçüde artırılabilceği düşüncesi doğrultusunda ikinci pencere fiberlerinin yapımına başlanılmıştır. Birinci pencere fiberlerinin çok modlu olarak yapılmasına karşın, ikinci pencere optik fiberleri, band genişliğini en yüksek düzeye çıkarabilmek için genellikle tek modlu olarak üretilmiştir.

1980'li yıllarda, 1300 nm ve 1550 nm'deki düşük kayıp bandlarında zayıflama oranı 0.1 - 0.4 dB/km mertebesine indirilmiş, band genişliği yüksek düzeylere çıkarılmış ve bu tür fiberleri kullanan sistemlerde 400 Mbit/s hızlarında 100 km'nin

üzerinde tekrarlayıcı (repeater) aralıklarının mümkün olduğu gösterilmiştir.

Son yıllarda, amorf yapılı cam fiberlerden farklı olarak, orta kızılötesi olarak isimlendirilen 3500-4000 nm dalga boylarında ışık taşıyacak kristalit yapılı üçüncü pencere optik fiberleri üzerinde çalışmalar yapılmış ve bu tür fiberlerde kayıpların teorik olarak 0.001 dB/km ' nin altına düşürülmesi planlanmıştır. Spektral ve diğer karakteristikleri uygun kaynak ve dedektörlerin geliştirilmesiyle, önümüzdeki yıllarda, günümüzdeki 10 Gbit/s ' lik bilgi iletim hızının 20 - 30 Gbit/s ' ye çıkarılması ve 1 - 10 km.lik tekrarlayıcısız iletimin 1000 - 1500 km.lik sistemler halinde hizmet vermesi amaçlanmıştır [1,2]. Algılamada ek kazanç sağlayacağından, heterodin tekniklerinin kullanılması, iletişim hattındaki tekrarlayıcı aralıklarının daha da artırılabilmesine olanak tanıyacaktır. Dalgaboyu bölüşümlü çoklama tekniğiyle kanal kapasitesi artırılacaktır.

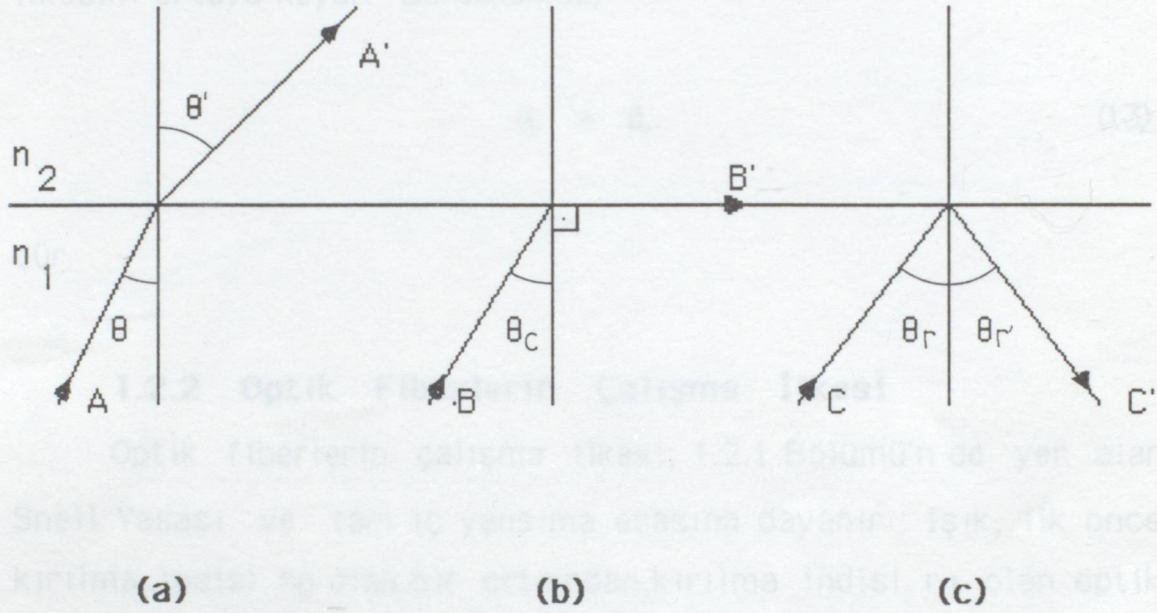
1.2 OPTİK FİBERLERİN TEMEL İLKELERİ

Optik fiberler, veriyi, Snell Yasası ve tam iç yansıma ilkesi ile bir noktadan diğer bir noktaya iletmek için kullanılan dalga kılavuzlarıdır.

1.2.1 Snell Yasası

Bir ışık demeti, bir ortamdan, bu ortamın kırılma indisine göre daha küçük kırılma indisine sahip bir ortama geçerken kırılır. Şekil - 1.1.a ' da görüldüğü gibi, ışık, kırılma indisi n_1 olan

homojen bir ortamdan, $n_2 < n_1$ olmak koşuluyla n_2 kırılma indisli bir ortama kırılarak geçer.



Şekil-1.1 θ 'ya bağlı olarak değişim gösteren ışının davranışı.

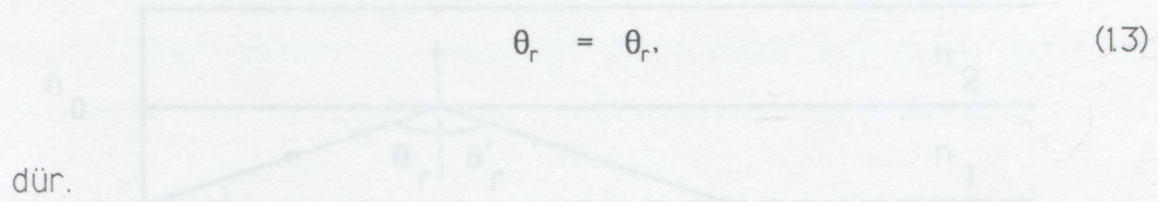
Açı ve indis bağıntısı Snell (Descartes) Yasası ile verilir:

$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta' \quad (11)$$

Göz önüne alınan bu durumda, $n_1 > n_2$ olduğundan, θ' kırılma açısı, θ gelme açısından daha büyüktür. En büyük kırılma açısı $\pi/2$ (radyan) olabilir. Bu koşulda gelen açıya kritik açı adı verilir. Şekil-1.1.b'de izlenildiği gibi, gelme açısı kritik değer aldığı anda, kırılan ışın arayüzeyde yayılır:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin(\pi/2) = n_2 \quad (12)$$

Bu nedenle, $\theta > \theta_c$ olduğunda, gelen ışın arayüzeyden büyük kırılma indisli birinci ortama doğru yansır. Şekil-1.1.c'de verilen bu olaya tam iç yansımaya denir ve optik fiberlerin temel çalışma ilkesini ortaya koyar. Bu durumda,



$$\theta_i = \theta_r \quad (13)$$

1.2.2 Optik Fiberlerin Çalışma İlkesi

Optik fiberlerin çalışma ilkesi, 1.2.1 Bölümün'de yer alan Snell Yasası ve tam iç yansımaya esasına dayanır. Işık, ilk önce kırılma indisi n_0 olan bir ortamdan, kırılma indisi n_1 olan optik fiberin merkezindeki çekirdek bölgesine girer. Snell Yasası'na göre, gelen ve kırılan ışınların yüzey normaliyle yaptığı açılar arasındaki bağıntı, Şekil-1.2 göz önüne alınarak,

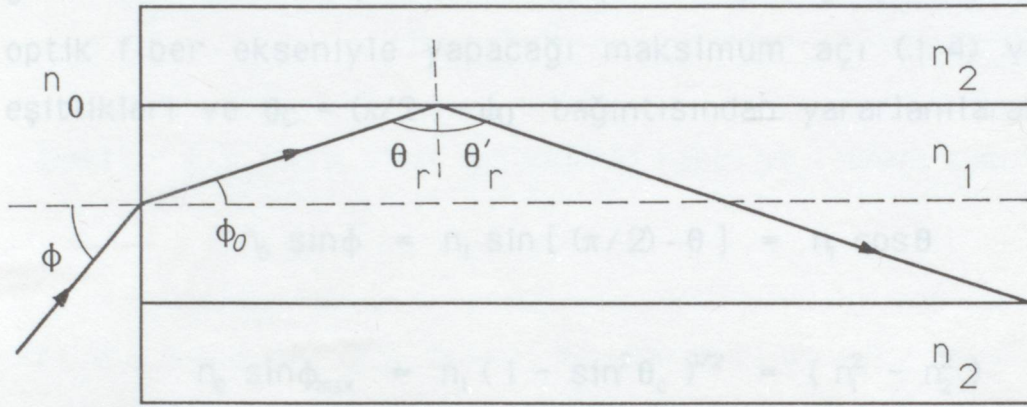
$$n_0 \sin \phi = n_1 \sin \phi_0 \quad (14)$$

şeklinde yazılır. Optik fiber yüzeyine sınır olan ortam, genellikle hava olduğu için $n_0 = 1$ 'dir.

Çekirdek bölgesine giren ışınlar, çekirdek/kılıf sınırında, yine Snell Yasası'na göre davranır. Işınların bu sınırdaki alabilecekleri en büyük kırılma açısı $\pi/2$ (radyan) olur. Bu noktada, Snell Yasası,

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin(\pi/2) = n_2 \quad (15)$$

olarak yazılır. θ gelme açısı, θ_c kritik açılarından daha büyük olduğunda tam iç yansımaya söz konusudur ve bu durum, optik fiberlerin kullanımında hedef alınan ilk aşamadır.



Şekil-1.2 Optik fiber girişine gelen ışığın davranışı.

Modal ışın demeti, çekirdek bölgesinde tam iç yansımalar yaparak ilerler. Geometrik optik yaklaşımında, $\theta > \theta_c$ için modal ışınlar, daha yoğun, bir başka deyişle, büyük kırılma indisli ortama dönerler; dolayısıyla, daha az yoğun ortama enerji aktarılamaz. Oysa, elektromagnetik teoriye göre, tam iç yansımada dahi bir miktar enerjinin sızması kaçınılmazdır. Bununla birlikte, çok düzgün çekirdek/kılıf sınırları için bu enerji sızıntısı çok küçüktür ve θ büyüdükçe daha da azalır. Düzgün olmayan sınırlarda ise, enerji kaybı büyük olabilir ve bu durum, tünel olayı ile açıklanır.

Modal ışınların, çekirdek/kılıf arayüzeyindeki yansımaları için kırılma indisi değişimi, burada olduğu gibi keskin olmayabilir. Yumuşak geçişli durumlarda ışınlar, sinüsoidal

olarak büyük kırılma indisli ortama dönerler. Bu olaya dağılımlı iç yansımaya, geri dönüşün gerçekleştiği yüzeye ise kaustik (kostik) adı verilir. Bu tür yapılar, 1.4 Bölümünde ele alınacaktır.

Optik fiber yüzeyine sınır olan ortamdan optik fibere girmekte olan bir ışının, tam iç yansımaya uğrayabilmesi için, optik fiber eksenine yapacağı maksimum açı (1.4) ve (1.5) eşitlikleri ve $\theta_c = (\pi/2) - \phi_0$ bağıntısından yararlanılarak,

$$n_0 \sin \phi = n_1 \sin [(\pi/2) - \theta] = n_1 \cos \theta$$

$$n_0 \sin \phi_{\max} = n_1 (1 - \sin^2 \theta_c)^{1/2} = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

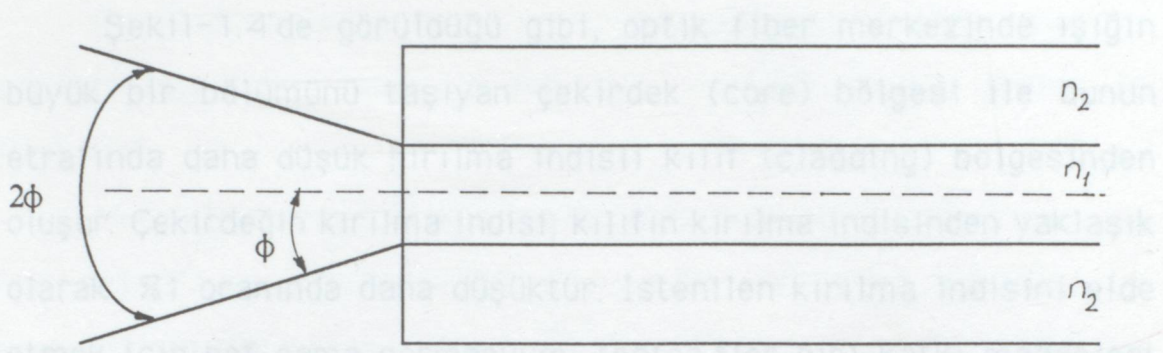
$$\sin \phi_{\max} = [(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} / n_0] \quad (1.6)$$

olarak elde edilir. $\phi_{\max}$, optik fibere giren tüm ışığı kapsayan ışınım konisinin tepe açısı olarak da tarif edilebilir. Bu açının sinüsü ile dış ortamın kırılma indisinin çarpımı, fiberin ışık toplama kapasitesinin bir ölçüsüdür ve sayısal açıklık-SA (numerical aperture - NA) olarak tanımlanır:

$$SA = n_0 \sin \phi_{\max} = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (17)$$

Şekil-1.3'de görüldüğü gibi, $\phi_{\max}$ optik fiberin kabul açısı, $2\phi_{\max}$ ise toplam kabul açısıdır.

Sayısal açıklık küçüldükçe, sistemin verici kısmındaki ışık kaynağından optik fibere aktarılabilen optik güç artar ve kayıp oranı azalır. Sayısal açıklık, optik fiber yapısı, saçılma kayıpları ve

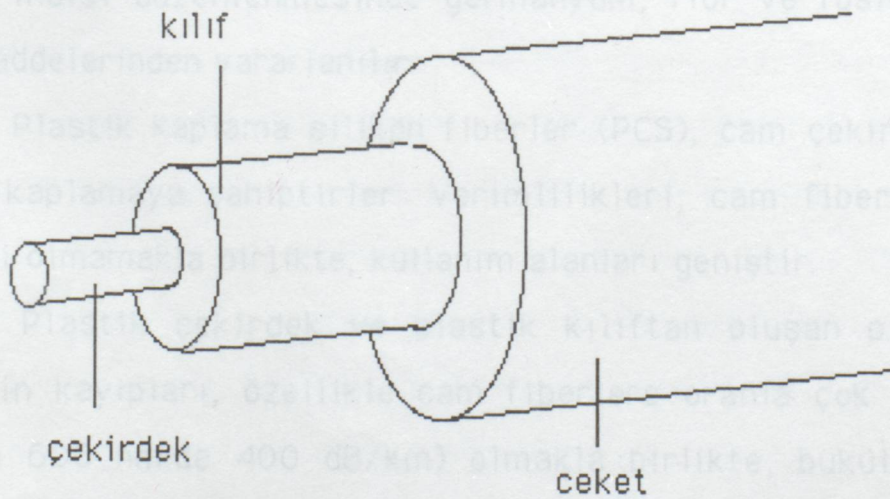


Şekil - 1.3 Optik fiber girişindeki kabul ve toplam kabul açısı.

bükülme kayıpları gibi önemli konularda bilgi verir ve 0.1 - 0.2 arasında değişen değerler alır.

Basamak indisli ve sürekli değişen indisli optik fiberlerdeki sayısal açıklık bağıntıları 1.4 Bölümünde verilecektir.

1.3 OPTİK FİBERLERİN YAPISI



Şekil - 1.4 Optik fiberin yapısı.

Şekil-1.4'de görüldüğü gibi, optik fiber merkezinde ışığın büyük bir bölümünü taşıyan çekirdek (core) bölgesi ile bunun etrafında daha düşük kırılma indisli kılıf (cladding) bölgesinden oluşur. Çekirdeğin kırılma indisi, kılıfın kırılma indisinden yaklaşık olarak %1 oranında daha düşüktür. İstenilen kırılma indisini elde etmek için saf cama germanyum, fosfor, flor gibi katkı maddeleri eklenir.

Kılıf bölgesinin çevresinde yer alan ve çekirdek ile kılıfın fiziki ve optik donanımlarının dış faktörlerden etkilenmesini önleyen bölgeye ceket (jacket) adı verilir.

1.4 OPTİK FİBERLERİN SINIFLANDIRILMASI

Optik fiberler iki yolla sınıflandırılır. Bunlardan birincisinde, ana faktör üretimde kullanılan malzemenin cinsidir. Şöyle ki,

a) Cam fiberler, cam çekirdek ve cam kılıftan oluşur ve kırılma indisi düzenlenmesinde germanyum, flor ve fosfor gibi katkı maddelerinden yararlanılır.

b) Plastik kaplama silikon fiberler (PCS), cam çekirdek ve plastik kaplamaya sahiptirler. Verimlilikleri, cam fiberlerinki kadar iyi olmamakla birlikte, kullanım alanları geniştir.

c) Plastik çekirdek ve plastik kılıftan oluşan plastik fiberlerin kayıpları, özellikle cam fiberlere oranla çok yüksek (örneğin 600 nm.de 400 dB/km) olmakla birlikte, bükülmelere karşı daha dayanıklı ve daha ucuz olmaları nedeniyle tercih edilirler.

Plastik ve PCS fiberlerde, koruyucu bir yapı olarak işlev gören ceket bölgesi yoktur.

Optik fiberlerin sınıflandırılmasındaki ikinci metod, çekirdeğin kırılma indisinin değişimi ve iletilen mod sayısı ile ilişkilidir.

Mod, elektromagnetik dalga propagasyonunu matematiksel ve fiziksel olarak açıklayan bir kavramdır ve dalga kılavuzunun arakesitinin her noktası üzerindeki özelliklerini, bir faz değişimi (ve kayıplı modlar için $\exp(-\alpha z)$ şeklinde bir zayıflama) dışında tüm dalga kılavuzu boyunca aynen koruyan bir dağılım olarak tanımlanabilir. Bu konuda başlangıç noktası Maxwell Denklemleri'dir. Elektrik ve magnetik alanlar arasındaki ilişkiyi veren bu denklemlerden yararlanılarak bulunan bağıntılar, optik fiberlerde iletilen modların sayısı ve özellikleri hakkında bilgi verirler. Mod sayısı, optik fiberin çapına, kırılma indisine ve çalışma frekansına bağlı olarak değişir.

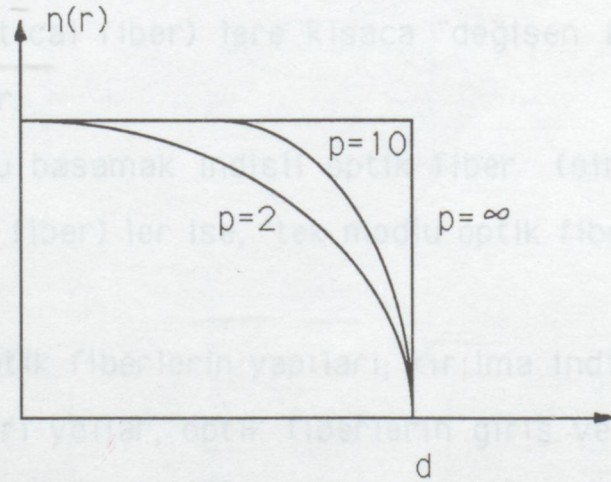
Kırılma indisi profili, optik fiberin çekirdek ve kılıf bölgeleri arasındaki ilişkiyi verir; ki, bu profile göre optik fiberler, basamak indisli (step-index) optik fiberler ve sürekli değişen indisli (graded-index) optik fiberler olmak üzere ikiye ayrılırlar. Basamak indisli optik fiberlerde, çekirdek bölgesinin kırılma indisi üniformdur; çekirdek ve kılıf bölgelerinin kırılma indisleri arasında keskin bir geçiş söz konusudur. Bunun tersine, sürekli değişen indisli optik fiberlerde, çekirdek bölgesinin kırılma indisi üniform olmayan bir özellik gösterir. Kırılma indisi, çekirdek bölgesinin merkezinde en büyük değerini alırken, kılıf bölgesine doğru yavaş bir azalma gösterir; kılıf bölgesinde kırılma indisi sabit bir değer alır ve d çekirdek bölgesinin yarıçapı, n_1 çekirdek

bölgesinin kırılma indisi olmak üzere, bölgelere göre kırılma indisinin değişimi,

$$n(r) = \begin{cases} n_1 [1 - 2\Delta (r/d)^p]^{1/2}, & r < d \text{ için} \\ n_1 [1 - 2\Delta]^{1/2}, & r \geq d \text{ için} \end{cases} \quad (1.8)$$

olarak yazılır. Burada, p , çekirdek indis değişimini belirleyen parametredir ve Şekil-1.5'de görüldüğü gibi 1 ile ∞ arasında değişim gösterir; Δ ise, çekirdek ve kılıf bölgeleri arasındaki bağıl kırılma indisini verir:

$$\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2 \quad (1.9.a)$$



Şekil - 1.5 Sürekli değişen indisli optik fiberlerde kırılma indisinin çekirdek bölgesindeki değişimi.

Zayıfca kılavuzlayan optik fiberlerde, $\Delta \ll 1$ ve $n_1 \approx n_2$ olarak düşünülür ve (1.9.a) eşitliği kısaca

$$\Delta \approx (n_1 - n_2) / n_1 \quad (1.9.b)$$

olarak yazılır.

Optik fiberlerde, $\Delta \ll 1$ olması nedeniyle, $r = d$ 'de, $n(d) \approx n(1-\Delta) = n'$ 'dir.

(1.8) bağıntısından da izlenildiği gibi, çekirdek ve kılıf bölgelerinin kırılma indisleri arasında keskin bir geçiş olmadığı için, bu tür optik fiberlere yumuşak geçişli veya sürekli değişen indisli optik fiberler denir.[3,4]

Bu sınıflandırmaya göre, optik fiberler, uçana başlık altında toplanabilir:

a) Çok modlu basamak indisli optik fiber (multimode step-index optical fiber) ler, genellikle "basamak indisli optik fiberler" olarak bilinirler.

b) Çok modlu sürekli değişen indisli optik fiber (multimode graded - index optical fiber) lere kısaca "değişen indisli optik fiberler" adı verilir.

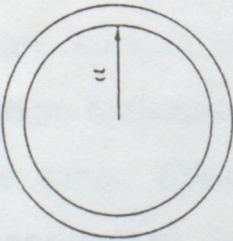
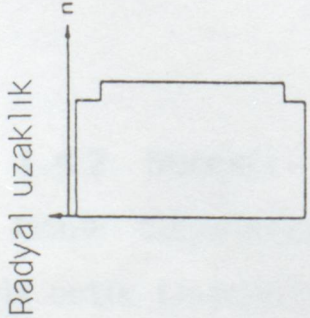
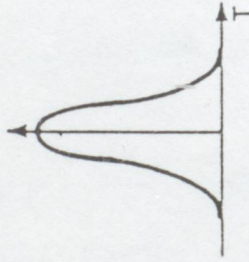
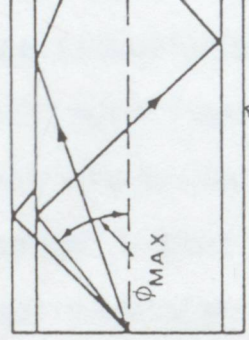
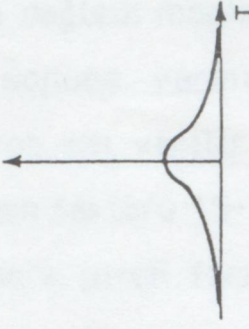
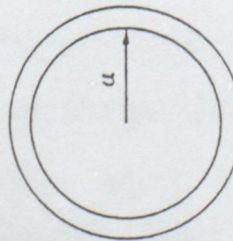
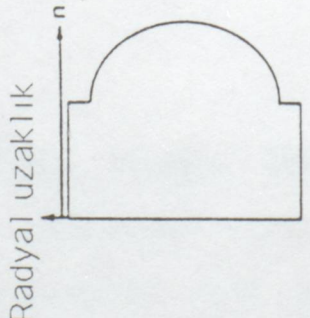
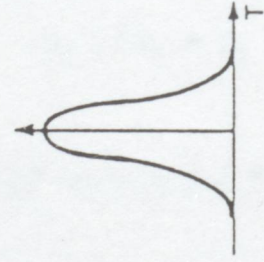
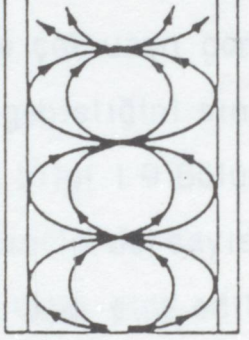
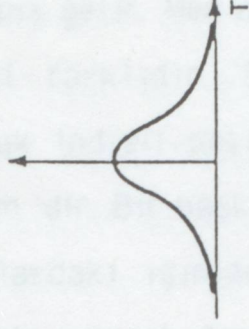
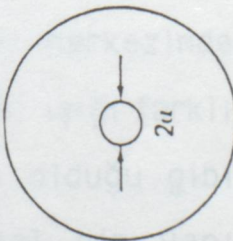
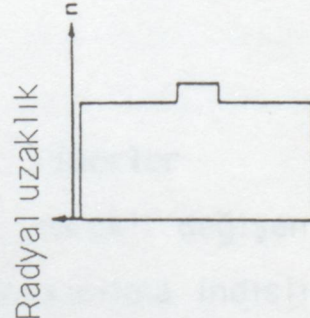
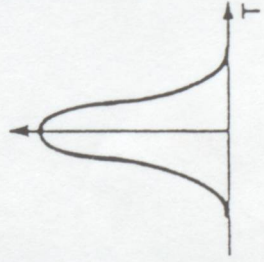
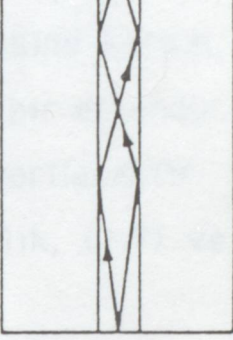
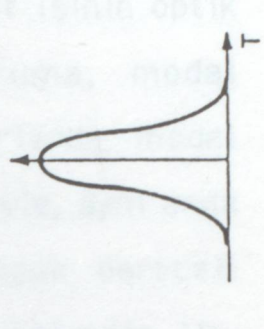
c) Tek modlu basamak indisli optik fiber (single - mode step-index optical fiber) ler ise, "tek modlu optik fiberler" adıyla kullanılırlar .

Şekil-1.6, optik fiberlerin yapıları, kırılma indis profilleri, ışınların izledikleri yollar, optik fiberlerin giriş ve çıkışındaki işaretler hakkında bilgi verir.[5]

1.4.1 Basamak İndisli Optik Fiberler

Çekirdek çapı 10 ile 100 μm arasında değişen bu tür optik fiberler, cam, PCS, ve plastikten yapılabilirler.

Farklı gelme açılara sahip modal ışın demeti,farklı açılarla

Kesit görünümü	İndis profili	Giriş ışareti	Işın yolları	Çıkış ışareti
				
Çok modlu basamaklı indisli optik fiber				
				
Çok modlu sürekli değişen indisli optik fiber				
				
Tek modlu basamaklı indisli optik fiber				

yansır ve değişik modlar meydana gelir. Her moda ait ışının optik fiberin sonuna varma süresi farklıdır. Bu duruma, modal dispersiyon adı verilir. Basamak indisli optik fiberlerde, modal dispersiyon faktörü 15-30 ns/km 'dir. Bir başka ifadeyle, aynı anda optik fibere giren farklı modlardaki ışıklardan alçak dereceli modlara ait olanlar, 1 km'lik yolu, yüksek dereceli modlardan 15-30 ns önce tamamlarlar. Bu süre çok uzun görünmemesine karşın, dispersiyon, optik fiberin band genişliğini sınırlayıcı bir etkidir. Dispersiyon konusundaki detaylı bilgi 1.9 Bölümü'nde verilecektir.

Basamak indisli optik fiberlerde sayısal açıklık, (1.7) ve (1.9.b) eşitliklerinden yararlanılarak elde edilir:

$$\begin{aligned}
 SA &= [(n_1 - n_2)(n_1 + n_2)]^{1/2} \\
 &\approx [2n_1^2 [(n_1 - n_2) / n_1]]^{1/2} \\
 &\approx n_1 (2\Delta)^{1/2} \quad (1.10)
 \end{aligned}$$

1.4.2 Sürekli Değişen İndisli Optik Fiberler

Modal dispersiyonu azaltmanın bir yolu, sürekli değişen indisli optik fiberlerin kullanımıdır. Işık, büyük kırılma indisli ortama göre, düşük kırılma indisli ortamda daha hızlı yol alacağından, sürekli değişen indisli optik fiberlerin merkezinde ışık minimum hızındadır. Çekirdek bölgesinin her kısmı ışığı farklı şekillerde kırar. Basamak indisli optik fiberlerde olduğu gibi keskin yansımalar yerine, burada ışık, sinüsoidal bir yapı

göstererek ilerler. Çekirdek bölgesinin dış kısmına yaklaştıkça, ışığın aldığı yol artar. Sonuçta, bütün ışınlar optik fiber sonuna yaklaşık olarak aynı zamanda ulaşırlar; modal dispersiyon maksimum 1ns/km 'dir. Buradan da anlaşılabacağı gibi, zamanın çok önemli olduğu haberleşme sistemlerinde sürekli değişen indisli optik fiberlerin yeri büyüktür.

Sürekli değişen indisli optik fiberlerde sayısal açıklık, çekirdek bölgesinin her noktasına göre değişim gösterir:

$$SA(r) = (SA)_0 [1 - (r/d)^2]^{1/2} \quad (1.11)$$

Sürekli değişen indisli optik fiberlerin standardı CCITT - G.651 ile belirlenir.

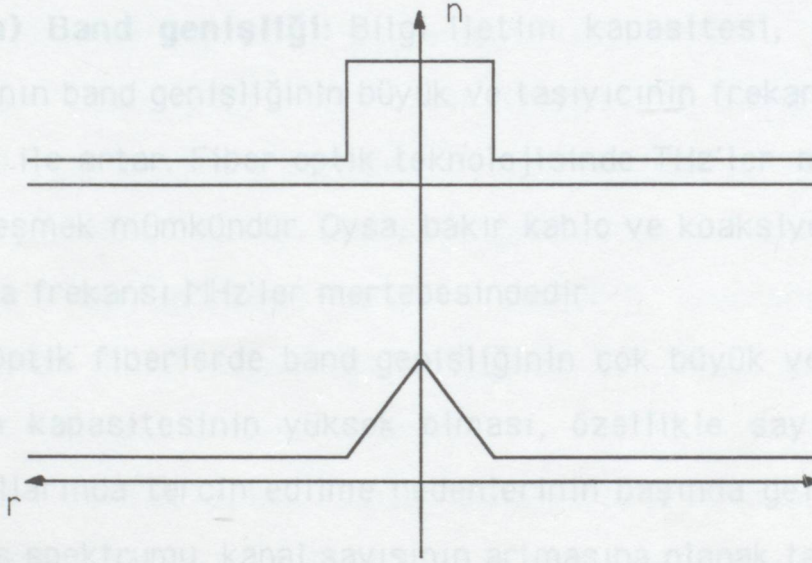
1.4.3 Tek Modlu Optik Fiberler

Modal dispersiyonu azaltmanın diğer bir yolu da, optik fiberin çekirdek çapının, tek bir modu iletecek şekilde küçük tutulmasıdır. Tek modlu optik fiberler, adından da anlaşılabacağı gibi, sadece tek mod iletir ve 50-100 GHz'lik bir band genişliğinde çalışabilirler.

Optik fiberlerde mod sayısı, seçilen dalga boyu ile ters orantılı olarak değişim gösterir ve 1300 nm'de tek modlu optik fiber üretilir. Bu tür optik fiberlerde, çekirdek çapı çok küçük olduğu için, ışık yansımadan iletilir ve bunun doğal sonucu olarak kayıp minimuma düşürülür.

Bütün tek modlu optik fiberlerde basamak profili kullanılmaz. Uygun dalga boyunda çalışmak için, Şekil-1.7'de

görülen daha kompleks düzenlerden yararlanılır. Amaç, 1.9 Bölümü'nde ele alınacak olan malzeme dispersiyonunun artmasına karşın, iletim hızının arttığı 1550 nm'de çalışmaktır.



Şekil – 1.7 Tek modlu optik fiber üretiminde kullanılan basamak ve üçgensel profiller.

Minimum kayıplı olmaları nedeniyle iletişimde tercih edilen tek modlu optik fiberler, CCITT-G.652 standardına uygun boyutlarda (5-10 μm çaplı) üretilirler.

1.5 TEKNOLOJİDE OPTİK FİBERİN ONEMİ VE TERCİH EDİLME NEDENLERİ

En kısa anlatımıyla, iki elektronik devre arasındaki iletişimi sağlayan kanallar olarak tanımlanan optik fiberler, özellikle

telefon şebekeleri ve bilgisayarlar arası haberleşmede tarrışmasız bir üstünlük sergilerler.1970'lere kadar değişik bir merak olarak algılanmaktan ileriye geçemeyen fiber optik teknolojisinin günümüzde birçok endüstriyel uygulamada yer almasının başlıca nedenleri aşağıda açıklanmıştır.

a) Band genişliği: Bilgi iletim kapasitesi, transmisyon ortamının band genişliğinin büyük ve taşıyıcının frekansının yüksek olması ile artar. Fiber optik teknolojisinde THz'ler mertebesinde haberleşmek mümkündür. Oysa, bakır kablo ve koaksiyel kablolarda çalışma frekansı MHz'ler mertebesinde.

Optik fiberlerde band genişliğinin çok büyük ve dolayısıyla taşıma kapasitesinin yüksek olması, özellikle sayısal telefon santrallerinde tercih edilme nedenlerinin başında gelir; geniş bir frekans spektrumu, kanal sayısının artmasına olanak tanır.

b) Düşük kayıp: 1.1 Bölümü'nde açıklandığı gibi, optik fiberler, 0.1 dB/km gibi çok düşük iletim kayıplı iletişim ortamlarıdır. Zayıflama, bakır ve koaksiyel kablolarda modülasyon frekansı ile doğru orantılı olarak artarken, optik fiberlerde her frekansta sabittir. Bu nedenle, çok yüksek frekanslarda çok düşük kayıplı bilgi transferini gerçekleştiren optik fiberler, denizaltı haberleşmesinde de aranan malzemelerdir.

c) Elektromagnetik etkilere karşı bağışıklık: Bakır kabloların tersine, optik fiberler elektromagnetik radyasyon ve dolayısıyla elektromagnetik girişime (EMI) karşı duyarlı değildir.

d) Güvenlik: Optik fiberlerde, elektriksel hatlardakinin aksine, hatlara kaçak girmek olanaksız olduğu için, verici - alıcı arasında güvenli bir iletişim sağlanır.

e) Küçük boyut: Optik fiberler, bakır ve koaksiyal kablolarla göre ince, hafif ve rahatça bükülebilir olmaları nedeniyle kolay taşınabilir ve yerleştirilebilir.

f) İzolasyon: Sağlam bir izolasyona sahip olan optik fiberler, dielektrik malzemeden imal edildikleri için elektrik iletmezler; bunun sonucu olarak yangına neden olmazlar.

h) Ham madde: Optik fiberlerin ana maddesi olan silisyumun (kum) doğada bol miktarda bulunması üretimde ham madde sıkıntısını ortadan kaldırır.

i) Tekrarlayıcı: Optik fiberlerin çok daha az sayıda tekrarlayıcı gerektirmeleri bakır ve koaksiyal kablolarla karşı bir diğer üstünlükleridir.

i) Maliyet: LED ve laser kaynaklarla dedektör fiyatlarının çok yüksek olması bir dezavantaj gibi gözükmeyle birlikte, yukarıda açıklanan, bu denli önemli özelliklere sahip fiber optik sistemlerin maliyeti, diğer haberleşme ortamlarına oranla düşüktür. [5,6,7]

1.6 OPTİK FİBERLERİN DEZAVANTAJLARI

Optik fiberlerin 1.5 Bölümü'nde yer alan avantajlarının yanında, yeni gelişmekte olan her teknoloji dalında olduğu gibi bazı dezavantajları da vardır. Şöyle ki,

a) Optik fiberlerin mevcut bulunan şebekelere uyarlanmasında zaman zaman zorluklar çıkar.

b) Bugüne kadar kullanılan analog sistemlerin dijital yapıdaki fiber optik sistemlerle birlikte kullanılabilmesi için dijitalle dönüştürülmeleri gerekir.

c) Optik fiberlerin bağlantı noktalarında az da olsa zayıflama mevcuttur.

d) Zırlamaları iyi yapılmamış fiber optik kablolar nemden etkilenip, sistemde zarara neden olurlar.

e) Kullanılan kaynak ve algılayıcıların çalışma ömürleri sınırlıdır.

