

168431

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

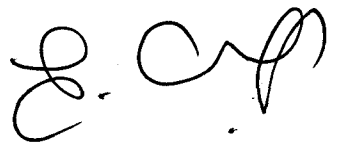
**FOTOKIRICI $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ KRİSTALİ:
HOLOGRAFİK BİLGİ DEPOLAMA VE
YÜKSEK SICAKLIK OPTİK ÖZELLİKLER**

Fizikçi Ali Veysel TUNÇ

**FBE Fizik Anabilim Dalı Fizik Programında
Hazırlanan**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı: Doç. Dr. M. Hikmet YÜKSELİCİ



Hikmet Yükselici

İSTANBUL, 2005

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	iv
KISALTMA LİSTESİ.....	v
ŞEKİL LİSTESİ.....	vi
ÖNSÖZ.....	vii
ÖZET.....	viii
ABSTRACT.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL ALTYAPI.....	5
2.1 Fotokırılma Etkisi.....	5
2.1.1 Yük Taşıma Mekanizması.....	6
2.2 Foto Kırılma Etkisi İçin Basit Model (Bir Merkezli Model); Kukhtarev Modeli ...	7
2.3 Foto Kırıcı Kristal İçinde Işın Çiftinin 90° Geometrisinde Girişimi.....	11
2.4 LiNbO ₃ :Fe Kristali.....	14
2.5 Holografik Yazma ve Silme İçin Kuramsal İnceleme.....	17
2.6 Foto İletkenlik.....	18
2.7 Isıl Sabitleme.....	19
2.8 Kristal Titreşimleri ve Harmonik Olmayan Etkileşmeler.....	20
3. DENEY DÜZENEGİ.....	28
3.1 Holografik Bilgi Depolama Deneyi.....	28
3.1.1 Holografik Bilgi Kayıt ve Bilgi Okunma (Silinme) Deneyi.....	29
3.2 Optik Soğurma Deneyleri.....	31
3.2.1 Yüksek Sıcaklıklarda Soğurma Deneyi.....	32
4. DENEYLER.....	34
4.1 Holografik Bilgi Depolama Deneyleri.....	34
4.1.1 Holografik Bilgi Depolamada Sinyal Şiddeti Ölçüm Deneyi.....	34
4.1.2 CCD Kamera İle Depolanan Bilginin Silinme Verileri.....	36
4.2 Optik Soğurma deneyleri.....	37
4.2.1 Oda Sıcaklığında Optik Soğurma Deneyleri.....	37
4.2.2 Yüksek Sıcaklıklarda Optik Soğurma Deneyi.....	38
5. TARTIŞMA.....	40
5.1 Holografik Bilgi Depolama Deneyleri.....	40
5.2 Optik Soğurma Deneyleri.....	41
5.2.1 Oda Sıcaklığında Soğurma.....	42

5.2.1.1	LiNbO ₃ :Fe Optik Soğurması	42
5.2.1.2	LiNbO ₃ Kristalinde Fe Katkı Seviyesinin Belirlenmesi	42
5.2.2	Yüksek Sıcaklıkta Soğurma.....	43
6.	SONUÇ VE GELECEK ÇALIŞMA.....	48
KAYNAKLAR		49
ÖZGEÇMİŞ		51



SİMGE LİSTESİ

J	Akım
$J_{\text{sürüklenme}}$	Sürüklenme akımı
$J_{\text{fotovoltaik}}$	Foto voltaik akım
$J_{\text{yayınım}}$	Yayınım(Düfüzyon) akımı
$\hat{\sigma}$	İletkenlik tensörü
E	Uyarılma enerjisi
$\vec{E}$	Elektrik alan
$E(x)$	Konuma göre değişen elektrik alan
e	Birim elektrik yükü
$\hat{\mu}_{e,h}$	Devingenlik tensörü
$N_{e,h}$	Hareketli yük taşıyıcıları yoğunluğu
N_D	Verici yoğunluğu
N_D^+	İyonize verici yoğunluğu
E_j, E_k	Elektrik alan bileşenleri
β_{ijk}	Foto voltaik tensörü
$k.e$	Karmaşık eşlenik
Q	Birim yük
$\hat{D}$	Yayınım tensörü
k	Boltzman sabiti
T	Sıcaklık
I	Işık şiddeti
$I(x)$	Konuma göre aydınlatma şiddeti
$n(x)$	Kırılma indisi
$\Delta n(x)$	Konuma göre değişen kırılma indisi
$n(\theta)$	Açıya göre değişen kırılma indisi
$G(x)$	Foto iyonizasyon oranı
$R(x)$	Elektron birleşme oranı
γ_R	Elektron birleşme sabiti
r	Malzemenin elektro optik katsayısı
k_0	Boşluktaki dalga sayısı
$k_{n(\theta)}$	Kırılma indisine göre değişen dalga sayısı
α	Soğurma katsayısı
τ	Zaman sabiti
σ	Foto iletkenlik
S	Holografik duyarlılık
c_f, c_e	Elektron ve boşlukların konsantrasyonu
$U(x)$	Potansiyel enerji
$\langle x \rangle$	Ortalama örgü sabiti

KISALTMA LİSTESİ

IEEE Institute of Electrical and Electronics Engineers
CCD Charge Couple Device



Şekil 2.1	LiNbO ₃ :Fe kristalinin enerji seviye diyagramı, a) foto iyonizasyon b) yayılımı, c) yeniden birleşme d) uzay yük şekli ve elektrik alan oluşumu(Saleh ve Teich, 1991).....	6
Şekil 2.2	Uzay yük dağılımı neticesinde kristalin kırılma indisindeki değişme. Kristal içerisinde iki eş fazlı ışının girişimi ile elde edilen girişim deseni ile kristalde yerel aydınlık ve karanlık saçaklar oluşur, aydınlık bölgelerden uyarılan elektronlar karanlık bölgelerde tuzaklanır. Oluşan yük dağılımı, elektrik alan meydana getirir. Kristal içerisindeki elektrik alan elektro optik Pockels etkisiyle kırılma indisinde yerel değişimler(kırınım ağı) meydana getirir(Saleh ve Teich, 1991).....	10
Şekil 2.3	Elektro optik kristalin kırılma indisinin kristal eksenine göre değişimi, n _o olağan eksen ve n _e olağan dışı eksen(Yeh, 1993).....	11
Şekil 2.4	Elektro optik kristal içinde iki gaussien ışının girişimi.	12
Şekil 2.5	Gaussien ışın çiftinin kristal içindeki girişiminin z=0 seviyesindeki şiddet dağılımı. θ_1 açıları her bir grafiğin üstünde verilmiştir ve θ_2 , 90° θ_1 'e göre öndedir.	13
Şekil 2.6	LiNbO ₃ kristalinin örgü yapısı. • oksijeni temsil ediyor, kısa çizgiler M-O kimyasal bağlarını temsil eder(M=Li ve Nb)(Xue ve Kitamura, 2003).	14
Şekil 2.7	Holografik kayıt ve silme için önerilen sığaç modeline göre şiddetin zamanla değişimi.....	17
Şekil 2.8	Isıl sabitleme işlem basamakları(Yang, 2003).	19
Şekil 2.9	Denge konumu x=a etrafında salınım yapan bir sistemin potansiyel enerjisi.....	21
Şekil 2.10	Isısal genleşmeye terimlerden gelen katkılar(Durlu, 1992).	23
Şekil 3.1	90° Geometrisinde holografik bilgi depolama deney düzeneğinde kübik LiNbO ₃ :Fe kristali içerisine “+” optik bilgisi depolanması.....	29
Şekil 3.2	90° Geometrisinde holografik bilgi depolanan bilginin okuma deney düzeneğinde kübik LiNbO ₃ :Fe kristali içerisine depolanmış “+” optik bilgisinin okunması.....	30
Şekil 3.3	Yüksek sıcaklıklarda optik soğurma deney düzeneği.....	32
Şekil 4.1	Okuma şiddetinin zamanla eğrisi ve modelleme eğrisi.....	34
Şekil 4.2	Okuma şiddetinin azalması(15 ve 20mW okumaları için genlik ifadeleri sırası ile 1.2 ve 4.8 ile çarpılmıştır).....	35
Şekil 4.3	Optik bir bilgi olarak kristal içerisine yüklenmiş “+” ‘nın, dalga boyu 488nm olan ışıkla okunması sırasında bilginin zamanla silinmesi.....	36
Şekil 4.4	LiNbO ₃ :Fe Kristalin optik soğurması ve karesi.....	38
Şekil 4.5	LiNbO ₃ :Fe kristalinin sıcaklığa bağlı optik soğurma spektrumu.	39
Şekil 5.1	Zaman sabitlerinin ışık şiddeti ile azalması.....	40
Şekil 5.2	514 nm’de okuma sinyal şiddeti arttıkça foto iletkenlik artmaktadır.....	41
Şekil 5.3	Enerjinin (tepe konumlarının) sıcaklıkla değişimi.	44

ÖNSÖZ

Bu çalışmada LiNbO_3 kristali üzerinde çeşitli ölçümler ve teorik çalışmalar yapılmış ve bunlar yorumlanmıştır. İlk olarak bir bilgisayar program ile iki ışının fotokırıcı kristal içindeki girişimi ile meydana gelen şiddet dağılımının kristal eksenine bağılılığı modellenmiştir. Deneyler sırasında öncelikle holografik bilgi depolaması yapılmıştır. Bu deneylerden elde edilen veriler bir modelleme programı kullanılarak zaman sabitleri bulunmuştur. Bir sonraki kısımda, LiNbO_3 kristalinin oda sıcaklığında ve yüksek sıcaklıklarda soğurma spektrumları alınmıştır. Elde edilen sonuçlar basit bir model ile açıklanmıştır.

Yüksek lisans tezimi yöneten, bilimsel deneyimlerinden, kuramsal ve deneysel açıdan faydalandığım değerli hocam Doç. Dr M Hikmet YÜKSELİCİ'ye teşekkür ederim. Çalışmalarım sırasında özellikle bilgisayar programları konusunda ve deneyler yapılırken her an yanımda olan Arş. Gör Çağdaş ALLAHVERDİ'ye teşekkür ederim, ayrıca bana her zaman destek veren Fizik bölümü hocalarım ve arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunarım. Son olarak benden hiçbir zaman desteklerini esirgemeyen aileme teşekkür ederim.

Bu çalışma Yıldız Teknik Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinatörlüğünün desteğinde 20-01-01-02 numaralı “Fotonik Bilgi Depolama” projesi çerçevesinde gerçekleştirilmiştir.



ÖZET

Bilgi teknolojilerinin ilerleyişi ile bilginin aktarımı ve saklanması problemleri ortaya çıkmıştır. Tümüyle devre teknolojisinin sınırları, bilginin işlenmesi ve saklanması noktasında zorlanmaktadır, bunun neticesinde olası çözümler aranmaktadır. Gelecek vadeden çözümlerden birisi olan holografik bilgi depolama bu çalışmanın temel amacıdır.

Demir katkılı elektro optik LiNbO_3 kristali holografik bilgi depolamada kullanılabilir. Bununla birlikte depolanan bilgi, okuma esnasında silinir. Bu teknolojik uygulamalar açısından ciddi bir problemdir. Isıl-sabitlenme şu an için silinmeye karşı en iyi çözümdür. $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristalinde bilgi Fe^{2+} merkezleri için görünür bölgede saklanmaktadır. Bundan dolayı, görünür bölgedeki Fe^{2+} soğurma kuşağının sıcaklıkla evrimi bilgisi çok önemlidir. Bu bilgi yüksek ısıda silinmez bilginin kaydını mümkün kılmaktadır. Bu tez çalışmasında öncelikle daha önceden rapor edilen bilgi'nin holografik kaydı yapılmıştır ve çeşitli parametrelerin değişimi doğrulanmıştır. Sonraki aşamada $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristalinin yüksek sıcaklıklarda optik soğurma spektrumunun gelişimi incelenmiştir. Yüksek okside olmuş $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristalinde Fe^{2+} soğurma kuşağının sıcaklığa bağlılığı 25°C 'den 350°C 'ye incelenmiştir, bu aralıkta sıcaklığın soğurma kuşağı üzerindeki etkileri geri dönüşümlüdür. Sıcaklık arttıkça soğurma kuşağında genişleme ve düşük enerjilere doğru kayma gözlemlendi. Sıcaklık artışıyla soğurma kuşağı tepe noktalarının değişimi arasındaki oran $-6.8 \times 10^{-5} \text{ eV}/^\circ\text{C}$ olarak hesaplandı. Gözlenen kaymanın sebebi olarak katkı enerji pozisyonlarındaki kayma ve yasak kuşak aralığının sıcaklıkla azalması olarak önerildi. Örgü genişlemesi ile oluşan enerji kayması ile deneysel verilerden elde edilen kaymanın tutarlı olması için basit bir model önerilmiştir.

Anahtar kelimeler: Holografik bilgi depolama, optik soğurma spektrumu.

ABSTRACT

Development of information technology have emerged problems of data storage and transfer. The limits of integrated circuit technology are being enforced at the point of storage and processing of information. As a result, possible solutions are needed. The holographic data storage, which is the one of the promising solution, is the main objective of this thesis.

Iron doped electro optic $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ crystal can be used in holographic data storage. However, data is erased during reading. This is a serious problem in technological applications. Thermal fixing one of the most important solution against the data erasure. Information on the shift of iron absorption band in visible range with temperature is very important since the data are stored in this range in $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ crystal. This information makes the nonvolatile data record is possible at high temperatures. Firstly, the holographic storage of data has been realized that was reported earlier in literature, and the variation of some parameters are confirmed. The next step is the evolution of optical absorption spectrum of $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ crystal that is investigated at high temperature. The temperature dependence of the Fe^{2+} absorption band of a strongly oxidized $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ crystal is reported over the range from 25 to 350 °C, where the effect of temperature on the band is reversible. The band broadens and shifts to lower energy as temperature is increased. The rate at which the absorption peak energy decreases with increasing temperature is calculated as $-6.8 \times 10^{-5} \text{ eV/}^\circ\text{C}$ from the slope of the straight-line fit to the temperature against peak position energy graph. We propose that the origin of the temperature shift is due to both a shift of the energetic position of impurities and the decrease of the band gap energy. The consistency between the calculated rate by the help of a simplified model which describes the shift of the band gap energy in the frame of the lattice dilation and the observed rate suggests that the lattice dilation might be responsible for the temperature shift of the band.

Keywords: Holographic data storage, optical absorption spectrum.

1. GİRİŞ

Fotokırılma etkisi ilk defa 1966 yılında Ashkin ve arkadaşları tarafından keşfedildi. Bu olay, içinden geçen ışığı dağıttığı için ilk zamanlarda “optik hasar” olarak tanımlandı. Fotokırılma etkisinin teknolojik uygulama alanları çok geniştir. Bunlar arasında başlıca, holografik bilgi depolama, veri taşıyan dalgada olabilecek bozuklukların faz eşleneğinin alınması yöntemiyle düzeltilmesi ve veri taşıyan zayıf bir dalganın güçlü bir referans dalgası ile malzeme içinde birleştirilerek iki demet çiftlenimi yöntemi ile gerçekleştirilmesi sayılabilir.

Genel olarak bir malzemenin kırılma indisi, atomların yerleşim düzeni ve elektronların dağılımına bağlıdır. Bir malzemenin ışıkla aydınlatılması halinde malzemedeki yükler (genellikle elektronlar) aşağı-yukarı salınım yaparlar. Hareket eden elektronlar gelen alan ile orantılı bir alan yayarlar. Bunun sonucunda bir faz kayması oluşur ve ışık malzeme içinde yavaşlayarak ilerler. Eğer gelen ışığın şiddeti için, ışığın elektrik alanı malzemeyi oluşturan atomlar arası elektrik alana kıyasla küçük ise bu durumda yukarıda sözünü ettiğimiz faz kayması gelen ışığın şiddetinden bağımsızdır. Başka bir deyişle kırılma indisi gelen ışının şiddetinden bağımsızdır buda doğrusal optik olarak bilinir. Işığın şiddeti atomlar arası elektrik alan ile kıyaslanabilir bir büyüklükte ise malzeme içindeki elektron dağılımı gelen alan tarafından değiştirilebilir. Elektron dağılımındaki değişim sonucunda malzeme içinde farklı bir kırılma indisi oluşmasına sebep olabilir, kırılma indisinin değişimi neticesinde malzeme için ışığın kırılma ve yansıma ile malzeme içinde ışığın ilerlemesi gelen ışının şiddetine bağlı olmasını sağlayacaktır. Eğer bir malzemenin kırılma indisini kontrol edebiliyorsak, malzeme içinden geçen ışınında yönelimini kontrol edebiliriz.

Malzeme üzerine şiddetli ışık düşürülmesi ve malzeme içindeki elektronların ve boşlukların optik uyarılma ile dağılımlarının konumsal olarak değişmesi neticesinde kırılma indisi konuma bağlı olarak değişir. Kırılma indisindeki değişmeye fotokırılma etkisi denir. Kırılma indisinde oluşturulan değişme malzeme içinde kırınım ağı oluşturur. Kırınım ağı ise gelen başka bir dalganın dalga cephesini dağıtır böylelikle ışığın yeniden yönlendirilmesi gerçekleştirilir. Fotokırıcı özelliğe sahip birçok malzeme vardır, bunlardan önemlileri LiNbO_3 , BaTiO_3 , LiTaO_3 , $\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$ (BST, $0 \leq x \leq 1$), $\text{Ba}_{1-x}\text{Ca}_x\text{TiO}_3$ (BCT, $0 \leq x \leq 1$), KNbO_3 , $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ (KTN, $0 \leq x \leq 1$), $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN, $0 \leq x \leq 1$), $\text{Bi}_{12}(\text{Si}, \text{Ti}, \text{Ge})\text{O}_{20}$ (BSO, BTO, BGO), GaAs, InP ve CdTe’dir.

Fotokırılma etkisinin gelişimine ve kullanım alanlarına kısaca bakılacak olursa, bu konunun teknolojik uygulamaları hakkında daha iyi yorum yapılabilir. 1966 yılında Ashkin ve

arkadaşları Bell laboratuvarlarında, şiddetli lazer ışığının LiNbO_3 kristali içerisinden geçirerek lazer dalga boyunun değiştirilmesi üzerine çalışırken, fotokırılma etkisini tesadüfen bulmuştur. Kristal içerisinden geçen ışığın birkaç dakika sonra dağıldığı fark edildi (Ashkin vd., 1966). Ashkin ve arkadaşlarının çalışmaları üzerinden iki sene geçtikten sonra aynı laboratuvar da Chen ve arkadaşları kırılma indisindeki bu değişimin holografik bilgi depolamada kullanılabileceğini ortaya çıkardılar. Yapılan bu çalışmaya göre, kullanılan holografik malzemelerden yüksek kırınım verimi ve yüksek çözünürlük elde edildi, bunun yanında kaydı yapılan herhangi bir bilginin sıcaklıkla silinebileceği gösterildi. Yapılan bu çalışmayla ilk olarak yüksek kapasitede, silinebilir, işlenebilir ve görüntülenebilir bilgi elde edilebilir olduğu gösterildi (Chen vd., 1968). Bu zamana kadar yapılan deneyler, kristal içerisinde iki dalganın girişimi neticesinde elde edilen deneylerdi, iki dalga karışımı olarak karşımıza çıkan bu durumla ilgili kuramsal çalışmaları 1969 yılında Kogelnik yapmıştır. Kogelnik bu çalışmasında holografik kayıt için geçiş ve yansıma geometrilerini önermiştir (Kogelnik, 1969). Holografik olarak kaydı yapılan optik bir bilginin okunması sırasında homojen ışın ile okunurken sinyalde zamanla azalma, bir başka deyimle silinme gözleniyordu, bu silinmeye karşı sunulan ilk seçenek Amodei ve Staebler tarafından bulunmuştur. Buna göre yüksek sıcaklıklarda ($>100^\circ\text{C}$) protonlar hareketli hale geçiriliyor ve silinmez bilgi elde ediliyor, bu yöntem ısı sabitleme olarak bilinir (Amodei vd., 1971). Amodei daha sonra yaptığı çalışmalarda; fotokırıcı malzeme içerisine demir katkısı yapıldığında fotokırılma etkisinin arttığını gösterdi (Amodei vd., 1972). 1972 yılında Micheron ve Bismuth kurdukları sistemle, kristale depolanan bilginin dışarıdan uygulanan bir elektrik alan ile silinmesini durdurmayı başarmışlardır. Bu sistemin ısı sabitlemeye göre üstünlüklerinden en önemlisi; bilginin silinmek istenmesi halinde tek basamakta silinmesidir, çünkü ısı sabitlemeden sonra silinme işlemleri yapılırken ağır iyonların tam olarak eski yerlerine yerleşmesi gerçekleşmiyordu, oysaki elektriksel sabitleme ile bu sorun çözülmüştür (Micheron ve Bismuth, 1972). Bu çalışmalardan kısa bir süre sonra iki çeşit foton kullanılarak yazma ve okuma çalışmaları yapılmıştır. Çift fotonlu kayıt işleminde, yüksek enerjili fotonla yapılan holografik kayıt daha sonra düşük enerjili fotonlarla ve düşük şiddetteki ışın ile yapılmıştır (Von der Linde vd., 1974). Rupp ve arkadaşları 1987 yılında geliştirdikleri yöntem ile başka bir çözüm yolu ürettirler, bu yöntemde göre kristal içerisine yapılan katkılar farklı iki katkı maddesidir, böylelikle iki enerji seviyesi oluşturulur. Oluşturulan iki enerji seviyesine göre uygun enerji değerindeki fotonla okuma işlemi yapılır (Rupp vd., 1987). Bu yöntemlerin dışında farklı katkı malzemeleri ve farklı seviyedeki katkılarda yapılarak silinme problemine çözüm üretilmeye çalışılıyor.

