

171057



T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Nd:YAG LAZER MODÜLÜNÜN LAZER
DİYOTLA POMPALANARAK 532 NM
DALGA BOYUNDA LAZER İŞİĞİNİN ELDE
EDİLMESİ

Özgür KELEKÇİ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Doç.Dr.Necati ECEVİT

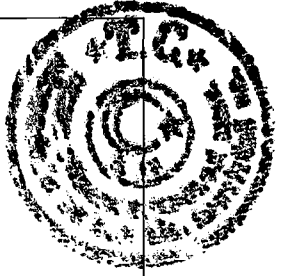
GEBZE

2005



**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ
ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS JÜRİ ONAY FORMU



Özgür KELEKÇİ.....'ın tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ..09/06/2005..... Tarih ve 2005../21..... sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından Elekt.ronik Mühendisliği... Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Doç. Dr. F. Necati ECEVİT

ÜYE

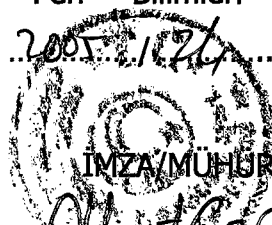
: Prof. Dr. Ali ALKUMRU

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Hasan ASLAN

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ..04.07.2005..... Tarih ve 2005../21..... sayılı kararı.



Yrd. Doç. Dr. Ahmet ÇAPOĞLU
GYTE Mühendislik ve Fen Bil.
Enstitüsü Müdür Yardımcısı

ÖZET

Katı hal lazerlerin tasarımında, yeni pompalama kaynaklarının ve tekniklerinin bulunması ve geliştirilmesiyle önemli ilerlemeler sağlanmıştır. Bu tez çalışmasında diyot pompalı katı hal lazerlerin tasarımları için önemli olan lazer diyot karakterizasyonunun yapılması, lazer kavitesi tasarım tekniklerinin öğrenilmesi ve bir modül halinde var olan kaviteyi etkin bir biçimde pompalayarak 532 nm dalga boyunda, şiddet profili olabildiğince TEM₀₀ moduna yakın çıkış ışığı veren bir katı hal lazerin oluşturulması amaçlanmıştır. Nd:YAG kristali, kuvvetli ışıması 1064 nm dalga boyunda olan dört-seviyeli bir lazer sisteminde kullanılabilmektedir. Bu lazerde, Nd atomlarının ⁴I_{9/2} taban seviyesinden ⁴F_{5/2} üst seviyesine çıkarılması için gerekli pompalama enerjisi 808 nm dalga boyunda ısıma yapan lazer diyotla sağlanmaktadır. 532 nm dalga boyundaki (yeşil) ışığın elde edilebilmesi için Nd:YAG kristalinden çıkan 1064 nm dalga boyundaki ışık nonlineer KTP kristali üzerine yöneltmiştir. Lazer diyotun karakterizasyonu için iki farklı düzenek kurulmuştur. Bu düzeneklerden daha iyi sıcaklık sabitliğinin sağlandığı düzeneğe ölçümler alınmıştır. Elde edilen lazer diyot bilgilerine göre Nd:YAG kristali pompalanmış ve sonuçta şiddet profili TEM₀₀ moduna yakın, 532 nm (yeşil) dalga boyunda lazer ışığı elde edilmiştir.

SUMMARY

Solid-state laser design has been paced by the improvement and discovery of new pumping sources and techniques. In this experimental work, it is aimed to do characterization of laser diode which is vital for diode pumped solid-state laser design, to learn laser cavity design techniques and to obtain a laser light having intensity profile as close as possible to TEM₀₀ mode at 532 nm wavelength. This has been achieved by transferring the light from laser diode to a compact cavity which consists of crystals and lenses. Nd:YAG crystal can be used in a four-level laser with strong laser action at 1064 nm wavelength. In this laser, the pumping energy required to raise Nd atoms from $^4I_{9/2}$ ground level to $^4F_{5/2}$ upper level was provided by a laser diode that emits laser light at 808 nm wavelength. In order to obtain laser light at 532 nm (green) wavelength the output light at 1064 nm wavelength coming from the Nd:YAG crystal was directed onto the nonlinear KTP crystal. Two different setups have been implemented for characterization of laser diode. Measurements have been taken with the setup in which the better temperature stability has been achieved. Nd:YAG crystal has been pumped according to the laser diode characterization data and consequently a laser light having intensity profile close to the TEM₀₀ mode at 532 nm (green) wavelength has been obtained.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın her aşamasında beni yönlendiren, bana bilgi ve tecrübelerini aktaran ve laboratuarda benimle beraber çalışan tez hocam Doç. Dr. Necati Ecevit'e sonsuz saygı ve teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca ölçümlerin alınmasındaki yardımlarından dolayı Elektronik Mühendisliği Bölümü araştırma görevlilerinden Dr. Zehra Saraç'a, laboratuardaki cihazların kullanımında yardımcı olan Fizik Bölümü araştırma görevlilerinden Duygu Önal'a ve Oğuz Köysal'a teşekkür ederim. Sıcaklık okuma devresinin kurulması ile ilgili değerli katkılarından dolayı Alper Angın'a, ulaşamadığım bazı makaleleri sağlayarak çok önemli katkıda bulunan Doç. Dr. Nesrin Gökhan'a şükranlarımı sunar, hayatımın her anında beni destekledikleri gibi bu tez çalışmasında da maddi , manevi desteklerini esirgemeyen aileme teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	IV
SUMMARY	V
TEŞEKKÜR	VI
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VII
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ	XII
ÇİZELGELER DİZİNİ	XV
1. GİRİŞ	1
1.1 Tez Planı	2
2. LAZER TEMELLERİ	3
2.1 Kendiliğinden Işıma, Uyarılmış Işıma ve Soğurulma	3
2.2 Lazerin Temel Çalışma Prensibi	6
2.3 Pompalama Düzenleri	9
2.4 Optik Rezonant Kavitesi ve Lazer Modları	12
2.5 Lazer Işığının Özellikleri	17
2.5.1 Tek Dalga Boyluluk	17
2.5.2 Doğrusallık	18
2.5.3 Eş Fazlılık	18
2.5.4 Parlaklık	19
3. LAZER DİYOTLAR ve UYGULAMALARI	21
3.1 Lazer Diyotun Yarı-iletken Yapısı	21
3.2 Lazer Diyot Işığının Özellikleri	26
3.3 Lazer Diyot Tasarımları	31
3.4 Lazer Diyot Uygulamaları	34
4. DİYOT POMPALI KATI HAL LAZERLER	36
4.1 Lazer Kristalleri	36
4.2 Kavite Optiğinin Temelleri	38
4.2.1 Gausyen Demetler	39
4.2.2 Matris Yöntemleri	41

4.2.3 Rezonatör Teorisi	42
4.3 Katı Hal Lazer Pompalama Sistemleri	43
4.3.1 Lazer Diyot Pompalama Düzenekleri	44
4.3.1.1 Uçtan Pompalama Düzeneği	46
4.3.1.2 Yandan Pompalama Düzeneği	49
4.3.2 Hareketli Dalga Osilatörü	49
4.4 Diyot Pompalı Katı Hal Lazerlerin Avantajları ve Uygulama Alanları	51
5. NONLİNEER OPTİK	53
5.1 İkinci Harmonik Üretimi İçin Temel Denklemler	53
5.2 Faz Çakıştırma	55
5.3 Nonlineer Kristaller	57
6. DENEYSEL ÇALIŞMALAR	59
6.1 Lazer Diyot Karakterizasyonu	59
6.1.1 Giriş Akımı-Çıkış Gücü Grafiğinin Elde Edilmesi	60
6.1.2 Lazer Diyotun Dalga Boyu Spektrumu	64
6.2 Lazer Diyotla Pompalama Düzeneği	68
6.3 Düzenekte Kullanılan Devreler	70
7. SONUÇLAR ve ÖNERİLER	72
KAYNAKLAR	75
ÖZGEÇMİŞ	76

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
h	Planck sabiti
ν	Frekans
E_1	Birinci enerji seviyesinin enerjisi
E_2	İkinci enerji seviyesinin enerjisi
t	Zaman
N_i	i enerji seviyesindeki atomların (moleküllerin) nüfusu
A	Kendiliğinden ışıma oranı veya Einstein katsayısı
τ_{sp}	Kendiliğinden ışıma ömrü
τ_{nr}	İşımasız geçiş ömrü
W_{21}	Uyarılmış ışıma oranı
F	Dalganın foton akısı
σ_{21}	Uyarılmış ışıma kesit alanı
W_{12}	Soğurulma oranı
σ_{12}	Soğurulma kesit alanı
g_1	Birinci enerji seviyesinin dejenerasyon değeri
g_2	İkinci enerji seviyesinin dejenerasyon değeri
S	Demetin kesit alanı
λ_{dz}	Etkileşim uzunluğu
N_1^e	Birinci enerji seviyesinin ısı dengedeki nüfusu
N_2^e	İkinci enerji seviyesinin ısı dengedeki nüfusu
k	Boltzmann sabiti
T	Maddenin mutlak sıcaklığı
R_1	Birinci aynanın güç yansıtıcılığı
R_2	İkinci aynanın güç yansıtıcılığı
L_i	Her bir geçiş için lazer kavitesinde oluşan iç kayıp
l	Aktif maddenin uzunluğu
N_c	Kritik tersinme
T_1	Birinci aynanın geçirgenliği

T_2	İkinci aynanın geçirgenliği
γ_i	Kavitenin logaritmik iç kaybı
W_p	Pompalama işlemini tanımlayan bir oran
N_g	Üç-seviyeli veya dört-seviyeli bir lazer için taban seviyesinin nüfusu
R_p	Birim hacim başına pompalama oranı
R_{cp}	Kritik pompalama oranı
m	Tamsayı
λ	Dalga boyu
TEM	Transverse Electromagnetic (Enine Elektromanyetik)
$\Delta\nu$	Frekans çizgi genişliği
$\Delta\theta$	Dağılmanın tepe açısı
$\Delta\Omega$	Demetin uzay açısı
A	Lazer çıkış açıklığının alanı
$\Delta\tau$	Demetin eş fazlılık süresi
c	Işık hızı
LED	Işık yayan diyot
$\delta\varepsilon$	Astigmatik fark
$P_{\perp}$	Dikey kutuplanma
$P_{\parallel}$	Yatay kutuplanma
I	Lazer diyot giriş akımı
α_T	Sıcaklık katsayısı
α_I	Akım katsayısı
k	Dalga sayısı
$\vec{r}$	Konum vektörü
$\vec{E}$	Elektrik alan vektörü
$\Psi(\vec{r})$	Kompleks skaler genlik
i	Kompleks sayı
ω	Açısal frekans
$\tilde{q}(z)$	Kompleks demet parametresi
$R(z)$	Dalga cephesi eğrisinin yarıçapı