1.7 OPTİK FİBERLERİN KULLANIM YERLERİ

Günümüzde, data iletiminde hızın çok önemli olduğu telefon haberleşmesinde Gbit / sn' ler mertebesinde çalışan optik fiberler kullanılır. Uzak mesafe haberleşmesinde veri, büyük merkezlerden yöresel yapılara, ardından abonelere ayrılır. Elektromagnetik girişimden etkilenmeyen optik fiberler vasıtasıyla telefon haberleşmesi parazitlerden arınmış olarak gerçekleşir. [7]

Yüksek iletim kapasitesine sahip olmaları nedeniyle, optik fiberler bilgisayar ve video haberleşmesi ile kablolu televizyon sistemlerinde yer alırlar.

Veri şebekelerine yapılabilecek kaçak girişlere karşı emniyetli olmaları açısından banka uygulamalarında yer alan optik fiberler, gürültüden bağımsız, iyi izolasyonlu ve küçük hacimli olmaları nedeniyle tıpta ve askeri uygulamalarda da kullanılırlar.

Fiber optik teknolojisinin yöresel dağıtım şebekelerinde kullanılarak abonelere televizyon, telefon, video text gibi hizmetleri aynı anda tek bir optik fiber üzerinden götürebilme çalışmaları devam etmektedir. Ancak bu tip sistemler pahalı olduklarından henüz yaygınlaşmamıştır.

1.8 OPTİK FİBER YAPIM TEKNİKLERİ

Günümüze kadar birçok optik fiber yapım tekniği de kullanılmış olmasına karşın, bunlar, iki ana başlık altında toplanabilir: Sıvı ve buhar faz teknikleri.

1.8.1 Sıvı Faz Tekniği

Sodyum - kalsiyum - silikat ve sodyum - borosilikat tipindeki düşük ergime sıcaklığına sahip cam bileşiklerinin eritilerek optik fiber haline getirildiği sıvı faz tekniği, optik fiberin optik, kimyasal ve mekanik özelliklerini belirlemesi açısından tercih edilmesine karşın, toz halindeki ham maddelerin birbirleriyle karıştırılarak sonradan potalarda eritilmeleri nedeniyle, potadan gelecek yabancı maddelerin fazlalığı bu tekniğin dezavantajıdır. Bu nedenle düşük kayıplı optik fiberlerin üretimi bu yöntemle zordur.

Sıvı faz tekniğinde birinci aşama, toz halindeki çok saf ham maddeler ile cam bileşiklerinin hazırlanmasıdır. Bu ham maddeler silisyum dioksit ve germanyum dioksit gibi oksitlerle, sodyum karbonat, potasyum karbonat ve baryum karbonat gibi karbonatlardır.

Yabancı madde oranı minimuma indirildikten sonra ham maddeler damıtılarak temizlenir. Ardından yüksek saflıktaki toz ham maddeler elde edilir ve bu maddeler hava kabarcıklarından arınmış olarak eritilerek optik fiber camı hazırlanır.

Sıvı faz tekniğinde ikinci aşama ise, optik fiberin çekilmesidir. Bu konudaki en eski yöntemde, çekirdek bölgesini oluşturacak cam çubuk, kılıf bölgesini oluşturacak boru içine yerleştirilir ve kül fırını içinden geçirilir. Bu yöntem, yüksek kayıplı basamak indisli optik fiberlerin yapımında kullanılabilir.

Sürekli değişen indisli optik fiberlerin çekiminde ise çift pota yöntemi kullanılır. Bu yöntemde, çekirdek ve kılıf bölgeleri için hazırlanan camlar iç içe geçmiş iki silindirik kap içine ergitilir ve optik fiber sıvı halden çekilir. Optik fiberin kırılma indisinin merkezden kılıf bölgesine doğru azalması, cam eriyik içinde çekirdek - kılıf sınırındaki hareketli iyonların difüzyonu ile sağlanır. En hızlı difüzyon, çekirdek bölgesi için kullanılan camın içine katılanmış sodyum iyonu ile kılıf bölgesi için kullanılan camın içine katılan potasyum iyonunun değişimi ile gerçekleşir.

1.8.2 Buhar Faz Teknikleri

Optik fiberlerin hazırlanmasında kullanılan buhar faz tekniklerinin temelini, fiber biçiminde çekilen katı haldeki bir taban malzemesi üzerine yapılan bir gaz fazı oksidasyon reaksiyonu oluşturur. Taban malzeme olarak kullanılan saf silikonun kırılma indisini değiştirmek için katkı maddelerinden yararlanılır.

Buhar faz tekniklerinin sıvı faz tekniklerine göre üstünlüğü, SiCl_4 ve GeCl_4 gibi çabuk buharlaşan malzemelerin başlangıç malzemesi olarak kullanılarak, 1.9.2.1 Bölümü'nde ele alınacak olan soğurma kayıplarına yol açan geçiş metal iyonlarının minimuma indirilmesidir. **Plasma Oksidasyonu**

Düşük kayıplı optik fiberlerin yapımında kullanılan buhar faz teknikleri üç grupta incelenir: kimyasal reaksiyona bir plasma

1.8.2.1 Alev Hidrolizi

Metan - oksijen alevine dik olarak dönen ve ilerleyen bir çubuk üzerinde istenilen cam kompozisyonu, halojen buharların alev içindeki hidrolizi yoluyla toplanır. Camsı madde, çubuğa ince tortu şeklinde yapışarak, tabakalar halinde büyüyen silindirik bir yapı oluşturur. İşlem tamamlandıktan sonra ısı genleşmesi, üzerinde toplanan malzemenin ısı genleşmesinden daha büyük olan çubuk çıkarılır ve tüp şeklindeki cam ısıtılarak temizlenir.

Yapılan optik fiberin basamak veya sürekli değişen indisli olmasını sağlamak için buhar ayarlaması yapılır.

1.9.1 Dispersiyon

1.8.2.2 Isıl Oksitleme

Bu yöntemde toplandırma işlemi, döndürülerek ısıtılan bir silika tüp içinden reaksiyona girecek gazların geçirilmesiyle gerçekleştirilir. Isıtma, genellikle silika tüp boyunca hareket edebilen bir oksijen-hidrojen aleviyle sağlanır. Cam kompozisyonuna bağlı olarak 1200 - 1600 °C 'de yapılan toplandırma işleminden sonra elde edilen çubuktan optik fiber çekilir.

Bu yöntemin en önemli özelliği, reaksiyonların korunmuş tüp ortamında meydana gelmesine olanak sağlayarak yabancı maddeler üzerinde iyi bir kontrolun yapılabilmesidir.

1.8.2.3 Plasma Oksidasyonu

Kuppers'in geliştirdiği bu yöntemde, silika bir tüp içinden geçirilen çeşitli buharlar, kimyasal reaksiyona bir plasma oluşturularak sokulur. Bu işlem sırasında tüpün döndürülmesine gerek yoktur; çünkü, tabakaların büyümesi dairesel simetrik olarak meydana gelir ve tüp sıcaklığı, deformasyonu önlemek için yeterince düşük tutulabilir. [1,4,5,6]

1.9 OPTİK FİBERLERDE VERİYİ BOZUCU ETKİLER

Haberleşme sistemlerinde kullanılan optik fiberlerin sistem tasarımı açısından en önemli iki karakteristiği dispersiyonu (dağılması) ve zayıflamasıdır.

1.9.1 Dispersiyon

Işık işaretinin optik fiber boyunca bozulmasına dispersiyon adı verilir ve zaman domeninde impuls yanıtı, frekans domeninde ise faz gecikmesi ile tanımlanır. Modülasyon frekansına bağımlı olmakla birlikte, kullanılan kaynağın dalga boyu ve optik fiberin uzunluğu gibi faktörlerle de değişebilen dispersiyon, yüksek hızlı haberleşme sistemlerinin tasarımında göz önünde tutulması gereken önemli bir parametredir.

iken, Optik fiberlerde dispersiyonun üç ana nedeni vardır. Bunlar, dalga kılavuzu dispersiyonu, mod - arası dispersiyonu ve mod - içi dispersiyonu ile malzeme dispersiyonunu içeren modal dispersiyondur.

olduğuna göre, 1 ve 2 indisleri ile karakterize edilen ve herhangi bir

1.9.1.1 Dalga Kılavuzu Dispersiyonu

Dalga kılavuzu dispersiyonu, optik fiber yapısının kılavuzluk fonksiyonu ile ilişkilidir ve bir modun içinde farklı frekanstaki bileşenlerin farklı biçimde iletilmesi sonucu oluşur. Bu tür dispersiyon, genellikle yalnızca tek modlu optik fiberlerde önemlidir, çok modlu optik fiberlerde ihmal edilebilir; çünkü, bu tür optik fiberlerde yüksek dereceli modlar önemlidir, bunlar da hızla zayıfladıkları için uzun optik fiberler için çok fazla önem taşımazlar.

olmak üzere, m mod indisli ve dalga boyuna bağlı olan grup hızı

1.9.1.2 Mod - Arası Dispersiyon

Optik fiber içinde yayılan değişik modların grup hızları farklı olduğu için, bir başka deyişle, farklı modlardaki işaretlerin belli iki nokta arasındaki mesafeyi farklı zamanlarda almalarından dolayı grup gecikmesi dispersiyonu söz konusudur. Özellikle basamak indisli optik fiberlerde çok önemli olan bu dispersiyon, modlar arası grup hızı farklılıklarının dengelendiği sürekli değişen indisli optik fiberlerde çok daha az önem taşır.

Grup gecikmesi,

$$t = L / v_g \quad [\text{sn}] \quad (1.12)$$

iken, birim boy grup gecikmesi

$$t = 1 / v_g \quad [\text{sn} / \text{m}] \quad (1.13)$$

olduğuna göre, 1 ve 2 indisleri ile karakterize edilen ve herhangi bir nedenle oluşan birim boy grup gecikmeleri farkı, bir başka deyişle mod - arası dispersiyonu,

$$t(2) - t(1) = \tau \quad (1.14)$$

olarak tanımlanır. Hız,

$$v = \frac{\omega}{\beta} \quad (1.15.a)$$

olmak üzere, m mod indisi ve dalga boyuna bağlı olan grup hızı,

$$\frac{\partial v}{\partial \omega} = \frac{1}{\beta} \cdot \frac{\omega (\partial \beta / \partial \omega)}{\beta^2} = \frac{1}{\beta} \left[1 - \frac{v}{v_g} \right] \quad (1.15.b)$$

olduğuna göre,

$$\omega \frac{\partial v}{\partial \omega} = v - \frac{v^2}{v_g} \quad (1.15.c)$$

ve

$$\frac{1}{v_g} = t = \frac{1}{v} \left[1 - \frac{\omega \partial v}{v \partial \omega} \right] = \frac{1}{v} \left[1 + \frac{\lambda \partial v}{v \partial \lambda} \right] \quad (1.15.d)$$

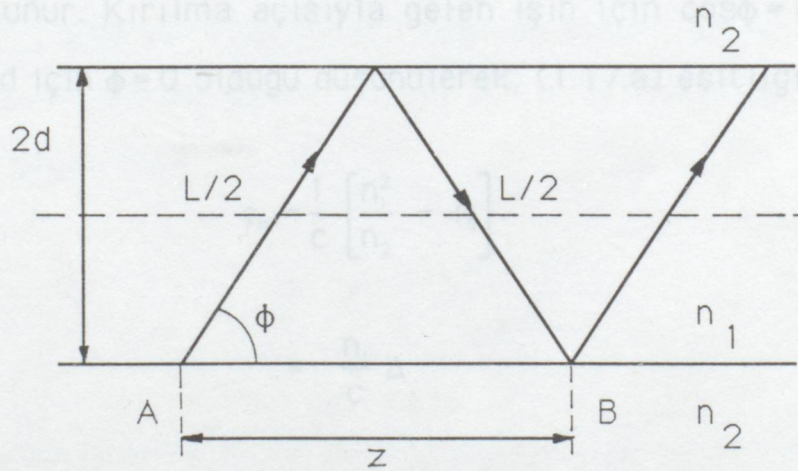
eşitlikleri elde edilir.

$$\bar{\beta} = \frac{\beta}{k_0} = \frac{c}{v} \quad (115.e)$$

eşitliği yardımıyla, birim boy grup gecikmesi,

$$t = \frac{1}{c} \left[\bar{\beta} - \lambda \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial \lambda} \right] \quad (115.f)$$

olarak elde edilir.



Şekil – 1.8 Basamak indisli optik fiberde ışınların davranışı.

Şekil- 1.8'de görüldüğü gibi, basamak indisli optik fiberlerde ışının A ile B noktaları arasında katettiği yol,

$$L = \frac{z}{\cos \phi} \quad (116.a)$$

ve ışının bu yolda harcadığı süre,

$$t = \frac{L n_1}{c} = \frac{z n_1}{c \cos \phi} \quad (11.6.b)$$

dir. Bu durumda, optik fiber ekseninden iletilen birinci mod ile m. mod arasındaki dispersiyon, (1.16.b) eşitliğinden yararlanılarak,

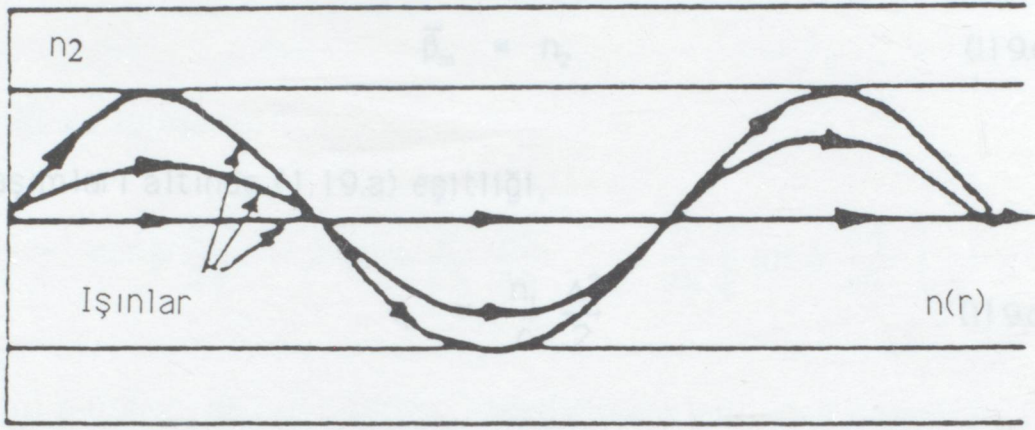
$$\begin{aligned} \tau_m &= \tau_{\max} - \tau_{\min} \\ &= \frac{1}{c} \left[\frac{n_1}{\cos \phi_m} - \frac{n_1}{\cos \phi_1} \right] \end{aligned} \quad (11.7.a)$$

olarak bulunur. Kırılma açısıyla gelen ışın için $\cos \phi = n_2 / n_1$ ve birinci mod için $\phi = 0$ olduğu düşünülerek, (1.17.a) eşitliği,

$$\begin{aligned} \tau_m &= \frac{1}{c} \left[\frac{n_1^2}{n_2} - n_1 \right] \\ &\approx \frac{n_1}{c} \Delta \end{aligned} \quad (11.7.b)$$

şeklinde elde edilir. Burada, Δ , çekirdek ve kılıf bölgeleri arasındaki bağıl kırılma indisi farkıdır. Basamak indisli optik fiberlerde mod arası dispersiyon, yaklaşık olarak $5\Delta \mu\text{sn} / \text{km}$ 'dir.

1.4 Bölümünde de açıklandığı gibi, çok modlu optik fiberlerde darbe genişlemesini azaltmak için başvurulan yöntem, çekirdek bölgesinin kırılma indisinin optik fiber ekseninden kılıf sınırına doğru azaltılarak mod - arası gecikme farklarının dengelenmesidir.



Şekil - 1.9 Sürekli değişen indisli optik fiberde ışınların davranışı.

Şekil-1.9'da yer alan sürekli değişen indisli optik fiberlerde, L_0 ışının boyu olmak üzere, ışının A ile B noktaları arasında ilerlerken geçen süre,

$$t = \frac{L_0}{c} = \frac{z}{c} \frac{(n_1^2 + \bar{\beta}^2)}{2\bar{\beta}} \quad (1.18)$$

dir. Bu durumda optik fiber ekseninden iletilen birinci mod ile bir ϕ açısıyla gönderilen m. mod arasındaki dispersiyon,

$$\tau_m = \frac{1}{2c} \left[\frac{n_1^2 + (\bar{\beta})_m^2}{(\bar{\beta})_m} - \frac{n_1^2 + (\bar{\beta})_1^2}{(\bar{\beta})_1} \right] \quad (1.19.a)$$

olarak ifade edilir.

$$\bar{\beta}_1 \cong n_1 \quad (1.19.b)$$

ve

$$\bar{\beta}_m \approx n_2 \quad (119.c)$$

yaklaşımları altında (1.19.a) eşitliği,

$$\tau_m \approx \frac{n_1}{c} \frac{\Delta^2}{2} \quad (119.d)$$

şeklinde yazılır. Sürekli değişen indisli optik fiberlerde mod - arası dispersiyon yaklaşık olarak $2.5 \Delta^2 \mu\text{sn/km}$ 'dir.

1.9.1.3 Modal Dispersiyon

(1.15.c) eşitliği, m mod indisinin sabit değeri için λ_0 etrafında seriye açılıp ilk terim alınır,

$$t_m(\lambda) = t_m(\lambda_0) + \left. \frac{dt_m}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} (\lambda - \lambda_0)$$

$$\Delta t_m = t_m \left[\lambda_0 - \frac{\delta\lambda}{2} \right] - t_m \left[\lambda_0 + \frac{\delta\lambda}{2} \right] = - \left. \frac{dt_m}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \delta\lambda \quad (120.a)$$

bulunur ve modal dispersiyon,

$$\tau = - \left. \frac{dt_m}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{c} \left. \frac{d^2 \bar{\beta}}{d\lambda^2} \right|_{\lambda_0} \frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \quad (120.b)$$

olarak tanımlanır.

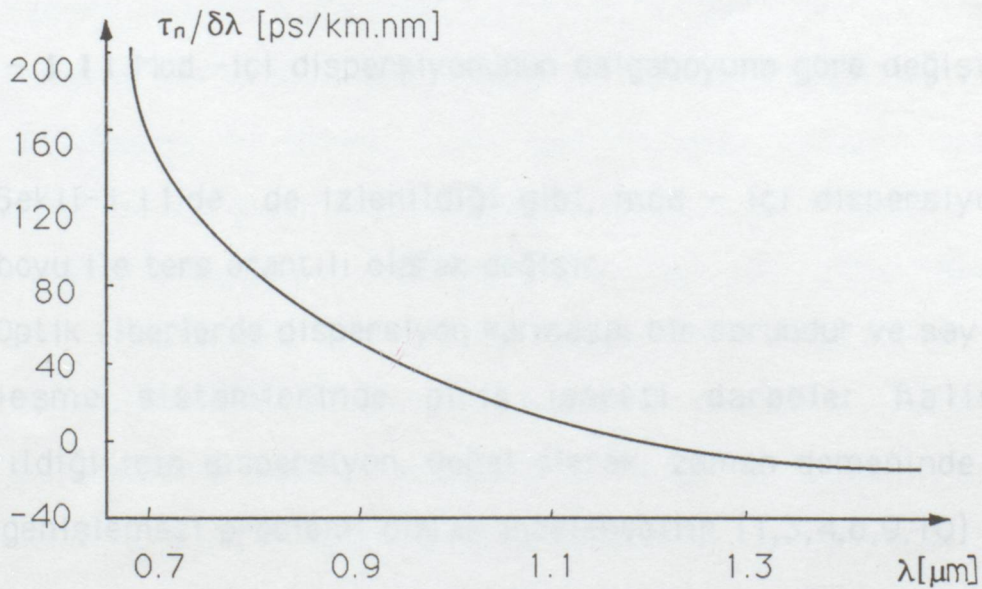
Modal dispersiyonun bileşenlerini belirlemek üzere basamak indisli optik fiber incelenirse,

$$\bar{\beta} = n \cos \phi \quad (1.21.a)$$

eşitliği kullanılarak,

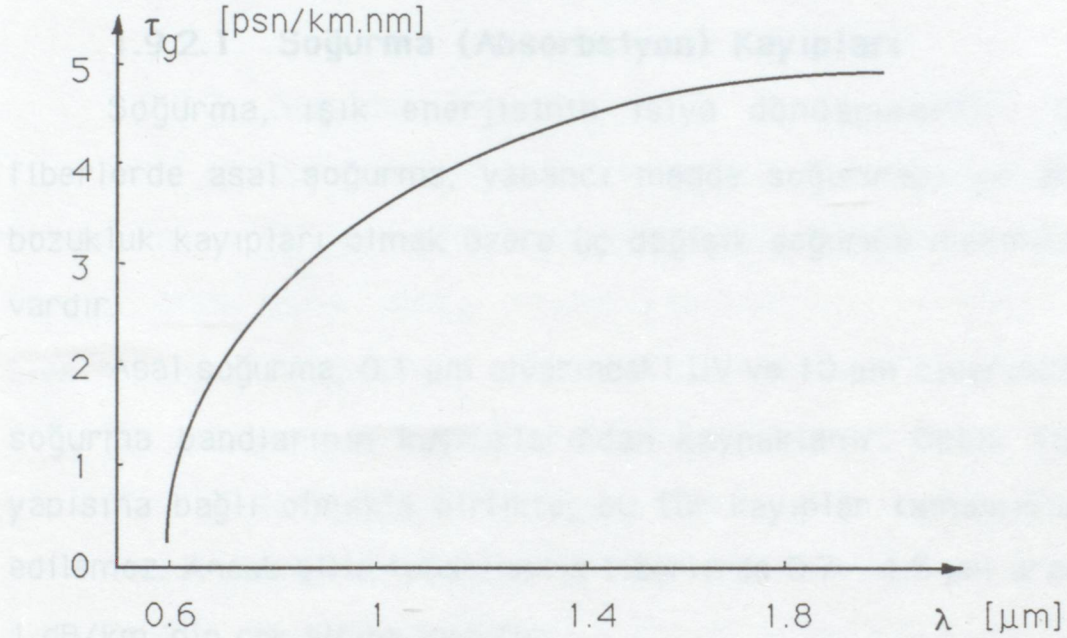
$$\frac{d^2 \bar{\beta}}{d\lambda^2} = \cos \phi \frac{d^2 n}{d\lambda^2} - 2 \sin \phi \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\phi}{d\lambda} - n \frac{d}{d\lambda} \left[\sin \phi \frac{d\phi}{d\lambda} \right] \quad (1.21.b)$$

eşitliği bulunur. $d\phi/d\lambda$ değeri, özdeğer denkleminde hesaplandığı zaman (1.21.b) eşitliğindeki ikinci terimin ihmal edilebileceği görülür. Bu durumda modal dispersiyonun (1.21.b) eşitliğinin birinci ve üçüncü terimlerinde yer alan τ_n malzeme dispersiyonu ile τ_g mod - içi dispersiyonu olmak üzere iki bileşeni vardır.



Şekil-1.10 Malzeme dispersiyonunun dalgaboyuna göre değişimi.

Şekil-1.10'da da görüldüğü gibi, $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 'de malzeme dispersiyonu 0 değerini aldığı için incelemelerde çalışma dalgaboyu $1.3 \mu\text{m}$ seçilir.



Şekil - 1.11 Mod - içi dispersiyonunun dalgaboyuna göre değişimi.

Şekil-1.11'de de izlenildiği gibi, mod - içi dispersiyonu, dalga boyu ile ters orantılı olarak değişir.

Optik fiberlerde dispersiyon karmaşık bir sorundur ve sayısal haberleşme sistemlerinde giriş işareti darbeler halinde gönderildiği için dispersiyon, doğal olarak, zaman domeninde bir darbe genişlemesi problemi olarak incelenebilir. [1,3,4,8,9,10]

1.9.2 Zayıflama

Zayıflama, gücün optik fiber boyunca azalmasıdır. Optik fibere giriş ve çıkışında söz konusu olan kuplaj kayıpları bir yana

birakılırsa, optik fiberlerdeki işaret zayıflaması, soğurma (absorbsiyon), saçılma, dalga kılavuzu saçılması, bağlantı, bükülme ve mikrobükülme kayıplarından kaynaklanır.[6,8]

gerekir.

1.9.2.1 Soğurma (Absorbsiyon) Kayıpları

Soğurma, ışık enerjisinin ısıya dönüşmesidir. Optik fiberlerde asal soğurma, yabancı madde soğurması ve atomik bozukluk kayıpları olmak üzere üç değişik soğurma mekanizması vardır. olan optik dalga boylarında çok küçük kadir.

Efekt Asal soğurma, 0.1 μm civarındaki UV ve 10 μm civarındaki IR soğurma bandlarının kuyruklarından kaynaklanır. Optik fiberin yapısına bağlı olmakla birlikte, bu tür kayıplar tamamıyla yok edilemez. Ancak silis tabanlı optik fiberlerde 0.7 - 1.5 μm arasında 1 dB/km 'nin çok altına inebilir. Gerçekten bu kayıplar, λ^{-4} ile

İlişk Yabancı madde soğurması, Cr^{+3} , Cu^{+2} , Fe^{+2} ve Co^{+3} gibi geçiş - metal iyonlarının neden olduğu bir kayıptır. Geçmiş yıllarda optik fiberlerde en önemli kayıp mekanizması yabancı madde soğurması iken, günümüzde, istenmeyen katkı maddelerinin azaltılmasıyla önemi azalmıştır. Camdaki bir diğer önemli soğurucu iyon da OH^- iyonudur. 2.72 μm ' deki temel titreşim bandının ikinci ve üçüncü harmonikleri, 0.95 μm ve 0.72 μm 'de güçlü bir soğurma kaybına neden olurlar. Soğurma kaybının küçük tutulması için yabancı atom / iyon yoğunluklarının milyarda birin altına düşürülmesi gerekir. Bu nedenle, optik fiber camları klasik tekniklerle hazırlanamaz, 1.8 Bölümü'nde ele alınan ve yarı iletken teknolojisindekilere benzeyen tekniklerin kullanılması gerekir. Atomik bozukluk kayıpları, camın ısı geçmişiyle veya

nükleer ışınının optik fiber yapısında oluşturduğu değişimlerle ilgilidir. Askeri haberleşme ve nükleer santral uygulamalarında, optik fiberleri nükleer ışınımına karşı korumak için önlemler almak gerekir.

1.9.2.2 Saçılma Kayıpları

Camı meydana getiren mikromoleküler bölgelerin boyutları birkaç on nm'yi geçmediği için ortamdaki süreksizlikler, söz konusu olan optik dalga boylarıyanında çok küçük kalır. Elektromagnetik dalganın bu süreksizliklerden saçılmasına Rayleigh saçılması adı verilir. Saçıcıların karakteristik boyutu yönünde dalga boyu büyüdükçe dalga, ortamı sürekli gibi görür; bu durumda, dalga boyu büyüdükçe Rayleigh saçılması nedeniyle oluşan kayıpların hızla azalması beklenir. Gerçekten bu kayıplar, λ^{-4} ile ilişkili olarak azalarak $\lambda = 1 \mu\text{m}$ 'de $\alpha = 1\text{dB/km}$ mertebesinde bir sınır oluştururlar ve kızıl ötesine doğru ilerledikçe hızla azalırlar.

Görüldüğü gibi, malzeme dispersiyonunun sıfırdan geçtiği 1.3-1.5 μm arasında saçılma kayıplarıda çok küçük yapılabilmektedir. Bugün, 1.3 μm 'de 0.2 dB/km 'nin altında kayıba sahip optik fiberler kullanılmaktadır.

Mie, Raman ve Brillouin saçılmaları genellikle ihmal edilebilecek boyuttadırlar.

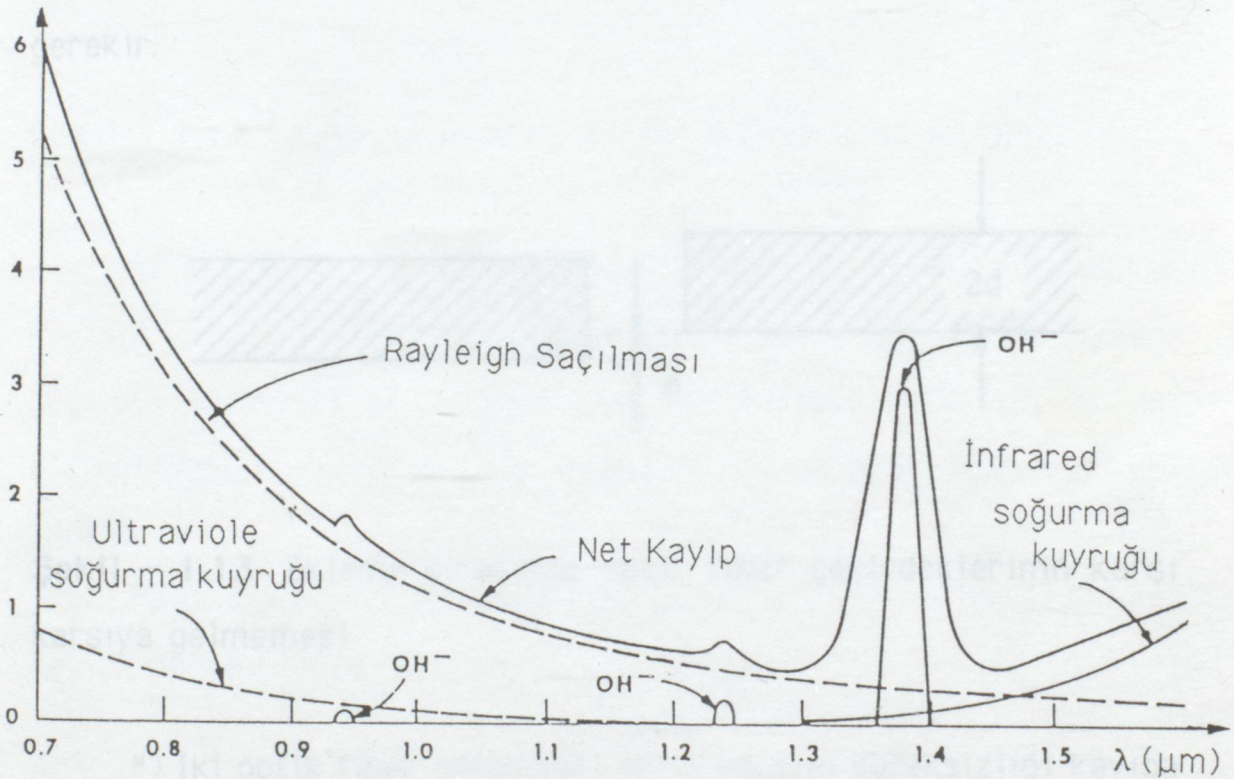
1.9.2.3 Dalga Kılavuzu Saçılması

Kullanılan dalga kılavuzundaki pertürbasyonlar yapım sırasında oluşur ve iletilen modlar arasında etkileşime yol açarlar. Dalga kılavuzu saçılması, soğurmaya neden olan çok önemli bir

saçılma türü olmamakla birlikte, ışınım modları ve değişik iletim modları farklı soğurmaya sahip oldukları için soğurma kayıplarında değişikliğe neden olabilir.

Şekil-1.12 'de, ele alınan soğurma ve saçılma kayıplarının dalga boyuna göre değişimi yer almaktadır.

Kayıp (dB / km)



Şekil - 1.12 Soğurma ve saçılma kayıplarının dalga boyuna göre değişimi.

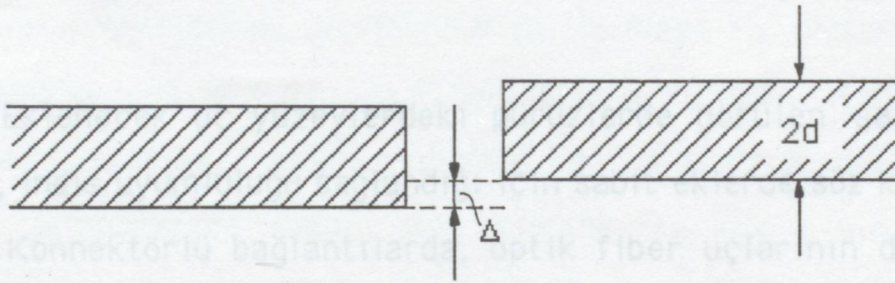
1.9.2.4 Bağlantı Kayıpları

Tekrarlayıcıların (repeater) az kullanıldığı optik haberleşme sistemlerinde fiber optik kabloların eklenmesi gündeme gelir. Ekler, iki grupta incelenebilir:

- a) Açılıp - kapatılabilen ekler veya konnektörlü ekler,
- b) Sabit ekler veya "splice" yapılmış ekler.

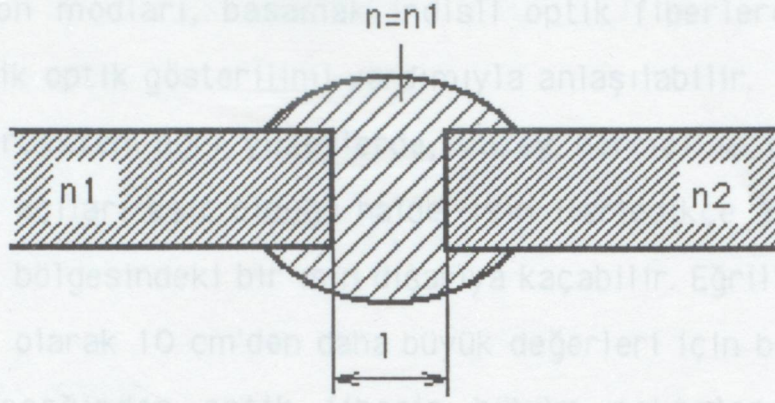
Fiber optik kablo eklerinde oluşan kayıpların çeşitli nedenleri vardır:

*) Şekil-1.13'de görüldüğü gibi, ekleme sırasında optik fiber çekirdeklerinin karşı karşıya getirilmesinde yapılan hata nedeniyle kayıp olur. Δ kaymasının $2d$ çekirdek çapına göre çok küçük olması gerekir.



Şekil - 1.13 Ekleme sırasında optik fiber çekirdeklerinin karşı karşıya gelmemesi.

*) İki optik fiber arasındaki geçiş bölgesi süreksizliği kayıba neden olur. Karşı karşıya getirilen çekirdeklerin bir ark yapılarak ergitilip birbirine bağlanması işlemine ark kaynağı bağlantısı (fusion splice) adı verilir. Şekil-1.14 'de görüldüğü gibi, bu kayıpları azaltmak için sabit eklerde epoxy adı verilen eş indisli yapıştırıcı kullanarak veya camın kendisini ergiterek $n \approx n_1$ ve konnektörlü eklerde ise l mesafesi sıfır yapılarak süreksizlik ortadan kaldırılır.



Şekil – 1.14 Epoxy kullanarak iki optik fiberin birleştirilmesi.