Fotokırılma etkisi ilk defa 60'lı yılların sonlarında gözlenmesine rağmen çok büyük bir ilgi uyandırmamıştı. Bunun en önemli sebebi; aynı yıllarda elektronik devre teknolojisinde büyük bir açılım başlamasıydı. Günün ihtiyaçlarını karşılamak için yeterli olan tümleşik devre teknolojisinin 90'lı yıllarda bir sınırının olduğu gözlemlendi ve tekrar fotokırılma etkisi üzerine çalışmalar hızlanmaya başladı.

Fotokırılma etkisi birkaç basamaktan oluşmaktadır; malzeme içerisinde eş fazlı iki ışın demetinin girişimi ile konuma bağlı olarak aydınlatılan malzeme içinde yük taşıyıcıları meydana gelir, bu ise yönlendirilmiş bir akım oluşturur. Aydınlatmanın şekline göre konuma bağlı olarak yüklerin yoğunlaştığı bölgeler oluşur. Oluşan konuma bağlı yük yoğunlukları, uzay-yük alanı oluşturur. Uzay-yük alanı elektro optik etkiyle kırılma indisi değişir.

Holografik optik malzemelerin, üzerine gelen bir ışını özel bir yöne doğru kırmaları, optiğin teknolojik uygulamaları açısından çok önemlidir, bu yüzden üzerinde çalışılması gereken alanlar şunlardır;

- Verilen bir hacimde en fazla miktarda hologram oluşturmak
- Hologramın isteğe göre kalıcı olarak yazılması ve silinmesini sağlamak,
- Düzgün ve yüksek bir kırınım verimi elde etmek,
- Holografik yazma ve okuma sırasında kristal eksenine ile ışınların yaptığı açısal değişim sonucunda oluşacak sinyal karışıklıklarını en aza indirmek.

Bunların geliştirilmesi durumunda yüksek saklama kapasitesi, yüksek dalga boyu seçiciliği ve yüksek kırınım verimi elde edilmiş olacaktır (Jans ve Lee, 1944). Yukarıda belirtilenler teknolojik olarak istenilen durumlardır, bunların dışında bu malzemelerin yapımındaki zaman ve ekonomik değeri çok önemlidir.

- Malzemeler kolay ve yüksek standartta üretilebilmeli,
- Ekonomik olarak rahatlıkla elde edilebilmeli,
- Üretim zamanı uygun bir şekilde kısaltılmalıdır.(Günter ve Huignard, 1988)

Bu tezde iki ana çalışma sunulmuştur. İlk olarak holografik bilgi depolama deneyleri yapılmıştır. Bu deneylerden yararlanılarak bazı fotokırıcı parametreler bulunmuştur. İkinci olarak yapılan deneyler; elektro optik bir kristal olan $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 'nin spektroskopik incelemesi yapılmıştır.

Literatür olarak holografik bilgi depolama çalışmaları yeterince yapılmıştır fakat zaman sabitlerine yönelik çok fazla çalışmalar yapılmamıştır. Aynı şekilde fotokırıcı kristaller üzerine yapılan spektroskopik incelemeler çok olmasına karşın ısıtma işlemleri sırasında gelişmeler üzerine fazla durulmamıştır. Oysa, bilginin silinmesine karşın önerilen en iyi çözüm yolu ısıtma sabitleme olması bu tür çalışmaları önemli kılmaktadır. Kristal içerisinde oluşturulan hologramın hangi parametrelere bağlı olduğu bilgisi ve bu parametrelerin iyileştirilmesi teknolojik uygulamalar açısından çok önemlidir. Bu tez çalışmasının amacı zaman sabitlerinin ışık şiddetine bağlılığını bulmak ve ısıtma işlemi yapılırken kristalin spektroskopik davranışını ortaya çıkartmaktır.



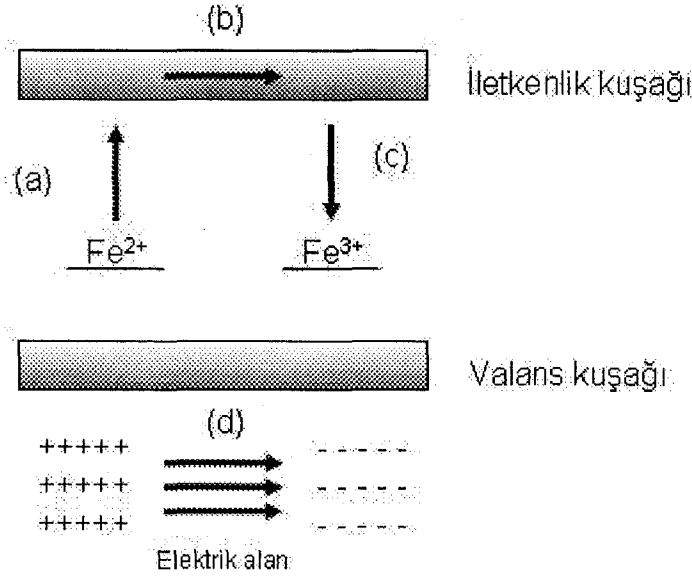
2. KURAMSAL ALTYAPI

2.1 Fotokırılma Etkisi

Fotokırıcı malzemeler foto iletkenlik ve elektro optik davranış gösterirler, üzerlerine düşen ışığı, kırılma indislerini değiştirerek yönlendirirler. Foto uyarılmayla oluşturulan uzay yük dağılımı bir iç elektrik alan oluşturur ve böylece elektro optik etki ile kristalin kırılma indisi değişir.

Genellikle foto iletken malzemeler karanlıkta iyi bir yalıtkan olurlar. Aydınlatma yapıldığı zaman ışık soğurulur ve serbest yük taşıyıcıları (elektronlar ve boşluklar) oluşturulur bunun neticesinde malzemenin iletkenliği artar. Işık aydınlatma yapılmadığı zaman elektronların foto üretim süreci kesilir ve iletkenlik karanlık hale döner yani elektron ve boşlukların birleşim değeri karanlık haline döner.

Bir fotokırıcı malzeme üzerine ışık düştüğü zaman optik güçle orantılı olarak katkı enerji seviyelerinde bir uyarılma olur ve serbest yük taşıyıcıları üretilir. Bu yük taşıyıcıları (genellikle elektronlar) ışık şiddetinin yoğun olduğu bölgelerden (bu yük taşıyıcıları buralarda üretilmişti) uzaklaşmaya başlarlar ve arkalarında zıt yüklü hareketsiz yükleri bırakırlar (katkı iyonlarını). Serbest yük taşıyıcıları karanlık bölgelerde diğer katkı iyonları tarafından tuzaklanırlar. Bunun sonucunda aydınlık ve karanlık bölgelerin periyoduna uygun olarak bir uzay yük dağılımı meydana gelir (Malzeme içinde yerel bir aydınlanmayı, iki dalganın girişimi ile elde edebiliriz, girişim deseninde aydınlık ve karanlık saçakların oluşması seçtiğimiz aynı fazlı ışığın dalga boyuna ve kristal ekseninin yönüne göre değişir.). Bu yük dağılımı bir iç elektrik alan meydana getirir, bu yerel elektrik alan Pockels etkisiyle malzeme içinde konuma bağlı olarak değişen bir kırılma indisi meydana gelir. Malzeme içinde kırınım ağı iki ışının (hiçbir bilgi taşımayan referans ışını ve işlenmek veya kaydedilmek istenen cisim ışını, başka bir deyimle cisim bilgisi) girişimi ile oluşturuluyorken, depolanan cisim bilgisi bir referans ışını ile görüntülenebilir. Malzeme içindeki kırılma indisinin değişimi düzgün bir aydınlatma veya ısıtma ile eski haline döndürülebilir. Şekil 2.1'de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ için foto uyarılma mekanizması gösterilmiştir. Şekil 2.1'de gösterilen süreç fotokırıcı malzeme üzerine konuma bağlı aydınlatma ile kırılma indisinin değişimi sürecinin ilk ve en önemli kısmıdır.



Şekil 2.1 $LiNbO_3:Fe$ kristalinin enerji seviye diyagramı, a) foto iyonizasyon b) yayınım, c) yeniden birleşme d) uzay yük şekli ve elektrik alan oluşumu (Saleh ve Teich, 1991)

Kristal büyütme sürecinde yapılan demir katkısı sonucunda Fe^{2+} katkı merkezleri verici gibi davranır ve iyonize olduğu zaman Fe^{3+} olur. Bu sırada Fe^{3+} merkezlerinde tuzaklar(alıcılar) gibi davranır yeniden birleşmeden sonra Fe^{2+} haline gelir.

2.1.1 Yük Taşıma Mekanizması

Serbest yük taşıyıcıları üç farklı yolla olur, bunlar sürüklenme, hacim foto voltaik etki ve yayınım ile olur. Diğer bazı kuvvetlerden kaynaklanan akımlar ihmal edilebilecek kadar küçüktür.

$$\vec{J} = \vec{J}_{sürüklenme} + \vec{J}_{fotovoltatik} + \vec{J}_{yayınım} \quad (2.1)$$

Sürüklenme akımı; Elektrik alanda hareket eden yükler için ohm yasası geçerlidir burada oluşan sürüklenme akımı,

$$\vec{J}_{sürüklenme} = \hat{\sigma} \vec{E} \quad (2.2)$$

$$\hat{\sigma} = e \hat{\mu}_{e,h} N_{e,h} \quad (2.3)$$

$\hat{\sigma}$ iletkenlik tensörü, E elektrik alan, e birim elektrik yük, $\hat{\mu}_{e,h}$ devingenlik tensörü ve $N_{e,h}$ hareketli yük taşıyıcılarının yoğunluğu (iletkenlik kuşağında elektronlar, değerlik kuşağında boşluklar).

Hacim Foto voltaik etki; Bu etki simetri merkezi olmayan kristallerde görülür, bu akım ışık şiddeti ile orantılıdır.

$$\vec{J}_{fotovoltaik} = \frac{1}{2}(\beta_{ijk} \vec{E}_j^* \vec{E}_k + k.e.) \quad (2.4)$$

β_{ijk} foto voltaik tensör, E_j ve E_k ışığın elektrik alanı, * elektrik alan vektörünün karmaşık eşlenik ve $k.e$ karmaşık eşlenik. Bu akım kullanılan ışığın polarizasyon durumuna göre değişir. Foto kırıcı kristallerde bu etki, görünür bölgede etkili olmasına rağmen LiNbO_3 kristalinde x-ışını bölgesine kadar uzanmaktadır (Berben vd., 2002).

Yayınım(Difüzyon) akımı; homojen olmayan aydınlatma neticesinde serbest yük taşıyıcılarının göç etmesi ile oluşur.

$$\vec{J}_{yayınım} = -Q\hat{D}\text{grad}N_{e,h} \quad (2.5)$$

$$\hat{D} = \hat{\mu}_{e,h} k_B T e^{-1} \quad (2.6)$$

Burada Q birim yük, elektron için $-e$ ve boşluk için $+e$ dir. $\hat{D}$ yayınım tensörü, k_B Boltzman sabiti ve T kristal sıcaklığıdır (Brovkovich ve Sturman, 1983).

2.2 Foto Kırılma Etkisi İçin Basit Model (Bir Merkezli Model); Kukhtarev Modeli

Bir foto kırıcı malzeme $I(x)$ konumuna göre değişen bir aydınlatmada kırılma indisi değişir $\Delta n(x)$. Aşağıda, bu işlem adım adım verilecektir ve basit denklemler ile desteklenecektir. Bu bölümde anlatılanlar Saleh ve Teich'in *Photonics* kitabından özetlenmiştir.

Foto üretim: Herhangi bir x konumunda bulunan elektron, gelen fotonu soğurarak verici seviyeden iletkenlik kuşağına geçer. Foto iyonizasyon oranı $G(x)$ optik şiddet ve iyonize olmayan verici yoğunluğu ile orantılıdır. Böylece

$$G(x) = s(N_D - N_D^+)I(x) \quad (2.7)$$

N_D : Verici yoğunluğu, N_D^+ : iyonize verici yoğunluğu ve s : foto iyonizasyonun birim kesitteki sabiti.

Yayınım(Difüzyon): $I(x)$ homojen olmayan aydınlatmadır, dolayısı ile $g(x)$ uyarılmış elektron yoğunluğunda homojen olmayan dağılım söz konusudur. Sonuçta, elektronlar çok yoğun ortamdan az yoğun ortama doğru yayılacaklardır. Serbest yük taşıyıcılarının ilerleme

mekanizmaları yukarıda bahsedilmişti.

Yeniden Birleşme(Rekombinasyon): elektron birleşme oranı $R(x)$, elektron yoğunluğu $g(x)$ ve iyonize verici(tuzak) N_D^+ yoğunlukları ile orantılıdır.

$$R(x) = \gamma_R g(x) N_D^+ \quad (2.8)$$

γ_R :sabit

Denge durumunda birleşme oranı, foto iyonizasyon oranına eşit olmalıdır.

$$R(x) = G(x) \quad (2.9)$$

$$sI(x)(N_D - N_D^+) = \gamma_R g(x) N_D^+ \quad (2.10)$$

buradan,

$$g(x) = \frac{s}{\gamma_R} \frac{N_D - N_D^+}{N_D^+} I(x) \quad (2.11)$$

Uzay-yük: Her bir üretilen elektron arkasında pozitif iyonik yük bırakır. Elektron tuzaklandığı zaman (yeniden birleştiği zaman), negatif yükü ile farklı bölgede birikir, böylece homojen olmayan uzay yük dağılımı şekillenir.

Elektrik alan : homojen olmayan bu uzay yük konuma bağlı olarak değişen bir elektrik alan $E(x)$ meydana getirir. Bu alanı taban durum veya kararlı durumdan bulabiliriz. Taban durumda sürüklenme ve yayılım elektrik akımları eşit büyüklükte ve ters işaretli olmalıdır. Bu durumda toplam akım yoğunluğu kaybolur,

$$\vec{J} = e\vec{\mu}_e g(x)E(x) - k_B T \vec{\mu}_e \frac{dg}{dx} = 0 \quad (2.12)$$

μ_e : elektron devingenliği

k_B : Boltzman sabiti

T : Sıcaklık

$$E(x) = \frac{k_B T}{e} \frac{1}{g(x)} \frac{dg}{dx} \quad (2.13)$$

Kırılma indisi: Kristal elektro optik olduğu için, elektron-yük dağılımındaki değişim kristal

içinde durağan bir elektrik alan meydana getirecektir. Durağan $E(x)$ elektrik alan etkisiyle kırılma indisini değiştirecektir bu olay Pockels etkisi olarak bilinir. Pockels olayı sadece simetri merkezi olmayan bazı kristallerde; başka bir deyişle, her atomun bir özdeş atoma yansıyabileceği hiçbir merkezi noktaya sahip olmayan kristallerde bulunur. Elektrik alanın kırılma indisi üzerindeki etkisi aşağıdaki gibi verilir.

$$\Delta n(x) = -\frac{1}{2}n^3 r E(x) \quad (2.14)$$

n : kırılma indisi,

r : malzemenin elektro optik katsayısı,

Eğer $(N_D/N_D^+ - 1)$ yaklaşık sabit ve x ' ten bağımsız alırsak $I(x)$ ve $\Delta n(x)$ arasındaki ilişki kolayca görülür. $g(x), I(x)$ ile orantılıdır. Bundan dolayı,

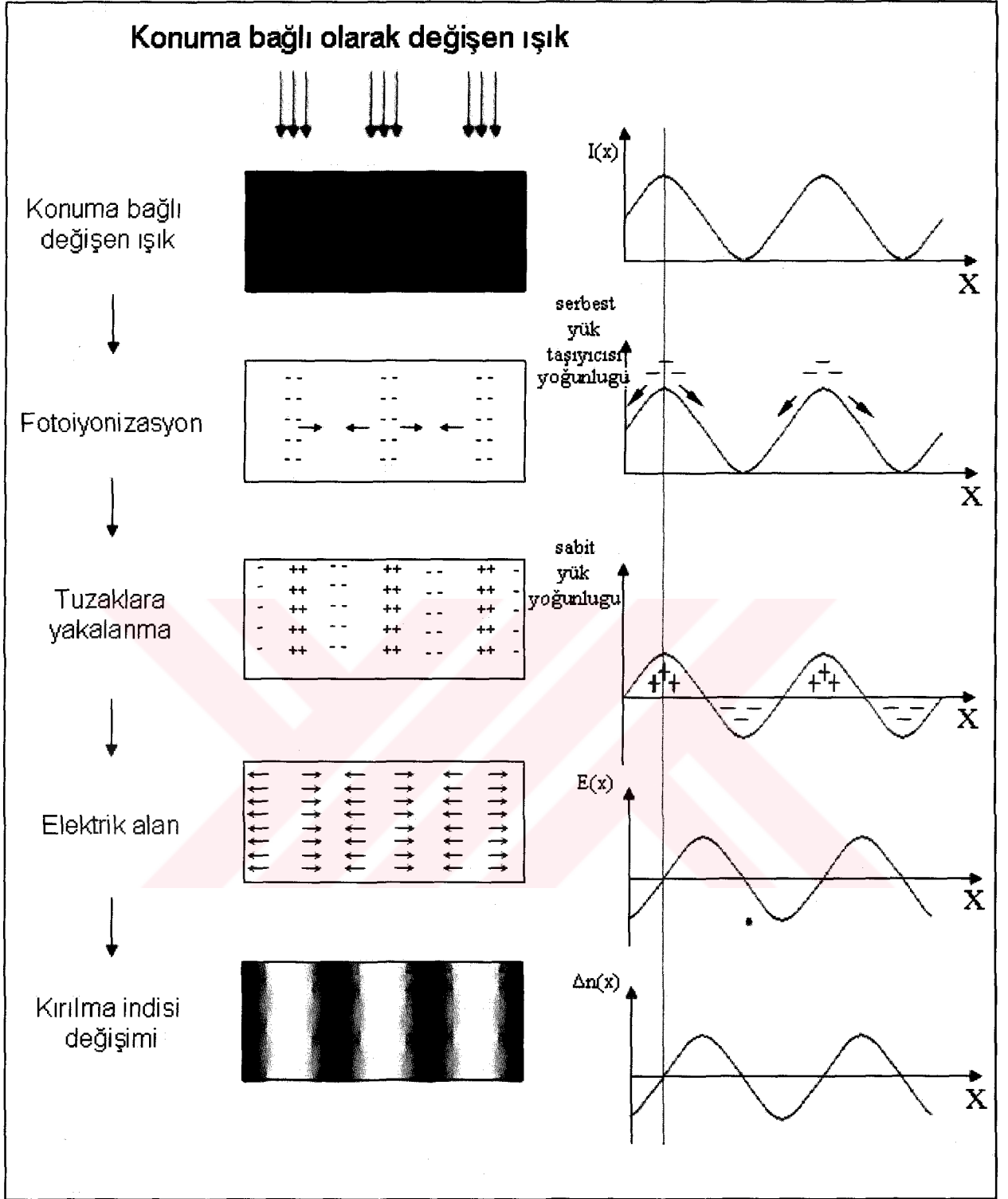
$$E(x) = \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I(x)} \frac{dI}{dx} \quad (2.15)$$

Son olarak bu ifadeyi yukarıda bulduğumuz $\Delta n(x)$ 'de yerine koyalım ve konuma göre kırılma indisindeki değişimi bulalım.

$$\Delta n(x) = -\frac{1}{2}n^3 r \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I(x)} \frac{dI}{dx} \quad (2.16)$$

Basit bir teori yapmak için birçok kabul yapıldı. $E(x)$ 'li denklemler çıkarılırken iyonize olmamış verici sayısını yaklaşık sabit alıyoruz. Bu durum, foto iyonizasyon değişse bile aynı kalıyor. Karanlık iletkenliği ve hacim foto voltaik etki ihmal ediliyor. Son olarak bir dış elektrik alan olmadığı varsayılıyor.

