

**4 - N, N - DİMETHYLAMİNO 3 - ACETAMİDONİTROBENZENE  
(DAN) ÇEKİRDEKLİ OPTİK FİBER YAPIDA İKİNCİ  
HARMONİK ÜRETİM VERİMİNİN ANALİZİ**

Celâl YILDIZ

Erciyes Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü'ne  
Elektronik Anabilim Dalında Doktora Tezi  
Olarak Sunulmuştur.

Haziran - 1992

Erciyes Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü 'ne

Bu çalışma, jürimiz tarafından Elektronik Anabilim Dalı 'da  
Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

3 / 7 / 1992

Başkan : Prof. Dr. Behçet YILBAŞ  
Üye : Yrd. Doç. Dr. Kadir KOLSUZ  
Üye : Yrd. Doç. Dr. Sedat ÖZSOY

Onay:

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu  
onaylarım.

8 / 7 / 1992

Prof. Dr. Bekir Sami Yılbaş  
Enstitü Müdürü

4 - N, N - DİMETHYLAMİNO 3 - ACETAMİDONİTROBENZENE (DAN)  
ÇEKİRDEKLİ OPTİK FİBER YAPIDA İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM VERİMİNİN  
ANALİZİ

Celāl YILDIZ



ERCIYES ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ ' NE  
ELEKTRONİK ANA BİLİM DALINDA DOKTORA TEZİ  
OLARAK SUNULMUŞTUR

Haziran - 1992

## ÖZET

Bu çalışmada, kristal çekirdekli fiber yapıda ikinci harmonik üretimi yoluyla, şimdiye kadar lazer diyodlarla elde edilemeyen spektral bölgede ışık elde edilmesi incelenmiştir. Bu çalışmada kullanılan kristal çekirdekli fiber, 4 - (N,N-dimethylamino) - 3 - acetamidonitrobenzene (DAN) organik kristalinden yapılan bir çekirdek ve muhtelif malzemelerle belirli oranlarda katkılanmış silikadan yapılmış bir kaplamaya sahiptir. Farklı kaplama malzemelerine sahip kristal çekirdekli fiber yapılarda faz uygunlaştırma şartı altında, elde edilen ikinci harmonik güç üretim verimi detaylı olarak incelenmiştir.

Birinci bölümde, ikinci harmonik üretimini gerçekleştirmek için şimdiye kadar kullanılan farklı metodlardan ve yapılan çalışmalardan bahsedilmiştir. Ayrıca konunun önemi ve çalışmanın amacı hakkında bilgi verilmiştir.

İkinci bölümde, izotropik olmayan ortamlarda (kristallerde) elektromagnetik dalga yayılımı ve farklı kristal yapıları incelenmiştir.

Üçüncü bölümde, nonlinear optik, nonlinear etkileşimin elektromagnetik formülasyonu, optiksel ikinci harmonik üretimi ve ikinci harmonik üretiminde faz uygunlaştırma şartı incelenmiştir.

Dördüncü bölümde, kristal çekirdekli fiber yapılarda elektromagnetik alanın analizi ve ikinci harmonik üretim verimi tüm ayrıntıları ile incelenmiştir. Daha sonra da ,DAN özlü fiber yapılarda ikinci harmonik güç verimini gerçekleştirmek için gerekli fiber yapıyı tanımlayan tüm parametreler elde edilmiştir.

Beşinci bölümde, DAN çekirdekli fiber yapılardaki fiber parametrelerinin ikinci harmonik güç verimini nasıl etkilediği tüm ayrıntıları ile incelenmiş ve elde edilen sonuçlar yorumlanmıştır. Sonuç olarak, ikinci harmonik güç verimini optimum yapan fiber parametreleri belirlenmiştir.

## ABSTRACT

In this study, obtaining light in the spectral region could not obtained by the laser diodes up to date, has been studied by the realization of the second harmonic generation in organic crystal-cored fiber. The crystal-cored fiber used in this study has the core and the cladding materials fabricated from 4 - (N,N-dimethylamino) - 3 - acetamidonitrobenzene single crystals (DAN) and doped silica glass, respectively. The second harmonic power efficiency obtained under phase-matching condition in organic crystal-cored fibers having different cladding materials has been investigated.

In the first chapter, the information about the different methods and studies done up to date to obtain the second harmonic generation has been given. Also, the information about the aim and the importance of the study has been given.

In the second chapter, electromagnetic wave propagation in anisotropic media (crystals) and the different crystal structures have been considered.

In the third chapter, nonlinear optic, the electromagnetic formulation of the nonlinear interaction, optical second harmonic generation, and the phase matching condition in the second harmonic generation have been investigated.

In the fourth chapter, the analysis of the electromagnetic fields and second harmonic power generation efficiency in the crystal cored fiber structures have been investigated. After that, all the parameters which define the fiber structure have been obtained to realize the second harmonic power generation in DAN cored fiber.

In the fifth chapter, how fiber parameters were effect on the second harmonic power generation efficiency have been investigated in details and the obtained results have been interpreted in the DAN cored fibers. As a conclusion, the fiber parameters which made the efficiency optimum have been identified.

## ÖZGEÇMİŞ

Celâl YILDIZ, 1958 yılında Kayseri'nin Mimarsinan kasabasında doğdu. İlk ve orta okulu Kırşehir' de bitirdi. 1975 yılında Kayseri Lisesi Fen kolundan mezun oldu. 1977 yılında Kayseri Meslek Yüksek Okulu Elektrik Makinaları Bakım Onarımı bölümünü bitirdikten sonra, 1978 yılında girdiği Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektronik Bölümünden 1982 yılında mezun oldu. 1984 yılında Erzincan'da kısa dönem olarak askerlik görevini yaptıktan sonra, aynı yıl Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesinde Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. 1985 yılında İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisans eğitimine başladı ve 1988 yılında bu eğitimini tamamladı. Aynı yıl Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde doktora eğitimine başladı. Halen Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektronik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmakta olup, İngilizce bilmektedir.



### TEŞEKKÜR

Bana nonlineer optik ve ikinci harmonik üretimi konusunda çalışma fırsatı veren, tez çalışmam süresince karşılaşmış olduğum problemlerin çözümünde yardımlarını esirgemeyen ve bana yol gösteren sayın hocam Yrd.Doç.Dr. Sedat ÖZSOY'a teşekkürü bir borç bilirim.

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No:</u>
Özet .....	III
Abstract .....	V
Özgeçmiş .....	VII
Teşekkür .....	VIII
İçindekiler .....	IX
Semboller .....	XI
Şekiller .....	XII

### BİRİNCİ BÖLÜM

1. GİRİŞ.....	1
1.1. Konunun Önemi ve Şimdiye Kadar Yapılan Çalışmalar	2
1.2. Çalışmanın Amacı.....	5

### İKİNCİ BÖLÜM

2. İZOTROPIK OLMAYAN ORTAMLARDA ELEKTROMAGNETİK DALGA YAYILIMI.....	6
2.1. Giriş.....	6
2.2. İzotropik Olmayan Bir Ortamın Dielektrik Tensörü.	7
2.3. İzotropik Olmayan Ortamlarda Düzlemsel Dalga Yayılımı.....	10
2.3.1. Özmodların Diklik Özellikleri.....	16
2.4. İndis Elipsoidi.....	17
2.5. Faz Hızı, Grup Hızı, Enerji Hızı.....	20
2.6. İzotropik Olmayan Ortamların (Kristallerin) Sınıflandırılması.....	24
2.7. Tek Eksenli Kristallerde Işık Yayılımı.....	25
2.8. Sınırdaki Çift Kırılma.....	29
2.9. İki Eksenli Kristallerde Işık Yayılımı.....	31

### ÜÇÜNCÜ BÖLÜM

3.	NONLİNEER OPTİK .....	36
3.1.	Giriş.....	36
3.2.	İkinci Mertebeden Nonlineer Özellik.....	37
3.3.	Nonlineer Etkileşimin Elektromagnetik Formülasyonu.....	42
3.4.	Optiksel İkinci Harmonik Üretimi.....	46
3.4.1.	İkinci Harmonik Üretiminde Faz Uygunlaştırma.....	50
3.5.	Azalan Bir Girişle İkinci Harmonik Üretimi.....	52

### DÖRDÜNCÜ BÖLÜM

4.	KRİSTAL ÇEKİRDEKLİ FİBER YAPILARDA İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİ.....	55
4.1.	Teori.....	55
4.2.	Üç Dalga Karışımı.....	59
4.3.	DAN Özlü Fiber Yapılarda İkinci Harmonik Üretimi ve Verimin Hesaplanması.....	69

### BEŞİNCİ BÖLÜM

5.	SONUÇLAR VE İRDELEME.....	76
----	---------------------------	----

REFERANSLAR.....	93
------------------	----

### EKLER

EK-I	Tablolar.....	97
------	---------------	----

SEMBOLLER

$E$	: Elektrik alan şiddeti
$H$	: Magnetik alan şiddeti
$P$	: Polarizasyon
$\epsilon_0$	: Boşluğun permitivitesi
$\mu_0$	: Boşluğun permeabilitesi
$\lambda(\omega)$	: Temel dalganın dalgaboyu
$\lambda(2\omega)$	: İkinci harmonikteki dalganın dalgaboyu
$\epsilon_{ij}$	: Dielektrik Tensörü
$k$	: Dalga sayısı
$\beta$	: Mod propagasyon sabiti
$c$	: Işık hızı
$v_p$	: Faz hızı
$v_g$	: Grup hızı
$n$	: Kırılma indisi
$n_{eff}$	: Effektif kırılma indisi
$\Delta\beta$	: Faz uygunlaştırma faktörü
$U_e$	: Elektrik alan enerji yoğunluğu
$J$	: Yüzeyle elektrik akım yoğunluğu
$P_{NL}$	: Nonlineer polarizasyon
$p^{(\omega)}$	: Temel dalga gücü
$p^{(2\omega)}$	: İkinci harmonik dalga gücü
$P_i(0)$	: Işın giriş gücü
$V$	: Normalize frekans
$\Delta L$	: Bağıl kırılma indis farkı
$I_n$	: Normalize edilmiş overlap integrali
$\eta$	: İkinci harmonik güç üretim verimi
$L$	: Fiber boyu
$X$	: Katkılama oranı
$\chi_{ij}$	: Lineer suseptibilite
$\chi_{ijkl}$	: Üçüncü mertebeden nonlinear optik suseptibilite
$d_{ijk}$	: İkinci mertebeden nonlinear optik suseptibilite
$\eta_t$	: Enine impermeability tensörü

ŞEKİLLER

Sayfa No:

Şekil 2.1:	Normal yüzey .....	13
Şekil 2.2:	İndis elipsoid metodu. İçteki elips $\vec{s}$ ne dik düzlemle indis elipsoidinin kesişimini gösterir.....	18
Şekil 2.3:	xz düzleminin normal yüzeyle kesişimi a)Çift eksenli kristaller, b)Pozitif tek eksenli kristaller, c) Negatif tek eksenli kristaller .....	25
Şekil 2.4:	Belirli bir yayılım yönü için normal modların polarizasyonu ve kırılma indislerinin bulunması için oluşturulan yapı. Bu şekil tek eksenli kristaller için geçerlidir. ....	26
Şekil 2.5:	Pozitif tek eksenli kristallerde, sz düzlemi ile normal yüzeyin kesişimi. ....	28
Şekil 2.6:	İzotropik olmayan bir ortam sınırında çift kırılma ile $\theta_1$ ve $\theta_2$ nin grafik metodu ile belirlenmesi. ....	30
Şekil 2.7:	Tek eksenli kristallerde çift kırılma halindeki dalga vektörleri. a) Optik eksen sınır ve geliş düzlemine paralel, b) Optik eksen sınıra dik ve geliş düzlemine paralel, c) Optik eksen sınıra paralel ve geliş düzlemine dik. ....	31
Şekil 2.8:	a) Çift eksenli bir kristalin normal yüzey kesitleri, b) Konik kırılma .....	35
Şekil 3.1:	İkinci harmonik üretimi için ilk kez kullanılan deney düzeneği. ....	47

Şekil 3.2:	Negatif tek eksenli bir kristalde normal ve normal olmayan ışınlar için normal indis yüzeyleri. ....	53
Şekil 4.1:	Fiberin geometrik yapısı. ....	55
Şekil 4.2:	Saf silikanın kırılma indis değerinin dalga boyuna göre değişimi. ....	73
Şekil 4.3:	Saf silikanın farklı maddelerle katkılanması halinde, kırılma indis değerinin dalga boyuna göre değişimi. ....	74
Şekil 5.1:	Effektif kırılma indislerinin, normalize edilmiş fiber çekirdek yarıçapına göre değişimleri. a) Alüminyum oksit katkılama, b) Germanyum dioksit katkılama, c) Titanyum katkılama, d) Zirkonyum katkılama ....	79
Şekil 5.2:	Normalize frekansın bağlı kırılma indis farkına göre değişimi. ....	80
Şekil 5.3:	Normalize edilmiş overlap integralinin bağlı kırılma indis farkına göre değişimi. ....	81
Şekil 5.4:	Farklı katkılama maddeleri için, ikinci harmonik güç veriminin fiber boyuna göre değişimi. ....	82
Şekil 5.5:	Farklı bağlı kırılma indis farkları için, ikinci harmonik güç veriminin fiber boyuna göre değişimi. ....	83
Şekil 5.6:	İkinci harmonik güç veriminin, bağlı kırılma indis farkına göre değişimi. ....	84
Şekil 5.7:	Farklı katkılama maddeleri ve farklı ışın giriş güçleri için, ikinci harmonik güç veriminin fiber boyuna göre değişimi, a) Germanyum dioksit katkılama, b) Alüminyum oksit katkılama, c) Zirkonyum katkılama, d) Titanyum katkılama. ....	86

Şekil 5.8: a), b) İkinci harmonik güç veriminin fiber boyu ve bağıl kırılma indis farkına göre değişimleri. ....	88
Şekil 5.9: a), b) İkinci harmonik güç veriminin, fiber boyu ve ışın giriş gücüne göre değişimleri. ....	90
Şekil 5.10: a), b) İkinci harmonik güç veriminin, ışın giriş gücü ve bağıl kırılma indis farkına göre değişimleri. ....	91



## BİRİNCİ BÖLÜM

### GİRİŞ

#### 1.1 Konunun Önemi ve Şimdiye Kadar Yapılan Çalışmalar

Haberleşme, hesaplama, bilgi depolama ve algılama gibi geleneksel elektronik alanda, optiğin kullanımı artarak devam etmektedir. Bu alana örnek olarak optik fiberler hali hazırda telekomünikasyon ve optiksel olarak adreslenmiş hafızalarda kullanılmaktadır. Optiksel teknolojiye doğru olan bu değişimin sebebi, özellikle düşük kayıplı fiberlerin ( $<0.2 \text{ dB km}^{-1}$ ) geliştirilmesi, verimli yarı iletken lazer diyodların ( $>100 \text{ mW.}$ ) ve optiğin tabiatında var olan avantajlardan kaynaklanmaktadır.

Gelecekteki eğilim, optiksel işaret işlemeye doğru yönelmektedir çünkü optiksel işaret işleme, sinyalleri elektronikten optik domene çeviren dönüştürücülere olan ihtiyacı ortadan kaldırmakta ve optiğin avantajlarını daha iyi kullanmaktadır.

Optiksel işaret işlemeye bir öncü olarak yapılan araştırmalar, optiksel aktif düzenleri gerçekleştirmeye çalışmaktadır. Bu düzenler genellikle, yüksek optiksel yoğunluklarda meydana gelen nonlineer optiksel olayları kullanmaktadır.

Bu gelişim süreci içerisinde, yüksek yoğunluklu optiksel kayıt ta ışık kaynağı olarak kullanılmak amacıyla ile, kızıl - ötesi bir lazer ışınının ikinci harmoniğinin üretimine yoğun talepler



bulunmaktadır. Özellikle Şimdiye kadar lazer diyodlarla elde edilemeyen spektral b6lgelerde ışık elde etmek amacı ile, lazer diyodların frekans dönüşümü hızlı bir şekilde ortaya çıkmaktadır. Temel ışık kaynağı olarak, yüksek güçlü lazer diyodların bulunması ile [1,6], ikinci harmonik üretimi, lazer yazıcılarda ve optiksel depolamadaki uygulamalar için küçük ve güvenilir kısa dalga boylu ışık kaynakları oluşturmak bakımından pratik bir metod olmaktadır. Özellikle, fotoğratif filmlere dayanan yüksek seçicili renkli lazer yazıcılarda, eş zamanlı olarak yeşil, mavi, ve kırmızı ışık üreten bir ışık kaynağının yukarıda belirtilen alanlarda uygulama bulacağı ümit edilmektedir.

Optik haberleşmedeki son gelişmeler, nonlinear optik malzemelere duyulan ilgiyi oldukça artırdı [7-10]. İkinci harmonik üretimini gerçekleştirmek amacı ile, üç-dalga-karışımı kullanan bir takım düzenler, dalga klavuzu ve külçe (bulk) tarzında imal edilmişlerdir. Bu düzenler organik ve inorganik kristallerden yapılmıştır.

Nonlinear optiğin geçmişinde, optiksel harmonik üretiminin keşfedilmesi ile [11], çok kısa dalga boylarında çok iyi koharent ışık kaynakları elde edilebildi. Nonlinear optik alanda öncü olan ikinci harmonik üretim deneyi, ilk defa 1961 yılında Franken, Hill, Peters ve Weinreich tarafından yapılmıştır [12]. Bu deneyde 6943 Å° luk dalga boyundaki ruby-lazer ışını quartz kristal düzleminin ön yüzeyine odaklanmış, ve meydana gelen ışına bir spektrometre aracılığı ile ölçülerek bunun giriş frekansının iki katı (yani  $\lambda=3471.5 \text{ Å}^\circ$ ) olduğu gözlenmiştir. Yapılan bu ilk deneyde dönüşüm verimi yaklaşık olarak  $10^{-8}$  idi. Fakat daha sonraları yapılan deneylerde , daha verimli malzemelerin, yüksek yoğunluklu lazerlerin ve faz uydurma tekniklerinin kullanılması ile dönüşüm verimi bire yaklaştırıldı.

Nonlinear etkileşim verimi (örneğin ikinci harmonik güç verimi) genellikle optik radyasyon yoğunluğu, malzemenin nonlineeritesi, ve etkileşim uzunluğunun karesi ile orantılıdır. Hali hazırda kullanılan inorganik malzemeler ya küçük bir nonlineeriteye yada düşük bir optik hasar eşiğine sahiptir, dolayısı ile bunların kullanılma alanları sınırlıdır. İnorganik malzemelerle karşılaştırıldığında, optiksel olarak daha hızlı cevap verme, lazer hasarına karşı daha yüksek dirence sahip, daha basit işleme metoduna, ve daha büyük suseptibiliteye sahip olabilen organik nonlinear optik malzemeleri elde etmek için bir çok araştırma yapılmıştır. Son yıllarda, moleküler mühendisliği aracılığı ile, ikinci derece suseptibilitesi yüksek ve optik hasar seviyesi büyük olan bir kaç organik malzeme geliştirildi [13,16]. Özellikle 2-methyl-4-nitroaline (MNA) ikinci derece suseptibilitesi en yüksek olanlardan birisidir ( $d_{11}=250 \text{ pmV}^{-1}$ ) [17]. Bir diğer organik malzemede 4-(N,N-dimethylamino) 3-acetamidonitrobenzene (DAN) dir. Bu malzemenin ikinci dereceden suseptibilitesi  $d_{23}=(50\pm 15)\text{pmV}^{-1}$  dir [18]. Bu değerler, inorganik bir kristal olan  $\text{LiNbO}_3$  ın  $d_{31}$  katsayısından, MNA ninki 40 kat DAN ninki ise 10 kat daha büyüktür. Üstelik bu kristallerin optik hasar seviyeleri' de oldukça büyüktür [8].

Külçe şeklindeki farklı kristaller ikinci harmonik üretimi için incelenmişler ve en iyi verim yüksek güçlü lazer kaynakları, optimum odaklama şartları, ve daha da ötesi miliwatt'lar mertebesinde mavi ışık elde etmek için boşluk rezonatörü kullanılarak elde edilmiştir [19]. Bununla birlikte külçe şeklindeki kristallerde ikinci harmonik üretiminin, üç sebepten dolayı güçlükleri vardır [20,21]. Birincisi, optiksel soğuruma bağlı olarak kristalin ısınması ve kırılma indislerinin değişmesine sebep olmasıdır. Bu ise, uygun bir etkileşim uzunluğu boyunca, harmonik dönüşümünü elde etmek için ihtiyaç duyulan faz uygunluğunu bozar. İkincisi ise ,ikinci harmonikte oluşan radyasyon genellikle temel frekanstan farklı yönde

yayılır, bundan dolayı da iki ışın uzaysal olarak ayrı yönlerde yayılır. Üçüncüsü ise, odaklanan ışının yayılması ile ilgili faz kaymaları ve kırılmadan kaynaklanan dağılmanın, faydalı etkileşim uzunluğunu sınırlandırması ve faz uyumsuzluğu oluşturmasıdır.

Külçe yapıların aksine, dalga klavuzlu düzenler sadece külçe rezonatörlerinden daha yüksek imkanlara sahip olmakla kalmayıp, bunun yanı sıra külçe biçimi ile elde edilemeyen dalga boylarının üretimine de imkan sağladığından, faz uygunlaştırma incelemelerinde daha fazla esneklik sağlar. Ayrıca dalga klavuzu yapılarının kullanılması, büyük faz uyumlu etkileşim uzunluğu ve uygun yüksek güçlü optiksel yoğunluklar temin eder, çünkü klavuzlama bölgesinin boyutları bir kaç mikrometre civarındadır. Bu yapı ayrıca optik fiberlerle de uyumludur.

İkinci harmonik üretiminin, daha önceki alışılmış optik fiberlerde gözlenmesi [22,23], tabii camın nonlineer özelliğinin olmaması ve merkez simetrik bir yapıya sahip olmaması yüzünden imkansız veya oldukça verimsiz olacağı düşüncesi ile uyumsuz gözüktü [24]. Daha sonraki çalışmalar [25,28], belirli dalga boylarında optik bir fiber içerisinde harmonik dönüşümün başarılabilirliğini gösterdi. Özellikle fiberin, bir kaç dakikalık süre içerisinde temel ve harmonik ışınla aynı anda aydınlatılması veya beslenmesi durumunda harmonik dönüşümü gerçekleştirilmiştir [27]. İlk kez Ortsberg ve Margilus [25,26] tarafından yapılan fiber içerisinde frekansın ikiye katlanması deneylerinde, fiber içerisine yalnızca temel ışın gönderildi. Küçük bir quadrupole etkileşimden dolayı, zayıf bir ikinci harmoniğin kendi kendine organizasyonunu başlatmak için yeterli olduğu gözlemlendi [29]. Stollen ve Tom kendi kendine organizasyonu başlatmak için en etkili yolun, fiberi temel ışıkla beraber bir kristalden elde edilen frekansı ikiye katlanmış ikinci harmonik ışıkla beslemek olduğunu gösterdiler [27]. Bununla birlikte fiber içerisinde ikinci dereceden bir

suseptibilite indükleyen bu yöntem yeterince anlaşılmış değildir ve hala incelenmeye devam etmektedir.

## 1.2 Çalışmanın Amacı

Bu çalışmada, çekirdek olarak DAN (4 - N, N - dimethylamino - 3 - acetamidonitrobenzene) organik kristalinin kullanılacağı bir fiber yapıda, kaplama olarak alışılmış malzemelerin kullanılması ile elde edilecek olan ikinci harmonik üretim güç verimi incelenecektir. Fiber içerisine odaklanacak olan ışının gücüne göre, ikinci harmonik güç veriminin analizi yapılarak fiber boyunun ve fiber çekirdek yarıçapının ne kadar olacağı, fiber kaplama malzemesinin hangi katkılama maddesi ile ne oranda katkılanacağı belirlenecektir. Netice olarak katkılama maddelerinin ve katkılama oranlarının, fiber boyunun, giriş gücünün, fiber yapılarda ikinci harmonik üretim verimini nasıl etkiledikleri tüm ayrıntıları ile incelenecektir.

## İKİNCİ BÖLÜM

### İZOTROPİK OLMAYAN ORTAMLARDA ELEKTROMAGNETİK DALGA YAYILIMI

#### 2.1 GİRİŞ

Optik özellikleri, ışık dalgalarının kutuplanması gibi yayılım yönüne de bağlı olan bir çok malzeme vardır. Bu izotropik olmayan optik malzemeler kalkit, quartz, ve potasyum dihidrojen fosfat (KDP) gibi kristalleri de içine alır. Bu kristaller, bir çok ilginç özelliklere sahiptirler. Bu özellikler çift kırılma, optik dönme, polarizasyon etkileri, konik kırılma, elektro optik ve akustik-optik etkiler gibi özellikleri kapsar. Bir çok optik düzen izotropik olmayan kristallerden yapılmıştır, örneğin prizma polarizatorü, tabaka polarizatörü, ve birefringent filtresi. İzotropik olmayan nonlinear malzemeler faz uyumlu ikinci-harmonik üretim amacı ile de kullanılır. Eğer bu özellikler pratik uygulamalar amacı ile kullanılacak ise, izotropik olmayan ortamlarda ışığın yayılmasının anlaşılması çok önemli hale gelir. Bu bölüm tamamı ile izotropik olmayan ortamlarda elektromagnetik ışımının yayılmasına tahsis edilmiştir.

## 2.2 İZOTROPİK OLMAYAN BİR ORTAMIN DİELEKTRİK TENSÖRÜ

İzotropik bir ortamda, indüklenen polarizasyon her zaman elektrik alana paraleldir, ve polarizasyon elektrik alana, alanın uygulandığı yönden bağımsız olan suseptibilitenin skaler çarpımı ile bağlıdır. Bu durum izotropik olmayan ortamlarda, bazı özel yönler hariç, geçerliliğini yitirir. Kristalin belirli bir simetri ile düzenli periyodik atom veya molekül dizilerinden yapılmış olmasından dolayı, indüklenen polarizasyonun hem yönünün hem de büyüklüğünün uygulanan alanın yönüne bağlı olması beklenebilir.  $\vec{P}$  ve  $\vec{E}$  yi bir birine bağlayan basit bağıntı yerine,

$$\begin{aligned} P_x &= \epsilon_0 (\chi_{11} E_x + \chi_{12} E_y + \chi_{13} E_z) \\ P_y &= \epsilon_0 (\chi_{21} E_x + \chi_{22} E_y + \chi_{23} E_z) \\ P_z &= \epsilon_0 (\chi_{31} E_x + \chi_{32} E_y + \chi_{33} E_z) \end{aligned} \quad (2.1)$$

bağıntıları alınabilir. Buradaki büyük harfler, zamanca harmonik büyüklüklere karşılık gelen kompleks genlikleri gösterir.  $\chi_{ij}$  katsayılarınınin 3x3 lük dizisi elektrik suseptibilite tensörü olarak isimlendirilir.  $\chi_{ij}$ 'nin büyüklükleri, kristal yapıya bağlı olan x, y, ve z eksenlerinin seçimine bağlıdır. x, y ve z eksenlerini,  $\chi_{ij}$ 'nin sadece köşegen elemanları sıfırdan farklı olacak şekilde seçmek her zaman mümkündür. Böylece,

$$\begin{aligned} P_x &= \epsilon_0 \chi_{11} E_x \\ P_y &= \epsilon_0 \chi_{22} E_y \\ P_z &= \epsilon_0 \chi_{33} E_z \end{aligned} \quad (2.2)$$

halini alır. Bu şekilde seçilen eksenler kristalin temel eksenleri olarak isimlendirilir. (2.1) denklemini kullanmak yerine

$$D_x = \epsilon_{11} E_x + \epsilon_{12} E_y + \epsilon_{13} E_z$$

$$D_y = \epsilon_{21} E_x + \epsilon_{22} E_y + \epsilon_{23} E_z \quad (2.3)$$

$$D_z = \epsilon_{31} E_x + \epsilon_{32} E_y + \epsilon_{33} E_z$$

denklemleri ile tanımlanan  $\epsilon_{ij}$  dielektrik permitivite tensörü ile kristalin dielektrik cevabı tanımlanabilir. (2.1) denkleminde ve

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.4)$$

bağıntısından,

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 (1 + \chi_{ij}) \quad (2.5)$$

denklemini elde edilir. Bu dokuz nicelik  $\epsilon_{11}$ ,  $\epsilon_{12}$  ve diğerleri ortamın sabitlerini oluşturur ve dielektrik tensörünü meydana getirirler. (2.3) denklemini sık sık vektör notasyonunda,

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j \quad (2.6)$$

gibi yazılır.

Bu bölümün büyük bir kısmında ortamın homojen, absorbe etmeyen ve magnetik olarak izotropik bir ortam olduğu kabul edilecektir. İzotropik olmayan bir ortamda depo edilen elektrik alanın enerji yoğunluğu,

$$U_e = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} = \frac{1}{2} E_i \epsilon_{ij} E_j \quad (2.7)$$

denklemleri ile ifade edilir. Bu denklemin zamana göre türevinin alınması ile,

$$\dot{U}_e = \frac{1}{2} \epsilon_{ij} (\dot{E}_i E_j + E_i \dot{E}_j) \quad (2.8)$$

ifadesi elde edilir. Poynting teoremine göre kayıpsız bir ortamda birim hacim içerisindeki net güç akışı,

$$-\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = \vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{H} \cdot \vec{B} \quad (2.9)$$

denklemleri ile verilir. Bu denklemde  $\vec{D}$  yerine (2.6) denkleminin kullanılması ile (2.9) denklemi,

$$-\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = E_i \epsilon_{ij} \dot{E}_j + \vec{H} \cdot \vec{B} \quad (2.10)$$

haline gelir. Poynting vektörünün ortamdaki enerji akışına karşılık gelmesinden dolayı, (2.10) denkleminin sağ tarafındaki ilk terim  $\dot{U}_e$  'ye eşit olmak zorundadır. Dolayısıyla aşağıdaki denklem yazılabilir.

$$\frac{1}{2} \epsilon_{ij} (\dot{E}_i E_j + E_i \dot{E}_j) = \epsilon_{ij} E_i \dot{E}_j \quad (2.11)$$

Bu denklemden hemen,

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji} \quad (2.12)$$

olduğu görülür. Bu ise dielektrik tensörünün simetrik olduğu ve genelde yalnızca altı bağımsız elemana sahip olduğu anlamına gelir. Bu simetri doğrudan (2.6) denkleminin ve  $\epsilon'$  nun reel dielektrik tensör olarak kabul edilmesinin bir sonucudur. Sonuçta kayıpsız bir ortam, kompleks dielektrik tensörü ile tanımlanır, benzer bir türetim,

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}^* \quad (2.13)$$



olduğunu gösterir. Bir başka deyişle, elektromagnetik alan enerji korunumu, dielektrik tensörünün Hermitian olmasını gerektirir. Özel durumda, dielektrik tensörü reel olduğu zaman, (2.13) Hermitian özelliği (2.12) simetri özelliğine indirgenir.