$\omega(z)$	Demetin yarıçapı
ω_0	Demet beli
z_R	Rayleigh menzili
θ	Uzak alan açısı
b	Eş odaklılık parametresi
M	Demet kalitesi çarpanı
$\hat{M}$	Transfer matrisi
n	Ortamın kırıcılık indisi
f	Merceğin odak uzaklığı
$d(z)$	Işın uzaklığı
$\varphi(z)$	Işının optik eksen ile yaptığı açı
$\vec{P}$	Işığın kutuplanması
μ_0	Boş uzayın manyetik geçirgenliği
ϵ_0	Boş uzayın elektriksel geçirgenliği
χ	Optik duyarlılık katsayısı
d_{eff}	Etkin nonlinear katsayı
n_e	Anormal kırıcılık indisi
ρ	Ayrılma açısı
θ_m	Faz çakıştırma açısı
a.u.	Birimsiz (Arbitrary Unit)
Bkz.	Bakınız

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Üç temel işlemin şematik gösterilimi:(a) kendiliğinden ışıma, (b) uyarılmış ışıma, (c) soğurulma.	4
2.2 Madde içinde dz uzunluğu boyunca hareket eden bir düzlemsel elektromanyetik dalga için F foton akısındaki dF değişimi.	7
2.3 Bir lazer düzeneği.	8
2.4 (a) Üç-seviyeli lazer (b) dört-seviyeli lazer düzenleri.	10
2.5 Lazer modları: (a) geniş atom yayınlamasının dar kavite modları ile karşılaştırılması (b) sürekli dalga gaz lazerinin üç işleyiş düzeninin gösterilişi, birincisi yaklaşık bir Gausyen zarf altında birkaç boyuna modu, ikincisi boyuna ve enine modu, üçüncüsü de bir tek boyuna modu göstermektedir.	13
2.6 Mod desenleri.	14
2.7 Mod görünümleri (dikdörtgen simetri).	15
2.8 Gausyen ışıma şiddet dağılımı.	15
2.9 Lazer kavite düzenlenimleri.	16
2.10 (a) Kararlı ve (b) kararsız lazer rezonatörleri .	17
2.11 Güneş ışığı ve bir lazerin ışıma spektrumları.	18
2.12 Bir lazer kavitesinin çıkış aynasından çıkan demetin $\Delta\theta$ açısal dağılması.	18
2.13 Kaydedici film üzerinde oluşan girişim saçaklarının gösterildiği iki demetli interferometre düzeneği.	19
2.14 Parlaklığın kaynak alanı ve ışıma uzay açısının geometrik gösterilimi.	20
3.1 Lazer diyotun kullanıldığı bir optik sistemin yapısı.	21
3.2 Maddelerde enerji bant aralıkları.	23
3.3 (a) Elektron ve delik geçişleri , (b) Bir enerji bandındaki elektron ve deliklerin dağılımı.	23
3.4 Silikon yarı-iletken kafes yapısındaki katkılama.	24
3.5 Bir p-n eklemine bant yapısı.	25
3.6 Lazer diyot ışığının eliptik profili.	27
3.7 Astigmatik fark $\delta\epsilon$.	27

3.8 Lazer diyot çıkış ışığı gücünün giriş akımına göre değişimi grafiği.	28
3.9 (a)Sıcaklığın artmasıyla rezonant modlarında ve kazanç spektrumunda oluşan kayma, (b)Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak lazer diyot ışımasının dalga boyu.	29
3.10 Sabit dalga boyunda sıcaklığın bir fonksiyonu olarak giriş akımı.	30
3.11 Bir p-n eklem lazeri için frekansın fonksiyonu olarak yayılan çıkış; (a) eşik altında (kendiliğinden ışıma), (b) eşikteki lazer modları ve (c) baskın lazer modunun eşik üzerinde olması durumu (frekans ölçekleri (a) → (c) şeklinde sıkıştırılmıştır).	31
3.12 Yarı-iletken lazer diyotun iç yapısı.	31
3.13 Lazer diyot anatomisi.	33
3.14 Anamorfik genişletme prizmalarının yerleşim düzeni.	33
3.15 CD'nin okunma düzeneği. (a) Işığın çukurdan saçılması, (b) düzlükten geri yansımaları.	35
4.1 Dört seviyeli Nd:YAG lazerine ait enerji geçişleri.	38
4.2 Gaussyen bir demetin yayılma şekli.	40
4.3 (a)Nd:YAG'ın optik geçirgenliği,(b)Xenon ark lambasının ve (c)Lazer diyotun ışıma spektrumu.	45
4.4 Katı hal lazer pompalaması için çeşitli düzenekler.(a,b) lazer kristalinin uçtan pompalanması ;(c,d,e)levhanın ve silindirik çubuğun yandan pompalanması.	46
4.5 Bir lazer diyottan çıkan ışıma biçimi.	47
4.6 Uçtan pompalı katı hal lazer tasarımları. (a)Düşük güçlü, (b)Orta güçlü.	48
4.7 Hareketli dalga osilatörünün optik düzeneği.	50
4.8 Tek parçalı halka tipi Nd:YAG lazer tasarımı.	51
5.1 Negatif tek eksenli bir kristalin indis elipsoidi.	56
6.1 ATC Lazer diyotunun yapısı ve boyutları.	60
6.2 Pasif soğutmalı lazer diyot karakterizasyon düzeneği.	60
6.3 Aktif soğutmalı lazer diyot karakterizasyon düzeneği.	61
6.4 ATC Lazer diyotuna ait giriş akımı-çıkış gücü grafiği.	62
6.5 $T = 25^{\circ}\text{C}$ için eşik akımının grafik üzerinden belirlenmesi.	63
6.6 $T = 29^{\circ}\text{C}$ için eşik akımının grafik üzerinden belirlenmesi.	63
6.7 Lazer diyotun dalga boyu spektrumunu elde etmek için kurulan düzenek.	64

6.8 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 300\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.	64
6.9 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 400\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.	65
6.10 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 440\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.	65
6.11 $T \approx 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 450\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.	66
6.12 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 450\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.	66
6.13 $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 600\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.	67
6.14 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 700\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.	67
6.15 Diyot pompalı katı hal lazer düzeneği.	69
6.16 Pompalamada kullanılan silindirik bloğun iç yapısı.	69
6.17 CASIX firmasının üretimi olan silindirik bloğun fotoğrafı.	69
6.18 Lazer diyotun sıcaklığını okumak için kurulan devre.	71



ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
4.1 Optik pompalama kaynakları.	44
5.1 Yaygın kullanılan nonlinear kristallere ait özellikler.	58
6.1 ATC Lazer diyotuna ait katalog değerleri.	59
6.2 Sıcaklığa bağlı olarak 532 nm dalga boyundaki optik çıkış gücü.	70



1. GİRİŞ

İlk lazer T.H. Maiman tarafından 1960 yılında gerçekleştirildi. O zamandan günümüze kadar bu alandaki araştırmalar oldukça ilerledi ve birçok bilim adamı en verimli, en güçlü ya da basitçe en iyi gaz-, boya-, yarı iletken-, veya katı hal lazeri yapmak için uğraştılar. Eski sistemler lazer eşiğine ulaşmak için çabalarken malzeme bilimi araştırmalara farklı bir yön vererek lazer tasarım sürecini salt fiziğe bağlı olmaktan çıkarıp teknik problemleri çözmeye yöneltti. Literatüre bakıldığında çok büyük miktarda lazer parçaları hakkında geniş kapsamlı araştırmalar yapıldığı görülmektedir. Tasarım sanatı, bu parçalar arasından seçim yapmak, gerekli malzeme özelliklerini kontrol etmek ve doğru sistemin mühendisliğini yapabilmek haline gelmiştir. Uygulanabilirliği garanti etmek için sistemde oluşan ısı giderilmeli, optik parçalar tasarlanabilmeli ve belirli bir derecede maliyet etkinliğine ulaşılmalıdır.

Yaşamımızda lazerlerin önemi devamlı olarak artmaktadır. Bazı lazerler elektronik cihazlar içinde gizlenmiştir, örneğin kompakt disklerde ve telekomünikasyon sistemlerinde kullanılan kızılötesi lazer diyotlar gibi. Mavi, turkuaz ve yeşil dalga boyunda ışık veren bazı lazerler spektroskopide , çoklu görünür bölge dalga boylarına sahip lazerler de mikroskopi gibi bilimsel uygulamalarda kullanılmaktadır. Malzeme işleme ve tıbbi cihazlar katı hal lazerlerin en önemli iki uygulama alanıdır. Lazerlerin diğer önemli bir uygulama alanı, mesafe ölçme için tasarlanan göze zararsız darbeli katı hal lazerler gibi askeri uygulamalardır. Lazerler eğlence için de kullanılmaktadırlar. Sahip oldukları çok iyi demet kalitesi sayesinde bir ışık demetini kilometrelerce dağılmadan paralel halde tutmak mümkündür. Bu durum yüksek renk kararlılığı ile birlikte lazer gösterilerinde ve lazer ekranlarında çok ilginç görsel efektler oluşmasını sağlamaktadır.

Bu tezin konusu olan diyot pompalı katı hal lazerler gün geçtikçe geleneksel gaz lazerlerin ve lamba pompalı lazerlerin yerlerini almakta ve tamamen yeni teknolojilerin geliştirilmesine imkan sağlamaktadırlar. Genellikle, diyot pompalı lazerler lamba pompalı lazerlerle karşılaştırıldığında aynı çıkış gücünde daha iyi kalitede ışık demeti

üretirler veya aynı ışık demeti kalitesinde daha yüksek çıkış gücü üretirler. Buna ek olarak aynı çıkış gücü için diyot pompalı sistemler çalışmak için daha az elektrik gücüne ihtiyaç duyarlar. Bu sistemler daha uzun çalışma ömürlerine sahiptirler (diyotlar 10.000 saatten fazla bir ömre sahipken lambaların ömrü 500 ile 1000 saat arasındadır) , daha az gereksiz ısı üretirler, daha az yer kaplarlar ve daha hafiftirler. Diyot pompalı lazerlerin diğer önemli bir özelliği de lamba kaynaklarıyla pompalanması mümkün olmayan bazı lazer malzemelerini kullanabilmeleridir. Bu çalışmada CASIX firmasının ürettiği bir modül halinde var olan, Nd:YAG ve KTP kristali ile mercekler ve filtre içeren kavite, 808 nm dalga boyunda ışık veren bir lazer diyotla pompalanarak 532 nm dalga boyunda TEM₀₀ moduna yakın bir lazer ışığı elde edilmiştir.

1.1 Tez Planı

Lazerleri tasarlayabilmek için öncelikle lazerin çalışma prensiplerini anlamak gerekmektedir. Bu nedenle ikinci bölümde lazer fiziğindeki temel işlemler ele alınmış ve lazeri diğer normal ışık çeşitlerinden ayıran önemli özellikleri açıklanmıştır. Üçüncü bölümde bu tez çalışmasında en önemli bileşen olan lazer diyotların yarı-iletken yapıları ve tasarımları üzerinde durulmuş ve en çok kullanılan uygulamalarından bahsedilmiştir. Dördüncü bölümde ise diyot pompalı katı hal lazerlerin tasarımı için gerekli temel optik bilgisi sunulmuş ve çeşitli tasarımlar üzerinde durulmuştur. Beşinci bölümde bu çalışmada amaçlanan 532 nanometre dalga boyundaki ışığın elde edilmesi için gerekli frekans çiftlenimine temel teşkil eden nonlinear optik teorisi ve ikinci harmonik üretimi konusu ele alınmış ve nonlinear kristal seçimi için gerekli önemli kriterler belirtilmiştir. Altıncı bölümde yapılan laboratuvar çalışmaları anlatılmıştır. Son bölümde sonuçlar özetlenmiş ve bu konuda gelecekte yapılabilecek çalışmalara dair teklifler verilmiştir.