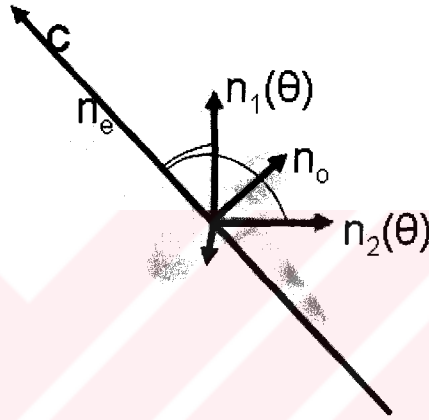
Şekil 2.2'de elektro optik kristal içinde iki ışının girişimi ile elde edilen kırınım ağının zamanla gelişimi gösterilmiştir. Kristal içinde oluşturulan kırınım ağı, kristalin kırılma indisini kırınım ağının şekline uygun olarak yeniden düzenlenecektir. Şekil'den görüldüğü gibi ışığın şiddeti ile kırılma indisi değişimi arasında 90° lik bir faz farkı vardır. Bu faz farkı teknolojik bakımdan çok önemlidir, çünkü bu durumda malzeme içinde güçlü bir referans dalgasının zayıf bir veri taşıyıcı dalgaya enerji aktarımı söz konusu olur.



Şekil 2.2 Uzak yük dağılımı neticesinde kristalin kırılma indisindeki değişme. Kristal içerisinde iki eş fazlı ışının girişimi ile elde edilen girişim deseni ile kristalde yerel aydınlık ve karanlık saçaklar oluşur, aydınlık bölgelerden uyarılan elektronlar karanlık bölgelerde tuzaklanır. Oluşan yük dağılımı, elektrik alan meydana getirir. Kristal içerisindeki elektrik alan elektro optik Pockels etkisiyle kırılma indisinde yerel değişimler(kırınım ağı) meydana getirir(Saleh ve Teich, 1991).

2.3 Foto Kırıcı Kristal İçinde Işın Çiftinin 90° Geometrisinde Girişimi

Kristal içinde yerel aydınlık ve karanlık bölgeler elde etmek için aynı fazlı iki ışın çiftine kristal içinde girişim yaptırılır. Girişim neticesinde aydınlık ve karanlık saçaklar oluşur, buda yük dağılımını kontrol edip kristalin kırılma indisini, aydınlık ve karanlık saçakların periyoduna göre değiştirir. Deneyler süresince kullanılan ışın kaynağı Ar^+ iyon lazerden elde edilen ışıdır. Bu ışın gausyen dağılıma sahip ve dik polarize olmuştur. Kullanılan numune elektro optik çift-kırıcı bir kristal olan $LiNbO_3:Fe'$ dir. Dolayısıyla iki kırılma indisine sahiptir. Kristal ekseninde olan n_e ve buna dik yüzeyi oluşturan iki eksen n_o kırılma indisleridir.



Şekil 2.3 Elektro optik kristalin kırılma indisinin kristal eksenine göre değişimi, n_o olağan eksen ve n_e olağan dışı eksen(Yeh, 1993).

Kristal yüzeyine aynı anda çarpan ışın çifti, kristale girdikten sonra kristal eksenine ile olan açılara göre farklı hızlarda ilerleyeceklerdir. Farklı hızlarda ilerleyen dalgaların dalga sayıları farklı olacaktır. Kristal eksenine ile θ açısı yapan dalga için dalga sayısı,

$$k_{n(\theta)} = k_0 n(\theta) \quad (2.17)$$

şeklindedir. $n(\theta)$ kristal eksenine ile olan açığa bağlı olarak değişen kırılma indisidir ve şöyle bulunur (Yeh, 1993).

$$\frac{1}{n^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (2.18)$$

biçimindedir.

X ve Y eksenleri üzerinde ilerleyen iki gausyen ışın için, Şekil 2.4'te görüldüğü gibi, elektrik alan ifadeleri $\vec{E}_1(x, z)$ ve $\vec{E}_2(y, z)$ şöyledir;

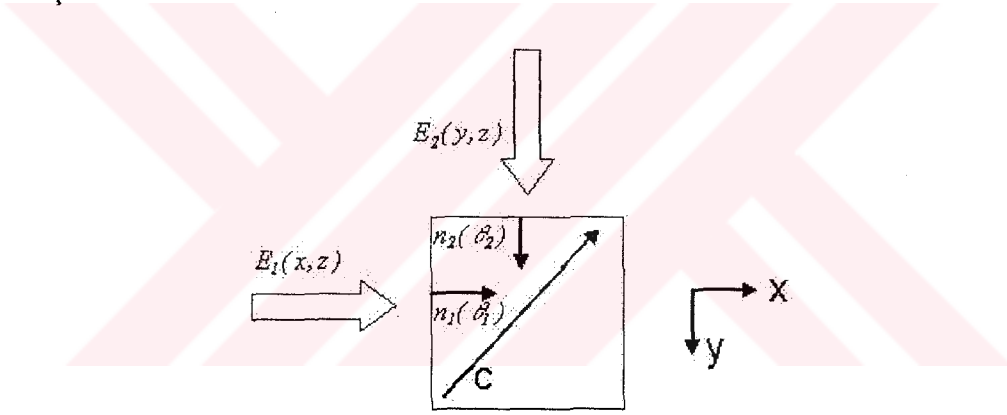
$$\vec{E}_1(x, z) = \underbrace{\frac{1}{\sigma_1} \exp\left(-\frac{\rho_1^2}{\sigma_1^2}\right)}_{E_{01}} \exp[-ik_0 n_1(\theta_1)x] \hat{k}_x \quad (2.19)$$

$$\vec{E}_2(y, z) = \underbrace{\frac{1}{\sigma_2} \exp\left(-\frac{\rho_2^2}{\sigma_2^2}\right)}_{E_{02}} \exp[-ik_0 n_2(\theta_2)y] \hat{k}_y$$

ışınların ρ_1 ve ρ_2 yarı çapları konuma bağlı değişimlidir.

$$\begin{aligned} \rho_1 &= (x^2 + z^2)^{1/2} \\ \rho_2 &= (y^2 + z^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Buradan görülebileceği gibi lazer ışının merkezine doğru lazer şiddetinde gausyen artış görülmektedir. 90° derece geometrisinde gausyen ışın çiftinin girişimi Şekil 2.4'te gösterilmiştir.



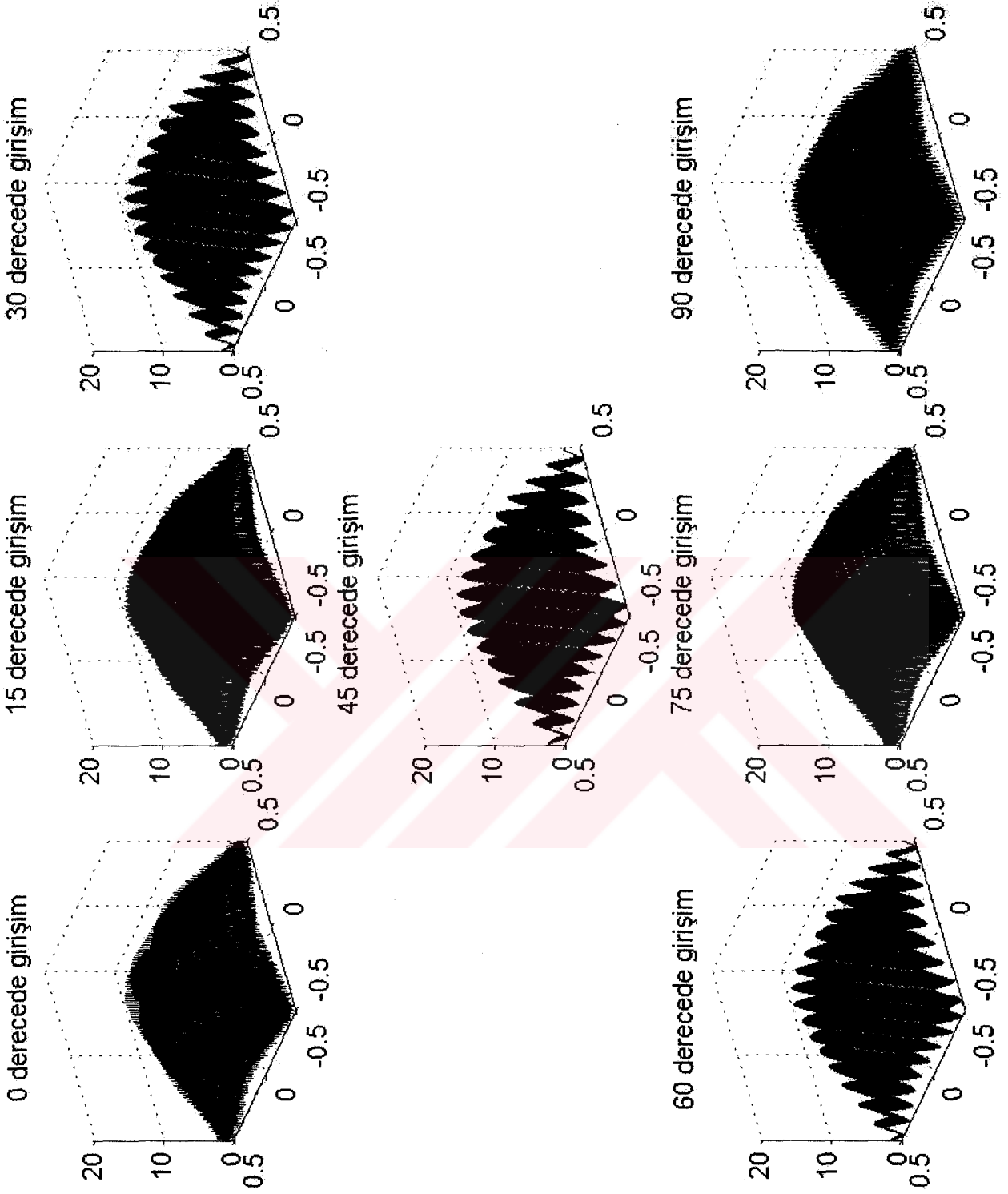
Şekil 2.4 Elektro optik kristal içinde iki gausyen ışının girişimi.

İki ışının 90° geometrisindeki girişiminin neticesinde oluşan $I(x, y)$ şiddet dağılımı,

$$I(x, y) = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos[k_0(n_2(\theta_2)y - n_1(\theta_1)x)] + k.e \quad (2.21)$$

şeklinde değişir. θ_1 ve θ_2 açılarının değişimine göre ışınların dalga sayıları değişeceği için şiddet dağılımı açıya göre değişecektir.

Şekil 2.5'te gausyen ışın çiftinin kristal içindeki girişimi neticesinde oluşacak olan kırınım ağının şiddet dağılımı, $z = 0$ konumu için yazılan modelleme program ile çizildi. θ_1 ve θ_2 açıları gelen ışının kristal eksenine göre değişimini göstermektedir.

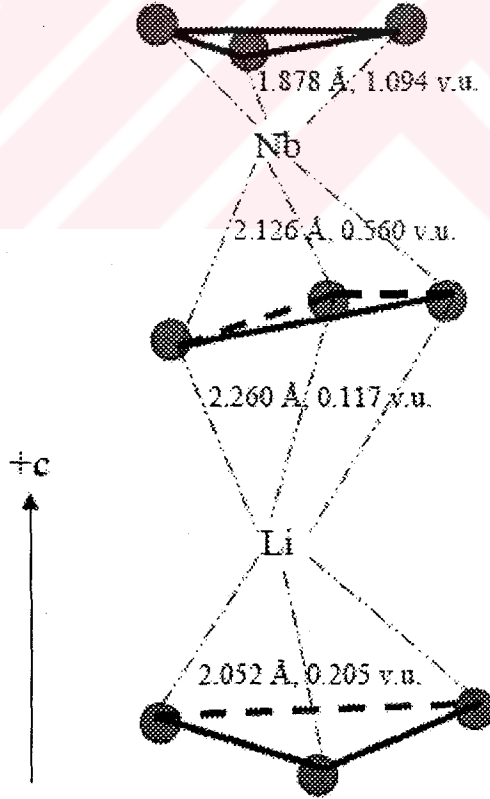


Şekil 2.5 Gaussien ışın çiftinin kristal içindeki girişiminin $z=0$ seviyesindeki şiddet dağılımı. θ_1 açıları her bir grafiğin üstünde verilmiştir ve θ_2 , $90^\circ - \theta_1$ 'e göre öndedir.

Oluşturulan kırınım ağının en iyi sonuç verdiği durum, dalga sayılarının eşit olduğu durumda elde edildi. Çünkü dalga çiftleri arasındaki bir faz farkı en az seviyede olur. Bundan dolayı şiddet dağılımının en iyi aydınlık ve karanlık bölgelere ayrıldığı θ_1 açısının değeri kristal eksenine ile 45° ’lik açıdır. Bu açı değerinde ışınların ilerlediği yol boyunca kırılma indisleri aynıdır. Şekilde görüldüğü gibi en iyi kırınım ağı desenini 45° ’dir daha sonra simetrik olarak geriye doğru tekrar bozulmaktadır.

2.4 LiNbO₃:Fe Kristali

Şu ana kadar bulunan bütün fotokırıcı malzemeler içinde en iyi performansı veren malzeme LiNbO₃:Fe kristalidir. Fotokırılma etkisi ilk olarak saf LiNbO₃ ve LiTaO₃ kristallerinde görülmüştür. Daha sonraları yapılan deneme yanılma yöntemleri ile kristaller katkılanmış ve bunların içinde en iyi sonucu veren demir katkısı olmuştur(Amondei vd., 1972). Bunun sebebi demirin kuantum kuyusunun derinlik ve genişliği diğer katkılara göre daha uygun olmasıdır (Y.Yang, Doktora tezi 2003). Bununla birlikte Fe’nin uyarılma mekanizmasının görünür bölgede ve yakın kırmızı bölgede olması bir üstünlüktür.

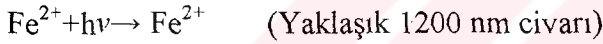
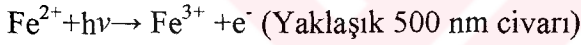


Şekil 2.6 LiNbO₃ kristalinin örgü yapısı. ● oksijeni temsil ediyor, kısa çizgiler M-O kimyasal bağlarını temsil eder(M=Li ve Nb)(Xue ve Kitamura, 2003).

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristalinde iletkenlik kuşağı Nb^{5+} tarafından oluşturulur, buna karşılık O^{2-} iyonları değerlik kuşağını oluşturur. Geçiş metalleri kristal içerisinde farklı değerlik durumları meydana getirir ve uzay yük alanı meydana getirmekte kullanılabilir. Katkılama eritilmiş durumda iken yapılıdır (Günter ve Huignard, 1988).

Fe iyonlarını yerleşim noktaları ana kristaldeki oksijenin yerini alan bir yapıdadır. LiNbO_3 kristalinin birim hücresi Şekil 2.6 da gösterilmiştir buna göre kristal iki adet taban tabana yapışık düzgün dörtyüzlü bir yapıdadır (Xue vd., 2003). LiNbO_3 kristali; 3m kristal sisteminde trigonal bir kristaldir (Yariv ve Yeh, 1984). Katkı yapılmamış kristaller için soğurma mekanizmasını oksijen gerçekleştirmektedir (Glass, 1978).

Demir katkılı LiNbO_3 kristali için ilk ve en önemli basamak ışığın soğurulma mekanizmasıdır. Bunun için önce soğurulma mekanizması bilinmelidir. Katkısız LiNbO_3 kristali kuşaktan kuşağa temel geçiş enerjisi $\sim 3,7$ eV civarındadır ve bu enerji düzeyi demir katkısı yapıldıkça düşük enerjilere doğru kaymaktadır (Fukukawa vd., 1997). LiNbO_3 kristali içindeki demirin iki soğurma kuşağı vardır. Yaklaşık 500 nm civarında kuşaktan kuşağa temel geçiş ve 1200 nm civarında uyarılmış durum (Panotopoulos vd., 2002).



Holografik bilgi depolamak için her iki bölgedeki soğurmada yararlanılabilir fakat yakın kırmızı bölgedeki kayıta optik duyarlılık düşüktür (Peihhamm vd., 1999).

Panotopoulos ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalara göre soğurma tepelerinin dağılımı gausyendir ve fonksiyon olarak şöyle önerilmiştir;

$$\alpha = \frac{C}{\sigma} \exp \left[- \left(\frac{E - E_0}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (2.22)$$

Burada C soğurmada sorumlu atom konsantrasyonu ile ilgili bir sabittir, σ soğurma tepesinin genişliği, E_0 soğurma enerjisidir.

Panotopoulos ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalarda numune ısıtılırken optik spektrum alınmış ve C ile E_0 sabit kalırken σ 'nin genişlediği gözlenmiştir (Panotopoulos vd., 2002).

Demir veya bakır katkılı LiNbO_3 kristali için yük taşıma mekanizması için önerilen model bir merkezli yük taşıma modelidir. Bu modelle foto iletkenliğin ışık şiddeti ile doğru orantılı

olduğu gözlenmiştir fakat ışık şiddetinin soğurma üzerinde herhangi bir etkisi gözlenmemiştir. Kristal içinde etkin yük taşıyıcılar elektronlardır ve baskın yük taşıma mekanizması hacim foto voltaik etkidir (Kukhtarev vd., 1979).

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristalinde optik duyarlılık Fe^{2+} konsantrasyonu ile orantılıdır ve optik dinamik erimi (kırılma indisindeki en fazla değişim) ise Fe^{3+} konsantrasyonu ile orantılıdır.

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristalinde bir merkezli yük taşıma modelini doğrulayan bazı bulgular şunlardır;

1-)Hacim foto voltaik akım yoğunluğu J_{phv} , ışık şiddeti $I(x)$ ve Fe^{2+} konsantrasyonu ($c_{\text{Fe}^{2+}}$) ile orantılıdır.

2-)Holografik kırınım ağının oluşma (yazma) zaman sabitinin tersi ($1/\tau_{sc}$) ve foto iletkenlik (σ), Fe^{2+} ve Fe^{3+} konsantrasyon oranı $c_{\text{Fe}^{2+}}/c_{\text{Fe}^{3+}}$ ile orantılıdır.

3-)Kırılma indisi genliğinin $n_{(1)}$ doyma değeri $E_{phv} = J_{phv}/\sigma \propto c_{\text{Fe}^{3+}}$ ile orantılıdır. Burada kullanılan ifadeler,

$$\hat{\sigma} = e\hat{\mu}_e N_e$$

$$N_e = \frac{\beta + qsI}{r} \frac{N^-}{N^0} \quad (2.23)$$

$$E_{phv} = \frac{kN^- I(0)}{e\mu_e N_e(0)}$$

burada σ foto iletkenlik tensörü, $\hat{\mu}_e$ elektronun devingenlik tensörü, N_e hareketli yük taşıyıcılarının yoğunluğu (iletkenlik kuşağında elektronlar), β ısıt üretim oranı, q kuantum verimi, S foton soğrulması için birim kesit, I ışık şiddeti, r yeniden birleşme katsayısı, N^- ve N^0 yük merkezlerinin uyarılmış ve temel seviyedeki yoğunlukları, k Boltzman sabitidir.

4-)Holografik duyarlılık $S = \frac{\partial n_{(1)}}{\partial t}$ kayıt işleminin başladığı sırada E_{phv}/τ_{sc} ve böylece $c_{\text{Fe}^{2+}}$ ile orantılıdır. (Buse, 1997)

Fotokırıcı kristallerin diğer holografik bilgi depolama malzemelerine göre en büyük üstünlüğü bu kristalde süreçler geri dönüşümlüdür. Bununla birlikte görüntünün okunması için malzemenin yeniden ve homojen bir şekilde aydınlatılması gerekir bu ise kristalde depolanan

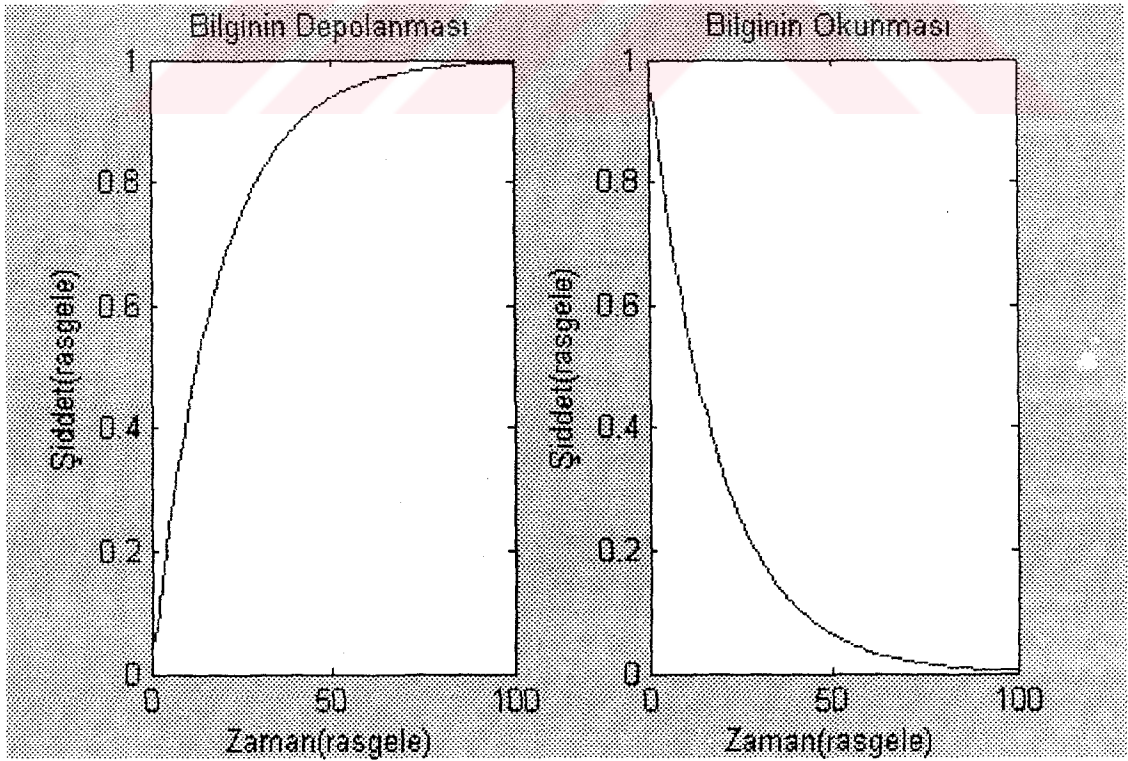
bilginin silinmesine sebep olur. Bunu gidermenin en basit yolu okuma ışık şiddetinin düşürülmesidir, fakat yine silinme devam eder. Şuan için bilgimiz dahilinde mükemmel bir silinmez sistem elde edilmiş değildir. Bununla birlikte bu soruna önerilen bazı çözümler; ısı sabitleme, elektriksel sabitleme, çift fotonlu kayıt ve çift merkezli katkılanmış malzemelerde kayıttır.