### 2.3 İZOTROPİK OLMAYAN ORTAMLARDA DÜZLEMSEL DALGA YAYILIMI

Kristal gibi izotropik olmayan bir ortamda, ışığın faz hızı ışığın yayılım yönüne olduğu gibi polarizasyon durumuna da bağlıdır. İzotropik olmamasından dolayı, düzlemsel dalga kristal içerisinde yayılırken dalganın polarizasyon durumu değişebilir. Bununla birlikte, ortamda belirli bir yayılım yönünde, genelde öz-faz hızları ve polarizasyon yönleri ile tanımlı iki öz dalga vardır. Bu yönlerden birine paralel olarak polarize edilmiş bir ışık dalgası, izotropik olmayan bir ortamda yayıldığı sürece aynı polarizasyon durumunu muafaza eder. Bu öz-polarizasyonlar, Maxwell denklemleri

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.14-1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} \quad (2.14-2)$$

ve dielektrik tensöründen belirlenebilir.

Bu sonuçları türetmek için, monokromatik düzlemsel bir dalganın  $\omega$  açısal frekansı ile izotropik olmayan bir ortamda yayıldığı kabul edilir. Bu dalga elektrik alan olması durumunda,

$$\vec{E} \exp \left[ i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \right] \quad (2.15-1)$$

denklemleri ile , magnetik alan olması halinde

$$\vec{H} \exp \left[ i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \right] \quad (2.15-2)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada  $\vec{k}$  dalga vektörüdür ve  $\vec{k} = (\omega/c)n\vec{s}$  ile ifade edilir,  $\vec{s}$  yayılım yönündeki birim vektörü gösterir,  $n$  ise belirlenecek olan kırılma indisini gösterir. (2.15-1) ve (2.15-2) denklemlerinden sırası ile  $\vec{E}$  ve  $\vec{H}$  nın (2.14-1) ve (2.14-2) deki Maxwell denklemlerinde yerine konulması ile,

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\mu\vec{H} \quad (2.16-1)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega\epsilon\vec{E} \quad (2.16-2)$$

ifadeleri elde edilir. (2.16-1) ve (2.16-2) denklemlerinden  $\vec{H}$  ın elimine edilmesi ile,

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \omega^2\mu\epsilon\vec{E} = 0 \quad (2.17)$$

denklemleri elde edilir. Temel koordinat sisteminde,  $\epsilon$  dielektrik tensörü,

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

denklemleri ile verilir. (2.17) denklemleri yeniden,

$$\begin{bmatrix} \omega^2\mu\epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & \omega^2\mu\epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & \omega^2\mu\epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.19)$$

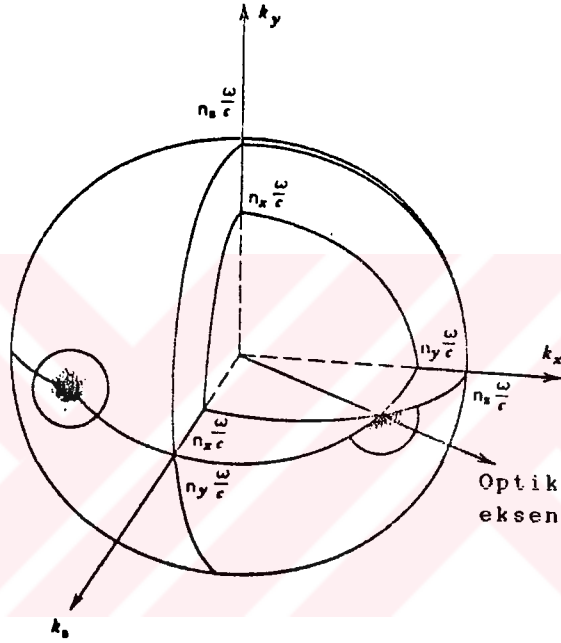
şeklinde yazılabilir. Çözümün var olabilmesi için (2.19) matrisinin determinantının sıfıra eşit olması gerekir. Bu da  $\omega$  ile  $\vec{k}$  arasında bir bağlantı kurulmasını sağlar.

$$\det \begin{vmatrix} \omega^2 \mu \epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & \omega^2 \mu \epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & \omega^2 \mu \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{vmatrix} \quad (2.20)$$

Yukardaki eşitlik  $\vec{k}$  uzayında üç boyutlu bir yüzey ile temsil edilebilir. Bu yüzey normal yüzeyi olarak bilinir ve ortaklaşa dört noktaya sahip olan iki kabuktan meydana gelmiştir (Şekil-2.1). Orjin boyunca hareket eden iki çizgi optik eksenler olarak bilinir. Şekil-2.1 optik eksenlerin sadece birini göstermektedir. Belirli bir yayılım yönünde, genellikle normal yüzey ile yayılım yönünün kesiştiği noktalarda iki tane  $k$  değeri vardır. Bu değerler, seçilen yön boyunca yayılan dalgaların iki farklı faz hızlarına ( $\omega/k$ ) karşılık gelen  $k$  değerleridir. Bu yayılımlarla ilgili elektrik alan vektörünün yönleri de (2.19) denkleminde elde edilebilir ve

$$\left[ \begin{array}{c} \frac{k_x}{k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_x} \\ \frac{k_y}{k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_y} \\ \frac{k_z}{k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_z} \end{array} \right] \quad (2.21)$$

denklemleri ile verilir. Bundan sonraki bölümde, bu iki faz hızının her zaman karşılıklı olarak dik polarizasyonlara karşılık geleceği görülecektir. Optik eksen yönündeki yayılıma ait, yalnızca bir tek  $k$  değeri ve dolayısı ile bir tek faz hızı değeri vardır. Bununla birlikte bağımsız iki polarizasyon yönü vardır.



Şekil 2.1. Normal yüzey

(2.20) ve (2.21) denklemleri dalga vektörünün doğrultu kosünüsleri cinsinden ifade edilir. (2.15-1) denklemi ile verilen düzlemsel dalga için  $\vec{k} = (\omega/c)n\vec{s}$  bağıntısının kullanılması ile, (2.20) ve (2.21) denklemleri sırası ile

$$\frac{s_x^2}{n^2 - \epsilon_x/\epsilon_0} + \frac{s_y^2}{n^2 - \epsilon_y/\epsilon_0} + \frac{s_z^2}{n^2 - \epsilon_z/\epsilon_0} = \frac{1}{n^2} \quad (2.22)$$

$$\left[ \begin{array}{c} \frac{s_x}{n^2 - \epsilon_x/\epsilon_0} \\ \frac{s_y}{n^2 - \epsilon_y/\epsilon_0} \\ \frac{s_z}{n^2 - \epsilon_z/\epsilon_0} \end{array} \right] \quad (2.23)$$

haline gelir.

(2.22) denklemi dalga normallerinin Fresnel denklemi olarak bilinir ve kırılma özindisleri için çözülebilir. (2.23) denklemi de polarizasyonun yönünü belirler. (2.22) denklemi  $n^2$ 'ye bağlı ikinci dereceden bir denklemdir. Dolayısı ile her bir yayılım yönü için, bu denklemi sağlayan iki tane  $n^2$  değeri vardır. Problemin çözümünü tamamlamak için,  $n^2$  nin değerleri (2.23) denkleminde kullanılır. Bu şekilde dalgaların polarizasyonları belirlenmiş olur. Absorbe etmeyen ortamlarda, bu dalgaların lineer olarak polarize edildikleri görülebilir, çünkü (2.23) denklemindeki tüm bileşenler reeldir.  $\vec{E}_1$  ve  $\vec{E}_2$  elektrik alan vektörleri,  $\vec{D}_1$  ve  $\vec{D}_2$  de sırası ile  $n_1^2$  ve  $n_2^2$  ile ilgili lineer olarak polarize edilmiş öz dalgaların deplasman vektörleri olarak alınır. Maxwell denklemlerinde  $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$  olması,  $\vec{D}_1$  ve  $\vec{D}_2$  nin  $\vec{s}$  e dik olduğunu gösterir.  $\vec{D}_1 \cdot \vec{D}_2 = 0$  olmasından dolayı,  $\vec{D}_1$ ,  $\vec{D}_2$  ve  $\vec{s}$  vektörleri bir birine dik olacak şekilde üçlü bir sistem oluşturur. Bu üçlü sistem optik aktiviteyi de içine alan bir çok olayın tanımlanmasında bir koordinat sistemi olarak kullanılabilir. Maxwell denklemleri  $\vec{D}$ ,  $\vec{E}$  ve  $\vec{H}$  arasında,

$$\vec{D} = - \frac{n}{c} \vec{s} \times \vec{H} \quad (2.24)$$

ve

$$\vec{H} = \frac{n}{\mu c} \vec{s} \times \vec{E} \quad (2.25)$$

bağıntılarının mevcut olduğunu gösterir.

En son yazılan iki denkleme göre,  $\vec{D}$  ve  $\vec{H}$  in her ikisi de  $\vec{s}$  yayılım yönüne dik olur. Netice itibarı ile, Poynting vektörü ile verilen enerji akışının yönü, genelde  $\vec{s}$  yayılım yönü ile aynı doğrultuda olmaz.

(2.25) denkleminin (2.24) denkleminde yerine konulması ve  $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$  vektör özdeşliğinin kullanılması ile aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \frac{n^2}{c^2 \mu} \vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{E}) = \frac{n^2}{c^2 \mu} \left[ \vec{E} - \vec{s}(\vec{s} \cdot \vec{E}) \right] \\ &= \frac{n^2}{c^2 \mu} \vec{E}_{\text{enine}} \end{aligned} \quad (2.26)$$

ve  $\vec{s} \cdot \vec{D} = 0$  ve  $n^2 / c^2 \mu = n^2 \epsilon_0$  olmasından dolayı,

$$\vec{D}^2 = \frac{n^2}{c^2 \mu} \vec{E} \cdot \vec{D} = n^2 \epsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{D} \quad (2.27)$$

yazılabilir. Bir başka deyişle,  $\vec{D}$ ,  $\vec{E}$  ve  $\vec{s}$  in hepsi de aynı düzlemde bulunur. Bu alan vektörlerinin aşağıdaki bağıntıları sağladığı gösterilebilir.

$$\begin{aligned} \vec{D}_1 \cdot \vec{D}_2 &= 0 \\ \vec{D}_1 \cdot \vec{E}_2 &= 0 \\ \vec{D}_2 \cdot \vec{E}_1 &= 0 \\ \vec{s} \cdot \vec{D}_1 &= \vec{s} \cdot \vec{D}_2 = 0 \end{aligned} \quad (2.28)$$

$\vec{E}_1$  ve  $\vec{E}_2$  genelde dik değildir. Yayılımın özmodlarının diklik bağıntısı aşağıdaki gibi yazılır.

$$\vec{s} \cdot (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2) = 0 \quad (2.29)$$

İzotropik olmayan bir ortamda, yayılım boyunca güç akışının, her bir modun bireysel olarak taşımış olduğu güçlerin toplamına eşit olacağı daha sonraki bölümde görülecektir.

### 2.3.1 Özmodların Diklik Özellikleri

Şimdi belirli bir  $\vec{s}$  yönünde yayılan iki özmod arasında (2.29) diklik bağıntısı türetilecektir. Alan vektörleri ve Lorentz teoremi için (2.15-1) ve (2.15-2) denklemlerinin kullanılması ile,

$$\vec{s} \cdot (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2) = \vec{s} \cdot (\vec{E}_2 \times \vec{H}_1) \quad (2.30)$$

ifadesi elde edilir. (2.25) deki magnetik alan ifadesinin yukardaki denkleme yerine konulması ile

$$\frac{n_2}{\mu c} \vec{s} \cdot [\vec{E}_1 \times (\vec{s} \times \vec{E}_2)] = \frac{n_1}{\mu c} \vec{s} \cdot [\vec{E}_2 \times (\vec{s} \times \vec{E}_1)] \quad (2.31)$$

bağıntısı elde edilir. Bu ifade,

$$\vec{A} \cdot (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{C} \cdot (\vec{A} \times \vec{B}) \quad (2.32)$$

vektör özelliğinin kullanılması ile daha da basitleştirilerek,

$$\frac{n_2}{\mu c} (\vec{s} \times \vec{E}_1) \cdot (\vec{s} \times \vec{E}_2) = \frac{n_1}{\mu c} (\vec{s} \times \vec{E}_1) \cdot (\vec{s} \times \vec{E}_2) \quad (2.33)$$

haline gelir. Bu denklem  $n_1 \neq n_2$  ile  $\vec{s}$  yayılımının her hangi bir keyfi yönü için geçerli olduğundan, yalnızca her iki tarafın sifıra eşit olması halinde sağlanabilir. Bu ise,

$$\vec{S} \cdot (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2) = \vec{S} \cdot (\vec{E}_2 \times \vec{H}_1) = 0 \quad (2.34)$$

denklemini ispat eder.

Özet olarak,  $\vec{S}$  yayılımının her hangi bir yönü boyunca, lineer olarak polarize edilmiş yayılım modları ile iki bağımsız düzlemsel dalga var olabilir. Bu modlar  $\mp c/n_1$  ve  $\mp c/n_2$  ile verilen faz hızlarına sahiptirler. Burada  $n_1^2$  ve  $n_2^2$  (2.22) ile verilen Fresnel denkleminin iki çözümüdür.

Pratikte  $n_1$ ,  $n_2$  kırılma indisleri ve  $\vec{D}$ ,  $\vec{H}$  ve  $\vec{E}$  nin yönleri genellikle bulunur. Fakat bu bulunma işlemi yukarda ana hatları verilen metod takip edilerek değil de aşağıdaki bölümde tartışılacak olan indis elipsoidin eşdeğer metodu kullanılarak yapılabilir.

## 2.4 İNDİS ELİPSOİDİ

Denklem (2.7) ile verilen  $\vec{D}$  uzayında, sabit enerji yoğunluklu  $U_e$  yüzeyleri aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} = 2U_e \quad (2.35)$$

Burada  $\epsilon_x$ ,  $\epsilon_y$  ve  $\epsilon_z$  dielektrik sabitleridir. Eger  $\vec{D}/\sqrt{2U_e}$  ile  $\vec{r}$  yer değiştirirse ve  $n_x$ ,  $n_y$  ve  $n_z$  kırılma indisleri,  $n_i^2 = \epsilon_i/\epsilon_0$  ( $i=x, y, z$ ) ile tanımlanırsa,

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.36)$$

denklemini elde edilir. Bu denklem  $x$ ,  $y$  ve  $z$  yönlerine paralel olan temel eksenleri ile genel bir elipsoid denklemdir.  $x$ ,  $y$  ve  $z$  yönündeki uzunluklar sırası ile  $2n_x$ ,  $2n_y$  ve  $2n_z$  dir. Bu



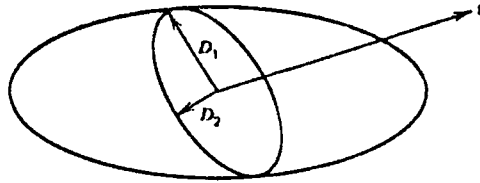
tip elipsoid, indis elipsoidi olarak bilinir.

Indis elipsoidi, esas olarak, iki kırılma indisini bulmak ve kristal içerisinde keyfi bir  $\vec{s}$  yönü boyunca yayılabilen iki bağımsız düzlemsel dalga ile ilgili  $\vec{D}$  nin yönlerini bulmak için kullanılır. Bu ise aşağıda tarif edildiği gibi yapılır. Önce (2.36) daki indis elipsoidi ile  $\vec{s}$  yayılım yönüne dik orjin boyuncaki düzlem arasında kalan elips bulunur. Daha sonra kesişen bu elipsin iki ekseninin uzunluğu  $2n_1$  ve  $2n_2$  olarak belirlenir, buradaki  $n_1$  ve  $n_2$  (2.22) denkleminin çözümü olan iki kırılma indisidir. Bu eksenler sırası ile, mücade edilen iki çözüm olan ve Şekil 2.2 de gösterilen  $\vec{D}_{1,2}$  vektör yönlerine paralel olurlar.

Bu yöntemin son kısımdaki yöntemle eşdeğer olduğunu göstermek için, impermeability tensörü,

$$\eta_{ij} = \epsilon_o (\epsilon^{-1})_{ij} \quad (2.37)$$

olarak tanımlanır. Bu tanım kullanılarak alan vektörleri  $\vec{D}$  ve



Şekil 2.2. Indis elipsoid metodu. İçteki elips  $\vec{s}$  ne dik düzlemle indis elipsoidinin kesişimini gösterir.

$\vec{E}$  arasındaki bağıntı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{E} = \frac{1}{\epsilon_o} \eta \vec{D} \quad (2.38)$$

(2.17) dalga denkleminde (2.38) denklemi yerine konulduğunda,

$$\vec{s} \times \left[ \vec{s} \times \eta \vec{D} \right] + \frac{1}{n^2} \vec{D} = 0 \quad (2.39)$$

elde edilir. Burada  $\vec{k} = n(\omega/c)\vec{s}$  ve  $\vec{s}$  yayılım yönünde birim vektör olarak alınmıştır.  $\vec{D}$  her zaman yayılım yönüne dik olduğundan dolayı ( $\vec{s} \cdot \vec{D} = 0$ ), yeni bir koordinat sistemi kullanmak uygun olur. Bu koordinat sisteminde eksenin biri yayılım yönünü gösterirken, enine olan diğer iki eksen 1 ve 2 ile gösterilir. Bu koordinat sistemindeki,  $\vec{s}$  birim vektörü,

$$\vec{s} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

ile verilir ve (2.39) daki dalga denklemi,

$$\begin{bmatrix} \eta_{11} & \eta_{12} & \eta_{13} \\ \eta_{21} & \eta_{22} & \eta_{23} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \vec{D} = \frac{1}{n^2} \vec{D} \quad (2.41)$$

haline gelir.  $\vec{s} \cdot \vec{D} = 0$  olmasından dolayı,  $\vec{D}$  nin üçüncü bileşeni her zaman sıfırdır. Burada  $\eta_{13}$ ,  $\eta_{23}$  ihmal edilebilir, böylece enine impermeability tensörü  $\eta_t$

$$\eta_t = \begin{bmatrix} \eta_{11} & \eta_{12} \\ \eta_{21} & \eta_{22} \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

haline gelir. Dolayısı ile dalga denklemi de,

$$\left( \eta_t - \frac{1}{n^2} \right) \vec{D} = 0 \quad (2.43)$$

ile ifade edilir. Burada  $\vec{D}$  alan deplasman vektörüdür.

Normal modların polarizasyon vektörleri,  $1/n^2$  özdeğerli enine impermiabilite tensörünün özvektörüdürler.  $\eta_t$  nin  $2 \times 2$  boyutunda simetrik bir tensör olmasından dolayı, iki dik özvektör vardır. Bu iki özvektör  $\vec{D}_1$  ve  $\vec{D}_2$  sırası ile  $n_1$  ve  $n_2$  kırılma indisli iki normal modun yayılımına karşılık gelir.

$\xi_1, \xi_2, \xi_3$  yeni koordinat sisteminde keyfi bir noktanın koordinatları olsun. Bu koordinat sistemindeki indis elipsoidi

$$\eta_{\alpha\beta} \xi_\alpha \xi_\beta = 1 \quad (2.44)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada sık sık tekrar edilen indisler yerine  $\alpha, \beta$  (1, 2, 3) kullanılmıştır. Yayılım yönüne dik ve orjinden geçen bir düzlem ( $\xi_3 = 0$ ) ve indis elipsoid arasındaki kesişim elipsi, (2.44) denkleminde  $\xi_3 = 0$  konularak elde edilir. Böylece kesişim elipsi için,

$$\eta_{11} \xi_1^2 + \eta_{22} \xi_2^2 + 2\eta_{12} \xi_1 \xi_2 = 1 \quad (2.45)$$

denklemleri yazılabilir. Bu elipsin katsayıları, enine impermeability tensörü  $\eta_t$  yi oluşturur. Böylece bu  $2 \times 2$  lik tensörün özvektörleri, bu elipsin temel eksenleri boyuncadır. Ana eksenlerin uzunlukları, denklem (2.43) e göre  $n'$  nin değerlerini belirler. Bu durum, son kısımda anlatılan metodun, indis elipsoid metodu ile eşdeğer olduğunu ıspatlar.

## 2.5 FAZ HIZI, GRUP HIZI VE ENERJİ HIZI

Denklem (2.20) ile tanımlanan normal yüzey ( $\vec{k}$  uzayında  $\omega$  sabitinin yüzeyi), grup hızı ve faz hızı hakkında bilgi verir. Düzlemsel dalganın faz hızı,

$$\vec{v}_p = \frac{\omega}{k} \vec{s} \quad (2.46)$$

ile tanımlanır. Bir dalga paketi için grup hızı,

$$\vec{v}_g = \vec{\nabla}_k \omega(\vec{k}) \quad (2.47)$$

ile verilir. Enerji akış hızı ise aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$\vec{v}_e = \frac{\vec{S}}{U} \quad (2.48)$$

burada  $\vec{S}$  Poynting vektörü ve  $U$  enerji yoğunluğudur. Tanıma göre grup hızı  $\vec{v}_g$ , normal yüzeye dik bir vektördür. Grup hızı dispersiyonlu ortamda lazer darbelerinin enerji akış hızını temsil eder. İzotropik olmayan ortamlarda dalga paketi yayılımı için, grup hızının enerji iletimini yani  $\vec{v}_g = \vec{v}_e$  yi de temsil ettiği gösterilecektir.

Bir dalga paketi, her biri sınırlı  $\omega$  frekansına ve  $\vec{k}$  dalga vektörüne sahip bir çok monokromatik düzlemsel dalgaların lineer superpozisyonu olarak düşünülebilir. Her bir düzlemsel dalga bileşeni,  $\vec{k}$  uzayında aşağıda verilen Maxwell denklemlerini sağlar.

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \mu \vec{H} \quad (2.49)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \epsilon \vec{E} \quad (2.50)$$

Burada  $\epsilon$  ve  $\mu$  tensör olarak kabul edilmiştir. Bu denklemler, alan vektörleri için  $\exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$  bağımlılığı ve  $\vec{j} = 0$  kabul edilerek (2.14-1) ve (2.14-2) deki Maxwell denklemlerinden elde edilir.

$\vec{v}_g = \vec{v}_e$  olduğunu göstermek için (2.49) ve (2.50) denklemleri kullanılır.  $\vec{k}$  nın  $\delta \vec{k}$  kadar sonsuz küçük miktarda değiştiği ve  $\delta \omega$ ,  $\delta \vec{E}$ , ve  $\delta \vec{H}$  da sırası ile  $\omega$ ,  $\vec{E}$ , ve  $\vec{H}$  daki değişimleri gösterdiği kabul edilerek,

$$\delta \vec{k} \times \vec{E} + \vec{k} \times \delta \vec{E} = \delta \omega \vec{\mu} \vec{H} + \omega \mu \delta \vec{H} \quad (2.51)$$

$$\delta \vec{k} \times \vec{H} + \vec{k} \times \delta \vec{H} = -\delta \omega \epsilon \vec{E} - \omega \epsilon \delta \vec{E} \quad (2.52)$$

elde edilir. (2.52) denklemi  $\vec{E}$  ile ve (2.51) denklemi  $\vec{H}$  ile skaler olarak çarpılır ve

$$\vec{A} \cdot (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B} \cdot (\vec{C} \times \vec{A}) = \vec{C} \cdot (\vec{A} \times \vec{B}) \quad (2.53)$$

vektör özdeşliği kullanılırsa,

$$\delta \vec{k} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) + \vec{k} \cdot (\delta \vec{E} \times \vec{H}) = \delta \omega (\vec{H} \cdot \vec{\mu} \vec{H}) + \omega (\vec{H} \cdot \mu \delta \vec{H}) \quad (2.54)$$

$$-\delta \vec{k} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) + \vec{k} \cdot (\delta \vec{H} \times \vec{E}) = -\delta \omega (\vec{E} \cdot \epsilon \vec{E}) - \omega (\vec{E} \cdot \epsilon \delta \vec{E}) \quad (2.55)$$

denklemleri elde edilir. (2.55) denklemi (2.54) denkleminden çıkarıldığında,

$$\begin{aligned} 2\delta \vec{k} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) - \delta \omega (\vec{E} \cdot \epsilon \vec{E} + \vec{H} \cdot \vec{\mu} \vec{H}) \\ = \delta \vec{H} \cdot (\omega \vec{\mu} \vec{H} - \vec{k} \times \vec{E}) + \delta \vec{E} \cdot (\omega \epsilon \vec{E} + \vec{k} \times \vec{H}) \end{aligned} \quad (2.56)$$

elde edilir. Burada aşağıda verilen  $\epsilon$  ve  $\mu$  tensörlerinin simetri özellikleri kullanılmıştır:

$$\vec{H} \cdot \mu \delta \vec{H} = \delta \vec{H} \cdot \mu \vec{H} \quad (2.57)$$

$$\vec{E} \cdot \epsilon \delta \vec{E} = \delta \vec{E} \cdot \epsilon \vec{E}$$

(2.56) denkleminin sağ tarafı (2.49) ve (2.50) denklemlerine göre sifıra eşittir. Böylece (2.56) denkleminden,

$$\delta \vec{k} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = \delta \omega \frac{1}{2} (\vec{E} \cdot \epsilon \vec{E} + \vec{H} \cdot \vec{\mu} \vec{H}) \quad (2.58)$$

ifadesi elde edilir. Tanım gereği elektromagnetik alanın enerji

yoğunluğu ve polarizasyon vektörü sırası ile,

$$U = 1/2 (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}) \quad (2.59-1)$$

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.59-2)$$

denklemleri ile tanımlanır [28]. Bu tanım gereği (2.58) denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\delta\omega = \delta\vec{k} \cdot \frac{\vec{S}}{U} = \delta\vec{k} \cdot \vec{v}_e \quad (2.60)$$

Grup hızının tanımından,

$$\delta\omega = (\nabla_k \omega) \cdot \delta\vec{k} = \delta\vec{k} \cdot \vec{v}_g \quad (2.61)$$

elde edilir.  $\delta\vec{k}$  keyfi bir vektör olduğu için,

$$\vec{v}_g = \vec{v}_e \quad (2.62)$$

olduğu ispat edilir.

Eğer  $\delta\vec{k}$  normal yüzeyin teğetsel düzleminde sonsuz küçük bir vektör ise, normal yüzey  $\omega$ 'nın sabit bir yüzeyi olmasından dolayı  $\delta\omega$  sıfır olacaktır. (2.58) denkleminde,

$$\delta\vec{k}' \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = 0 \quad (2.63)$$

bağıntısı elde edilir. Burada  $\delta\vec{k}'$  normal yüzeyin teğetsel düzleminde bulunur. Bu sonuç  $\vec{E}$  ve  $\vec{H}$  in her ikisinin de normal yüzeyin teğetsel düzleminde bulduklarını ve  $\vec{E} \times \vec{H}$  Poynting vektöründe her zaman normal yüzeye dik olduğunu gösterir.

## 2.6 İZOTROPİK OLMAYAN ORTAMLARIN (KRİSTALLERİN) SINIFLANDIRILMASI

Normal yüzeyin, izotropik olmayan ortamlarda dalga yayılımı ile ilgili bir çok bilgi içerdiği yukardaki bölümde açıklandı. Normal yüzey yalnızca temel kırılma indisleri  $n_x$ ,  $n_y$  ve  $n_z$  ile belirlenir. Genelde  $n_x$ ,  $n_y$  ve  $n_z$  temel kırılma indisleri tamamen farklı olduğu zaman, iki optik eksen vardır. Bu durumda, kristalin iki eksenli olduğu söylenir.

Optik malzemelerin çoğunda temel kırılma indislerinin ikisi birbirine eşit olur. Bu durumdaki normal yüzeyi ifade eden denklem,

$$\left( \frac{k_x^2 + k_y^2}{n_e^2} + \frac{k_z^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left( \frac{k_z^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) = 0 \quad (2.64)$$

bağıntısına göre çapranlarına ayrılabilir. Burada  $n_o^2 = \epsilon_x / \epsilon_o = \epsilon_y / \epsilon_o$ ,  $n_e^2 = \epsilon_z / \epsilon_o$ .

Bu durumda normal yüzey bir dönelel elipsoid ve bir küreden meydana gelir. Normal yüzeyin bu iki tabakası z ekseninin iki noktasına değer. Bundan dolayı yalnızca z eksenini optik eksen olur ve kristalin tek eksenli olduğu söylenir. Eğer üç temel indis de birbirine eşit olursa, normal yüzeyin iki tabakası tek bir küreye indirgenir, ve kristal optiksel olarak izotropik olur.

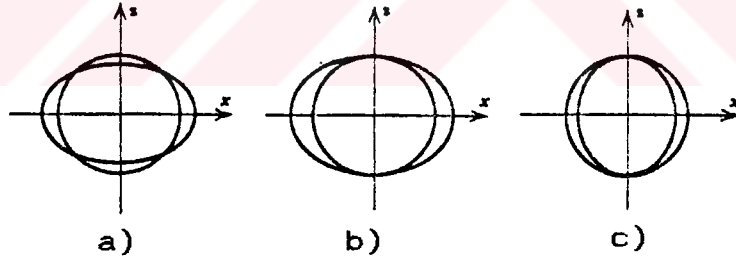
---

Kristallerin optiksel simetrisi, kristallerin nokta grubu ile yakından ilgilidir. Örneğin kübik bir kristalde, üç temel eksen fiziksel olarak eşdeğerdir. Dolayısı ile kübik bir kristal optiksel olarak izotropiktir. Tablo 2.1, kristallerin optik simetrisini ve bunlara karşılık gelen dielektrik tensörlerini göstermektedir.