*) Eklenecek uç yüzeylerdeki pürüzlerde görülen saçılma kayıpları, indis uyumluluğu sağlandığı için sabit eklerde söz konusu değildir. Konnektörlü bağlantılarda, optik fiber uçlarının düzgün olması, optik fiberi kesme yöntemi ve cilalama derecesine bağlıdır.

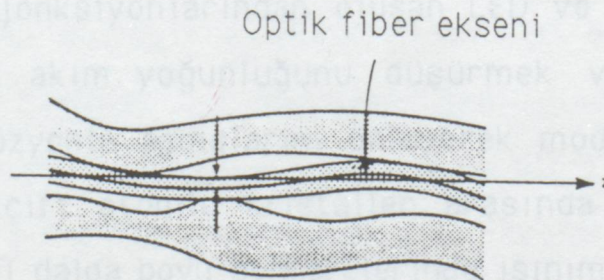
*) Eklenen optik fiberlerin sayısal açıklıklarının farklı olması kayıba neden olur.[1,3,9,10]

1.9.2.5 Bükülme ve Mikrobükülme Kayıpları

Optik fiber eksenini doğrusal değilse, düz optik fiber için elde edilen elektromagnetik alan bağıntıları geçersiz olur. Yeni durumdaki çözümlerin çok özel hallerde analitik olmakla birlikte, genelde sayısal yöntemler yardımıyla belirlenmesi gerekir. Bu yeni çözümler, eskilerinden farklı olacağı için düz optik fiber modları bir bükülme noktasındaki süreksizliği karşılamak üzere "bu kesitte" yalnız eğri eksenli optik fiberde iletilen modlara değil, radyasyon bileşenlerine de kuple olacaktır. Bir kayıp niteliğindeki

radyasyon modları, basamak indisli optik fiberlerdeki iletimin geometrik optik gösterilimi yardımıyla anlaşılabilir.

Gerçekten eğri yüzeylerde, yüzey normaline göre geliş ve yansıma açıları eşit olduğu halde, ışın ilerledikçe açı küçülür ve çekirdek bölgesindeki bir ışın dışarıya kaçabilir. Eğrilik yarıçapının yaklaşık olarak 10 cm'den daha büyük değerleri için bu kayıp ihmal edilebileceğinden optik fiberin büküm noktalarında eğrilik yarıçaplarının bu mertebenin altına düşmemesine dikkat edilir. Diğer taraftan eğrilik yarıçapı küçültüldükçe, yüksek dereceli modlar hızla zayıflarken, dominant olan ilk (veya ilk birkaç) mod ise bükülme bölgesi sonunda da kılavuzlanmış kalacağı için fazla etkilenmez. Bu da, bazı durumlarda daha kayıplı ve daha büyük grup gecikme zamanlarına sahip olan yüksek dereceli modların propagasyonunun sakıncalı olabileceği göz önüne alınarak istenmeyen yüksek dereceli modların "mod kapanları"nda süzölmeleri imkanını tanır.[9] Şekil-1.15 'de görülen mikrobükülmelerde, eğrilik yarıçapı çok küçük olduğu için elektromagnetik alan ifadelerini incelemek daha zordur.



Şekil - 1.15 Optik fiberdeki mikrobükülme geometrisi.

Optik fiberlerdeki bükülme kayıpları, Dördüncü Bölüm'de detaylı olarak tekrar ele alınacaktır.

İKİNCİ BÖLÜM

OPTİK HABERLEŞMEDE SİSTEM YAPISI

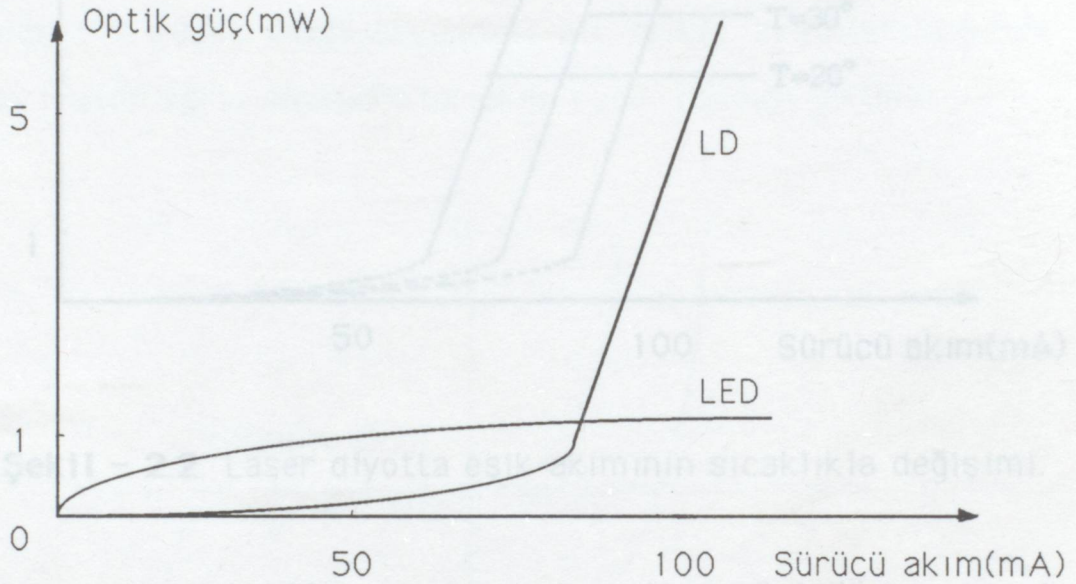
2.1 GİRİŞ

Günümüz koşulları, haberleşme alanında daha geniş imkanlara, daha uygun ortam ve araçlara olan ihtiyacı artırmaktadır. Dolayısıyla, gerek teknik, gerekse ekonomik nedenlerden doğan optik haberleşme sistemlerinde temel yapı, verici, transmisyon ortamını oluşturan fiber optik kablo ve alıcı olmak üzere üç ana bölümden meydana gelir.

2.2 OPTİK HABERLEŞME SİSTEMLERİNDE VERİCİ

Optik haberleşme sistemlerinde, doğru kutuplama gerilimi altındaki p-n jonksiyonlarından oluşan LED ve laser diyotlar kullanılır. Eşik akım yoğunluğunu düşürmek ve taşııcıların, jonksiyonu difüzyonla aşmalarını önleyerek modülasyon hızını artırmak için çift atomlu kristaller arasında optik fiberin minimum kayıplı dalga boyu pencerelerinde ışınım yapan bir yarı iletken bulunmadığı için üçveya dört atomlu alaşım yapılar içeren yapay kristallere gereksinim vardır. Bu alaşım yapıların, mevcut olan iki atomlu kristal zemin malzemesi üzerinde büyütülebilmesi için iki ortama ait örgü sabitlerinin birbirine eşit veya çok yakın

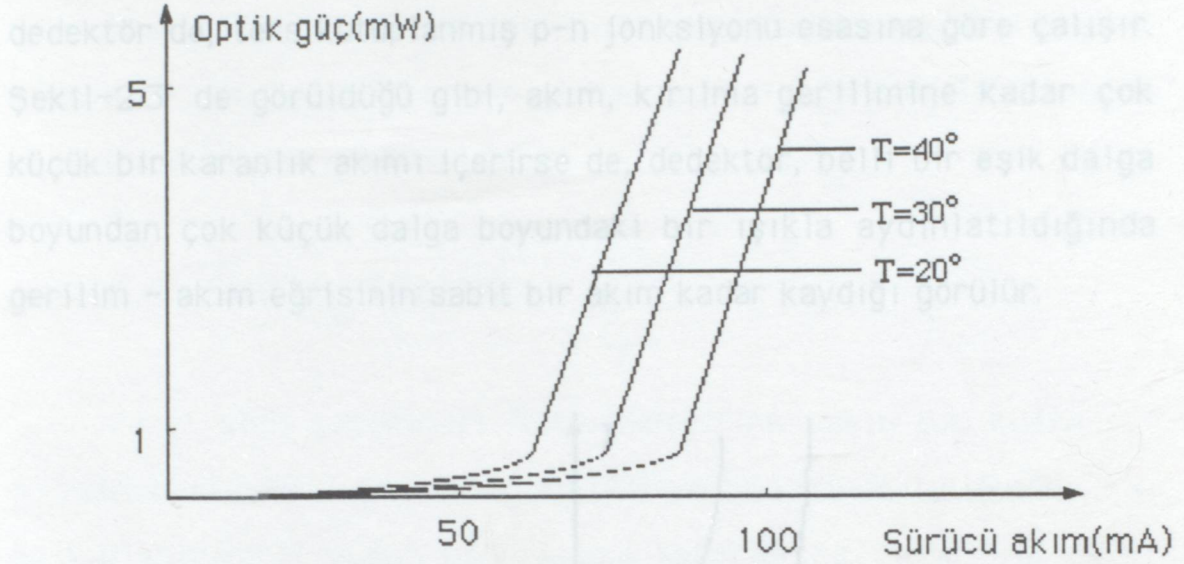
olması gerekir. Örneğin, $Ga_xAs_yIn_{1-x}P_{1-y}$, 1300nm ve 1500 nm dalga boylarında ışınım yapan bir alaşımdır.[6,11]



Şekil - 2.1 LED ve laser diyodda optik gücün akımla değişimi.

Şekil - 2.1'de görüldüğü gibi, LED'in optik çıkış gücünün akımla olan ilişkisi doğrusala yakın bir karakter gösterirken, laser diyodun davranışı bir eşik akımına kadar LED özelliğindeyken, akımın daha artırılması halinde laser özelliğine sahip olur ve kazancın yükselmesiyle birlikte optik güç de bir biçimde artar.

Ancak, Şekil-2.2'de izlenildiği gibi, kayıplar sıcaklık ile arttığı için, jonksiyon ısındıkça eşik akımının değeri artar. Bu nedenle, laser diyotlarında (LD) çıkış gücünün regüle edilebilmesi için bir geri besleme çevriminin kullanılması ve termo-elektrik soğutma yardımıyla jonksiyon sıcaklığının değişmesini önlemek gerekir.



Şekil – 2.2 Laser diyotta eşik akımının sıcaklıkla değişimi.

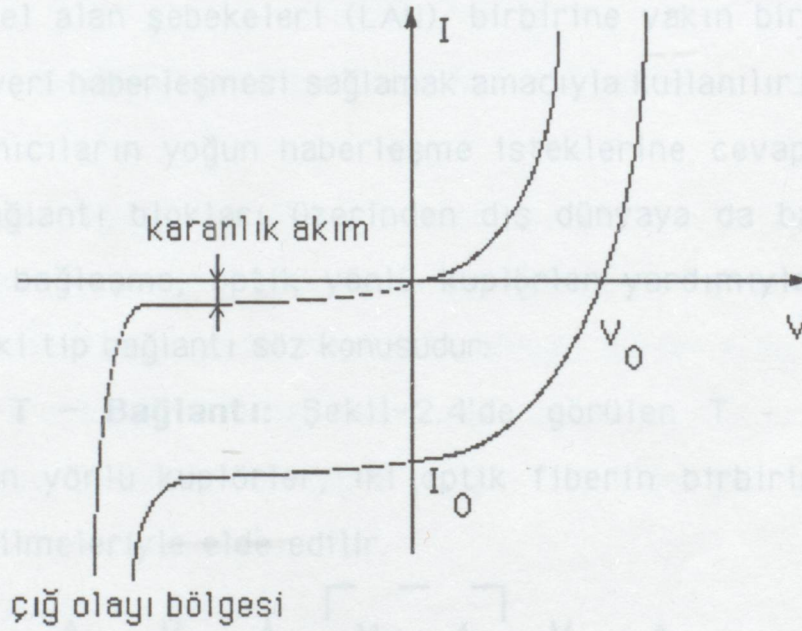
Laser diyodun LED'e oranla en önemli üstünlüğü, spektral genişliğinin çok küçük olmasıdır. Kaynak spektral genişliği, optik fiberdeki dağılmayı etkilediği, dolayısıyla band genişliğini sınırlayan önemli etkenlerden birisi olduğu için özellikle çok yüksek konuşma kapasiteli veya geniş bandlı uygulamalarda zorunlu olarak laser diyodu kullanılır. Dijital modülasyonda, LED'lerle 100 Mbit/sn'lik, laser diyotlarla 20 Gbit/sn'lik hızlara ulaşılabilir.

Literatürde, LED, yayınık (lambertian) kaynak, laser diyodu ise, paralel ışınımlı (collimated) kaynak olarak bilinir.

2.3 OPTİK HABERLEŞME SİSTEMLERİNDE ALICI

Optik fiber iletişim sistemlerinde pin ve çığ tipi (avalanche) fotodedektör olmak üzere iki çeşit algılayıcı kullanılır. Her iki

dedektör de, ters kutuplanmış p-n jonksiyonu esasına göre çalışır. Şekil-2.3' de görüldüğü gibi, akım, kırılma gerilimine kadar çok küçük bir karanlık akımı içerirse de, dedektör, belli bir eşik dalga boyundan çok küçük dalga boyundaki bir ışıkla aydınlatıldığında gerilim - akım eğrisinin sabit bir akım kadar kaydığı görülür.



Şekil - 2.3 Fotodedektörlerde gerilim - akım değişimi.

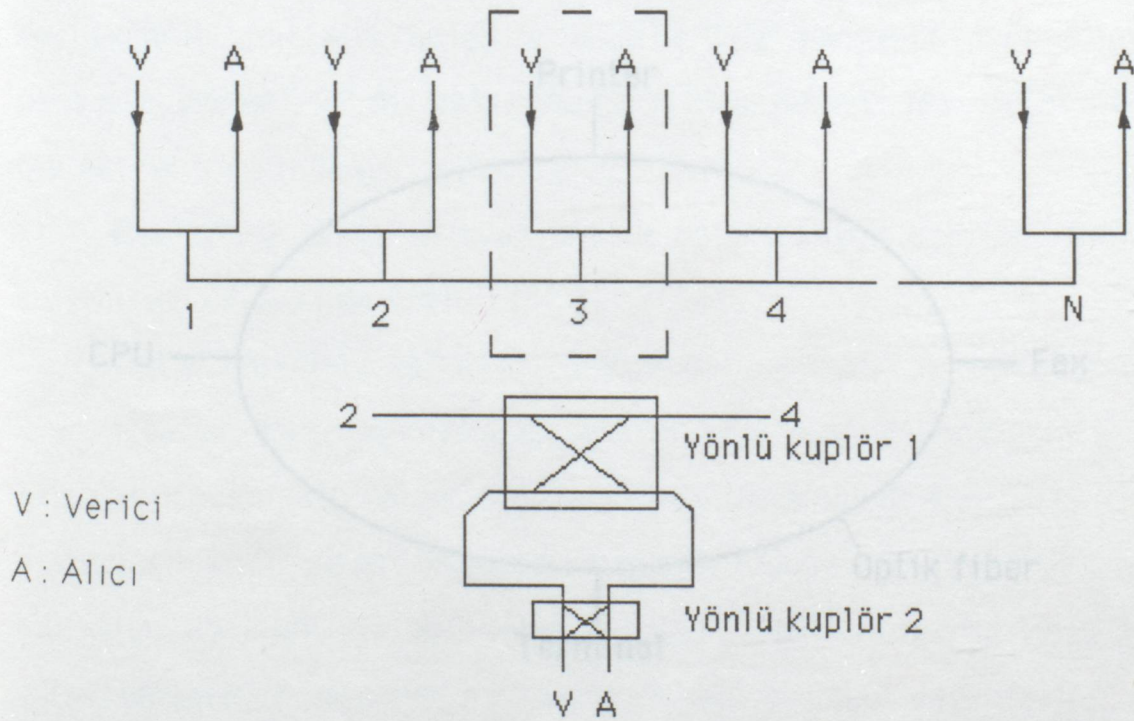
Energileri yarı iletkenin band aralığından büyük olan fotonlar, p ve n bölgeleri arasındakı yer alan ve normal kutuplama gerilimleri altında dahi yüklü taşıyıcılardan tamamen arıtılabilecek ölçüde az katkılanmış bölgede soğurularak elektron - delik çifti oluşturur. Bu şekilde ortaya çıkan elektron ve delikler, elektrik alan altında zıt yönde sürüklenerek akım oluşturur. Pin tipi fotodedektörde, bir fotona karşılık bir elektron - delik çifti üretilirken, çığ tipi fotodedektörde, arka arkaya yapılan

çarpışmalar sonucunda her foton için çok sayıda elektron - delik çifti elde edilir. Böylece hem yüksek duyarlılığa ulaşılır, hem de dedektörde oluşan gürültü azalır.

2.4 SİSTEM DİZAYNI

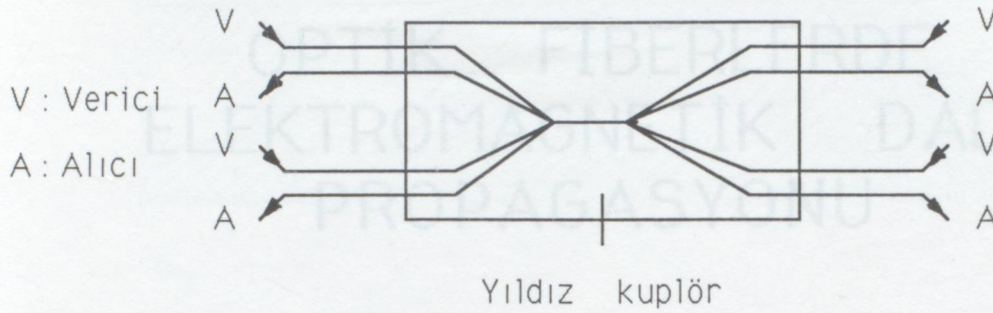
Yerel alan şebekeleri (LAN), birbirine yakın bir kullanıcı grubuna veri haberleşmesi sağlamak amacıyla kullanılır.[6,10] LAN, bu kullanıcıların yoğun haberleşme isteklerine cevap verirken, uygun bağlantı blokları üzerinden dış dünyaya da bağlıdır. Bu yapıdaki bağlaşma, optik yönlü kuplörler yardımıyla sağlanır. Başlıca iki tip bağlantı söz konusudur:

a) T - Bağlantı: Şekil-2.4'de görülen T - bağlantıda kullanılan yönlü kuplörler, iki optik fiberin birbirine paralel yerleştirilmeleriyle elde edilir.



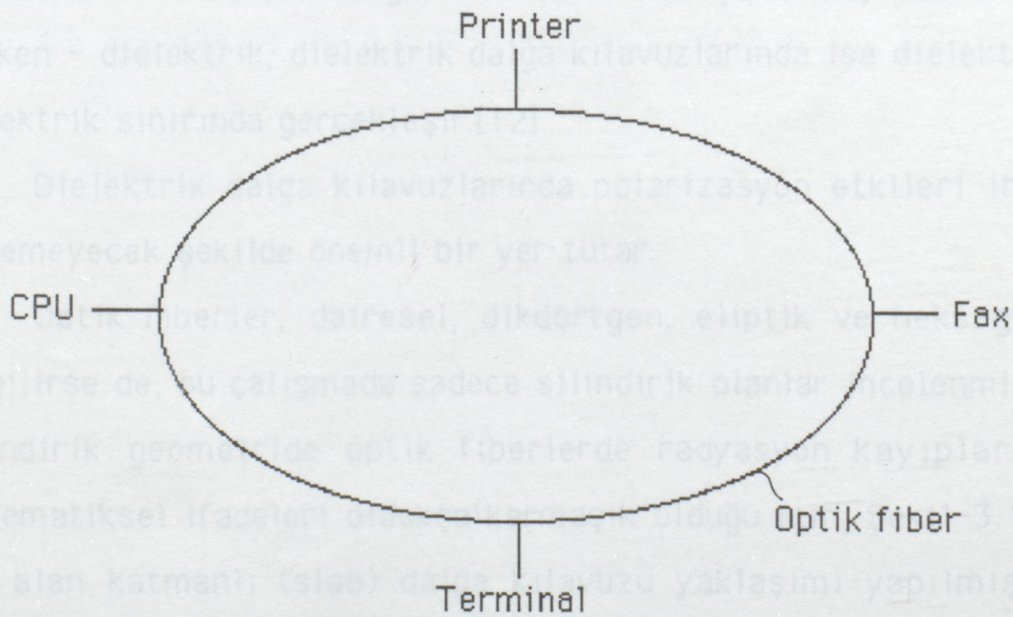
Şekil - 2.4 Yerel alan şebekelerinde kullanılan T-Bağlantı.

b) Yıldız Bağlantı:



Şekil - 2.5 Yerel alan şebekelerinde kullanılan Yıldız bağlantı.

Kuplaj kayıplarının hızla artması nedeniyle T ve Yıldız bağlantıları ile ancak küçük kapasiteli yerel alan şebekeleri tesis edilebilir. Kullanıcı sayısının fazla olduğu durumlarda yerel alan şebekelerindeki terminaller aktif yapılır ve genellikle çift yönlü haberleşmenin yapılabilirdiği ve Şekil-2.6'da yer alan halka topolojisinden yararlanılır.



Şekil - 2.6 Halka topolojisi.

ÜÇÜNCÜ BÖLÜM

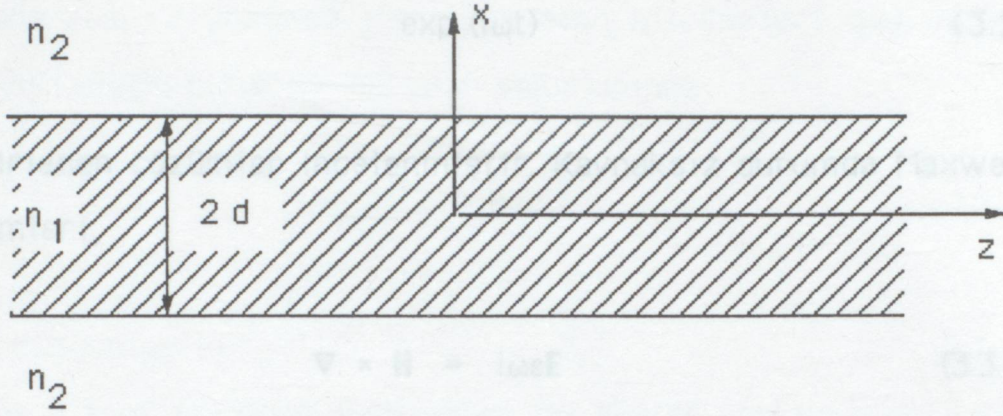
OPTİK FİBERLERDE ELEKTROMAGNETİK DALGA PROPAGASYONU

3.1 GİRİŞ

Birinci Bölüm'de de ele alındığı gibi, optik fiberler, veri iletiminde kullanılan dielektrik dalga kılavuzları olduklarına göre, propagasyon özellikleri, Maxwell Denklemleri ve dielektrik dielektrik sınır koşulları altında incelenebilir. Metalik ve dielektrik dalga kılavuzları arasındaki temel ayırım, enerjinin korunmasından sorumlu yansımaya mekanizmasının farklılığından kaynaklanır. Metalik dalga kılavuzlarında yansımaya, mükemmel iletken - dielektrik, dielektrik dalga kılavuzlarında ise dielektrik-dielektrik sınırında gerçekleşir.[12]

Dielektrik dalga kılavuzlarında polarizasyon etkileri ihmal edilemeyecek şekilde önemli bir yer tutar.

Optik fiberler, dairesel, dikdörtgen, eliptik ve heksagonal olabilirse de, bu çalışmada sadece silindirik olanlar incelenmiş ve silindirik geometride optik fiberlerde radyasyon kayıplarının matematiksel ifadeleri oldukça karmaşık olduğu için, Şekil-3.1 'de yer alan katmanlı (slab) dalga kılavuzu yaklaşımı yapılmış ve elektromagnetik dalganın z yönünde ilerlediği kabul edilmiştir.



Şekil – 3.1 Katmanlı dalga kılavuzu.

Katmanlı dalga kılavuzu ve optik fiberlerde modların incelenmesindeki temel düşünce aynıdır. Katmanlı dalga kılavuzunda mod ve radyasyon dönüşümlerinin ele alınması daha kolaydır; bunun yanında her iki dalga kılavuzunda söz konusu olan ışımaya kaybı yaklaşık olarak aynıdır. Bu nedenle, katmanlı dalga kılavuzunun incelenmesinde bir sakınca yoktur.[13]

3.2 OPTİK FİBERLERDE MODAL ANALİZ

Bu bölümde, parametreleri,

$$\mu = \mu_0 \quad (3.1a)$$

ve

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 n^2 \quad (3.1b)$$

olan ortamdaki zaman değişimi,

$$\text{İçin yalnızca } +z \text{ yönünde } \exp(i\omega t) \quad (3.2)$$

ile belirlenen çözümler incelenmiştir. Kaynaksız durumda Maxwell Denklemleri,

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (3.3.a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \quad (3.3.b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (3.3.c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{E} \cdot \frac{1}{\epsilon} \nabla \epsilon = -\mathbf{E} \cdot \nabla(\ln \epsilon) \quad (3.3.d)$$

yardımla dalg denklemleri,

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -\nabla(\mathbf{E} \cdot \nabla \ln(n^2)) \quad (3.4.a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (3.4.b)$$

şeklinde elde edilir. Burada, k dalg sayısı,

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n^2 \quad (3.5)$$

dir.

Bilindiği gibi, elektromagnetik alan bileşenleri iki skaler fonksiyondan türetilir. Kılavuzlanmış elektromagnetik dalg söz konusu olduğu için z değişimi $\exp(\mp i\beta z)$ biçimindedir, basitlik

için yalnızca +z yönünde ilerleyen alan bileşenleri göz önüne alınabilir.[10] Bu durumda, her alan bağıntısında

$$\exp [i(\omega t - \beta z)] \quad (3.6)$$

olduğu düşünülebilir.

İlk olarak yukarıda bahsedilen iki skaler fonksiyonun E_z ve H_z , bir başka ifadeyle eksenel alan bileşenleri olarak seçilebileceği gösterilmelidir. $\mathbf{F}$, herhangi bir vektörel fonksiyon olmak üzere, rotasyonel operatörünün silindirik koordinatlardaki

$$\nabla \times \mathbf{F} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \mathbf{a}_r & r\mathbf{a}_\phi & \mathbf{a}_z \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \phi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ F_r & rF_\phi & F_z \end{vmatrix} \quad (3.7)$$

ifadesi yardımıyla, (3.3.a) ve (3.3.b) 'de verilen Ampere ve Faraday Yasaları'ndan,

$$i\omega\epsilon E_r = \frac{\partial H_z}{r\partial\phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} \quad (3.8.a)$$

$$i\omega\epsilon E_\phi = \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \quad (3.8.b)$$

$$i\omega\epsilon E_z = \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{r\partial\phi} \quad (3.8.c)$$

$$-i\omega\mu H_r = \frac{\partial E_z}{r\partial\phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} \quad (3.8.d)$$

$$-i\omega\mu H_\phi = \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (3.8.e)$$

$$-i\omega\mu H_z = \frac{\partial E_\phi}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{r\partial\phi} \quad (3.8.f)$$

elde edilir. Bu ifadelerde $(\partial/\partial z)$ yerine $(-i\beta)$ yazılarak diğer alan bileşenleri E_z ve H_z 'e bağlı olarak,

$$E_r = -\frac{i}{\kappa^2} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega\mu \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial\phi} \right] \quad (3.9.a)$$

$$E_\phi = -\frac{i}{\kappa^2} \left[\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial\phi} - \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \quad (3.9.b)$$

$$H_r = -\frac{i}{\kappa^2} \left[\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega\epsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial\phi} \right] \quad (3.9.c)$$

$$H_\phi = -\frac{i}{\kappa^2} \left[\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial\phi} - \omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad (3.9.d)$$

şeklinde ifade edilir. j , çekirdek ve kılıf bölgelerini veren indis olmak üzere,

$$\kappa_j^2 = k^2 - \beta^2 = k_0^2 n_j^2 - \beta^2, \quad j=1,2 \quad (3.10)$$

dir. Basamak indisli optik fiberlerde,

$$\nabla_t^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3.11)$$

eşitliği kullanılarak dalga denklemi,

$$(\nabla_t^2 + \kappa_j^2) \begin{Bmatrix} E_{z_j}(r, \phi) \\ H_{z_j}(r, \phi) \end{Bmatrix} = 0, \quad j = 1, 2 \quad (3.12)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemler,

- a) $r = 0$ için elektromagnetik alan sonlu olmalı,
- b) $r \rightarrow \infty$ için E_z ve $H_z = 0$ olmalı, (3.13)
- c) E_z ve H_z , ϕ 'de 2π ile periyodik olmalı,
- d) E_z , H_z , H_r , H_ϕ , E_ϕ ve $n^2 E_r$ sınır yüzeyinde sürekli olmalı

sınır koşulları altında çözülmelidir.

(3.8) ve (3.9) denklem takımlarından ve (3.12) dalga denkleminde yararlanılarak elde edilen silindirik koordinat sistemindeki dalga denklemleri,

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \kappa^2 E_z = 0 \quad (3.14.a)$$

ve

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + \kappa^2 H_z = 0 \quad (3.14.b)$$

dir. Bu denklemler, (3.13) sınır koşullarında yer alan (a), (b) ve (c) sınır koşullarını sağlayan

$$\psi_j = E_{z_j} \text{ veya } H_{z_j}, \quad j = 1, 2 \quad (3.15)$$

olmak üzere,

$$\psi_j(r, \phi) = R_j(r) \cdot \Phi_j(\phi) \quad (3.16)$$

separasyon yöntemi yardımıyla çözülebilir. Elektriksel alanın z bileşeni,

$$E_z = A G(r) G(\phi) = A G(r) \exp(i\nu\phi) \quad (3.17)$$

olarak düşünülebilir. Daha önce de belirtilen $\exp[i(\omega t - \beta z)]$ çarpanının göz önüne alınmadığı bu eşitlikte, A modal genliği, $G(r)\exp(i\nu\phi)$ de $E_z(r, \phi)$ 'yi temsil eder. ν sabiti, pozitif veya negatif olabilir; ν sabiti tam sayı olduğu zaman, elektromagnetik alanlar $\phi=2\pi$ 'de mutlaka periyodik olmalıdır.

(3.14.a) eşitliğindeki dalga denkleminde, E_z yerine (3.15) ve (3.16) eşitliklerinden yararlanılarak $G(r).G(\phi)$ yazıldığı zaman elde edilen

$$G(\phi) \frac{d^2 G(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} G(\phi) \frac{dG(r)}{dr} + \frac{1}{r^2} G(r) \frac{d^2 G(\phi)}{d\phi^2} + \kappa^2 G(r) G(\phi) = 0 \quad (3.18.a)$$

eşitliği, r^2 ile çarpılır ve $G(r).G(\phi)$ ile bölünürse,

$$r^2 \frac{1}{G(r)} \frac{d^2 G(r)}{dr^2} + r \frac{1}{G(r)} \frac{dG(r)}{dr} + \frac{1}{G(\phi)} \frac{d^2 G(\phi)}{d\phi^2} + \kappa^2 r^2 = 0 \quad (3.18.b)$$

eşitliği bulunur. Görüldüğü gibi, terimler ya sadece r 'nin ya da sadece ϕ 'nin fonksiyonudur. Bu durumda, (3.17) eşitliğinden yararlanılarak (3.18.b) eşitliğindeki üçüncü terimin $(-v^2/G(\phi))$ 'yi verdiği, yani ϕ 'nin fonksiyonu olduğu ortaya çıkar. O halde, (3.14.a) eşitliği seperasyon sonucunda,

$$\frac{d^2 G}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dG}{dr} + \left[\kappa^2 - \frac{v^2}{r^2} \right] G = 0 \quad (3.18.c)$$

Bessel diferansiyel denklemine dönüşür. Diferansiyel denklem, ikinci dereceden olduğuna göre, birbirinden bağımsız iki tane çözümü olmalıdır; bu çözümler için birkaç seçenek söz konusudur. (3.18.c) eşitliğinin çözümleri, $J_v(\kappa r)$ Bessel fonksiyonu ve $Y_v(\kappa r)$ Neumann fonksiyonudur. Tablo 3.1'de görüldüğü gibi, her iki fonksiyon, argümanlarının çok büyük ($\kappa r \rightarrow \infty$) değerlerinde duran dalga özelliği gösterir. [14] Şekil-3.2'de görüldüğü üzere, Bessel fonksiyonları koordinat orjiniinde sonlu bir değer alırken, Şekil-3.3'de izlenildiği gibi Neumann fonksiyonları, $r = 0$ 'da tekillik (singülerlik) arz eder.

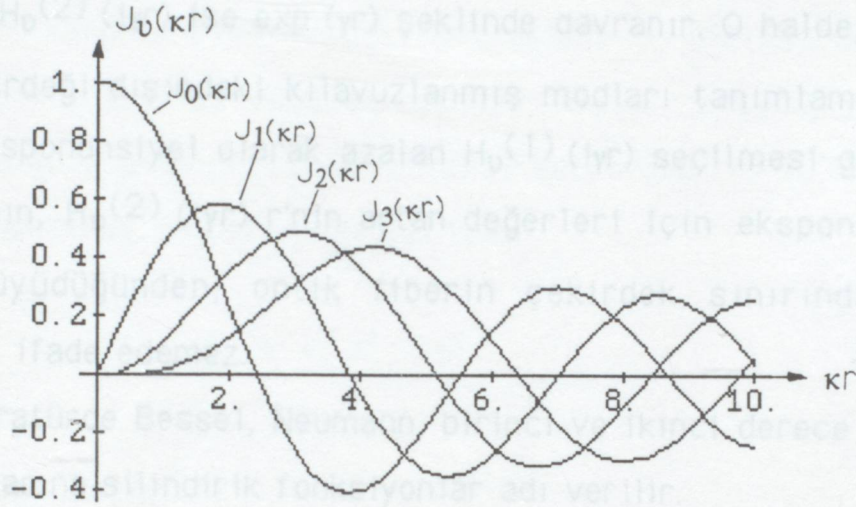
Bir başka çözüm seti ise, birinci ve ikinci derece Hankel fonksiyonlarıdır. Her iki fonksiyonun $r = 0$ 'da tekilliği söz konusudur. Argümanının büyük değerleri için $H_v^{(1)}$, $-r$ doğrultusunda, $H_v^{(2)}$ ise $+r$ doğrultusunda yayılan dalgayı temsil eder. Hankel fonksiyonlarında κ değeri

$$\kappa = i \gamma \quad (3.19)$$

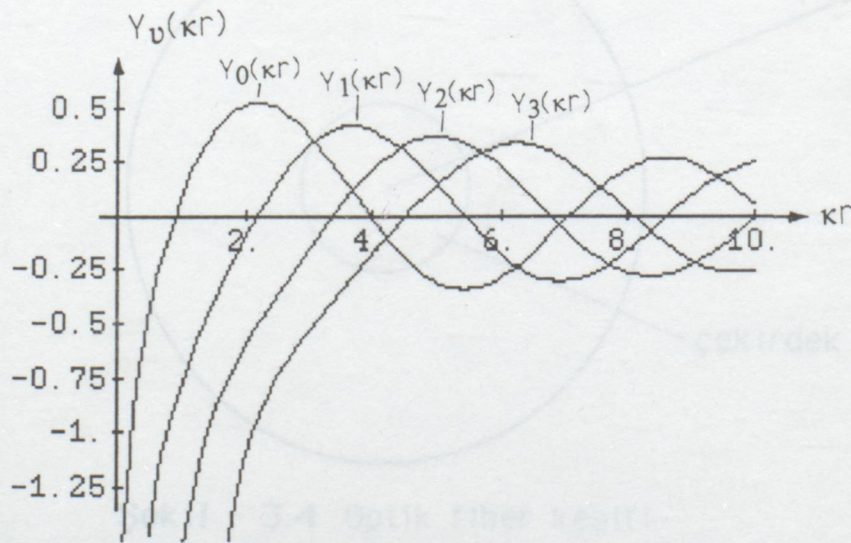
olarak tanımlanır.