2.5 Holografik Yazma ve Silme İçin Kuramsal İnceleme

Oluşturulacak kırınım ağının en şiddetli elde edildiği açıyı daha önceki kısımlarda elde etmiştik. Buna göre kristal eksenini ile oluşturulacak kırınım ağının koşut olması en büyük şiddeti doğuracaktır. Kırınım ağının şiddetli olmasının yazma veya okuma zaman sabitleri üzerinde herhangi bir etkisi yoktur.

Holografik kayıt sırasında kırınım ağının oluşumunun ve silinmesinin yapılan deneylere bağlı olarak önerilen kuramsal modeli; sığaç modelidir. Bu modele göre kristal içindeki kırınım ağının gelişimini Şekil 2.7’de şiddet-zaman grafiği olarak gösterilmiştir. Bu model öncelikle deneysel verilerin grafiksel uyumu neticesinde elde edilmiştir.

Kırınım ağının oluşumu için şiddetin (genliğin) zamanla değişimi (2.24) bağıntısında verilmiştir.



Şekil 2.7 Holografik kayıt ve silme için önerilen sığaç modeline göre şiddetin zamanla değişimi.

$$A(t) = A_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_y}\right) \right] \quad (2.24)$$

Kırınım ağının silinmesi için şiddetin (genliğin) zamanla değişimi (2.25) bağıntısı ile verilmiştir.

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (2.25)$$

Burada $A(t)$ kırınım ağının zaman bağlı genliği, A_0 sabit, τ_y ve τ_s kayıt (yazma) ve silme zaman sabitleridir (Yang, 2003).

2.6 Foto İletkenlik

Elektro optik kristallerde ışık ile uyarılmada diğer bir mekanizma'da optik olarak uyarılan yüklerin elektrik alan içerisinde sürüklenmesinden sorumlu olan foto iletkenliktir. Şu şekilde ifade edilir;

$$\sigma_p = ne\mu = g\tau e\mu \quad (2.26)$$

n yük yoğunluğu, e elektrik yükü, μ devingenlik, g üretim oranı, τ zaman sabiti (uyarılmış durumdaki zaman süresi).

Burada dikkate aldığımız noktalar; kusurların sayısı yani dolu yük merkezleri ile tuzakların toplam sayısı değişmiyor. Üretim oranı ışık şiddeti ile orantılıdır ve dolu tuzak konsantrasyonu, c_f tarafından sağlanır. Bununla beraber yaşam süresi c_e boş tuzak konsantrasyonu ile ters orantılıdır. Devingenlik kuşak yapısı tarafından belirlenir ve yaklaşık olarak yük merkezlerinden bağımsızdır. Böylece,

$$\sigma_p \sim \frac{Ic_f}{c_e} \quad (2.27)$$

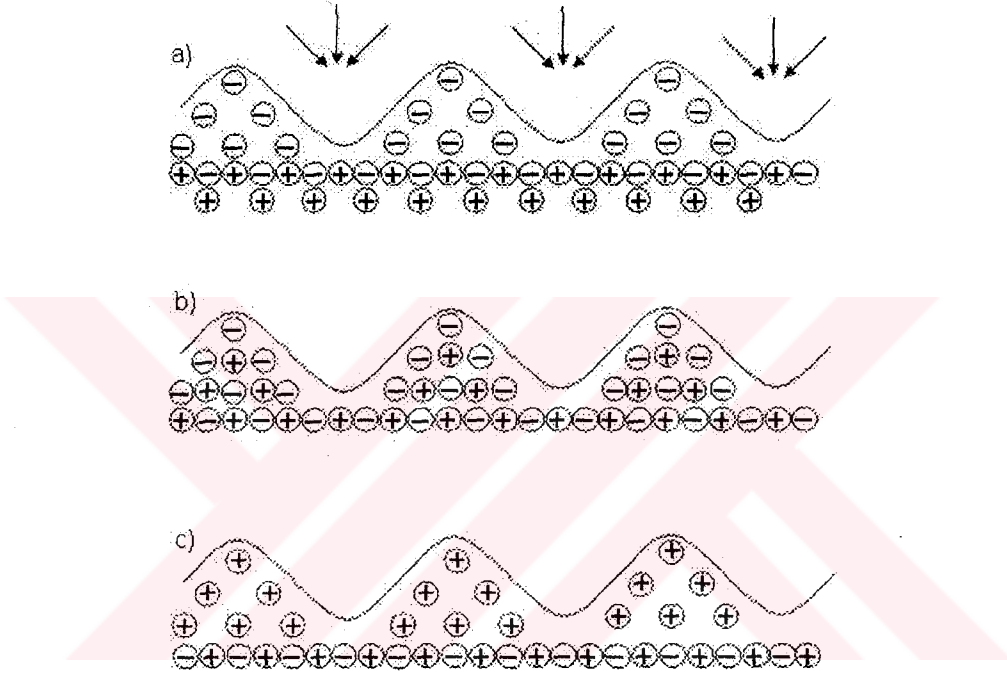
Sıcaklık (25 ila 250°C arasında) arttıkça foto iletkenliğin artışı gösterilmiştir. Foto iletkenliğin zaman sabiti ile olan ilişkisi ise;

$$\sigma = \frac{e\mathcal{E}_0}{\tau} \quad (2.28)$$

Yapılan deneyler bu basit modeli doğrulamıştır (Buse, 1997).

2.7 Isıl Sabitleme

Holografik olarak depolanan bilgi, homojen bir ışık ile okunurken yük dağılımını yönlendiremediği için silinme meydana gelecektir. Ayrıca uzun süre beklenme durumunda (bir yıla kadar) karanlık silinmesi dediğimiz silinme durumları ile karşılaşılır. Bu problemlere bir çözüm seçeneği olarak ısı sabitleme önerilmiştir. Diğer çözüm yolları daha önce bahsedildiği gibi elektriksel sabitleme, çift fotonlu kayıt ve çift merkezde kayıttır. Burada yaptığımız yüksek sıcaklıkta soğurma deneyleri ile ilgili olduğu için yalnızca ısı sabitleme üzerinde durulacaktır.



Şekil 2.8 Isıl sabitleme işlem basamakları(Yang, 2003).

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristaline holografik kayıt yapılırken veya kayıt yapıldıktan hemen sonra sıcaklık 100 ila 200°C arasına çıkarılır. Bu sıcaklıkta iyonlar hareketli bir hale geçer ve elektrik alan etkisiyle hareket ederler, elektrik alan etkisiyle hareket eden iyonlar (protonlar) elektronların oluşturduğu uzay yük alanını nötralize etmeye çalışır ve buna göre yeni konumlarına yerleşirler. Daha sonra kristalin sıcaklığı tekrar oda sıcaklığına düşürülür ve homojen bir ışık ile aydınlatılır. Homojen aydınlatma sırasında elektronlar uyarılmalar neticesinde eski konumlarına geri dönmeye başlarken protonları uyarmak için enerji yeterli olmadığından konumlarını değiştirmezler. Referans ışından gelen ışınlar proton yük merkezlerinden yansıyacağı için holografik bilgi silinmeden kalır. Isıl sabitlenmiş bir holografik kırınım ağının silinme işlemi tekrar ısıtma ile olur (Günter ve Huignard,1988).

Vormann ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalara göre ısı işlemler sırasında nötralizasyonu sağlayan protonlardır ve bunlar OH^- merkezlerinden gelir. Protonlar ve OH^- iyonları kristal büyümesi sırasında ortamdaki nemden kaynaklanmaktadır.

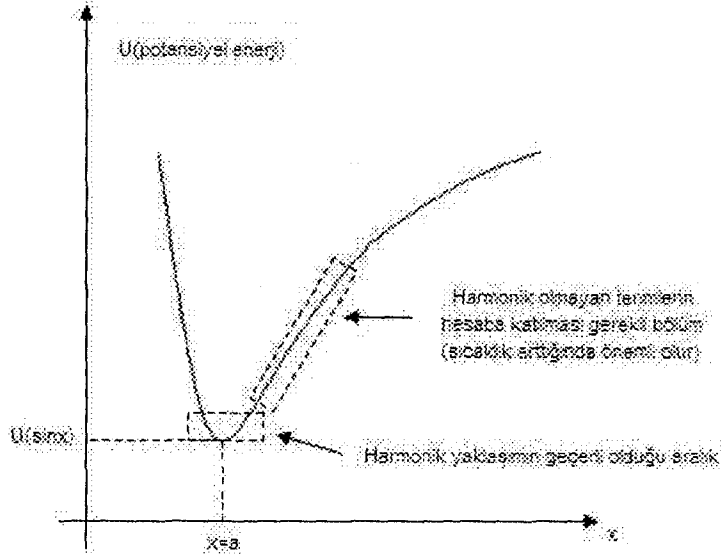
Deneylerin işlem sırası, hologramın iki ışın çifti kullanılarak kristal içerisinde oluşturulması ve ardında 160°C ye kadar ısıtılması, sonra yeniden oda sıcaklığına geri dönmesi ile yapılan ısı sabitlemeden düşük bir verim alınmıştır. Isı sabitlemeden yüksek bir verim almak için kristal ısıtılırken holografik kaydın yapılması şarttır.

Vormann ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalara göre hareketli iyonlar protonlardır, OH^- iyonları değildir. Protonları göç etme mekanizması çeşitli yollarla olabilir, bunlar; protonlar OH^- veya O^{2-} iyon merkezleri arasında sıçramalardan kaynaklanıyor olabilir (Vormann vd., 1981)

2.8 Kristal Titreşimleri ve Harmonik Olmayan Etkileşmeler

Normal şartlarda örgü titreşimleri için, potansiyel enerjinin ikinci dereceden terimleri ile ifade edilen durumu göz önüne alınır. Bir örgü noktasının denge konumu bütün sıcaklıklarda belirli bir noktadadır ve bu nokta etrafında titreşim yapar, bu harmonik olma durumudur ve bu sınırlı yaklaşımın sonucu olarak; ısısal etkileşme olmaz, adyabatik ve izotermal elastik sabitleri eşittir, elastik sabitler basınç ve sıcaklıktan bağımsızdır, Debye sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda ısı sığası sabittir ve iki örgü dalgası etkileşmez. Atomlar arası potansiyeldeki simetrik harmonik yaklaşıklık için, atomların ortalama mesafesi, atomların titreşim genlikleri arttığında değişmez. Böylece, kristal içindeki bir dalga zaman içinde sönmez ve şeklini değiştirmez. Ancak, gerçek bir kristal düşünürsek, bu koşulların gerçekleşmesi söz konusu değildir. Bu bölümde anlatılanlar çeşitli Katıhal kitaplarından (Kittel'den bölüm 4,5. Durlu'dan bölüm 5. Hook'tan bölüm 2) faydalanılarak derlenmiştir.

Sıcaklık bir katının iç enerjisinin ölçüsüdür, bu iç enerji katıyı oluşturan iyonların ve elektronların toplam kinetik ve potansiyel enerjilerinin toplamıdır. Sıcaklık değiştikçe iç enerji iki şekilde değişir. İlk olarak kristaldeki iyon merkezlerinin (örgü noktalarının) denge noktası etrafında titreştiklerini biliyoruz. Sıcaklığın artması ile iyon titreşimleri artacaktır, bir başka ifade ile kristalin iç enerjisi artacaktır. İkinci olarak, eğer elektronlar sıcaklıktan dolayı daha yüksek enerji seviyelerine yükselirlerse kristalin iç enerjisi artabilir.



Şekil 2.9 Denge konumu $x=a$ etrafında salınım yapan bir sistemin potansiyel enerjisi

Kristal enerjisi için gerçek durumdan uzaklaşmamızın nedeni, atomlar arası uzaklıklar için kareli terimler üzerindeki terimleri önemsiz saymış olmamızdır. Şimdi, Harmonik olmayan terimler olarak adlandırılan bu terimlerin var olma durumu gözden geçirilecektir. Bir örgü noktası için ikinci derecenin üstündeki terimlerin katkısı yüksek sıcaklıklarda önemli olmaktadır. Sıcaklığın yükselmesi titreşim genliğinin artması demektir, dolayısı ile kristalin iç enerjisi artacaktır. Spektroskopik olarak yapılacak incelemelerde, sıcaklık arttıkça malzemeyi oluşturan iyonların ve elektronların titreşim enerjileri artacaktır. Buna ek olarak kristali oluşturan iyon merkezlerinin birbirlerinden uzaklaşmasını da hesaba katarsak uyarma enerjisinin azalması beklenir. Dolayısı ile yüksek sıcaklıklara doğru çıkıldıkça kristalin karakteristik tepelerinde kırmızıya doğru bir kayma bekleriz. Bunun yanında kristalin titreşim genliği sıcaklıkla arttığından dolayı soğurma tepelerinde bir genişleme beklenebilir, fakat tepeyi oluşturan parçacık sayısı değişmediğinden eğrinin altındaki alan değişmeyecektir. Şimdi bir katı için gerçek potansiyel ifadesinin sıcaklık ile değişimi incelenecektir.

Şekil 2.9'daki sistemin potansiyel enerjisini $U(x)$ olarak ifade edelim. $U(x)$ fonksiyonunu $x=a$ etrafında seriye açalım.

$$U(x) = \underbrace{U(a)}_1 + \underbrace{\frac{dU}{dx}\bigg|_{x=a}}_2 (x-a) + \underbrace{\frac{1}{2!} \frac{d^2U}{dx^2}\bigg|_{x=a}}_3 (x-a)^2 + \underbrace{\frac{1}{3!} \frac{d^3U}{dx^3}\bigg|_{x=a}}_4 (x-a)^3 + \dots \quad (2.29)$$

$U(x)$ fonksiyonu için 1.terim denge konumunu ifade eder. Yukarıda bahsedildiği gibi yalnızca ikinci dereceden terimler düşünülürse (3. terim), yani Hooke Kanunu uygulanırsa, bir

atomun x konumundaki enerjisi;

$$U_x = U_{x_0} + A(x - x_0)^2 \quad (2.30)$$

Şeklinde olacak ve denge konumunu x_0 'da bulunan bu atom için; örgü titreşimlerinden ve denge konumundaki potansiyel değerinin toplamı olarak karşımıza çıkacaktır. Bu ifadeyi kristali oluşturan bütün atomlar için genelleştirebiliriz çünkü kristali oluşturan atomlar birbirlerine kimyasal bağlarla bağlıdır ve birinin hareketi diğerlerini etkileyecektir. Bir atomu denge konumunda uzaklaştırdığımızda bunun sonucunda diğer atomlar da denge konumundan uzaklaşacaktır. Böyle bir durumda kristal titreşiminin (fononların) λ serbest yolu sonsuz olacağından, fononların kristal içerisinde birbirleri ile etkileşmeleri kesinlikle söz konusu olmayacaktır. Bu yüzden gerçekte enerji bağıntısı aşağıdaki gibi olmalıdır;

$$U_x = U_{x_0} + A(x - x_0)^2 + g(x - x_0)^3 + \dots \quad (2.31)$$

İşte buradaki ikinci dereceden yüksek olan harmonik olmayan terimler fononlar arasındaki etkileşmeyi gösterir ve fononlar için serbest yolun sınırlı büyüklükte olmasını sağlar. Harmonik yaklaşımda, fononlar birbirleri ile etkileşmezler ve sınırların, örgü kusurlarının ve safsızlıkların yokluğunda ısı iletkenlik sonsuz olur. Bu şekilde harmonik olmayan bir durum yok ise sonsuz büyüklükte alabileceğimiz hacim içerisinde gerçek durumlardan sapmalar ortaya çıkacaktır. Bu nedenle daha gerçekçi bir yaklaşım yapmalıyız. Aşağıda sıcaklık genleşmesi ile oluşan bu tip bir durumdan bahsedilecektir (Kittel, 1986 ve Durlu, 1992).

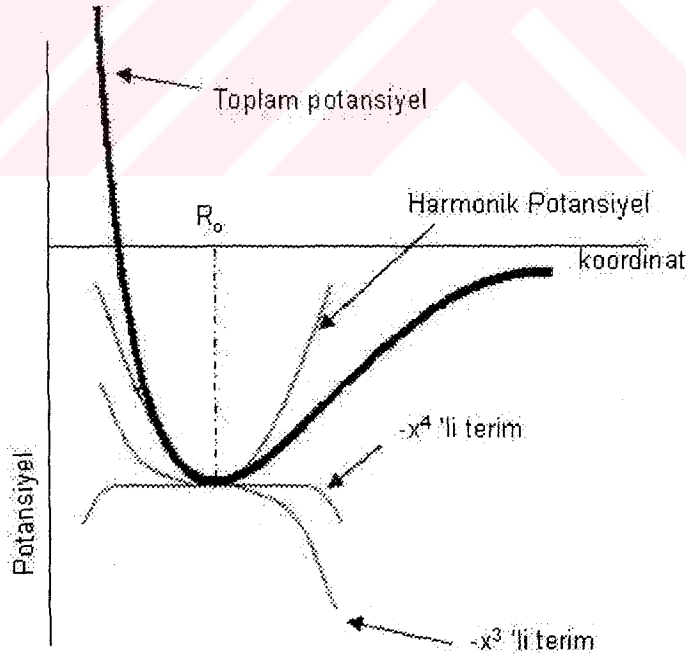
Isısal Genleşme;

Katıların artan sıcaklık ile genleşmeleri bilinen bir özelliktir. Bir kristal örgüyü harmonik salınımcıların bir araya toplanması ile oluşmuş bir yapı gibi göz önüne alırsak, titreşim genliklerinin artması ile ısısal bir genleşmenin ortaya çıkacağını düşünemeyiz. Burada, salınımcıların tümü harmonik özellik gösteriyorsa, yani potansiyel enerji konumun parabolik bir fonksiyonu ise salınımcının ortalama konumu, genliği dikkate almaksızın yalnızca sıcaklığın fonksiyonu olarak belirlenemez. Bu sonuca, ısısal etki ile genleşme büyüklüğünü, örgünün titreşim genliği ile karşılaştırarak varabiliriz. Mutlak sıcaklıktan erime noktasına kadar, kristaller ortalama yüzde bir genleşirler. Buna karşılık, titreşim genliği oldukça büyüktür, aralarında bir oran belirlemek gerekirse, ısısal genleşme büyüklüğünün, titreşim genliğinin yüzde on'u kadar olduğu söylenebilir. Isısal genleşmenin büyüklüğünü bulabilmek için, potansiyel enerjideki harmonik olmayan terimleri dikkate almak gerekir. Bu gerçek potansiyel değerine olabildiğince yaklaşmak demektir. Gerçek potansiyel ifadesini bulmak için bazı

yaklaşımlar yapılabilir; denklem 2.31'i dikkate alarak ilk terimi yani potansiyel enerjiyi sıfır alabiliriz buna ek olarak $a=0$ alarak titreşim merkezini orijin alabiliriz ve yüksek dereceli terimler eklenecektir. Bu kabullere göre mutlak sıfırda denge konumundan yer değiştirmesi x olan bir atom için potansiyel enerji ifadesi

$$U(x) = Ax^2 - gx^3 - fx^4 \quad (2.32)$$

şeklinde yazılabilir. Burada A , g ve f artı değerlerdedir ve mutlak sıcaklıkta, atomların denge konumlarından x kadar uzakta iken sahip oldukları potansiyel enerji değerleri düşünülmüştür. Eşitliğin sağındaki ilk terim harmonik, diğer iki terim ise harmonik olmayan terimlerdir. Böylece x , örgü sabitindeki büyümeyi veya ısısal genleşmeyi göstermektedir. Enerji ve potansiyelin başlangıcı R_0 olmak üzere şekil 2.10'de denklem 2.32'de verilen potansiyel enerji bağıntısındaki terimlerin sonuca katkılarını göstermektedir (hesaplarda $R_0=0$ olarak alındı). Şekilde görüldüğü gibi, kübik terim sol tarafı dikleştirirken, sağ tarafı düzleştirici bir etki yapmaktadır. Böylece, üçüncü dereceden terimler iyon korları arasındaki itme kuvvetlerini gösterir. Dördüncü dereceden terim, eğrinin tabanını düzleştirir ve yer değiştirme için gerekli enerjiyi azaltarak yumuşatıcı bir etki yapar.