İki eksenli kristallerde temel koordinat eksenleri, üç temel indisleri aşağıdaki sıralamaya uyacak şekilde sınıflandırılırlar:

$$n_x < n_y < n_z \quad (2.65)$$

Bu düzende optik eksenler xz düzleminde bulunurlar. Normal yüzeylerin xz düzlemi ile kesişim kesiti Şekil 2.3a da gösterilmiştir. Tek eksenli bir kristalde, iki eşit elemana karşılık gelen kırılma indisi  $n_o^2 = \epsilon_x/\epsilon_o = \epsilon_y/\epsilon_o$  normal (ordinary) indis  $n_o$  olarak isimlendirilir.  $\epsilon_z$  e karşılık gelen diğer indis  $n_e$  ise normal olmayan (extraordinary) indis olarak isimlendirilir. Eğer  $n_o < n_e$  ise kristal pozitif olarak;  $n_o > n_e$  ise kristal negatif olarak isimlendirilir. Normal yüzeylerin xz düzlemi ile kesişimleri tekrar Şekil 2.3.b ve c de gösterilmiştir. Optik eksen, yalnızca bir kırılma indisine sahip olan temel eksene karşılık gelir. Tablo 2.2 de bazı kristallerin kırılma indisleri gösterilmiştir.



Şekil 2.3. xz düzleminin normal yüzeyle kesişimi a)Çift eksenli kristaller, b)Pozitif tek eksenli kristaller, c) Negatif tek eksenli kristaller

## 2.7 TEK EKSENLİ KRİSTALLERDE IŞIK YAYILIMI

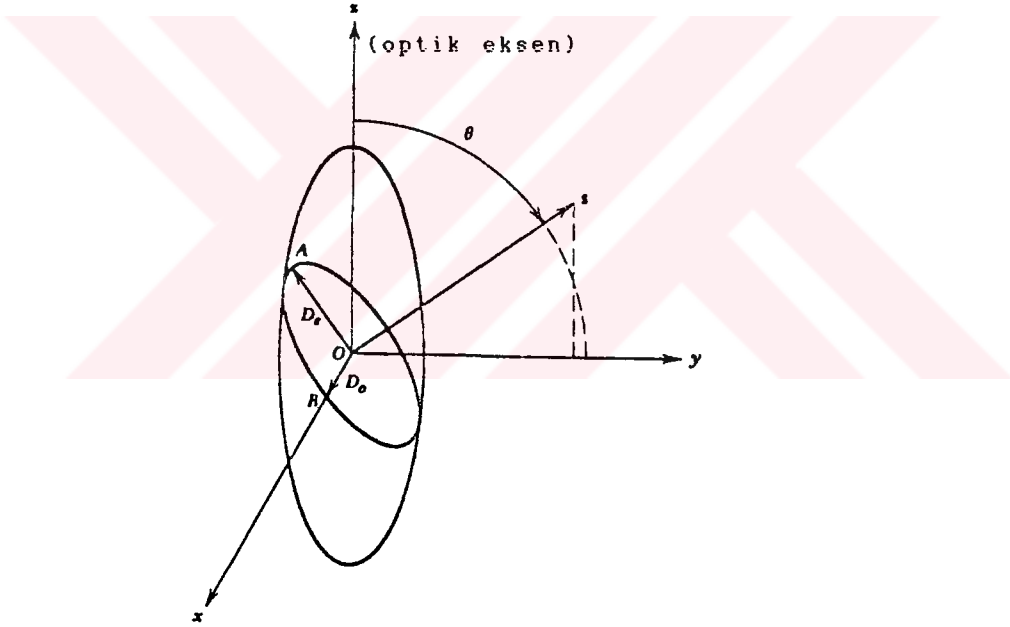
Modern optik düzenlerin çoğunda tek eksenli kristaller kullanılır. En yaygın olanlardan bazıları quartz, kalkit ve lityum niobat tır. Bu kristallerde, (2.36) denklemindeki elipsoid indis denklemi,



$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.66)$$

şeklinde yazılır, burada simetri eksenini z eksenini olarak seçilmiştir.

Şekil 2.4 pozitif tek eksenli kristaller için geçerli olan indis elipsoidini göstermektedir. Yayılım yönü  $\vec{s}$  boyuncadır. Bu durumda indis elipsoidi z eksenini etrafındaki dönmelerden bağımsız olduğundan dolayı, xy düzlemindeki  $\vec{s}$  vektörünün yörüngesi y eksenini ile uyumunu kaybetmeyecek şekilde seçilir.



Şekil 2.4. Belirli bir yayılım yönü için normal modların polarizasyonu ve kırılma indislerinin bulunması için oluşturulan yapı. Bu şekil tek eksenli kristaller için geçerlidir.

Kısım 2.4 te verilen bilgiye göre, öncelikle  $\vec{s}$ 'ne dik olan orjin boyuncaki düzlemin indis elipsoidi ile kesişimi belirlenir. Bu kesişim bir elipsdir ve bu elips düzlemi şekilde gösterilmiştir. Bu elipsin büyük eksen uzunluğu OA normal olmayan ışının kırılma

indisi  $n_e(\theta)$ 'ya eşittir. Bu ışının elektrik deplasman vektörü  $\vec{D}_e(\theta)$ , OA'ya paraleldir. Normal ışın OB boyunca polarize edilir ve bu ışının kırılma indisi  $n_o$ 'a eşittir.

$\vec{k}$ 'nin dalga vektörü ve  $\vec{c}$ 'nin c eksenini yönünde (z eksenini) birim vektör olarak alınması durumunda, bu deplasman vektörlerine ait polarizasyonlar sırası ile,

$$\vec{d}_o = \frac{\vec{k} \times \vec{c}}{|\vec{k} \times \vec{c}|} \quad (2.67-1)$$

$$\vec{d}_e = \frac{\vec{d}_o \times \vec{k}}{|\vec{d}_o \times \vec{k}|} \quad (2.67-2)$$

denklemleri ile verilirler.

Şekil 2.4 den, yayılım yönü ile optik eksen arasındaki  $\theta$  açısı değişirken, normal ışın yönünün sabit kaldığı ve kırılma indisinin her zaman  $n_o$ 'a eşit olduğu açıkça görülür. Diğer taraftan,  $\vec{D}_e$ 'nin yönü şekilden de görüldüğü gibi  $\theta$ 'ya bağlı olur. Kırılma indisi  $n_e(\theta) = n_o$  ( $\theta=0^\circ$  için) dan  $n_e(\theta) = n_e$ 'ye ( $\theta=90^\circ$  için) kadar değişir. Normal olmayan ışının kırılma indisi  $n_e(\theta)$ , OA'ya eşittir ve Şekil 2.4 e göre değeri,

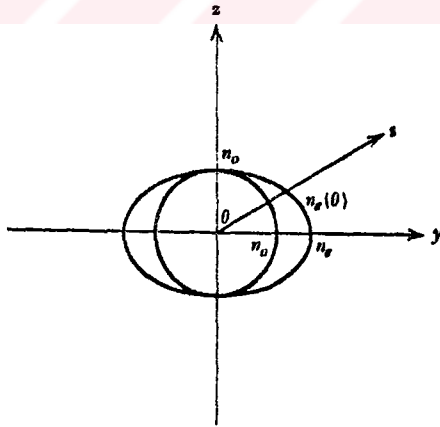
$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2\theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} \quad (2.68)$$

ile verilir. Tek eksenli kristallerde ışın yayılımına ait kırılma indisi, normal yüzeylerden direk olarak belirlenebilir. (2.66) denkleminde  $k_z = n(\omega/c)\cos\theta$ ,  $k_x = 0$ ,  $k_y^2 = [(\omega/c)n]^2 - k_z^2$  yerine konulursa, birinci çarpandan (2.68) denklemi, ikinci çarpandanda normal kırılma indisi  $n_o$  elde edilir. Normal

olmayan elektrik alana ait polarizasyon yönü, (2.21) denkleminde,

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\sin \theta}{n_e^2(\theta) - n_o^2} \\ \frac{\cos \theta}{n_e^2(\theta) - n_e^2} \end{bmatrix} \quad (2.69)$$

olarak elde edilir. Burada  $n_e(\theta)$  (2.68) deki normal olmayan dalgaya ait kırılma indisidir. Ayrıca burada elektrik alan vektörünün yayılım yönüne dik olduğu unutulmamalıdır. Pozitif tek eksenli kristaller için yz düzleminin normal yüzeylerle kesişimi Şekil 2.5 te gösterilmiştir.



Şekil 2.5. Pozitif tek eksenli kristallerde, yz düzlemi ile normal yüzeyin kesişimi.

Özet olarak, genelde tek eksenli kristallerde ışık yayılımı bir normal, bir de normal olmayan dalga ihtiva eder. Elektrik alan vektörü  $\vec{E}$  (ve deplasman vektörü  $\vec{D}$ ) normal dalga için her zaman

hem  $c$  eksenine hem de yayılım vektörüne diktir. Normal dalgaya ait faz hızı, yayılım yönüne bakılmaksızın her zaman  $c/n_0$ 'a eşit olur. Normal olmayan dalganın deplasman vektörü  $\vec{D}$ , yayılım yönüne dik olmasına karşılık, normal dalganın  $\vec{E}$  elektrik alan vektörü yayılım yönüne dik olur. Normal olmayan dalganın elektrik alan vektörü  $\vec{E}$  genelde yayılım vektörüne dik değildir ve yayılım vektörü ile deplasman vektörünün oluşturduğu düzlemde bulunur. Bu iki dalganın elektrik alan vektörleri karşılıklı olarak birbirlerine diktirler.

## 2.8 SINIRDA ÇİFT KIRILMA

Düzlemsel bir dalganın izotropik olmayan bir kristal yüzeyine geldiği kabul edilirse, kırılan dalga genelde iki özmodun karışımı olur. Tek eksenli bir kristalde, kırılan dalga genelde normal ve normal olmayan iki dalganın karışımından oluşur. Sınır düzlemindeki yansıma ve kırılmayı birbirine bağlamak için yapılan tartışmalara göre, sınır şartları tüm dalga vektörlerinin gelen dalga düzleminde bulunmasını ve bunların teğetsel bileşenlerinin aynı olmasını gerektirir. Bu kinematik şart, izotropik olmayan bir kristal sınırındaki kırılma için de geçerlidir.

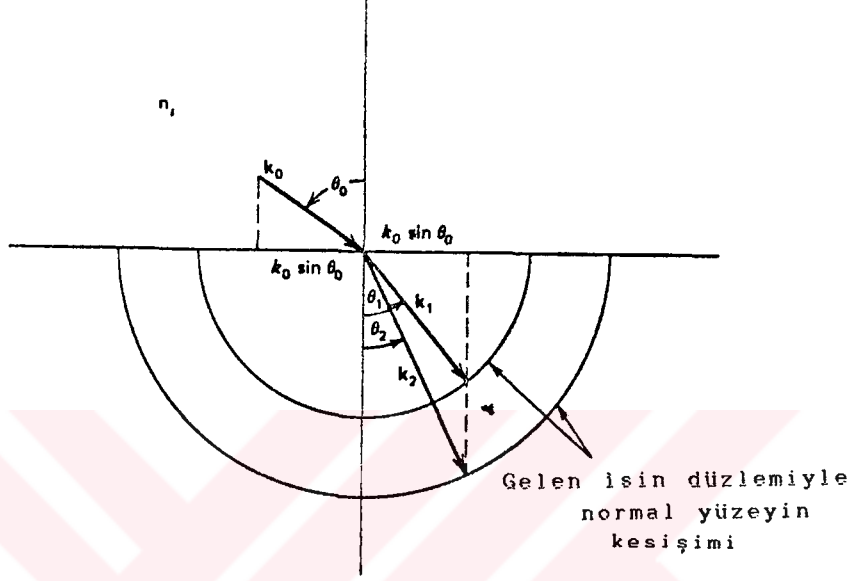
Gelen dalganın yayılım vektörü  $\vec{k}_0$ , kırılan dalgaların yayılım vektörleri  $\vec{k}_1$  ve  $\vec{k}_2$  olsun. Sınırdaki  $\vec{k}_0$  yayılım vektörünün belirli bir yöreğe değeri, normal yüzeyin iki kabuğunda genelde iki yayılım vektörü oluşturur, böylece Şekil 2.6 dan görüldüğü gibi kırılan iki dalgada bir artış sağlanır. Kinematik şart,

$$k_0 \sin \theta_0 = k_1 \sin \theta_1 = k_2 \sin \theta_2 \quad (2.70)$$

olmasını gerektirir.

(2.70) denklemini Snell kanunu gibi gözükür. Fakat burada  $k_1$  ve  $k_2$  nin sabit olmadığı ve aksine  $\vec{k}_1$  ve  $\vec{k}_2$  vektörleri ile

değerlerinin değiştiği unutulmamalıdır.  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  nin belirlenmesi için quartik bir denklemi çözmek gerekir, fakat bunun yerine daha kolay olan grafik metodu kullanılır. Bu metot Şekil 2.6 da gösterilmiştir.

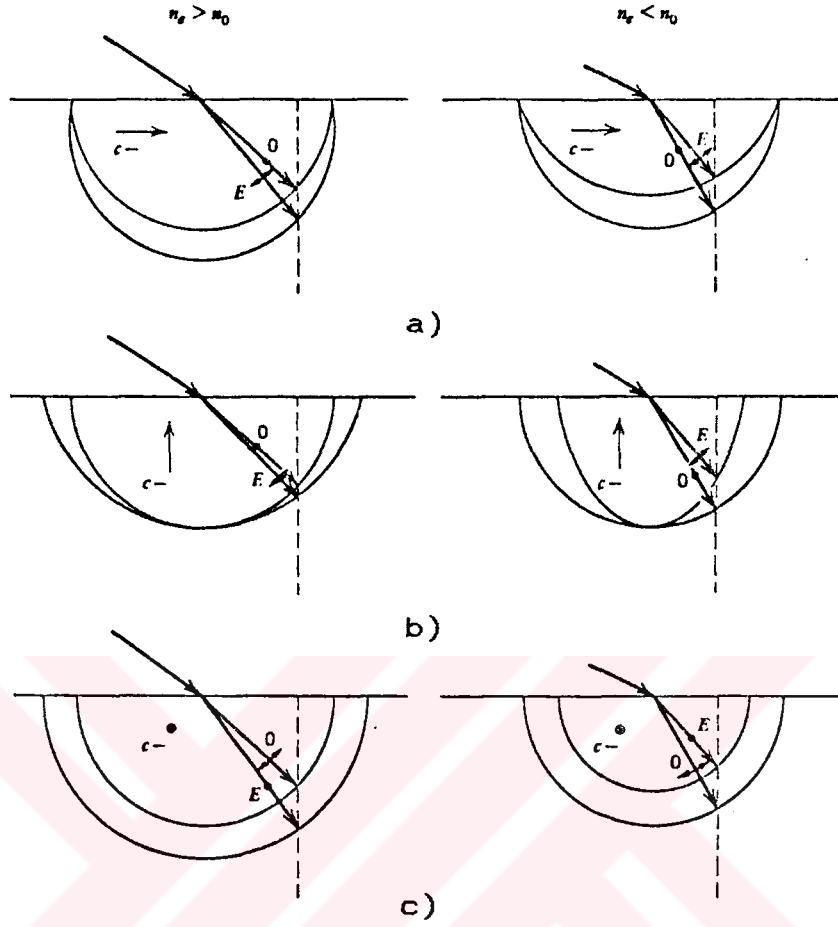


Şekil 2.6. İzotropik olmayan bir ortam sınırında çift kırılma ve  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  nin grafik metodu ile belirlenmesi.

Tek eksenli kristal durumunda, normal yüzeyin bir kabuğu küredir. Dolayısı ile karşılık gelen k dalga sayısı bütün yayılım yönleri için sabit olur. Bu dalga normal bir dalgadır ve Snell kanununa uyar,

$$n_i \sin \theta_o = n_o \sin \theta_1 \quad (2.71)$$

Burada  $n_i$  gelen ortamın kırılma indisidir ve  $n_o$  kristalin normal kırılma indisidir. Normal yüzeyin diğer kabuğu ise dönen bir elipsoiddir. Dolayısı ile karşılık gelen k dalga sayısı yayılım yönüne bağlı olur. Bu dalga normal olmayan bir dalgadır. Şekil 2.7 de çift kırılmanın bazı örnekleri gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Tek eksenli kristallerde çift kırılma halindeki dalga vektörleri. a) Optik eksen sınır ve geliş düzlemine paralel, b) Optik eksen sınır dik ve geliş düzlemine paralel, c) Optik eksen sınıra paralel ve geliş düzlemine dik.

## 2.9 İKİ EKSENLİ KRİSTALLERDE IŞIK YAYILIMI

Şimdi iki eksenli kristallerde elektromagnetik dalga yayılımını incelenecektir. Tipik iki eksenli bir kristalin normal yüzeyi (yani ,  $\omega(k)=\text{sabit}$  ) Şekil 2.1 de gösterilmiştir. Bu yüzeyin üç koordinat düzlemi ile kesişimleri göz önünde bulundurulursa, bu şekil düzlemin tasavvur edilmesine yardımcı olur (Şekil 2.8a).

(2.20) denkleminde  $k_y = 0$  alınırsa denklem, aşağıdaki ifadeleri veren iki çarpana ayrılır.

$$\frac{k_x^2 + k_z^2}{n_y^2} = (\omega/c)^2$$

(2.72)

$$\frac{k_x^2}{n_z^2} + \frac{k_z^2}{n_x^2} = (\omega/c)^2$$

Burada  $n_x$ ,  $n_y$ , ve  $n_z$  temel kırılma indisleridir. Normal yüzeyin  $k_y = 0$  düzlemi ile kesişimi  $n_y \omega/c$  yarı çaplı bir daire ve  $n_x \omega/c$  ve  $n_z \omega/c$  yarı eksenli bir elips ihtiva eder. Diğer iki koordinat düzlemi ile kesişimde aynı şekilde bir daire ve bir elipsden oluşur. Koordinat eksenleri seçiminin bir sonucu olarak (yani,  $n_x < n_y < n_z$ ), daire ve elips yalnızca  $k_y = 0$  düzleminde kesişir. Bu dört noktanın kesişimi kristalin iki optik eksenini tanımlar.

Şimdi  $k_y = 0$  koordinat düzlemindeki dalga yayılımı göz önünde bulundurulur. Genel bir yayılım yönü için, yayılım yönü boyunca bir OS hattı çizilir. O orjini ve kesişim noktaları arasındaki mesafe dalga vektörünün uzunluğunu belirler. Daire ile ilgili modlar  $k_y = 0$  koordinat düzlemine dik polarize edilir, elipsle ilgili modlar ise elips düzlemine dik polarize edilir. Diğer iki koordinat düzleminin her birindeki dalga yayılımı optik eksen boyuncaki yayılım hariç benzerdir. Bu optik eksenler boyuncaki ışık yayılımı, polarizasyon durumuna bakılmaksızın tek bir faz hızına sahip olur. Elektromagnetik enerji akışını temsil eden (2.47) denklemi ile tanımlanan  $\vec{v}_g$  grup hızı bu yönde tanımlı değildir, çünkü normal yüzeyin iki kabuğu bir noktaya dejenere olur. Bu yöndeki yayılımla ilgili kırılma durumu, bu noktalardaki tekilliklerin tabiatı ile yakından ilgilidir.

Tekil noktanın sonsuz küçük komşuluğundaki bir noktada normal yüzeye dik birim normal vektör çizilirse, enerji akış yönüne

karşılık gelen sonsuz sayıda birim vektör elde edilir. Bu vektörler bir koni yüzeyi oluşturur. Dolayısı ile elektromagnetik enerji akışının bir koni şeklinde olacağı ümit edilir. Bu görünüm konik kırılma olarak bilinir.

Konik kırılmanın özelliklerini incelemek için,  $\vec{k}_o$  tekil noktası yanındaki normal yüzeyin incelenmesine ihtiyaç duyulur (Şekil 2.8a). Şekil 2.8a da gösterilen optik eksen yönündeki ışık yayılımı için, dalga vektörü

$$\vec{k}_o = \hat{x} k_{x_o} + \hat{y} k_{y_o} + \hat{z} k_{z_o} \quad (2.73)$$

ile verilir burada,

$$\begin{aligned} k_{x_o} &= n_y \frac{\omega}{c} \sin \theta \\ k_{y_o} &= 0 \\ k_{z_o} &= n_y \frac{\omega}{c} \cos \theta \end{aligned} \quad (2.74)$$

$\theta$  optik eksenle z eksenini arasında kalan açı olup değeri,

$$\tan \theta = \frac{n_z}{n_x} \left( \frac{n_y^2 - n_x^2}{n_z^2 - n_y^2} \right)^{1/2} \quad (2.75)$$

denklemleri ile belirlenir.  $\vec{k}_o$  noktası yanındaki normal yüzeyi incelemek için, bu nokta civarında Taylor seri açılımına ihtiyaç duyulur.

$$\begin{aligned} k_x &= k_{x_o} + \xi \\ k_y &= k_{y_o} + \eta \\ k_z &= k_{z_o} + \zeta \end{aligned} \quad (2.76)$$



olduğu kabul edilerek, bunlar (2.20) denkleminde yerine konularak, yüksek mertebeden  $\xi$ ,  $\zeta$ ,  $\eta$  terimlerinin ihmal edilmesi ile,

$$4(k_{x_0} \xi + k_{z_0} \zeta)(n_x^2 k_{x_0} \xi + n_z^2 k_{z_0} \zeta) + \eta^2(n_y^2 - n_x^2)(n_y^2 - n_z^2) = 0 \quad (2.77)$$

denklemini elde edilir. İkinci dereceden bu denklem tepesi  $\vec{K}_0$  da (yani  $\xi=\zeta=\eta=0$ ) bulunan bir koniyi temsil eder. Koordinatların dönmesi ile bu koni diyagonalleştirilebilir (Şekil 2.8a ) ve

$$\zeta'^2 + \frac{1}{1 - \tan^2 \chi} \eta^2 = \xi'^2 \cot^2 \chi \quad (2.78)$$

halini alır. Burada  $\chi$

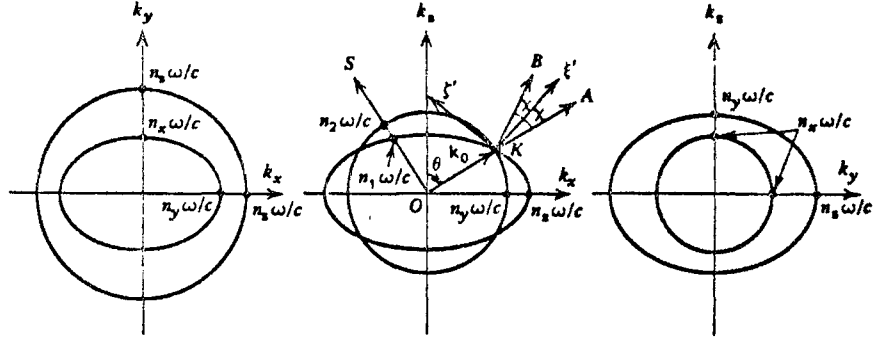
$$\tan^2 2\chi = \frac{(n_z^2 - n_y^2)(n_y^2 - n_x^2)}{n_x^2 n_z^2} \quad (2.79)$$

denklemini ile belirlenir. (2.78) denklemine göre, optik eksen yanındaki normal yüzey, tepesi  $\vec{K}_0$  da bulunan bir konidir. Böylece dalga vektörü ile optik eksen uyduğu durumda, aşağıdaki denklemle verilen koni üzerinde uzanan enerji akışları için sonsuz sayıda yön vardır.

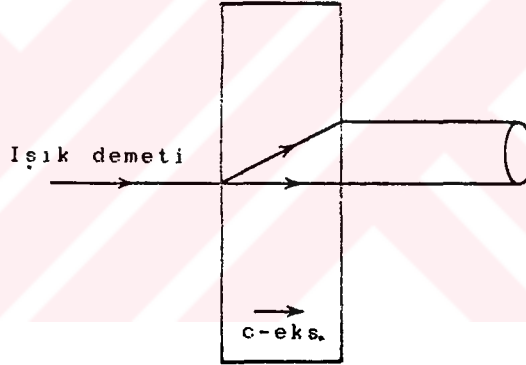
$$\zeta'^2 + (1 - \tan^2 \chi) \eta^2 = \xi'^2 \tan^2 \chi \quad (2.80)$$

Bu bir eliptik koni denklemdir,  $\xi'$  koni eksenini,  $\vec{K}_0$  da koninin tepe noktasıdır. Bu koni OA optik eksenini ihtiva eder ve daire içerisinde OA ya dik herhangi bir düzlemi keser. Bu koninin açıklık yüzey açısı xz düzleminde  $2\chi$  dir (Şekil 2.8a). Koninin tepesinde ve yüzeyinde oluşan her birim vektör  $\vec{K}$  dalga vektörü ile yapılan yayılıma ait enerji akış yönünü temsil eder. Böyle bir yön lineer polarizasyon durumuna karşılık gelir. Örneğin KA

yönü y yönünde polarize edilmiş bir dalgaya ait enerji akışını göstermesine karşın, KB yönü xz düzleminde polarize edilmiş dalgalara ait enerji akışını gösterir (Şekil 2.8a).



a)



b)

Şekil 2.8. a) Çift eksenli bir kristalin normal yüzey kesitleri, b) Konik kırılma

Şimdi kristalin iki paralel yüzeyi, optik eksenlerden birine dik olacak şekilde kesilmiş çift eksenli bir kristal yüzeyi (örneğin mika) göz önünde bulundurulur. Eğer bu yüzey lazer ışını gibi polarize edilmemiş monokromatik bir ışınla aydınlatılırsa, normal olarak bu ışın kristal yüzlerinden birine gelir. Enerji delik bir koninin içindeki yüzey içerisinde yayılır ve diğer taraftada enerjinin ortaya çıkması ile Şekil 2.8 de görüldüğü gibi delik bir silindir oluşur. Böylece kristal yüzüne paralel bir ekran üzerinde parlak dairesel bir halka gözükür.

## ÜÇÜNCÜ BÖLÜM

### NONLİNEER OPTİK

#### 3.1 GİRİŞ

Bu bölümde nonlinear optik adı altındaki bazı özellikler ve bazı uygulamalar incelenecektir. Nonlinear optik, optiğin bir branşı olup, atom ve moleküllerin optik radyasyon alanlarına karşı tepkilerini belirleme özelliğine sahiptir.

Herhangi bir gerçek atomik sistemde, indüklenen polarizasyon Taylor serisi ile ifade edilebilir.

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j + 2d_{ijk} E_j E_k + 4\chi_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots \quad (3.1)$$

Burada  $P_i$  ani polarizasyonun,  $E_i$  ise ani alanın  $i$ . bileşenidir.  $d_{ijk}$  ve  $\chi_{ijkl}$  sırası ile ikinci ve üçüncü mertebeden nonlinear optik suseptibiliteleri göstermesine karşın,  $\chi_{ij}$  lineer suseptibiliteyi gösterir. Tepkinin yukardaki gibi yazılması durumunda sistemin kayıpsız olduğu kabul edilir, böylece tepki ani olur. Böyle bir durumda  $\chi_{ij}$ ,  $d_{ijk}$ ,  $\chi_{ijkl}$  katsayılarının indislerinin kendi aralarında yer değiştirmeleri halinde (örneğin  $\chi_{1231} = \chi_{2113}$ ) bu katsayıların sabit olduğu gösterilebilir.

Nonlinear optik tepki  $d_{ijk}$  ve  $\chi_{ijkl}$  parametreleri ile karakterize edilir. İkinci mertebeden nonlinearite olan  $P_i = 2d_{ijk} E_j E_k$  ikinci harmonik üretimine (frekans katlama) [12], frekansların farklarının ve toplamlarının üretilmesine,

parametrik amplifikasyon ve osilasyona karşılık gelir. Üçüncü mertebeden nonlineerite olan  $P_i=4 \chi_{ijkl} E_j E_k$  üçüncü harmonik üretimi [31], Raman ve Brillouin saçılması [32] ve optik faz çiftleşimi gibi farklı durumlara karşılık gelir.

Burada  $d_{ijk}$  ve  $\chi_{ijkl}$  nonlineer katsayılarının fiziksel temelleri ile ilgilenilmeyecek, onlar sadece malzeme parametresi olarak alınıp kullanılacaktır. Bu hususta daha fazla bilgi için [33-36] referanslarına bakılabilir.

### 3.2 İKİNCİ MERTEBEDEN NONLİNEER ÖZELLİK -GENEL METODOLOJİ

İki optik alanın çiftleşimi göz önüne alınarak, öncelikle bu optik alana ait elektrik alan bileşenleri tanımlanır,  $\omega_1$  frekansındaki alan,

$$E_j^{\omega_1}(t) = \text{Re} \left\{ E_j^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} \right\} = (1/2) (E_j^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} + \text{k.e.}) \quad (j=x,y,z), \quad (3.2)$$

$\omega_2$  frekansındaki alan ise,

$$E_k^{\omega_2}(t) = \text{Re} (E_k^{\omega_2} e^{i\omega_2 t}) \quad (k=x,y,z) \quad (3.3)$$

olarak belirlenir.