$H_v^{(1)}(\kappa r)$	$J_v(\kappa r) + iY_v(\kappa r)$	$1 - i\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$v = 0$	$\left[-\frac{2i}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} i^v \exp(i\kappa r)$	$\kappa r \rightarrow i\infty$	$\kappa r = 0$ $\kappa r \rightarrow -i\infty$
$H_v^{(2)}(\kappa r)$	$J_v(\kappa r) - iY_v(\kappa r)$	$1 + i\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$v = 0$	$\left[\frac{2i}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} i^v \exp(-i\kappa r)$	$\kappa r \rightarrow -i\infty$	$\kappa r = 0$ $\kappa r \rightarrow i\infty$
$J_v(\kappa r)$	$\frac{1}{2}[H_v^{(1)}(\kappa r) + H_v^{(2)}(\kappa r)]$	1	$v = 0$	$\left[\frac{2}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} \cos\left[\kappa r - \frac{v\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right]$	Reel sayılar	$\kappa r \rightarrow \pm i\infty$
$Y_v(\kappa r)$	$\frac{1}{2}[H_v^{(1)}(\kappa r) - H_v^{(2)}(\kappa r)]$	$-\frac{2}{\pi} \log\left[\frac{2}{\gamma \kappa r}\right]$	$v = 0$	$\left[\frac{2}{\pi \kappa r}\right]^{1/2} \sin\left[\kappa r - \frac{v\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right]$	Reel sayılar	$\kappa r = 0$ $\kappa r \rightarrow \pm i\infty$
		$-\frac{2^v(v-1)!}{\pi(\kappa r)^v}$	$v > 0$			

Tablo - 3.1 Bessel Diferansiyel Denklemi'nin çözümlerinin özellikleri.



Şekil - 3.2 Bessel fonksiyonları.

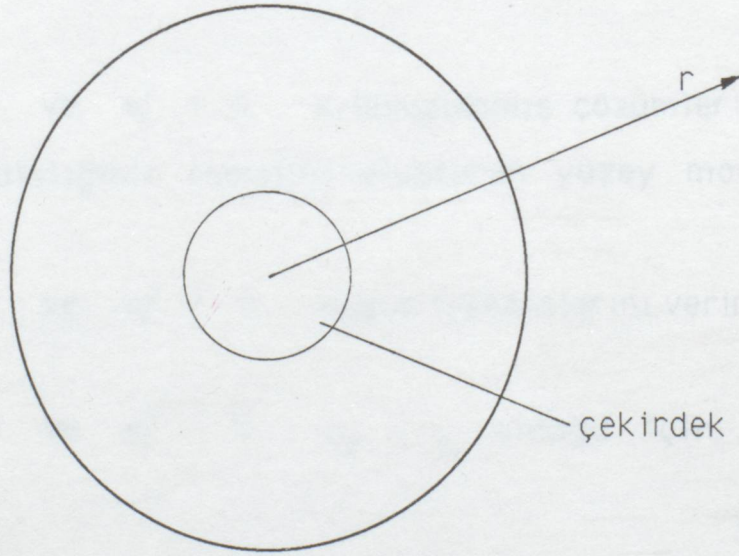


Şekil - 3.3 Neumann fonksiyonları.

Bu durumda, argümanının büyük değerleri için, $H_v^{(1)}(i\gamma r)$ $\exp(-\gamma r)$, $H_v^{(2)}(i\gamma r)$ ise $\exp(\gamma r)$ şeklinde davranır. O halde, optik fiber çekirdeği dışındaki kılavuzlanmış modları tanımlamak için sadece eksponansiyel olarak azalan $H_v^{(1)}(i\gamma r)$ seçilmesi gerekir. Buna karşın, $H_v^{(2)}(i\gamma r)$ r'nin artan değerleri için eksponansiyel olarak büyüdüğünden, optik fiberin çekirdek sınırında alan dağılımını ifade edemez.

Literatürde Bessel, Neumann, birinci ve ikinci derece Hankel fonksiyonlarına silindirik fonksiyonlar adı verilir.

Şekil 3.4'de yer alan optik fiber çekirdek bölgesinin içi ve dışı için (3.18.c) eşitliğinin değişik çözümlerine gereksinim vardır. $r = 0$ 'da, çekirdek bölgesinin içindeki çözümler sonlu kalmalı, kılavuzlanmış mod çözümlerinde, $r \rightarrow \infty$ için çekirdek bölgesinin dışındaki çözümler $\exp$ olarak azalmalıdır.



Şekil - 3.4 Optik fiber kesiti.

Bu çalışmada, 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 arayüzeyindeki dielektrik - dielektrik sınır koşulları irdelenmiş, böylece kılıf - hava arayüzeyindeki elektromagnetik alan değişimleri ihmal edilmiştir. (3.10) eşitliği göz önüne alınırsa, çekirdek bölgesi için

$$\kappa_1^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2 \quad (3.20.a)$$

ve kılıf bölgesi için

$$\kappa_2^2 = k_0^2 n_2^2 - \beta^2 \quad (3.20.b)$$

bulunur. Bu özdeğerlerin (eigenvalue) 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 mühendisliğinin 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.

Bu koşullarda, inceleme konusu b) şıkkıdır. O halde, çekirdek bölgesi için

$$\kappa^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2 > 0 \quad (3.21.a)$$

ve kılıf bölgesi için

$$\gamma^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2 > 0 \quad (3.21.b)$$

yazılır.

Şimdi uygun çözümlere göre elektromagnetik alan ifadelerine geçilebilir.

$r < d$ çekirdek bölgesinde daha önce de açıklanan nedenlerden dolayı Bessel fonksiyonu geçerlidir. Alanların z bileşenleri,

$$E_z = A J_v(\kappa r) \exp(i\omega t) \quad (3.22)$$

$$H_z = B J_v(\kappa r) \exp(i\omega t) \quad (3.23)$$

dir. Burada, A ve B sabit sayılardır. Diğer alan bileşenleri, (3.9) denklem seti yardımıyla elde edilir:

$$E_r = -\frac{i}{\kappa^2} \left[\beta \kappa A J'_v(\kappa r) + i\omega \mu_0 \frac{v}{r} B J_v(\kappa r) \right] \exp(i v \phi) \quad (3.24.a)$$

$$E_\phi = -\frac{i}{\kappa^2} \left[i\beta \frac{v}{r} A J_v(\kappa r) - \kappa \omega \mu_0 B J'_v(\kappa r) \right] \exp(i v \phi) \quad (3.24.b)$$

$$H_r = -\frac{i}{\kappa^2} \left[-i\omega\epsilon_1 \frac{v}{r} A J_v(\kappa r) + \kappa\beta B J'_v(\kappa r) \right] \exp(i v \phi) \quad (3.24.c)$$

$$H_\phi = -\frac{i}{\kappa^2} \left[\kappa\omega\epsilon_1 A J'_v(\kappa r) + i\beta \frac{v}{r} B J_v(\kappa r) \right] \exp(i v \phi) \quad (3.24.d)$$

$r > d$ kılıf bölgesi için de birinci derece Hankel fonksiyonu söz konusudur. Teğetsel alan bileşenleri,

$$E_z = C H_v^{(1)}(i\gamma r) \exp(i v \phi) \quad (3.25)$$

$$H_z = D H_v^{(1)}(i\gamma r) \exp(i v \phi) \quad (3.26)$$

dir. Burada, C ve D sabit sayılardır. Diğer alan bileşenleri, yine (3.9) denklem seti yardımıyla elde edilir:

$$E_r = -\frac{1}{\gamma^2} \left[\beta \gamma C H_v^{(1)'}(i\gamma r) + \omega\mu_0 \frac{v}{r} D H_v^{(1)}(i\gamma r) \right] \exp(i v \phi) \quad (3.27.a)$$

$$E_\phi = -\frac{1}{\gamma^2} \left[\beta \frac{v}{r} C H_v^{(1)}(i\gamma r) - \gamma \omega\mu_0 D H_v^{(1)'}(i\gamma r) \right] \exp(i v \phi) \quad (3.27.b)$$

$$H_r = -\frac{1}{\gamma^2} \left[-\omega\epsilon_2 \frac{v}{r} C H_v^{(1)}(i\gamma r) + \gamma\beta D H_v^{(1)'}(i\gamma r) \right] \exp(i v \phi) \quad (3.27.c)$$

$$H_\phi = -\frac{1}{\gamma^2} \left[\gamma\omega\epsilon_2 C H_v^{(1)'}(i\gamma r) + \beta \frac{v}{r} D H_v^{(1)}(i\gamma r) \right] \exp(i v \phi) \quad (3.27.d)$$

A, B, C ve D sabitlerinin çözümü için Maxwell Denklemleri'nin yanında dielektrik - dielektrik sınır koşullarına gereksinim vardır. Ayrıca β propagasyon sabiti hesaplanmalıdır.

Bunun için determinantın sıfıra eşit olması gerekir. Elde edilen denklem özdeğer (eigenvalue) denklemi olarak bilinir ve bu denklemin çözümü β değerini verir.

$r = d/de$, dielektrik - dielektrik sınır koşullarına göre elektriksel ve magnetik alanların teğetsel bileşenleri sürekli olmalıdır. Bu durumda, (3.22) ve (3.25) eşitliklerinden yararlanılarak,

$$A J_v(\kappa d) - C H_v^{(1)}(i\gamma d) = 0 \quad (3.28)$$

eşitliği, (3.24.b) ve (3.27.b) eşitlikleri kullanılarak,

$$\frac{\beta}{\kappa^2} \frac{v}{d} A J_v(\kappa d) + i \frac{\omega \mu_0}{\kappa} B J_v'(\kappa d) + \frac{\beta}{\gamma^2} \frac{v}{d} C H_v^{(1)}(i\gamma d) - \frac{\omega \mu_0}{\gamma} D H_v^{(1)'}(i\gamma d) = 0 \quad (3.29)$$

eşitliği, (3.23) ve (3.26) eşitliklerinden yararlanılarak,

$$B J_v(\kappa d) - D H_v^{(1)}(i\gamma d) = 0 \quad (3.30)$$

eşitliği, (3.24.d) ve (3.27.d) eşitlikleri kullanılarak da,

$$-i \frac{\omega \epsilon_1}{\kappa} A J_v'(\kappa d) + \frac{\beta}{\kappa^2} \frac{v}{d} B J_v(\kappa d) + \frac{\omega \epsilon_2}{\gamma} C H_v^{(1)'}(i\gamma d) + \frac{\beta}{\gamma^2} \frac{v}{d} D H_v^{(1)}(i\gamma d) = 0 \quad (3.31)$$

eşitliği elde edilir. (3.28) ve (3.30) eşitliklerine göre katsayılar arasındaki ilişkiler,

$$C = \frac{J_v(\kappa d)}{H_v^{(1)}(i\gamma d)} A \quad (3.32)$$

ve

$$D = \frac{J_v(\kappa d)}{H_v^{(1)}(i\gamma d)} B \quad (3.33)$$

olarak bulunur. A ve B katsayıları arasındaki ilişki, (3.31), (3.32), (3.33) eşitlikleri yardımıyla kolaylıkla elde edilir:

$$B = \frac{i d \kappa \gamma [\epsilon_1 \gamma J_v'(\kappa d) H_v^{(1)}(i\gamma d) + i \epsilon_2 \kappa J_v(\kappa d) H_v^{(1)'}(i\gamma d)]}{v \omega (\epsilon_1 - \epsilon_2) \mu_0 \beta J_v(\kappa d) H_v^{(1)}(i\gamma d)} A \quad (3.34)$$

(3.28), (3.29), (3.30) ve (3.31) eşitlikleri kullanılarak,

$$\begin{vmatrix} J_v(\kappa d) & 0 & -H_v^{(1)}(i\gamma d) & 0 \\ \frac{v \beta}{d \kappa^2} J_v(\kappa d) & i \frac{\omega \mu_0}{\kappa} J_v'(\kappa d) & \frac{v \beta}{d \gamma^2} H_v^{(1)}(i\gamma d) & -\frac{\omega \mu_0}{\gamma} H_v^{(1)'}(i\gamma d) \\ 0 & J_v(\kappa d) & 0 & -H_v^{(1)}(i\gamma d) \\ -i \frac{\omega \epsilon_1}{\kappa} J_v'(\kappa d) & \frac{v \beta}{d \kappa^2} J_v(\kappa d) & \frac{\omega \epsilon_2}{\gamma} H_v^{(1)'}(i\gamma d) & \frac{v \beta}{d \gamma^2} H_v^{(1)}(i\gamma d) \end{vmatrix} = 0 \quad (3.35)$$

determinantı elde edilir. Bu determinant açıldıktan sonra, $[J_v(\kappa d) H_v^{(1)}(i\gamma d)]^2$ 'ye bölünüp gruplama yapılırsa,

$$\gamma^2 \kappa^2 \left[\gamma \frac{J'_v(\kappa d)}{J_v(\kappa d)} + i \kappa \frac{H_v^{(1)'}(i\gamma d)}{H_v^{(1)}(i\gamma d)} \right] \left[\omega^2 \mu_0 \epsilon_1 \gamma \frac{J'_v(\kappa d)}{J_v(\kappa d)} + i \omega^2 \mu_0 \epsilon_2 \kappa \frac{H_v^{(1)'}(i\gamma d)}{H_v^{(1)}(i\gamma d)} \right] = \left(\frac{v\beta}{d} \right)^2 (\kappa^2 + \gamma^2)^2 \quad (3.36)$$

eşitliği bulunur. (3.5), (3.21.a) ve (3.21.b) eşitlikleri kullanılarak elde edilen

$$\kappa^2 + \gamma^2 = k_1^2 - k_2^2 = k_2^2 \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - 1 \right) \quad (3.37)$$

eşitliği ve (3.5) eşitliği, (3.36) eşitliğinde yerine yazılır ve $a^2/k^2\kappa^4$ ile çarpılırsa, sonuçta,

$$\left[\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{d\gamma^2}{\kappa} \frac{J'_v(\kappa d)}{J_v(\kappa d)} + i\gamma d \frac{H_v^{(1)'}(i\gamma d)}{H_v^{(1)}(i\gamma d)} \right] \left[\frac{d\gamma^2}{\kappa} \frac{J'_v(\kappa d)}{J_v(\kappa d)} + i\gamma d \frac{H_v^{(1)'}(i\gamma d)}{H_v^{(1)}(i\gamma d)} \right] = \left[v \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - 1 \right) \frac{\beta k_2}{\kappa^2} \right]^2 \quad (3.38)$$

eşitliğine varılır. (3.17) eşitliğinde, $\exp(i v \phi)$ yerine, $\exp(-i v \phi)$ seçilseydi, (3.38) eşitliğinde yer alan v^2 nedeniyle, sonucu etkilemeyecekti. Bu durumda, alan ifadeleri, $\exp$ yerine $\cos(v\phi)$ ve $\sin(v\phi)$ cinsinden yazılabilir.

Dielektrik dalga kılavuzu modları, altı tane alan bileşenine sahiptir ve genellikle TE (Transverse Electric Mode) ve TM (Transverse Magnetic Mode) modlarını birbirinden ayırmak çok zordur. Bu nedenle, dielektrik dalga kılavuzu modları, içi boş metalik dalga kılavuzu modlarından daha karmaşıktır. Bununla birlikte, optik fiberlerde HE ve EH (Hybrid Mode) modları da söz konusudur. ϕ 'ye göre değişim olmadığı radyal simetri ($v=0$)

koşulunda, (3.38) eşitliğinin sağ tarafı sıfır olur ve iki farklı durumla karşılaşılır:

$$\text{TM Modları: } \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{\gamma}{\kappa} \frac{J_1(\kappa d)}{J_0(\kappa d)} + i \frac{H_1^{(1)}(i\gamma d)}{H_0^{(1)}(i\gamma d)} = 0 \quad (3.39)$$

$$\text{TE Modları: } \frac{\gamma}{\kappa} \frac{J_1(\kappa d)}{J_0(\kappa d)} + i \frac{H_1^{(1)}(i\gamma d)}{H_0^{(1)}(i\gamma d)} = 0 \quad (3.40)$$

Burada, silindirik fonksiyonların

$$Z'_0(z) = -Z_1(z) \quad (3.41)$$

özelliklerinden yararlanılmıştır.

$v = 0$ koşulunda, (3.40) özdeğer denklemini sağlayan modlar için, (3.34) eşitliğinden yararlanılarak $B = \infty$ bulunur. B'nin sonlu değerlerinde, $A=0$ olmalıdır. O halde, (3.22) eşitliğine göre, elektriksel alanın z bileşeni sıfırdır; bu durum da, TE Modu'na karşı düşer.

(3.39) özdeğer denkleminin incelenmesinde, önce (3.34) eşitliğinin paydasındaki v 'yü yok etmek için (3.38) eşitliği kullanılarak varılan

$$B = i v \frac{\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2) \beta J_v(\kappa d) H_v^{(1)}(i\gamma d)}{\kappa \gamma d [\gamma J'_v(\kappa d) H_v^{(1)}(i\gamma d) + i \kappa J_v(\kappa d) H_v^{(1)'}(i\gamma d)]} A \quad (3.42)$$

eşitliği, (3.34) eşitliğinin elde edilmesinde (3.31) eşitliği yerine (3.29) eşitliği kullanılarak da bulunabilir. $v=0$ koşulunda, (3.42) eşitliğinde $B=0$ olur; bu durum da, (3.23) eşitliğinde magnetik

alanın z bileşeninin sıfır olmasına, bir başka ifadeyle, TM Modu'na karşı düşer.

Özdeğer eşitlikleri değişik formda yazılabilir:[15]

$$J^+ = \frac{1}{\kappa d} \frac{J_{v+1}(\kappa d)}{J_v(\kappa d)} \quad (3.43.a)$$

$$J^- = \frac{1}{\kappa d} \frac{J_{v-1}(\kappa d)}{J_v(\kappa d)} \quad (3.43.b)$$

$$H^+ = \frac{1}{i\gamma d} \frac{H_{v+1}^{(1)}(i\gamma d)}{H_v^{(1)}(i\gamma d)} \quad (3.43.c)$$

$$H^- = \frac{1}{i\gamma d} \frac{H_{v-1}^{(1)}(i\gamma d)}{H_v^{(1)}(i\gamma d)} \quad (3.43.d)$$

kısaltmaları ve silindirik fonksiyonların,

$$Z'_v = \frac{1}{2} (Z_{v-1} - Z_{v+1}) \quad (3.44)$$

özelliğine göre, (3.38) özdeğer denklemi $a^4\gamma^4$ ile bölündükten sonra düzenlenirse,

$$\begin{aligned} & -(\epsilon J^- - H^-)(J^+ - H^+) - (\epsilon J^+ - H^+)(J^- - H^-) + (\epsilon J^+ - H^+)(J^+ - H^+) + (\epsilon J^- - H^-)(J^- - H^-) \\ & = \left[\frac{2v(\epsilon - 1)\beta k_2}{a^2 \gamma^2 \kappa^2} \right]^2 \end{aligned} \quad (3.45)$$

eşitliği elde edilir. Burada, $\epsilon = \epsilon_1/\epsilon_2$ 'dir.

Silindirik fonksiyonların,

$$Z_{v+1}(z) + Z_{v-1}(z) = \frac{2v}{z} Z_v(z) \quad (3.46)$$

özelliğine göre,

$$J^+ + J^- = \frac{2v}{(\kappa d)^2} \quad (3.47)$$

$$H^+ + H^- = -\frac{2v}{(\gamma d)^2} \quad (3.48)$$

yazıldığı zaman, (3.45) eşitliği,

$$\begin{aligned} & -2(\epsilon J^- - H^-)(J^+ - H^+) - 2(\epsilon J^+ - H^+)(\epsilon J^- - H^-) + \frac{2v}{d^2} \left[\frac{\epsilon}{\kappa^2} + \frac{1}{\gamma^2} \right] [(J^+ - H^+)(J^- - H^-)] \\ & = \left[\frac{2v(\epsilon - 1)\beta k_2}{d^2 \gamma^2 \kappa^2} \right] \end{aligned} \quad (3.49)$$

şeklinde ifade edilebilir. (3.47) ve (3.48) eşitliklerine göre,

$$(J^+ - H^+) + (J^- - H^-) = \frac{2v^2}{d} \left[\frac{1}{\kappa^2} + \frac{1}{\gamma^2} \right] \quad (3.50.a)$$

eşitliği ve $\kappa, \gamma, \beta, k_1$ ve k_2 ilişkilerine göre,

$$\left[\frac{\epsilon}{\kappa^2} + \frac{1}{\gamma^2} \right] \left[\frac{1}{\kappa^2} + \frac{1}{\gamma^2} \right] = \left[\frac{(\epsilon - 1)\beta k_2}{\kappa^2 \gamma^2} \right]^2 \quad (3.50.b)$$

eşitliği bulunur. Bu durumda, (3.49) eşitliği,

$$(\epsilon J' - H')(J' - H') + (\epsilon J^+ - H^+)(J' - H') = 0 \quad (3.51)$$

şeklinde elde edilir. Görüldüğü gibi, (3.38) ve (3.51) eşitlikleri, özdeğer denkleminin iki farklı formudur.

Daha önce de açıklanan $\gamma = \kappa_2 = 0$ kesim koşulunda, $\Gamma=1.781672$ olmak üzere, Hankel fonksiyonlarının argümanlarının küçük değerleri için söz konusu olan

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} H_0^{(1)}(i\gamma d) = \frac{2i}{\pi} \ln\left(\frac{\Gamma\gamma d}{2}\right) \quad (3.52)$$

ve

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} H_v^{(1)}(i\gamma d) = -i \frac{(v-1)!}{\pi} \left(\frac{2}{i\gamma d}\right)^v, \quad v=1,2,3,\dots \quad (3.53)$$

eşitlikleri yardımıyla,

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} H^+ = -\frac{2v}{(d\gamma)^2}, \quad v=1,2,3,\dots \quad (3.54)$$

eşitliği elde edilir. (3.54) eşitliği uyarınca, $v \neq 0$ koşulunda, γ 'nın küçük değerleri için (3.51) eşitliği,

$$(\epsilon J_{v-1} - \kappa d H^- J_v)(d^2 \gamma^2 J_{v+1} + 2v \kappa d J_v) + (\epsilon d^2 \gamma^2 J_{v+1} + 2v \kappa d J_v)(J_{v-1} - \kappa d H^- J_v) = 0 \quad (3.55)$$

şeklinde yazılır.

$\gamma = 0$ kesim koşulunda, $v = 1$ için, (3.55) eşitliği,

$$[2 (\kappa d) J_1(\kappa d)]^2 \ln\left[\frac{\Gamma \gamma d}{2}\right] = 0 \quad (3.56)$$

olarak elde edilir ve çözümü,

$$J_1(\kappa d) = 0 \quad (3.57)$$

dir. $\gamma = 0$ kesim koşulunda, $v > 1$ için, (3.55) eşitliği,

$$J_v(\kappa d) \left[(\varepsilon + 1) J_{v-1}(\kappa d) - \frac{\kappa d}{v-1} J_v(\kappa d) \right] = 0 \quad (3.58)$$

şeklinde yazılır ve iki tane çözümü vardır:

$$J_v(\kappa d) = 0, \quad \kappa d \neq 0 \quad (3.59.a)$$

ve

$$(\varepsilon + 1) J_{v-1}(\kappa d) = \frac{\kappa d}{v-1} J_v(\kappa d) \quad (3.59.b)$$

$\kappa d = 0$ çözümü, (3.59.a) için söz konusu değildir. Şöyle ki, Bessel fonksiyonlarının küçük argümanları için,

$$J_0(\kappa d) = 1 \quad (3.60)$$

$$J_v(\kappa d) = \frac{1}{v!} \left[\frac{\kappa d}{2} \right]^v, \quad v = 1, 2, 3, \dots \quad (3.61)$$

dür.[16] Bu yaklaşımlarla elde edilen

$$\lim_{\kappa d \rightarrow 0} J^* = \frac{1}{2(v+1)} \quad (3.62)$$

ve

$$\lim_{\kappa d \rightarrow 0} J' = \frac{2v}{(\kappa d)^2} \quad (3.63)$$

ifadelerine göre, $v > 1$ ve κ ile γ 'nın küçük değerleri için, (3.51) eşitliği,

$$\frac{4v^2(\varepsilon+1)}{(d^2\kappa\gamma)^2} = 0, \quad v=2,3,4,\dots \quad (3.64)$$

şeklinde yazılır. Bu eşitlik, (3.59.a) kesim koşulunda, $\kappa d = 0$ olamayacağını kanıtlamak için yeterli değildir. Bu nedenle, $v=1$ ve κ ile γ 'nın küçük değerleri için, (3.51) eşitliği,

$$\frac{4v}{(d\gamma)^2} \left[\frac{v(\varepsilon+1)}{(d\kappa)^2} - \ln \left[\frac{2}{d\gamma\Gamma} \right] \right] = 0 \quad (3.65)$$

olarak bulunur; $\gamma = 0$ kesim koşulunda, $\ln \rightarrow \infty$ olduğu için, $\kappa d = 0$ olacağı sonucuna varılır. (3.65) eşitliğinin çözümü,

$$\kappa d = 0, \quad v=1 \quad (3.66)$$

dir.

Bu koşullarda, $v = 0$ ve γ 'nın küçük değerleri için (3.39) eşitliği,

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\kappa}{\gamma} \frac{J_0(\kappa d)}{J_1(\kappa d)} = -(d\gamma) \ln \left[\frac{2}{d\gamma \Gamma} \right] \quad (3.67)$$

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

$$\text{TE ve TM Modları : } J_0(\kappa_c d) = 0 \quad (3.68)$$

olarak elde edilir.

çözümü elde edilir. (3.39) ve (3.40) çözümleri arasındaki tek fark, ϵ çarpanı olduğu için, (3.68) eşitliğinin çözümü, hem TE, hem de TM modlarını içerir.

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

halde, HE_{11} modunun kesim frekansı sıfırdır. bir başka ifadeyle, bu mod, tüm frekanslar için geçerlidir. HE_{11} için : $\kappa d = 0$, $v = 1$ (3.69.a)

frekansla ve herhangi bir çaptaki optik fiberde geçerlidir.

ve (3.59.b) eşitliğinden yararlanılarak, κd 'nin μ . kökü olarak, $v = 1$

için, EH_{1v} ve HE_{1v} hibrid modları, aynı kesim frekansına sahip iki mod, tüm frekanslar için geçerlidir. EH_{1v} için : $(\epsilon+1) J_{v+1}(\kappa d) = \frac{d\kappa_c}{v+1} J_v(\kappa_c d)$, $v=2,3,4,\dots$ (3.69.b)

propagasyon sabitleri vardır. (3.68) eşitliğinde görüldüğü gibi, $v=0$ yazılabilir.

frekansları aynıdır.

$\epsilon_1/\epsilon_2 = 1.5$ olmak üzere, kesim koşulundaki parametrelerin

3.2.1 Optik Fiberlerde Kesim Koşulları

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

$$\gamma = \kappa_2 = (\beta^2 - k_2^2)^{1/2} = 0 \quad (3.70)$$

dır. Optik mühendisliğinde önemli bir yer tutan kesim frekansı, (3.5), (3.21.a), (3.21.b) ve (3.70) eşitliklerine göre,

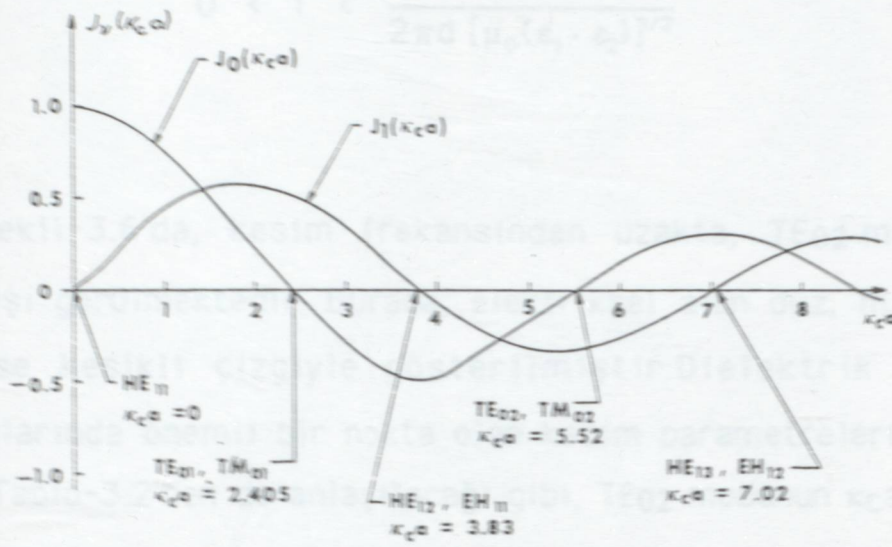
$$k_1^2 - \kappa_c^2 = k_2^2 \Rightarrow f_c = \frac{\kappa_c}{2\pi[\mu_0(\epsilon_1 - \epsilon_2)]^{1/2}} \quad (3.71)$$

olarak elde edilir.

Metalik dalga kılavuzlarında olduğu gibi, dielektrik dalga kılavuzu olan optik fiberlerde de kesim frekansı, mod oluşumunda söz konusu olan frekansların alt sınırını teşkil eder. $\nu = 1$ ve $\kappa_c = 0$ kesim koşulunda, (3.69.a) ve (3.71) eşitliklerine göre, kesim frekansı olan $f_c = 0$ olur ve bu durum, HE_{11} modunu temsil eder. O halde, HE_{11} modunun kesim frekansı sıfırdır, bir başka ifadeyle, bu mod, tüm frekansları içerir. Bu durumda, HE_{11} modu herhangi bir frekansta ve herhangi bir çaptaki optik fiberde geçerlidir.

(3.69.a) ve (3.69.b) eşitliklerinden anlaşılabileceği gibi, $\nu = 1$ için, $EH_{1\mu}$ ve $HE_{1\mu}$ hibrid modları, aynı kesim frekansına sahip iki mod grubudur ve kesim frekansı dışındaki frekanslarda farklı propagasyon sabitleri vardır. (3.68) eşitliğinde görüldüğü gibi, $\nu=0$ durumunda, dejenere olmayan TE ve TM modlarının kesim frekansları aynıdır.

$\epsilon_1 / \epsilon_2 = 1.1$ olmak üzere, kesim koşulundaki parametrelerin modlara göre aldıkları değerleri gösteren Şekil-3.5 ve Tablo-3.2'den de kolaylıkla anlaşılabileceği üzere, birinci kılavuzlanmış modun oluşum koşulu, (3.71) eşitliğine göre,



Şekil - 3.5 Modların kesim koşullarının Bessel fonksiyonları üzerinde gösterimi.

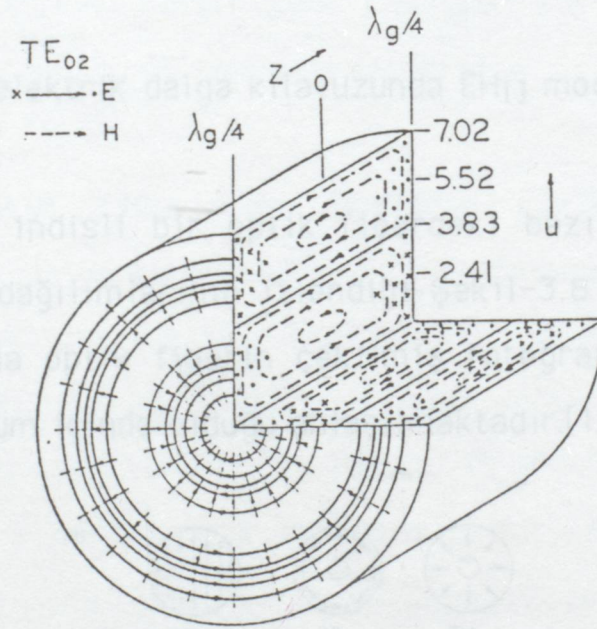
Mod	Kesim Parametresi ($\kappa_c d$)	Mod	Kesim Parametresi ($\kappa_c d$)
HE ₁₁	0.0	EH ₃₁	6.38
TE ₀₁ , TM ₀₁	2.405	EH ₅₁	6.41
HE ₂₁	2.42	HE ₁₃ , EH ₁₂	7.02
HE ₁₂ , EH ₁₁	3.83	HE ₃₂	7.02
HE ₃₁	3.86	EH ₄₁	7.59
EH ₂₁	5.14	HE ₆₁	7.61
HE ₄₁	5.16	EH ₂₂	8.42
TE ₀₂ , TM ₀₂	5.52	HE ₅₂	8.43
HE ₂₂	5.53	TE ₀₃ ,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

Tablo - 3.2 Modlara göre kesim koşulları.

$$0 < f < \frac{2.405}{2\pi d [\mu_0(\epsilon_1 - \epsilon_2)]^{1/2}} \quad (3.72)$$

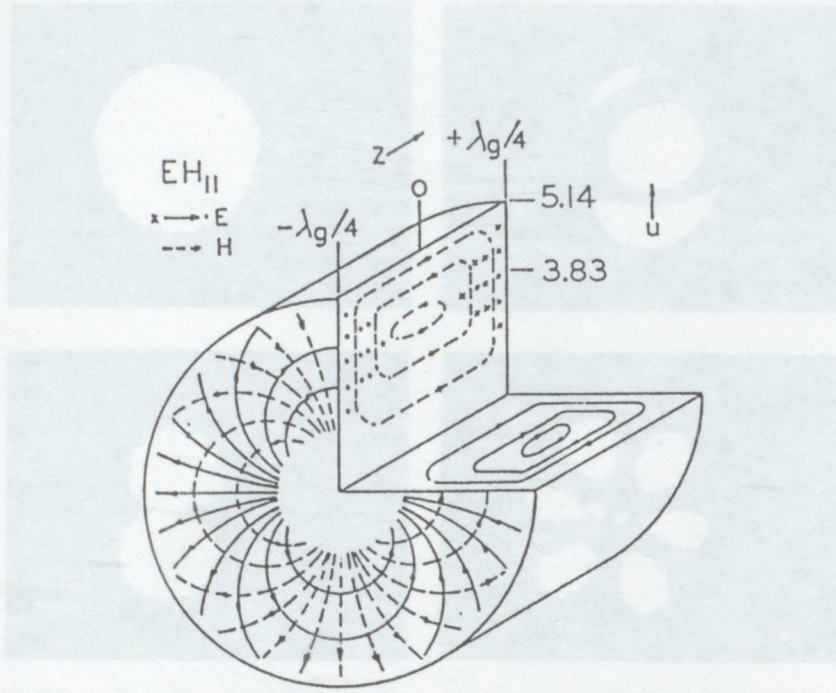
dir.

Şekil-3.6'da, kesim frekansından uzakta, TE₀₂ modunun davranışı görülmektedir. Burada, elektriksel alan düz, magnetik alan ise kesikli çizgiyle gösterilmiştir. Dielektrik dalga kılavuzlarında önemli bir nokta olan kesim parametrelerinin yer aldığı Tablo-3.2'den de anlaşılacağı gibi, TE₀₂ modunun κ_{ca} değeri 5.52'dir.[17]



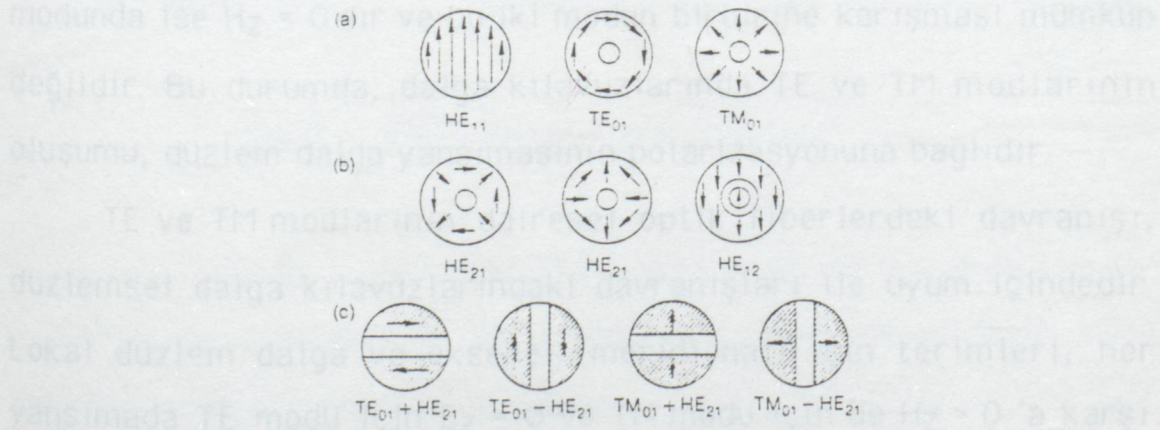
Şekil - 3.6 Dielektrik dalga kılavuzunda TE₀₂ modunun davranışı.