Şekil 2.10 Isısal genleşmeye terimlerden gelen katkılar(Durlu, 1992).

Yer değiştirmenin $\langle x \rangle$ ortalaması Boltzmann dağılım fonksiyonu yardımı ile bulunabilir. Bu

şekilde termodinamik bulunma ihtimali dikkate alınarak, bütün x değerleri göz önünde tutulmuş olur.

Boltzman dağılım fonksiyonu,

$$\langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x \exp[-\beta U(x)] dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-\beta U(x)] dx} \quad (2.33)$$

Burada $\beta = \frac{1}{k_B T}$ 'dir.

$$\langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x e^{[-(Ax^2 - gx^3 - fx^4)/kT]} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{[-(Ax^2 - gx^3 - fx^4)/kT]} dx} \quad (2.34)$$

harmonik olmayan terimler çok küçük ise: $e^{[-(Ax^2 - gx^3 - fx^4)/kT]}$ terimi $e^{[-(Ax^2)/kT]} e^{[(gx^3 + fx^4)/kT]}$ ve $e^x \cong 1 + x \dots$ alırsak ilk ifade $\approx e^{(-Ax^2/kT)} (1 + gx^3/kT + fx^4/kT)$ şeklinde olur.

$$\langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} e^{(-Ax^2/kT)} (x + gx^4/kT + fx^5/kT) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{(-Ax^2/kT)} dx} \quad (2.35)$$

bulunur. Son eşitlikte, paydadaki harmonik olmayan terimler yok sayılmıştır çünkü $e^x \cong 1 + x \dots$ ifadesince x çok küçüktür. Ayrıca paydaki ikinci parantezde yer alan birinci ve üçüncü terimler tek fonksiyonlardır ve sifıra gidecektir. Şimdi ayrıntılı olarak çözelim

$$\int_{-\infty}^{\infty} x e^{(-Ax^2/kT)} dx = \int_{-\infty}^{\infty} x e^{-vx^2} dx \quad (2.36)$$

Şeklinde bir dönüşüm yapalım, burada $v=A/kT$ olarak alınmıştır.

İntegral tablosundan,

$$\int_0^{\infty} x^m e^{-vx^2} dx = \frac{\Gamma[(m+1)/2]}{2v^{(m+1)/2}} \quad (2.37)$$

Şeklinde bir çözüm vardır.

Gamma fonksiyonu için,

$$\Gamma(n+1) = n\Gamma(n) \text{ ve} \quad (2.38)$$

$$\Gamma(n+1) = n! \text{ şeklindedir, burada } n=0,1,2 \quad (2.39)$$

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi} \quad (2.40)$$

$$\Gamma\left(m + \frac{1}{2}\right) = \frac{1.3.5.,.,.,.,(2m-1)}{2^m} \sqrt{\pi} \quad m=1,2,3,.,.,. \quad (2.41)$$

$$\Gamma\left(-m + \frac{1}{2}\right) = \frac{(-1)^m 2^m \sqrt{\pi}}{1.3.5.,.,.,.,(2m-1)} \quad m=1,2,3,.,.,. \quad (2.42)$$

$$m=1 \Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} x e^{-vx^2} dx = \frac{\Gamma\left[\frac{(1+1)}{2}\right]}{2v^{(1+1)/2}} = \frac{\Gamma(1)}{2v} \quad \text{tek fonksiyon} \quad \text{sıfır gider} \quad (2.43)$$

$$m=4 \Rightarrow \frac{g}{kT} \int_{-\infty}^{\infty} x^4 e^{-vx^2} dx = \frac{\Gamma\left[\frac{(4+1)}{2}\right]}{2v^{(4+1)/2}} = \frac{g}{kT} \frac{\Gamma(2 + \frac{1}{2})}{2v^{5/2}} \quad (2.44)$$

$$= \frac{1.3}{2^2} \sqrt{\pi} \frac{1}{2v^{5/2}} \frac{g}{kT} 2$$

$$m=5 \Rightarrow \frac{f}{kT} \int_{-\infty}^{\infty} x^5 e^{-vx^2} dx = \frac{\Gamma\left[\frac{(5+1)}{2}\right]}{2v^{(5+1)/2}} = \frac{f}{kT} \frac{\Gamma(3)}{2v^3} = \frac{f}{kT} \frac{2}{2v^3} 2 \quad \text{tek fonksiyon} \quad \text{sıfır gider} \quad (2.45)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-Ax^2/kT} dx = 2x \int_0^{\infty} e^{-vx^2} dx = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{2v^{1/2}} = \frac{\sqrt{\pi}}{v^{1/2}} = \frac{\sqrt{\pi}}{\left(\frac{A}{kT}\right)^{1/2}} \quad (2.46)$$

Yeniden düzenlenmiş hali,

$$\begin{aligned}
\frac{g}{kT} \int_{-\infty}^{\infty} x^4 e^{-Ax^2/kT} dx &= \frac{2g}{kT} \underbrace{\int_0^{\infty} x^4 e^{-vx^2} dx}_{\frac{\Gamma(2+1/2)}{2v^{5/2}}} = \frac{2g}{kT} \frac{3\sqrt{\pi}}{2^2 2v^{5/2}} = \frac{3}{4} \frac{g\sqrt{\pi}}{kT} \frac{1}{v^{5/2}} \\
&= \frac{3}{4} \frac{g\sqrt{\pi}}{kT} \frac{1}{\left(\frac{A}{kT}\right)^{5/2}}
\end{aligned} \tag{2.47}$$

$$\begin{aligned}
\langle x \rangle &= \frac{\frac{3}{4} \frac{g\sqrt{\pi}}{kT} \frac{1}{\left(\frac{A}{kT}\right)^{5/2}}}{\frac{\sqrt{\pi}}{\left(\frac{A}{kT}\right)^{1/2}}} = \frac{3}{4} \frac{g}{kT} \frac{1}{\left(\frac{A}{kT}\right)^2} = \frac{3}{4} \frac{g}{A^2} kT
\end{aligned}$$

$$\langle x \rangle = \frac{3}{4} \frac{g}{A^2} kT \tag{2.48}$$

$a \propto \langle x \rangle$ ortalama örgü sabitinin sıcaklık ile değişimi,

$$a \propto \frac{3}{4} \frac{g}{A^2} kT \tag{2.49}$$

Böylelikle örgü sabitinin sıcaklıkla değişimi bulunur. Şimdi genleşme katsayısına bakalım.

$$\alpha = \frac{\partial \langle x \rangle}{\partial T} = \frac{3kg}{4A^2} \tag{2.50}$$

Olduğu görülür. Burada, α genleşme katsayısı olarak tanımlanır. Sonuçta genleşme katsayısı sıcaklıktan bağımsız olarak elde edilmiştir. Kolayca gözlenebileceği gibi, elde edilen bu sonuca varırken, enerjinin kuantumlu özelliği dikkate alınmamıştır.

Alçak sıcaklıklarda, x için yukarıda yazdığımız bağıntıyı $E=kT$ enerji değerini dikkate alarak yazacak olursak,

$$\langle x \rangle = \frac{3g}{4A^2} \langle E \rangle \tag{2.50}$$

ve $\langle E \rangle$ 'nin kuantum enerji değerini koyarak,

$$\langle x \rangle = \frac{3g}{4A^2} \frac{\hbar\omega}{e^{(\hbar\omega/kT)} - 1} \tag{2.51}$$

şeklinde yazabiliriz. Yüksek sıcaklıklarda bu eşitlik $\langle x \rangle$ için yukarıda bulduğumuz ilk değere indirgenir. Ancak T sıcaklığının 0'a giden değerleri için düşünecek olursak;

$$\langle x \rangle = \frac{3g}{4A^2} \hbar \omega e^{-(\hbar \omega / kT)} \quad (2.52)$$

Ve buradan;

$$\alpha = \frac{\partial \langle x \rangle}{\partial T} = \frac{3gk}{4A^2} \left(\frac{\hbar \omega}{kT} \right)^2 e^{-(\hbar \omega / kT)} \quad (2.53)$$

bulunur. Bu son eşitlikte görülebilir ki, T sıcaklığı 0'a giderken α ısısal genleşme katsayısı ortadan kaybolur, bu termodinamiğin üçüncü kanununa göre beklenen bir sonuçtur.

Kuantum enerji durumunda enerjinin sıcaklıkla ters orantılı değiştiği görülüyor. Bir başka deyimle sıcaklık arttıkça uyarılma enerjisi azalır. Bu beklenen bir durumdur çünkü enerji düzeyleri belli bir atoma ait değildir, enerji düzeyleri dikkate alınan atom çiftine aittir. Dolayısı ile örgü sabiti değiştikçe enerji düzeylerinde bir değişim gözlemek doğal olacaktır. Sonuç olarak kristal ısısal işleme tabi tutulduğunda ısısal genleşme olacağından örgü sabiti artacak yani atomlar arası mesafesi artacak sonuç olarak uyarılma enerjisinde kırmızıya kayma görülecektir.

3. DENEY DÜZENEGİ

Bu çalışmada iki ayrı deney yapılmıştır, ilk olarak holografik bilgi depolama deneyleri yapılmıştır. Burada iki eş fazlı gausyen lazer ışını kristal içinde girştirilmiş ve bilgi olarak kaydedilmiştir. İlk olarak foto dedektör aracılığı ile silinme işlemi veriler olarak kaydedilmiştir. Bu verilerden zaman sabitleri yazılan bir program ile bulunmuştur. Bu deneylere ek olarak, kaydedilen “+” bilgisinin okunması esnasında CCD fotoğraf makinesi ile bilginin silinmesi gösterilmiştir. Çalışmanın diğer kısmında, $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ kristalinin optikçe duyarlı olduğu bölge optik soğurma deneyleri tespit edilmiştir daha sonraki aşamada $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ kristalinin soğurma katsayısının sıcaklığa bağıllığı bulunmuştur.

Deneyler süresince kullanılan demir katkılı lityum niyobet ($\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$) kristalin katkı derecesi 0,03 mol% (0,032wt%) olarak üretici firma tarafından belirlenmiştir (Deltronic Crystal Industries). Kristal uygun eriyik olarak 48,6 mol% Li_2O olarak büyütülmüştür. Katkılama Fe_2O_3 ile yapılmıştır. Kristal boyutları $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ 'tür. Kristalin dört tarafı optik yansımaları en aza indirmek için $10/5 \text{ }\mu\text{m}$ (scartch/dig) derecede parlatılmıştır. Kristal eksen, parlatılmamış iki yüzeyde 45° 'lik açı ile verilmiştir. Kristalin $514,5 \text{ nm}$ 'deki kırılma indisleri sırasıyla $n_o=2,2029$ ve $n_e=2,1476$ 'dır ve kristal yoğunluğu $\rho=4,612 \text{ gr/cm}^3$ 'dür.

Holografik bilgi depolama deneylerinde şimdiye kadar iki tür deney düzeneği kullanılmıştır. Kullanılan deney düzenekleri geçiş geometrisi ve 90° geometrisidir. İki deney düzeneğinin birbirine göre üstünlükleri vardır. Buradaki çalışmalarda bilginin depolanması esnasında 90° geometrisi kullanıldı.

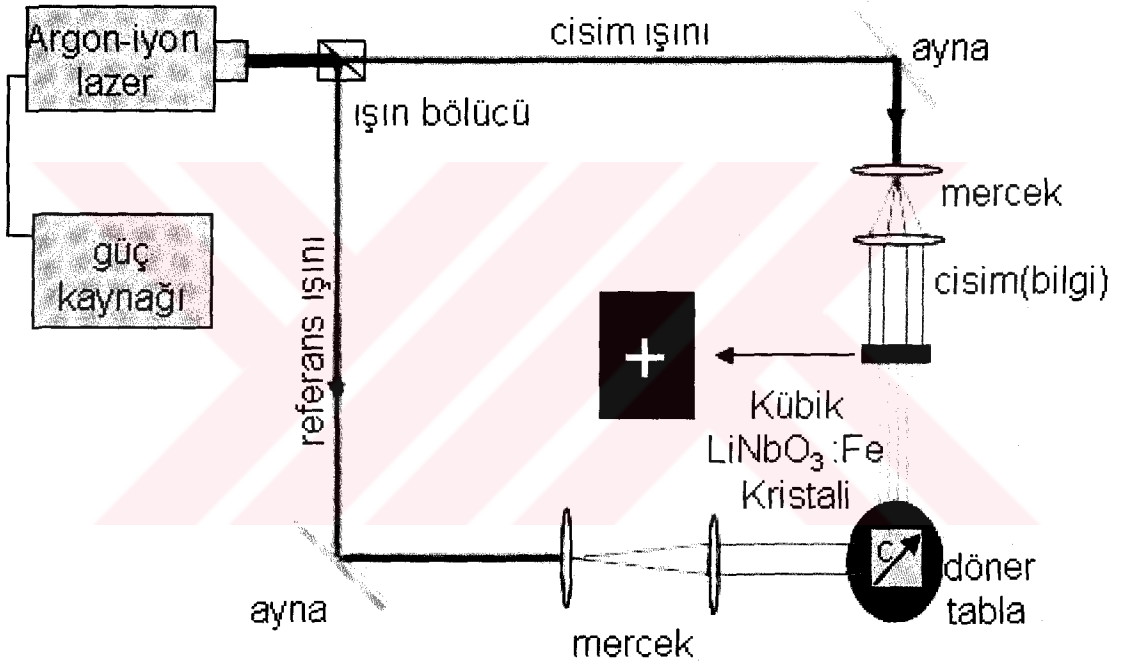
Optik soğurma deneyleri iki aşamada yapılmıştır. İlk olarak kristalin fotokirıcılık aralığının tespiti için yapılan geniş spektrumda soğurma deneyi yapılmıştır. İkinci olarak ilk deneylerden elde edilen bilgiler neticesinde Fe^{2+} soğurma tepesinin ısı işlemler süresince gelişimini incelemek için bir önceki deneye göre daha dar bir aralıkta gerçekleştirilmiştir.

3.1 Holografik Bilgi Depolama Deneyi

Deney düzeneği 90° geometrisinde hazırlanmıştır. Bu geometriye göre iki eş fazlı ışın kristal içinde 90° açıyla girişim yaptırılır ve kristal içinde bir kırınım ağıının oluşması sağlanır. Deney düzeneği temel olarak 7 parçadan oluşur; bunlar sırasıyla Ar^+ lazer, ışın bölücü, aynalar ve mercekler, optik bilgi(ışık modölatörü) , kristal ($\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$), dedektör veya kamera ile bunun bağılı olduğu bilgisayar.

3.1.1 Holografik Bilgi Kayıt ve Bilgi Okunma (Silinme) Deneyi

Holografik kayıt için kullanılan deney düzeneği Şekil 3.1’ de gösterilmiştir. Deneyler sırasında kullanılan lazer, Melles Griot’tan alınan 180 mW çıkış gücünde Ar^+ iyon lazerdir. Bu lazer, görünür bölgede şiddetli sürekli dalgalar (cw) üretir. Ar^+ lazerlerin birçok geçiş durumu mevcuttur, bu geçişlere tekabül eden dalga boylarının 457 nm’den 514 nm’ye kadar geniş bir spektrumu mevcuttur. Holografik bilgi depolama deneyleri esnasında kullanılan ışının dalga boyu 514.5 nm’dir ve lazerden çıkan ışınlar dikey polarize olarak çıkar. Lazer ışınının çapı yaklaşık olarak 5 mm olarak ölçülmüştür. Lazer ışınının gücünü kontrol etmek için lazerin güç kaynağına bir multimetre takılarak ölçülmüştür.

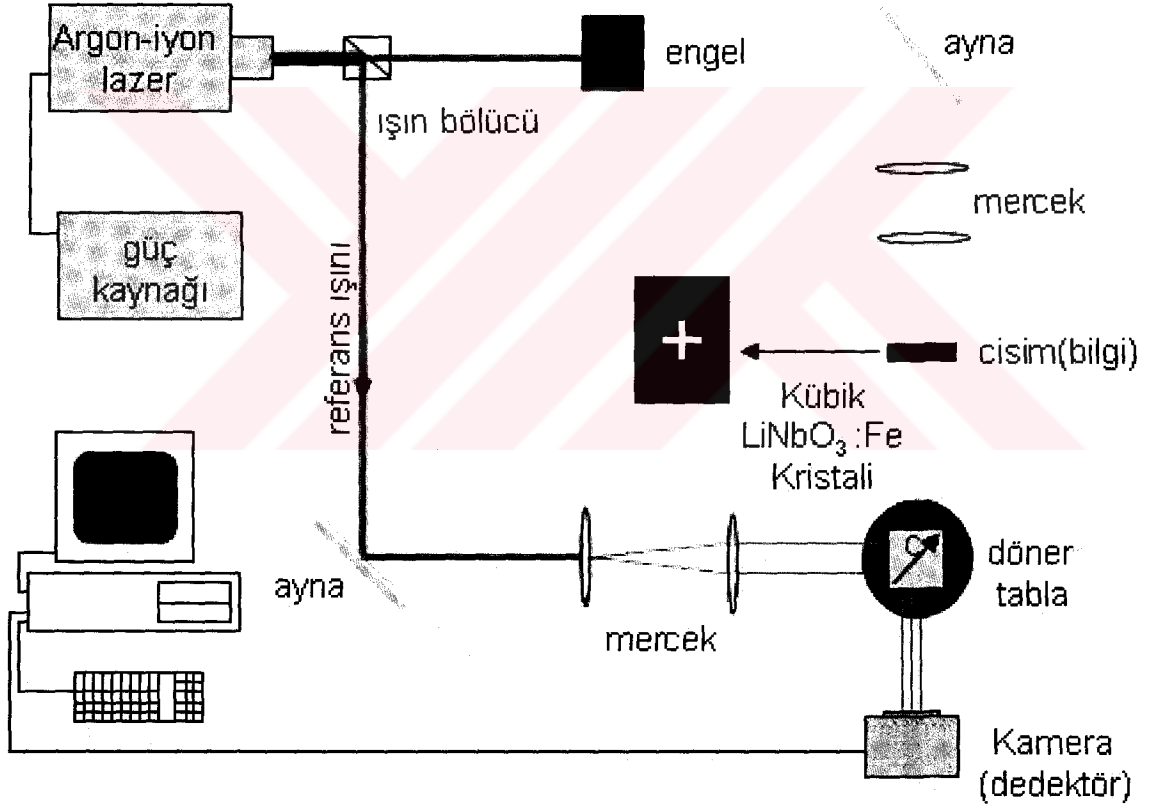


Şekil 3.1 90° Geometrisinde holografik bilgi depolama deney düzeneğinde kübik $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristali içerisine "+" optik bilgisi depolanması

Lazer kaynağından çıkan ışın, ışın bölücü ile eşit şiddette ikiye ayrılır, bu ışınlardan birisi referans ışını diğeri ise cisim ışını denir. Işınlarını genişletmek için mercekler ve yönlendirmek için aynalar kullanılmıştır. Cisim ışını kaydı yapılmak istenen bilgiyi taşıdığı için bilgi ışını' da denir. Referans ışını ile görüntüsü kaydedilmek istenen cisimden gelen cisim ışını kristal içinde girişim yapar. Bu girişim sonucu kristal içinde aydınlık-karanlık bölgeler oluşur. Yüklerin aydınlık bölgelerden karanlık bölgelere göç etmesi ile kristal içinde yük dağılımı oluşur. Yük dağılımı, kristal içinde elektrik alanın doğmasına neden olur. Sonuç

olarak elektro optik etki ile kristal içinde GRIN (Gradyent İndisi) bölgesi oluşur. Bu cisim görüntüsünün kristal içine kodlanması demektir. θ açısı değiştirilerek farklı cisimlerin görüntüleri kaydedilebilir. Holografik bilginin kaydı sırasında daha önce belirtildiği gibi sığaç modeli geçerlidir. Bu modele göre uygun şiddetteki lazer ışınının belirli bir süre kristal içinde girişimi gerekmektedir.

Şekil 3.1 de görüldüğü gibi optik bilgi olarak ışık geçirmeyen bir cisim üzerinde “+” şeklinde bir boşluk vardır. Bu boşluktan geçen ışık “+” işaretinin optik olarak bilgisini taşır. Kristal içinde bu “+” bilgisi depolanır. İleriki bölümlerde deneylerle bu bilginin zamanla gelişimi gösterilecektir. θ açısı değiştirilerek farklı bir bilgi yazılabileceği gibi aynı açıda mevcut bilginin üzerine yeni bilgi (ilki silinerek) kaydedilebilir.



Şekil 3.2 90° Geometrisinde holografik bilgi depolanan bilginin okuma deney düzeneğinde kübik LiNbO₃:Fe kristali içerisine depolanmış “+” optik bilgisinin okunması.