2. LAZER TEMELLERİ

1950'lerin başlarında birçok bilim adamının çabaları sonucu mazer denilen önemli bir cihaz yapıldı. Mazer, 'uyarılmış ışıma yayınlanmasıyla mikrodalga kuvvetlendirilmesi' (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) anlamına gelen bir kısaltmadır ve bu işlemde son derece alçak gürültülü mikrodalga kuvvetlendirilmesi yapılır [Hecht, 2002]. Mazer, madde ile ışıma enerjisinin kuantum mekaniksel etkileşiminin doğrudan kullanılmasıyla o zamanlarda alışılmadık bir tarzda çalışıyordu. Mazerin kullanılmaya başlanmasından hemen sonra aynı tekniğin optik bölgede uygulanıp uygulanamayacağı konusu tartışılmaya başlandı. 1958'de Townes ve A.L. Schawlow, 'uyarılmış ışıma yayınlanmasıyla ışığın kuvvetlendirilmesi' (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, LASER) elde edebilmek için gereken fiziksel koşulları isabetli olarak öne sürdüler. Bundan sonra 1960'ta T.H. Maiman bir optik mazer, ya da lazerin ilk başarılı işleyişini duyurdu [Maiman, 1960]. Lazer fiziğinin geniş analizi oldukça karmaşık olduğundan bu bölümde nispeten basitleştirilmiş bir teori üzerinde durulacaktır.

2.1 Kendiliğinden Işıma, Uyarılmış Işıma ve Soğurulma

Kendiliğinden ışıma olgusunu açıklamak için bir malzemenin atom veya moleküllerinin E_1 ve E_2 enerjili seviyeleri ($E_2 > E_1$) göz önüne alınsın. Bu iki seviye atomun birçok seviyelerinden herhangi ikisi olabilir. Fakat genellikle birinci seviye taban seviyesi olarak alınır. Atomun başlangıçta E_2 enerji seviyesinde olduğu düşünülün. $E_2 > E_1$ olduğundan atom E_1 enerji seviyesine inme eğilimi gösterir. Bu inme esnasında $E_2 - E_1$ enerji farkı atom tarafından salınmalıdır. Bu enerji elektromanyetik dalga formunda salındığında bu işlem kendiliğinden ışıma olarak adlandırılır. Salınan dalganın ν_0 frekansı şu şekilde verilmektedir:

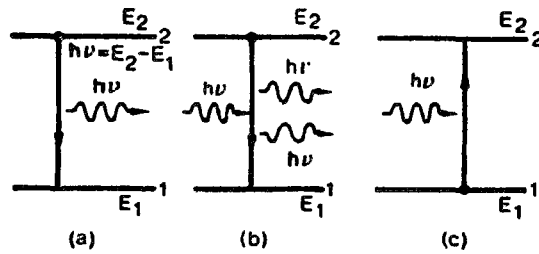
$$\nu_0 = \frac{(E_2 - E_1)}{h} \quad (2.1)$$

Burada h Planck sabitidir. Böylece kendiliğinden ışıma, atomun E_2 enerji seviyesinden E_1 enerji seviyesine inerken $h\nu_0 = E_2 - E_1$ enerjili bir foton yaymasıyla karakterize edilir (Şekil 2.1a). Işımalı yayınım, atomun düşük enerjili seviyeye

inmesi için muhtemel iki yoldan biridir. Düşük seviyeye inme ışımasız bir biçimde de gerçekleşebilir. Bu durumda $E_2 - E_1$ enerji farkı elektromanyetik ışıma dışında başka bir enerji formunda (örneğin çevredeki atom veya moleküllerin kinetik enerjilerine aktarılarak) salınır. Bu olgu ışımasız geçiş olarak adlandırılır.

Atomun başlangıçta E_2 enerji seviyesinde bulunduğu ve $\nu = \nu_0$ frekanslı (kendiliğinden ışımayla salınan dalga'nın frekansına eşit) bir elektromanyetik dalga'nın bu madde üzerine geldiği düşünülün (Şekil 2.1b). Bu dalga atomik frekansla aynı frekansa sahip olduğundan bu dalga'nın atomu $2 \rightarrow 1$ seviye geçişini yapmaya zorlaması olasılığı vardır. Bu durumda $E_2 - E_1$ enerji farkı, gelen dalgaya eklenen bir elektromanyetik dalga formunda yayımlanır. Bu olgu uyarılmış ışıma olarak adlandırılır. Kendiliğinden ışıma ile uyarılmış ışıma işlemleri arasında temel bir fark vardır. Kendiliğinden ışıma durumunda atomlar diğer bir atomun yaydığı ile belirli bir faz ilişkisi olmayan elektromanyetik dalga yayarlar. Ayrıca dalga herhangi bir yönde yayımlanabilir. Uyarılmış ışıma durumunda, bu işlem gelen elektromanyetik dalga tarafından başlatıldığından, herhangi bir atomun yaptığı ışıma gelen dalgaya aynı fazlı ve aynı yönelimde eklenir.

Atomun başlangıçta E_1 enerji seviyesinde bulunduğu düşünülün (Şekil 2.1c). Eğer bu taban seviyesi ise, dışarıdan herhangi bir uyartı gelmediği sürece atom bu seviyede kalacaktır. $\nu = \nu_0$ frekanslı bir elektromanyetik dalga'nın bu madde üzerine geldiği düşünülün. Bu durumda atomun E_2 enerji seviyesine çıkma olasılığı vardır. Atomun bu geçişi yapması için gerekli $E_2 - E_1$ enerji farkı gelen elektromanyetik dalga'nın enerjisinden sağlanır. Bu işlem soğurulma olarak adlandırılır.



Şekil 2.1 Üç temel işlemin şematik gösterilimi:(a) kendiliğinden ışıma, (b) uyarılmış ışıma, (c) soğurulma.

Bahsedilen bu ışıma ve soğurulma olgularının olasılıklarını belirlemek üzere, verilen bir i enerji seviyesinde t anında birim hacimde bulunan atomların



(moleküllerin) sayısının N_i olduğu kabul edilsin. Bundan sonra N_i büyüklüğü seviyenin nüfusu olarak anılacaktır.

Kendiliğinden ışıma durumunda işlemin gerçekleşmesi olasılığı, üst seviyedeki nüfusun alt seviyeye düşme hızının $(dN_2/dt)_{sp}$ N_2 nüfusuyla orantılı olması şeklinde tanımlanır. Böylece aşağıdaki eşitliği yazmak mümkündür [Hanna, 1998]:

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{sp} = -AN_2 \quad (2.2)$$

Yukarıdaki eşitlikteki eksi işareti zaman türevinin negatif olmasından kaynaklanmaktadır. A katsayısı, kendiliğinden ışıma oranı veya Einstein A katsayısı olarak adlandırılan pozitif bir sabittir. (A için ilk ifade termodinamik etkenler göz önüne alınarak Einstein tarafından elde edildi). $\tau_{sp} = 1/A$ büyüklüğü kendiliğinden ışıma ömrüdür. Benzer şekilde ışımasız geçiş için genellikle şu eşitlik yazılmaktadır:

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{nr} = -\frac{N_2}{\tau_{nr}} \quad (2.3)$$

Burada τ_{nr} ışımasız geçiş ömrüdür. Kendiliğinden ışıma için A 'nın (τ_{sp}) nümerik değeri sadece dikkate alınan belirli bir geçişe bağlıdır. Işımasız geçiş için ise τ_{nr} sadece ilgili geçişe değil aynı zamanda ortamın karakteristiğine de bağlıdır.

Benzer şekilde, uyarılmış ışıma için aşağıdaki eşitlik yazılabilir:

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{st} = -W_{21}N_2 \quad (2.4)$$

Yukarıda $(dN_2/dt)_{st}$ uyarılmış ışıma sonucunda gerçekleşen $2 \rightarrow 1$ seviye geçişlerinin oranı ve W_{21} uyarılmış ışıma oranıdır. (2.2)'de tanımlanan A katsayısında olduğu gibi W_{21} katsayısı da (zaman)⁻¹ boyutundadır. Bununla birlikte A katsayısının aksine W_{21} katsayısı sadece ilgili geçişe bağlı olmayıp aynı zamanda gelen elektromanyetik dalganın şiddetine bağlıdır. Daha açık ifade edilecek olunursa düzlemsel bir dalga için şu eşitlik yazılabilir:

$$W_{21} = \sigma_{21}F \quad (2.5)$$

Yukarıdaki eşitlikte F dalganın foton akısıdır, σ_{21} belirli bir geçişin karakteristiklerine bağlı olan ve alan (uyarılmış ışıma kesit alanı) boyutunda olan bir büyüklüktür.



(2.4) eşitliğinde olduğu gibi bir W_{12} soğurulma oranı şu şekilde tanımlanabilir:

$$\left(\frac{dN_1}{dt} \right)_a = -W_{12}N_1 \quad (2.6)$$

Burada $(dN_1/dt)_a$ soğurulmadan kaynaklanan $1 \rightarrow 2$ geçişlerinin oranıdır ve N_1 1 seviyesinin nüfusedir. (2.5)'te olduğu gibi şu eşitliği yazmak mümkündür:

$$W_{12} = \sigma_{12}F \quad (2.7)$$

Yukarıdaki eşitlikte σ_{12} sadece ilgili geçişe bağlı olan karakteristik bir alandır (soğurulma kesit alanı).

Uyarılmış işlemler, soğurulma kesit alanı σ_{12} ve uyarılmış ışıma kesit alanı σ_{21} ile karakterize edilebilir. Einstein 20. yüzyılın başında, iki seviye dejenere değilse $W_{21} = W_{12}$ ve $\sigma_{21} = \sigma_{12}$ olduğunu göstermiştir. Eğer 1 ve 2 seviyeleri sırasıyla g_1 -kat ve g_2 -kat dejenere iseler bu durumda şu eşitlik geçerli olur:

$$g_2 = g_1 W_{12} \quad (2.8)$$

Diğer bir deyişle,

$$g_2 \sigma_{21} = g_1 \sigma_{12} \quad (2.9)$$

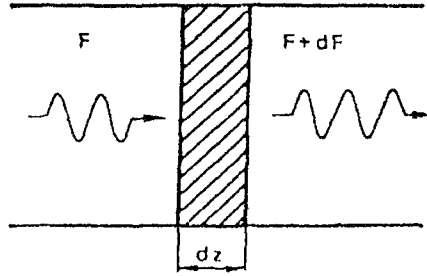
eşitliği yazılabilir. Kendiliğinden ışıma, uyarılmış ışıma ve soğurulma temel işlemleri aynı zamanda soğurulan veya salınan fotonlar cinsinden açıklanabilir (Bkz. Şekil 2.1). (a) Kendiliğinden ışıma işleminde, atom 2 seviyesinden 1 seviyesine bir foton salmak suretiyle inmektedir. (b) Uyarılmış ışıma işleminde, gelen foton $2 \rightarrow 1$ geçişini uyarır böylece iki foton (biri uyarıcı diğeri uyarılan olmak üzere) elde edilir. (c) Soğurulma işleminde, gelen foton basitçe $1 \rightarrow 2$ geçişini sağlamak üzere soğurulur. Böylece her bir uyarılmış ışıma işlemi bir foton oluştururken her bir soğurulma işlemi bir fotonun ortadan kalkmasına neden olur.