Kesim frekansından uzakta, EH₁₁ modunun elektriksel ve magnetik alan çizgilerinin yer aldığı Şekil-3.7'de, magnetik alan döngülerinin, dielektrik dalga kılavuzunun $\lambda_g / 2$ 'lik kısmında sadece κ_{ca} 'nın 3.83 değeri etrafında olduğu izlenmektedir.

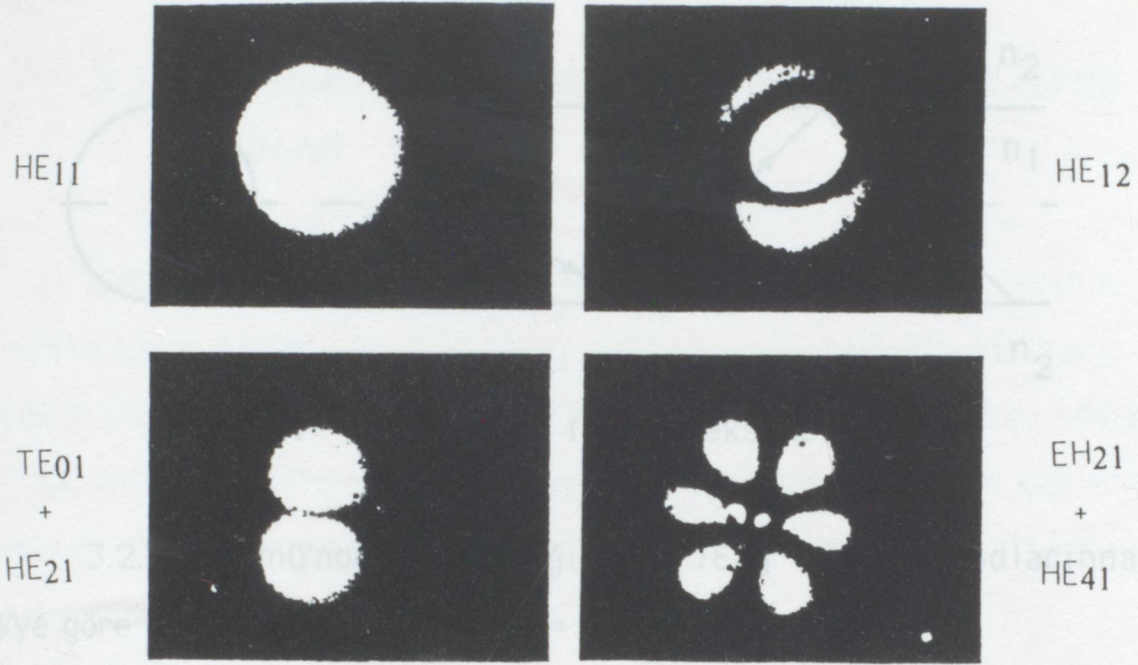


Şekil - 3.7 Dielektrik dalga kılavuzunda EH_{11} modunun davranışı.

Basamak indisli bir optik fiberdeki bazı düşük dereceli modların alan dağılımlarının izlendiği Şekil-3.8 ile bu modların iletildiği sırada optik fiberin çekilmiş fotoğraflarını kapsayan Şekil-3.9'un uyum içinde olduğu anlaşılmaktadır.[18,19]



Şekil - 3.8 Basamak indisli optik fiberdeki bazı düşük dereceli modların alan dağılımları.

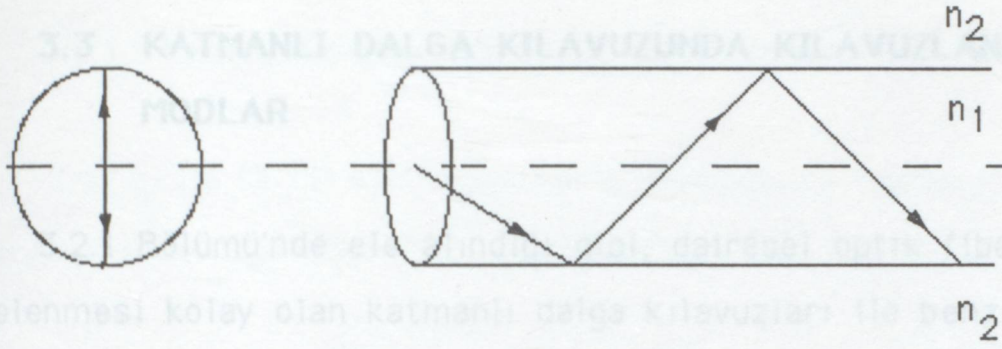


Şekil – 3.9 Basamak indisli optik fiberdeki bazı düşük dereceli modların iletimi sırasında çekilmiş fotoğraflar.

3.2.2 Optik Fiberlerde Modların Fiziksel Yorumu

Düzlemsel dalga kılavuzlarında, elektromagnetik alanın iki polarizasyon türü olan ve eski literatürde E ve H modları olarak bilinen TE ve TM modları, elektriksel ve magnetik alanın boyuna bileşenlerinin durumuna göre oluşurlar. TE modunda, $E_z = 0$, TM modunda ise $H_z = 0$ 'dır ve bu iki modun birbirine karışması mümkün değildir. Bu durumda, dalga kılavuzlarında TE ve TM modlarının oluşumu, düzlem dalga yansımalarının polarizasyonuna bağlıdır.

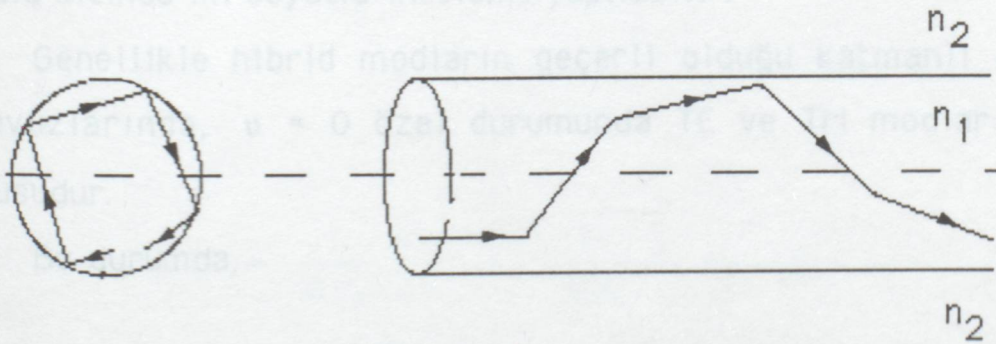
TE ve TM modlarının dairesel optik fiberlerdeki davranışı, düzlemsel dalga kılavuzlarındaki davranışları ile uyum içindedir. Lokal düzlem dalga ve eksenel (meridional) ışın terimleri, her yansımada TE modu için $E_z = 0$ ve TM modu için de $H_z = 0$ 'a karşı düşer. Bu nedenle, TE ve TM modlarının oluşumunda, Şekil-3.10'da görülen eksenel ışın rol oynar.



Şekil - 3.10 Optik fiberde eksenel ışın.

3.2.1 Bölümü'nde açıklandığı gibi, $TE_{\nu\mu}$ ve $TM_{\nu\mu}$ modlarında ϕ 'ye göre değişim olmadığı için $\nu = 0$ 'dır.

Dairesel optik fiberlerde, TE ile TM modlarının yanında, Şekil-3.11'de görülen helisel (skew) ışınlar nedeniyle oluşan ve E_z ve H_z bileşenlerinin sıfırdan farklı olduğu EH ve HE modları söz konusudur.



Şekil - 3.11 Optik fiberde helisel ışın.

EH modunda, E_z bileşeni H_z bileşeninden; HE modunda ise, H_z bileşeni, E_z bileşeninden daha geniş bir dağılıma sahiptir. HE_{11} modu, sıfır kesim frekansına sahiptir.

Optik fiberlerde, $E_z = 0$ ve $H_z = 0$ koşulu aynı anda olamayacağı için, TEM (Transverse Electromagnetic Mode) modunun gerçekleşmesi mümkün değildir.

3.3 KATMANLI DALGA KILAVUZUNDA KILAVUZLANMIŞ MODLAR

3.2.1 Bölümü'nde ele alındığı gibi, dairesel optik fiberler, incelenmesi kolay olan katmanlı dalga kılavuzları ile benzerlik gösterdiği için, radyasyon ve mod irdelemesinin, dairesel optik fiber yerine, katmanlı dalga kılavuzunda yapılmasında bir sakınca yoktur. Bu bölümde elde edilecek sonuçlar, genellikle dairesel optik fiberlerde de geçerlidir.

Şekil-3.1'de görülen katmanlı dalga kılavuzunda,

$$\frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad (3.73)$$

kabulü altında iki boyutlu inceleme yapılabilir.

Genellikle hibrid modların geçerli olduğu katmanlı dalga kılavuzlarında, $v = 0$ özel durumunda TE ve TM modları söz konusudur.

Bu durumda, $\frac{\partial E_x}{\partial x} = -\frac{ik}{\omega \mu_0} A_y \sin(\kappa x)$ (3.77)

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \kappa^2 E_y = 0 \quad (3.74)$$

(3.21 b) eşitliğinde verilen özdeğer olmak üzere, katmanlı yazılabilir.

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

$$H_y = \frac{B}{\omega \mu_0} B_y \exp[-\gamma(|x| - d)] \quad (3.79)$$

3.3.1 Kılavuzlanmış Çift TE Modları

(3.21.a) ile (3.73) eşitlikleri ve TE modunun $E_z = 0$ özelliğine göre, katmanlı dalga kılavuzunun içinde ($|x| < d$),

$$E_{y_1} = A_\zeta \cos(\kappa x) \quad (3.75)$$

dir. Burada, A_ζ , kılavuzlanmış çift TE modlarının katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki katsayı, κ da bu bölgedeki özdeğerdir.

(3.3.b)'de verilen Faraday Yasası ve TE modundaki empedans ilişkisine göre,

$$H_{x_1} = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_{y_1} = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} A_\zeta \cos(\kappa x) \quad (3.76)$$

ve

$$H_{z_1} = \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_{y_1}}{\partial x} = -\frac{i\kappa}{\omega \mu_0} A_\zeta \sin(\kappa x) \quad (3.77)$$

eşitlikleri elde edilir.

y , (3.21.b) eşitliğinde verilen özdeğer olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun dışındaki ($|x| > d$) alan bağıntıları,

$$E_{y_2} = B_\zeta \exp[-\gamma(|x| - d)] \quad (3.78)$$

$$H_{x_2} = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} B_\zeta \exp[-\gamma(|x| - d)] \quad (3.79)$$

$$H_{z_2} = -i \frac{x}{|x|} \frac{\gamma}{\omega \mu_0} B_\zeta \exp[-\gamma(|x| - d)] \quad (3.80)$$

olarak bulunur. Burada, B_ζ , çift TE modunun, dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki katsayıdır. Dielektrik-dielektrik sınır koşuluna göre, elektriksel ve magnetik alanın teğetsel bileşenlerinin sürekli olduğu düşünülürse,

$$E_{y_1} = E_{y_2} \quad (3.81a)$$

eşitliğine göre,

$$A_\zeta \cos(\kappa d) = B_\zeta \quad (3.81b)$$

ilişkisi ve

$$H_{z_1} = H_{z_2} \quad (3.82a)$$

eşitliğine göre de,

$$\tan(\kappa d) = \frac{\gamma}{\kappa} \quad (3.82b)$$

özdeğer denklemi elde edilir.

Paralel z propagasyon doğrultusundaki güç akışı,

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_y H_x^* dx = \frac{\beta}{\omega \mu_0} \int_0^{\infty} |E_y|^2 dx \quad (3.83)$$

dir. Bu durumda,

$$P = \frac{\beta}{\omega \mu_0} \left[\int_0^d |E_{y_1}|^2 dx + \int_d^\infty |E_{y_2}|^2 dx \right] \quad (3.84)$$

integral özelliğine göre, (3.75), (3.78) ve (3.81.b) eşitlikleri yardımıyla,

$$A_\zeta = \left[\frac{2 \omega \mu_0}{\beta d + \frac{\beta}{\gamma}} P \right]^{1/2} \quad (3.85)$$

sonucuna varılır.

3.3.2 Kılavuzlanmış Tek TE Modları

(3.73) koşulu altında, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesinde kılavuzlanmış tek TE modlarının elektriksel alan bileşeni,

$$E_{y_1} = A_t \sin(\kappa x) \quad (3.86)$$

dir. Burada, A_t , kılavuzlanmış tek TE modlarının, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki katsayıdır. (3.3.b)'de verilen Faraday Yasası ışığında, magnetik alan bileşenleri,

$$H_{x_1} = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_{y_1} = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} A_t \sin(\kappa x) \quad (3.87)$$

ve

$$H_{z_1} = \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} = - \frac{i\kappa}{\omega \mu_0} A_t \cos(\kappa x) \quad (3.88)$$

eşitlikleri elde edilir. B_t , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bağıntıları,

$$E_{y_2} = B_t \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.89)$$

$$H_{x_2} = - \frac{\beta}{\omega \mu_0} B_t \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.90)$$

$$H_{z_2} = -i \frac{x}{|x|} \frac{\gamma}{\omega \mu_0} B_t \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.91)$$

dir. Dielektrik - dielektrik sınır koşuluna göre,

$$A_t \sin(\kappa d) = B_t \quad (3.92)$$

eşitliği ve

$$\tan(\kappa d) = - \frac{\kappa}{\gamma} \quad (3.93)$$

özdeğer denklemi elde edilir.

3.3.1 Bölümü'nde izlenen güç akışı yöntemiyle, A_t katsayısı,

$$A_t = \left[\frac{2 \omega \mu_0}{\beta d + \frac{\beta}{\gamma}} P \right]^{1/2} \quad (3.94)$$

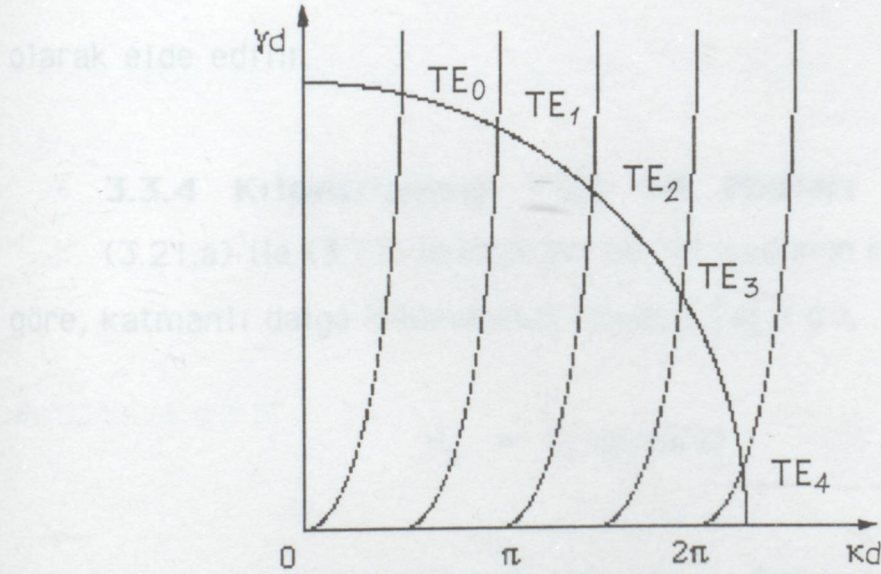
olarak bulunur.

3.3.3 TE Modlarında Mod Sayısı

(3.21.a) ve (3.21.b) eşitliklerinin her iki tarafı d^2 ile çarpıldıktan sonra toplanırsa,

$$\gamma^2 d^2 + \kappa^2 d^2 = (n_1^2 - n_2^2) k_0^2 d^2 = V^2 \quad (3.95)$$

Şekil-3.12'den de anlaşılabildiği gibi, (3.95) eşitliğinin sağ tarafına göre dalga kılavuzunda iletilen mod sayısı belirlenir.



Şekil - 3.12 (3.82.b) ve (3.93) özdeğer denklemlerinin grafiksel çözümü.

(3.82.b) ve (3.93)'de verilen özdeğer denklemleri d ile çarpılırsa,

$$\gamma d = -\kappa d \tan(\kappa d) \quad (3.96)$$

ve

eşitlikleri elde edilir. Burada, $\kappa_1 = \kappa_0 n_1^2$ dir. C_ϕ katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki alan bileşenleri,

$$\gamma d = -\kappa d \cotan(\kappa d) \quad (3.97)$$

eşitlikleri bulunur. Bu duruma göre, $\gamma d - \kappa d$ ilişkisini açıklayan Şekil-3.12'den de anlaşılacağı gibi, (3.95) eşitliği göz önüne alınarak, tek mod iletim koşulu,

$$(n_1^2 - n_2^2) k_0^2 d^2 < \frac{\pi}{2} \quad (3.98)$$

olarak elde edilir.

3.3.4 Kılavuzlanmış Çift TM Modları

(3.21.a) ile (3.73) eşitlikleri ve TM modunun $H_z = 0$ özelliğine göre, katmanlı dalga kılavuzunun içinde ($|x| < d$),

$$H_{y_1} = C_\phi \cos(\kappa x) \quad (3.99)$$

dir. Burada, C_ϕ kılavuzlanmış çift TM modlarının katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki katsayıdır. (3.3.a)'da verilen Ampere Yasası ve TM modundaki empedans ilişkisine göre,

$$E_{x_1} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_1} H_{y_1} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_1} C_\phi \cos(\kappa x) \quad (3.100)$$

ve ilişkisine göre,

$$E_{z_1} = -\frac{i\kappa}{\omega \epsilon_1} \frac{\partial H_{y_1}}{\partial x} = \frac{i\kappa}{\omega \epsilon_1} C_\phi \sin(\kappa x) \quad (3.101)$$

eşitlikleri elde edilir. Burada, $\epsilon_1 = \epsilon_0 n_1^2$ 'dir. D_ζ , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bileşenleri,

$$H_{y_2} = D_\zeta \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.102)$$

$$E_{x_2} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_2} D_\zeta \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.103)$$

$$E_{z_2} = i \frac{x}{|x|} \frac{\gamma}{\omega \epsilon_2} D_\zeta \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.104)$$

dir. Burada, $\epsilon_2 = \epsilon_0 n_2^2$ 'dir. Dielektrik - dielektrik sınır koşuluna göre,

$$H_{y_1} = H_{y_2} \quad (3.105.a)$$

(3.73) koşulu altında, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ eşitliğine göre, kılavuzlanmış tek TM modlarının magnetik alan bileşenleri, C_ζ bu bölgedeki katsayı olmak üzere,

$$C_\zeta \cos(\kappa d) = D_\zeta \quad (3.105.b)$$

$$H_{y_1} = C_\zeta \sin(\kappa x) \quad (3.105)$$

ilişkisi ve

$$E_{z_1} = E_{z_2} \quad (3.106.a)$$

$$\text{eşitliğine göre de,} \quad \frac{\beta}{\omega \epsilon_1} H_{y_1} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_1} C_\zeta \sin(\kappa d) \quad (3.106)$$

$$\tan(\kappa d) = \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{\gamma}{\kappa} \quad (3.106.b)$$

ve

özdeğer denklemi elde edilir.

z propagasyon doğrultusundaki güç akışı,

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_x H_y^* dx = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{1}{n^2} |H_y|^2 dx \quad (3.107)$$

olduğuna göre, C_ζ katsayısı,

$$C_\zeta = \left\{ \frac{2 \omega \epsilon_1}{\beta \left[d + \frac{(n_1 n_2)^2}{\gamma} \frac{\kappa^2 + \gamma^2}{n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2} \right]} P \right\}^{1/2} \quad (3.108)$$

şeklinde bulunur.

3.3.5 Kılavuzlanmış Tek TM Modları

(3.73) koşulu altında, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki kılavuzlanmış tek TM modlarının magnetik alan bileşenleri, C_t bu bölgedeki katsayı olmak üzere,

$$H_{y_1} = C_t \sin(\kappa x) \quad (3.109)$$

olarak bulunur. (3.3.a)'da verilen Ampere Yasası'na göre, bu bölgedeki elektriksel alan bileşenleri,

$$E_{x_1} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_1} H_{y_1} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_1} C_t \sin(\kappa x) \quad (3.110)$$

ve

$$E_{z_1} = -\frac{i}{\omega \epsilon_1} \frac{\partial H_{y_1}}{\partial x} = -\frac{i\kappa}{\omega \epsilon_1} C_t \cos(\kappa x) \quad (3.111)$$

3.4 KATMANLI DALGA KILAVUZLARINDA RADYASYON MODLARI
 dir. D_t , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bağıntıları,

$$H_{y_2} = \frac{x}{|x|} D_t \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.112)$$

$$E_{x_2} = \frac{x}{|x|} \frac{\beta}{\omega \epsilon_2} D_t \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.113)$$

$$E_{z_2} = \frac{i\gamma}{\omega \epsilon_2} D_t \exp[-\gamma (|x| - d)] \quad (3.114)$$

dir. Dielektrik - dielektrik sınır koşuluna göre,

$$C_t \sin(\kappa d) = D_t \quad (3.115)$$

3.4.1 Çift TE Radyasyon Modları
 ilişkisi ve

$$\tan(\kappa d) = -\frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{\kappa}{\gamma} \quad (3.116)$$

özdeğer denklemi elde edilir.

3.3.4 Bölümü'nde izlenen güç akışı yöntemiyle, C_t katsayısı,

$$C_t = \left\{ \frac{2 \omega \epsilon_1}{\beta \left[d + \frac{(n_1 n_2)^2}{\gamma} \frac{\kappa^2 + \gamma^2}{n_2^4 \kappa^2 + n_1^4 \gamma^2} \right]} P \right\}^{1/2} \quad (3.117)$$

olarak bulunur.

3.4 KATMANLI DALGA KILAVUZLARINDA RADYASYON MODLARI

Katmanlı dalga kılavuzlarında, 3.3 Bölümü'nde ele alınan kılavuzlanmış modların yanı sıra, radyasyon modları da söz konusudur. Radyasyon modları, kılavuzlanmış modlar gibi, genelde dalga kılavuzu özelliklerine sahip olmakla birlikte; bu modlarda, β 'nin reel değerleri için, kılavuzlanmış modlarda elde edilen özdeğer denklemi, alanların, kılavuzlanmış modlardaki alanların sönümlü (evanescent) olma özelliği yerine, osilasyon yapmaları nedeniyle geçerliliğini yitirir.

Katmanlı dalga kılavuzlarındaki radyasyon modları, tek ve çift TE ve TM modları başlıkları altında incelenebilir.

3.4.1 Çift TE Radyasyon Modları

Radyasyon modlarında, alan bağıntılarının $\exp$ olarak azalmaması, bu modlar ile kılavuzlanmış modlar arasındaki en önemli farkı teşkil eder. Bu durumda, (3.21.b) eşitliği ile verilen γ 'nin, imajiner bir değer alması yeterli değildir. γ 'nin imajiner değerleri, katmanlı dalga kılavuzunun dışındaki yürüyen dalgalar için geçerlidir. Sınır koşulları ile yürüyen dalgaların uyum içinde olması mümkün değildir; sınır koşullarının incelenmesinde duran dalgalar yer alır. Bu durumu açıklarken, β '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, katmanlı dalga kılavuzunun dışında ($|x| > d$) geçerli olan bir tane fazla dalga gerekli olduğuna göre, (3.78) eşitliği, γ 'nın 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, (3.73) koşulu altında, K_ζ katsayı olmak üzere, çift TE radyasyon modlarının, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki elektriksel alan bağıntısı,

$$E_{y_1} = K_\zeta \cos(\omega x) \quad (3.118)$$

dir. Burada ω ,

$$\omega^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (3.119)$$

dir. (3.3.b)'de verilen Faraday Yasası ve (3.118) eşitliğine göre,

$$H_{z_1} = -\frac{i\omega}{\omega \mu_0} K_\zeta \sin(\omega x) \quad (3.120)$$

dir. Katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bağıntıları,

$$E_{y_2} = L_\zeta \exp(-ip|x|) + M_\zeta \exp(ip|x|) \quad (3.121)$$

ve

$$H_{z_2} = \frac{x}{|x|} \frac{\rho}{\omega \mu_0} (L_\zeta \exp(-i\rho|x|) - M_\zeta \exp(i\rho|x|)) \quad (3.122)$$

dir. Burada, ρ ,

$$\rho^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (3.123)$$

dir. $x = +d$ 'de, dielektrik - dielektrik sınır koşulları uyarınca, E_y ve H_z bileşenleri süreklidir. $x = -d$ ile $x = +d$ 'deki koşullar aynı olduğu için, sadece $x = +d$ 'nin incelenmesi yeterlidir. Bu durumda,

$$L_\zeta \exp(-i\rho d) + M_\zeta \exp(i\rho d) = K_\zeta \cos(\omega d) \quad (3.124)$$

ve

$$[L_\zeta \exp(-i\rho d) - M_\zeta \exp(i\rho d)] = -i \frac{\omega}{\rho} K_\zeta \sin(\omega d) \quad (3.125)$$

eşitlikleri elde edilir. Burada, iki tane eşitlik ve üç tane bilinmeyen olduğuna göre, sistemin çözülebilmesi için K_ζ katsayısının verilmesi gerekir. Bunun için de, sistem determinantı, sıfıra eşit olmalıdır. Bu durumda da, β propagasyon sabitinin herhangi bir değeri için, özdeğer denklemi elde edilemez.

(3.124) ve (3.125) eşitliklerine göre,

$$L_\zeta = \frac{K_\zeta}{2} \exp(i\rho d) \left[\cos(\omega d) - i \frac{\omega}{\rho} \sin(\omega d) \right] \quad (3.126)$$

$$M_\zeta = L_\zeta^* \quad (3.127)$$

ilişkileri bulunur.

K_{ζ} genlik katsayısı, radyasyon modunda taşınan güç ile ilişkilidir. Her radyasyon modunun gücü ∞ olduğuna göre, (3.83) eşitliği yerine,

$$P \delta(\rho - \rho') = \frac{\beta}{\omega \mu_0} \int_0^{\infty} E_y(\rho) E_y^*(\rho') dx \quad (3.128)$$

yazılabilir. Burada, ρ ve ρ' parametreleri, farklı modlardaki ortogonalite koşulu için yazılmıştır. (3.128) eşitliği, (3.118), (3.121), (3.126) ve (3.127) eşitlikleri kullanılarak,

$$P = \frac{\beta}{\omega \mu_0} \left[\frac{\pi}{2} K_{\zeta}^2 \left(\cos^2(\omega d) + \frac{\omega^2}{\rho^2} \sin^2(\omega d) \right) \right] \quad (3.129)$$

olarak yazılır. Buna göre, K_{ζ} katsayısı,

$$K_{\zeta} = \left\{ \frac{2 \rho^2 \omega \mu_0}{\pi \beta [\rho^2 \cos^2(\omega d) + \omega^2 \sin^2(\omega d)]} P \right\}^{1/2} \quad (3.130)$$

şeklinde elde edilir.

3.4.2 Tek TE Radyasyon Modları

(3.73) koşulu altında, K_t katsayı olmak üzere, tek TE radyasyon modlarının katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bağıntıları,

$$E_{y_1} = K_t \sin(\omega x) \quad (3.131)$$

ve

3.4.3 Çift TM Radyasyon Modları

(3.73) koşulu altında, K_t katsayı olmak üzere, çift TM modlarının, katmanlı $H_{z1} = \frac{i\omega}{\omega\mu_0} K_t \cos(\omega x)$ $|x| < d$ bölgesinde (3.132)

dir. L_t ve M_t , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bağıntıları ise,

ve

$$E_{y2} = \frac{x}{|x|} (L_t \exp(-ip|x|) + M_t \exp(ip|x|)) \quad (3.133)$$

ve

dir. L_t ve M_t , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bağıntıları ise,

$$H_{z2} = \frac{p}{\omega\mu_0} (L_t \exp(-ip|x|) - M_t \exp(ip|x|)) \quad (3.134)$$

dir.

3.4.1 Bölümünde izlenen dielektrik-dielektrik sınır koşulları ve güç katsayıları,

$$L_t = \frac{K_t}{2} \exp(ipd) \left[\sin(\omega d) - i \frac{\omega}{p} \cos(\omega d) \right] \quad (3.135)$$

$$M_t = L_t^* \quad (3.136)$$

ve

$$K_t = \left\{ \frac{2 p^2 \omega \mu_0}{\pi \beta [p^2 \sin^2(\omega d) + \omega^2 \cos^2(\omega d)]} P \right\}^{1/2} \quad (3.137)$$

olarak elde edilir.

3.4.3 Çift TM Radyasyon Modları

(3.73) koşulu altında, K_ζ , katsayı olmak üzere, çift TM modlarının, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki alan bağıntıları,

$$H_{y_1} = K_\zeta \cos(\omega x) \quad (3.138)$$

ve

3.4.4 Tek TM Radyasyon Modları

(3.73) koşulunda, K_1 , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki alan bağıntıları,

$$E_{z_1} = \frac{i\omega}{\omega \epsilon_1} K_\zeta \sin(\omega x) \quad (3.139)$$

dir. L_ζ ve M_ζ , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bağıntıları ise,

$$H_{y_2} = (L_\zeta \exp(-ip|x|) + M_\zeta \exp(ip|x|)) \quad (3.140)$$

ve

dir. L_1 ve M_1 , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bağıntıları ise,

$$E_{z_2} = -\frac{x}{|x|} \frac{p}{\omega \epsilon_1} (L_\zeta \exp(-ip|x|) - M_\zeta \exp(ip|x|)) \quad (3.141)$$

dir. $x = +d$ 'deki dielektrik - dielektrik sınır koşulları ve 3.4.1 Bölümü'nde verilen güç ilişkisine göre,

$$M_\zeta = L_\zeta^* \quad (3.142)$$

$$L_\zeta = \frac{K_\zeta}{2} \exp(ipd) \left[\cos(\omega d) - i \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{\omega}{p} \sin(\omega d) \right] \quad (3.143)$$

dir. Dielektrik - dielektrik sınır koşullarına göre, katsayılar,

ve

$$K_{\phi} = \left\{ \frac{2 \rho^2 \omega \mu_0}{\pi \beta \left[\frac{n_1^2}{n_2^2} \rho^2 \cos^2(\omega d) + \frac{n_2^2}{n_1^2} \omega^2 \sin^2(\omega d) \right]} P \right\}^{1/2} \quad (3.144)$$

dir.

3.4.4 Tek TM Radyasyon Modları

(3.73) koşulunda, K_t katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| < d$ bölgesindeki alan bileşenleri,

$$H_{y_1} = K_t \sin(\omega x) \quad (3.145)$$

ve

$$E_{z_1} = -\frac{i\omega}{\omega \epsilon_1} K_t \cos(\omega x) \quad (3.146)$$

dir. L_t ve M_t , katsayı olmak üzere, katmanlı dalga kılavuzunun $|x| > d$ bölgesindeki alan bileşenleri ise,

$$H_{y_2} = \frac{x}{|x|} (L_t \exp(-ip|x|) + M_t \exp(ip|x|)) \quad (3.147)$$

ve

$$E_{z_2} = -\frac{\rho}{\omega \epsilon_1} (L_t \exp(-ip|x|) - M_t \exp(ip|x|)) \quad (3.148)$$

dir. Dielektrik - dielektrik sınır koşullarına göre, katsayılar,

$$M_t = L_t^* \quad (3.149)$$

$$L_t = \frac{K_t}{2} \exp(ipd) \left[\sin(\omega d) + i \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{\beta}{p} \cos(\omega d) \right] \quad (3.150)$$

ve

$$K_t = \left\{ \frac{2 p^2 \omega \epsilon_1}{\pi \beta \left[\frac{n_1^2}{n_2^2} \omega^2 \sin^2(\omega d) + \frac{n_2^2}{n_1^2} \omega^2 \cos^2(\omega d) \right]} p \right\}^{1/2} \quad (3.151)$$

olarak elde edilir.

3.5 KATMANLI DALGA KILAVUZLARINDA ÖZDEĞERLER

3.2 Bölümü'nde de değinildiği gibi, kılavuzlanmış modlarda, β_g reel bir sayı olmak üzere, (3.21.a) ve (3.21.b) eşitlikleri ile verilen γ ve κ özdeğerlerinin pozitif olma koşulunda geçerli olan

$$n_2 k_0 < \beta_g < n_1 k_0 \quad (3.152)$$

ilişkisinden de anlaşılacağı gibi, $k_0 = 2\pi / \lambda$ olduğuna göre, kılavuzlanmış modların propagasyon sabitinin alacağı değerler, serbest-uzay dalga boyu ve ortamların kırılma indisleri ile sınırlandırılmışlardır. Bu durumda, kılavuzlanmış modlar, β propagasyon sabiti reel olduğu zaman, absorbe olmayan dalga

kılavuzlarında zayıflamaya uğramazlar. Dalga kılavuzunun kırılma indisinin alacağı değerlerin, n_1 ve n_2 'nin arasında olacağı düşünülürse, minimum faz hızının, c ışık hızı olmak üzere, dalga kılavuzundaki c / n_1 hızına eşit olacağı; c / n_2 'den büyük olduğu zaman ise, kaybın söz konusu olacağı anlaşılır.

Radyasyon modlarında ise, (3.123) eşitliği ile belirlenen ρ özdeğerinin alacağı pozitif değerler için,

$$0 < \beta_r < n_2 k_0 \quad (3.153)$$

dir. Burada, β_r reel bir sayıdır.

Propagasyon sabitinin reel kısmı,

$$\beta^r = 0 \quad (3.154)$$

ve imajiner kısmı ise,

$$0 < \beta^i < \infty \quad (3.155)$$

olduğu zaman, kılavuzlanmış ve radyasyon modlarının incelenmesi sırasında büyük bir önemi olmayan sönümlü (evanescent) modlar meydana gelir.

DÖRDÜNCÜ BÖLÜM

OPTİK FİBERLERDE BÜKÜLME KAYIPLARI

4.1 GİRİŞ

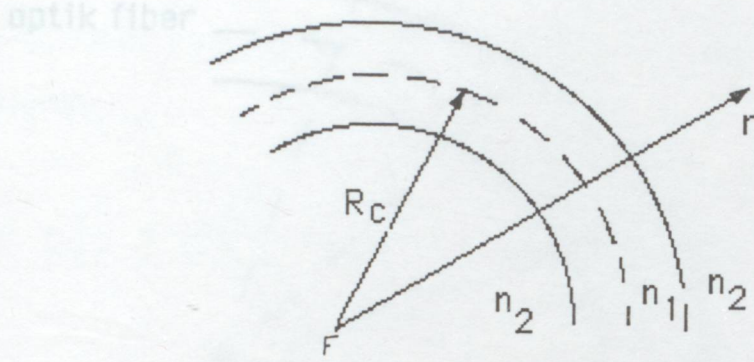
İletişimde çok önemli bir yere sahip olan optik fiberler, son yıllarda, veri kayıplarını en aza indireyecek şekilde üretilmelerine karşın; mikro ve makro bükülme kayıpları, her ne kadar çok etkili olmasa da, ideal veri iletişimde olumsuz sonuçlara yol açmaktadır. Bu bölümde, 1.9.2.5 Bölümü'nde kısaca ele alınan bükülme kayıplarının analizi, karşılaştırmalı olarak yapılmış, model çalışmaların tam olarak açıklık kazandıramadığı bazı konularda yeni bir model hesabı ele alınmıştır.