Bilginin okunması deneylerinde, Ar⁺ lazerden çıkan gausyen dağılıma sahip uygun şiddetteki ışın, ışın bölücü tarafından (eş fazlı) eşit şiddette ikiye bölünür. Bölünen ışınlardan cisim ışını engellenerek kristal üzerine düşmesi engellenir, referans ışını kristal üzerine düşürülür. Kristal içine giren referans ışını yazma (kayıt) ile oluşturulan kırınım ağının etkisiyle yük

merkezlerinden yansıyarak sanki cisimden geliyormuş gibi dedektör veya kameraya gelir. Şekil 3.2’de okuma deney düzeneği gösterilmiştir.

Okuma deney düzeneğinde yazma deney düzeneğinden farklı olarak CCD dedektör ve bunun bağlı olduğu bilgisayar vardır.

3.2 Optik Soğurma Deneyleri

Optik soğurma deneyleri yukarıda bahsedildiği gibi iki aşamalı olarak yapılmıştır. Deneyin ilk kısmında bilinen bir soğurma spektrum deney düzeneği kullanılmıştır. Ölçümlerin alındığı deney düzeneği bilgisayar kontrollüdür. Düzenek sekiz kısımdan oluşur, bunlar sırasıyla sabit akım-gerilim kaynağı, tungsten halojen lambası, mercekler, polarizör, monokromatör, silikon foto dedektör, optik güç ölçer ve monokromatör ile optik güç ölçerin bağlı olduğu bilgisayar. İkinci olarak yapılan deneyler için ilk deney düzeneğine ek olarak kristal fırın içerisine alınmıştır ve homojen bir ısı dağılımı ortamında soğurma spektrumu alınmıştır. Spektrum alınırken demir tepesinde küçük bir kayma olduğundan emin olmak için lazer ışını kullanılmıştır, böylelikle kaymanın güvenirliliği sağlanmıştır.

Optik soğurma deneyleri sonucunda elde edilebilecek bazı sonuçlar;

- Kristal kusurları ve yük dağılımı,
- Enerji seviyeleri,
- Yüklerin geçiş doğası belirlenebilir (Günter ve Huignard, 1988)

Soğurma deneylerinde ilk olarak referans sinyaller alınır, daha sonra numune içinden geçen sinyaller kullanılır. Bilgisayara gelen veriler Sellmeier (denklem 3.1)denklemini kullanılarak dalga boyunun değişimine göre kırılma indisi değişiminden iç yansımalar hesaplanır. Son olarak Lambert- Beer (denklem 3.4) yasasından yararlanılarak soğurma katsayısı hesaplanır.

$$n = \left(A + \frac{B}{(\lambda^2 + C)} + D\lambda^2 \right)^{1/2} + 37,10^{-6} T(^{\circ}C) \quad (3.1)$$

$$R = \left(\frac{n_0 - n}{n_0 + n} \right)^2 \quad (3.2)$$

$$d(cm) = e^{4,1.10^{-6} T(^{\circ}K)} \quad (3.3)$$

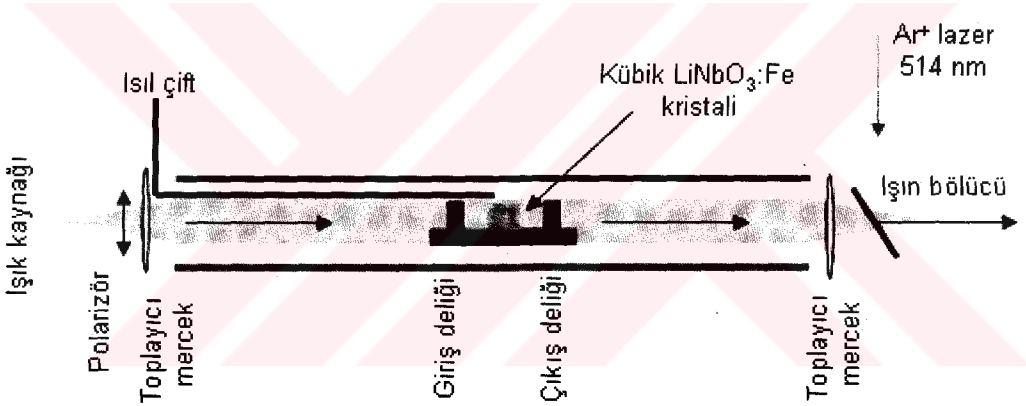
$$\alpha(\text{cm}^{-1}) = \left(\frac{1}{d} \right) \ln \left(\frac{I_0(1-R)^2}{I} \right) \quad (3.4)$$

A,B,C ve D sabit, n ortamın kırılma indisi, n_0 boşluğun kırılma indisi, R yansımaya katsayısı, $\lambda(\mu\text{m})$ dalga boyu, $T(^{\circ}\text{C})$ sıcaklık, $d(\text{cm})$ kalınlık, I_0 ve I numuneye gelen ve numunedan geçen ışık şiddeti, $\alpha(\text{cm}^{-1})$ soğurma katsayısı.

Soğurulmalar alınmadan önce ışık kaynağı 30 dakika açık tutularak sistemin kararlı hale gelmesi beklendi.

3.2.1 Yüksek Sıcaklıklarda Soğurma Deneyi

Yüksek sıcaklıklarda yapılan soğurma deneyleri için kullanılan deney düzeneği Şekil 3.3'te gösterilen deney düzeneğinden farklı olarak numune tüp fırın içerisine alınmış ve demirin soğurma tepesindeki kaymadan emin olmak için Ar^+ lazer dedektör'e düşürülmüştür.



Şekil 3.3 Yüksek sıcaklıklarda optik soğurma deney düzeneği

Şekil 3.4'de yüksek sıcaklıklarda optik soğurma deney düzeneği gösterilmiştir. Deneyler sırasında ısı dağılımının kristalin her tarafında aynı olması için, kristal fırın içerisinde el yapımı seramik bir altlık üzerine yerleştirildi. Isıl çift kristalin 2.5 cm yanına yerleştirildi; böylece sıcaklık derecesinde kesinlik sağlandı. Fırın içerisinde iç yansımaları en aza indirmek için kristalden önce ve sonra giriş görme deliği ve çıkış görme deliği yerleştirildi. Fırın içerisinde ışınlar herhangi bir şekilde odaklanmadı. Fırının çıkışına Ar^+ iyon lazerden gelen ışın ile kristalden çıkan ışın birleştirilerek monokromatörün girişine düşürüldü.

Soğurma katsayısının hesaplanması için $\sim 25^{\circ}\text{C}$ 'de referans sinyal alındı. Numune tüp fırına yerleştirildikten sonra 25°C 'lik adımlar ile $25-350^{\circ}\text{C}$ arasında soğurmalar alındı. Her sıcaklık artımından sonra fırın içerisindeki ısı dağılımının kararlı hale gelmesi için 30 dakika

beklenildi. Elde edilen soğurma verileri bir önceki kısımda anlatıldığı gibi işlemlere tabi tutularak soğurma katsayısı enerji grafiği çizildi.



4. DENEYLER

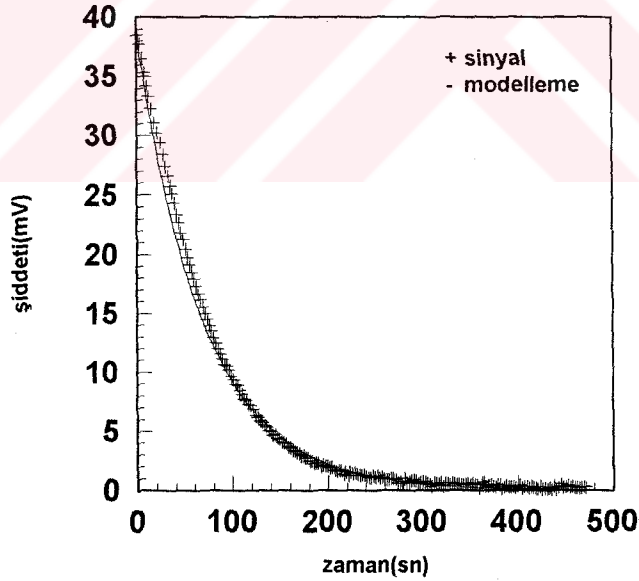
Bu bölümde holografik bilgi depolama deneyleri ile optik soğurma deneylerinin yapılışı anlatılmıştır. Deneylerde elde edilen ilk verilerin grafikleri çizilmiştir, grafiklerin yorumları bir sonraki bölüme bırakılmıştır.

4.1 Holografik Bilgi Depolama Deneyleri

Holografik bilgi depolama deneylerinde iki çeşit deney yapıldı. İlk olarak kristalden çıkan ışınlar dedektör üzerine düşürüldü böylece sinyallerin zamanla azalması (sığacın zamanla boşalması) grafiği çizildi (sinyal değişimi şekil 2.7 ile uyumlu olduğu görüldü). İkinci aşamada dedektör yerine KODAK marka dijital CCD fotoğraf makinesi yerleştirilerek “+” optik bilgisinin zamanla değişiminin fotoğraflandı.

4.1.1 Holografik Bilgi Depolamada Sinyal Şiddeti Ölçüm Deneyi

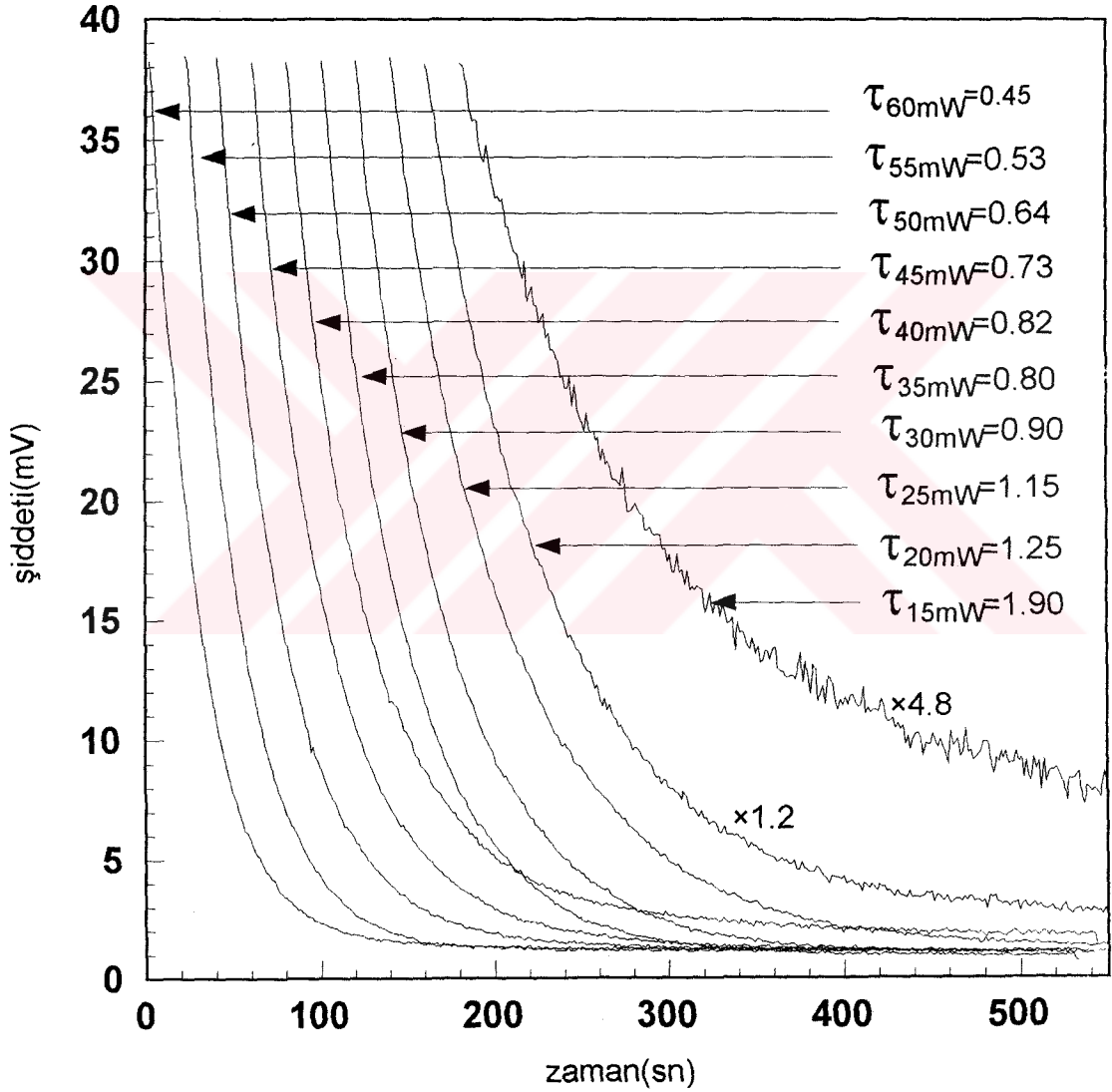
Şekil 3.1’deki deney düzeneği kurulup, lazer ışını 60 mW çıkış gücündeki lazer için holografik kayıt işlemleri yapıldı. Kayıt işlemi 514.5nm dalga boyu için 3 dakika kayıt yapıldı.



Şekil 4.1 Okuma şiddetinin zamanla eğrisi ve modelleme eğrisi

Şekil 3.2’de gösterilen deney düzeneği ile holografik kaydı yapılan optik sinyali farklı şiddete okuma lazer ışını ile okundu. Okuma şiddetinin zamanla azalma eğrisi şekil 4.1 de verilmiştir burada lazer şiddetinin 60 mW olduğu durum ve bu durumdaki modelleme eğrisi verilmiştir. Okumak için kullanılan lazer şiddetleri 15 ila 60mW arasında 5mW’lık adımlar ile yapıldı

fakat her bir eğri için modelleme eğrileri şekil 4.1 deki gibi yapıldığından burada tek tek verilmemiştir. Elde edilen verilerin grafiği şekil 4.2’de gösterilmiştir, görüldüğü gibi eğriler tek eksponansiyel karakterdedir. Elde edilen sinyal verilerini bir program ile zaman sabitleri bulundu. Hazırlanan program denklem 2.25’i temel alarak hazırlanmıştır. Şekil 4.2’de her bir eğriye ait zaman sabiti eğrinin yanında belirtilmiştir. Zaman sabitlerinin okuma şiddeti ile değişimi sonuçlarda gösterilmiştir. Holografik kayıt için lazer şiddeti sabit durumu için; okuma şiddeti azalırken zaman sabitleri artmaktadır. Zaman sabitlerinin artması ile yazılan bir hologramın silinmeden kalma zamanı artmaktadır.



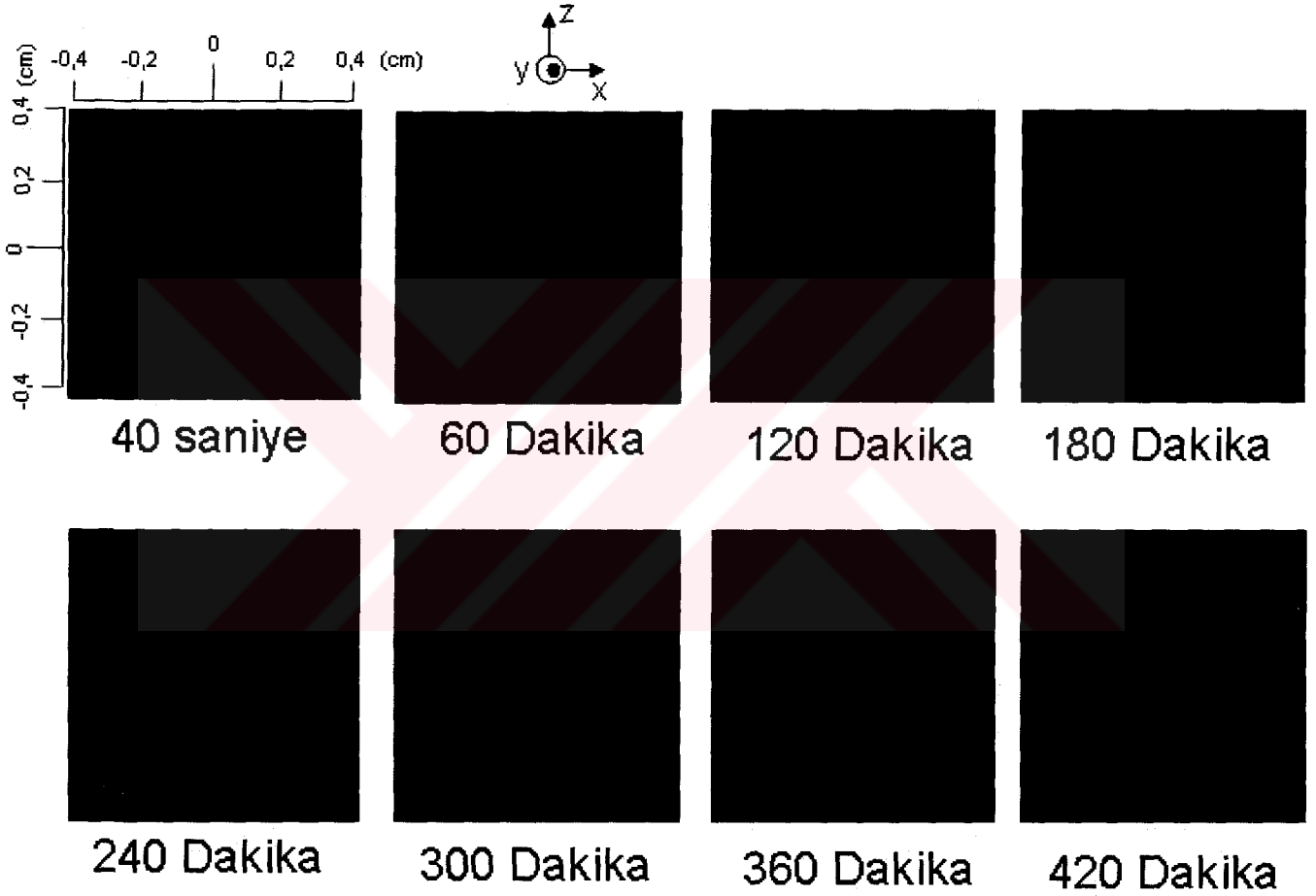
Şekil 4.2 Okuma şiddetinin azalması(15 ve 20mW okumaları için genlik ifadeleri sırası ile 1.2 ve 4.8 ile çarpılmıştır)

Şekil 4.2 deki çizilirken şiddetler arasında uyum sağlanması için denklem 2.25 deki A_0 genlik ifadeleri değiştirilmiştir. Genlik değiştirme işlemi zaman sabitleri üzerinde herhangi bir

değişiklik meydana getirmez, sadece eğrilerin daha düzenli görünmesini sağlar.

4.1.2 CCD Kamera İle Depolanan Bilginin Silinme Verileri

Deneylerin bu kısmında dedektör yerine bir CCD kamera çeşidi olan Kodak marka dijital fotoğraf makinesi kullanılmıştır. Resimler 514.5nm’de 45sn’lik bir kayıta yapılmıştır, kayıt ve okuma sırasında lazerin çıkış gücü 30mW’tır. Resimler düzenli olarak her 60 dakikada bir alındı. Fotoğraf makinesi elle ayarlanabilir konumda çalıştırıldı. Pozlama süresi 1saniye ve F



sayısı $f/\# = 3,7$ olarak alındı. Şekil 4.3’de bu resimler gösterilmiştir.