2.2 Lazerin Temel Çalışma Prensibi

Belirli bir madde için sırasıyla N_1 ve N_2 nüfuslarına sahip 1 ve 2 nolu enerji seviyeleri göz önüne alınsın. Madde içinde, F foton akısına sahip bir düzlemsel dalga z yönünde hareket ediyorsa maddenin dz uzunluğu boyunca bu akıdaki dF değişimi, Şekil 2.2'deki taralı alanda meydana gelen uyarılmış soğurulma ve uyarılmış ışıma işlemlerinden kaynaklanmaktadır. Gelen demetin kesit alanı S olsun. Böylece taralı

hacimdeki birim zamanda gelen fotonlarla çıkan fotonlar arasındaki sayısal fark SdF olur. Her uyarılmış ışıma işlemi bir foton oluştururken her soğurulma işlemi bir foton eksilttiğinden, SdF taralı hacimde birim zamanda meydana gelen soğurulma ve uyarılmış ışıma işlemleri arasındaki farka eşit olmalıdır. (2.4) ve (2.6) eşitliklerinden $SdF = (W_{21}N_2 - W_{12}N_1)(Sdz)$ yazılabilir. Burada Sdz taralı bölgenin hacmidir. (2.5), (2.7) ve (2.9) eşitliklerinin yardımıyla aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$dF = \sigma_{21}F \left[N_2 - \left(\frac{g_2 N_1}{g_1} \right) \right] dz \quad (2.10)$$



Şekil 2.2 Madde içinde dz uzunluğu boyunca hareket eden bir düzlemsel elektromanyetik dalga için F foton akısındaki dF değişimi.

(2.10) eşitliği elde edilirken ışımalı ve ışımasız geçişlerin göz önüne alınmadığına dikkat edilmelidir. Gerçekten ışımasız geçişler gelen F foton akısına yeni foton eklemelerken ışımalı geçişler tarafından oluşturulan fotonlar herhangi bir yönde yayılırlar ve böylece gelen F foton akısına ihmal edilebilir bir katkısı olur.

(2.10) eşitliği, eğer $N_2 > g_2 N_1 / g_1$ ise maddenin bir kuvvetlendirici olarak davrandığını (yani $dF/dz > 0$), $N_2 < g_2 N_1 / g_1$ ise bir soğurucu olarak davrandığını göstermektedir. Isıl denge durumunda seviyelerin nüfusları Boltzmann istatistiği ile belirlenir. N_1^e ve N_2^e iki seviyenin ısı dengedeki nüfusları ise şu eşitlik yazılabilir:

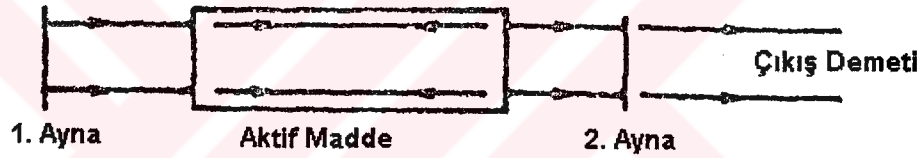
$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = \frac{g_2}{g_1} \exp \left(-\frac{E_2 - E_1}{kT} \right) \quad (2.11)$$

Burada k Boltzmann sabitidir ve T maddenin mutlak sıcaklığıdır. Bu durumda ısı dengede $N_2^e < g_2 N_1^e / g_1$ elde edilir. Böylece (2.10) eşitliğine göre madde ν_0 frekansında bir soğurucu olarak davranır. Bu, normal koşullar altında gerçekleşendir. Bununla beraber $N_2 > g_2 N_1 / g_1$ olacak şekilde bir dengesizlik koşulu sağlanırsa o zaman madde bir kuvvetlendirici olarak davranır. Bu durumda maddede bir nüfus

tersinmesi olduğu söylenir. Bunun anlamı, $N_2 - (g_2 N_1 / g_1)$ nüfus farkının işaret olarak termodinamik dengede $[N_2 - (g_2 N_1 / g_1) < 0]$ var olandan farklı olduğudur. Bu nüfus tersinmesinin üretildiği madde aktif ortam olarak adlandırılır.

Eğer $\nu_0 = (E_2 - E_1) / kT$ geçiş frekansı mikrodalga bölgesine denk gelirse bu tip kuvvetlendirici mazer olarak adlandırılır. Eğer bu geçiş frekansı optik bölgeye denk gelirse o zaman kuvvetlendirici lazer olarak adlandırılır.

Bir kuvvetlendiriciden bir osilatör yapmak için uygun pozitif geri beslemeyi oluşturmak gereklidir. Mikrodalga bölgesinde bu, aktif maddenin ν_0 frekansında rezonansa sahip bir rezonant kavitesi içine yerleştirilmesiyle elde edilir. Lazerin çalışmasında ise geri besleme genellikle aktif maddeyi yüksek yansıtıcılığa sahip iki ayna arasına yerleştirmekle elde edilir (Bkz. Şekil 2.3). Bu durumda aynalara dik doğrultuda hareket eden bir düzlemsel elektromanyetik dalga aynalar arasında ileri - geri yansır ve aktif maddeden her geçişinde kuvvetlendirilir. Bu iki aynadan biri yarı saydam ise bu aynanın çıkışından kullanılabilir bir ışık demeti elde edilir.



Şekil 2.3 Bir lazer düzeneği.

Hem mazerler için hem de lazerler için belirli bir eşik koşuluna ulaşmak gerektiğini önemle vurgulamak gerekir. Lazer durumunda, aktif maddenin kazancı lazerdeki kayıpları telafi edecek düzeye ulaştığında salınım başlar. (2.10) eşitliğine göre aktif maddeden her bir geçiş için oluşan kazanç $\exp\{\sigma[N_2 - (g_2 N_1 / g_1)]l\}$ 'dir (çıkış foton akısı ile giriş foton akısı arasındaki oran). Burada basitlik olması için $\sigma = \sigma_{21}$ şeklinde gösterilmiştir ve l ise aktif maddenin uzunluğudur. R_1 ve R_2 aynaların güç yansıtıcılıkları olsun ve L_i her bir geçiş için lazer kavitesinde oluşan iç kayıp olsun. Herhangi bir t anında 1. aynadan ayrılıp 2. aynaya doğru hareket eden kavitedeki foton akısı F ise bir tur sonunda 1. aynayı terk eden foton akısı $F' = F \exp\{\sigma[N_2 - (g_2 N_1 / g_1)]l\} \times (1 - L_i)R_2 \times \exp\{\sigma[N_2 - (g_2 N_1 / g_1)]l\} \times (1 - L_i)R_1$ 'dir. Eşik düzeyinde $F' = F$ elde edilmelidir yani $R_1 R_2 (1 - L_i)^2 \exp\{2\sigma[N_2 - (g_2 N_1 / g_1)]l\} = 1$ olmalıdır. Bu eşitlik göstermektedir ki nüfus tersinmesi $N = N_2 - (g_2 N_1 / g_1)$, kritik tersinme olarak adlandırılan, kritik bir değere ulaştığında eşik seviyesine ulaşılmaktadır. Kritik tersinme şu şekilde verilmektedir:



$$N_c = -\frac{[\ln R_1 R_2 + 2 \ln(1 - L_i)]}{2\sigma l}$$

Yukarıdaki eşitlik aşağıdaki tanımlamalar yapıлып yerine konulursa basitleştirilebilir.

$$\gamma_1 = -\ln R_1 = -\ln(1 - T_1) \quad (2.13a)$$

$$\gamma_2 = -\ln R_2 = -\ln(1 - T_2) \quad (2.13b)$$

$$\gamma_i = -\ln(1 - L_i) \quad (2.13c)$$

Burada T_1 ve T_2 aynaların geçirgenliğidir (basitlik için ayna soğurmaları ihmal edilmiştir). (2.13) eşitliklerinin (2.12)'de yerine konulmasıyla aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$N_c = \frac{\gamma}{\sigma l} \quad (2.14)$$

Yukarıdaki eşitlikteki γ şu şekilde tanımlıdır:

$$\gamma = \gamma_i + \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{2} \quad (2.15)$$

(2.13c) eşitliği ile tanımlanan γ_i büyüklüğü kavitenin logaritmik iç kaybı olarak adlandırılabilir. Gerçekten $L_i \ll 1$ iken, genellikle olduğu gibi, $\gamma_i \approx L_i$ elde edilir. Benzer şekilde, T_1 ve T_2 kavite için bir kayıp ifade ettiklerinden (2.13a-b) eşitlikleri ile tanımlanan γ_1 ve γ_2 kavite aynalarının logaritmik kayıpları olarak adlandırılabilirler. Böylece (2.15) eşitliği ile tanımlanan γ büyüklüğü kavitenin tek geçişlik kaybı olarak adlandırılabilir [Hanna, 1998].

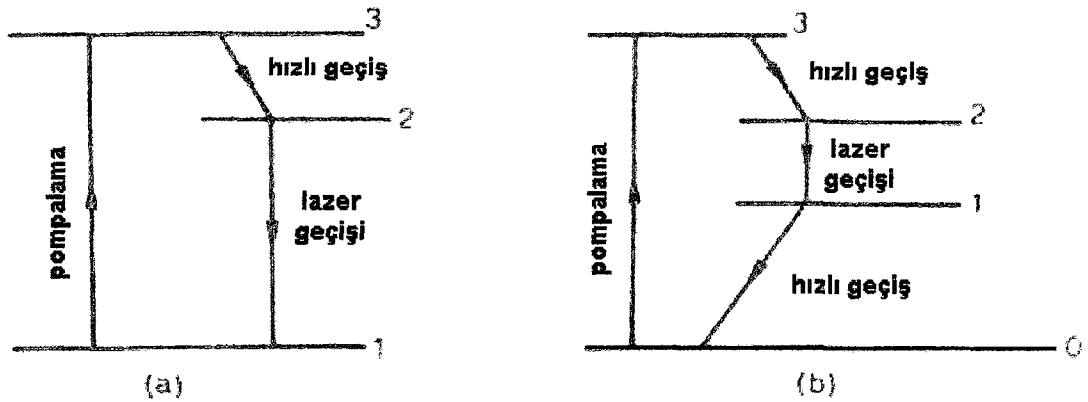
Kritik tersinmeye bir kere ulaşıldığında salınım (osilasyon) kendiliğinden ışımalardan oluşmaktadır. Fotonlar kendiliğinden ışıma işlemiyle kavite eksenini boyunca yayımlanırlar ve kuvvetlendirme işlemini başlatırlar. Bu, lazer osilatörünün veya daha basit adıyla lazerin çalışmasının temelini oluşturmaktadır.