Eğer ortam nonlineer ise, bu alan bileşenlerinin varlığı  $n\omega_1 + m\omega_2$  frekansındaki polarizasyonda bir artış sağlar (burada  $n$  ve  $m$  her hangibir tam sayıdır).  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  frekansında  $i$  yönündeki polarizasyon bileşeninin,

$$P_i^{\omega_3 = \omega_1 + \omega_2}(t) = \text{Re} (P_i^{\omega_3} e^{i\omega_3 t}) \quad (3.4)$$

alınması ve (3.1) denklemindeki ikinci mertebeden terimin göz

önünde bulundurulması ile,

$$P_i = 2d_{ijk} E_j E_k \quad (3.5)$$

yazılabilir. Böylece,

$$P_i(t) = 2d_{ijk} \left( \frac{1}{2} E_j^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} + \frac{1}{2} E_j^{\omega_2} e^{i\omega_2 t} + k.e. \right) \\ \times \left( \frac{1}{2} E_k^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} + -\frac{1}{2} E_k^{\omega_2} e^{i\omega_2 t} + k.e. \right) \quad (3.6)$$

elde edilir. Şimdi yalnızca frekans toplamları terimlerini göz önünde bulundurarak,

$$P_i^{\omega_1 + \omega_2}(t) = \frac{1}{2} \left[ d_{ijk} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} \right. \\ \left. + d_{ikj} E_k^{\omega_2} E_j^{\omega_1} e^{i(\omega_2 + \omega_1)t} + k.e. \right] \quad (3.7)$$

yazılır. Kayıpsız (ani tepki) sistemde,  $d_{ikj} = d_{ijk}$  alınır [37], böylece

$$P_i^{\omega_1 + \omega_2}(t) = \frac{1}{2} P_3^{\omega_1 + \omega_2} e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} + k.e. \\ = d_{ijk} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} + k.e. ,$$

veya

$$P_3^{\omega_1 + \omega_2} = 2d_{ijk} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} \quad (3.8)$$

Kayıplı ve netice olarak dağıtmaya meyilli sistemlerde,  $d_{ijk}$  genel olarak  $\omega_1$  ve  $\omega_2$  ye bağlı olur ve  $\omega_1$  ve  $\omega_2$  nin farkları veya toplamları göz önünde bulundurulur. Böylece nonlineeriteyi yalnızca (3.1) denklemindeki gibi ani optik alanlar cinsinden

değil, aynı zamanda kompleks büyüklükler cinsinde tanımlamak mümkün olur:

$$P_i^{\omega_3 = \omega_1 + \omega_2} = 2d_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} \quad (3.9-a)$$

ve

$$P_i^{\omega_3 = \omega_1 - \omega_2} = 2d_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, -\omega_2) E_j^{\omega_1} (E_k^{\omega_2})^* \quad (3.9-b)$$

burada  $d_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, -\omega_2)$ ,  $E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2}$  çarpımının  $P_i^{\omega_3 = \omega_1 + \omega_2}$  kompleks genliğinin  $i$ . bileşeni ile ilgili katsayı olduğunu belirtir. Genelde,

$$d_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) \neq d_{ijk}(-\omega_3, \omega_2, \omega_1)$$

olmadığına dikkat edilmelidir, çünkü  $\omega_1$  ve  $\omega_2$  frekanslarındaki bu iki katsayı, alanların farklı yönde olduklarını gösterir. Bu yüzden sonuçtaki  $P_i^{\omega_3 = \omega_1 + \omega_2}$  aynı olmak zorunda değildir. Diğer taraftan,

$$d_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) = d_{ikj}(-\omega_3, \omega_2, \omega_1) \quad (3.10)$$

alınmıştır.

Burada ilgilenilecek ilk durum,  $d_{ijk}$  katsayısının ne kullanılan frekansa, ne de üretilecek olan frekans toplamlarına veya farklarına bağlı olmayan kayıpsız saydam kristaller durumu olacaktır.

Yalnızca merkezi simetrik yapıya sahip olmayan kristaller, sıfıra eşit olmayan bir  $d_{ijk}$  tensörüne sahip olabilirler. Bu durum, merkezi simetrik yapıya sahip bir kristalde  $E_j^{\omega_1}$  ve  $E_k^{\omega_2}$  nin işaretlerinin tersine çevrilmesi,  $P_i^{\omega = \omega_1 + \omega_2}$  nin işaretinin

tersine çevrilmesine sebep olmasından ortaya çıkar ve genliği etkilemez. (3.9) denkleminin kullanılması ile,

$$-d_{ijk} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} = d_{ijk} (-E_j^{\omega_1})(-E_k^{\omega_2})$$

eşitliği elde edilir. Böylece  $d_{ijk} \equiv 0$  olur. Ters simetri eksikliği, piezoelektrik ve lineer elektro-optik etki için önceden gerekli olan özelliktir. Bu sebeble tüm elektro-optik ve piezoelektrik kristallerden, ikinci mertebeden nonlinear optik özellikler beklenebilir.

$d_{ijk}$  katsayıları sık sık ikinci harmonik üretim deneylerinde ölçülür ve bu deneylerde  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$  alınır. Bu durumda

$$P_i^{2\omega} = d_{ijk} E_j^{\omega} E_k^{\omega} \quad (3.11)$$

denklemini elde edilir. (3.11) denklemini ile (3.9) denklemleri arasındaki farkın 2 çarpanı olduğuna dikkat edilmelidir. Bu durum tamamı ile (3.6) denkleminde kaynaklanmaktadır. (3.11) denklemindeki  $i$  ve  $j$  nin yer değiştirmesinin hiç bir fiziksel önemi olmamasından dolayı, permutasyon simetri özelliğinin kullanılması ile,  $kj$  ve  $jk$  indislerinin yerine kısaltılmış indisler kullanılabilir.

$$\begin{aligned} xx=1, & \quad yy=2, & \quad zz=3, \\ yz=zy=4, & \quad xz=zx=5, & \quad xy=yx=6 \end{aligned}$$

Sonuçta  $d_{ij}$  bileşenleri  $3 \times 6$  boyutunda bir matris oluşturur, ve aşağıdaki ifadeye göre  $E^2$  kolon tensörü ile birlikte  $\vec{P}$  yi oluşturur.

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2 E_z E_y \\ 2 E_z E_x \\ 2 E_x E_y \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

Kısaltılmış  $d_{ij}$  tensörü, piezoelektrik tensör ve elektro-optik tensör gibi aynı simetrik kısıtlamalara uyar ve belirli bir nokta-grup simetrisine sahip kristallerde de  $d_{ij}$  tensörü aynı forma sahip olur. Tensör formları Tablo 3.1 de verilmiştir.

Örneğin 42m nokta-grup simetrisine sahip  $KH_2PO_4$  için,  $d_{ij}$  tensörü,

$$d_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

ile verilir ve nonlinear polarizasyonun bileşenleri,

$$\begin{aligned} P_x &= 2d_{14} E_z E_y \\ P_y &= 2d_{14} E_z E_x \\ P_z &= 2d_{36} E_x E_y \end{aligned} \quad (3.14)$$



denklemleri ile belirlenir. Bazı önemli kristallerin nonlinear katsayılarından bazılarının listesi Tablo 3.2 de verilmiştir.

(3.1) denkleminde tanımlanan nonlinear  $d_{ijk}$  katsayıları, aşağıdaki denkleme göre linear  $r_{ijk}$  elektro-optik katsayılarında bir artışa sebep olur,

$$d_{ijk} = -(\epsilon_{ii}\epsilon_{jj}/4\epsilon_0) r_{ijk} \quad (3.15)$$

burada  $i, j, k$  temel koordinat eksenleridir.

Üçüncü mertebeden nonlinear suseptibilite  $\chi_{ijkl}$  quadratik elektro-optik katsayılar  $s_{ijkl}$  ile ilgilidir ve

$$\chi_{ijkl} = -\frac{\epsilon_{ii}\epsilon_{jj}}{12\epsilon_0} s_{ijkl} \quad (3.16)$$

ile tanımlanır. Burada tensör bileşenleri tekrar temel koordinat sisteminde tanımlanır.

### 3.3 NONLİNEER ETKİLEŞİMİN ELEKTROMAGNETİK FORMÜLASYONU

$\vec{P}$  polarizasyonunu da içine alan Maxwell denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \quad (3.17)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \vec{H})$$

$\vec{P}$  polarizasyonu lineer ve nonlinear terimlerden oluşur,

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_L \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (3.18)$$

burada

$$(P_{NL})_i = 2d'_{ijk} E_j E_k \quad (3.19)$$

ile verilir. (3.18) ifadesinde  $\chi_L$ 'nin tensörel görünümü ihmal edilir ve polarizasyon vektörünün sadece nonlinear kısmı alınır.

(3.17) denklemlerinden birinci denklem aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial}{\partial t} \epsilon \vec{E} + \frac{\partial \vec{P}_{NL}}{\partial t} \quad (3.20)$$

Üst indislerle gösterilen  $d'_{ijk}$ , bize kartezyen koordinatlardaki  $i$ ,  $j$ ,  $k$  yı hatırlatır fakat bu durum kristalin  $x$ ,  $y$ ,  $z$  eksenleri ile aynı olmasını gerektirmez. Çünkü kristal durumunda  $d'_{ijk}$ ,  $d_{ijk}$  ya dönüştürülür.  $\sigma$  sembolü iletkenlik kayıplarını temsil eder, ve  $\epsilon = \epsilon_0(1+\chi_L)$  şeklindedir. (3.17) ifadesinin her iki tarafının rotasyonelini aldıktan sonra,  $\nabla \times \vec{H}$  yerine (3.20) eşitliği kullanılarak ve  $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$  vektörel özdeşliğinden faydalanılarak,

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_{NL} \quad (3.21)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadede  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$  dır.

$\partial/\partial y = \partial/\partial x = 0$  alınarak ve propagasyonun  $z$  eksenini boyunca olduğu kabul edilerek, problem tek boyutlu olarak düzenlenir. Problem  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  ve  $\omega_3$  frekansları ile sınırlandırılır ve bu frekanslara karşılık gelen alanlar da yürüyen düzlemsel dalgalar formunda alınarak,

$$\begin{aligned} E_i^{(\omega_1)}(z,t) &= (1/2) \left[ E_{1i}(z) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + k.e. \right], \\ E_k^{(\omega_2)}(z,t) &= (1/2) \left[ E_{2k}(z) e^{i(\omega_2 t - k_2 z)} + k.e. \right], \\ E_j^{(\omega_3)}(z,t) &= (1/2) \left[ E_{3j}(z) e^{i(\omega_3 t - k_3 z)} + k.e. \right], \end{aligned} \quad (3.22)$$

denklemleri ile ifade edilir. Bu ifadede i, j, k kartezyen koordinatlara ilişkin indisler olup, her biri x ve y değerleri olarak alınabilir. (3.21) denkleminin çözümünün (3.22) eşitliğinde z den bağımsız olarak  $E_{1i}(z)$ ,  $E_{2k}(z)$  ve  $E_{3j}(z)$  ile verilmiş olduğuna ve bu çözümlerin  $P_{NL} = 0$  için yapılmış olduğuna dikkat edilmelidir.

Örneğin  $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$  frekansında nonlineer polarizasyonun i. bileşeni (3.19) ve (3.22) denklemlerine göre,

$$\left[ P_{NL}^{(\omega_1)}(z,t) \right]_i = d'_{ijk} E_{3j}(z) E_{2k}^*(z) e^{i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]} + k.e. \quad (3.23)$$

şeklinde belirlenir.

(3.21) dalga denkleminin geri dönülmesi ve i. bileşenin alınması ile ( $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$  için),

$$\nabla^2 E_i^{(\omega_1)}(z,t) = \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_i^{(\omega_1)}(z,t) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[ E_{1i}(z) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + k.e. \right] \quad (3.24)$$

denklemini elde edilir. Yukarıda gösterilen diferansiyelin alınması ve z yönündeki kompleks alan genlikleri değişiminin yeterince küçük olduğu kabul edilerek,

$$\frac{dE_{1i}}{dz} k_1 \gg \frac{d^2 E_{1i}}{dz^2}, \quad (3.25)$$

yazılabilir. (3.24) bağıntısından,

$$\nabla^2 E_i^{(\omega_1)}(z,t) = -\frac{1}{2} \left[ k_1^2 E_{1i}(z) + 2ik_1 \frac{dE_{1i}(z)}{dz} \right] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + k.e. \quad (3.26)$$

denklemini elde edilir.  $\nabla^2 E_j^{(\omega_2)}(z,t)$  ve  $\nabla^2 E_k^{(\omega_3)}(z,t)$  için de benzer şekilde elde edilir. (3.21) denkleminin kullanılması ile  $E_i^{(\omega_1)}(z,t)$  için dalga denklemi,

$$\left[ \frac{k_1^2}{2} E_{1i} + ik_1 \frac{dE_{1i}}{dz} \right] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + k.e. = \left[ (-i\omega_1 \mu_0 \sigma + \omega_1^2 \mu_0 \epsilon) \frac{1}{2} E_{1i}(z) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + k.e. \right] - \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ P_{NL}(z,t) \right]_i \quad (3.27)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\partial/\partial t = i\omega_1$  alındı. Etkileşen frekansların sınırlı sayıda olması halinde (3.21) denkleminin her bir frekans bileşeni için sağlanması gerektiği kabul edilir.

$\left[ \vec{P}_{NL}(z,t) \right]_i$  nin son eşitlikte (3.23) denklemini ile yerine konulması ve  $\omega_1^2 \mu_0 \epsilon = k_1^2$  olarak tanımlanması ile,

$$ik_1 \frac{dE_{1i}}{dz} e^{-ik_1 z} = -\frac{i\omega_1 \sigma \mu_0}{2} E_{1i} e^{-ik_1 z} + \mu_0 \omega_1^2 d'_{ijk} E_{3j} E_{2k}^* e^{-i(k_3 - k_2)z} \quad (3.28)$$

denklemini elde edilir veya denklemin her iki tarafının  $ik_1 e^{-ik_1 z}$  ile bölünmesinden sonra (ve  $\sigma$  nın frekansın fonksiyonu olacak şekilde tanımlanması ile)

$$\frac{dE_{1i}}{dz} = -\frac{\sigma_1}{2} \sqrt{\mu_o/\epsilon_1} E_{1i} - i\omega_1 \sqrt{\mu_o/\epsilon_1} d'_{ijk} E_{3j} E_{2k}^* e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z}$$

(3.29)

ifadesi yazılabilir ve benzer şekilde,

$$\frac{dE_{2k}^*}{dz} = -\frac{\sigma_2}{2} \sqrt{\mu_o/\epsilon_2} E_{2k}^* + i\omega_2 \sqrt{\mu_o/\epsilon_2} d'_{kij} E_{1i} E_{3j}^* e^{-i(k_1 - k_3 + k_2)z}$$

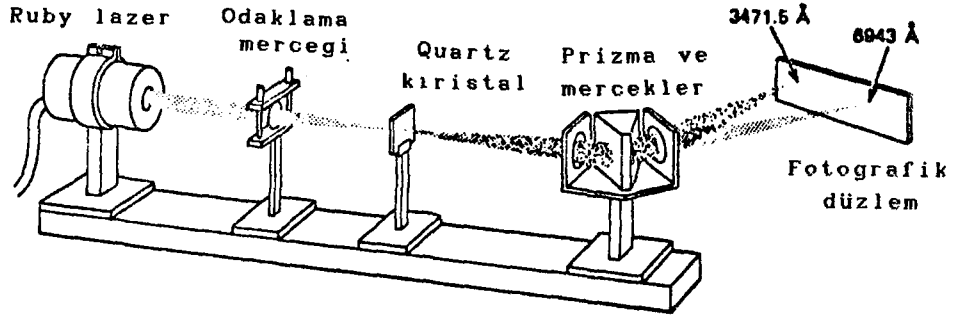
$$\frac{dE_{3j}}{dz} = -\frac{\sigma_3}{2} \sqrt{\mu_o/\epsilon_3} E_{3j} - i\omega_3 \sqrt{\mu_o/\epsilon_3} d'_{jik} E_{1i} E_{2k} e^{-i(k_1 + k_2 - k_3)z}$$

(3.30)

denklemleri yazılır.

### 3.4 OPTİKSEL İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİ

Nonlineer optik alanında öncülük yapan ikinci-harmonik üretim deneyleri ilk defa 1961 yılında Franken, Hill, Peters, ve Weinreich tarafından yapılmıştır. Kullandıkları orjinal deney seti Şekil 3.1 de gösterilmiştir. Bu deney sırasında  $6943 \text{ \AA}$  dalga boyundaki bir Ruby lazer ışını quartz kristalinin ön yüzeyine odaklanmıştır. Meydana gelen ışına bir spektrometre aracılığı ile ölçülmüş ve bunun giriş frekansının iki katında olduğu gözlenmiştir (yani  $\lambda=3471.5 \text{ \AA}$  da). Bu ilk deneyde dönüşüm verimi yaklaşık olarak  $10^{-8}$  mertebesinde idi. Daha sonra bunu takip eden bir kaç yıl içerisinde daha verimli malzemelerin, yüksek yoğunluklu lazerlerin, ve faz uydurma tekniklerinin kullanılması ile bu verim bire kadar yükseltildi. Verimi yükselten bu faktörler daha sonraki bölümlerde incelenecektir.



Şekil 3.1. İkinci harmonik üretimi için ilk kez kullanılan deney düzeneği.

İkinci-harmonik üretimi için tekrar (3.30) denklemine dönülür. Bu denklemler  $\omega_1$  ve  $\omega_2$  nin birbirine eşit, ve  $\omega_3 = 2\omega_1$  olduğu üç frekans etkileşim durumu ile sınırlandırılır. Netice itibarı ile (3.30) bağıntısının yalnızca iki ifadesi göz önünde bulundurulur. Bunlar da, birinci (veya ikinci) ve son ifadedir.

Analizi daha da basitleştirmek amacı ile  $\omega_1$  frekanslı giriş ışınında her hangi bir güç kaybı olmadığı kabul edilir, böylece  $dE_{1i}/dz \approx 0$  alınır ve bunun sonucu olarak (3.30) denkleminin yalnızca son bağıntısı dikkate alınır. Eğer ortam  $\omega_3$  frekansında saydam ise,  $\sigma_3 = 0$  alınır ve böylece

$$\frac{dE_{3j}}{dz} = -i\omega \sqrt{\mu_0/\epsilon} d'_{jik} E_{1i} E_{1k} e^{i\Delta kz} \quad (3.31-a)$$

elde edilebilir. Burada

$$\omega = \omega_1 = \frac{1}{2} \omega_3 \quad \epsilon = \epsilon_3$$

ve

$$\Delta k = k_3^{(j)} - k_1^{(i)} - k_1^{(k)} \quad (3.31-b)$$

olarak tanımlanmıştır, ve burada  $k_1^{(i)}$  i yönü boyunca polarize edilmiş olan  $\omega_1$  frekanslı ışına ait propagasyon sabitini gösterir.

Şimdi i, j, ve k nın x ve y değerlerini alabileceği kabul edilebilir, ki bu x ve y değerleri, kristal içerisindeki özmodlar propagasyonunun polarizasyonu boyunca seçilir.  $\omega_1$  frekansındaki dalga genellikle bu iki özmodun lineer superpozisyonu olup, hem x hem de y bileşenlerinin ikisinde sahip olur. k nın üzerindeki indis, ışının polarizasyon yönüne bağlı olarak propagasyon sabitinin büyüklüğünü gösterir.  $\omega_1 = \omega_2$  değişikliğinden dolayı, 1/2 çarpanının (3.31-a) denkleminin sağ tarafında var olduğuna dikkat edilmelidir [(3.11), (3.9) denklemlerine bakınız].

L uzunluğundaki kristal için  $E_{3j}(0) = 0$  (yani, ikinci-harmonik giriş yokken) olması durumunda (3.31-a) denkleminin çözümü,

$$E_{3j}(L) = -i\omega \sqrt{\mu_0/\epsilon} d'_{jik} E_{1i} E_{1k} \frac{e^{i\Delta k L} - 1}{i\Delta k} \quad (3.32)$$

olarak elde edilir, burada i, k = x, y olduğu tekrar hatırlanmalıdır. Genellikle (3.32) denkleminin sağ tarafında dört terim bulunur. Şimdi, ya faz uydurma ya da daha büyük nonlineer katsayılarından dolayı yukardaki denklemin sağ tarafının  $d'_{jik}$  ve  $d'_{jki}$  ( $i \neq k$ ) ile kontrol altına alındığı durum incelenecektir. Böylece  $d'_{ijk}$  tensörünün permutasyon simetrisinin kullanılması ile (3.32) denkleminde,

$$E_{3j}^*(L) E_{3j}(L) = \frac{4\mu_0}{\epsilon} \omega^2 (d'_{ijk})^2 E_{1i}^2 E_{1k}^2 L^2 \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \Delta k L}{(\frac{1}{2} \Delta k L)^2} \quad (3.33)$$

ifadesi elde edilir, burada i = x, k=y (veya i = y, k = x) dir. Yukardaki ifadedeki 4 çarpanı 2 nin karesinden gelmektedir.

İkinci-harmonik güç çıkışı  $P^{(2\omega)}$  için bir ifade elde etmek amacı ile

$$\frac{P^{(2\omega)}}{\text{alan}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} E_{3j} E_{3j}^*$$

ifadesi kullanılır. Bu ifadenin (3.33) eşitliğinde kullanılması ile,

$$\frac{P_j^{(2\omega)}}{\text{alan}} = 2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \omega^2 (d'_{ijk})^2 E_{1i}^2 E_{1k}^2 L^2 \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \Delta kL}{\left(\frac{1}{2} \Delta kL\right)^2}$$

denklemini veya güç yoğunlukları cinsinden,

$$\frac{P_j^{(2\omega)}}{A} = 8(\mu_0/\epsilon)^{3/2} \frac{\omega^2 d'_{ijk}{}^2 L^2}{n^3} \frac{P_i^{(\omega)} P_k^{(\omega)}}{A^2} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \Delta kL}{\left(\frac{1}{2} \Delta kL\right)^2} \quad (3.34)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $P_i^{(\omega)}$  ve  $P_k^{(\omega)}$ ,  $\omega$  frekansındaki dalganın mod güçleridirler ( $i \neq k$ ).  $P_i^{(\omega)} = P_k^{(\omega)} \equiv (1/2) P^{(\omega)}$  durumunda (3.34) denklemi,

$$\frac{P^{(2\omega)}}{P^{(\omega)}} = 2(\mu_0/\epsilon_0)^{3/2} \frac{\omega^2 (d'_{ijk})^2 L^2}{n^3} \frac{P^{(\omega)}}{\text{alan}} \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \Delta kL}{\left(\frac{1}{2} \Delta kL\right)^2} \quad (3.35)$$

halini alır, burada  $\epsilon_1 \approx \epsilon_3 = \epsilon_0 n^2$  alınmıştır.  $\omega$  frekansındaki dalga x veya y yönünde polarize edildiğinde, eğer doğru terim kullanılmış olsaydı (yani, xx veya yy), (3.33) ve (3.35) denklemlerinde yine aynı sonuca ulaşılırdı.



### 3.4.1 İkinci-Harmonik Üretiminde Faz Uyumlaştırma

(3.35) denklemine göre ikinci-harmonik üretim verimi için önceden gerekli olan şart,  $\Delta k$ 'yı sıfır yapmak veya  $\omega_3 = 2\omega$ ,  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$  eşitliğini kullanarak,

$$k^{(2\omega)} = 2k^{(\omega)} \quad (3.36)$$

eşitliğini sağlamaktır, burada  $k_1^{(i)} = k_1^{(k)} = k^{(\omega)}$  olduğu kabul edilmiştir.

Eğer  $\Delta k$  sıfırdan farklı ise, bir düzlemde (örneğin  $z_1$ ) üretilen ikinci harmonik dalga,  $z_2$  düzleminde üretilen ikinci harmonik dalga ile aynı fazda olmaz. Bu durum (3.35) denklemindeki

$$\frac{\sin^2 \frac{1}{2} \Delta k L}{\left( \frac{1}{2} \Delta k L \right)^2}$$

çarpanı ile tanımlanan etkileşimden kaynaklanmaktadır. Bu uzaysal etkileşim deseninin komşu iki tepesi, yapışık (koherent) olarak adlandırılan,

$$\ell_c = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)}} \quad (3.37)$$

ile ayırt edilir.

Böylece  $\ell_c$  maksimum kristal uzunluğunun bir ölçüsü olur, ve ikinci-harmonik oluşturulmasında faydalı bir parametre olarak bilinir. Normal şartlar altında bu parametre  $10^{-2}$  cm. den daha büyük olamayabilir. Bu sınırlamanın sebebi, normal olarak kırılma indisinin  $\omega$  ile artmasından kaynaklanmaktadır. Böylece,

$$\Delta k = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)} = \frac{2\omega}{c} (n^{2\omega} - n^\omega) \quad (3.38)$$

olarak tanımlanır, burada  $k^{(\omega)} = \omega n^\omega / c$  olarak alınmıştır. Böylece  $\Delta k$  nın yukardaki denklemde yerine konulması ile,

$$l_c = \frac{\pi c}{\omega(n^{2\omega} - n^\omega)} = \frac{\lambda}{2(n^{2\omega} - n^\omega)} \quad (3.39)$$

haline gelir, burada  $\lambda$  temel ışının boş uzaydaki dalga boyunu gösterir. Eğer  $\lambda = 1\mu\text{m}$ . ve  $n(2\omega) - n(\omega) \approx 10^{-2}$  olarak alınırsa,  $l_c = 100\mu\text{m}$ . olarak bulunur. Bir örnek olması bakımından,  $l_c$   $100\mu\text{m}$ . den  $2\text{cm}$ . ye artırılıysaydı (3.34) denklemine göre ikinci-harmonik gücün  $4 \times 10^4$  misli artması gerekirdi.

Faz uygunlaştırma şartını sağlamak için yaygın şekilde kullanılan teknik, izotropik olmayan kristallerin tabii olarak sınırda çift kırılma avantajına sahip olur.  $k^{(\omega)} = \omega \sqrt{\mu\epsilon_0} n^\omega$  bağıntısının kullanılması ile (3.36) denklemi,

$$n^{2\omega} = n^\omega \quad (3.40)$$

haline gelir. Böylece temel ve ikinci harmonik frekanslardaki kırılma indislerinin bir birlerine eşit olması gerektiği görülür. Normal olarak dispersiyonlu malzemelerde, Tablo 3.3 den görüleceği gibi, normal veya normal olmayan dalganın kırılma indisleri, belirli bir yön boyunca  $\omega$  ile artar. Bu durum;  $\omega$  ve  $2\omega$  frekanslı her iki ışının da aynı tipte olmaları halinde yani, her ikisinin de normal veya normal olmayan tipte olmaları durumunda (3.40) eşitliğinin sağlanmasını imkansız kılar. Bununla birlikte, belirli şartlar altında, biri normal diğeri normal olmayan farklı tipte iki dalganın kullanılması ile (3.40) denklemi sağlanabilir. Bu hususu göstermek amacı ile tek eksenli bir kristal içerisindeki normal olmayan bir dalganın kırılma indisinin, kristalin optik (z) eksenine ile propagasyon

yönü arasında kalan  $\theta$  açısına bağlı olduğu durum göz önünde bulundurulur. İkinci bölümdeki (2.68) denklemi,

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2\theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} \quad (3.41)$$

olarak tekrar yazılır. Eğer  $n_e^{(2\omega)} < n_o^\omega$  olursa,  $n_e^{(2\omega)}(\theta_m) = n_o^\omega$  da bir  $\theta_m$  açısı mevcut olur; böylece  $\omega$  frekansındaki temel ışın, normal bir ışın olarak  $\theta_m$  açısı boyunca kristale sürülürse, ikinci-harmonik ışın aynı yön boyunca normal olmayan ışın olarak üretilir. Bu durum Şekil 3.2 de gösterilmiştir.  $\theta_m$  açısını;  $\omega$  frekansındaki normal ışının kırılma indis yüzeyine karşılık gelen kürenin (şekilde daire olarak gösterilmiştir),  $n_e^{(2\omega)}(\theta)$  yı veren normal olmayan ışının elipsoid indisi ile kesişimi belirler. Negatif tek eksenli kristaller, yani  $n_e^\omega < n_o^\omega$  olan kristaller, için  $\theta_m$  açısı;  $n_e^{(2\omega)}(\theta_m) = n_o^\omega$  şartının sağlanması ile veya (3.41) denklemini kullanarak,

$$\frac{\cos^2\theta_m}{(n_o^{2\omega})^2} + \frac{\sin^2\theta_m}{(n_e^{2\omega})^2} = \frac{1}{(n_o^\omega)^2} \quad (3.42)$$

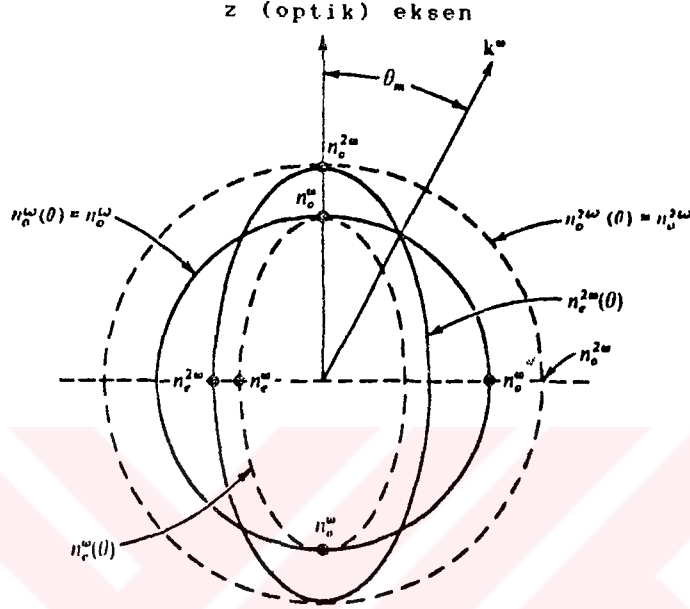
elde edilen bu ifadenin,  $\theta_m$  için çözülmesi ile aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\sin \theta_m = \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}} \quad (3.43)$$

### 3.5. AZALAN BİR GİRİŞLE İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİ

(3.34) ifadesi ile belirtilen ikinci harmonik üretiminin incelenmesinde,  $\omega$  frekansındaki giriş yoğunlunun etkileşimden etkilenmediği kabul edilmiştir. Bu kabul,  $\omega$  frekansından  $2\omega$

frekansına dönüştürülen güç miktarının küçük olduğu durumlarda, elde edilen sonuçların geçerliliğini sınırlar. Söz konusu kısıtlamalar bu bölümde ortadan kaldırılacaktır.