Şekil 4.3 Optik bir bilgi olarak kristal içerisine yüklenmiş “+” ‘nın, dalga boyu 488nm olan ışıkla okunması sırasında bilginin zamanla silinmesi

Şekil 4.3’de elde edildiği gibi optik bilginin zamanla silinmesi, şekil 4.2’de elde edilen grafikler ile uyumludur. Holografik bilginin okunması süresince homojen bir referans ışın demeti ile okunduğu için holografik bilginin silinmesi homojen bir şekilde olmaktadır. Hologramın okunması sırasında eğer referans ışının şiddeti azaltılırsa silinme zaman sabiti

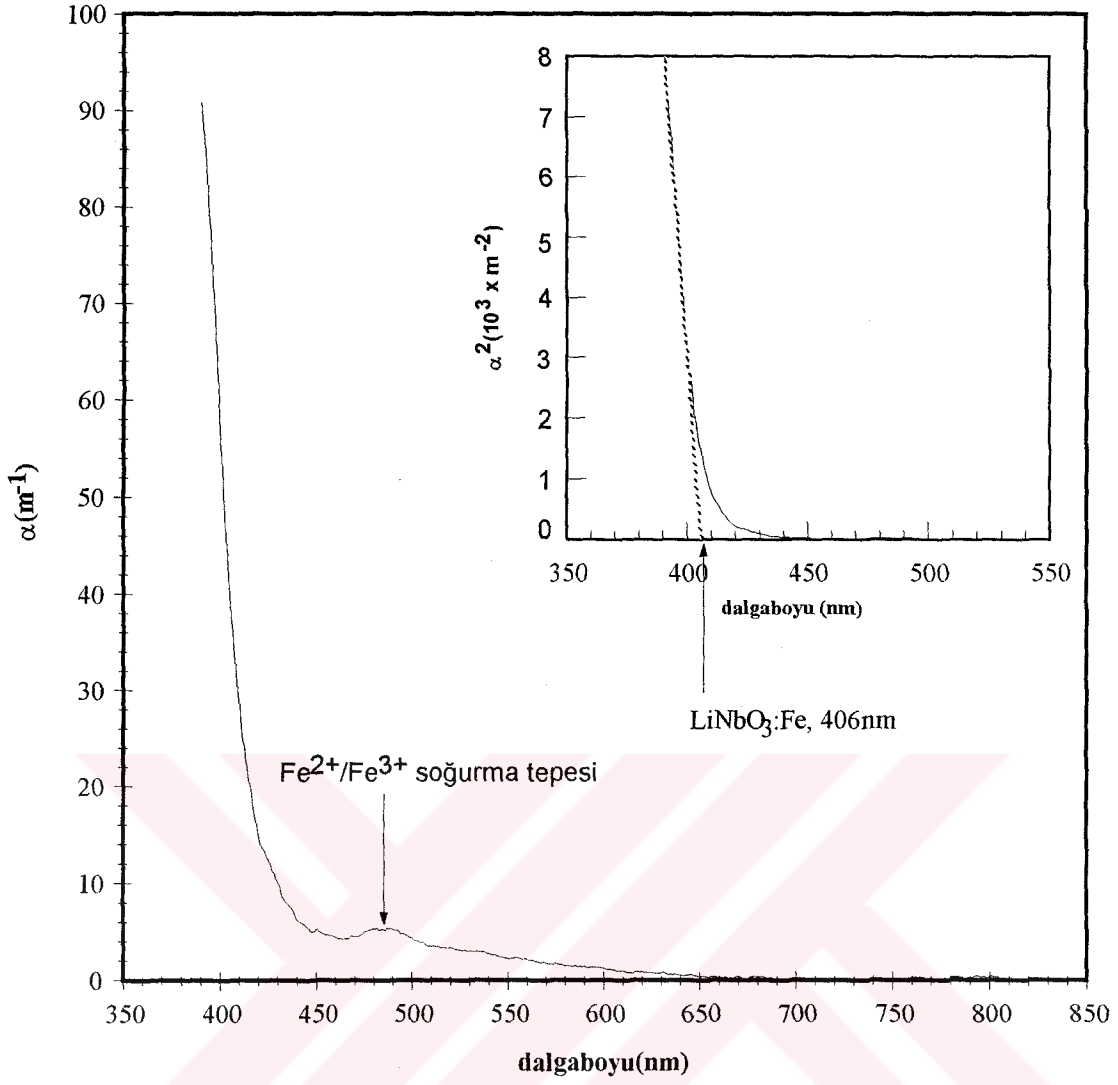
4.2 Optik Soğurma deneyleri

Optik soğurma deneyleri daha önceden belirtildiği gibi iki aşamalı olarak yapılmıştır. Oda sıcaklığında ve yüksek sıcaklıklarda yapılan deneylerin ilk sonuçları burada verilirken elde edilen dolaylı sonuçlar ve grafikler bir sonraki kısma bırakılmıştır.

4.2.1 Oda Sıcaklığında Optik Soğurma Deneyleri

Optik soğurma deney düzeneği görünür bölgede soğurma spektrumu almak için kurulmuştur. Kristal görünür gölgede geçirgen bir yapıdadır. 350-800 nm arasında optik soğurma spektrumu alınmıştır. Işık kaynağı 50 W'lık Tungsten Halojen lambadır. Güç kaynağından lambaya gönderilen gerilim ve akım değeri ~12 Volt ve ~3.95 Amper'dir. Monokromatör 1nm dalga boylu basamaklarla 2 saniye bekleme süresi ile dedektör'e sinyaller göndermektedir. Alınan soğurma spektrumu şekil 4.4'te gösterilmiştir.

Şekil 4.4'te büyük soğurma eğrisi kristalin geniş kuşak soğurması ve demir tepesini göstermektedir. Büyük grafik içerisindeki küçük grafik ise kristalin geniş kuşak soğurma eğrisini daha iyi görebilmek için karesi alınıp ekstrapole edilmiş halidir.

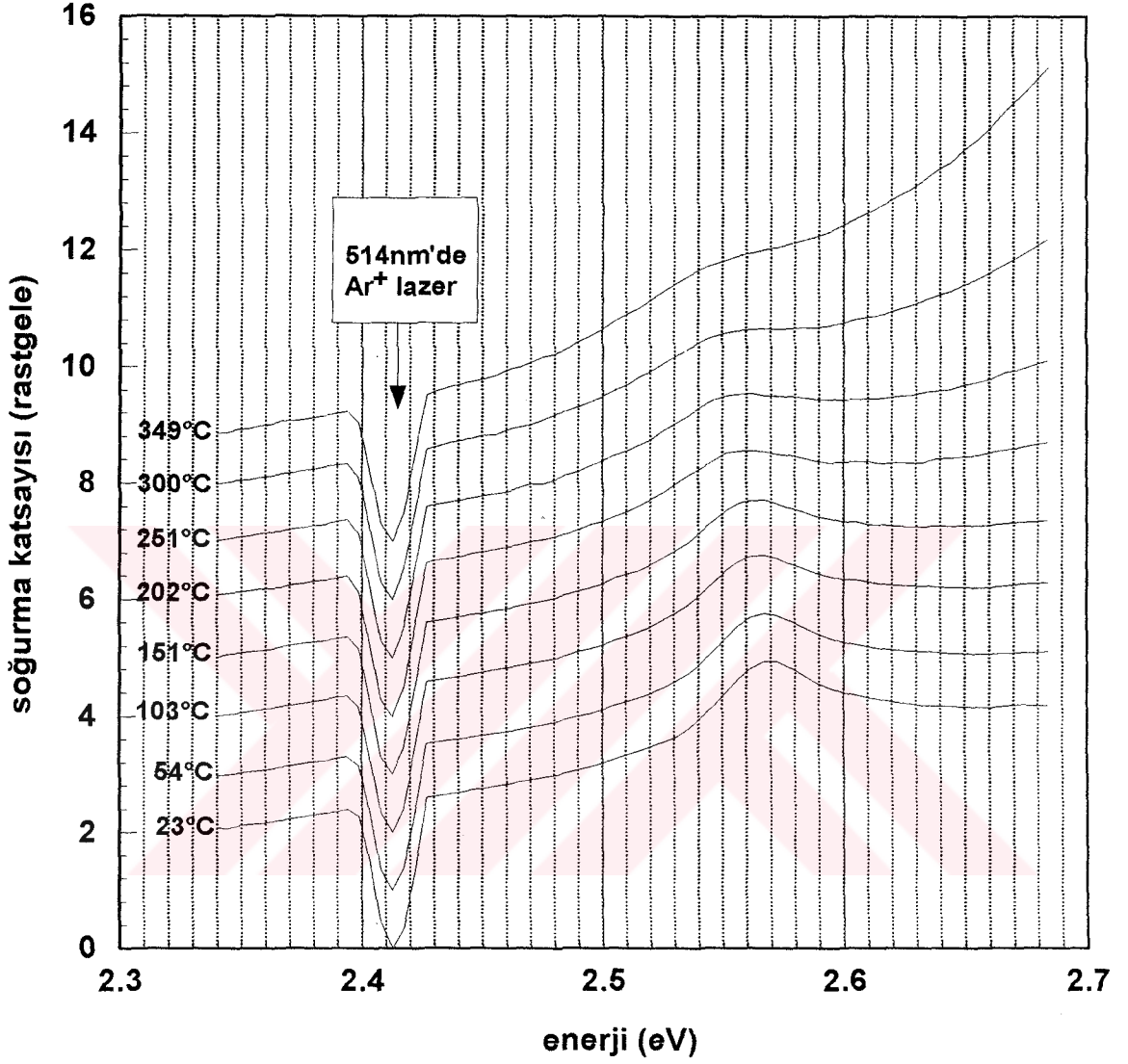


Şekil 4.4 LiNbO₃:Fe Kristalin optik soğurması ve karesi

4.2.2 Yüksek Sıcaklıklarda Optik Soğurma Deneyi

Yüksek sıcaklıklarda soğurma deneyleri için normal optik soğurma deney düzeneğine, Şekil 3.4'teki deney düzeneği adapte edildi. Oda sıcaklığından başlayarak 25°C'lik adımlarla sıcaklık artırıldı ve sistemin ısı akışının kararlı hale gelmesi beklendikten sonra optik soğurmalar alındı. Sıcaklığa bağlı optik soğurmalar Şekil 4.5'te gösterilmiştir.

Şekil 4.5'tende görüldüğü gibi Fe^{2+} tepesinde küçük bir kırmızıya kayma vardır. Bu kaymadan emin olmak için 514.5 nm de Ar^+ iyon lazer kullanılmıştır. Buradan görüldüğü gibi lazer tepesinde herhangi bir kayma görülmemektedir.



Şekil 4.5 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristalinin sıcaklığa bağlı optik soğurma spektrumu.

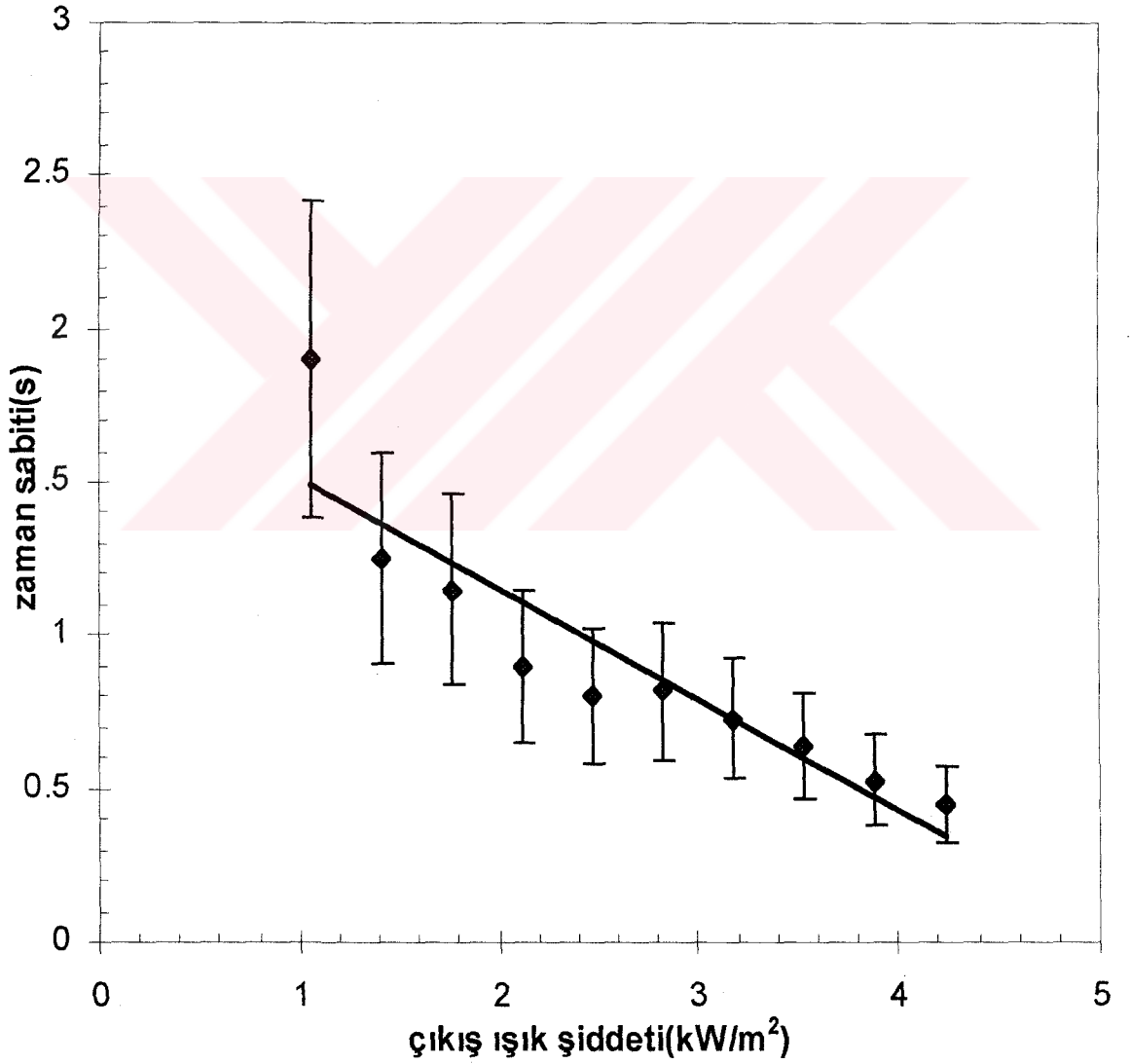
Şekilde sıcaklık yükselirken demirin soğurulmasını temsil eden 2.5 ile 2.6 eV civarındaki tepede sıcaklığın artımı ile bir genişleme görülmektedir. Soğurma tepesindeki bu genişleme daha önceden rapor edilmiştir. Soğurma tepesi genişlerken eğrinin altında kalan alan değişmemektedir çünkü soğurulmadan sorumlu olan toplam parçacık sayısı değişmemektedir. Demirin soğurma tepesinde görülen kırmızıya doğru küçük kayma görülmektedir, bu kayma daha önce rapor edilmemiştir.

5. TARTIŞMA

5.1 Holografik Bilgi Depolama Deneyleri

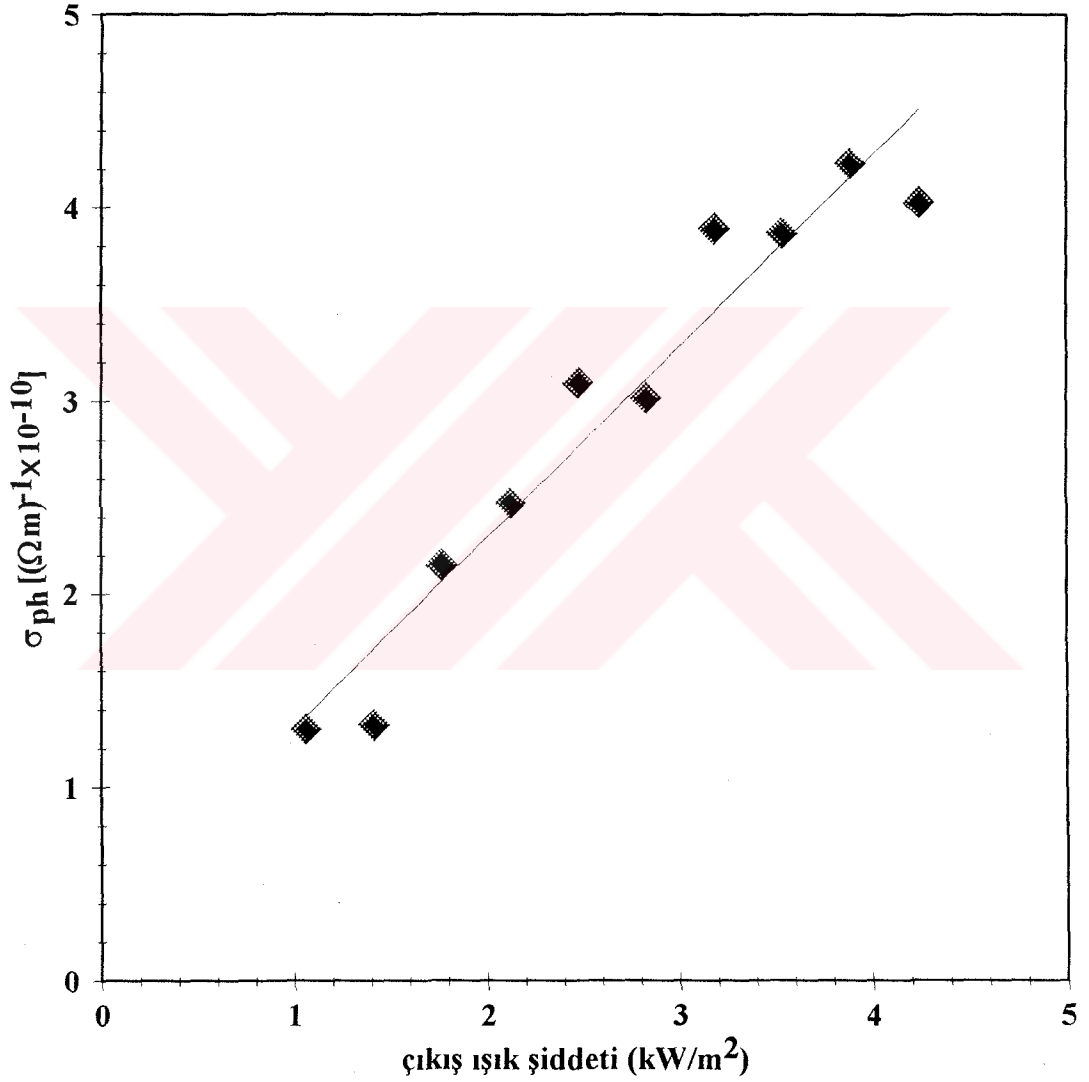
Deneylerin ilk kısmında elde edilen veriler şekil 4.1’de gösterilmişti, buradan elde edilen zamanla azalan sinyal şiddetinden zaman sabitleri hazırlanan bir program ile bulundu. Elde edilen zaman sabitlerinin ışık şiddeti ile olan ilişkisi Şekil 5.1’de gösterildi.

Şekil 4.1 de elde edilen grafikler bir sıgaçın boşalma eğrilerine çok benzemektedir. Literatürde holografik kayıt ve silme işlemleri için önerilen sıgaç modelidir. Elde edilen eğriler sıgaç modeline uymaktadır.



Şekil 5.1 Zaman sabitlerinin ışık şiddeti ile azalması

Elde edilen zaman sabitlerinden yararlanılarak ışık şiddeti ile kristal içerisindeki foto iletkenlik bulundu. Şekil 5.2' zaman sabitlerinin okuma sinyal şiddeti ile olan ilişkisi gösterilmiştir. Okuma şiddeti arttıkça zaman sabiti azalmaktadır. Bu beklenen bir durumdur çünkü şiddetli aydınlatma altında elektron uyarılmaları daha fazla olacak ve bunun neticesinde kaydı yapılmış olan holografik bilgi daha çabuk silinecektir. Daha önceki bölümlerde gösterildiği gibi zaman sabiti ile foto iletkenlik ters orantılıdır. Buna göre okuma sinyal şiddeti arttıkça foto iletkenlik artmaktadır.



Şekil 5.2 514 nm’de okuma sinyal şiddeti arttıkça foto iletkenlik artmaktadır.

5.2 Optik Soğurma Deneyleri

Oda sıcaklığında yapılan optik soğurma deneylerinden $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$ tepesinin yeri tespit edilerek kristal içerisindeki konsantrasyonu bulunabilir. Yüksek sıcaklıklarda soğurma sonuçlarından

$\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$ tepesinde kayma ve bunun sebebi bulunabilir.

5.2.1 Oda Sıcaklığında Soğurma

Oda sıcaklığında soğurma deneylerinden iki tür bilgi edinildi; ilk olarak bilgi depolanma işlemleri için kullanılan ışığın hangi dalga boyu aralığında olması gerektiği ve kristale yapılan katkılamanın ne seviyede olduğu.

5.2.1.1 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ Optik Soğurması

Şekil 4.3'teki LiNbO_3 soğurma spektrumunda kristalinin uyarılma aralığı görülmektedir. 475-515 nm aralığında $\text{Fe}^{2+/3+}$ geçişleri için soğurma aralığıdır. Holografik bilgi depolamada, bilgi katkı merkezlerine yapıldığı için en etkin sonucu bu katkı merkezlerinin uyarılma aralığında elde edilir. Bu nedenle $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ kristali için en iyi foto kırılma etkisi için kullanılan lazer ışığının dalga boyu bu aralıkta olmalıdır.

5.2.1.2 LiNbO_3 Kristalinde Fe Katkı Seviyesinin Belirlenmesi

Kullanılan numune için demir katkı miktarı üretici firma tarafından 0,03mol% olarak verilmiştir, (Deltronic Crystal Industries) katkılama işlemi kristalin büyütülmesi esnasında Fe_2O_3 olarak verilmiştir. Kristal 48,6 mol%'lik Li_2O konsantrasyon ile buna karşın Nb_2O_5 yapısından oluşan uygun (congruent) büyütme yapılmıştır. Fe_2O_3 ve LiNbO_3 'ün mol ağırlıkları sırasıyla 159,67 ve 147,82 gr/mol'dür. Bu durumda 0,0003mol Fe_2O_3 , 0,0479 gr'dır. 1 mol (147,82gr'da) LiNbO_3 'de 0,0003 mol (0,0479gr) Fe_2O_3 varsa 100 gr LiNbO_3 'de 0,0324gr Fe_2O_3 vardır. Böylece mol'ün ağırlık karşılığını 0,03 mol% $\equiv$ 0,0324 wt% bulmuş oluruz.