2.3 Pompalama Düzenleri

Bu kısımda verilen bir madde için nüfus tersinmesinin nasıl üretildiği üzerinde durulacaktır. İlk başta, $\nu = \nu_0$ frekansında yeterince kuvvetli bir elektromanyetik dalganın madde boyunca etkileşimini sağlayarak, mesela yeterince şiddetli ışık yayan bir lambadan gelen ışıkla, gerekli nüfus tersinmesinin elde edilebileceği mümkün gibi gözüktür. Oysa ısı dengesi durumunda $(N_1/g_1) > (N_2/g_2)$ olduğundan soğurulma

uyarılmış ışıma göre daha baskındır. Gelen dalga $2 \rightarrow 1$ geçişinden daha çok $1 \rightarrow 2$ geçişi üretir, böylece bu yöntemle nüfus tersinmesi elde edileceği umulabilir. Fakat bu tip bir sistemin çalışmayacağı (en azından sürekli halde) görülmektedir. Gerçekte $g_2 N_2 = g_1 N_1$ olduğunda, soğurulma ve uyarılmış ışıma işlemleri birbirini dengeler ve (2.10) eşitliğine göre madde saydam hale gelir. Bu durum genellikle iki-seviyeli doyum (saturation) olarak anılır.

Sadece iki seviye, 1 ve 2 seviyeleri, ile bu yüzden bir nüfus tersinmesi elde etmek mümkün değildir. O halde, belirli bir atomik sistemin seviye kümelerinden ikisinden fazlası kullanılarak gerekli nüfus tersinmesinin elde edilip edilemeyeceği sorgulanmalıdır. Böylece üç-seviyeli ve dört-seviyeli lazer sistemleri, kullanılan seviyelerin sayısına bağlı olarak, üzerinde konuşmak gerekir (Bkz. Şekil 2.4). Üç seviyeli bir lazerde atomlar bir şekilde 1 seviyesinden (taban seviyesi) 3 seviyesine yükseltirler. Madde, bir atom 3 seviyesine yükseltildikten sonra hızlı bir şekilde 2 seviyesine (muhtemelen ışımasız bir geçişle) düşecek özellikte ise 2 ve 1 seviyeleri arasında nüfus tersinmesi elde etmek mümkündür. Dört-seviyeli bir lazerde atomlar yine taban seviyesinden (uygunluk için bu seviye 0 seviyesi olarak adlandırılır) 3 seviyesine yükseltirler. Sonra atom hızlı bir şekilde 2 seviyesine (mesela ışımasız bir geçişle) düşerse yine 2 ve 1 seviyeleri arasında nüfus tersinmesi elde edilebilir. Bu tip bir dört seviyeli lazerde salınım bir kere başladığında atomlar 1 seviyesine uyarılmış ışıma yoluyla aktarılırlar. Bu yüzden sürekli dalga çalışmasında $1 \rightarrow 0$ geçişinin çok hızlı olması gerekir. Bu genellikle hızlı ışımasız geçiş ile gerçekleşir.



Şekil 2.4 (a) Üç-seviyeli lazer (b) dört-seviyeli lazer düzenleri.

Şimdiye kadar belirli bir maddenin üç veya dört seviyesinin nüfus tersinmesi oluşturmak üzere nasıl kullanılacağı üzerinde duruldu. Bir sistemin üç-seviyeli veya dört-seviyeli düzende çalışıp çalışmadığı bahsedilen koşulları sağlayıp sağlamadığına bağlıdır. Üç-seviyeli bir düzen nüfus tersinmesi oluşturmak için yeterince uygun bir

yöntem olarak gözüktüğü halde neden dört-seviyeli düzene ihtiyaç duyulur sorusu akla gelebilir. Genellikle dört-seviyeli bir sistemde nüfus tersinmesini elde etmek üç-seviyeli bir sistemde elde etmekten çok daha kolaydır. Bunu görmek için öncelikle şekil 2.4'te gösterilen çeşitli seviyeler arasındaki enerji farklarının genellikle kT 'den daha büyük olduğuna dikkat edilmelidir. Boltzmann istatistiğine göre (Bkz. (2.10) eşitliği) aslında bütün atomların başlangıçta taban seviyesinde olduğu söylenebilir. Maddedeki toplam atom yoğunluğu N_1 olarak gösterilsin, üç seviyeli sistem için bu atomların hepsi başlangıçta 1 seviyesinde olacaktır. Öncelikle atomlar 1 seviyesinden 3 seviyesine yükseltsin. Sonra atomlar 2 seviyesine düşerler ve bu düşme yeteri kadar hızlıysa 3 seviyesi daha çok boş kalır. Basitlik için iki seviyenin dejenere olmadıkları ($g_1 = g_2 = 1$) veya aynı derecede dejenereliğe sahip oldukları düşünölsün. Bu durumda (2.10) eşitliğine göre $N_2 = N_1$ olduğunda soğurulma kayıpları kazanç tarafından dengelenir. Bu noktadan sonra üst enerji seviyesine yükseltlen her atom nüfus tersinmesine katkıda bulunur. Bununla birlikte, dört-seviyeli bir lazerde, 1 seviyesi de boş olduğundan, 2 seviyesine yükseltlen her atom nüfus tersinmesi oluşmasını sağlar.

Yukarıda bahsedilenler göstermektedir ki mümkün olduğu kadar üç-seviyeli sistemden çok dört-seviyeli sistemin çalışabileceği malzemeler aranmalıdır. Tabiki dört seviyeden fazlasını da kullanmak mümkündür. Ayrıca dört-seviyeli lazer terimi, düşük lazer seviyesi taban seviyesinden birçok kT kadar yukarıda olması sayesinde boş olan herhangi bir lazer sistemi için kullanılmaktadır. O halde 2. ve 3. enerji seviyeleri aynı seviyeler ise aslında sadece üç seviyesi olmasına rağmen bu anlayışa göre dört-seviyeli olarak tanımlanabilecek bir seviye düzeni var olduğu söylenebilir. Bu tip dört-seviyeli düzen üzerine kurulu sistemler mevcuttur.

Son zamanlarda sözde-üç seviyeli lazerler olarak adlandırılan lazerler oldukça önemli bir lazer sınıfı olmuşlardır. Bu tip sistemlerde taban seviyesi birçok alt seviyeden oluşur ve düşük lazer seviyesi bu alt seviyelerden biridir. Bu nedenle şekil 2.4-b yine de sözde-üç seviyeli bir lazer için geçerli olur. Bu düzende 1. seviyenin taban seviyesinin bir alt seviyesi olduğu ve 0. seviyenin taban seviyesinin en düşük alt seviyesi olduğu anlaşılmalıdır. 1. seviye ile 0. seviye arasındaki enerji farkının kT ile karşılaştırılabilir olduğu varsayölsün. O halde (2.11) eşitliğine göre düşük lazer seviyesinde her zaman bir nüfus mevcuttur ve lazer sistemi üç-seviyeli ile dört-seviyeli lazer arasındaymış gibi davranır.

Atomların üç-seviyeli bir sistemde 1. seviyeden 3. seviyeye yükseltilmeleri, dört-seviyeli bir sistemde 0. seviyeden 3. seviyeye yükseltilmeleri, sözde-üç seviyeli bir sistemde taban seviyesinden 3. seviyeye yükseltilmeleri işlemi pompalama olarak bilinir. Bu işlemin uygulamada gerçekleştirilebileceği birçok yöntem vardır. Örneğin yeterli şiddete sahip bir çeşit lambayla veya aktif ortamda bir elektriksel boşalmayla yapılabilir. Burada dikkat edilmesi gereken, üst pompalama seviyesi boşsa, üst lazer seviyesinin pompalamayla yapılan nüfus artım oranının, $(dN_2 / dt)_p$, genellikle $(dN_2 / dt)_p = W_p N_g$ şeklinde yazılabileceğidir. W_p pompalama işlemini tanımlayan uygun bir orandır ve N_g üç-seviyeli veya dört-seviyeli bir lazer için taban seviyesinin nüfusu iken sözde-üç seviyeli bir lazer için bütün taban alt seviyelerinin toplam nüfusu olarak alınabilir. Yaygın kullanılan birçok dört-seviyeli ve sözde-üç seviyeli lazer için taban seviyesindeki pompalamadan kaynaklanan nüfus azalması ihmal edilebilir*. Bu durumda $N_g = \text{sabit}$ denebilir ve önceki eşitlik daha basit olarak şu şekilde yazılabilir:

$$(dN_2 / dt)_p = R_p \quad (2.16)$$

Burada R_p birim hacim başına pompalama oranı veya kısaca pompalama oranı olarak adlandırılır. Eşik şartını sağlamak için pompalama oranı kritik veya bir eşik değere, R_{cp} , ulaşmalıdır [Hanna, 1998].

2.4 Optik Rezonant Kavitesi ve Lazer Modları

Rezonant kavitesi, lazerin işleyişinde çok önemli bir rol oynar. Lazer sürecinin başlarında, uyarımla yayınlanmış fotonlarla birlikte, kendiliğinden yayınlanmış her doğrultuda yayılan fotonlar da görülür. Fakat kavite eksenine çok yakın yayılanların dışındakiler, aktif maddenin kenarlarından çabucak dışarı çıkar. Buna karşılık eksenel ışın demeti, aktif ortam içinde bir ileri bir geri gidip gelerek gelişmesini sürdürür. Bu da, çıkan lazer ışın demetinin çok ince olmasının nedenidir. Sonunda faz uyumlu bir düzlem dalga elde edilir. Ortam dalga yükseltici gibi davranmakla birlikte kaviteyle sağlanan optik geri besleme, sistemi bir osilatöre çevirmekte ve dolayısıyla bir ışık üretici haline getirmektedir.