Şekil 3.2. Negatif tek eksenli bir kristalde normal ve normal olmayan ışınlar için normal indis yüzeyleri.

(3.30) denkleminde tekrar dönerek yeni bir  $A_\ell$  değişkeni,

$$A_\ell = \sqrt{n_\ell/\omega_\ell} E_\ell, \quad \ell = 1, 2, 3, \dots \quad (3.44)$$

ifadesiyle tanımlanır. Böylece  $\omega_\ell$  frekansındaki yoğunluk,

$$I_\ell = \frac{P_\ell}{A} = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon_o/\mu_o} n_\ell |E_\ell|^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon_o/\mu_o} \omega_\ell |A_\ell|^2 \quad (3.45)$$

ifadesiyle verilir. Foton enerjisinin  $h\omega_\ell$  olması,  $|A_\ell|^2$  nin  $\omega_\ell$  frekansındaki foton akısı ile orantılı olmasını gerektirdiğinden, orantı sabiti frekanstan bağımsız olur.

(3.30) denklemi yeniden,

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_1}{dz} &= -\frac{1}{2} \alpha_1 A_1 - i k A_2^* A_3 e^{-i\Delta k z} \\
 \frac{dA_2^*}{dz} &= -\frac{1}{2} \alpha_2 A_2^* + i k A_1 A_3^* e^{i\Delta k z} \\
 \frac{dA_3}{dz} &= -\frac{1}{2} \alpha_3 A_3 - i k A_1 A_2 e^{i\Delta k z}
 \end{aligned} \tag{3.46}$$

şeklinde düzenlenebilir. Bu ifadelerdeki 1,2,3 indisleri  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{E}_2$ ,  $\vec{E}_3$  ifadelerinin polarizasyon yönlerini gösterir ve

$$\Delta k \equiv k_3 - (k_1 + k_2)$$

$$k \equiv d'_{123} \sqrt{\mu_0 \omega_1 \omega_2 \omega_3 / \epsilon_0 n_1 n_2 n_3} \tag{3.47}$$

$$\alpha_\ell \equiv \sigma_\ell \sqrt{\mu_0 / \epsilon_\ell} \quad \ell = 1, 2, 3$$

şeklinde açık ifadelere sahiptir. (3.30) denkleminde farklı olan (3.46) ifadesi, yalnızca tek bir  $k$  kuplaj parametresi ihtiva ettiğinden;  $E_\ell$  yerine  $A_\ell$  kullanmanın faydalı olacağı anlaşılmaktadır.

İkinci harmonik üretim durumunda,  $A_2$  alanı mevcut değildir ve benzer bir türetim ile,

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_1}{dz} &= -i k A_3 A_1^* e^{-i\Delta k z} \\
 \frac{dA_3}{dz} &= -i \frac{1}{2} k A_1^2 e^{i\Delta k z}
 \end{aligned} \tag{3.48}$$

bağıntıları elde edilir.  $1/2$  çarpanının,  $\omega_2 = \omega_1$  bozulmasından kaynaklandığı göz önünde bulundurulmalıdır. Faz uygunlaştırma durumunda ( $\Delta k = 0$ ),  $A_1(0)$  reel bir sayı olarak seçilirse,  $A_1(z)$  de reel olur ve bundan dolayı yukarıdaki ifadeler,

$$\frac{dA_1}{dz} = \kappa A_3' A_1 \quad (3.49)$$

$$\frac{dA_3'}{dz} = \frac{1}{2} \kappa A_1^2$$

haline gelir. Burada  $A_3 = -iA_3'$  alınmıştır. Bunun neticesinde,

$$\frac{d}{dz} (A_1^2 + 2A_3'^2) = 0$$

yazılabilir.  $\omega_3$  frekansında herhangi bir giriş olmadığı kabulü ile,

$$A_1^2 + 2A_3'^2 = A_1^2(0)$$

veya (3.49) bağıntısından,

$$\frac{dA_3'}{dz} = \frac{1}{2} \kappa [A_1^2(0) - 2A_3'^2]$$

ve

$$A_3'(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} A_1(0) \tanh \left[ \frac{A_1(0)}{\sqrt{2}} \kappa z \right] \quad (3.50)$$

yazılır. Dönüşüm verimi,

$$\frac{P^{(2\omega)}}{P^{(\omega)}} = \frac{2|A_3(z)|^2}{|A_1(0)|^2} = \tanh^2 \left[ \frac{A_1(0)}{\sqrt{2}} \kappa z \right] \quad (3.51)$$

olarak elde edilir.  $\kappa A_1(0)z$  sonsuza giderken,  $A_3'(z)$  de  $(1/\sqrt{2})A_1(0)$ 'a gideceğinden dolayı, giriş fotonlarının tamamının en fazla yarısının çıkış fotonlarına dönüştürülebileceğine dikkat edilmelidir (giris frekansının iki katında).

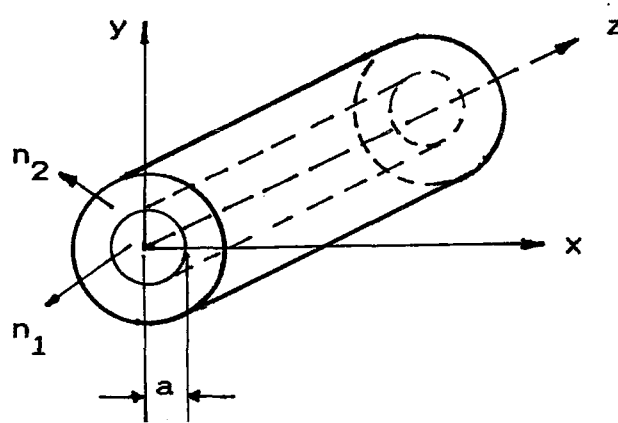
## DÖRDÜNCÜ BÖLÜM

### KRİSTAL ÇEKİRDEKLİ FİBER YAPILARDA İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİ.

Bu bölümde silindirik yapılı dalga kılavuzlarında ikinci harmonik güç verimi için bir formül elde edilecek ve bu verimi etkileyen parametrelerin neler olduğu araştırılacaktır.

#### 4.1 TEORİ

Kristal çekirdekli bir fiber, silindirik bir dalga kılavuzu yapısındadır. Fiber,  $2a$  çapında ve yüksek kırılma indisli bir çekirdek ile bunu çevreleyen daha düşük kırılma indisli bir kaplamadan meydana gelmiştir.



Şekil 4.1. Fiberin geometrik yapısı.

Burada izotropik fiberlerde dalga yayılımının göze çarpan özellikleri incelenecektir. Fiber ayrık olarak kılavuzlanmış modlar kümesini ve sürekli radyasyon modlarını iletir. Kılavuzlanmış modlar efektif mod indisi ile yayılırlar:

$$n_{\text{eff}} = \beta/k \quad (4.1)$$

olup, burada  $\beta$  mod yayılım sabitini,  $k$  ise boş uzaydaki yayılım sabitini gösterir.  $n_{\text{eff}}$ 'in çekirdek kırılma indisi  $n_1$  ve kaplamanın kırılma indisi  $n_2$  ile arasındaki ilişki

$$n_1 < n_{\text{eff}} < n_2 \quad (4.2)$$

şeklindedir. Bir fiberin iletilebileceği mod sayısı, fiberin normalize frekansı  $V$  değeri ile belirlenir ve

$$V = ka_1 \sqrt{2\Delta} \quad (4.3)$$

ile verilir. Burada  $\Delta$  bağıl kırılma indis farkı olup;

$$\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2 \quad (4.4)$$

değerine sahiptir.

Fiber modları,  $HE_{nm}$ ,  $EH_{nm}$ ,  $TE_{nm}$ , ve  $TM_{nm}$  modları olarak karakterize edilir. Burada  $n$  ve  $m$  birer tam sayı olup mod indislerini gösterirler. Fiberin zayıf kılavuzladığı kabul edilerek (yani  $\Delta \ll 1$ ) büyük bir basitleştirme yapılabilir. Gloge [38], küçük  $\Delta$  değerleri için yani zayıf kılavuzlama durumunda, boyuna ve enine alan bileşenlerinin genlik büyüklükleri oranının  $\sqrt{\Delta}$  mertebesinde olduğunu göstermiştir, yani  $E_z \ll E_x$ ,  $E_y$  dir. Bu durumda alanlar lineer olarak polarize edilmiş gibi incelenebilir ve  $LP_{nm}$  olarak sınıflandırılır. Üç dalga karışımı için, alanlar büyük oranda enine olduğundan, fiber çekirdeğini oluşturan kristalin ikinci



harmonik tensör katsayısının sıfırdan farklı bir enine bileşeni olması gerekir.

N tane kılavuzlanmış modu taşıyan bir fiber içerisindeki enine alan dağılımı,

$$E_t(r,z) = \frac{1}{2} \left\{ \sum_{\mu=1}^N A_{\mu}(z) \xi_{\mu t} \exp [i(\omega t - \beta_{\mu} z)] + k.c \right\} \quad (4.5)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada A yalnızca z ye,  $\xi$  ise x ve y ye bağlıdır.

Mod alan dağılımının yukarıdaki gösteriminde, z yönünde ilerleyen bir dalganın  $\mu$  üncü modunda taşınan güç  $|A_{\mu}|^2$  ile belirlenir. Bundan dolayı  $\xi_{\mu t}$ ,  $\mu$  üncü moddaki birim güç için Poynting vektörünün integrali olan ve aşağıdaki ifade ile verilen ortogonalite bağıntısını sağlamak zorundadır:

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{e}_z (\xi_{\mu t} \times H_{\nu t}^*) dx dy = \frac{1}{2} \left( \frac{\beta}{\omega \mu_0} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi_{\mu t} \xi_{\nu t}^* dx dy = \delta_{\mu\nu} \quad (4.6)$$

Bu ifadede anlaşılacağı gibi  $\mu$  yönündeki polarizasyon için

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi_{\mu} \xi_{\nu}^k dx dy = \frac{2\omega \mu_0}{\beta} \quad (4.7)$$

ifadesi elde edilir. (4.6) ifadesinde

$$H_t = - \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0}} (\hat{e}_z \times \xi_t) \quad (4.8)$$

şeklinde bir ifadeye sahiptir, ve  $|\xi_z/\xi_t| \ll 1$  kabul edilmiştir.

Kılavuzlanmış modlar için  $\delta_{\mu t}$  Kronecker deltası olup değeri  $\mu=\nu$  için bir,  $\mu \neq \nu$  için ise sıfırdır.

Fiber içerisindeki elektromagnetik alan, hem kaplamada hem de çekirdekte sonlu kalması gerekirken, dalga denklemini de sağlamak zorundadır. Bundan dolayı kaplama içerisindeki elektromagnetik alan, alan sönümlemesini temsil etmesi için K-Bessel fonksiyonu (Modifiye edilmiş Bessel fonksiyonu) ile ifade edilirken, çekirdek içerisindeki alanda, salınıcı davranışını göstermek için J-Bessel fonksiyonu ile ifade edilir. Böylece n inci mod için alan bileşenleri (bir polarizasyon için),

$$\xi_x = C J_n(Ur/a) \begin{Bmatrix} \cos n\phi \\ \sin n\phi \end{Bmatrix} \left. \vphantom{\xi_x} \right\} r < a \quad (4.9.a)$$

$$H_y = n_e \sqrt{\epsilon_o / \mu_o} \xi_x$$

$$\xi_x = C \frac{J_n(U)}{K_n(W)} K_n(Wr/a) \begin{Bmatrix} \cos n\phi \\ \sin n\phi \end{Bmatrix} \left. \vphantom{\xi_x} \right\} r > a \quad (4.9.b)$$

$$H_y = n_e \sqrt{\epsilon_o / \mu_o} \xi_x$$

$$\xi_y = H_x = 0$$

denklemleri ile ifade edilir [39]. Burada C genlik katsayısıdır, U ve W ise sırası ile çekirdek ve kaplamadaki öz-değerler olup,

$$U = ka(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (4.10)$$

$$W = ka(n_e^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (4.11)$$

ile tanımlanırlar. U, V, ve W arasında

$$V^2 = U^2 + W^2 \quad (4.12)$$

şeklinde bir bağıntı vardır.

Cos nφ ve sin nφ nin seçimi keyfidir, çünkü birbirinden π/2 kadar dönderilen iki dejenere mod kümesi bulunabilir. C sabiti (4.9.a) ve (4.9.b) deki alan ifadelerinin (4.6) denklemindeki ortogonalite şartında yerine konulması ile elde edilir ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$C = \left[ \frac{4(\mu_o/\epsilon_o)^{1/2}}{e_n n_e \pi a^2} \right]^{1/2} \frac{W}{V |J_{n-1}(U) J_{n+1}(U)|^{1/2}} \quad (4.13)$$

Bu ifadede:

$$e_n = \begin{cases} 2, & n = 0 \\ 1, & n \neq 0 \end{cases} \quad (4.14)$$

değerine sahiptir.

## 4.2 ÜÇ DALGA KARIŞIMI

Kristal çekirdekli fiberlerde üç dalga karışımı yöntemi, ikili bir mod etkileşimi olarak incelenebilir. Bu mod etkileşiminde, ikinci dereceden suseptibilite frekans karışımına bir artış veren bozucu bir etki olarak faaliyet gösterir. Böyle bir etkileşim için kupla denklem, dalga denkleminden türetilebilir [32]. Bir önceki bölümde kristal çekirdekli fiberlerin zayıf kılavuzlamalı yapılar olduğu ve neticede mod alan dağılımlarının hemen hemen enine olduğu gösterildi. Magnetik olmayan, düşük kayıplı, izotropik ve uniform bir malzeme içerisindeki serbest

yük yayılımı için enine dalga denklemi aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$\nabla^2 E_t - \mu_o \epsilon_o \epsilon_r \frac{\partial^2 E_t}{\partial t^2} = 0 \quad (4.15)$$

Bu ifadede,  $E_t$  enine elektrik alan şiddetini göstermektedir. Büyük elektrik alan şiddetleri için, elektrik polarizasyon  $\vec{P}_{nl}$  nonlineer terimini içermektedir ve dolayısı ile dalga denklemi,

$$\nabla^2 E_t - \mu_o \epsilon_o \epsilon_r \frac{\partial^2 E_t}{\partial t^2} = \mu_o \frac{\partial^2 P_{nl}}{\partial t^2} \quad (4.16)$$

haline gelir. Bunun sebebi deplasman vektörünün,

$$\vec{D} = \epsilon_o \epsilon_r \vec{E} + \vec{P}_{nl} \quad (4.17)$$

biçiminde olmasıdır. Yukarıdaki ifadelerde basitlik sağlaması amacıyla  $P_{nl}$  nin de enine olduğu kabul edilmiştir, fakat genelde böyle olmayabilir.

(4.5) ifadesinde verilen fiber içerisindeki enine alan dağılımının, (4.16) ifadesinde yerine konulması ve aşağıdaki kabullerin yapılmasıyla kuple denklem elde edilir.

a) (4.5), (4.9.a) ve (4.9.b) ifadeleri ile verilen alan dağılımlarının (4.15) ifadesi ile verilen bozulmamış dalga denklemini sağlaması.

b) Yavaş değişen genlik yaklaşımının yapılabilmesi, yani  $A_\mu$  mod genliğinin dalga boyu mesafesine göre yavaş değişmesi.

$$\left| \frac{\partial^2 A_\mu}{\partial z^2} \right| \ll \beta_\mu \left| \frac{\partial A_\mu}{\partial z} \right| \quad (4.18)$$

Bu şartlar altında  $\mu$  üncü mod için kuple denklem

$$-i\beta_{\mu} \frac{\partial A_{\mu}}{\partial z} \xi_{\mu t} e^{i(\omega t - \beta_{\mu} z)} + k.e = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{p}_{n1}}{\partial t^2} \quad (4.19)$$

şeklinde elde edilir. Bu denklemin her iki tarafını  $\xi_{\mu t}^*$  ile çarpılıp, kılavuz kesiti üzerinden integre edilmesi ile kılavuzlanmış modlar için kuple denklem elde edilir. Elde edilen bu denklem, (4.6) ifadesi ile verilen ortogonallik bağıntısına karşılık gelir:

$$\frac{\partial A_{\mu}}{\partial z} e^{i(\omega_{\mu} t - \beta_{\mu} z)} + k.e = \frac{i}{2\omega} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{p}_{n1} \xi_{\mu t}^* dx dy \quad (4.20)$$

Üç dalga karışımı için lineer olmayan polarizasyon aşağıdaki gibi verilir [30].

$$\vec{p}_{n1}^{\omega_3} = \vec{p}_i^{\omega_3} = \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j^{\omega_2} E_k^{\omega_1} = \frac{1}{2} \left[ P_i^{\omega_3} e^{i(\omega_3 t - \beta_i z)} + k.e \right] \quad (4.21)$$

Bu ifadede,

$$\beta_i = \beta^{\omega_2} + \beta^{\omega_1} \quad (4.22)$$

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (4.23)$$

$$\beta_i \neq \beta^{\omega_3} = \omega_3 \sqrt{\mu \epsilon^{\omega_3}} \quad (4.24)$$

olup, kompleks polarizasyon genliği  $P_i$

$$P_i = \epsilon_0 d_{ijk} A_j^{\omega_2} A_k^{\omega_1} \xi^{\omega_2} \xi^{\omega_1} \quad (4.25)$$

(4.21) ifadesindeki nanlineer polarizasyonun değeri, (4.20) denkleminde kullanılarak müşterek yönlü üç dalga karışımına ait kuple denklem elde edilir:

$$\frac{dA_3^{\omega_3}}{dz} = -iK e^{i\Delta\beta z} A_j^{\omega_2} A_k^{\omega_1} \quad (4.26)$$

Bu ifadede

$$\Delta\beta = \beta^{\omega_3} - (\beta^{\omega_2} + \beta^{\omega_1}) \quad (4.27)$$

şeklinde olup,  $\Delta\beta$  faz uydurma faktörünü ifade etmektedir. (4.26) ifadesinde verilen denklem Kuple Mod Genlik Denklemi olarak isimlendirilir. Bu ifadedeki  $K$ , kuplaj sabiti olup;

$$K = \frac{\omega_3}{4} \epsilon_0 d_{ijk} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi_j^{\omega_2} \xi_k^{\omega_1} \left( \xi_{\mu t}^{\omega_3} \right)^* dx dy \quad (4.28)$$

şeklinde ifade edilir.

Daha sonraki analizlerde ikinci harmonik üretiminin özel durumu,  $\omega$  temel frekansındaki  $\nu$  üncü moddan  $2\omega$  frekansındaki  $\mu$  üncü moda kuple etmek sureti ile incelenir. Bu durumda,

$$\omega_3 = 2\omega$$

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega \quad (4.29)$$

$$\Delta\beta = \beta^{2\omega} - 2\beta^{\omega}$$

olur. Yine bu durumda  $\xi_j^{\omega_1}$  ile  $\xi_k^{\omega_2}$  nin temsil ettiği modlar aynıdır ve tek bir  $\nu$  üncü moda aittirler, yani  $\xi_{\nu}^{\omega}$  olur. Daha sonra kuple mod genlik denklemi,

$$\frac{dA_3^{\omega_3}}{dz} = -iK e^{i\Delta\beta z} A_j^{\omega} A_k^{\omega} \quad (4.30)$$

haline gelir. Burada

$$\kappa = \frac{\omega}{2} \epsilon_0 d I_0 \quad (4.31)$$

olarak alınmıştır. Bu ifadedeki  $I_0$  overlap integralini göstermekte olup,

$$I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi_{\nu}^{\omega} \xi_{\nu}^{\omega} (\xi_{\mu}^{2\omega})^* dx dy \quad (4.32)$$

değerine sahiptir. Bu ifadede  $\xi_{\mu}^{2\omega}$ ,  $\omega$  frekanslı  $\nu$ . moda dik kutuplu mod olarak alınmıştır.

Overlap integrali, aralarında kuplajın oluşabileceği modları ve kuplajın şiddetini belirler. Silindirik koordinatlardaki  $I_0$  Overlap integrali aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I_0 = \int_0^a \int_0^{2\pi} \left[ \xi_{\nu}^{\omega} \right]^2 \left( \xi_{\mu}^{2\omega} \right)^* r dr d\theta \quad (4.33)$$

(4.9.a) ifadesiyle verilen alan eşitlikleri  $x=r/a$  alınarak silindirik koordinatlar için düzenlenirse,

$$\xi_{\nu}^{\omega} = C_{\nu} J_{\nu}(U^{\omega} x) \left\{ \begin{array}{l} \cos \nu\phi \\ \sin \nu\phi \end{array} \right\} \quad \left. \vphantom{\xi_{\nu}^{\omega}} \right\} r < a \quad (4.34)$$

$$\xi_{\mu}^{2\omega} = C_{\mu} J_{\mu}(U^{2\omega} x) \left\{ \begin{array}{l} \cos \mu\phi \\ \sin \mu\phi \end{array} \right\}$$

şeklinde elde edilir. Yukarıda verilen alan ifadeleri, (4.33) eşitliğindeki overlap integralinde kullanılırsa,  $I_0$  aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$I_0 = C_{\nu}^2 C_{\mu} I_r I_{\phi} \quad (4.35)$$

Yukarıdaki ifadede:

1)  $I_r$ , kuplaj şiddetinin büyüklüğünü belirler ve

$$I_r = a^2 \int_0^1 J_\nu^2(U_\ell x) J_\mu^2(U_s x) x dx \quad (4.36)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Bu ifadede  $U_\ell = U^\omega$  ve  $U_s = U^{2\omega}$  dir. Özdeş mod alanları için ( $\nu = \mu$ ),  $I_r$  maksimum değere sahip olur.  $I_r$  integralinin çözümü nümerik yöntemlerle gerçekleştirilir.

2)  $I_\phi$ , çiftleştirilecek modların azimutal simetrisini belirtir ve

$$I_\phi = \int_0^{2\pi} \begin{Bmatrix} \cos^2 \nu \phi \\ \sin^2 \nu \phi \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \cos \mu \phi \\ \sin \mu \phi \end{Bmatrix} d\phi \quad (4.37)$$

şeklinde ifade edilir. Kuplajın mümkün olmadığı durumlarda  $I_\phi = 0$  dir.

3)  $C_\nu$  ve  $C_\mu$  sabitler olup (4.13) denkleminde faydalanılarak,

$$C_\nu = \left[ \frac{4(\mu_o / \epsilon_o)}{e_\nu n_{e\nu} \pi a^2} \right]^{1/2} \frac{W_\nu}{V_\nu |J_{\nu-1}(U_\ell) J_{\nu+1}(U_\ell)|^{1/2}} \quad (4.38)$$

$$C_\mu = \left[ \frac{4(\mu_o / \epsilon_o)}{e_\mu n_{e\mu} \pi a^2} \right]^{1/2} \frac{W_\mu}{V_\mu |J_{\mu-1}(U_s) J_{\mu+1}(U_s)|^{1/2}} \quad (4.39)$$

şeklinde düzenlenir.

Zayıf kuplaj kabulü yapıldığında, yani temel modun mesafe ile sabit kaldığı kabul edildiğinde, (4.26) denkleminin integre edilmesiyle ikinci harmonik dönüşüm verimi elde edilebilir.



$$\frac{d A_{\mu}^{\omega 3}}{dz} = -iK e^{i\Delta\beta z} A_{\nu}^{\omega} A_{\nu}^{\omega} \quad (4.40)$$

$$A_{\mu}^{2\omega} = -iK (A_{\nu}^{\omega})^2 \int_0^L e^{i\Delta\beta z} dz \quad (4.41)$$

Bu ifadede

$$A_{\nu}^{\omega} = A_{\nu}^{\omega}(0) \cong \text{sabit} \quad (4.42)$$

dir, yani

$$A_{\nu}^{\omega} \neq f(z) \quad (4.43)$$

dir. Integral sonucu

$$A_{\mu}^{2\omega} = -iK (A_{\nu}^{\omega})^2 \frac{e^{i\Delta\beta z} - 1}{i\Delta\beta} \quad (4.44)$$

şeklinde olup,  $z=L$  için

$$A_{\mu}^{2\omega}(L) = -iK (A_{\nu}^{\omega})^2 L \frac{e^{i\Delta\beta L} - 1}{i\Delta\beta L} \quad (4.45)$$

olarak elde edilir.

$P = |A|^2$  olduğundan dolayı aşağıdaki ifade düzenlenebilir.

$$P_{\mu}^{2\omega}(L) = |A_{\mu}^{2\omega}(L)|^2 = K^2 L^2 (A_{\nu}^{\omega})^4 \left| \frac{e^{i\Delta\beta L} - 1}{i\Delta\beta L} \right|^2 \quad (4.46)$$

$\eta_0 = P_{\mu}^{2\omega}(L)/P_{\nu}^{\omega}(0)$  olduğundan,

$$\eta_o = \left| \frac{A_{\mu}^{2\omega}(L)}{A_{\nu}^{\omega}(0)} \right|^2 = K^2 L^2 P_{\nu}^{\omega} \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta\beta L}{2} \right) \quad (4.47)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifadede;

$$\left( \frac{e^{i\Delta\beta L - 1}}{\Delta\beta L} \right) \left( \frac{e^{-i\Delta\beta L - 1}}{\Delta\beta L} \right) = \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta\beta L}{2} \right) \quad (4.48)$$

alınmıştır ve  $P_{\nu}^{\omega}$  watt cinsinden temel güçtür.

Frekansın ikiye katlanmasında verimi arttırmak için temel ve ikinci harmonik dalgaların fazlarını uygunlaştırmak gereklidir, yani  $\Delta\beta=0$  olmalıdır. Böylece, azaltılmayan pompa verimi (undepleted pump efficiency)  $\eta_o$ ,

$$\eta_o = K^2 L^2 P^{\omega} \quad (4.49)$$

haline gelir. En düşük mod ( $LP_{o1}$ ) için  $\nu=\mu=0$  alınarak ve (4.35)-(4.39) ifadeleri kullanılarak, (4.33) eşitliğindeki Overlap integrali şu şekilde düzenlenebilir:

$$I_o = \left[ \frac{4(\mu_o/\epsilon_o)}{2 n_e^{\omega} \pi a^2} \right] \left[ \frac{4(\mu_o/\epsilon_o)}{2 n_e^{2\omega} \pi a^2} \right]^{1/2} \frac{W_{\ell}^2 W_s}{v_{\ell}^2 v_s |J_1(U_s)| |J_1(U_{\ell})|} \\ \times 2\pi \times a^2 \int_0^1 J_o^2(U_{\ell} x) J_o^2(U_s x) x dx \quad (4.50)$$

Bu ifadede;

$$J_1 = -J_{-1} \text{ ve } \int_0^{2\pi} \cos^2(0) \cos(0) d\phi = 2\pi$$

eşitlikleri kullanılmıştır. Normalize edilmiş alan Overlap integrali  $I_N(\nu_{\ell})$ ,

$$I_N(v_\ell) = \frac{2 W_s W_\ell^2}{v_\ell v_s v_\ell^2} \frac{\int_0^1 J_0(U_s x) J_0^2(U_\ell x) x dx}{|J_1(U_s)| J_1^2(U_\ell)} \quad (4.51)$$

şeklinde tanımlanır [40] ve buna bağlı olarak  $I_0$  aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$I_0 = \left[ \frac{4(\mu_o/\epsilon_o)}{2 n_e^\omega \pi a^2} \right] \left[ \frac{4(\mu_o/\epsilon_o)}{2 n_e^{2\omega} \pi a^2} \right]^{1/2} \times v_\ell \times \pi a^2 \times I_N(v_\ell) \quad (4.52)$$

Bu durumda azaltılmamış pompa verimi  $\eta_0$

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \frac{\omega^2}{4} \epsilon_o^2 d^2 I_0^2 L^2 P^\omega(0) \\ &= \frac{\omega^2}{4} \epsilon_o^2 d^2 P^\omega(0) \left[ \frac{4(\mu_o/\epsilon_o)}{2 n_e^\omega \pi a^2} \right]^2 \left[ \frac{4(\mu_o/\epsilon_o)}{2 n_e^{2\omega} \pi a^2} \right] (\pi a^2)^2 v_\ell^2 I_N^2(v_\ell) L^2 \end{aligned} \quad (4.53)$$

şeklinde ifade edilir.

$\lambda(\omega)$  dalga boyuna sahip bir düzlemsel dalgada ikinci harmonik üretiminin azaltılmamış pompa verimi ( $\eta_p$ ) şeklinde yeni bir parametre tanımlanabilir [30].

$$\eta_p[\lambda(\omega)] = \frac{8\pi(\mu_o/\epsilon_o)^{1/2} [d/\lambda(\omega)]^2 [L/\lambda(\omega)]^2 P^\omega(0)}{n_1(2\omega) n_1^2(\omega)} \quad (4.54)$$

Burada  $n_1(2\omega) = n_e^{2\omega}$  ve  $n_1(\omega) = n_e^\omega$  olarak alınır.

$$\frac{v_\ell^2}{k^2 a^2} = n_1^2(\omega) - n_2^2(\omega) \quad (4.55)$$

bağıntısının (4.53) ve (4.54) de kullanılması ile

$$\eta_o = \eta_p [\lambda(\omega)] (2\pi)^2 [n_1^2(\omega) - n_2^2(\omega)] I_N^2(V_\ell) \quad (4.56)$$

elde edilir. Güç dönüşüm şartının göz önünde bulundurulması ile, yani;

$$\frac{d}{dz} \left[ |A_\nu^\omega|^2 + |A_\mu^{2\omega}|^2 \right] = 0 \quad (4.57)$$

olması ve  $2\omega$  frekansında giriş olmadığı kabul edilerek ,

$$|A_\nu^\omega|^2 + |A_\mu^{2\omega}|^2 = \left[ A_\nu^\omega(0) \right]^2 \quad (4.58)$$

denklemini yazılabilir. Bu bağıntının (4.26) da kullanılması ile,

$$\frac{dA_\mu^{2\omega}}{dz} = -ik e^{i\Delta\beta z} (A_\nu^\omega)^2 = -ik e^{i\Delta\beta z} \left\{ \left[ A_\nu^\omega(0) \right]^2 - |A_\mu^{2\omega}|^2 \right\} \quad (4.59)$$

denklemini elde edilir, ve bu ifadenin integre edilmesi ile ikinci harmonik güç için azalmış pompa verimi,

$$\eta_{SHG} = \tanh^2(k\sqrt{P^W(0)} L) \quad (4.60)$$

veya

$$\eta_{SHG} = \tanh^2 \eta_o^{1/2} \quad (4.61)$$

olarak bulunur.