4.2 BÜKÜLME NOKTALARINDAKİ KAYBIN ANALİZİ

Dielektrik dalga kılavuzları, bükülme yerlerinde kayıp olmaksızın elektromagnetik enerjiyi kılavuzlayamazlar. Pratikte, Şekil-4.1'de görülen R_c bükülme yarıçapının büyük olması halinde, bu kayıp ihmal edilebilirse de, literatürde bükülme nedeniyle oluşan kaybin analizi değişik yaklaşımlar altında yapılmıştır.

Birer dielektrik dalga kılavuzu olan optik fiberlerdeki bükülme kaybının hesaplanması oldukça zor olduğu için, konu,

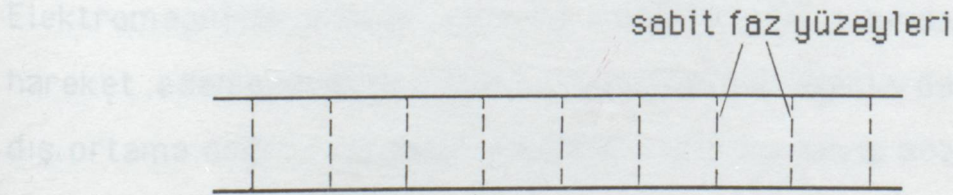
Üçüncü Bölüm'de ele alınan katmanlı dalga kılavuzu yaklaşımı altında incelenebilir.[13]



Şekil - 4.1 Bükülmüş optik fiber kesiti.

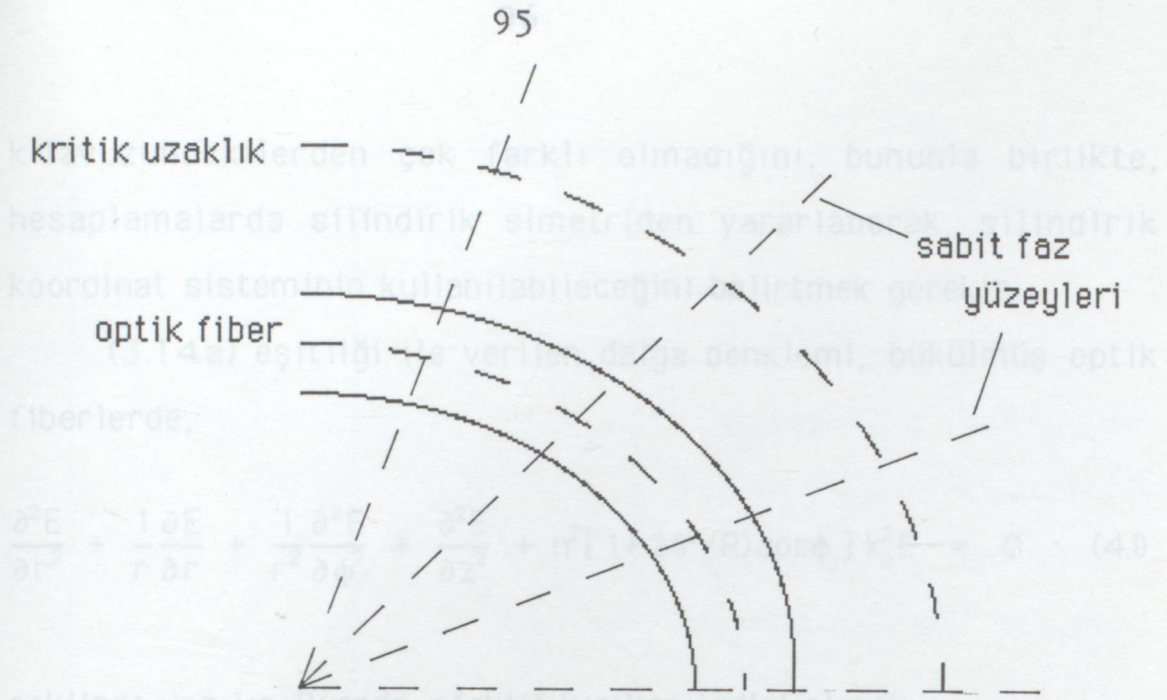
Optik fiberdeki enerjinin bir bölümü çekirdek bölgesinde, geri kalan ve miktar olarak az olmasına karşın, ihmal edilemeyen bölümü ise, çekirdek bölgesinin dışında yer alır.

Bükülmemiş optik fiberde, modal alan, her noktada aynı faz hızıyla fiber eksenine paralel bir doğrultuda yayılır; dolayısıyla, Şekil-4.2'de izlenildiği gibi, sabit faz yüzeyleri fiber eksenine diktir.



Şekil - 4.2 Bükülmemiş optik fiberde sabit faz yüzeyleri.

Oysa, Şekil-4.3'de yer alan ve sabit faz yüzeylerinin çizildiği bükülmüş bir optik fiberde modal alan $\exp(i\beta R\phi)$ 'ye bağlı bir değişim gösterir.



Şekil - 4.3 Bükülmüş optik fiberde sabit faz yüzeyleri.

Bükülmemiş optik fiberler, faz hızı, kılavuzun dışındaki düzlem dalga hızından daha küçük olan modları içerirler. [20,21] Bu nedenle, normal koşullarda, bükülmemiş optik fiberlerde dışarıya doğru radyasyon (ışınım) yoktur. Oysa, bükülmüş optik fiberlerde, F eğrilik merkezinden uzaklaştıkça faz hızı artar ve $R_{i\theta}$ kritik uzaklığında, bu hız, dış ortamdaki düzlem dalga hızına eşit olur. Bu uzaklıkta, $\exp$ olarak azalan kılavuzlanmış alanlarda sorun çıkar. Elektromagnetik alanlar, ortamın karakteristik hızından daha hızlı hareket edemeyecekleri için, kılavuzlanmış alanlardan ayrılarak dış ortama doğru radyasyon yaptıkları için bir kayıp söz konusudur.

4.3 KATMANLI DALGA KILAVUZU (SLAB) YAKLAŞIMI

Bükülme kayıpları probleminin incelenmesinin esasını kavramak için, optik fiberin çekirdek bölgesinin yakınındaki küçük bükülmelerin alan dağılımları ve faz hızlarının, bükülmemiş dalga

kılavuzundakilerden çok farklı olmadığını, bununla birlikte, hesaplamalarda silindirik simetriden yararlanarak, silindirik koordinat sisteminin kullanılabileceğini belirtmek gerekir.

(3.14.a) eşitliği ile verilen dalga denklemi, bükülmüş optik fiberlerde,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + n^2 [1 + 2(r/R) \cos \phi] k_0^2 E = 0 \quad (4.1)$$

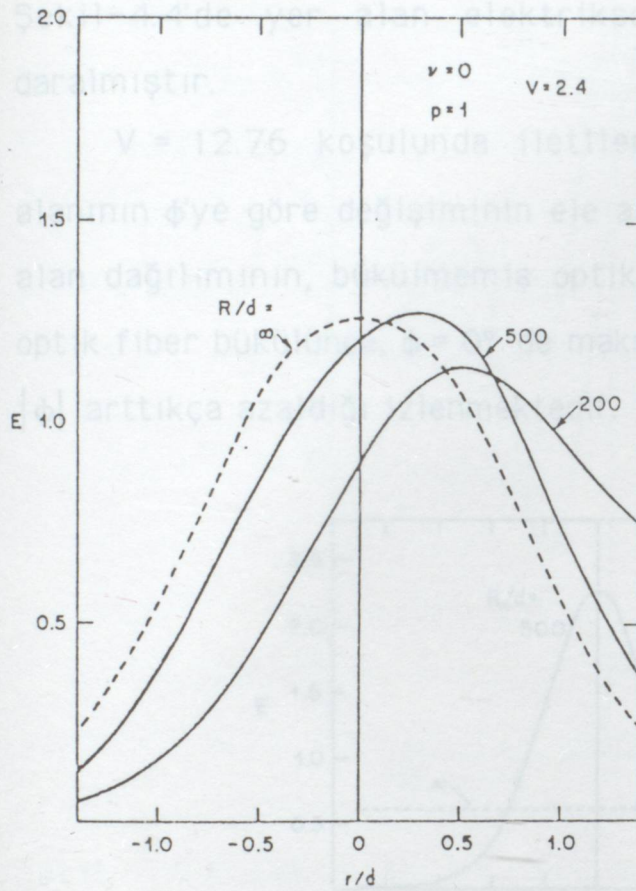
şeklinde yazılır. Burada, efektif kırılma indisi olarak

$$n_{ef} = n [1 + (r/R) \cos \phi] \quad (4.2)$$

söz konusudur. [22]

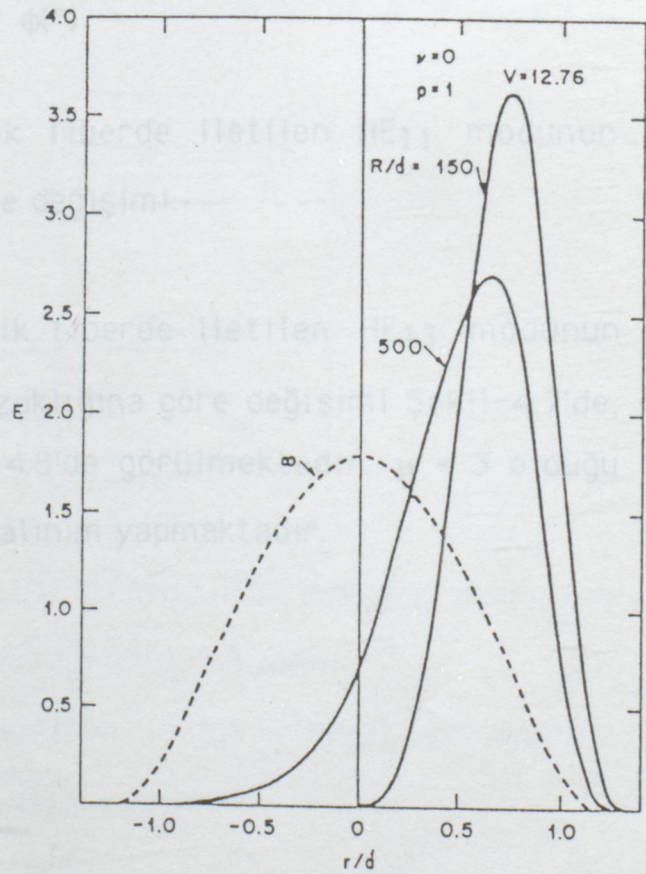
(4.1) eşitliğine göre, sağ tarafı $\phi = 0^\circ$ (r/d 'nin pozitif değerleri), sol tarafı ise $\phi = 180^\circ$ (r/d 'nin negatif değerleri) için çizilen Şekil-4.4'den de görüleceği gibi, bükülmemiş ($R/d = \infty$) tek modlu optik fiberde iletilen HE_{11} modunun elektriksel alanı, $r/d=0$ 'da, bir başka ifadeyle optik fiberin ekseninde maksimum değerini aldıktan sonra eksenden uzaklaştıkça azalırken, optik fiber, $R/d = 200$ ve $R/d = 500$ olacak şekilde büküldüğü zaman, elektriksel alanın maksimum değeri eksenden ayrılır.

(3.95) eşitliği ile verilen V 'nin 12.76 değerini alması koşulunda, çok modlu bir optik fiberde iletilen tek modun (HE_{11}) $R/d = 150$, $R/d = 500$ ve $R/d = \infty$ için, elektriksel alanın r/d normalize uzaklığının fonksiyonu olarak değişiminin konu edildiği Şekil - 4.5 'den de anlaşılabileceği gibi, elektriksel alan dağılımları,



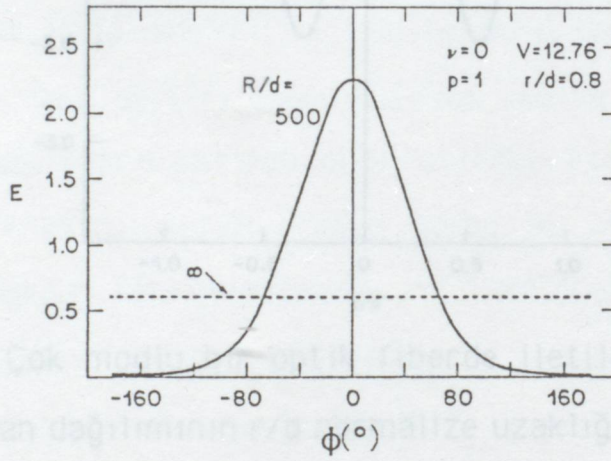
Şekil - 4.4 Tek modlu optik fiberde elektriksel alanın r/d normalize uzaklığına bağlı değişimi.

Şekil - 4.5 Çok modlu optik fiberde iletilen HE_{11} modunun elektriksel alanının r/d normalize uzaklığına göre değişimi.



Şekil-4.4'de yer alan elektriksel alan dağılımlarına göre daralmıştır.

$V = 12.76$ koşulunda iletilen HE_{11} modunun elektriksel alanının ϕ 'ye göre değişiminin ele alındığı Şekil-4.6'da, elektriksel alan dağılımının, bükülmemiş optik fiberde, ϕ 'den bağımsızken; optik fiber bükülünce, $\phi = 0^\circ$ 'de maksimum değerini aldıktan sonra, $|\phi|$ arttıkça azaldığı izlenmektedir.

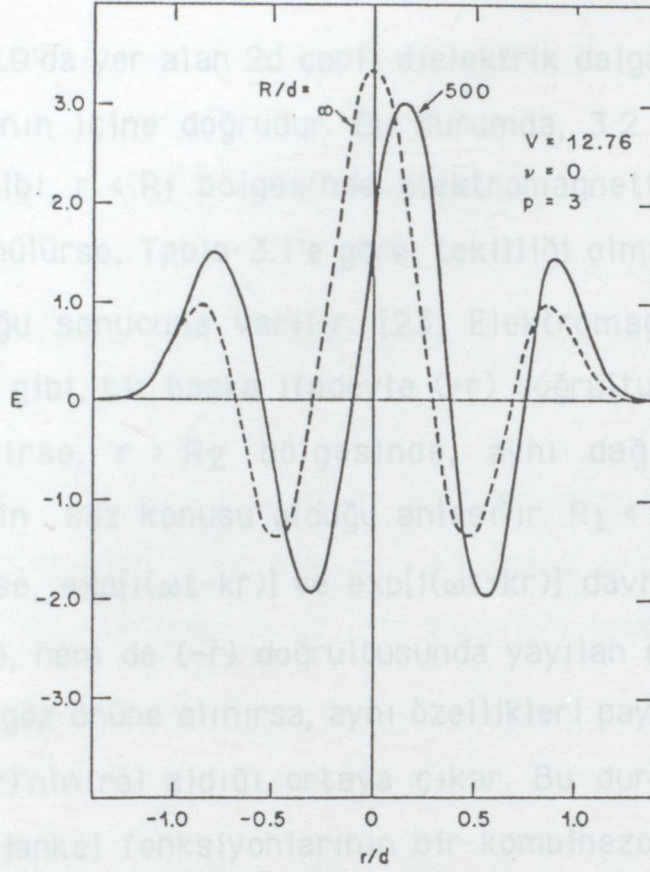


Şekil - 4.6 Çok modlu optik fiberde iletilen HE_{11} modunun elektriksel dağılımının ϕ 'ye göre değişimi.

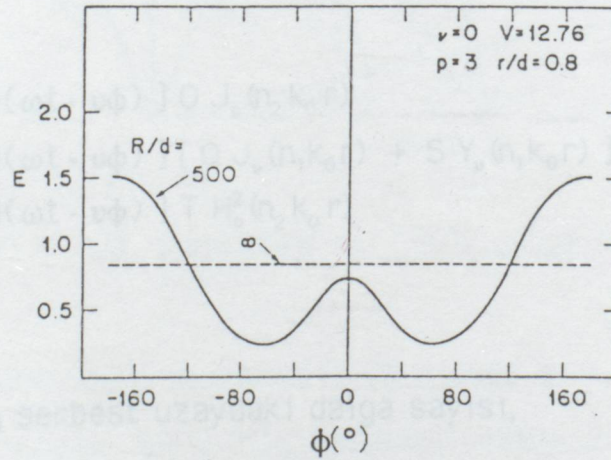
$V = 12.76$ olan bir optik fiberde iletilen HE_{13} modunun elektriksel alanın r/d radyal uzaklığına göre değişimi Şekil-4.7'de, ϕ 'ye göre değişimi ise Şekil-4.8'de görülmektedir. $\mu = 3$ olduğu için, elektriksel alan üç defa salınım yapmaktadır.

Şekil - 4.8 Çok modlu bir optik fiberde iletilen HE_{13} modunun elektriksel alan dağılımının ϕ açısına göre değişimi.

Bu açıklamalardan sonra, katmanlı dalga kılavuzu yaklaşımına geçilebilir.



Şekil - 4.7 Çok modlu bir optik fiberde iletilen HE₁₃ modunun elektriksel alan dağılımının r/d normalize uzaklığına göre değişimi.



Şekil - 4.8 Çok modlu bir optik fiberde iletilen HE₁₃ modunun elektriksel alan dağılımının ϕ açısına göre değişimi.

Bu açıklamalardan sonra, katmanlı dalga kılavuzu yaklaşımına geçilebilir.

Şekil-4.9'da yer alan $2d$ çaplı dielektrik dalga kılavuzunda, y eksenini sayfanın içine doğrudur. Bu durumda, 3.2 Bölümü'nde de açıklandığı gibi, $r < R_1$ bölgesinde elektromagnetik alanın sonlu olacağı düşünülürse, Tablo-3.1'e göre, tek illiği olmayan $J_\nu(k_0 r)$ 'nin geçerli olduğu sonucuna varılır. [23] Elektromagnetik dalganın $\exp[i(\omega t - kr)]$ gibi, bir başka ifadeyle $(+r)$ doğrultusunda yayıldığı durum seçilirse, $r > R_2$ bölgesinde, aynı dağılımı gösteren $H_\nu^{(2)}(k_0 r)$ 'nin söz konusu olduğu anlaşılır. $R_1 < r < R_2$ çekirdek bölgesinde ise, $\exp[i(\omega t - kr)]$ ve $\exp[i(\omega t + kr)]$ davranışı gösteren, yani hem $(+r)$, hem de $(-r)$ doğrultusunda yayılan elektromagnetik dalga olduğu göz önüne alınırsa, aynı özellikleri paylaşan $H_\nu^{(2)}(k_0 r)$ ile $H_\nu^{(1)}(k_0 r)$ 'nin rol aldığı ortaya çıkar. Bu durumda, çekirdek bölgesinde, Hankel fonksiyonlarının bir kombinezonu olan $J_\nu(k_0 r)$ Bessel fonksiyonu ile $Y_\nu(k_0 r)$ Neumann fonksiyonunun geçerli olabileceği söylenebilir. Şöyle ki, O , Q , S , ve T katsayı olmak üzere,

$$E_z = \begin{cases} \exp[i(\omega t - \nu \phi)] O J_\nu(n_2 k_0 r) & r < R_1 \\ \exp[i(\omega t - \nu \phi)] [Q J_\nu(n_1 k_0 r) + S Y_\nu(n_1 k_0 r)] & R_1 < r < R_2 \\ \exp[i(\omega t - \nu \phi)] T H_\nu^{(2)}(n_2 k_0 r) & r > R_2 \end{cases} \quad (4.3)$$

dir. Burada, k_0 serbest uzaydaki dalga sayısı,

$$k_0 = \omega (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2} \quad (4.4)$$

dir.

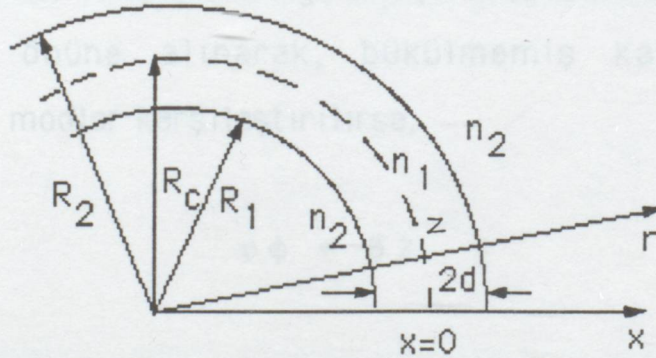
Bu koşullarda, $r > R_2$ bölgesindeki alan bağıntıları,

$$E_y = H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) \exp[i(\omega t - v\phi)] \quad (4.5)$$

$$H_r = T \frac{\omega \epsilon_0}{k_0^2} \frac{v}{r} H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) \exp[i(\omega t - v\phi)] \quad (4.6)$$

$$H_\phi = -i T \frac{n_2 \omega \epsilon_0}{k_0} H_v^{(2)'} \exp[i(\omega t - v\phi)] \quad (4.7)$$

3.2 Bölümü'nde de ele alındığı gibi, ϕ 'nin 2π periyotlu olması şartı olmadığına göre, v 'nün tam sayı olmasına ve bükülme kaybının hesaplanmasında $r < R_1$ ve $R_1 < r < R_2$ bölgeleri için çözüm aramağa gerek yoktur.



Şekil - 4.9 Bükülmüş katmanlı dalga kılavuzu.

3.3 Bölümü'ndeki incelemelerde olduğu gibi, (3.73) koşulunun baz olarak alınarak, bükülmüş katmanlı dalga kılavuzundaki alan bağıntılarının y 'den bağımsız olduğu düşünülerek, $R_c \rightarrow \infty$ limitinde, çekirdek bölgesi yakınında bükülmemiş katmanlı dalga kılavuzu özelliği göstereceği söylenebilir. Bu durumda, T katsayısı elde edildikten sonra katmanlı dalga kılavuzundan radyal doğrultudaki ∞

uzaklıktaki gücü hesaplamak için alan bağıntıları kullanılarak kılavuzlanmış modun kaybı bulunur.

Bükülme kaybının hesaplanmasında, dielektrik - dielektrik sınır koşullarından bilinmeyen genlik katsayıları elde edilir. Özdeğer denkleminde bulunacak ν değerleri reel değildir; ν 'nın kompleks değeri, mod kayıplarını verir, bu da, problemin tam çözümünü verir. Ancak bu yöntemle sonuca varmak oldukça zor olduğu için, bükülmüş ve bükülmemiş katmanlı dalga kılavuzlarının propagasyon sabitlerinin yaklaşık olarak aynı değerleri aldıkları kabul edilirse, iki durumun alan ifadeleri arasındaki tek farkın, bükülmemiş katmanlı dalga kılavuzunda $\exp$ bir değişim gösteren βz 'in, bükülmüş katmanlı dalga kılavuzunda $\exp$ olarak değişen $\beta R_c \phi$ şeklini almasından kaynaklandığı anlaşılır. [24] Bu durumda, (3.17) eşitliği göz önüne alınarak, bükülmemiş katmanlı dalga kılavuzundaki modlar karşılaştırılırsa,

$$\nu \phi = \beta z \quad (4.8)$$

ilişkisi elde edilir. Bükülmüş katmanlı dalga kılavuzunda,

$$z = R_c \phi \quad (4.9)$$

olduğu düşünülürse, Bessel fonksiyonunun derecesini veren ν , (4.8) ve (4.9) eşitliklerine göre,

$$\begin{aligned} \nu \phi &= \beta R_c \phi \\ \nu &= \beta R_c \end{aligned} \quad (4.10)$$

şeklinde yazılır. Yukarıda da belirtildiği gibi, bükülmüş katmanlı dalga kılavuzundaki β propagasyon sabitinin, bükülmemiş katmanlı dalga kılavuzunun simetrik (çift) TE modundaki β propagasyon sabiti ile aynı olduğu kabul edilirse, β 'nin değeri, (3.82.b) karakteristik denkleminde elde edilir.

T katsayısının hesaplanmasında, Hankel fonksiyonu yaklaşımından yararlanılabilir. (4.10) eşitliğinden anlaşılabileceği gibi, v , $n_2 k_0 r$ ile yaklaşık olarak aynı büyüklüktedir.

Şekil-4.4'e göre,

$$r = R_c + x \quad (4.11)$$

yazılırsa, Hankel fonksiyonu özelliğine göre, derecenin argümana oranı,

$$\cosh \alpha = \frac{v}{n_2 k_0 r} \approx \frac{\beta}{n_2 k_0} \left[1 - \frac{x}{R_c} \right] \quad (4.12)$$

dir. 3.5 Bölümü'ne göre, modun propagasyon sabiti, çekirdek bölgesi dışındaki ortamın düzlem dalga propagasyon sabitinden daha büyüktür:

$$\beta > n_2 k_0 \quad (4.13)$$

Bu durumda, $x = 0$ için, (4.12) eşitliği, 1'den büyük bir değer alırken, x arttıkça, 1'den küçük değerler alır. Bununla birlikte, R_c eğrilik yarıçapının büyük ve x 'in küçük değerlerinde, $\cosh \alpha$, 1'den büyük değerlere sahip olur.

Hankel fonksiyonunun

$$H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) \cong i \frac{\exp[v(\alpha - \tanh \alpha)]}{\left[\frac{\pi}{2} v \tanh \alpha\right]^{1/2}} \quad (4.14)$$

özelliliği göz önüne alınırsa, (4.12) eşitliği yardımıyla,

$$u = \tanh \alpha = \frac{[v^2 - (n_2 k_0 r)^2]^{1/2}}{v} \quad (4.15)$$

olarak bulunan eşitlik ve (3.21.b) ile (4.10) eşitliklerine göre,

$$v \tanh \alpha = \gamma R_c \quad (4.16)$$

ilişkisi elde edilir.

(4.14) eşitliğindeki exp değerinin hesaplanması için, (4.15) eşitliğine göre,

$$\alpha = \tanh^{-1} u = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1+u}{1-u} \right] = u + \frac{1}{3} u^3 + \frac{1}{5} u^5 + \frac{1}{7} u^7 + \dots \quad (4.17)$$

ve

$$\alpha - \tanh \alpha = u + \frac{1}{3} u^3 + \frac{1}{5} u^5 + \frac{1}{7} u^7 + \dots \quad (4.18)$$

eşitlikleri yazılır. Bu durumda, (4.15) eşitliği,

$$u^p \cong \left[\frac{\gamma}{\beta} \right]^p \left[1 - p \frac{(n_2 k_0)^2}{\gamma^2} \frac{x}{R} \right] \quad (4.19)$$

ve (4.17) eşitliği de,

$$\alpha - \tanh \alpha = \left[\tanh^{-1} \frac{\gamma}{\beta} \right] - \frac{\gamma}{\beta} - \frac{(n_2 k_0)^2}{\beta^3 R_c} \frac{\gamma x}{1 - \left[\frac{\gamma}{\beta} \right]^2} \quad (4.20)$$

olarak elde edilir.

Sonuçta, (4.14) eşitliği, (4.10), (4.16) ve (4.20) eşitlikleri kullanılarak,

$$H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) \cong \frac{i}{\left[\frac{\pi}{2} \gamma R_c \right]^{1/2}} \exp \left[\beta R_c \tanh^{-1} \left[\frac{\gamma}{\beta} \right] - \gamma R_c - \gamma x \right] \quad (4.21)$$

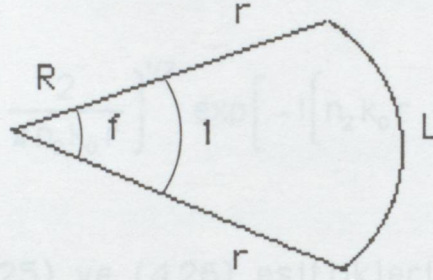
şeklini alır. Bu durumda, (3.78) ve (4.5) eşitlikleri yardımıyla, (3.81.b) ve (3.85) eşitliklerine göre, T katsayısı,

$$T = -i \left[\frac{\pi}{2} \gamma R_c \right]^{1/2} \left[\frac{2 \omega \mu_0}{\beta d + \frac{\beta}{\gamma}} P \right]^{1/2} \cos(\kappa d) \exp \{ -[\beta \tanh^{-1}(\gamma/\beta) - \gamma] R_c \} \quad (4.22)$$

olarak bulunduktan sonra, bükülme kaybı hesaplanabilir. Güç kaybı katsayısı, katmanlı dalga kılavuzunun birim uzunluğundaki ΔP güç akışının, bükülmemiş katmanlı dalga kılavuzunun P gücüne oranıdır:

$$2\alpha = \frac{\Delta P}{P} = \frac{(L S_r)_{r \rightarrow \infty}}{P} \quad (4.23)$$

Burada, 2 katsayısı, α kaybının güce ilişkin olduğunu, L ise, Şekil-4.10'da görülen F eğrilik merkezinden r uzunluğunda parçalar alındığında elde edilen yayın uzunluğunu temsil eder.



Şekil - 4.10 Katmanlı dalga kılavuzundan L uzunluğunda alınan parça.

Şekil-4.10'a göre,

$$L = f r \quad (4.24.a)$$

$$1 = f R_c \Rightarrow f = \frac{1}{R_c} \quad (4.24.b)$$

olduğuna göre, yay uzunluğu,

$$L = \frac{r}{R_c} \quad (4.25)$$

şeklinde elde edilir.

z propagasyon doğrultusunda güçakışı olduğu göz önüne alınarak, P_r Poynting vektörü,

$$P_r = -\frac{1}{2} E_y H_\phi^*$$

$$(4.29) \text{ eşitliği } = -i |T|^2 \frac{n_2 \omega \epsilon_0}{2k_0} H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) [H_v^{(2)*}(n_2 k_0 r)]^* \quad (4.26)$$

değeri alınabilir. Bunun için, $y_0 = 0$ kesim koşulunda, (3.95) eşitliğine göre,

$$H_v^{(2)}(n_2 k_0 r) = \left[\frac{2}{\pi n_2 k_0 r} \right]^{1/2} \exp \left[-i \left(n_2 k_0 r + \frac{\pi}{4} + v \frac{\pi}{2} \right) \right] \quad (4.27)$$

dir. Burada, v bir tek sayıdır. Şimdi, (4.26) ve (4.27) eşitlikleri, (4.23) eşitliğinde yerlerine yazılırsa,

$$2\alpha = \frac{\gamma^2 \kappa^2}{\beta (1 + \gamma d) (n_1^2 - n_2^2) k_0^2} \exp \left\{ 2 \left[\gamma d - \beta \tanh^{-1} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right) - \gamma \right] R \right\} \quad (4.28)$$

şeklinde yazılır. (3.82.b)'de verilen karakteristik denklem ile (3.95) eşitliği yardımıyla, γ / β 'nin küçük değerleri için (4.28) eşitliği, (CN) sabit olmak üzere,

$$2\alpha = \frac{\gamma^2 \kappa^2 d^2}{\beta (1 + \gamma d) V^2} \exp \left[2 \left(\gamma d - \frac{\gamma^3 R_c}{3\beta^2} \right) \right] = \frac{(CN)}{V^2} \quad (4.29)$$

sonucuna varılır. Bu eşitlikten de anlaşılacağı gibi, polarizasyondan ve propagasyon yönü olan z 'den bağımsız olan bükülme kaybı, R_c eğrilik yarıçapının, d katmanlı dalga kılavuzunun yarıçapının, γ ve κ özdeğerlerinin - dolayısıyla n_1 çekirdek bölgesi kırılma indisinin, n_2 kılıf bölgesi kırılma indisinin, λ dalga boyunun ve modlara göre değişim gösteren β propagasyon sabitinin - fonksiyonudur.