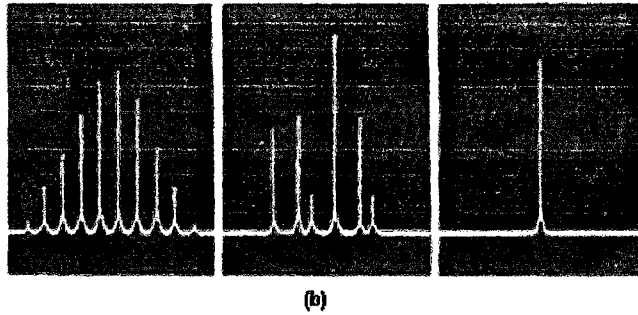
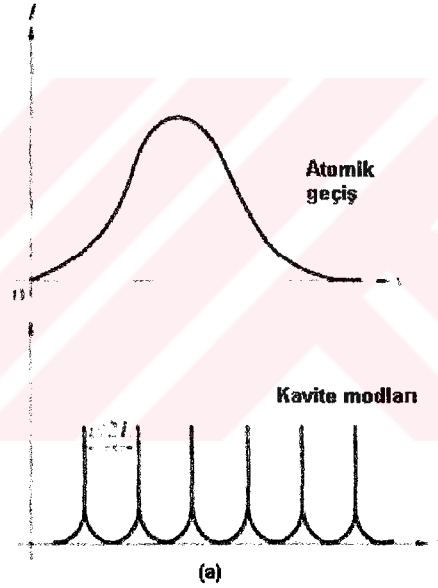
* Sözde-üç seviyeli lazerden üç-seviyeli lazere doğru yaklaşıldıkça, taban seviyesi nüfusunun pompalamayla değişiminin ihmal edilebilir olduğu varsayımı geçerliliğini kaybedecektir. Ayrıca çok şiddetli pompalamanın kolayca başarıldığı fiber lazerlerde taban seviyesi nerdeyse tamamen boşaltılabilmektedir.

Bundan başka kavite içinde ilerleyen değişim, aynalar arasındaki uzaklıkla (L) belirlenen bir duran dalga oluşturur. Aynalar arasındaki uzaklık yarım dalga boyunun tam katına (m) eşit olduğunda kavite rezonansa geçer (yani, kavitede duran dalgalar oluşur). Buradaki düşünce, her aynada bir düğüm noktası bulunması gereğidir. Burada, L nin yalnızca $\lambda/2$ ($\lambda=\lambda_0/n$) nin tam katı olması ile gerçekleşebilir. Buna göre

$$m = \frac{L}{\lambda/2} \quad \text{ve} \quad \nu_m = \frac{m\nu}{2L} \quad (2.17)$$

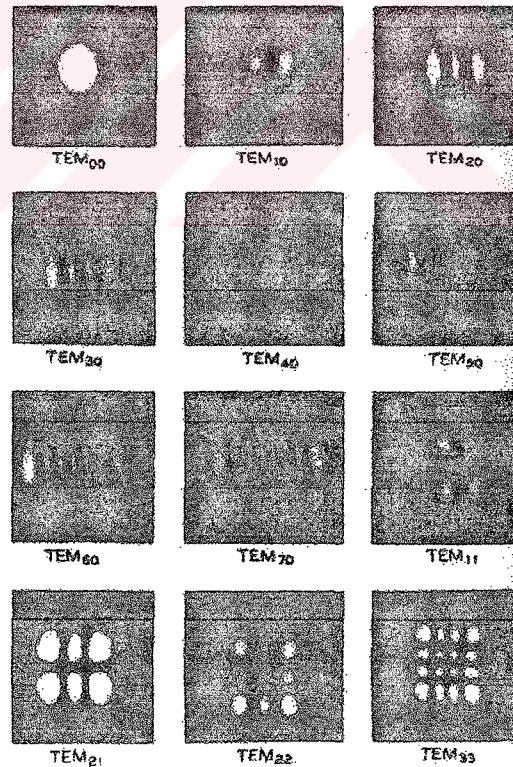
Bundan dolayı sonsuz sayıda belirgin ν_m frekanslı boyuna kavite titreşim modu vardır. Ardışık mod frekansları arasındaki fark sabittir :

$$\nu_{m+1} - \nu_m = \Delta\nu = \frac{\nu}{2L} \quad (2.18)$$



Şekil 2.5 Lazer modları: (a) geniş atom yayınlamasının dar kavite modları ile karşılaştırılması (b) sürekli dalga gaz lazerinin üç işleyiş düzeninin gösterilişi, birincisi yaklaşık bir Gausyen zarf altında birkaç boyuna modu, ikincisi boyuna ve enine modu, üçüncüsü de bir tek boyuna modu göstermektedir [Hecht, 2002].

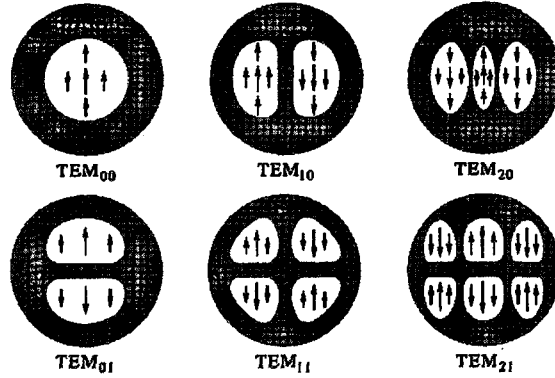
Bu etalonun serbest spektral bölgesidir ve aslında gidiş dönüş süresinin tersine eşittir. 1 m uzunluğundaki gaz lazer için 150 MHz'dir. Kavitenin rezonans modlarının frekans genişliği, kendiliğinden normal atomsal geçişlerinkine göre çok dardır. Bu modlardan biri veya daha fazlasını içinde bulunduracak şekilde yapılmış bir aygıtta, bu modlar kavitede güçlendirilir ve ışık bu frekanslara çok yakın bir bölgeye sınırlandırılmış olarak aygıttan çıkar (Bkz. Şekil 2.5). Başka bir deyişle ışımalı geçiş, oldukça geniş bir frekans bölgesini oluşturur. Kavite bunlar arasından yalnızca belli, dar frekans çizgilerini seçip çoğaltır. İstenirse bir tek frekans çizgi seçimi bile yapılabilir. Bu lazerin son derece tek renkliliğinin esasıdır. Yakutun taban düzeyine geçişinin frekans çizgi genişliği (krom iyonlarının örgü ile etkileşmesi yüzünden) oldukça geniş 0,53 nm (330 GHz) olduğu halde, buna karşılık gelen lazer kavitesi frekans çizgi genişliği (bir tek rezonans modunun ışıma frekans yayılması) ise 0,00005 nm (30 MHz) çok daha dardır. Bu durum Şekil 2.5(a)'da gösterilmiştir. Şekilde tipik bir geçiş çizgi biçimi ve buna karşılık gelen bir dizi kavite piki vardır. Bu pikler arası $\nu / 2L$ kadardır ve her bir pikin genişliği 30 MHz'dir [Hecht, 2002].



Şekil 2.6 Mod desenleri [Hecht, 2002].

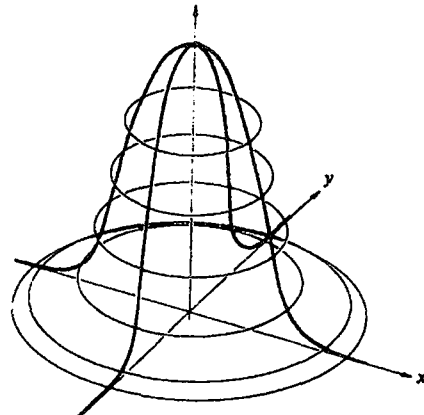
Kavite içinde sadece bir tek mod oluşturmanın bir yolu, (2.18) ile verilen modlar arasındaki farkı, geçişin frekans çizgi genişliğinden daha büyük yapmaktır. Böylece, geçişle sağlanan uygun frekanslar bölgesi içinde sadece bir tek mod

bulunur. Bir yakut lazeri (1,76 lık bir kırılma indisi ile) için birkaç santimetrelik kavite uzunluğu bir tek boyuna mod için yeterli olur. Bu yaklaşımın eksikliği, ışıma enerji katkısı yapan aktif bölgenin uzunluğunu, böylece de çıkış gücünü sınırlamasıdır.



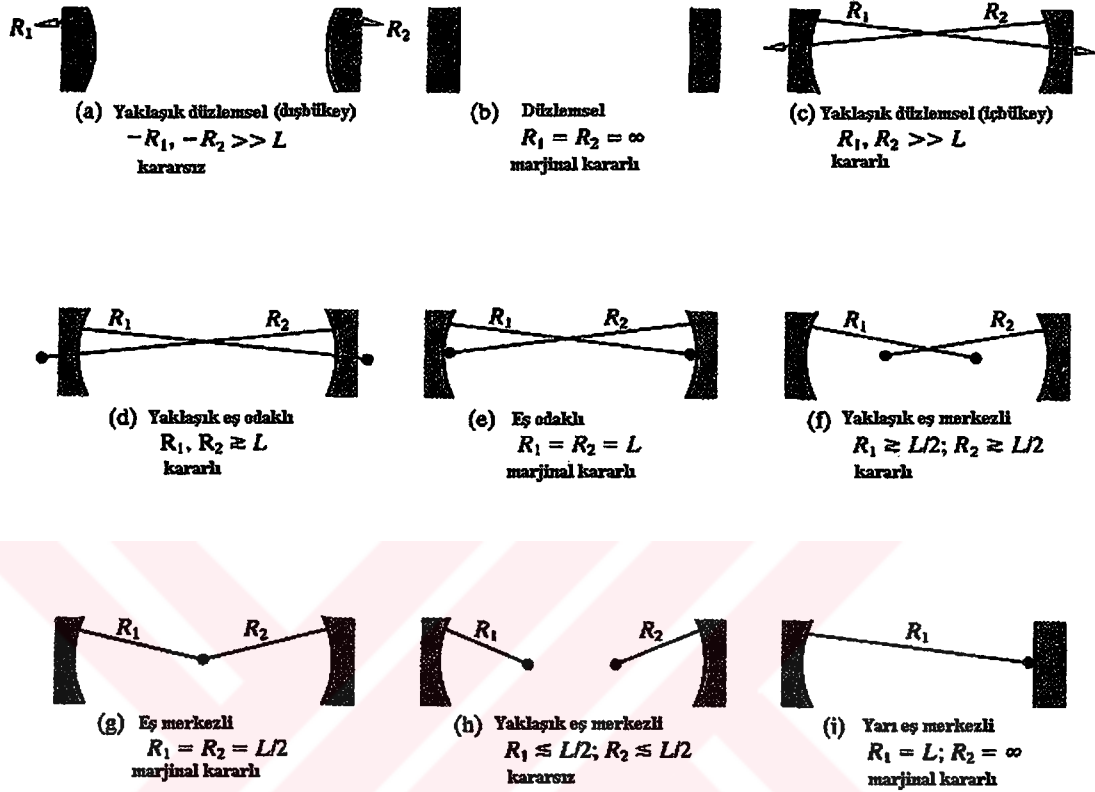
Şekil 2.7 Mod görünümüleri (dikkörtgen simetri).

Kavite boyunca veya z-ekseni boyunca oluşan duran dalgalara karşılık gelen boyuna veya aksenal mod titreşimlerine ek olarak enine modlar da oluşur. Alanlar hemen hemen z-eksenine dik olduğundan, bunlar TEM_{mn} (Enine Elektromanyetik) modları olarak bilinirler. m ve n indisleri, çıkan ışık demetine dik olan x ve y doğrultusundaki enine düğüm çizgilerini gösteren tam sayılardır. Başka bir deyişle demet dik kesitinde bir veya daha çok bölgelere ayrılmıştır. Böyle ortaya çıkan her farklı görünüm Şekil 2.6 ve 2.7’de gösterildiği gibi farklı bir TEM moduna karşılık gelir. En düşük mertebeli TEM_{00} enine modunun çok yaygın kullanılmasının başlıca nedenleri: ışının dik kesiti üzerindeki akı yoğunluğu ideal bir Gausyendir (Şekil 2.8); ışının dik kesitindeki elektrik alan içinde diğer modlardaki gibi faz kayması yoktur ve bu nedenle tam olarak konumsal faz uyumludur; ışın demetinin açısal sapması en küçüktür; ve ışın demeti çok küçük bir nokta şeklinde odaklanabilir. Bu modda genlik, dalga cephesi üzerinde sabit olmadığından dalga homojen değildir.