Kristal içinde $c_{\text{Fe}^{2+}}$ ve $c_{\text{Fe}^{3+}}$ konsantrasyon hesabı;

LiNbO_3 kristalin yoğunluğu $\rho=4,65 \times 10^6$ gr/m³,

$$\begin{array}{ccc} 1\text{m}^3 \text{LiNbO}_3 & & 4,65 \times 10^6 \text{ gr ise} \\ & \swarrow \quad \searrow & \\ V(\text{LiNbO}_3) \text{ m}^3 & & 47,82 \text{ gr'dır} \end{array}$$

$V(\text{LiNbO}_3) = 3,1178 \times 10^{-5} \text{ m}^3$ 'tür. Bu kristalin 1mol'ünün hacmidir.

$$\begin{array}{ccc} 159,67 \text{ gr Fe}_2\text{O}_3 & & 6,02 \times 10^{22} \text{ tane molekül var} \\ & \swarrow \quad \searrow & \\ 0,0479 \text{ gr Fe}_2\text{O}_3 & & x(\text{Fe}_2\text{O}_3) \text{ tane molekül var} \end{array}$$

$x(\text{Fe}_2\text{O}_3)=1,806 \times 10^{20}$ adet molekül vardır.

$$\begin{array}{ccc} 3,1178 \times 10^{-5} \text{ m}^3 & \swarrow \searrow & \text{LiNbO}_3 \text{ 'de } 1,806 \times 10^{20} \text{ tane } \text{Fe}_2\text{O}_3 \text{ varsa} \\ 1 \text{ m}^3 \text{ LiNbO}_3 \text{ 'de} & & X(\text{Fe}_2\text{O}_3) \text{ tane } \text{Fe}_2\text{O}_3 \text{ vardır} \end{array}$$

$X(\text{Fe}_2\text{O}_3)=0,568 \times 10^{25}$ adet Fe_2O_3 molekülü vardır.

$\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow 2\text{Fe} + 3\text{O}$ olduğu için

$$c_{\text{Fe}} = 2 \cdot X(\text{Fe}_2\text{O}_3)$$

$=1,1360 \times 10^{25}$ tane Fe atomu vardır.

Fe^{2+} konsantrasyonunu bulmak için 477 nm'deki soğurmada faydalanılır (Yang, Doktora Tezi 2003).

$$c_{\text{Fe}^{2+}} = 2,2 \times 10^{22} (\text{m}^{-2}) \cdot \alpha_{477} (\text{m}^{-1}) \quad (5.1)$$

Şekil (4.3)'den 477 nm deki soğurma tepesinin değerinin $\alpha_{477}=0,6 \text{ m}^{-1}$ olarak bulunur. Bu değeri yerine koyarsak,

$$c_{\text{Fe}^{2+}} = 110 \times 10^{21} (\text{m}^{-3}) \text{ bulunur.}$$

$$c_{\text{Fe}^{3+}} \approx c_{\text{Fe}} = 11360 \times 10^{21} (\text{m}^{-3})$$

Böylece konsantrasyon oranı,

$$c_{\text{Fe}^{2+}} / c_{\text{Fe}^{3+}} = 0,00968 \approx 0,01 \text{ bulunur.}$$

5.2.2 Yüksek Sıcaklıkta Soğurma

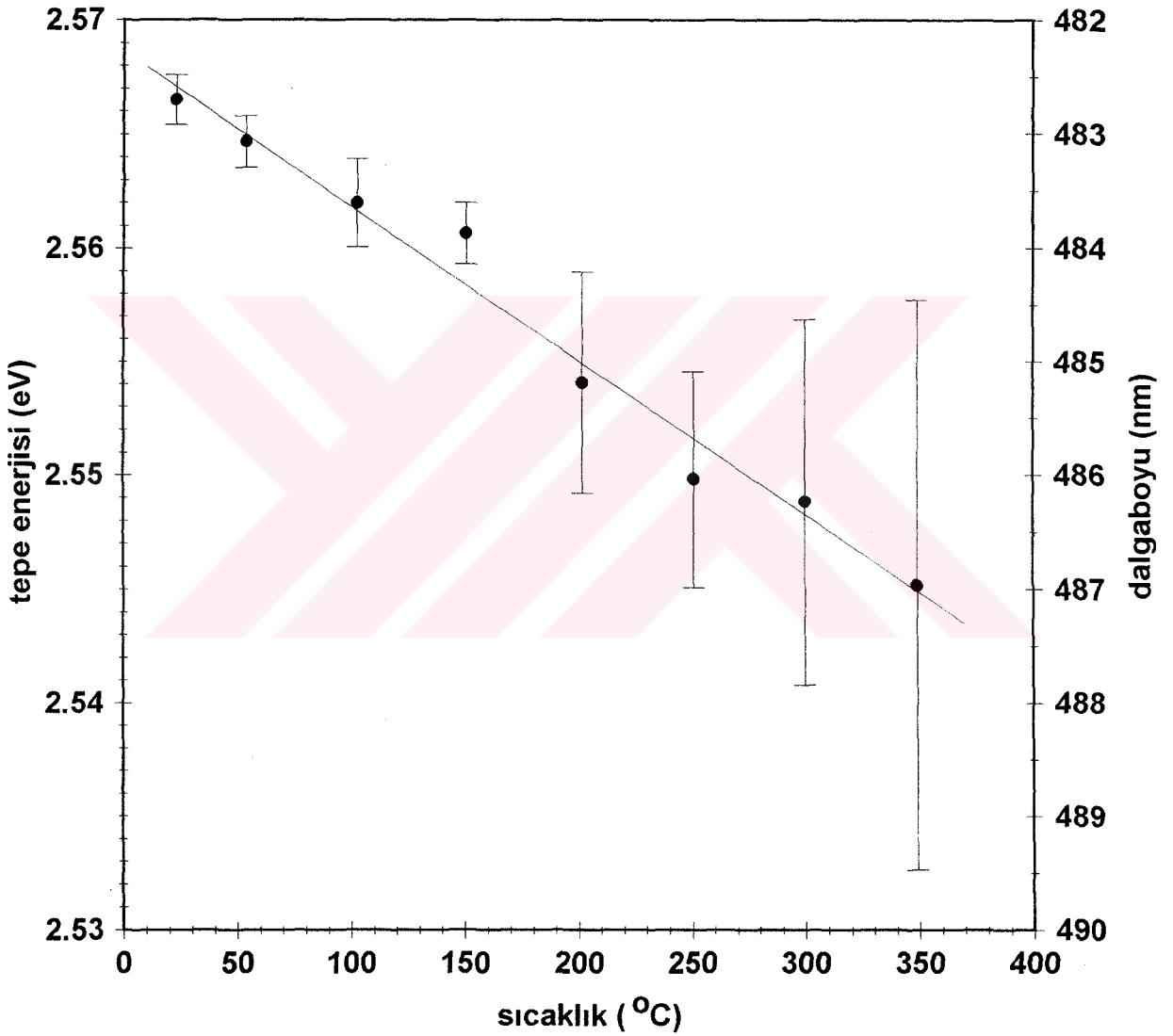
Sıcaklığın artırılması ile kristalde iki etki bir arada görünür, bu etkiler; sıcaklığın artması ile örgü titreşimlerinin artması neticesinde enerji kuşağında genişleme ve kristalin ısı genleşmesi. Panotopoulos ve arkadaşlarının yaptığı çalışmalarda demir katkılı LiNbO_3 kristalindeki Fe^{2+} soğurma kuşağının gaussien olduğu kabul edilmiştir,

$$\alpha(h\nu) = \left(\frac{C}{\sigma} \right) \exp \left\{ - \left[(E - E_0) / \sigma \right]^2 \right\} \quad (5.2)$$

Burada α , $h\nu$ enerjisi ile uyarıldığı zamanki soğurma katsayısı. E_0 soğurmanın tepe enerjisi,

σ soğurma kuşağının genişliği ve C bir sabittir. Isıl işlem yapılırken soğurma tepesinin genişliği sıcaklıkla doğru orantılı olarak artmaktadır (Panotopoulos vd., 2002). Her bir tepe pozisyonu için denklem 5.2’de verilen ikinci dereceden ifadeye uyumlu hale getirildi. Soğurma tepelerinin pozisyonunu soğurmanın alındığı sıcaklığa göre çizildi, şekil 5.3 de bu eğri gösterilmiştir. Şekil 5.3’deki verilere uygun eğrinin çizimi yapıldı ve bu eğrinin eğimi ise;

$$\text{eğim} = \frac{d(h\nu)}{dT} = \frac{\Delta E}{\Delta T} = \frac{2,567 - 2,545}{349 - 23} = \frac{0,022}{326} = -6.75 \pm 0.4 \times 10^{-5} \text{ eV/C}^0 \quad (5.3)$$



Şekil 5.3 Enerjinin (tepe konumlarının) sıcaklıkla değişimi.

Daha önceki çalışmalardan bildiğimiz kadarı ile $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ kristalinde Fe^{2+} tepesinde herhangi bir kaymayı gözlenmemiştir.

Burada dikkat edilmesi gereken iki enerji aralığı arasındaki farkın değişimidir, U_g kristalin

yasak enerji aralığı ve E_d katkı atomlarının enerji pozisyonu. Uyarılma enerjisi'nin $(h\nu)$, Fe^{2+} 'nin katkı seviyesinden iletkenlik kuşağına geçişi ve bu enerjiyi sıcaklığın türevi şeklinde ifadeleri aşağıdaki gibidir.

$$h\nu = E_g(T) - E_d(T) \quad (5.4)$$

$$\frac{d(h\nu)}{dT} = \frac{dE_g}{dT} - \frac{dE_d}{dT} \quad (5.5)$$

İlk olarak tartışılacak konu, kristalin ısıtılması ile kristal örgü yapısının genişlemesi ile yasak kuşak aralığının sıcaklıkla olan ilişkisidir. Sıcaklık genleşmesinin yasak kuşak aralığına etkileri aşağıda tartışılacaktır,

Yasak kuşak aralığı (E_g), potansiyel enerji (E) ile ilişkilidir; örgü yapısındaki periyodiklikten dolayı $E_g = E$. Örgü yapısındaki ısı genleşmenin, yasak kuşak aralığı ile ilişkisi 2.bölümde bulunduğu gibi;

$$E_g \propto \frac{1}{a} \quad (5.6)$$

şeklinde. Burada a iki yük merkezi arasındaki uzaklıktır (örgü sabiti). Sabit basınç altında ısı genleşme şu şekildedir;

$$\alpha' = \frac{1}{3V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (5.7)$$

burada V hacimdir, T sıcaklıktır. $V=a^3$ olarak kullanıldı, a mesafesi sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ifade edilebilir,

$$a = a_0 \exp[\alpha'(T - T_0)] \quad (5.8)$$

$\Delta T = T_{son} - T_{ilk}$ sıcaklık farkının çok büyük olduğu durumlar için bu ifade denklem 2.49'a indirgenir, yani $a \propto T$ olur.

Burada a_0 , T_0 ilk sıcaklığındaki uzaklıktır. Böylece yasak kuşak aralığını ve sıcaklığa göre türevini şu şekilde ifade edebiliriz,

$$E_g \propto \exp[-\alpha'(T - T_0)] \quad (5.9)$$

$$\frac{dE_g}{dT} \propto -\exp[-\alpha'(T-T_0)] \quad (5.10)$$

$\alpha'(T-T_0) \ll 1$ (LiNbO_3 kristali için $\alpha' = 14.1 \times 10^{-6}/^\circ\text{K}$) (Taylor, 1989), olduğu için, $\exp[-\alpha'(T-T_0)] \approx 1$ olduğunu kabul edebiliriz. Bunun sonucunda yasak kuşak aralığının sıcaklıkla değişimi

$$\frac{dE_g}{dT} \approx -\text{sabit} \quad (5.11)$$

Denklem 5.11'deki sonucu hesaba katarsak ve denklem 5.8'yi denklem 5.6'da yerine koyarsak ve denklemleri yeniden düzenlersek sonuçta şunu elde ederiz;

$$\frac{\Delta E_g}{\Delta T} = -\alpha' E_g^{ilk} \quad (5.12)$$

Burada $\Delta E_g = E_g^{son} - E_g^{ilk}$, E_g^{son} yasak kuşak aralığının $T_{son} = 349^\circ\text{C}$ 'deki değeri, E_g^{ilk} yasak kuşak aralığının $T_{ilk} = 23^\circ\text{C}$ 'deki değeri ve $\Delta T = T_{son} - T_{ilk}$ 'dir. Literatürde LiNbO_3 için yasak kuşak enerjisinin oda sıcaklığındaki değeri $\sim 3.7\text{eV}$ 'dir. Denklem 5.12 kullanılarak yasak kuşak enerji aralığının sıcaklıkla ilişkisi $dE_g/dT = -5.2 \times 10^{-5} \text{ eV}/^\circ\text{C}$ şeklinde bulunur. Bu değer ısı değişimi karşısında beklenen tepe enerjisi değişiminin sadece onda biri civarındadır, geniş kuşaklı yarı iletkenlerde gözlenen durum ise yüksek sıcaklıklardaki enerji kaymasının sebebi elektron ile örgü yapısındaki etkileşmelerden ileri gelir. Burada sadece örgü yapısındaki genişlemeler hesaba katılarak elde edilen sonuçlardır. Bu nedenle elde ettiğimiz değer gerçek değerinin altındadır. Şimdi bir parametre girelim, $\varepsilon > 1$ olmak üzere sıcaklığın artması ile enerji tepesinde kaymaya sebep olacak diğer bütün mekanizmaları hesaba katalım;

$$\frac{dE_g}{dT} = -5.2 \times 10^{-5} \varepsilon \text{ eV}/^\circ\text{C} \quad (5.13)$$

ε parametresi daha değişik ölçme yöntemleri ile tanımlanabilir. Denklem 5.2 ve denklem 5.12 ile denklem 5.4 birleşiminden elde edeceğimiz; katkı enerji pozisyonlarının sıcaklık ile değişim oranıdır.

$$\frac{dE_d}{dT} = -(5.2\varepsilon - 6.75) \times 10^{-5} \text{ eV}/^\circ\text{C} \quad (5.14)$$

Şekil 4.5'te görülen kaymanın sebebi hem katkı enerji seviyelerindeki kayma hemde yasak

kuşak enerji aralığındaki azalmadır. Denklem 5.13 türetilen denklem basit bir modelin sonucudur, bununla beraber denklem 5.3 de elde edilen deneysel sonuçlar ile karşılaştırabiliriz. $\varepsilon = 1$ için deneysel verilerle hesaplamaları karşılaştırdığımız zaman Fe^{2+} tepesinin kaymasından örgü yapısındaki genişlemelerden kaynaklandığını söyleyebiliriz. $\varepsilon > 1$ olması durumu kristalin demir tepesindeki kaymaya örgü yapısındaki genişlemeye ek olarak diğer bütün mekanizmaların katılması anlamına gelir.



6. SONUÇ VE GELECEK ÇALIŞMA

Bu tez çalışmasında önce fotokırılma etkisinin ilk defa gözlemlendiği $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ kristalinde literatürde var olan daha önce diğer araştırmacılar tarafından gerçekleştirilmiş holografik bilgi depolama deneyi gerçekleştirilmiş ve yıkıcı okuma sorununun varlığı teyit edilmiştir. Daha sonra kristalin yüksek sıcaklıklarda optik soğurma spektrumunun alınması için bir deney düzeneği tasarlanmış ve elde edilen sonuçlarda Fe^{2+} soğurma kuşağının artan sıcaklıklarda genişlediği ve kırmızıya doğru kaydığı bulunmuştur. 2.55 eV civarındaki Fe^{2+} soğurma kuşağındaki sıcaklıkla genişleme daha önce 2002 yılında Panotopoulos ve arkadaşlarınca bildirilmişti. Ancak ikinci bulgu yani $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ kristalinde Fe^{2+} soğurma kuşağının sıcaklıkla kırmızıya kayma bilgisi ilk defa bu tez çalışmasında literatüre kazandırılmıştır. ~20 - 350 °C sıcaklık aralığında 20 meV'lik çok küçük bir kırmızıya kayma gözlemlenmiştir.

Bu çalışmada kendi üretmediğimiz organik olmayan fotokırıcı LiNbO_3 kristali ile yapılan bilgi depolama çalışmalarını ve bu çalışmalar çerçevesinde kazanılan birikim ve deneyimi, ileriki çalışmalarda, fotokırıcı polimer malzemelere taşınması bilim ve teknolojinin ilerlemesine büyük katkı yapacaktır, çünkü polimer malzemelerin üretilmesi nispeten kolay ve çok daha az masraflıdır ve ince film olarak üretilebildiğinden çok daha fazla uygulama alanına sahiptir.

KAYNAKLAR

- Amodei J. J., ve Staebler D. L., (1971). "Holographic pattern fixing in electro-optic crystals," Appl. Phys. Lett. 18, 540-542
- Amodei J. J., Phillips W., ve Staebler D. L., (1972). "Improved electrooptic materials and fixing techniques for holographic recording," Appl. Opt. 11, 390-396
- Ashkin A., Boyd G.D., Dziedzic J.M., Smith R.G., Ballman A.A., Levinstein J.J., Nassau K.(1966) "Optically-Induced Refractive Index Imhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃", Appl. Phys. Lett. 9(72),72-74
- Brovkovich V.G., Sturman B.I (1983) JETP.37, 550
- Buse K.(1997) "Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals II: Materials" Appl. Phys. B 64, 391-407
- Buse K. (1997) "Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals. I. Models and experimental methods," Appl. Phys. B: 64, 273-291
- Chen F.S., LaMacchia J.T., Fraser D.B. (1968)"Holographic Storage in Lithium Niobate": Appl. Phys. Lett. 13, 223
- Deltronic Crystal Industries, Dover, NJ, USA.
- Durlu N.T., (1996) Katıhal Fiziğine Giriş. Ankara
- Furukawa Y., Kitamura K., Ji Y., Montemezzani G., Zgonik M., Medrano C., ve Günter P., (1997) Opt. Lett. 22, 501
- Glass, A. M. (1978), "The photorefractive effect." Opt. Eng., 17 (5), 470-479.
- Günter P. ve Huignard J.P., (1988) "Photorefractive Materials and Their Applications, I" Topics in Applied Physics Vol. 61 Springer, Berlin.
- Hook, J.R ve Hall H.E, Çeviri: Köksal, F. Altunbaş, M. Dinçer, M. Başaran, E. (1999), Katıhal Fiziği, Literatür Yayınları, İstanbul.
- Jahns J. ve Lee S.H.,(1994) Optical Computing Hardware. Academic Press, Boston.
- Kittel C., Çeviri: Karaoğlu B., (1996). Katıhal Fiziğine Giriş. Güven Yayınları, İstanbul.
- Kogelnik H.(1969)."Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings" Bell Syst. Tech. J. 48, 2909.
- Kukhtarev N. V., Markov V. B., Odoulov S. G., Soskin M. S.,ve Vinetskii V. L., (1979) "Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state," Ferroelectrics 22, 949-960.
- Micheron, F. ve Bismuth, G. (1972)."Electrical control of fixation and erasure of holographic patterns in ferroelectric materials." Appl. Phys. Lett. 20, 79-81
- Panotopoulos G., Luennemann M., Buse K., ve Psaltis D., (2002). "Temperature dependence of absorption in photorefractive iron-doped lithium niobate crystals" J. Appl. Phys. 92, 793.
- Peithmann K., Wiebrock A., ve Buse K., (1999), "Photorefractive properties of highly-doped lithium niobate crystals in the visible and near-infrared," Appl. Phys. B 68, 777-784
- Rupp R.A., Külich H.C., Schürk U. ve E. Krätzig, (1987). "Diffraction by difference

holograms in electrooptic crystals,” *Ferroelectrics* 8, 25–30

Saleh B.E.A. ve Teich M.C., (1991) *Photonics* Wiley&Sons, New York.

Taylor D., (1989). “The Properties of Lithium Niobate”, *EMIS Datareviews Series No. 5*

Von der Linde, D.; Glass, A. M.; Rodgers, K. F., (1974) “Multiphoton photorefractive processes for optical storage in LiNbO₃.”, *Appl. Phys. Lett.*, 25 (3), 155-157.

Vormann H., Weber G., Kapphan S., ve Krätzig E. (1981). “Hydrogen as origin of thermal fixing in LiNbO₃ :Fe,” *Solid State Commun.* 40, 543–545

Wilson J ve Hawkes J.F.B, çeviri: Okur İ.,(2000), *Optoelektronik, Değişim Yayınları, Adapazarı.*

Xue D., Kitamura K., (2003). "Crystallographic modifications of physical properties of lithium niobate crystals by the cation location" *Journal of Crystal Growth*, 249, 507–513

Yang Y., (2003), “Holographic recording and dynamic range improvement in lithium niobate crystal” *Doktora Tezi, California Institute of Technology, Pasadena*

Yariv A ve Yeh P (1984), “Optical waves in crystals” *John Wiley & Sons, New York*

Yeh P. (1993), “Introduction to Photorefractive Nonlinear Optic”, *John Wiley & Sons, New York.*

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi	15.11.1978	
Doğum yeri	Ergani/Diyarbakır	
Lise	1992–1995	Ergani Lisesi
Lisans	1997–2002	Yıldız Teknik Üniversitesi Fizik bölümü.
Yüksek Lisans	2002-Devam ediyor	Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalı, Fizik Programı
Çalıştığı kurum	2002-Devam ediyor	YTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Araştırma Görevlisi.