(4.29) eşitliğinde yer alan β propagasyon sabitinin yaklaşık değeri alınabilir. Bunun için, $\gamma d = 0$ kesim koşulunda, (3.95) eşitliğine göre,

$$(3.82.b)'deki \quad (\kappa d)_c = V_c = v \frac{\pi}{2}, \quad v=0,1,2,\dots \quad (4.30)$$

dir. Burada, v 'nün tek değerleri tek modlara, çift değerleri ise çift modlara karşı düşer. $b \ll 1$ olmak koşuluyla, Şekil-3.12 yardımıyla, eşitliği, (3.95) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$\kappa d = v \frac{\pi}{2} + b \quad (4.31)$$

ve (3.82.b) karakteristik denklemi kullanılarak da, v 'nün çift değerleri için uyarınca,

$$\gamma d = v \frac{\pi}{2} b \quad (4.32)$$

eşitliklerine varılır. (3.95) ve (4.30) eşitliklerinden yazılan

$$b = V - v \frac{\pi}{2} \quad (4.33)$$

eşitliği, (4.32) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$\gamma d = v \frac{\pi}{2} \left[V - v \frac{\pi}{2} \right] \quad (4.34)$$

eşitliği elde edilir. Buna göre, (3.21.b)'de verilen özdeğerin yardımıyla,

$$\beta d = \left\{ (n_2 k_0 d)^2 + \left[v^2 \frac{\pi^2}{4} \left(v - v \frac{\pi}{2} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (4.35)$$

Kesim civarında ise, düşük dereceli çift TE modu için (3.82.b)'deki özdeğer denklemine göre bulunan

$$\gamma d = (\kappa d)^2 \quad (4.36)$$

eşitliği, (3.95) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$\gamma d = \frac{1}{2} [(4v^2 + 1)^{1/2} - 1] \quad (4.37)$$

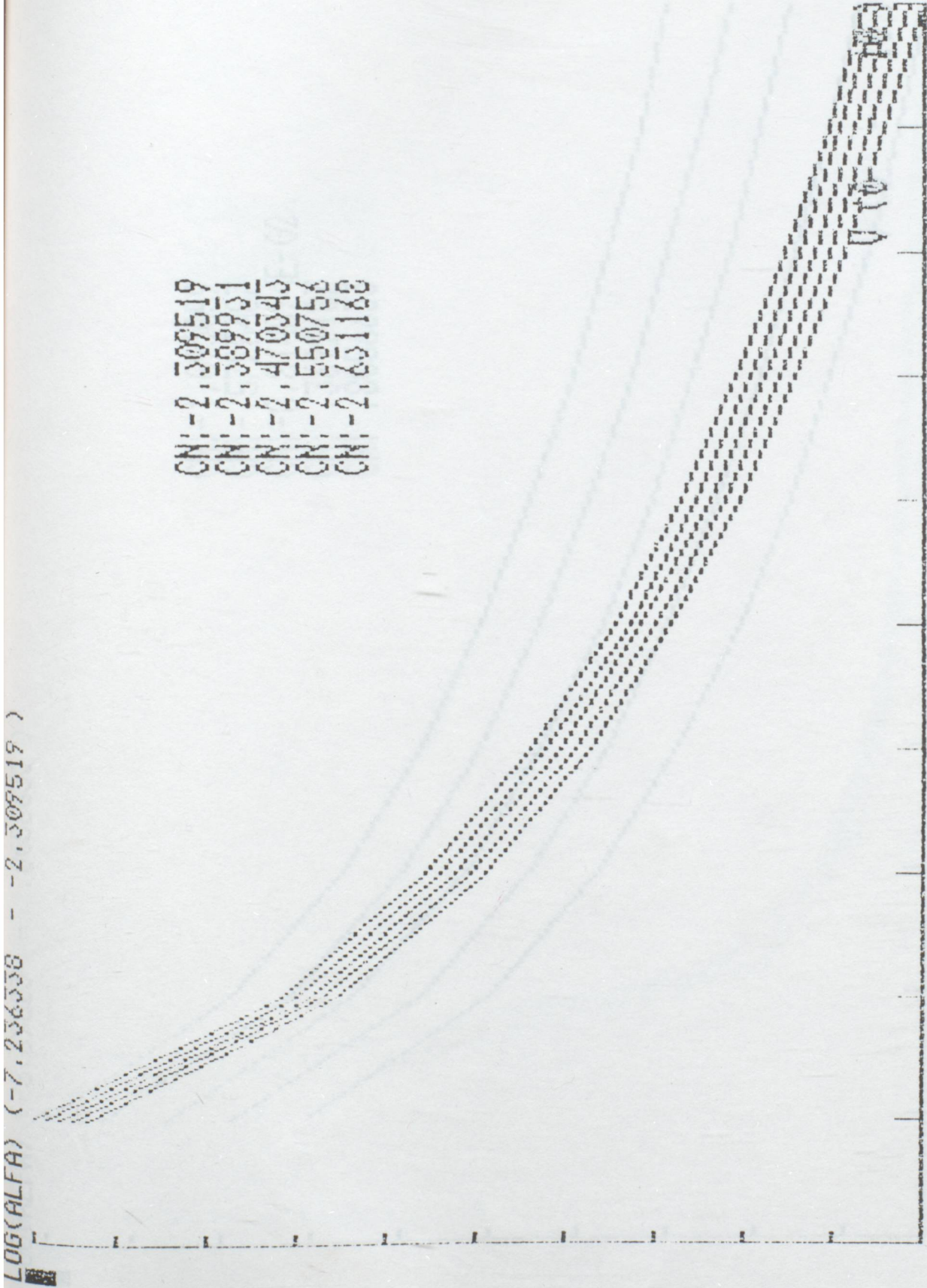
eşitliği elde edilir. Bu durumda, (3.21.b) özdeğeri ve (4.34) eşitliği uyarınca,

$$\beta d = \left\{ (n_2 k_0 d)^2 + \frac{1}{2} [1 + 2V^2 - (1 + 4V^2)^{1/2}] \right\}^{1/2} \quad (4.38)$$

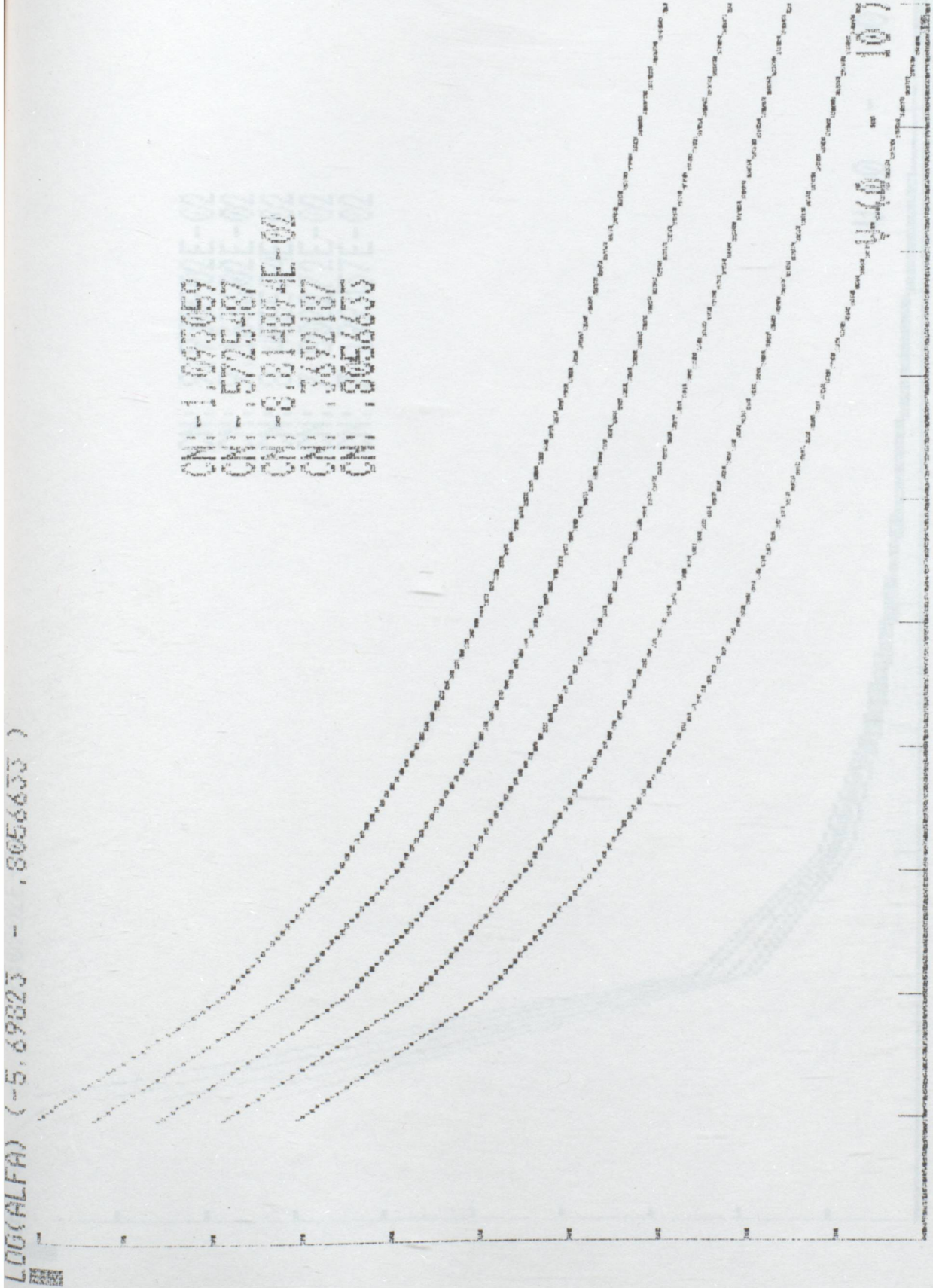
dir.

Çözüm için bazı yaklaşıklıkların yapıldığı katmanlı dalga kılavuzu yaklaşımının sonucu olan (4.29) eşitliğinin baz alınarak çizildiği Şekil-4.11'de R_c 'nin, Şekil-4.12'de d 'nin değişimlerine bağlı olarak $\log \alpha - V$; Şekil-4.13'de R_c 'nin, Şekil-4.14'de d 'nin değişimlerine bağlı olarak $\alpha - V$ grafikleri yer almaktadır. Konu ile ilgili bilgisayar programları Ek Bölümü'ndedir.

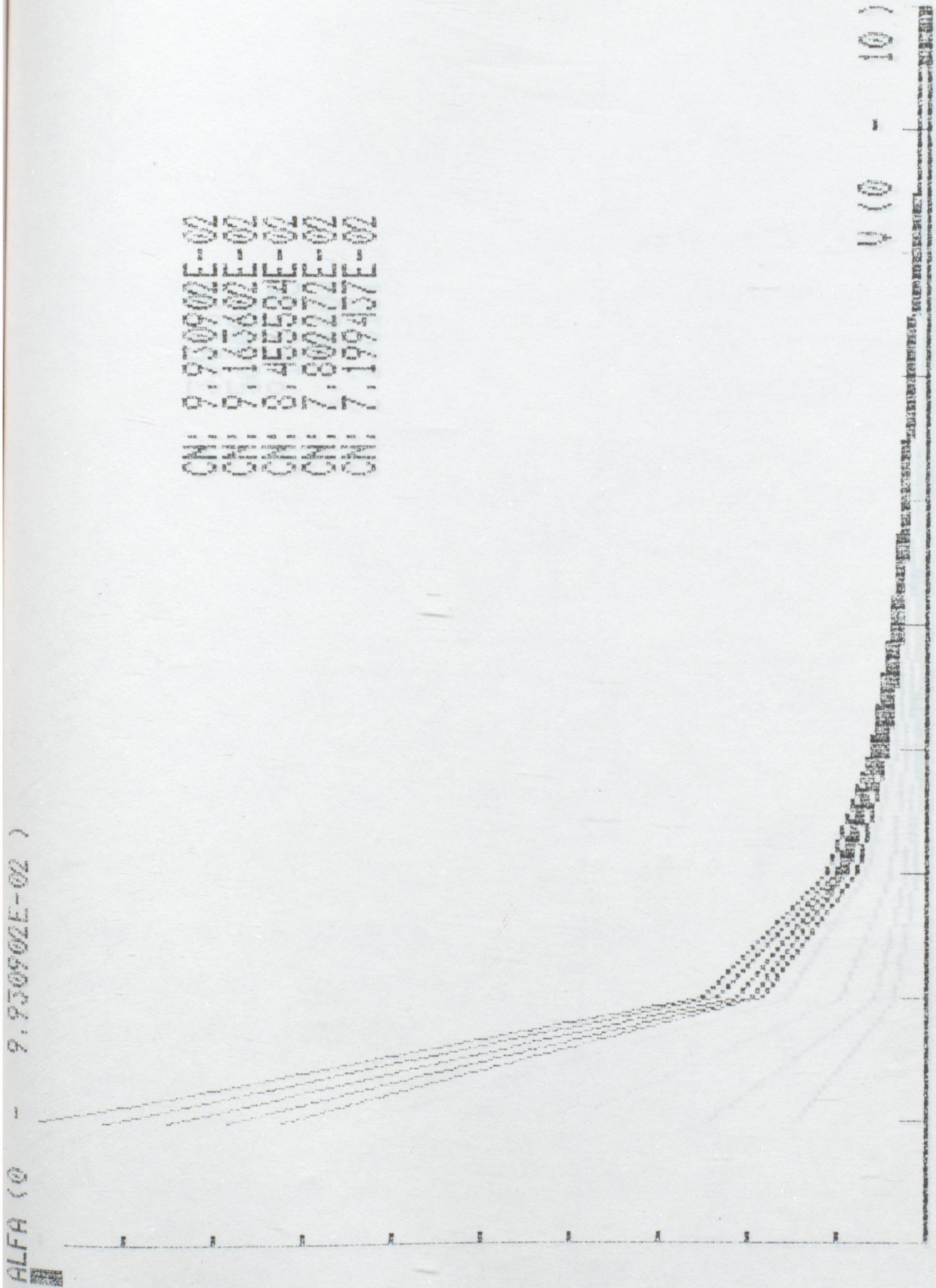
Katmanlı dalga kılavuzu yaklaşımıyla elde edilen sonucun A.J.Harris-P.F.Castle, D.Marcuse, F.P.Kapron, D.B.Keck-R.D.Maurer'in sonuçları ile uyum içinde olduğu gözlemlenmiştir. [21,22,24,25]



Şekil - 4.11 $\lambda = 0.3 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.49$, $d = 2 \mu\text{m}$ koşullarında 2, 2.5, 3, 3.5 ve 4 cm eğrilik yarıçapına sahip bükülmüş optik fiberlerin LOG(ALFA) - V grafiği.

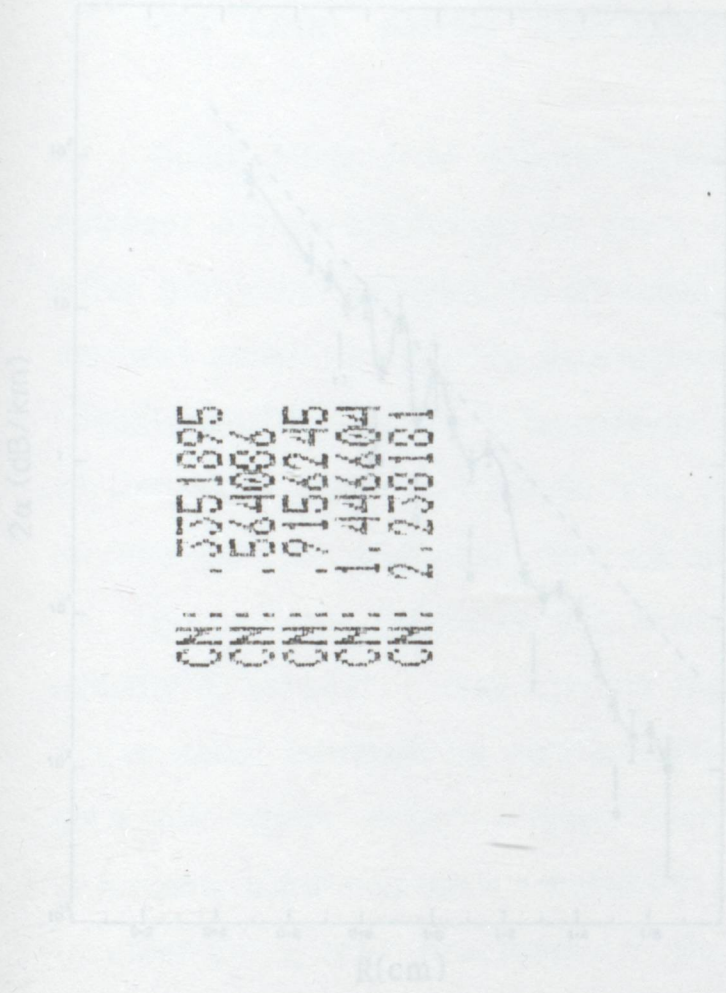


Şekil - 4.12 $\lambda = 0.3 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.49$, $R_c = 2 \text{ cm}$ koşullarında 3, 3.5, 4, 4.5 ve 5 cm'lik yarıçapa sahip bükülmüş optik fiberlerin LOG(ALFA) - V grafiği.

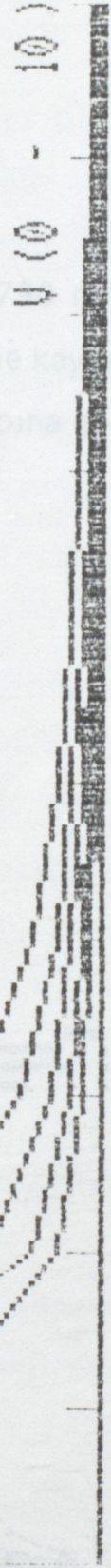


Şekil - 4.13 $\lambda = 0.3 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.49$, $d = 2 \mu\text{m}$ koşullarında 2, 2.5, 3, 3.5 ve 4 cm eğrilik yarıçapına sahip bükülmüş optik fiberlerin ALFA - V grafiği.

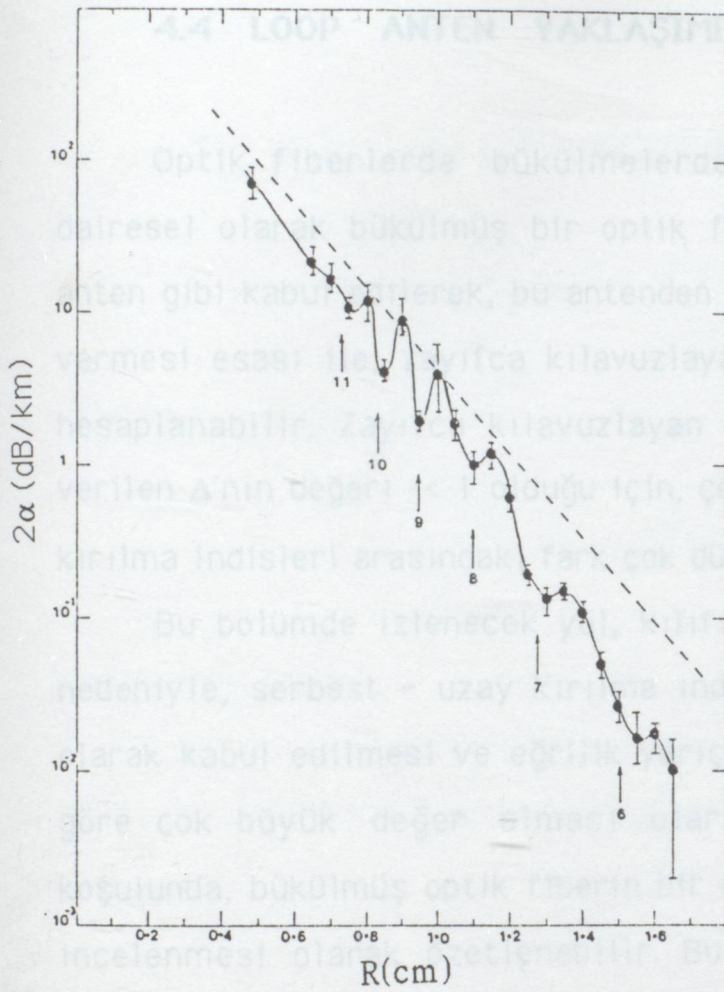
ALFA (°) - 2.238181



Şekil - 4.15 $\lambda = 7$ μm koşulunda, bükülme kaybının eğrilik yarıçapına göre değişimi. [21]

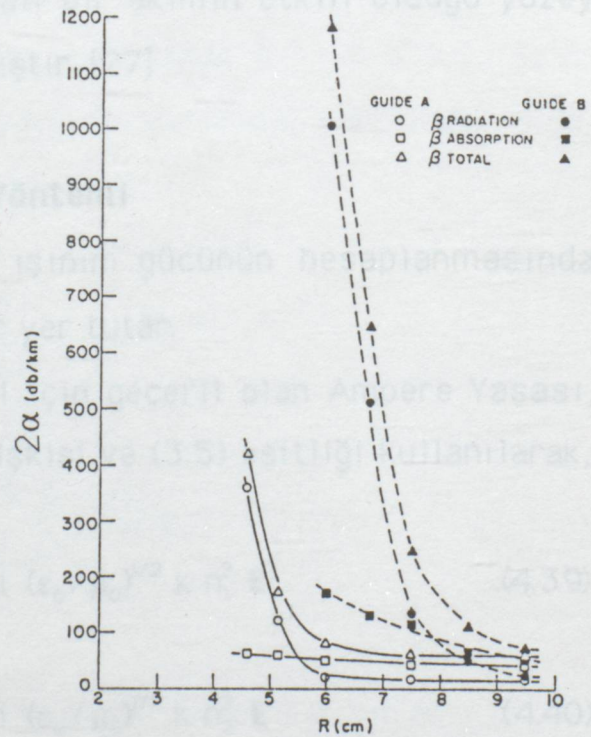


Şekil - 4.14 $\lambda = 0.3 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.49$, $R_c = 2 \text{ cm}$ koşullarında 3, 3.5, 4, 4.5 ve 5 cm'lik yarıçapa sahip bükülmüş optik fiberlerin ALFA - V grafiği.



Şekil - 4.15 $\lambda=790$ nm
koşulunda, bükülme kaybının eğrilik yarıçapına göre değişimi. [21]

Şekil - 4.16 $\lambda=632.8$ nm
koşulunda, bükülme kaybının eğrilik yarıçapına göre değişimi. [25]



4.4 LOOP ANTEN YAKLAŞIMI

Optik fiberlerde bükülmelerden kaynaklanan kayıplar, dairesel olarak bükülmüş bir optik fiberin, dielektrik bir loop anten gibi kabul edilerek, bu antenden yayılan ışının kayıp gücü vermesi esası ile, zayıfca kılavuzlayan optik fiber modları için hesaplanabilir. Zayıfca kılavuzlayan optik fiberlerde, (1.9.a)'da verilen Δ 'nın değeri $\ll 1$ olduğu için, çekirdek ve kılıf bölgelerinin kırılma indisleri arasındaki fark çok düşüktür. [9,26]

Bu bölümde izlenecek yol, kılıfın sonsuza doğru büyümesi nedeniyle, serbest - uzay kırılma indisinin, kılıf kırılma indisi olarak kabul edilmesi ve eğrilik yarıçapının, çekirdek yarıçapına göre çok büyük değer alması olarak bilinen makrobükülme koşulunda, bükülmüş optik fiberin bir dielektrik loop anten olarak incelenmesi olarak özetlenebilir. Bu yaklaşımda, optik fiberin çekirdek bölgesi yüzeyinde hayali bir akımın etkili olduğu yüzey akımının varlığından yararlanılmıştır. [27]

4.4.1 Eşdeğer Akım Yöntemi

Loop anten yaklaşımında, ışınım gücünün hesaplanmasında eşdeğer akım yöntemi önemli bir yer tutar.

Çekirdek ve kılıf bölgeleri için geçerli olan Ampere Yasası, (3.3.a) eşitliği uyarınca, $\omega = ku$ ilişkisi ve (3.5) eşitliği kullanılarak,

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k n_1^2 \mathbf{E} \quad (4.39)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k n_2^2 \mathbf{E} \quad (4.40)$$

dir. Buradan,

$$\nabla \times \mathbf{H} = i (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k (n_2^2 - n_1^2) \mathbf{E} - i (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k n_2^2 \mathbf{E} = \mathbf{J} - i (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k n_2^2 \mathbf{E} \quad (4.41)$$

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

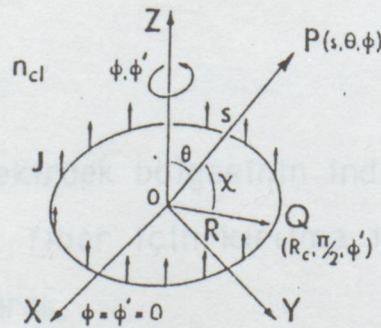
$$\mathbf{J} = i (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} k (n_2^2 - n_1^2) \mathbf{E} \quad (4.42)$$

olarak elde edilir.

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

4.4.2 Loop Anten Modeli

Şekil-4.17'de görülen anten modelinde $R \gg d$ olduğu için, ışıma, polarizasyondan bağımsızdır. Bu durumda, elektriksel alan, bükülme düzlemine dik doğrultuda alınabilir:



Şekil - 4.17 Dairesel bükülmüş dielektrik anten. (4.49)

$$\text{ve eşdeğer akım yoğunluğu } E_z = a_1 F_0(R) \exp(-i\beta z) \quad (4.43)$$

Burada, a_1 , modal genliği, $F_0(r)$ ise skaler dalga denkleminin çözümünü verir:

$$F_v(R) = \begin{cases} \frac{J_v(UR)}{J_v(U)} = \frac{J_v(\kappa r)}{J_v(\kappa d)} & r < d \\ \frac{H_v^{(2)}(WR)}{H_v^{(2)}(W)} = \frac{H_v^{(2)}(\gamma r)}{H_v^{(2)}(\gamma d)} & r > d \end{cases} \quad (4.44)$$

Burada,

$$R = r / d \quad (4.45)$$

$$U = (n_1^2 k_0^2 - \beta)^{1/2} d = \kappa d \quad (4.46)$$

$$W = (\beta - n_2^2 k_0^2)^{1/2} d = \gamma d \quad (4.47)$$

olduğuna göre, (3.95), (4.46) ve (4.47) eşitlikleri yardımıyla,

$$V^2 = U^2 + W^2 \quad (4.48)$$

yazılır.

Bu koşullarda, çekirdek bölgesinin indis değişimi herhangi bir şekilde olan optik fiber için kırılma indisi profili, (1.9.a) eşitliği göz önüne alınarak,

$$n^2(R) = n_1^2 [1 - 2\Delta f(R)] \quad (4.49)$$

ve eşdeğer akım yoğunluğu,

$$\mathbf{J} = I \exp(-i\beta z) \mathbf{a}_z \quad (4.50)$$

olduğuna göre, (1.9.a) ve (3.95) eşitlikleri kullanılarak,

$$I = -i a_1 n_1 \frac{V}{d} \left[\frac{2\Delta\epsilon_0}{\mu_0} \right]^{1/2} [1 - f(R)] F_v(R) \quad (4.51)$$

eşitliği elde edilir. O halde, anten üzerindeki çizgisel akım,

$$I_l = \left[\int_s \mathbf{J} ds \right] \mathbf{a}_n = I_c \exp(-i\beta z) \mathbf{a}_z \quad (4.52)$$

olduğuna göre, (4.50) eşitliği yardımıyla,

$$I_c = -2\pi i a_1 n_1 V d \left[\frac{2\Delta\epsilon_0}{\mu_0} \right]^{1/2} \int_0^\infty [1 - f(R)] F_v(R) R dR \quad (4.53)$$

eşitliği bulunur.

Serbest - uzay yaklaşımında magnetik vektör potansiyeli,

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi s} \mathbf{M} \exp(-ik_0 s n_2) \quad (4.54)$$

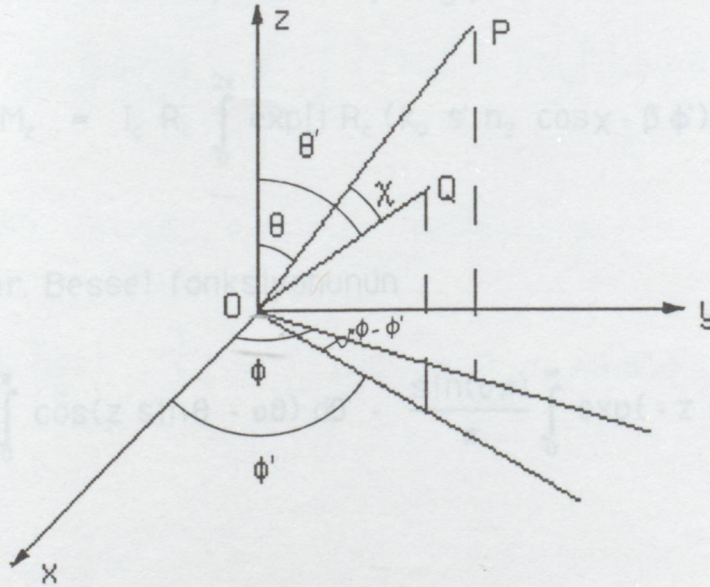
dir. Burada,

$$\mathbf{M} = \int_v \mathbf{J}(\mathbf{r}) \exp(i k s' n_2 \cos \chi) dv \quad (4.55)$$

dir. Akım dağılımı, $I_c [\delta(s' - R_c) / R_c] \delta(\theta' - \pi/2) \exp(-iR_c\phi') \mathbf{a}_z$ seçilir ve $s' = R_c$ koşulunda, (4.55) eşitliğinde yerine konulursa,

$$M_z = \int_0^{2\pi} I_c R_c \exp(-i R_c \phi') \exp(i k s' n_2 \cos \chi) d\phi' \quad (4.56)$$

eşitliği elde edilir.



Şekil - 4.18 Bükülmüş dielektrik anten.

Şekil-4.18 göz önüne alınırsa,

$$\mathbf{a}_{OP} = \cos \theta \mathbf{a}_z + \sin \theta \mathbf{a}_{r_{OP}} \quad (4.57.a)$$

$$\mathbf{a}_{OQ} = \cos \theta' \mathbf{a}_z + \sin \theta' \mathbf{a}_{r_{OQ}} \quad (4.57.b)$$

dur. Bu durumda, θ , θ' ve χ açıları arasındaki

$$\cos \chi = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\phi - \phi') \quad (4.58.a)$$

ilişkisi bulunur. $\theta' = \pi/2$ koşulunda, bu ilişki,

$$\cos \chi = \sin \theta \cos(\phi - \phi') \quad (4.58.b)$$

şekline indirgenir.

Bu koşullar altında, (4.56) eşitliği,

$$M_z = I_c R_c \int_0^{2\pi} \exp[i R_c (k_0 s' n_2 \cos \chi - \beta \phi')] d\phi' \quad (4.59)$$

olarak yazılır. Bessel fonksiyonunun

$$J_v(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(z \sin \theta - v\theta) d\theta - \frac{\sin(v\pi)}{\pi} \int_0^\infty \exp(-z \sinh t - vt) dt \quad (4.60)$$

özelliğinin ikinci terimi, (4.10) eşitliğinde R'nin tam sayıdan farklı bir değer alacağı düşünülürse, $v \neq$ tam sayı koşulunda, sıfıra hızla yaklaşır ve ihmal edilebilir; bu durumda, sadece birinci terim kalır. O halde, (4.59) eşitliği,

$$|M_z| = 2\pi R_c |I_c| |J_v(k_0 R_c n_2 \sin \theta)| \quad (4.61)$$

şeklini alır. (4.60) eşitliğindeki z yerine, (4.61) eşitliğinde $k_0 R_c n_2$ yazılmış ve pozitif değerler düşünülerek $|J_v(z)|$ kullanılmıştır. Burada,

$$M_{\theta} = -M_z \sin \theta \quad (4.62)$$

ve $\phi = \phi' = 0$ düzleminde, modun kayıp katsayısıdır, küçük kayıp katsayıları için (4.67) eşitliği,

$$M_{\phi} = 0 \quad (4.63)$$

dir. Bu durumda, serbest - uzay yaklaşımında,

$$P_{is} = \frac{k_0^2 n_2}{32 \pi^2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \{ |M_{\theta}|^2 + |M_{\phi}|^2 \} \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (4.64)$$

ışması, (4.62) ve (4.63) eşitlikleri kullanılarak,

$$P_{is} = \frac{k_0^2 n_2}{32 \pi^2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \int_0^{\pi} |2\pi R_c |I_c| |J_v(k R_c n_2 \sin \theta)| \sin \theta|^2 \sin \theta \, d\theta$$

dir. Burada, N normalizasyonu ifade eder.

$$= \frac{k_0^2 n_2}{8} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} R_c^2 |I_c|^2 \int_0^{\pi} J_v^2(k R_c n_2 \sin \theta) \sin^3 \theta \, d\theta \quad (4.65)$$

olarak bulunur. (1.9.a) ve (3.95) eşitlikleri yardımıyla, (4.65) eşitliği,

$$P_{is} = \frac{\pi}{8} \frac{R_c^2}{d^2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{V^2}{n_1} \frac{|I_c|^2}{\Delta} \int_0^{\pi} J_v^2(k R_c n_2 \sin \theta) \sin^3 \theta \, d\theta \quad (4.66)$$

şeklinde elde edilir.

ve (4.66) Anten üzerinde herhangi bir referans noktasındaki mod gücü $P(0)$, bu noktadan yine anten üzerinde L uzaklığındaki güç,

$$P(L) = P(0) \exp(-\alpha L) \quad (4.67)$$

dir. Burada, α , verilen modun kayıp katsayısıdır. Küçük kayıp katsayıları için (4.67) eşitliği,

$$P(L) \approx P(0) (1 - \alpha L) \quad (4.68)$$

olduğuna göre, kayıp katsayısı,

$$\alpha \approx \frac{P(0) - P(L)}{L P(0)} \approx \frac{P_{is}}{2 \pi R_c P(0)} \quad (4.69)$$

olarak bulunur. Referans noktasındaki mod gücü,

$$P(0) = |a_1|^2 N \quad (4.70)$$

dir. Burada, N, normalizasyonu ifade eder:

$$N = \pi d^2 n_1 \left[\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right]^{1/2} \int_0^\infty F_v^2(R) R dR \quad (4.71)$$

Bu durumda, (1.9.a), (3.95), (4.47), (4.48), (4.53) ve (4.71) eşitlikleri yardımıyla,

$$\frac{P_{is}}{P(0)} = \frac{\pi^{1/2}}{32} \left| \frac{I_c}{a_1} \right|^2 \left(\frac{R_c}{d} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{V^2}{W^{3/2}} \frac{n_1}{N \Delta} \exp \left[-\frac{4 R_c \Delta W^3}{3 d V^2} \right] \quad (4.72)$$

ve (4.69) eşitliğinden

$$M_z = \int_0^{\infty} I r dr \int_0^{2\pi} (R_c + r \cos \psi) d\psi \int_0^{2\pi} \exp [i(k_0 s' n_2 \cos \chi - \beta z)] d\phi \quad (4.74)$$

dür. Şeklin geometrisinden,

$$z = (R_c + r \cos \psi) \phi' \quad (4.75)$$

ve benzer eşitliği elde edilir. Burada,

$$s' \cos \chi = (R_c + r \cos \psi) \sin \theta \cos(\phi - \phi') + r \cos \theta \sin \psi \quad (4.76)$$

dir. O halde, (4.74) eşitliği,

$$M_z = 2\pi R_c \int_0^{\infty} I r dr \int_0^{2\pi} J_v[k_0 n_2 (R_c + r \cos \psi) \sin \theta] \times \exp(i k_0 r n_2 \sin \psi \cos \theta) d\psi \quad (4.77)$$

olarak yazılır.

$$\zeta = v \cosh(v/z) - (v^2 - z^2)^{1/2} \quad (4.78.a)$$

olmak üzere,

$$J_v(z) \cong \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \frac{\exp(-\zeta)}{(v^2 - z^2)^{1/4}} \quad (4.78.b)$$

Debye yaklaşımında, $z = k_0 n_2 \sin \theta (R_c + r \cos \psi)$ yazılarak, exp değişimin önemli olduğu düşünülürse,

$$J_v(z) \equiv J_v(k_0 R_c n_2 \sin \theta) \exp[r \cos \psi (\beta^2 - k_0^2 n_2^2 \sin^2 \theta)^{1/2}] \quad (4.79)$$

yazılır ve (4.77) eşitliğinde yerine konulursa,

$$M_z \equiv 2 \pi R_c J_v(k_0 R_c n_2 \sin \theta) \int_0^\infty I r dr \int_0^{2\pi} \exp[W R \cos(\psi + i\Omega)] d\psi \quad (4.80)$$

yaklaşık eşitliği elde edilir. Burada,

$$\Omega = \sinh^{-1} [(k d n_2 \cos \theta) / W] \quad (4.81)$$

dır. Modifiye Bessel fonksiyonunun

$$I_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp[z \cos(\theta - i\zeta)] d\theta \quad (4.82)$$

özellliği düşünülürse, (4.80) eşitliği,

$$M_z \equiv \left[2 \pi R_c J_v(k_0 R_c n_2 \sin \theta) \int_0^\infty I r dr \right] [2 \pi I_0(WR)] \quad (4.83)$$

yazılır ve bu eşitliğin, (4.61) eşitliği ile uyumlu olduğu görülür. Alan faktörü, (4.83) eşitliğinin (4.61) eşitliğine oranının karesidir:

$$A = \left\{ \frac{\int_0^\infty [1 - f(R)] F_0(R) I_0(WR) R dR}{\int_0^\infty [1 - f(R)] F_0(R) dR} \right\}^{1/2} \quad (4.84)$$

$f(R)$ kırılma indisi profilini değişimi,

$$f(R) = \begin{cases} 0 & r < d \\ 1 & r > d \end{cases} \quad (4.85)$$

alınarak, (4.44) eşitliği ve a ve b , sabit, q , deęiřken olmak üzere,

$$\int q J_0(aq) I_0(bq) dq = \frac{q}{a^2 + b^2} [b J_0(aq) I_1(bq) + a J_1(aq) I_0(bq)] \quad (4.86)$$

belirsiz integrali ile

$$W[K_0(q), I_0(q)] = K_0(q) I_1(q) + I_0(q) K_1(q) = \frac{1}{q} \quad (4.87)$$

Wronskian ilişkisi kullanılarak, (4.84) eşitliği,

$$A = [U^2 / [W V^2 K_1(W)]]^2 \quad (4.88)$$

şeklinde yazılır. (4.73) ve (4.88) eşitlikleri yardımıyla, bükülmüş basamak indisli optik fiberdeki birinci mod için kayıp katsayısı,

$$\alpha = \frac{\pi^{1/2}}{2d} \left[\frac{d}{R_c} \right]^{1/2} \frac{U^2}{V^2 W^{3/2}} \frac{1}{K_1^2(W)} \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{R_c}{d} \frac{W^3 \Delta}{V^2} \right] \quad (4.89)$$

olarak bulunur. Sonuçtan da izlenildiği gibi, kayıp katsayısı polarizasyondan ve z propagasyon yönünden bağımsızdır; bu durum, 4.3 Bölümü'nün sonucu ile uyumludur.