Şekil 2.8 Gausyen ışın şiddet dağılımı.

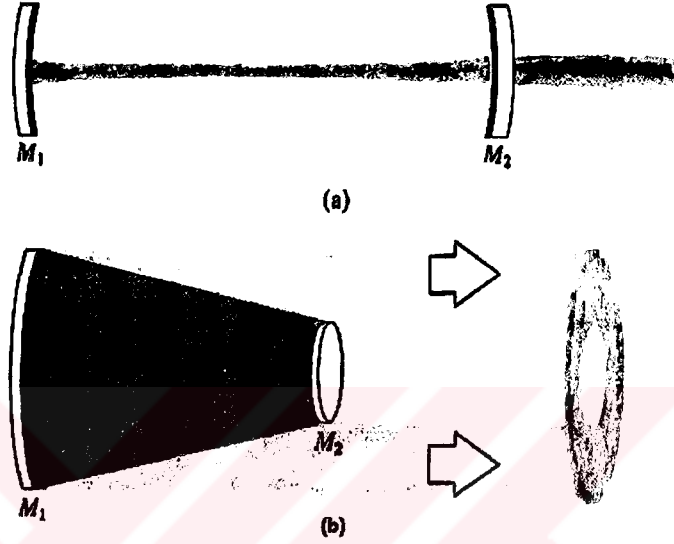
Her modun tam belirlenmesi TEM_{mnq} biçiminde yapılır. Burada q boyuna mod sayısıdır. Her enine mod için (m, n) pek çok boyuna mod (yani, q değerleri) olabilir. Bununla birlikte çoğu kez belli bir boyuna mod ile çalışmak gereksizdir ve bu nedenle q indisi genellikle kullanılmaz.



Şekil 2.9 Lazer kavite düzenlenimleri [Hecht, 2002].

Paralel düzlemlili özgün düzenekten başka, pratik önemi oldukça fazla olan daha birçok kavite düzenlenimleri vardır (Bkz. Şekil 2.9). Örneğin, düzlem aynalar yerine aralarındaki uzaklık eğrilik yarıçapı kadar olacak şekilde, içbükey küresel özdeş aynalar alınarak eş odaklı (confocal) rezonatör elde edilir. Aynaların odak noktaları aynalar arasında eksen üzerinde ortada hemen hemen çakışır, bunun için eş odaklı denir. Küresel aynalardan birisi düzlemsel yapılırsa kaviteye yarı küresel veya yarı eş merkezli rezonatör denir. Bu iki düzenlenimin ayarlanması, paralel düzlemlininkinden daha kolaydır. Lazer kaviteleri, ışın demetinin kendi doğrultusunda kalma derecesine ve dolayısıyla optik eksene yakın olma derecesine göre kararlı yada kararsız olarak adlandırılırlar (Bkz. Şekil 2.10). Kararsız bir kavitede, ışın demeti her yansımada eksenden biraz daha ayrılarak çıkar. Buna karşın kararlı bir düzenlenimde (% 100 ve %98 yansıtımlı aynalarla), ışın demeti yansımalarla rezonatörü 50 kez ya da daha fazla geçebilir. Kararsız rezonatörler genellikle yüksek güçlü lazerlerde kullanılır. Bunlarda ışın demeti geniş bir aktif

bölgeyi geçerek yükseltmeyi artırır ve böylece daha fazla enerji alınmasını sağlar. Bu yaklaşım, özellikle ışın demetinin kaviteyi her geçişinde büyük miktarda enerji kazandığı ortamlar (karbondioksit ya da argon gibi) için kullanışlı olur. Başka bir deyişle, gerekli olan geçiş sayısı aktif ortamın küçük işaret kazancıyla belirlenir. Bir rezonatör düzenleniminin amaca uygun seçimi, sistemin özel gereksinimlerine bağlı olarak yapılır, her koşulda geçerli en iyi bir düzenlenim yoktur [Hecht, 2002].



Şekil 2.10 (a) Kararlı ve (b) kararsız lazer rezonatörleri [Hecht, 2002].

Bir kavitedeki enerji azalışı rezonatörün kalite faktörü veya Q' su ile belirtilir. Kalite faktörü Q , depolanan enerjinin her bir döngüde oluşan kayba oranı olarak tanımlanır. Eğer bir optik kavitenin düzeni bozulursa, örneğin aynalardan birinin yer değiştirmesi veya tamamen kaldırılması halinde genellikle lazer işleyişi sona erer.

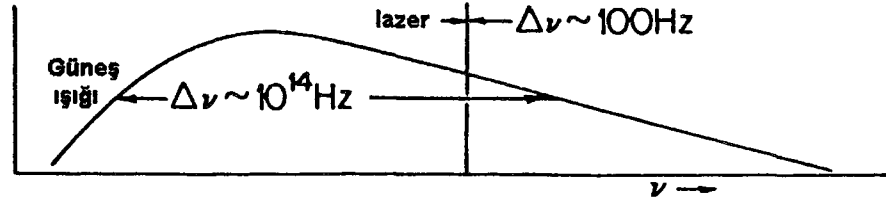
2.5 Lazer Işığının Özellikleri

Lazer ışması oldukça yüksek derecede tek dalga boyluluk (monokromatiklik), eş fazlılık, doğrusallık ve parlaklıkla karakterize edilir. Burada bu özellikler özet olarak ele alınacaktır.

2.5.1 Tek Dalga Boyluluk

Bu özelliğin iki kaynağı vardır. Birincisi, sadece (2.1) eşitliğinde verilen ν frekanslı elektromanyetik dalganın kuvvetlendirilebilmesidir. İkinci olarak da, iki aynalı bir düzenek rezonant kavitesi oluşturduğundan ancak bu kavitenin rezonans frekanslarında salınım meydana gelir. İkinci koşulda çoğunlukla $2 \rightarrow 1$ seviye

geçişinin, kendiliğinden ışımda gözlenen, çizgi genişliğinden çok daha dar (10^{10} kat) lazer çizgi genişliği elde edilir.



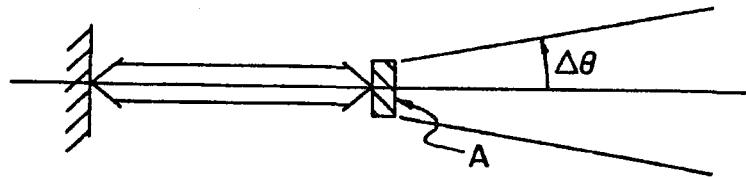
Şekil 2.11 Güneş ışığı ve bir lazerin ışıma spektrumları [Milonni and Eberly, 1988].

2.5.2 Doğrusallık

Yarı-iletken eklem lazerleri dışında lazerler oldukça yönlendirilmiş ve düşük genişleme açısına sahip ışık demeti yayarlar. Bu, lazer demeti tarafından taşınan enerjinin kolaylıkla toplanıp küçük bir alana odaklanabilmesi anlamına geldiğinden oldukça önemlidir. Bir lazerin çıkışı nerdeyse ideal dalga cephelerinden oluşabilmektedir. Sadece kırınım bir lazer demetinin açısal dağılmasına alt sınırlama getirir. λ dalga boyu ve lazer çıkış açıklığının A alanı, dağılmanın ($\Delta\theta$) tepe açısını ve demetin ($\Delta\Omega$) uzay açısını aşağıdaki eşitlikle belirler.

$$\Delta\Omega \approx \frac{\lambda^2}{A} \approx (\Delta\theta)^2 \quad (2.19)$$

Yukarıdaki eşitliğe göre λ optik bölgede ise bu dağılma açısı çok küçük olacaktır. Örneğin $\lambda=500$ nm ve $A=(5\text{mm})^2$ ise $\Delta\Omega \approx 10^{-8}$ steradyan olur [Milonni and Eberly, 1988].



Şekil 2.12 Bir lazer kavitesinin çıkış aynasından çıkan demetin $\Delta\theta$ açısal dağılması.

2.5.3 Eş Fazlılık

a) Eş Fazlılık Süresi

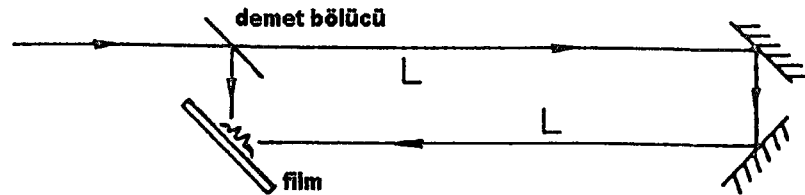
λ merkez dalga boyuna sahip bir lazer demetinin içerdiği dalga boyu aralığı $\Delta\lambda$ olsun. Benzer şekilde buna karşılık gelen frekans aralığı $\Delta\nu$ olsun. Sonlu bir $\Delta\nu$ bant genişliğinin varlığı, lazer demetindeki farklı frekansların sonunda



birbirleriyle olan faz uyumlarının bozulacağı anlamına gelir. Frekans farkı $\Delta\nu$ için iki salınımın bir tam döngüde faz uyumlarının bozulması için gereken süre $1/\Delta\nu$ olacaktır. Bu zaman miktarından sonra demette farklı frekans bileşimleri birbirleriyle yıkıcı bir şekilde girişim yaparlar ve demetteki “ahenk” kaybolur. Bu yüzden $\Delta\tau = 1/\Delta\nu$ demetin eş fazlılık süresi olarak adlandırılır. Bu sadece lazer ışığına sınırlı olmayan genel bir tanımdır fakat lazerlerde mümkün olan çok küçük $\Delta\nu$ değerleri sayesinde lazer ışığının eş fazlılık süresi sıra dışı bir uzunlukta olmaktadır. Örneğin, $\Delta\nu \approx 1$ MHz olan “geniş bant”lı bir lazerin bile eş fazlılık süresi $\Delta\tau \approx 1\mu s$ 'dir. Bu değer birçok tipik atomik floresans ömründen (nano saniyeler mertebesinde) çok daha uzundur. Güneş ışığı nerdeyse merkez ışıma frekansı (sarı ışık için $\nu \approx 5 \times 10^{14}$ Hz) büyüklüğünde bir $\Delta\nu$ bant genişliğine sahiptir. Böylece güneş ışığı için eş fazlılık süresi $\Delta\tau \approx 2 \times 10^{-15}$ saniyedir. Bu değer o kadar küçüktür ki filtrelenmemiş güneş ışığı zamansal olarak eş fazlı sayılamaz.

b) Eş Fazlılık Mesafesi

Işık hızı çok büyük olduğundan ışık demeti çok küçük bir eş fazlılık süresinde bile oldukça büyük bir mesafe kat edebilir. Örneğin, $\Delta\tau = 1\mu s$ 'de ışık $\Delta z = (3 \times 10^8 \text{ m/s}) \times (1\mu s) = 300$ metrelik mesafe alır. $\Delta z = c\Delta\tau$ mesafesi demetin eş fazlılık mesafesi olarak adlandırılır. Sadece aynı demete ait, optik yol farkları Δz 'den küçük olan demet parçaları birbirleriyle yapıcı bir biçimde girişimde bulunabilir. Şekil 2.13'te $2L < c\Delta\tau = \Delta z$ şartı sağlanmazsa film üzerinde herhangi bir girişim saçığı kaydedilemeyecektir [Milonni and Eberly, 1988].