### 4.3 DAN ÖZLÜ FİBER YAPILARDA İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİ VE VERİMİN HESAPLANMASI

Bu bölümde fiber çekirdek malzemesi olarak DAN [4-(N,N-dimethylamino)-3-acetamidonitrobenzene] kristalinin kullanılması ve kaplama malzemesi olarak ta saf silikanın farklı malzemelerle belirli oranlarda katkılanması ile oluşturulacak fiberdeki ikinci harmonik üretim verimi hesaplanacak ve fiber parametrelerinin verimi nasıl etkiledikleri detaylı olarak incelenecektir.

Bu amaçla, üçüncü bölümde detaylı şekilde izah edilerek elde edilen, fiber yapılarda ikinci harmonik verimini gösteren (4.60) denkleminin düzenlenmesi ve sabit değerlerin yerine konulması ile

$$\eta = \tanh^2 \left[ \frac{865 d L I_n}{\lambda^2 \sqrt{n_1(2f)/\Delta(f)P_i(0)}} \right] \quad (4.62)$$

ikinci harmonik verimi sade bir şekilde elde edilir. Buradaki overlap integrali  $I_n$  ve diğer parametreler aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$I_n = \frac{2W(2f) W^2(f)}{V(2f) V^3(f)} \frac{\int_0^1 J_0[U(2f)x] J_0^2[U(f)x] x dx}{|J_1[U(2f)]| J_1^2[U(f)]} \quad (4.63)$$

$$\Delta(mf) = \frac{n_1^2(mf) - n_2^2(mf)}{2n_1^2(mf)} \cong \frac{n_1(mf) - n_2(mf)}{n_1(mf)}, m=1,2 \quad (4.64)$$

$$U(mf) = ak_0(mf) [n_1^2(mf) - n_e^2(mf)]^{1/2}, m = 1,2 \quad (4.65)$$

$$W(mf) = ak_o(mf) [n_e^2(mf) - n_2^2(mf)]^{1/2} , m = 1,2 \quad (4.66)$$

$$V^2(mf) = U^2(mf) + W^2(mf) , m = 1,2 \quad (4.67)$$

$$n_e(mf) = \beta(mf) / k_o(mf) , m = 1,2 \quad (4.68)$$

Yukardaki eşitliklerde  $n_1$  ve  $n_2$  sırası ile çekirdek ve kaplamadaki kırılma indislerini gösterir.  $\Delta$  bağıl kırılma indis farkını,  $U$  ve  $W$  ise sırası ile çekirdek ve kaplamadaki alan denklemlerini sağlayan öz-değerleri gösterir.  $V$  normalize frekansı veya mod sayısını,  $P_1(0)$  ise  $z=0$  daki temel ışının giriş gücünü gösterir.  $L$  fiber boyunu,  $d$  ise kristal eksenlerinin seçimine göre belirlenecek olan ikinci harmonik üretim katsayısını gösterir.  $n_e$  efektif kırılma indisini,  $J_0$  ve  $J_1$  ise birinci ve ikinci dereceden Bessel fonksiyonlarını temsil eder.

DAN özlü fiber yapılarda verimin hesaplanmasına DAN kristalinin kırılma indis değişiminin hesaplanması ile başlanılır. Bu amaçla yapılan çalışmalar sonucunda, DAN kristalinin kırılma indisinin dalga boyuna göre değişimi aşağıdaki formülle ifade edilir [18].

$$n^2 - 1 = \frac{q}{(\lambda_o^{-2} - \lambda^{-2})} + A \quad (4.69)$$

Bu formül bir osilatör modeli geliştirilerek elde edilmiştir. Burada  $q = p / (2\pi c)^2$  olup, osilatör gerilmesini gösterir.  $\lambda_o$  temel osilatörün dalga boyunu,  $A$  ise bu basit modelde hesaba katılmayan diğer osilatörlerden gelen katkıyı temsil eder.  $\lambda$  ise kristal içerisinde yayılacak olan dalganın dalga boyunu temsil eder. Kristalin üç temel eksenli boyunca kırılma indis

değişimini belirleyen uygunlaştırma parametrelerinin değerleri Tablo-4.1 de gösterilmiştir.

Tablo-4.1 DAN kristalinin üç temel eksenini boyuncaki kırılma indislerini belirleyen uygunlaştırma parametrelerinin değerleri.

	$q(10^{12}m^{-2})$	$\lambda_0(10^{-6}m)$	A
$n_x$	1.0879	0.3681	1.1390
$n_y$	1.9858	0.3933	1.3290
$n_z$	4.0908	0.4194	1.5379

Kristal çekirdekli fiber yapılarda ikinci harmonik üretimi için, fiber içerisine gönderilen temel dalga ile, ikinci harmonikle üretilecek olan dalganın birbirine dik konumda polarize edilmeleri gerekir. Bu amaçla fiber çekirdeğini oluşturan kristalin üç temel eksenini boyunca göstereceği kırılma indis değerleri hem temel dalganın dalga boyu, hem de ikinci harmonik dalganın dalga boyu için ayrı , ayrı hesaplanır. Daha sonra da hesaplanan bu kırılma indis değerleri arasından temel dalgaya ait kırılma indis değeri, ikinci harmonik dalgaya ait kırılma indis değerinden büyük olacak şekilde, kırılma indis değerleri belirlenir.

Fiber yapıyı oluşturan çekirdek kısmının kırılma indis değişimi bu şekilde belirlendikten sonra, kaplama kısmının da kırılma indis değişiminin hesaplanması gerekir. Ancak bu herşeyden önce kaplama olarak kullanılacak malzeme bağlıdır. Fiber kaplama malzemesi olarak, saf silikanın muhtelif malzemelerle belirli oranlarda katkılanmış hali kullanılır. Dolayısı ile kaplama malzemesinin kırılma indisi belirlenirken, öncelikle saf silikanın dalga boyuna göre kırılma indis değişimi belirlenir,

daha sonra da katkılama maddelerinin bu değişimi nasıl etkiledikleri belirlenir. Saf silikanın dalga boyuna göre kırılma indis değişimi aşağıdaki Selmeier denklemi ile verilir [41]:

$$n^2 - 1 = \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - (0.0684043)^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - (0.1162414)^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - (9.896161)^2} \quad (4.70)$$

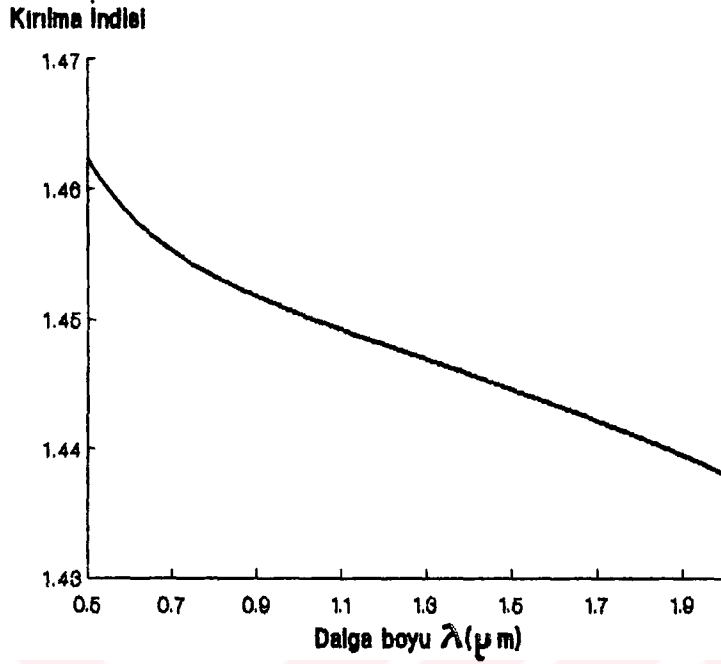
Saf silikanın kırılma indisinin dalga boyuna göre değişimi Şekil 4.2 de gösterilmiştir.

Katkılama maddesi olarak  $\text{GeO}_2$  (Germanyum dioksit) ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Aliminyum oksit),  $\text{TiO}_2$  (Titanyum) ve  $\text{ZrO}_2$  (Zirkonyum) kullanılması durumunda, kırılma indis değişiminin aşağıdaki denklemle ifade edileceği, yapılan çalışmalar neticesinde ortaya çıkmıştır [9], [41], [42], [43].

$$n_2(\lambda) = N_2(\lambda) + \begin{cases} 14.4 * 10^{-4} * X & \text{GeO}_2 \text{ katkılama için} \\ 17.5 * 10^{-4} * X & \text{Al}_2\text{O}_3 \text{ katkılama için} \\ 49.5 * 10^{-4} * X & \text{TiO}_2 \text{ katkılama için} \\ 56.5 * 10^{-4} * X & \text{ZrO}_2 \text{ katkılama için} \end{cases} \quad (4.71)$$

Bu ifadedeki  $N_2(\lambda)$  saf silikanın kırılma indis değerini, X ise katkılama oranını göstermektedir. Saf silikanın muhtelif katkılama maddeleri ile katkılanmaları halindeki kırılma indis değişimi Şekil 4.3 de gösterilmiştir.



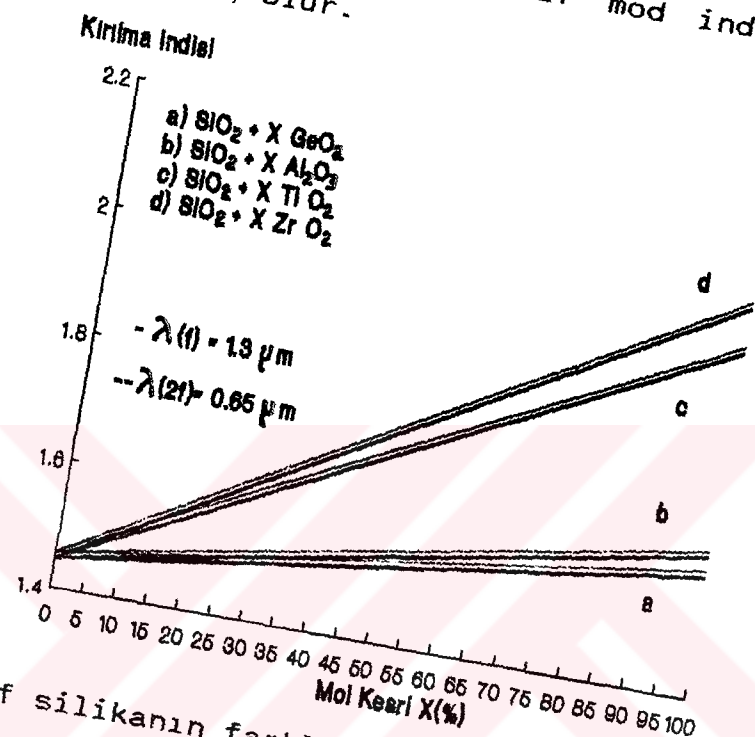


Şekil 4.2. Saf silikanın kırılma indis değerinin dalga boyuna göre değişimi.

Saf silikanın muhtelif maddelerle katkılanması durumunda, katkılama oranı arttıkça kırılma indis değerinde arttığı şekilden de açıkça görülür, ancak bu durum burada mahsedilen katkılama maddeleri için geçerlidir. Saf silikanın kırılma indis değerini azaltan katkılama maddeleri de vardır. Bu tür katkılama maddelerine  $B_2O_3$  (Bor), ve F (Flor) örnek olarak verilebilir.

Şimdi bütün mesele eş faz uyumlu ikinci harmonik üretimini gerçekleştirmek maksadı ile tasarlanacak olan fiber yapının kaplamasının kırılma indis değerinin belirlenmesidir. Bu amaçla öncelikle katkılama malzemesinin cinsi belirlenir. Daha sonra katkılama oranı % 0 dan başlanarak % 100 e kadar değiştirilir ve her bir katkılama oranı için bağıl kırılma indis farkları hesaplanır. Ayrıca her bir yüzde oranı için, fiber çekirdek yarıçapının temel dalganın dalga boyuna oranı bir oluncaya kadar fiber yarıçapı değiştirilir. Bu esnada fiber çekirdek yarıçapına ve bağıl kırılma indisine bağlı olan normalize frekans olan  $V(w)$  ve  $V(2w)$  değerleri hesaplanır. Daha sonra

fiber içerisindeki alan çözümlerini verecek olan özdeğer denklemleri Newton Raphson Metodu ile nümerik olarak çözülerek  $W(w)$ ,  $W(2w)$ ,  $U(w)$ , ve  $U(2w)$  öz-değerleri bulunur. Dolayısı ile bu özdeğerlere bağlı olan efektif mod indisleri  $n_{eff}(w)$  ve  $n_{eff}(2w)$  belirlenmiş olur.



Şekil 4.3. Saf silikanın farklı maddelerle katkılanması halinde, kırılma indis değerinin dalga boyuna göre değişimi.

Ancak faz uyumlu ikinci harmonik üretimini gerçekleştirmek için gerekli olan şart; temel frekanstaki efektif kırılma indisi  $n_{eff}(w)$  ile, ikinci harmonik frekanstaki efektif kırılma indisi  $n_{eff}(2w)$  nın birbirine eşit olmasıdır. Dolayısı ile hesaplanan bu efektif mod indisleri karşılık gelen bağlı kırılma indis farkları seçilir. Ancak kristal çekirdekli fiber yapılarında ikinci harmonik güç verimini maksimum değere ulaştırmak için, hem temel frekansta hem de ikinci harmonik frekansta tek mod rejiminde çalışmak zorunluluğu vardır. Dolayısı ile bağlı kırılma indis farklarının seçiminde, tek modda çalışmayı temin etmek için, hem temel frekansta hem de ikinci harmonik frekastaki normalize frekans değerleri  $V(w)$  ve

$V(2w)$  nın 2.405 değerini aşmamasına dikkat edilmelidir. Böylece bağıl kırılma indis farklarının alt ve st sınırları belirlenmiş olur. Bu şekilde belirlenen bağıl kırılma indis değerlerini sağlayan katkılama oranı ve fiber çekirdek yarıçapı belirlenir.

Netice itibarı ile, ikinci harmonik üretimini gerçekleştirmek maksadı ile tasarlanan fiber yapının kaplamasının oluşturulmasında kullanılacak olan katkılama maddesinin cinsinin yanı sıra katkılama oranı ve fiber çekirdek yarıçapı da belirlenmiş olur.

şimdi ise fiber boyunun ne kadar olacağı belirlenecektir. Bu ise ikinci harmonik gc verimi ile ilgilidir. Fiber boyu, verimi maksimum yapacak şekilde belirlenir. İkinci harmonik gc veriminin hesaplanmasına  $I_n$  overlap integralinin hesaplanması ile başlanır. Overlap integrali Simpson metodu ile nümerik olarak czlr. İkinci harmonik gc verimini belirleyen diğer sabit parametreler  $P_i(o)$  giriş gücünün,  $d$  ikinci harmonik üretim katsayısının,  $\Delta(f)$  bağıl kırılma indis farkının,  $\lambda$  temel dalga boyunun ve  $n_1(2f)$  çekirdek malzemesinin ikinci harmonikteki kırılma indis değerinin (4.62) denkleminde yerine konulması ile ikinci harmonik gc verimi belirlenir.

## BEŞİNCİ BÖLÜM

### SONUÇLAR VE İRDELEME

Bu çalışmada fiber çekirdek malzemesi olarak organik bir malzeme olan DAN kristali kullanılmıştır. Bir lazer dioddan elde edilen ve fiber içerisine temel ışın olarak gönderilen ışının dalga boyu 1.3 mikrometre, ikinci harmonikte üretilecek olan ışının dalga boyuda 0.65 mikrometre olarak alınmıştır. Bu şartlar altında DAN kristalinin temel eksenleri boyunca göstereceği kırılma indis değerleri, (4.69) denklemi ve Tablo 4.1 den faydalanılarak belirlendi. Buna göre, temel eksenler boyuncaki kırılma indis degerleri;

$$n_x \text{ eksenini boyunca, } n_x(f) = 1.5163 \text{ , } n_x(2f) = 1.5349$$

$$n_y \text{ eksenini boyunca, } n_y(f) = 1.6391 \text{ , } n_y(2f) = 1.6773$$

$$n_z \text{ eksenini boyunca, } n_z(f) = 1.8278 \text{ , } n_z(2f) = 1.9418$$

olarak elde edildi. İkinci harmonik üretiminin gerçekleştirilmesi için, temel frekanstaki kırılma indis değeri ikinci harmonikteki kırılma indis değerinden büyük olmalı ve her iki ışın fiber içerisinde bir birlerine dik kutuplu bulunmalıdırlar. Bu şartlar altında mümkün olan alternatifler aşağıdaki gibi belirlendi:

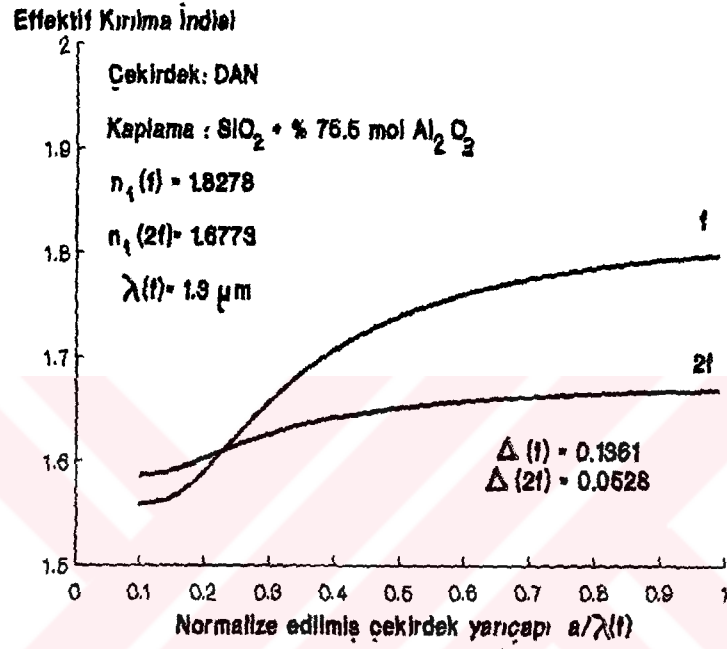
- a) Birinci alternatif:  $n_z(f) = 1.8278$ ,  $n_y(2f) = 1.6773$   
b) İkinci alternatif :  $n_z(f) = 1.8278$ ,  $n_x(2f) = 1.5349$   
c) Üçüncü alternatif :  $n_y(f) = 1.6391$ ,  $n_x(2f) = 1.5349$

Bu alternatiflerin her biri farklı ikinci harmonik üretim katsayılarına sahiptirler. Bu alternatifler içerisinde en büyük İkinci Harmonik Üretim Katsayısına (IHÜK) sahip olan birinci alternatiftir ( $d_{23} = (50 \pm 15) \text{ pm/V}$ ) [18]. Diğer alternatifler ise küçük IHÜK na sahiptirler. IHÜK ikinci harmonik üretim verimi ile doğru orantılı olmasından dolayı, ikinci ve üçüncü alternatiflerde verim çok düşük olacağı düşüncesi ile incelenmemiş, fakat birinci alternatif tüm ayrıntıları ile incelenmiştir.

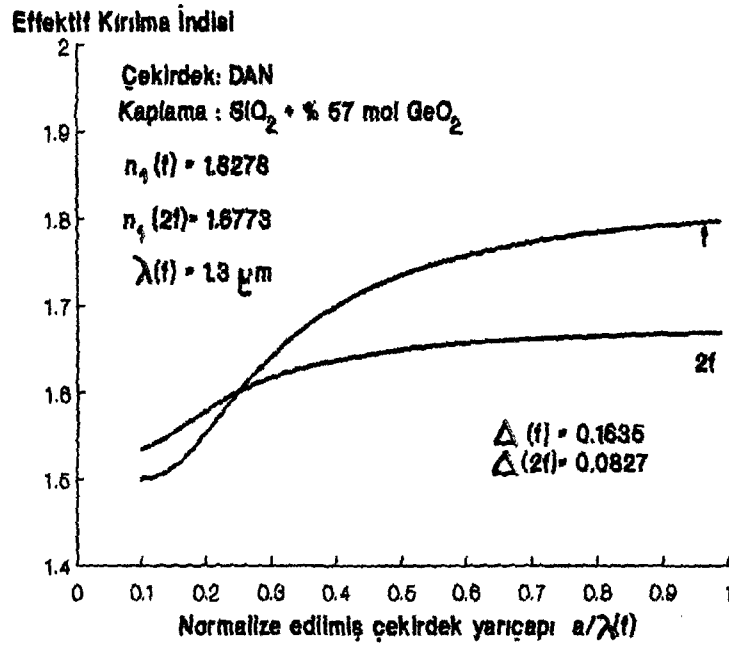
Bu çalışmada fiber kaplama malzemesi olarak saf silikanın germanyum dioksit ( $\text{GeO}_2$ ), aliminyum oksit ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), zirkonyum ( $\text{ZrO}_2$ ) veya titanyumla ( $\text{TiO}_2$ ) katkılanmış hali kullanılmıştır. Şekil 5.1-a), b), c) ve d) de farklı katkılama malzemeleri için,  $n_e(f)$  ve  $n_e(2f)$  efektif kırılma indis değerlerinin, normalize edilmiş fiber çekirdek yarıçapı  $a/\lambda(f)$  e göre değişimleri gösterilmiştir. Genelde  $n_e(f)$  ve  $n_e(2f)$  in kesişim noktaları, faz uyumlu ikinci harmonik üretimini gerçekleştirmek için gerekli olan fiber çekirdek yarıçapını belirlerler. Farklı katkılama maddelerinin efektif kırılma indis değerlerine ve faz uygunlaştırma noktalarına olan etkileri aşağıdaki şekillerden açıkça görülmektedir.

İkinci harmonik üretim veriminin maksimum seviyede olması için, kristal çekirdekli fiber hem temel frekansta hem de ikinci harmonik frekansta tek-mod rejiminde çalışmak zorundadır. Şekil 5.2 de tek modda çalışma sınırı [yani  $V(f)$  ve  $V(2f) \leq 2.405$ ] ve normalize frekansın bağıl kırılma indis farkı  $\Delta(f)$  e göre değişimi gösterilmiştir. Bu şekilden de anlaşılacağı gibi hem tek-mod rejiminde çalışmayı temin etmek, hem de faz uygunlaştırma şartının gerçekleştirilmesi için, bağıl kırılma

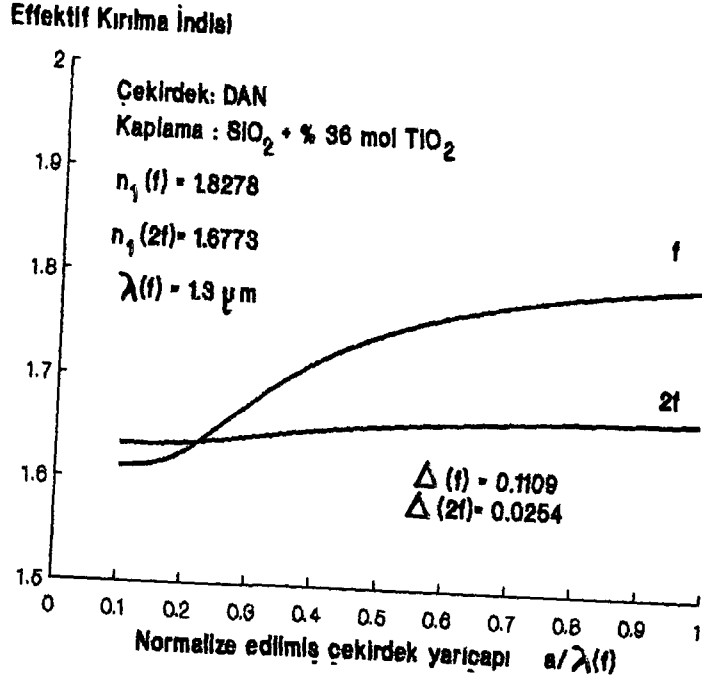
indis farkının belirli bir deger aralığında olması gerekmektedir. Farklı dört katkılama maddesi için bağıl kırılma indis değerlerinin hangi aralıkta olabileceği hesaplanmış ve Şekil 5.2 de gösterilmiştir.



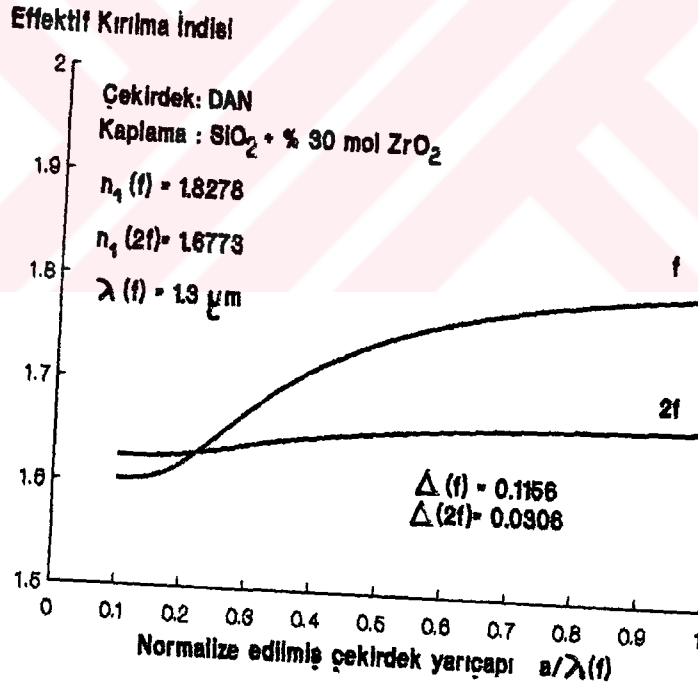
a)



b)



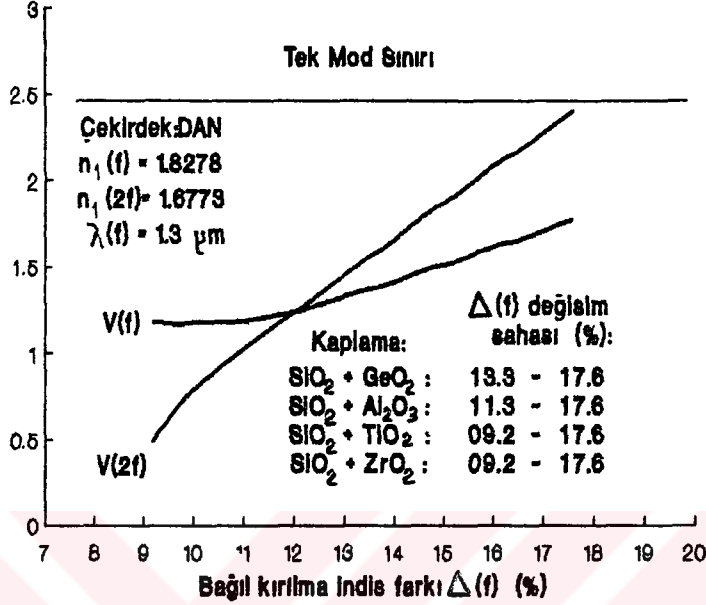
c)



d)

Şekil 5.1. Effektif kırılma indislerinin, normalize edilmiş fiber çekirdek yarıçapına göre değişimleri. a) Alüminyum oksit katkılama, b) Germanyum dioksit katkılama, c) Titanyum katkılama, d) Zirkonyum katkılama

Normalize Frekans V



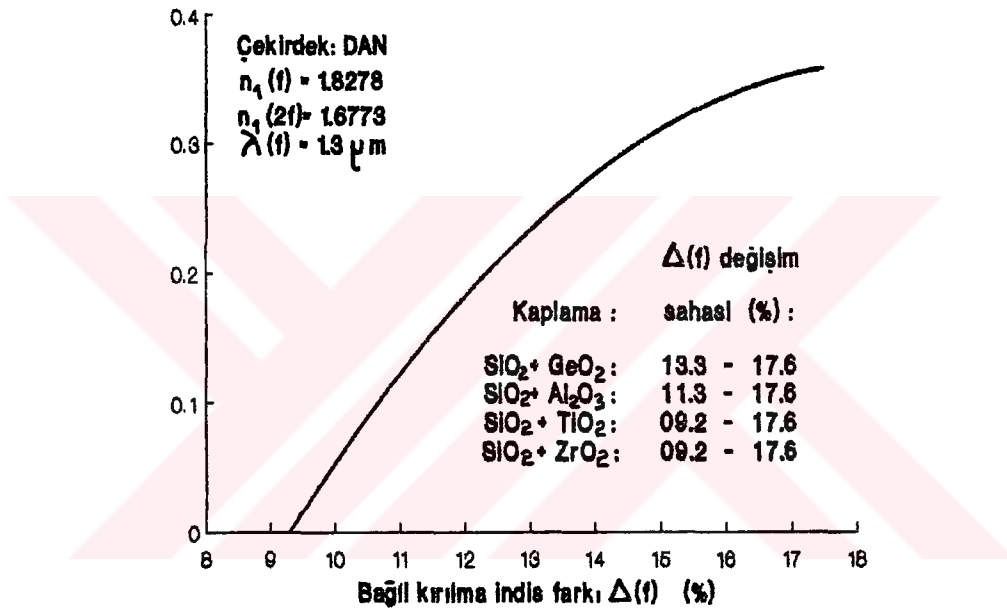
Şekil 5.2. Normalize frekansın bağıl kırılma indis farkına göre değişimi.