$$d\mathbf{A} = dA_R \mathbf{a}_R + dA_\theta \mathbf{a}_\theta + dA_\phi \mathbf{a}_\phi \quad (4.90)$$

genel ifadesine göre, $\mathbf{N}$ noktasındaki $\mathbf{a}_{Rc}$, $\mathbf{N}$ noktasındaki $\mathbf{A}_{Rc}$, $\mathbf{L}$ noktasına taşınmış olarak kabul edilerek,

$$d\mathbf{A} = dA_\phi \mathbf{a}_\phi - dA_{Rc} \mathbf{a}_{Rc} \quad (4.91)$$

şeklinde yazılır. Buradan,

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= |\mathbf{A}| \cos(\phi' - \phi) \mathbf{a}_\phi - [|\mathbf{A}| \sin(\phi' - \phi) \mathbf{a}_{Rc}] \\ &= |\mathbf{A}| \left\{ \cos(\phi' - \phi) \mathbf{a}_\phi - \left[\sin(\phi' - \phi) \left((\mathbf{a}_{Rc} \cdot \mathbf{a}_R) \mathbf{a}_R + (\mathbf{a}_{Rc} \cdot \mathbf{a}_\theta) \mathbf{a}_\theta + (\mathbf{a}_{Rc} \cdot \mathbf{a}_\phi) \mathbf{a}_\phi \right) \right] \right\} \\ &= |\mathbf{A}| \left\{ \cos(\phi' - \phi) \mathbf{a}_\phi - \left[\sin(\phi' - \phi) (\sin\theta \mathbf{a}_R + \cos\theta \mathbf{a}_\theta + \cos(\phi' - \phi) \mathbf{a}_\phi) \right] \right\} \\ &= |\mathbf{A}| \left\{ -\sin\theta \sin(\phi' - \phi) \mathbf{a}_R - \cos\theta \sin(\phi' - \phi) \mathbf{a}_\theta + \cos(\phi' - \phi) [1 - \sin(\phi' - \phi)] \mathbf{a}_\phi \right\} \end{aligned} \quad (4.92)$$

eşitliği elde edilir. Şekil-4.20'ye göre,

$$\mathbf{R}' = \mathbf{R} - \mathbf{R}_c \quad (4.93)$$

dir. Öyleyse,

$$\mathbf{R} = R \sin\theta \cos\phi \mathbf{a}_x + R \sin\theta \sin\phi \mathbf{a}_y + R \cos\theta \mathbf{a}_z \quad (4.94)$$

$$\mathbf{R}_c = R_c \cos\phi' \mathbf{a}_x + R_c \sin\phi' \mathbf{a}_y \quad (4.95)$$

olduğuna göre, (4.93) eşitliği,

$$\mathbf{R}' = (R \sin \theta \cos \phi - R_c \cos \phi') \mathbf{a}_x + (R \sin \theta \sin \phi - R_c \sin \phi') \mathbf{a}_y + R \cos \theta \mathbf{a}_z \quad (4.96)$$

şeklinde yazılır. Bu durumda,

$$|\mathbf{R}'| = [R^2 + R_c^2 - 2 R R_c \sin \theta \cos(\phi' - \phi)]^{1/2} \quad (4.97)$$

şeklinde yazılır. Ayrıca,

olur. İşlemlerde kolaylık sağlaması açısından,

$$|\mathbf{R}| \approx R - R_c \sin \theta \cos(\phi' - \phi) \quad (4.98)$$

olarak alınabilir. Magnetik vektör potansiyeli,

$$d\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi R'} I(\phi') \exp(-i\beta R') [\mathbf{R}] d(\phi' - \phi) \quad (4.99)$$

olarak elde edilir. Bu durumda,

dir.

$$\phi' - \phi = \eta \quad (4.100)$$

koşulunda, $I(\phi')$ akımı,

$$I(\phi') = I_0 \sin(v\phi') = I_0 \sin[v(\phi' + \eta)] \quad (4.101)$$

olarak seçilir, (4.98) ile (4.101) eşitliği kullanılır ve genlik söz konusu olduğunda,

$$\frac{1}{R'} \cong \frac{1}{R} \quad (4.102)$$

yaklaşımından, faz söz konusu olduğunda ise (4.98) yaklaşımından yararlanılırsa, (4.99) eşitliği,

$$d\mathbf{A} = \frac{\mu_0 I_0}{4 \pi R} \exp(-i\beta R) \exp(i\beta R_c \sin\theta \cos\eta) \sin[v(\phi + \eta)] \{\mathbf{A}\} d\eta \quad (4.103)$$

şeklinde yazılır. Ayrıca,

$$\beta R_c \sin\theta = \zeta \quad (4.104)$$

koşulunda, (4.103) eşitliği,

$$d\mathbf{A} = \frac{\mu_0 I_0}{4 \pi R} \exp(-i\beta R) \exp(i\zeta \cos\eta) \sin[v(\phi + \eta)] \{\mathbf{A}\} d\eta \quad (4.105)$$

olarak elde edilir. Bu durumda,

$$\mathbf{c} = \frac{\mu_0 I_0}{4 \pi R} \exp(-i\beta R) = \text{sabit} \quad (4.106)$$

kabulüyle, (4.92) ve (4.105) eşitlikleri yardımıyla, magnetik vektör potansiyeli bileşenleri,

$$d\mathbf{A}_R = -\mathbf{c} \sin\theta \sin\eta \sin[v(\phi + \eta)] \exp(i\zeta \cos\eta) d\eta \quad (4.107)$$

$$d\mathbf{A}_\theta = -\mathbf{c} \cos\theta \sin\eta \sin[v(\phi + \eta)] \exp(i\zeta \cos\eta) d\eta \quad (4.108)$$

$$d\mathbf{A}_\phi = -c \cos \eta (1 - \sin \eta) \sin[v(\phi + \eta)] \exp(i \zeta \cos \eta) d\eta \quad (4.109)$$

olarak elde edilir. (4.107) eşitliği için,

$$\sin \eta = [\exp(i\eta) - \exp(-i\eta)] / 2i \quad (4.110)$$

Euler Bağıntısı göz önüne alınırsa,

ve (4.109) eşitliği,

$$\begin{aligned} d\mathbf{A}_R = & (c/4) \sin \theta \{ \exp[i((v+1)\eta + \zeta \cos \eta)] \exp(i v \phi) - \\ & \exp[i((-v+1)\eta + \zeta \cos \eta)] \exp(-i v \phi) - \\ & \exp[i((v-1)\eta + \zeta \cos \eta)] \exp(i v \phi) + \\ & \exp[i((-v-1)\eta + \zeta \cos \eta)] \exp(-i v \phi) \} \quad (4.111) \end{aligned}$$

şeklinde yazılır. Bessel fonksiyonunun, (4.60)'da verilen özelliği, v 'nün tam sayıdan farklı olma durumu düşünülerek,

$$J_v(z) = \frac{i^{-v}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp[i(z \cos \eta + v \eta)] d\eta \quad (4.112)$$

olarak ifade edildiğine göre, (4.111) eşitliği,

$$\begin{aligned} d\mathbf{A}_R = & (c\pi/2) \sin \theta \exp(i v \phi) [i^{v+1} J_{v+1}(\zeta) - i^{v-1} J_{v-1}(\zeta)] - \\ & (c\pi/2) \sin \theta \exp(-i v \phi) [i^{v+1} J_{-v+1}(\zeta) - i^{v-1} J_{-v-1}(\zeta)] \quad (4.113) \end{aligned}$$

olarak bulunur. Benzer yaklaşımlarla, (4.108) eşitliği,

$$d\mathbf{A}_\theta = (\mathbf{c} \pi/2) \cos\theta \exp(i\nu\phi) [i^{\nu+1} J_{\nu+1}(\zeta) - i^{\nu-1} J_{\nu-1}(\zeta)] - \\ (\mathbf{c} \pi/2) \cos\theta \exp(-i\nu\phi) [i^{\nu+1} J_{\nu+1}(\zeta) - i^{\nu-1} J_{\nu-1}(\zeta)] \quad (4.114)$$

ve (4.109) eşitliği,

$$d\mathbf{A}_\phi = (-i\mathbf{c} \pi/2) \exp(i\nu\phi) [i^{\nu+1} J_{\nu+1}(\zeta) + i^{\nu-1} J_{\nu-1}(\zeta)] + \\ (\mathbf{c} \pi/4) \exp(i\nu\phi) [i^{\nu-2} J_{\nu-2}(\zeta) - i^{\nu+2} J_{\nu+2}(\zeta)] - \\ (-i\mathbf{c} \pi/2) \exp(-i\nu\phi) [i^{\nu+1} J_{\nu+1}(\zeta) + i^{\nu-1} J_{\nu-1}(\zeta)] - \\ (\mathbf{c} \pi/4) \exp(-i\nu\phi) [i^{\nu-2} J_{\nu-2}(\zeta) - i^{\nu+2} J_{\nu+2}(\zeta)] \quad (4.115)$$

olarak kolaylıkla elde edilir.

Bu durumda, elektriksel alan şiddeti ile magnetik vektör potansiyeli arasındaki

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (4.116)$$

bağıntısı yardımıyla, elektriksel alan şiddeti ve magnetik alan şiddeti bulunabilir. Koşullara göre, ışımının, ϕ doğrultusunda olacağı düşünülürse, E_R ve H_θ^* bileşenlerini elde etmenin yeterli olacağı anlaşılır. O halde, küresel koordinatlardaki laplasyen

açılımı ile birlikte (4.103), (4.106), (4.113) ve (4.116) eşitlikleri uyarınca,

$$\begin{aligned}
 E_R = & -\frac{1}{\mu_0 \sigma} \left\{ \left[\left(\frac{Z_1}{R} \right) \sin \theta \exp(-i\beta R) \left[\left\{ i^{v+1} \left[\beta^2 J_{v+1}(\zeta) + \frac{\partial^2 J_{v+1}(\zeta)}{\partial R^2} \right] \right\} - \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. \left\{ i^{v-1} \left[\beta^2 J_{v-1}(\zeta) + \frac{\partial^2 J_{v-1}(\zeta)}{\partial R^2} \right] \right\} - \right. \right. \\
 & \left. \left. \left\{ i^{-v+1} \left[\beta^2 J_{-v+1}(\zeta) + \frac{\partial^2 J_{-v+1}(\zeta)}{\partial R^2} \right] \right\} + \right. \right. \\
 & \left. \left. \left. \left. \left. \left\{ i^{-v-1} \left[\beta^2 J_{-v-1}(\zeta) + \frac{\partial^2 J_{-v-1}(\zeta)}{\partial R^2} \right] \right\} \right] \right] \right] \right\} \\
 & + \left[\frac{Z_2}{R^2 \sin \theta} \right] \left\{ \left[i^{v+1} \left[(1-2 \sin^2 \theta) J_{v+1}(\zeta) + 3 \sin \theta \cos \theta \frac{\partial J_{v+1}(\zeta)}{\partial \theta} + \sin^2 \theta \frac{\partial^2 J_{v+1}(\zeta)}{\partial \theta^2} \right] \right] - \right. \\
 & \left. \left[i^{v-1} \left[(1-2 \sin^2 \theta) J_{v-1}(\zeta) + 3 \sin \theta \cos \theta \frac{\partial J_{v-1}(\zeta)}{\partial \theta} + \sin^2 \theta \frac{\partial^2 J_{v-1}(\zeta)}{\partial \theta^2} \right] \right] - \right. \\
 & \left. \left[i^{-v+1} e^{-2i v \phi} \left[(1-2 \sin^2 \theta) J_{-v+1}(\zeta) + 3 \sin \theta \cos \theta \frac{\partial J_{-v+1}(\zeta)}{\partial \theta} + \sin^2 \theta \frac{\partial^2 J_{-v+1}(\zeta)}{\partial \theta^2} \right] \right] - \right. \\
 & \left. \left. \left. \left. \left. \left[i^{-v-1} e^{-2i v \phi} \left[(1-2 \sin^2 \theta) J_{-v-1}(\zeta) + 3 \sin \theta \cos \theta \frac{\partial J_{-v-1}(\zeta)}{\partial \theta} + \sin^2 \theta \frac{\partial^2 J_{-v-1}(\zeta)}{\partial \theta^2} \right] \right] \right] \right] \right] \right\} \\
 & + \left[Z_3 \sin \theta \exp(-i\beta R) \right] \left\{ \exp(i v \phi) \left[i^{v+1} J_{v+1}(\zeta) - i^{v-1} J_{v-1}(\zeta) \right] - \right.
 \end{aligned}$$

$$\left\{ \exp(-i\nu\phi) [i^{\nu+1} J_{\nu+1}(\zeta) - i^{\nu-1} J_{\nu-1}(\zeta)] \right\} \quad (4.117)$$

eşitliği elde edilir. Burada,

$$Z_1 = \frac{\mu_0 I_0}{8} \exp(i\nu\phi) \quad (4.118.a)$$

$$Z_2 = \frac{c\pi}{2} \exp(i\nu\phi) \quad (4.118.b)$$

$$Z_3 = -\frac{\nu^2}{R^2 \sin\theta} \frac{\mu_0 I_0}{8R} \exp(i\nu\phi) \quad (4.118.c)$$

dir. (4.103), (4.106), (4.114), (4.116), (4.117) eşitlikleri kullanılarak ve

$$\eta_0 = \frac{E}{H} \quad (4.119)$$

4.5.1 Optik Fiberde Yansımaya Sayısı

empedans ilişkisi göz önüne alınarak H_θ^* de kolaylıkla bulunur. Bu durumda, ışınım,

$$P_{i\phi} = \frac{1}{2} \text{Re}(E_R \cdot H_\theta^*) \quad (4.120)$$

4.5.1.1 Bükülmemiş Optik Fiberde Yansımaya Sayısı

Poynting vektörü bağıntısıyla elde edilir.

4.5 YÜRÜYEN DALGALI ANTEN YAKLAŞIMI

4.3 ve 4.4 Bölümleri'nde ele alınan yöntemlerle bükülmeden kaynaklanan kayıpların hesaplanması, ağırlıklı olarak tek modlu

optik fiber göz önüne alınarak yapılmıştır. Aslında katmanlı bükülmemiş optik fiber modelinde, çok modlu optik fibere göre, tek modlu optik fiberdeki kayıp daha azdır. Bunun nedeni, yol farkından olmakla birlikte, çoklu mod yolu boyunca oluşan ışın parçalarının tek tek ışımlarının sonucu olabilir; çünkü, bükülmemiş optik fiberde, tek modun optik fiber eksenini boyunca yayıldığı ve ışın boyunun dalga boyuna göre sonsuz büyük olduğu düşünülürse, optik fiberin, eksenine dik doğrultuda ışıma yapması beklenemez. İletilen mod sayısı arttıkça, yansımalar nedeniyle, ışın parçaları, dalga boyuna göre çok büyük olmayacağı için, ışımanın, her bir ışınla yaptığı açı, yaklaşık olarak 0° olacak olacak ve ışıma, dış çeperlere doğru gerçekleşecektir.

Bu yaklaşımdan yararlanmak için, bazı ön bilgilerin incelenmesi gerekir.

4.5.1 Optik Fiberde Yansıma Sayısı

Takdir edileceği gibi, bükülmüş ve bükülmemiş optik fiberdeki ışının birim boyağıdaki yansıma sayısı farklı olacağına göre, her iki durum için yansıma sayısı ele alınmalıdır.

4.5.1.1 Bükülmemiş Optik Fiberde Yansıma Sayısı

Şekil-4.21'de görülen 2d çapına sahip bükülmemiş optik fiber kesitinde, birim uzunluk başına ışın boyu, dış ortamın hava olduğu düşünülerek ($n_0 = 1$), (1.1) eşitliğinde verilen Snell Yasası ışığında,

$$1 = \frac{AC}{BC} = \sec \phi_0 = \frac{n_1}{(n_1^2 - \sin^2 \phi)^{1/2}} \quad (4.121a)$$

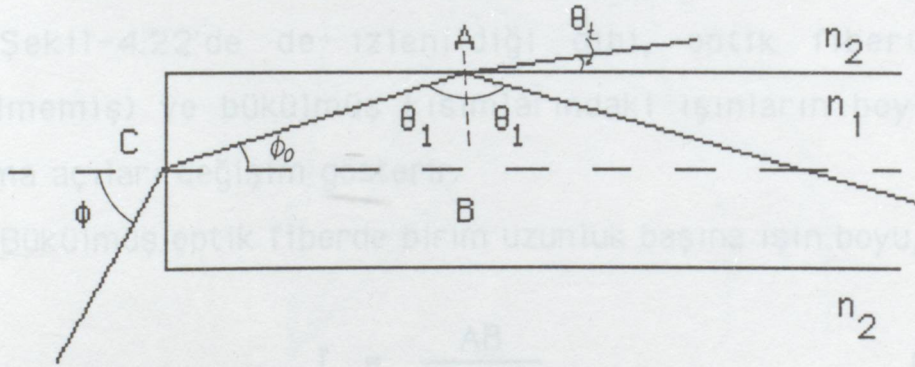
olarak bulunur. A noktası için,

$$n_1 \cos \phi_0 = n_2 \cos \theta_t \quad (4.121.b)$$

olarak yazılan Snell Yasası'na göre, (4.121.a) eşitliği,

$$1 = \frac{2d}{\sin \phi_0} = \frac{2d n_1}{(n_1^2 - n_2^2 \cos^2 \theta_t)^{1/2}} \quad (4.121.c)$$

şeklinde yazılır.



Şekil - 4.21 Basamak indisli bükülmemiş optik fiberde ışın davranışı.

Birim uzunluktaki yansımaya sayısı ise,

$$m = \frac{1}{2 BC} = \frac{\tan \phi_0}{2d} = \frac{1}{2d \tan \theta_1} \quad (4.122.a)$$

dir. Görüldüğü gibi, m yansımaya sayısı, ortamların kırılma indislerinin, θ açısının ve d optik fiber yarıçapının fonksiyonudur.

Snell Yasası'na göre, (4.122.a) eşitliği,

$$m = \frac{\sin \phi}{2 d (n_1^2 - \sin^2 \phi)^{1/2}} \quad (4.122.b)$$

olarak da yazılabilir. Düşük dereceli moddaki ϕ_0 açısı, yüksek dereceli moddaki ϕ_0 açısından daha büyüktür. Örneğin, $(\phi_0)_d = 60^\circ$, $(\phi_0)_y = 30^\circ$ ve $d = 5 \mu\text{m}$ koşullarında, (4.122.a) eşitliği yardımıyla, $m_d = 0.057$, $m_y = 0.173$ olduğu görülür ve "yüksek dereceli moddaki yansıma sayısı, düşük dereceli moddaki yansıma sayısından daha fazladır" sonucuna ulaşılır. [9,19]

4.5.1.2 Bükülmüş Optik Fiberde Yansıma Sayısı

Şekil-4.22'de de izlenildiği gibi, optik fiberin düz (bükülmemiş) ve bükülmüş kısımlarındaki ışınların boyları ve yansıma açıları değişim gösterir.

Bükülmüş optik fiberde birim uzunluk başına ışın boyu,

$$l' = \frac{AB}{R \angle AFB} \quad (4.123.a)$$

dir. ABF üçgeninde uygulanacak olan sinüs kuralına göre,

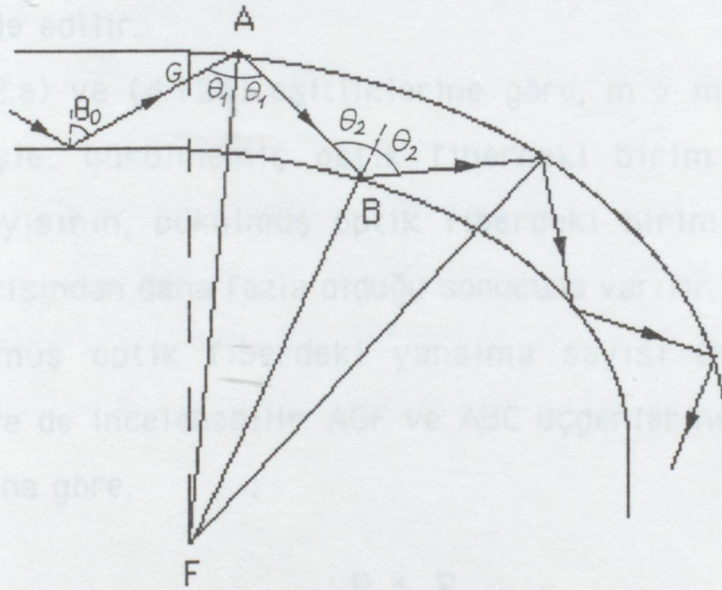
$$l' = \frac{R - d}{R} \frac{\sin \angle AFB}{\angle AFB} \frac{1}{\sin \theta_1} \quad (4.123.b)$$

dir. $-d < \phi < d$ olmak üzere, AGF üçgeninde uygulanacak sinüs kuralına göre ve bükülmemiş optik fiberdeki $1/\cos \phi = 1/\sin \theta_0$ ilişkisinden,

$$l' = \frac{R - d}{R} \frac{\sin \angle AFB}{\angle AFB} \frac{R + d}{R + \phi} \frac{1}{\sin \theta_0}$$

$$l' = \frac{R^2 - d^2}{R^2 + R\phi} \frac{\sin \angle AFB}{\angle AFB} l \quad (4.123.c)$$

olarak elde edilir. $\angle AFB > \sin(\angle AFB)$ olduğuna göre, $l > l'$ dür; bir başka ifadeyle, bükülmemiş optik fiberdeki birim uzunluktaki ışın boyu, bükülmüş optik fiberdeki birim uzunluktaki ışın boyuna göre daha uzundur.



Şekil - 4.22 Basamak indisli bükülmüş optik fiberde ışın davranışı.

Bükülmüş optik fiberdeki birim uzunluktaki yansımalar sayısı,

$$m' = \frac{1}{R \angle AFB} = \frac{1}{d \frac{\sin \theta_2 + \sin \theta_1}{\sin \theta_2 - \sin \theta_1} (\theta_2 - \theta_1)} \quad (4.124)$$

dir. Burada,

olarak elde edilir. $\angle AFB = \theta_2 - \theta_1 = \Theta$ (4.125)

geometrik özelliği dikkate alınır, Θ 'nın küçük değerleri için, $\cos\Theta=1$, $\sin\Theta=\Theta$ olduğu anlaşılır. Bu durumda, (4.124) eşitliği,

$$m' = \frac{1}{2 d \tan\theta_1 + \Theta d} \quad (4.126)$$

şeklinde elde edilir.

(4.122.a) ve (4.126) eşitliklerine göre, $m > m'$ olduğu, bir başka deyişle, bükülmemiş optik fiberdeki birim uzunluktaki yansımaya sayısının, bükülmüş optik fiberdeki birim uzunluktaki yansımaya sayısından daha fazla olduğu sonucuna varılır.

Bükülmüş optik fiberdeki yansımaya sayısı (m'), iletilen modlara göre de incelenebilir. AGF ve ABC üçgenlerinde uygulanan sinüs kuralına göre,

$$\sin\theta_1 = \frac{R + \rho}{R + d} \sin\theta_0 \quad (4.127)$$

eşitliği ve bu eşitlik yardımıyla,

$$\sin\theta_2 = \frac{R + \rho}{R - d} \sin\theta_0 \quad (4.128)$$

eşitliği bulunur. θ_1 ve θ_2 açıları arasındaki ilişki, (4.127) ve (4.128) eşitlikleri uyarınca,

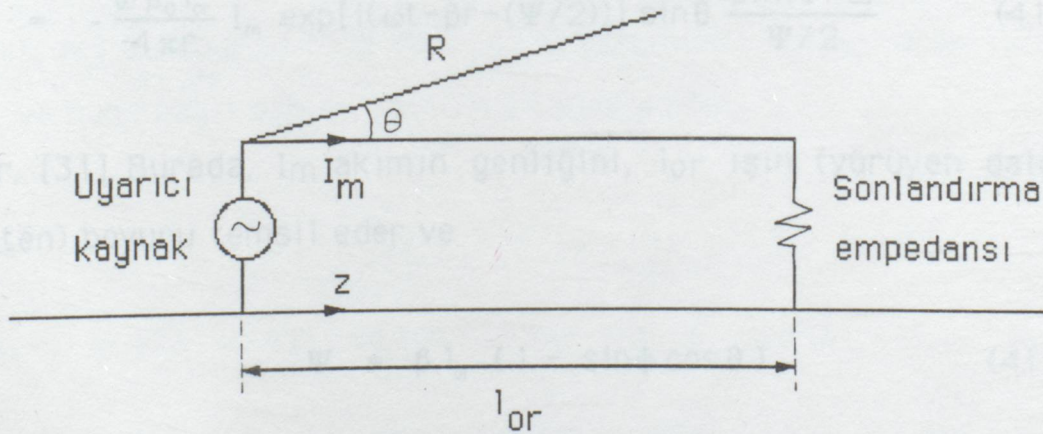
$$\sin\theta_2 = \frac{R + d}{R - d} \sin\theta_1 \quad (4.129)$$

olarak elde edilir.

Düşük dereceli moddaki θ_1 açısının, yüksek dereceli moddaki θ_1 açısından daha büyük olacağı açıktır. $(\theta_1)_d = 60^\circ$, $(\theta_1)_y = 30^\circ$, $d=5\mu\text{m}$ ve $R=10\text{ cm}$ koşullarında, (4.126) ve (4.129) eşitlikleri yardımıyla, $m_d' = 0.0575$ ve $m_y' = 0.1727$ olduğu görülür ve "bükülmüş optik fiberde, yüksek dereceli moddaki yansımaya sayısı, düşük dereceli moddaki yansımaya sayısından daha büyüktür" sonucuna varılır. Bu sonuçlar, 4.5.1.2 Bölümü sonuçları ile karşılaştırdığı zaman, $m_d' < m_d < m_y' < m_y$ olduğu anlaşılır.

4.5.2 Yürüyen Dalgalı Anten

Şekil-4.23'de görülen yürüyen dalgalı antende, transmisyon hattı, karakteristik empedans ile sonlandırılırsa, hattın sonunda yansımaya olmaz ve hat boyunca akım şiddeti sabit kalır.[28,29,30]



Şekil - 4.23 Yürüyen dalgalı anten.

Bu akım,

$$I(z) = I_m \exp(-i\beta z) \quad (4.130)$$

şeklindedir. Hattın ucundan z kadar uzaklıktaki akım şiddeti, baştaakinin aynı, fazı ise βz kadar geridedir. Anteni oluşturan iletken boyunca böyle bir akım değişimini sağlamak mümkündür.

Yürüyen dalgalı anten yaklaşımında, optik fiber içinde yayılan ışınlar, birer anten gibi düşünülebilir.

4.5.2.1 Bükülmemiş Optik Fiberde İnceleme

4.5.2.1.1 Elektriksel Alanın Modal Davranışı

Yürüyen dalgalı antenin elektriksel alan bileşenleri,

$$E_\phi = \frac{\omega \mu_0 l_{or}}{4\pi r} I_m \exp[i(\omega t - \beta r - (\Psi/2))] \cos\theta \cos\phi \frac{\sin(\Psi/2)}{\Psi/2} \quad (4.131)$$

$$E_\theta = -\frac{\omega \mu_0 l_{or}}{4\pi r} I_m \exp[i(\omega t - \beta r - (\Psi/2))] \sin\theta \frac{\sin(\Psi/2)}{\Psi/2} \quad (4.132)$$

dir. [31] Burada, I_m akımın genliğini, l_{or} ışın (yürüyen dalgalı anten) boyunu temsil eder ve

$$\Psi = \beta l_{or} (1 - \sin\phi \cos\theta) \quad (4.133)$$

dir. İşlemlerde kolaylık sağlanması açısından $\phi = \pi/2$ düzlemi seçilirse, (4.131) eşitliğinden $E_\phi = 0$ olur ve elektriksel alanın maksimum olduğu yerler, (4.132) eşitliğindeki $\sin(\Psi/2) / (\Psi/2)$ ışıma çarpanının 1'e eşitlenmesiyle,

$$\theta_m = \cos^{-1} \left[1 - \frac{m \lambda}{2 l_{or}} \right] \quad (4.134)$$

olarak bulunur. Burada, m , tek sayıdır. Bu koşullarda, toplam elektriksel alanı,

$$E_T = E_\theta \quad (4.135.a)$$

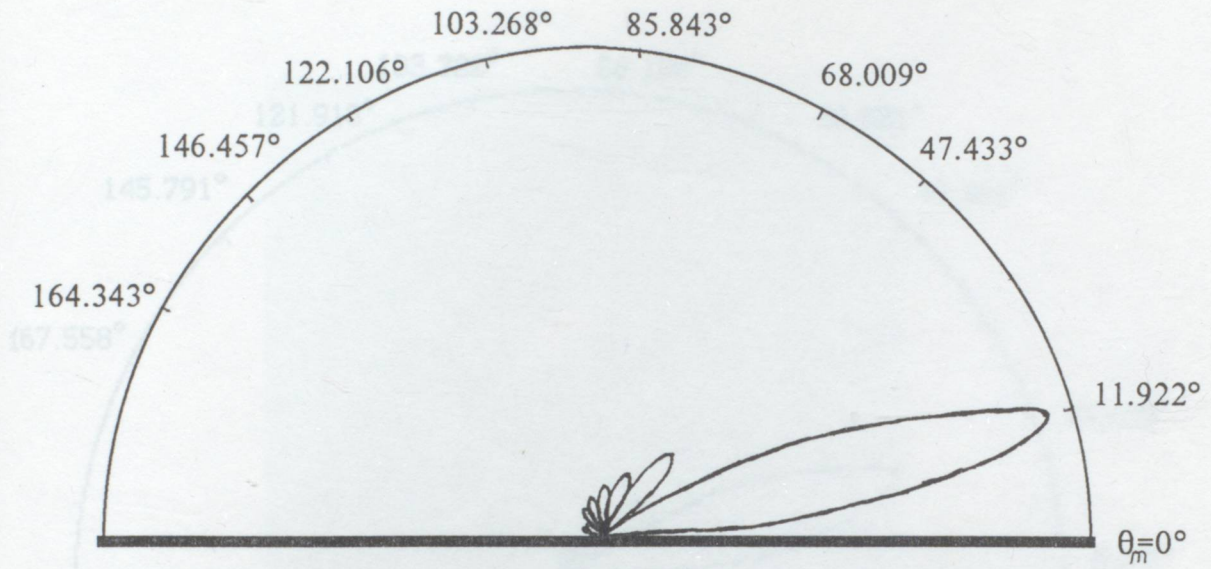
ve toplam magnetik alan ise,

$$H_T = H_\theta \quad (4.135.b)$$

Şekil - 4.24 Düşük dereceli bir modda elektriksel alanın m 'e göre değişimi.
 olur.Modlara göre inceleme yapmak için (4.121.b) ve (4.121.c) eşitliklerinden yararlanılabilir. Düşük dereceli bir mod için $\phi_0=30^\circ$ kabul edilirse, $n_1=1.5$, $n_2=1.49$, $2d=10 \mu m$ koşullarında, $(l_{or})_d=19.94 \mu m$ ve $0.86 \mu m$ 'lik kaynak kullanılırsa, $(l_{or})_d=23.18 \lambda$ sonuçları bulunur.(4.132) ve (4.134) eşitlikleri kullanılarak Tablo-4.1 ve buna bağlı olarak Şekil-4.24 elde edilir.

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

Tablo - 4.1 Düşük dereceli bir modda, alanın m 'e göre değişimi.

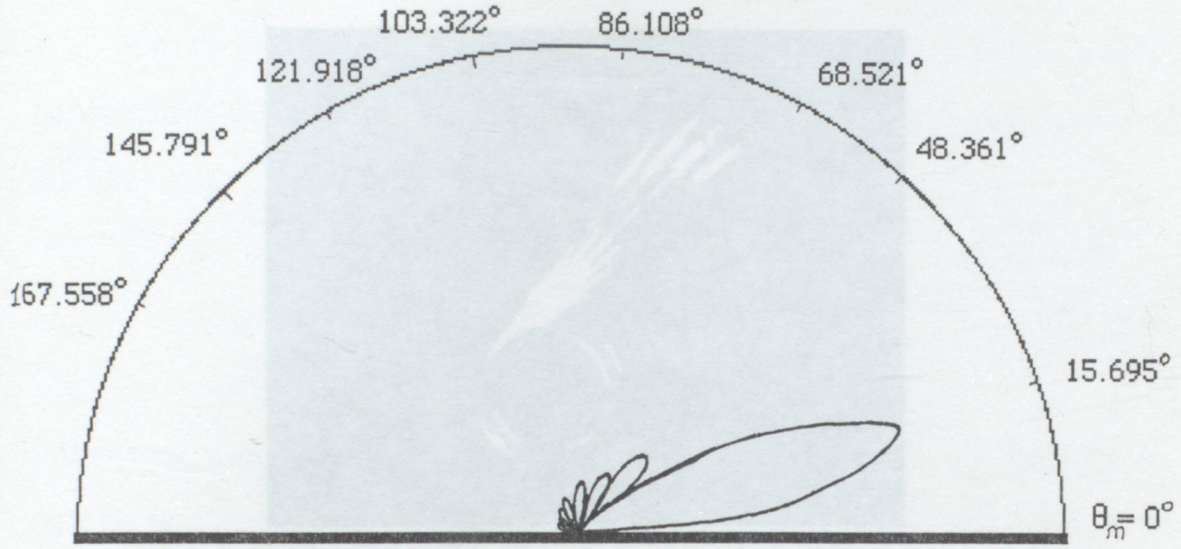


Şekil - 4.24 Düşük dereceli bir modda elektriksel alanın ϕ 'ye göre değişimi.

Yüksek dereceli bir mod için de $\phi_0 = 60^\circ$ kabul edilirse, aynı koşullarda benzer işlemler sonucunda, $(l_{or})_y = 11.54 \mu\text{m}$ ve $(l_{or})_y = 13.41\lambda$ bulunur. Yüksek dereceli bir modla ilgili sonuçlar, Tablo-4.2'de ve Şekil-4.25'de görülmektedir.

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

Tablo - 4.2 Yüksek dereceli bir modda elektriksel alanın m sabit değerlerine göre incelenmesi.



Şekil - 4.25 Yüksek dereceli bir modda elektriksel alanın ϕ 'ye göre değişimi.

Optik fiberin başlangıçtaki elektriksel alan şiddeti E_0 ise, Tablo-4.1 ile Tablo-4.2 karşılaştırıldığında, düşük dereceli moddaki elektriksel alan şiddetinin, yüksek dereceli moddaki elektriksel alan şiddetinden daha büyük olduğu anlaşılır:

$$(E_0)_e > (E_0)_y \quad (4.136)$$

Yapılan ölçme ve alınan fotoğraflar, yürüyen dalgalı antan ışınma modelini destekler yöndedir. 4.3 ve 4.4 Bölümleri'ndeki modellerde, ışınmanın tümüyle radyal doğrultuda olması gerektiği açıklandığı halde, Şekil-4.26 ve Şekil-27'deki fotoğraflarda, ışınmanın, optik fiber içinde gücün yayılma yönüne bağlı bir değişim gösterdiği izlenmektedir. [32]

4.5.2.1.2 Işımanın Modal Davranışı

Optik fiberin ışık iletimi, ışık kaynağına yapılan gücün toplamıdır. Açısal olarak, ışık kaynağına göre, küresel koordinatlar kullanılarak, ışık kaynağına göre, (4.137)

Poynting vektörünü kullanarak, ışık kaynağına göre, ve (4.135.b) eşitlikleri kullanılarak, (4.138)

Şekil - 4.26 633 nm'lik bir helyum-neon kaynakla uyarılan 12 mm eğrilik çapına sahip tek modlu bir optik fiberin ışımı.

Şeklinde bulunur. $A = \pi/2$ olduğunda sonuçta, bu ifade,

$$P_{\text{opt}} = 8.6 \int_0^{\pi/2} P_{\text{opt}} \sin^2 \theta \sin \theta d\theta \quad (4.139)$$

olarak yazılır. $\theta = \pi/2$ için, $\sin \theta = 1$ ve $\cos \theta = 0$ olarak yazılır. $C = 1$ olarak yazılır. (4.140)

$c(x)$ fonksiyonu ve $\sin^2 x = (1 - \cos 2x) / 2$ trigonometrik eşitliği göz önüne alınarak (4.139) eşitliği,

Şekil - 4.27 633 nm'lik bir helyum-neon kaynakla uyarılan 16.5 mm eğrilik çapına sahip tek modlu bir optik fiberin ışımı.