Şekil 5.3 te  $I_n$  normalize edilmiş overlap integralinin  $\Delta(f)$  bağıl kırılma indis farkına göre değişimi gösterilmiştir. Bu şekilden bağıl kırılma indis farkı büyüdükçe overlap integral değerinin de büyüdüğü görülür. (4.62) denkleminde de görüleceği gibi ikinci harmonik üretim verimi, normalize edilmiş overlap integrali ile doğru orantılıdır, yani  $I_n$  normalize overlap integral değeri ne kadar büyük olursa, verimde o kadar yüksek olur. Bu durumda bağıl kırılma indis farkının büyük değerde olması istenir, ancak daha öncede tartışıldığı gibi tek-modda çalışma şartını sağlamak için, bağıl kırılma indis farkının her zaman bir üst değeri vardır. Dolayısı ile bu değeri aşmak mümkün değildir. Şekil 5.3 de farklı katkılama maddeleri için bağıl kırılma indis değerlerinin alabileceği alt ve üst sınır değerleri tablo halinde verilmiş ve bu değerlere karşılık gelen  $I_n$  normalize overlap integral değerleri grafik olarak gösterilmiştir. Bu grafiğin elde edilmesinde kullanılan



data değerleri eğri uydurma yöntemi ile çoğaltılarak elde edilmiştir. Çünkü yapmış olduğumuz bilgisayar programında bu grafikte ilgili olan data değerleri belirli aralıklarla ve az sayıda elde edilmiştir. Daha sonrada bu değerlere uyan ikinci dereceden bir denklemle eğri uydurularak data değerleri çoğaltılmıştır.

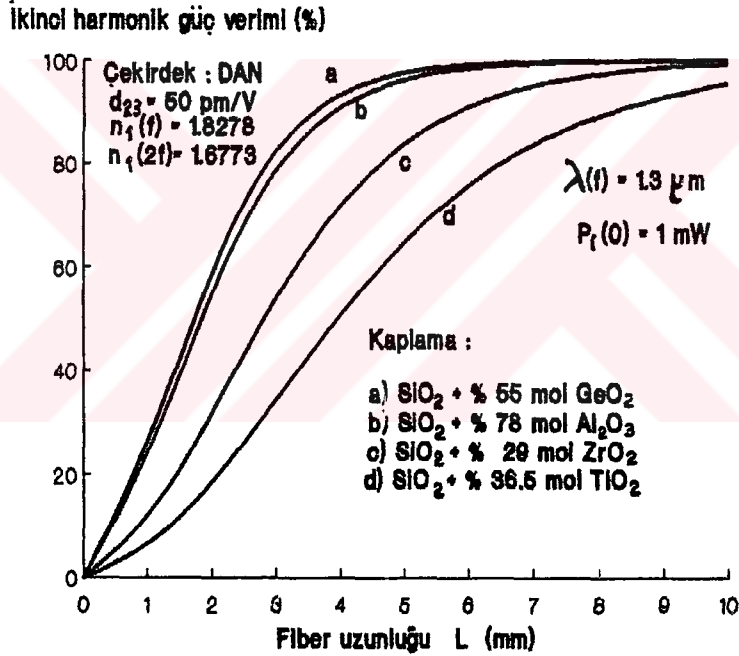
Normalize edilmiş overlap integrali  $I_n$



şekil 5.3. Normalize edilmiş overlap integralinin bağlı kırılma indis farkına göre değişimi.

ikinci harmonik gc veriminin, farklı kaplama malzemeleri için fiber uzunluğuna olan bağımlılığı şekil 5.4 de gösterilmiştir. Bu şekilden sabit bir giriş gücünde, farklı kaplama malzemelerinin ve fiber boyunun ikinci harmonik gc verimini nasıl etkilediği açıkça görülmektedir. Bu şekilden; kristal çekirdekli fiberin küçük boylarda olması halinde, yüksek verimli ikinci harmonik üretimi elde etmek için fiber kaplama malzemesi olarak  $GeO_2$  katkılamaı tercih etmenin uygun olacağı anlaşılmaktadır. Diğer katkılama malzemeleri içinde, fiber boyunun yeterli uzunlukta olması halinde yüksek verimli ikinci

harmonik üretimi gerçekleştirilmektedir. Ancak kristal büyütmenin hem masraflı olması hemde yüksek teknoloji gerektirmesinden dolayı, küçük fiber boyları tercih edilir. Bu çalışmanın en büyük özelliklerinden birisi, çok küçük fiber boyu ile çok yüksek verimlere ulaşılabilmesidir. Çekirdek malzemesi olarak mNA ( meta - nitroanilin ) kristali kullanılan bir çalışmada, yaklaşık olarak 6 ila 7 cm. lik fiber boylarında ulaşılan verimlere, bu çalışmada 1 cm. lik fiber boyu ile ulaşılabilmektedir [44].

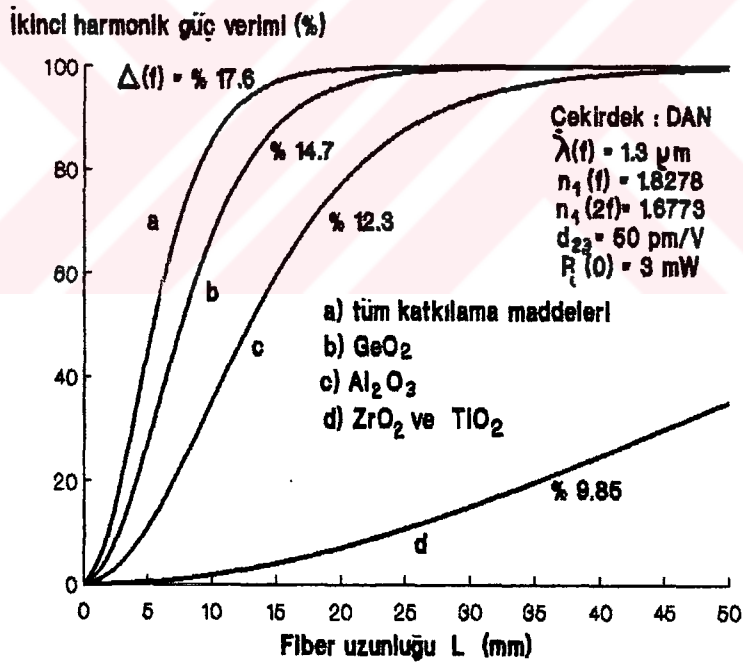


Şekil 5.4. Farklı katkılama maddeleri için, ikinci harmonik güç veriminin fiber boyuna göre değişimi.

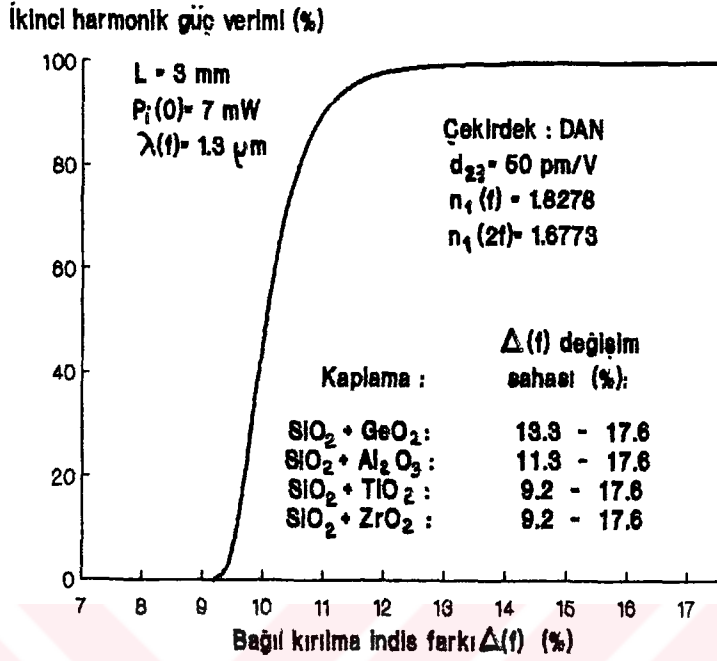
Şekil 5.5 de ise farklı bağıl kırılma indis değerleri için, ikinci harmonik güç veriminin fiber boyuna göre değişimi gösterilmiştir. Beklenildiği gibi, bağıl kırılma indis değeri büyüdükçe verimde büyümektedir. Farklı dört katkılama maddesi içinde en büyük değer olan  $\Delta(f) = \% 17.6$  değerinde, çok küçük fiber boylarında çok yüksek verimlere ulaşılmaktadır. Bağıl kırılma indis farkı küçüldükçe, veriminde küçüldüğü ve küçük

bağıl kırılma indis değerlerinde yüksek verimlere ulaşmak için fiber boyunu büyültmek gerektiği şekilden açıkça görülmektedir.

Şekil 5.6 da ise ikinci harmonik güç veriminin bağıl kırılma indis farkına göre değişimi gösterilmiştir. Bağıl kırılma indis farkı büyüdükçe verimde büyümektedir. Ancak yukardaki bölümlerde de bahsedildiği gibi hem tek mod-rejiminde çalışmayı, hemde faz uygunluğunu sağlamak için bağıl kırılma indis değerlerinin alacağı değerler sınırlıdır. Dolayısı ile farklı dört katkılama maddesi için bağıl kırılma indis değerlerinin alabileceği alt ve üst sınırlar tablo halinde grafikte gösterilmiştir. Bu grafikte fiber boyu 3 mm. de, giriş ışın gücü ise 7 mW. da sabit tutulmuştur.



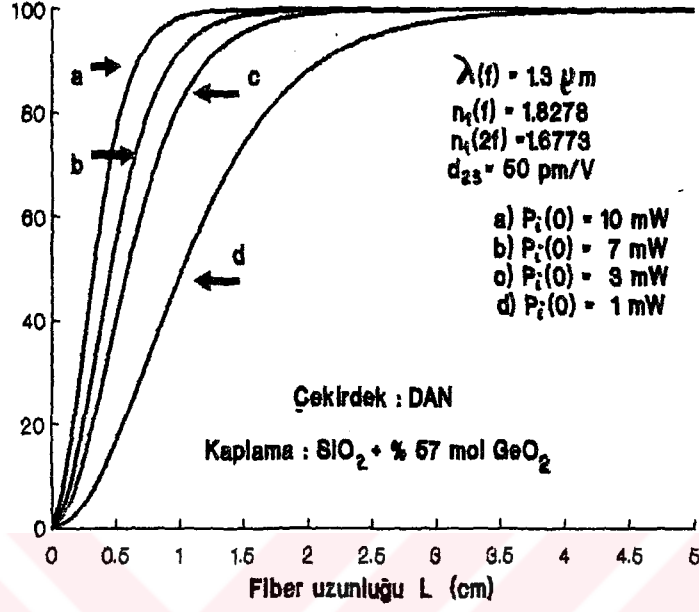
Şekil 5.5. Farklı bağıl kırılma indis farkları için, ikinci harmonik güç veriminin fiber boyuna göre değişimi.



Şekil 5.6. İkinci harmonik güç veriminin, bağıl kırılma indis farkına göre değişimi.

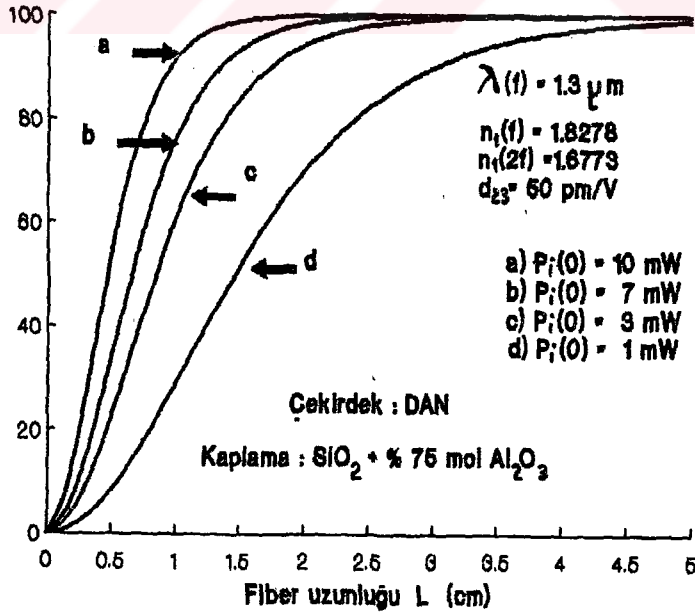
Şekil 5.7 a), b), c) ve d) de dört katkılama maddesi için, farklı giriş güçlerinde ikinci harmonik güç veriminin fiber boyuna göre değişimi gösterilmiştir. Bu grafiklerin her birinden, ışın giriş gücünün büyük değerleri için küçük fiber boyları ile yüksek verimlere ulaşmanın mümkün olacağı açıkça görülmektedir. Giriş gücünün küçük olması durumunda ise fiber boyunu artırmak sureti ile yüksek verim değerlerine ulaşılabilir. Örneğin, Şekil 5.7a da kaplaması % 57 germanyum oksit katkılama ile gerçekleştirilen fiber yapıda, giriş gücü 10 mW. olduğu durumda 1 cm. lik fiber boyu ile % 100 verime ulaşılırken, giriş gücü 1 mW. olduğunda aynı verim değerine fiber boyunun 5 cm. yi aşması ile ulaşılabilir. Bu örnekten ışın giriş gücünün, ikinci harmonik güç verimini nasıl etkilediği kolaylıkla anlaşılır.

İkinci Harmonik Güç Verimi (%)



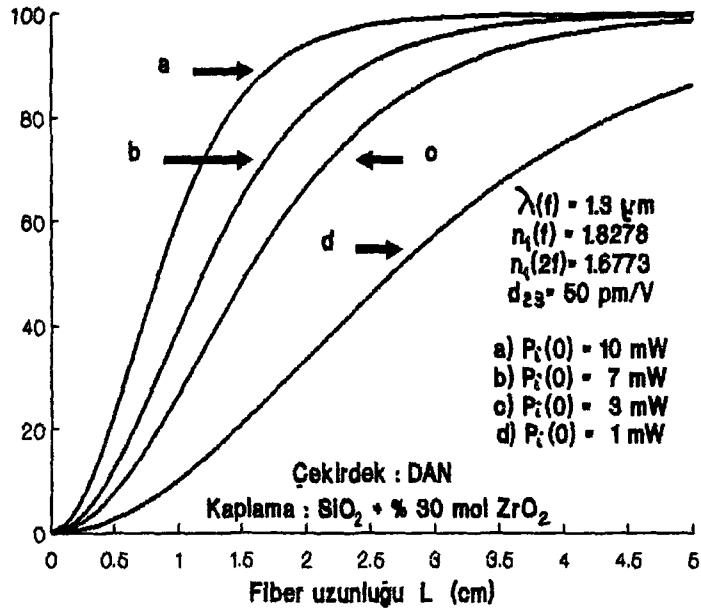
a)

İkinci Harmonik Güç Verimi (%)



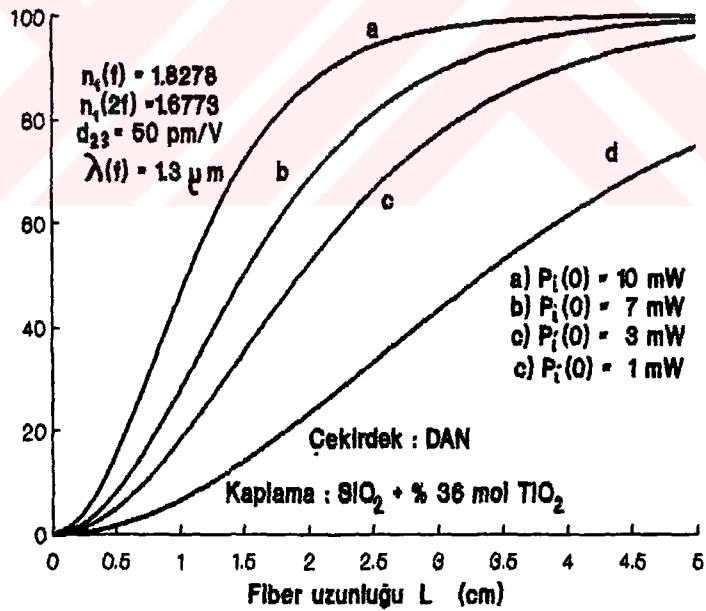
b)

İkinci Harmonik Güç Verimi (%)



c)

İkinci Harmonik Güç Verimi (%)



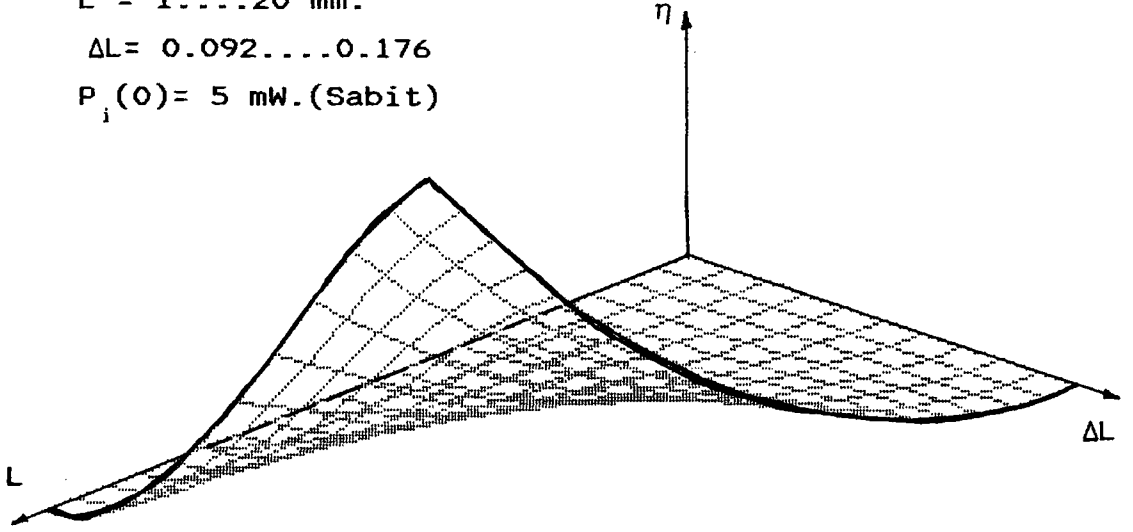
d)

Şekil 5.7. Farklı katkılama maddeleri ve farklı ışın giriş güçleri için, ikinci harmonik güç veriminin fiber boyuna göre değişimi, a) Germanyum dioksit katkılama, b) Aliminyum oksit katkılama, c) Zirkonyum katkılama, d) Titanyum katkılama.

Yapılan bu incelemelerde, ikinci harmonik güç veriminin bağıl kırılma indis farkına, fiber boyuna, ışın giriş gücüne, normalize overlap integraline ve katkılama maddelerinin cinsine ve oranlarına bağlılığı tüm ayrıntıları ile sergilendi. İkinci harmonik güç verimini etkileyen bu parametrelerden, katkılama maddelerinin cinsi ve oranları tamamı ile bağıl kırılma indis farkına bağlıdır. Öte yandan eğri uydurma yöntemi ile, overlap integralinde bağıl kırılma indis farkı cinsinden ifade edilmesi ile bu parametrelerin sayısı üçe düşürülür. Böylece bu üç değişkenden birinin sabit tutulması, diğer ikisinin de aynı anda değişmesi ile ikinci harmonik güç veriminin nasıl değişeceği üç boyutlu grafiklerle incelenebilir. Böylece bir optimizasyon yapma imkanı bulunabilir.

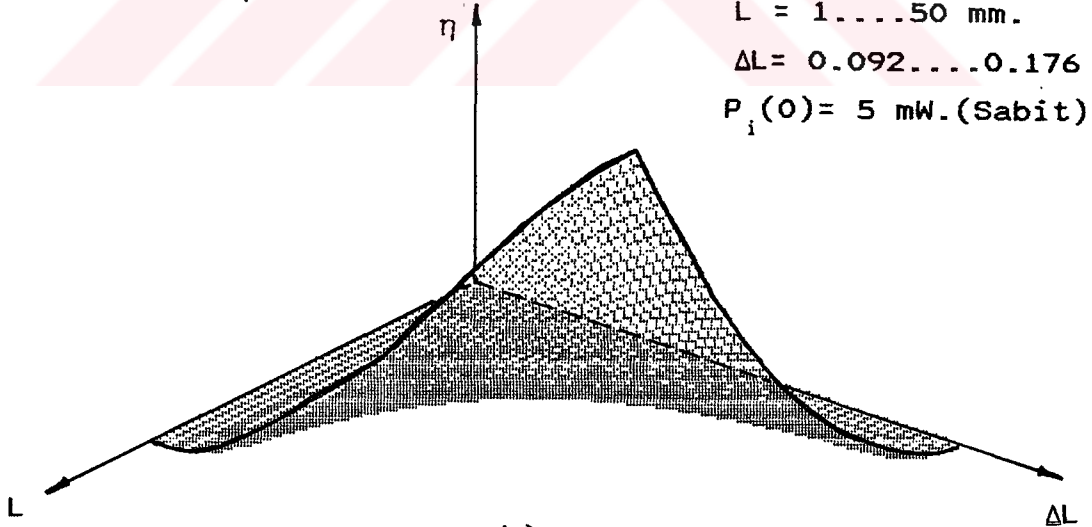
Şekil 5.8 a) ve b) de fiber boyu ile bağıl kırılma indis farkının aynı anda değişmesi durumunda ikinci harmonik güç veriminin nasıl değiştiği gösterilmiştir. Bağıl kırılma indis farkı % 9.2 ile % 17.6 aralığında değiştiğinden, bu grafikler tüm katkılama maddeleri için geçerlidir. Şekil 5.8 a) da fiber boyu ise 0-2 cm. aralığında değişirken, Şekil 5.8 b) de 0-5 cm aralığında değişmektedir. Bu grafikler de ışın giriş gücü 5mW. ta sabit tutulmuştur. Grafiklerden, bağıl kırılma indis farkı arttıkça ikinci harmonik güç veriminin de arttığı anlaşılmaktadır. Küçük bağıl kırılma indis farkı değerlerinde, yüksek verim değerlerine ulaşmak için, fiber boyunun artırılması gerektiği açıkça görülmektedir. Büyük bağıl kırılma indis farkı değerlerinde ise, çok küçük fiber boyu ile büyük verimlere ulaşmak mümkün olmaktadır.

$L = 1 \dots 20 \text{ mm.}$   
 $\Delta L = 0.092 \dots 0.176$   
 $P_i(0) = 5 \text{ mW. (Sabit)}$



a)

$L = 1 \dots 50 \text{ mm.}$   
 $\Delta L = 0.092 \dots 0.176$   
 $P_i(0) = 5 \text{ mW. (Sabit)}$

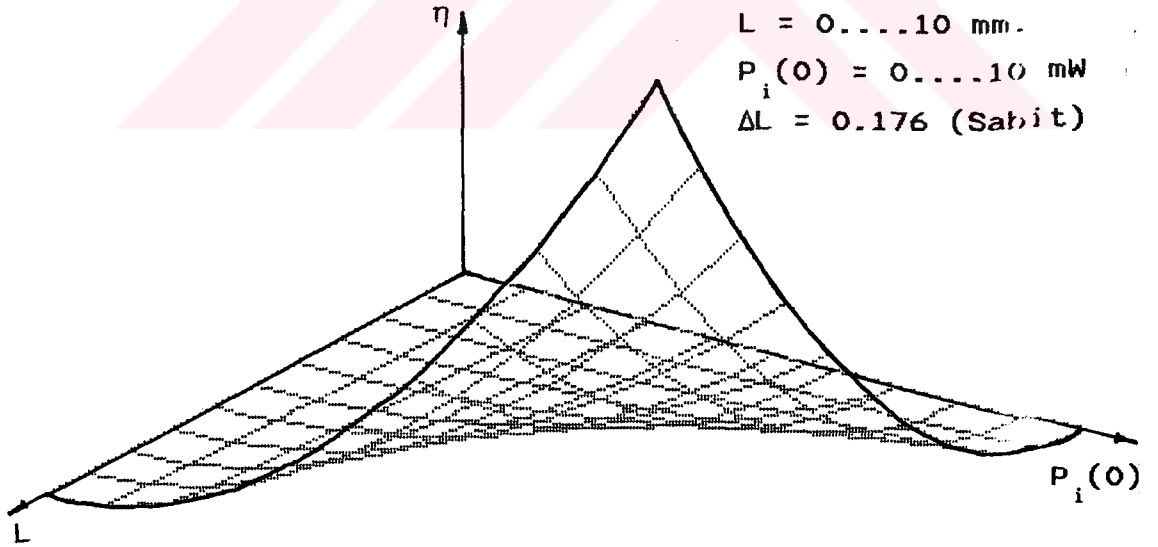


b)

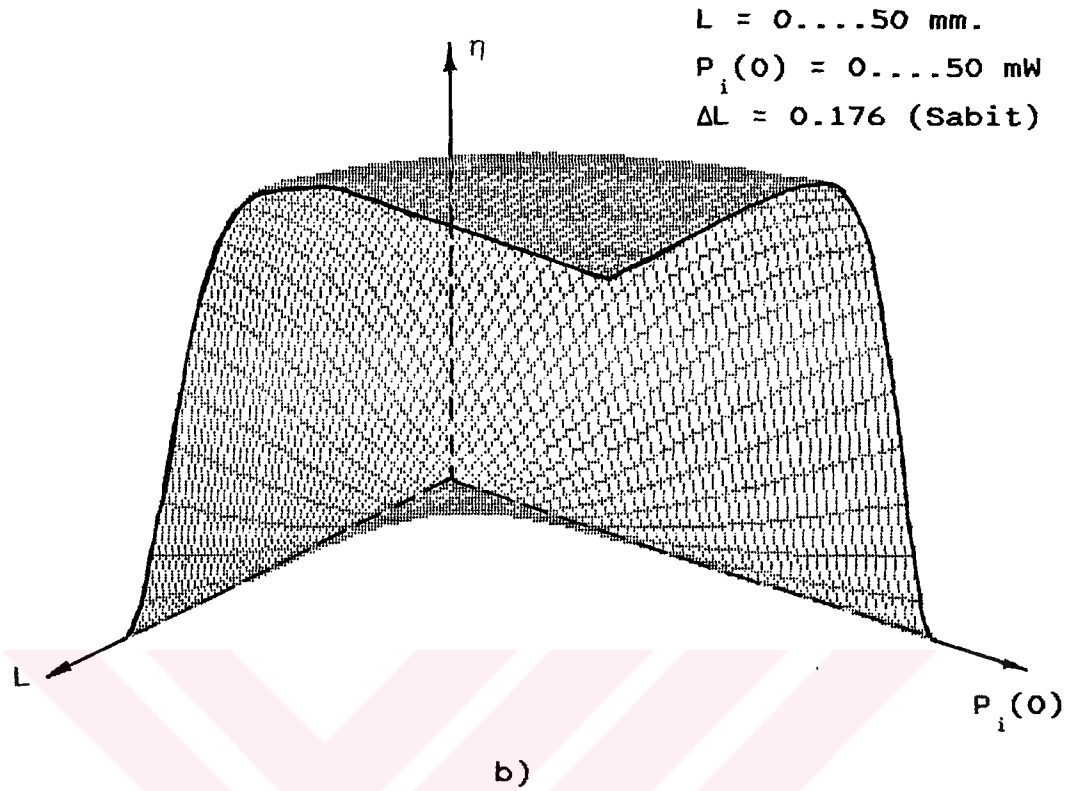
Şekil 5.8 a), b) İkinci harmonik güç veriminin fiber boyu ve bağıl kırılma indisi farkına göre değişimleri.



Şekil 5.9 a) ve b) de ise fiber boyu ile ışın giriş gücünün birlikte değiştiği durumda, ikinci harmonik güç veriminin nasıl değiştiği gösterilmiştir. Şekil 5.9 a) da fiber boyu 0-10 mm. ,giriş gücü ise 0-10 mW aralığında değişirken, Şekil 5.9 b) de fiber boyu 0-50 mm , ışın giriş gücü ise 0-50 mW aralığında değişmektedir. Bağıl kırılma indis farkı ise her iki şekilde de % 17.6 da sabit tutulduğundan, grafikler tüm katkılama maddeleri için geçerlidir. Grafiklerden hem fiber boyunun, hem de giriş gücünün artması ile ikinci harmonik güç veriminin de arttığı açıkça görülmektedir. Giriş gücünün sabit değerlerinde verimi artırmak için fiber boyunu, fiber boyunun sabit değerlerinde de giriş gücünü artırmak gerektiği anlaşılmaktadır.

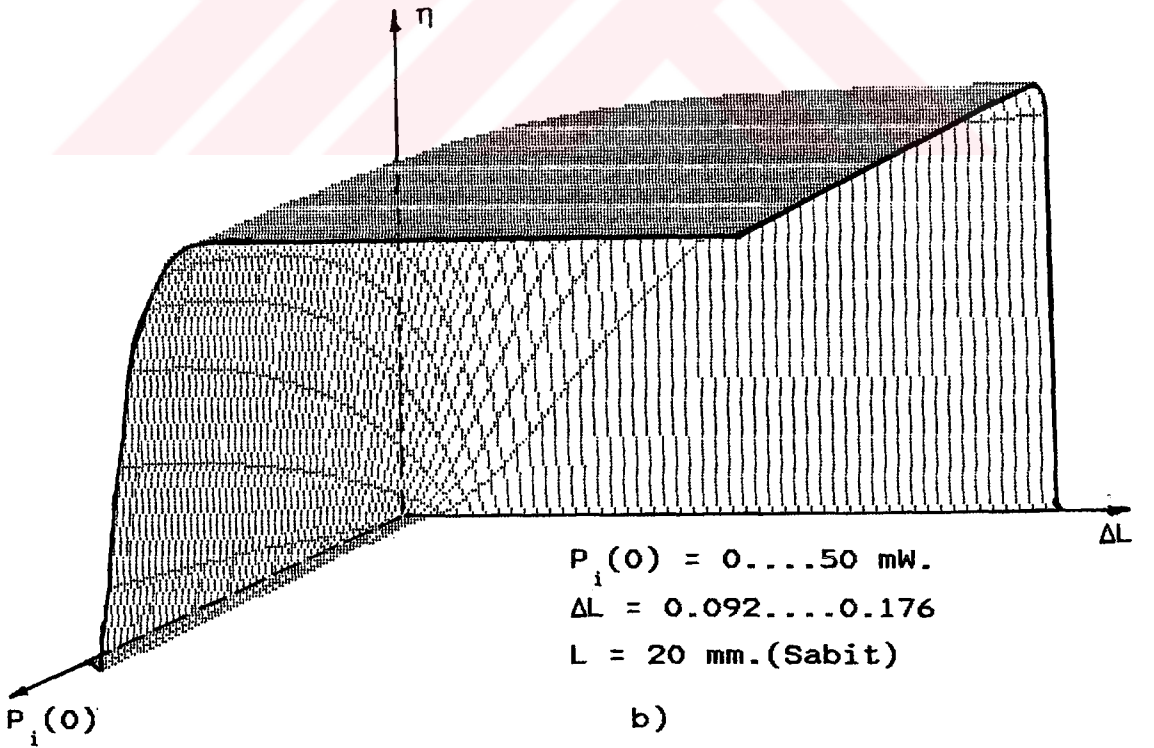
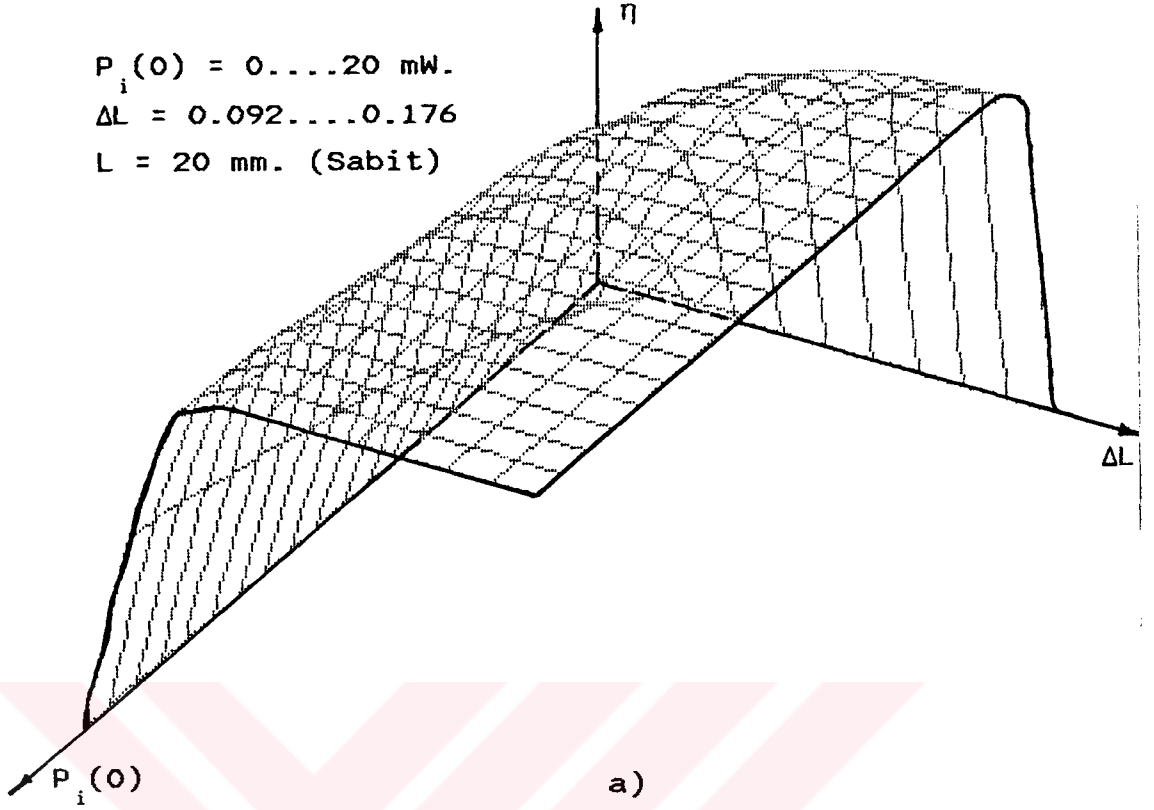


a)



Şekil 5.9 a), b) İkinci harmonik güç veriminin, fiber boyu ve ışın giriş gücüne göre değişimleri.

Bağıl kırılma indis farkı ile ışın giriş gücünün birlikte değiştiği durumda, verimin nasıl değişeceği Şekil 5.10 a) ve b) de gösterilmiştir. Her iki şekilde de bağıl kırılma indis farkı % 9.2 ile % 17.6 aralığında değişirken, giriş gücü Şekil 5.10 a) da 0-20 mW. aralığında, Şekil 5.10 b) de ise 0-20 mW. aralığında değişmektedir. Dolayısı ile bu grafikler tüm katkılama maddeleri için geçerli olur. Bu grafikler için fiber boyu 20 mm. de sabit tutulmuştur. Grafiklerden, giriş gücünün küçük değerlerinde yüksek verimlere ulaşmak için, bağıl kırılma indis farkının büyük tutulması gerektiği anlaşılmaktadır. Bağıl kırılma indis farkının büyük değerlerinde ise çok küçük güçlerle büyük verimler elde edilmektedir.



Şekil 5.10 a), b) İkinci harmonik güç veriminin, ışın giriş gücü ve bağıl kırılma indis farkına göre değişimleri.

Bu çalışmada, çekirdeği organik bir kristal (DAN) ve kaplaması silikanın muhtelif malzemelerle katkılanması ile oluşturulan silindirik dalga kılavuzu yapısındaki bir fiberde, ikinci harmonik güç üretim verimi, faz uygunlaştırma şartı altında incelenmiştir. Ayrıca, ikinci harmonik güç üretim verimi tek mod şartı ile sınırlandırılmıştır, aynı çalışma çok modlu durum için yeniden incelenebilir. İleriye yönelik bir çalışma olarak, çekirdek malzemesi olarak farklı yeni organik kristallerin ve kaplama malzemesi olarak farklı katkılama maddelerinin kullanılması ile ikinci harmonik güç üretim verimi yeniden araştırılabilir. Organik kristallerin çok pahalı olması sebebi ile ikinci harmonik güç üretim verimi için cam çekirdekli adi fiberler kullanarak, faz uyumlu olmayan, düşük verimli fakat daha ucuza mal edilebilen fiber yapılar tasarlanabilir. Bunlara ilave olarak, dalga kılavuzunun geometrik yapısı ve tekniği (kılavuzlanmış modların radyasyon modlarına çevrilmesi gibi) değiştirilerek, ikinci harmonik güç üretim verimi gerçekleştirilebilir.

REFERANSLAR

- [1] M.K.CHUN, L.GOLDBERG, J.F.WELLER, Appl. Phys. Lett. 53, 1170, 1988
- [2] T.TANIUCHI, K.YAMAMOTA, Conference on Lasers and Electrooptics Annual Meeting Tech. Dig. CLEO'87, paper WPG Baltimore,MD.26 April-1 May 1987
- [3] T.TANIUCHI, K.YAMAMOTA, Technical Digest of 12th European Conference on Optical Communications, Vol.I, p.22 ,Telefonica, Barselone, Spain 1986
- [4] K.SHINOZAKI, R.FURUKAWA, T.FUKUNAGA And N.WATANABE, Appl.Phys.Lett.54, 2654, 1989
- [5] K.SHINOZAKI, R.FURUKAWA, T.FUKUNAGA And N.WATANABE, J. Appl. Phys. , 66, 1057, 1989
- [6] K.SHINOZAKI, R.FURUKAWA, T.FUKUNAGA And N.WATANABE, Jon. J. Appl. Phys., 28, L1426, 1989
- [7] B.K.NAYAR, C.S.WINTER, Opt. Quantum Electron., 22, 297, 1990
- [8] D.J.WILLIAMS, Optical Properties Of Organic And Polimeric Metarials, American Chemical Society, Washington DC, 1983
- [9] A.CARENCO, J.JERPHAGNON And A.PERIGAUD, Nonlinear Optical Properties of Some m-Disubstituted Benzene Derivates, J. Chem. Phys.,Vol. 66, No. 8, pp. 3086-3813, April 1977
- [10] K.JAIN, J.I.CROWLEY, G.H.HEWING, Y.Y.CHENG And R.J.TWIEG, Opt. Laser Tech., 297, 1981

- [11] J.A.ARMSTRONG, N.BLOEMBERGEN, J.DUCUING, And P.S.PERSHAN, Phys. Rev., 127, 1918, 1962
- [12] P.A.FRANKEN, A.E.HILL, C.W.PETERS, And G.WEINREICH, Phys. Rev. Lett., 7, 118, 1961
- [13] D.J.WILLIAMS, Optical Properties of Organic and Polymeric Materials, American Chemical Society, Washington DC, 1983
- [14] A.CAIENCE, J.JERPHAGNON And A PERIGAUD, J. Chem. Phys., 66, 3806, 1977
- [15] K.JAIN, J.I.CROWLEY, G.H.HEWIG, Y.Y.CHENG And R.J.TWIEG, Optics and Laser Tech., 297, 1981
- [16] B.F.LEVINE, C.G.BETHEN, C.D.THURMOND, et al., J. Apply. Phys., 50, 2523, 1979
- [17] R.MORITA, N.OGASAWARA, S.UMEGAKI And R.ITO, Refractive Indices of 2-Methyl-4-Nitroaniline (MNA), Jap.J.App.Phys., 26, 1711, 1987
- [18] P.KERKOC, M.ZGONIK, K.SUTTER, CH.BOSSHARD, And P.GUNTER, Optical and Nonlinear Optical Properties of 4 - ( N, N - dimethylamino )- 3 - acetamidonitrobenzene Single Crystals, Appl.Phys.Lett., 54, 1989
- [19] L.GOLDBERG And M.K.CHUN, Appl. Phys. Lett., 55, 218, 1989
- [20] M.A.DREGER., Ph.D.dissertation, University of New Mexico, Albuguergue, N.M., 1987
- [21] M.A.DREGER And J.K.MC IVER, Second Harmonic Generation in a Nonlinear Anisotropic Medium with Diffraction and Depletion, Submitted to J. Opt. Soc. Am. B., 1988

- [22] Y.FUJII, et al, Opt.Lett., 5, 48, 1980
- [23] Y.SASAKI, And Y.OHMORI, Appl.Phys.Lett., 39, p.466, 1981
- [24] R.W.TERHUNE, And D.A.WEINBERGER, J.Opt.Soc.Am.B., 4, 661, 1987
- [25] U.OSTERBERG, And W.MARGUUS, Opt.Lett., 11, 516, 1986
- [26] U.OSTERBERG, And W.MARGUUS, Opt.Lett., 12, 57, 1987
- [27] R.H.STOLEN, And H.W.K.TOM, Opt.Lett., 12, 585, 1987
- [28] B.VALK, et al., Appl.Phys.Lett., 51, 722, 1987
- [29] F.P.PAYNE, Electron.Lett., 23, 1216, 1987
- [30] A.YARIV, P.YEH, Optical Waves in Crystals, John Willey and Sons Inc., 1984
- [31] P.D.MAKER, R.N.TERHUNE, and C.M.SAVAGE, in Proceedings Third Conference on Quantum Electronics, Columbia Uni.Press, p.1559, New York, 1964
- [32] A.YARIV, Quantum Electronics 2d Ed., Chapter 18, Wiley, New York, 1975
- [33] N.BLOMBERGEN, Nonlinear Optics, Benjamin, New York, 1965
- [34] J.A.ARMSTRONG, N.BLOMBERGEN, J.DUCUING, and P.S.PERSHAN, Interactions Between Light Waves in a Nonlinear Dielectric, Phys. Rev. 127, pp.1918-1939, 1962
- [35] N.BLOMBERGEN, and P.S.PERSHAN, Light Waves at the Boundary of Nonlinear Media, Phys. Rev. 128, pp.606-622, 1962

- [36] N.BLOMBERGEN, and Y.R.SHEN, Quantum-theoretical Comparison of Nonlinear Susceptibilities in Parametric Media, Lasers, and Raman Lasers, Phys. Rev. 133, A37-A49, 1964
- [37] D.A.KLEINMAN, Nonlinear Dielectric Polarization in Optical Media, Phys. Rev. 126, p 1977, 1962
- [38] D.GLOGE, Appl.Optics, 10, 2252, 1971
- [39] D.MARCUSE, Theory of Dielectric Optical Waveguides, New York, 1974
- [40] K.I.WHITE, B.K.NAYAR, R.KASHYAP, Optical and Quantum Electronics, 20, pp.339-342, 1988
- [41] J.GOVER, Optical Communication Systems, Series in Optoelectronics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, Chap. 2, pp. 44-48, 1984
- [42] D.S. CHEMLA and J.ZYSS, Nonlinear Optical Properties of Organic Molecules and Crystals, Academic, New York, Vol. 1 and 2, 1987
- [43] M.J.WEBER, Handbook of Laser Science and Technology, CRC Pres, Boca Raton , FL, Vol. 3, Pt. 1, 1986
- [44] S. ÖZSOY and H.G. SHIRAZ, Analysis of Second Harmonic Generation in Organic Crystal Cored Fibers for Various Cladding Materials, Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 5, No. 1, January 1992



EK-I

TABLULAR

Tablo 2.1 Kristallerin optik simetrisi ve bunlara karşılık gelen dielektrik tensörü.

Optik Simetri	Kristal Sistemi	Nokta Grupları	Dielektrik Tensörü	
İzotropik	Kübik	$\bar{4}3m$	$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n^2 & 0 & 0 \\ 0 & n^2 & 0 \\ 0 & 0 & n^2 \end{pmatrix}$	
		432		
m3				
23				
m3m				
Tek Eksenli	Tetragonal	4		$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{pmatrix}$
		$\bar{4}$		
		4/m		
		422		
		4mm		
		$\bar{4}2m$		
	4/mmm			
	Hegzagonal	6		
		$\bar{6}$		
		6/m		
622				
Trigonal	6mm			
	$\bar{6}m2$			
	6/mmm			
	3			
	$\bar{3}$			
Çift Eksenli	Triklirik	32	$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix}$	
		3m		
	$\bar{3}m$			
	Monoklinik	1		
		$\bar{1}$		
		2		
	m			
	2/m			
	Ortorombik	222		
		2mm		
mmm				

Tablo 2.2 Bazı tipik kristallerin kırılma indis değerleri.

İzotropik				
	CdTe		2.69	
	NaCl		1.544	
	Diamond		2.417	
	Fluorite		1.392	
	GaAs		3.40	
Tek Eksenli		$n_o$	$n_e$	
pozitif	Ice	1.309	1.310	
	Quartz	1.544	1.553	
	BeO	1.717	1.732	
	Zircon	1.923	1.968	
	Rutile	2.616	2.903	
	ZnS	2.354	2.358	
negatif	(NH <sub>4</sub> )H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (ADP)	1.522	1.478	
	Beryl	1.598	1.590	
	KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (KDP)	1.507	1.467	
	NaNO <sub>3</sub>	1.587	1.336	
	Calcite	1.658	1.486	
	Tourmaline	1.638	1.618	
	LiNbO <sub>3</sub>	2.300	2.208	
	BaTiO <sub>3</sub>	2.416	2.364	
Proustite	3.019	2.739		
Çift Eksenli		$n_x$	$n_y$	$n_z$
	Gypsum	1.520	1.523	1.530
	Feldspar	1.522	1.526	1.530
	Mica	1.552	1.582	1.588
	Topaz	1.619	1.620	1.627
	NaNO <sub>2</sub>	1.344	1.411	1.651
	SbSI	2.7	3.2	3.8
	YAlO <sub>3</sub>	1.923	1.938	1.947

Tablo 3.1 Tüm kristal sınıflarına ait nonlineer optik tensör formları.

---

Simetri Merkezli Sınıflar

Sınıf  $\bar{1}, 2/m, mmm, 4/m, 4mmm, \bar{3}, \bar{3}m, 6/m, 6mmm, m\bar{3}, m\bar{3}m:$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

---

Triklirik Sistem

Sınıf  $1-C_1:$

$$\begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}_{(18)}$$

---

Monoklinik Sistem

Sınıf  $m-C_s:$

$$m \perp x_3 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & 0 & 0 & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & 0 & 0 & d_{26} \\ 0 & 0 & 0 & d_{34} & d_{35} & 0 \end{pmatrix}_{(10)}$$

Sınıf  $m-C_s:$

$$m \perp x_2^a \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & d_{35} & 0 \end{pmatrix}_{(10)}$$

Sınıf  $2-C_2:$

$$2 \parallel x_3 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & d_{25} & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix}_{(8)}$$

Sınıf  $m-C_2:$

$$2 \parallel x_2^a \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & 0 & d_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{34} & 0 & d_{36} \end{pmatrix}_{(8)}$$

---

Ortorombik Sistem

Sınıf  $mm2-C_{2v}:$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{(5)}$$

Sınıf  $222-D_2:$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix}_{(3)}$$

---

Tablo 3.1 (Devam)

Tetragonal Sistem

Sınıf  $4-C_4$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{14} & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{(4)}$$

Sınıf  $\bar{4}-S_4$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d_{15} & d_{14} & 0 \\ d_{31} & -d_{31} & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix}_{(4)}$$

Sınıf  $4mm-C_{4p}$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{(3)}$$

Sınıf  $\bar{4}2m-D_{2d}$  :

$m \parallel x_1$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix}_{(2)}$$

Sınıf  $422-D_4$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{(1)}$$

Trigonal Sistem

Sınıf  $3-C_3$  :

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & -d_{14} & -d_{11} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{(6)}$$

Sınıf  $3m-C_{3v}$  :

$m \perp x_1^a$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{(4)}$$

Sınıf  $3m-C_{3v}$  :

$m \perp x_2$

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & -d_{11} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{(4)}$$

Sınıf  $32-D_3$  :

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{(2)}$$

Tablo 3.1 (Devam)

Hegzagonal Sistem

Sınıf  $\bar{6}-C_{3h}$  :

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & 0 & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & 0 & 0 & -d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{(2)}$$

Sınıf  $6-C_6$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{14} & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{(2)}$$

Sınıf  $\bar{6}m2-D_{3h}$  :

$m \perp x_1^a$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{(1)}$$

Sınıf  $\bar{6}m2-D_{3h}$  :

$m \perp x_2$

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{(1)}$$

Sınıf  $6mm-C_{6v}$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{(3)}$$

Sınıf  $622-D_6$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{(1)}$$

Kübik Sistem

Sınıf  $23-T$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix}^{(1)}$$

Sınıf  $23m-T_d$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix}^{(1)}$$

Sınıf  $432-O$  :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{(1)}$$

Tablo 3.2 Önemli kristallerin nonlineer optik katsayılarından bazılarının değerleri.

Kristal	Nokta Grubu	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{ijk}^{(2\omega)}$ ( $\frac{1}{3} \times 10^{-22}$ MKS)	$\delta_{ijk}$ ( $10^9$ MKS)
GaAs	$\bar{4}3m$	2.12	$d_{14} = 138$	$\delta_{14} = 1.9$
		10.6	107	
GaP	$\bar{4}3m$	1.064	$d_{14} = 80 \pm 14$	$\delta_{14} = 1.6$
		1.318	65	
		2.12	62	
		3.39	53	
		10.6	46	
GaSb	$\bar{4}3m$	10.6	$d_{14} = 311$	$\delta_{14} = 2.0$
InAs	$\bar{4}3m$	10.6	$d_{14} = 207$	$\delta_{14} = 2.3$
InSb	$\bar{4}3m$	28	$d_{14} = 462$	$\delta_{14} = 3.0$
$\beta$ -ZnS	$\bar{4}3m$	10.6	$d_{14} = 24$	$\delta_{14} = 6.8$
ZnSe	$\bar{4}3m$	10.6	$d_{14} = 64$	$\delta_{14} = 9$
ZnTe	$\bar{4}3m$	10.6	$d_{14} = 72$	$\delta_{14} = 9$
CdTe	$\bar{4}3m$	28	$d_{14} = 48$	$\delta_{14} = 3.6$
CuBr	$\bar{4}3m$	1.064	$d_{14} = -8.29$	$\delta_{14} = -2.5$
		10.6	-6.2	
CuCl	$\bar{4}3m$	1.064	$d_{14} = -7.7$	$\delta_{14} = -3.7$
		10.6	$d_{14} = -5.3$	
CuI	$\bar{4}3m$	1.064	$d_{14} = -5.0$	$\delta_{14} = -0.7$
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	$\bar{4}3m$	1.064	$ d_{14}  = 1.6$	$ \delta_{14}  = 0.7$
CdSe	6mm	2.12	$d_{33} = 52$	$\delta_{33} = 5.7$
		10.6	44	
			$d_{31} = -23$	$\delta_{31} = -2.9$
			$ d_{15}  = 25$	$ \delta_{15}  = 3.2$
CdS	6mm	10.6	$d_{33} = 35$	$\delta_{33} = 8.0$
		1.06	80	
		10.6	$d_{31} = -21$	$\delta_{31} = -5.1$
			$ d_{15}  = 23$	$ \delta_{15}  = 5.5$
$\alpha$ -ZnS	6mm	10.6	$d_{33} = 29$	$\delta_{33} = 6.7$
			$d_{31} = -15$	$\delta_{31} = -3$
		1.06	$d_{33} = 35$	
ZnO	6mm	1.06	$d_{33} = -7.2$	$\delta_{33} = -4.5$
			$d_{31} = 2.2$	$\delta_{31} = 1.4$
			$ d_{15}  = 2.4$	$ \delta_{15}  = 1.6$
BeO	6mm	1.064	$d_{33} = -0.26$	$\delta_{33} = -0.52$
			$d_{31} = -0.18$	$\delta_{31} = -0.41$
SiC	6mm	1.064	$d_{33} = -18$	$\delta_{33} = -1.2$
			$d_{31} = 11$	$\delta_{31} = 0.85$
			$d_{15} = 10$	$\delta_{15} = 0.78$
AgI	6mm	1.318	$d_{33} = -21$	$\delta_{33} = -7.1$
			$d_{31} = 10$	$\delta_{31} = 3.7$
GaSe	$\bar{6}m2$	10.6	$d_{22} = 64$	$\delta_{22} = 2.5$
$\text{LiIO}_3$	6	1.064	$d_{31} = -5.7$	$\delta_{31} = -7.3$
			$d_{33} = -5.6$	$\delta_{33} = -1.1$
			$ d_{14}  = 0.25$	$ \delta_{14}  = 0.26$

Tablo 3.2 (Devam)

Kristal	Nokta Grubu	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{ijk}^{(2\omega)}$ ( $\frac{1}{3} \times 10^{-22}$ MKS)	$\delta_{ijk}$ ( $10^9$ MKS)
HgS	3m	10.6	$ d_{111}  = 40$	$ \delta_{111}  = 3.3$
		1.32	$ d_{111}  = 56$	
Se	3m	10.6	$ d_{111}  = 77$	$ \delta_{111}  = 6$
AgGaSe <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	2.12	$ d_{36}  = 54$	$ \delta_{36}  = 4.0$
		10.6	$ d_{36}  = 46$	
AgGaS <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$d_{36} = 14$	$\delta_{36} = 3.0$
		1.064	$d_{36} = 23$	
AgInSe <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$ d_{36}  = 50$	$ \delta_{36}  = 3.8$
CdGeAs <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$ d_{36}  = 280$	$ \delta_{36}  = 2.9$
CdGeP <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$ d_{36}  = 129$	$ \delta_{36}  = 2.8$
CuInS <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$ d_{36}  = 8.8$	$ \delta_{36}  = 0.87$
CuGaS <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$ d_{36}  = 11 \pm 4$	$ \delta_{36}  = 1.5$
CuGaSe <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$ d_{36}  = 35$	$ \delta_{36}  = 2.3$
ZnSiAs <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$ d_{36}  = 87$	$ \delta_{36}  = 1.8$
ZnGeP <sub>2</sub>	$\bar{4}2m$	10.6	$d_{14} = 88$	$\delta_{14} = 2.3$
		1.318	$d_{36} = 0.48$	$\delta_{36} = 4.5$
		0.6328	0.57	
		0.6943	0.56	
		1.06	0.50	
KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (KDP)	$\bar{4}2m$	1.15	0.49	
		1.064	$ d_{36}  = 0.61$	$ \delta_{36}  = 5.1$
		0.6328	0.69	
		0.6943	0.68	
		1.318	0.57	
KD <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	$\bar{4}2m$	0.6943	$ d_{36}  = 0.42$	$ \delta_{36}  = 3.8$
ND <sub>4</sub> D <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	$\bar{4}2m$	0.6943	$ d_{36}  = 0.61$	$ \delta_{36}  = 5.0 \pm 0.8$
RbH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	$\bar{4}2m$	1.0642	$ d_{36}  = 0.4$	$ \delta_{36}  = 3.4$
			$ d_{14}  = 0.6$	$ \delta_{14}  = 4.5$
		0.6943	$ d_{36}  = 0.5$	
			$ d_{14}  = 0.9$	
BaTiO <sub>3</sub>	4mm	1.058	$d_{33} = -7.03$	$\delta_{33} = -1.5$
			$d_{31} = -18$	$\delta_{31} = -3.4$
			$d_{15} = -18$	$\delta_{15} = -3.2$
LiKSO <sub>4</sub>	6	0.6943	$ d_{33}  = 0.8$	
			$ d_{31}  = 0.5$	
LiNbO <sub>3</sub>	3m	1.06	$d_{31} = -4.7$	$\delta_{31} = -1.1$
			$d_{33} = -27$	$\delta_{33} = -8.2$
			$d_{22} = 3.2$	$\delta_{22} = 0.72$
LiTaO <sub>3</sub>	3m	1.058	$d_{31} = -1.4$	$\delta_{31} = -0.44$
			$d_{33} = -21$	$\delta_{33} = -6.7$
			$d_{22} = 2.2$	$\delta_{22} = 0.73$
Ag <sub>3</sub> SbS <sub>3</sub> (pyrargyrite)	3m	10.6	$ d_{31}  = 10.0$	$ \delta_{31}  = 0.66$
			$ d_{22}  = 10.7$	$ \delta_{22}  = 0.62$

Tablo 3.2 (Devam)

PbTiO <sub>3</sub>	4mm	1.064	$ d_{15}  = 41.7 \pm 0.6$ $ d_{31}  = 47.1 \pm 0.3$ $ d_{33}  = 9.3 \pm 0.2$	$ \delta_{15}  = 3.32$ $ \delta_{31}  = 3.78$ $ d_{33}  = 0.76$
Sr <sub>0.5</sub> Ba <sub>0.5</sub> Nb <sub>2</sub> O <sub>6</sub> (SBN)	4mm	1.064	$ d_{31}  = 5.3 \pm 0.5$ $ d_{33}  = 14.1$ $ d_{15}  = 7.5$	$ \delta_{31}  = 1.1$ $ \delta_{33}  = 3.43$ $ \delta_{15}  = 1.67$
TeO <sub>2</sub>	422	1.064	$ d_{14}  = 0.50$	$ \delta_{14}  = 0.10$
CdGa <sub>2</sub> S <sub>4</sub>	$\bar{4}$	1.064	$ d_{36}  = 32 \pm 0.2$	$\delta_{14} = 5.2 \pm 0.6$
InPS <sub>4</sub>	$\bar{4}$	1.064	$ d_{36}  = 22 \pm 0.3$ $ d_{31}  = 28 \pm 0.6$	$ \delta_{36}  = 3.8$ $ \delta_{31}  = 5.0$
Ba <sub>2</sub> NaNb <sub>5</sub> O <sub>15</sub>	4	1.064	$d_{31} = -16$ $d_{32} = -16$ $d_{33} = -22$ $d_{15} = -16$ $d_{24} = -15$	$\delta_{31} = -3.7$ $\delta_{32} = -3.7$ $\delta_{33} = -6.3$ $\delta_{15} = -3.7$ $\delta_{24} = -3.5$
KNbO <sub>3</sub>	4	1.064	$ d_{31}  = 12$ $ d_{32}  = 14$ $ d_{33}  = 22$ $ d_{15}  = 13$ $ d_{24}  = 14$	$ \delta_{31}  = 3.4$ $ \delta_{32}  = 3.5$ $ \delta_{33}  = 7.1$ $ \delta_{15}  = 3.5$ $ \delta_{24}  = 3.3$
Li(COOH) · H <sub>2</sub> O	4	1.064	$ d_{31}  = 0.12$ $d_{32} = -1.4$ $d_{33} = 2.1$	$ \delta_{31}  = 2.0$ $\delta_{32} = -12$ $\delta_{33} = 16$
$\alpha$ -HfO <sub>3</sub>	222	1.064	$ d_{14}  = 6.6$	$ \delta_{14}  = 5.2$
Ag <sub>3</sub> AsS <sub>3</sub> (proustite)	3m	10.6	$ d_{31}  = 14$	$ \delta_{31}  = 1.0$
		10.6	$ d_{22}  = 22$	$ \delta_{22}  = 1.4$
Tourmaline	3m	1.06	$ d_{33}  = 0.62$ $ d_{31}  = 0.18$ $ d_{22}  = 0.09$ $ d_{15}  = 0.29$	$ \delta_{33}  = 2.44$ $ \delta_{31}  = 0.66$ $ \delta_{22}  = 0.35$ $ \delta_{15}  = 1.08$
$\alpha$ -Quartz (SiO <sub>2</sub> )	3m	1.064	$d_{11} = 0.4$ $d_{14} = -0.0036$	$\delta_{11} = 2.5$ $\delta_{14} = -0.02$
Te	3m	10.6	$ d_{11}  = 733$	$ \delta_{11}  = 1.1$
		28	$ d_{11}  = 454$	



Tablo 3.3  $KH_2PO_4$  kristalinin dalga boyuna göre kırılma indis değişimi

Dalgaboyu ( $\mu m$ )	Kırılma indisi	
	$n_o$ (normal ışın)	$n_e$ (normal olmayan ışın)
0.2000	1.622630	1.563913
0.3000	1.545570	1.498153
0.4000	1.524481	1.480244
0.5000	1.514928	1.472486
0.6000	1.509274	1.468267
0.7000	1.505235	1.465601
0.8000	1.501924	1.463708
0.9000	1.498930	1.462234
1.0000	1.496044	1.460993
1.1000	1.493147	1.459884
1.2000	1.490169	1.458845
1.3000	1.487064	1.457838
1.4000	1.483803	1.456838
1.5000	1.480363	1.455829
1.6000	1.476729	1.454797
1.7000	1.472890	1.453735
1.8000	1.468834	1.452636
1.9000	1.464555	1.451495
2.0000	1.460044	1.450308