Şekil 2.13 Kaydedici film üzerinde oluşan girişim saçıklarının gösterildiği iki demetli interferometre düzeneği [Milonni and Eberly, 1988].

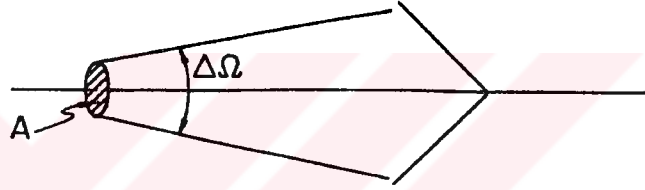
2.5.4 Parlaklık

Lazer ışığının en önemli özelliği diğer ışık kaynaklarından daha yüksek parlaklığa sahip olmalarıdır. Parlaklık, birim uzay açısı ve birim alan başına yayımlanan güç olarak tanımlanmaktadır (bazen “spektral parlaklık” terimi, yani birim dalga boyu aralığı başına parlaklık, $Wm^{-2}sr^{-1}\Delta\lambda^{-1}$, kullanılır). İlgili uzay açısı

demetin içine dağıldığı koni ile tanımlanır. Böylece, lazerler mükemmel yönlenmiş demetlerde yüksek seviyeli güçler üretebildiklerinden oldukça parlak kaynakları temsil ederler.

Parlaklık fazlalık modların varlığından da etkilenir, lazerin gücü artırıldığında modların sayısı da artar fakat parlaklık hemen hemen sabit kalır. Parlaklıkların tipik değerleri şunlardır: bir He-Ne lazeri için $10^{10} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$, bir Q-anahtarlı yakut lazeri için $10^{16} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ve Nd:cam lazeri için bir yükselticiyle beraber $10^{21} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ 'dir. Karşılaştırma için güneş ışığının parlaklığı olarak $1.3 \times 10^6 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ değeri alınabilir.

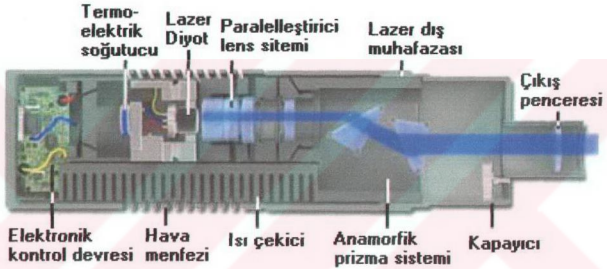
Yüksek dereceli parlaklık, yüksek gücün hedefe birim alan başına dağıtılması için oldukça önemlidir. Bu, aynı zamanda demetin odaklandığı dairesel parlak noktanın boyutuna da bağlıdır [Wilson and Hawkes, 1998].



Şekil 2.14 Parlaklığın kaynak alanı ve ışıma uzay açısının geometrik gösterilimi.

3. LAZER DİYOTLAR ve UYGULAMALARI

Optik mikroskopi ve değişik uygulamalarda kullanılmak üzere yeterli çıkış gücüne sahip yarı-iletken lazer diyotlar günümüzde birçok üretici tarafından üretilmektedir. Bu diyotların genelde kızılötesi bölgede çalışanları yapılmakla birlikte çeşitli görünür bölge dalga boylarında çalışan yeni lazer diyotlar hızla geliştirilmektedir. Işık demeti şeklinin ve kararlılığının iyileştirildiği optik sistemlerle bütünleştirilen lazer diyotlar birçok uygulamada helyum-neon lazerlerin rakibi ve alternatifi olmaya başlamışlardır. Şekil 3.1’de lazer diyotun kullanıldığı bir optik sistem ana hatlarıyla gösterilmektedir.



Şekil 3.1 Lazer diyotun kullanıldığı bir optik sistemin yapısı [www.olympusmicro.com].

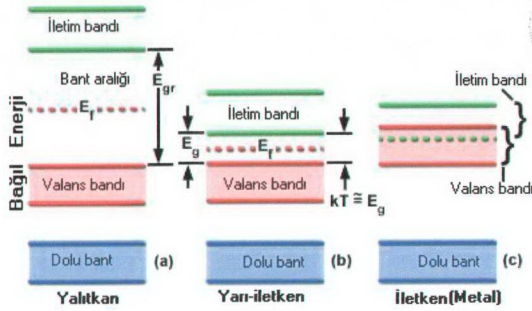
3.1 Lazer Diyotun Yarı-iletken Yapısı

Lazer diyotlar özelleşmiş tipte bir yarı-iletken eklemden yararlanılarak üretilmektedirler ve bu nedenle diğer yarı-iletken ve katı hal malzemelerde bulunan avantajların ve karakteristik özelliklerin çoğuna sahiptirler. Her ne kadar bu lazerlerin çalışması katı bir yarı-iletken ortamda meydana gelen elektronik işlemlere dayalı olsa da lazer eyleminin temel prensipleri diğer (yarı-iletken olmayan) lazer sistemlerinde olduğundan farklı değildir. Bütün lazerlerde, enerji geçişlerinin lazer ışığını oluşturacak ortamdaki elektronlar arasında gerçekleşmesi gerekir ve bu geçişlerin bazılarının foton yayılmasını (optik geçişler olarak kategorize edilir) içermesi gerekir. Bu geçişlerin kuvvetlendirilmiş ışık yayılması ile sonuçlanması için uyarılmış ışıma işleminin kendiliğinden ışıma ve soğurulmaya göre baskın olması gerekmektedir. Bu istenen durum aktif ortamda nüfus tersinmesi diye bilinen bir koşulla sağlanmaktadır. Nüfus tersinmesi, üst enerji seviyesindeki elektronların

nüfusunun alt enerji seviyesindeki elektronların nüfusuna göre artırıldığı bir işlemdir.

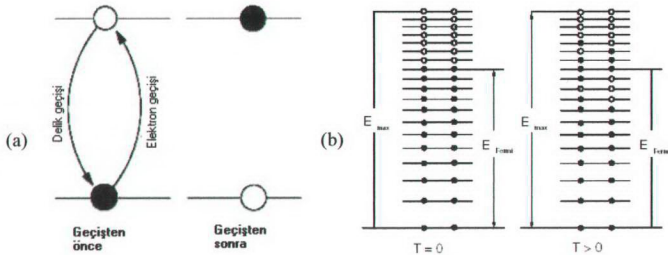
Tipik olarak bir gazın veya gaz karışımının aktif lazer ortamı olarak kullanıldığı yarı-iletken olmayan lazerlerde, gerekli nüfus tersinmesini oluşturmak üzere elektron enerji seviyesi geçişleri her atom veya molekülün kendi nüfusları içerisinde gerçekleşir. Yarı-iletken maddelerin kullanıldığı lazer diyetolarda, doğru çalışan bir lazer üretebilmek için kristal katı yapıdaki elektronların akışı belirli ve tahmin edilebilir bir biçimde gerçekleşmelidir. Tek başına kristal bir yarı-iletken birçok bakımdan büyük genişlemiş bir molekül gibi davranır , elektronik ve titreşimsel hareketleri kuantum teorisi ile tahmin edilen ayrık enerji seviyelerinde oluşur. Gaz halindeki bir lazer ortamında bulunan ayrı atom veya moleküllerin enerji seviyeleri çok büyük aralıklarla değişim gösterebilir. Öte yandan kristal bir katıda çok büyük sayıda elektron seviyeleri, birbirlerinden enerji veya kuantum sayısı bakımından çok az farklılık gösterecek şekilde yer alırlar.

Genelde ayrı seviyelerin enerjileri neredeyse sürekli enerji bantları şeklinde gruplanma eğilimindedirler, bunların en düşüğü kristal atomlarının iç elektronlarından oluşan tamamen dolu banttır. Bu sıkıca bağlı elektronlar katıyı oluşturan atomlar arasındaki bağlarda yer almazlar. Bunun yerine bağlama görevi valans bandında bulunan elektronlar tarafından üstlenilmiştir. Valans bandı, katının atomları arasında biraz sınırlandırılmış bağlar oluşturmak üzere çiftler halinde etkileşen daha yüksek enerji seviyelerindeki elektronlardan oluşur. Katı halde de bulunan ve iletim bandı olarak adlandırılan diğer bir bant daha yüksek enerji seviyelerinde yer alır. İletim bandı elektronları, ayrı atomlar veya moleküllerde uyarılmış bir seviyeye çıkarılan elektronlarla enerji bakımından benzerlik gösterirler ve bunlar katı içerisinde hareket etmek açısından yüksek bir serbestlik derecesine sahiptirler. Valans bandı ile iletim bandı arasındaki enerji farkı belirli bir madde için bant aralığı olarak tanımlanır. Yalıtkan, yarı-iletken ve iletkenleri kapsayan değişik türde maddelerin bantlarının enerji ilişkileri Şekil 3.2’de gösterilmiştir. Bant aralığı enerjisi $E(g)$ değişkeniyle gösterilmekte, kT termal uyarım enerjisi ve $E(f)$ Fermi enerjisidir.



Şekil 3.2 Maddelerde enerji bant aralıkları.

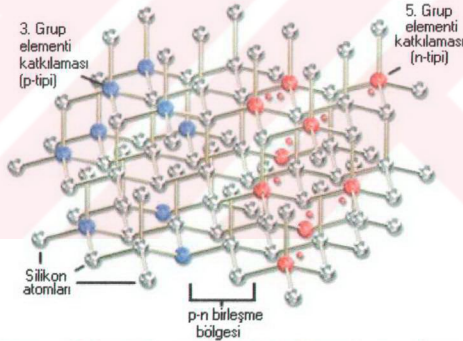
Bant aralığının büyüklüğü, yarı-iletkenlerde elektron iletiminin doğasını anlamak açısından çok önemlidir. Bir katının elektriği iletebilmesi için direnci, elektronların maddenin bütün kütlesi boyunca daha serbest hareket etmesini sağlayacak kadar düşük olmalıdır. Yalıtkanlarda valans bandı tamamen doludur ve bir elektronun atomdan atoma hareket edebilmesinin tek yolu valans bandındaki bir elektronun iletim bandına geçirilmesidir ve bu çok büyük bir enerji harcamayı gerektirir. Bu durum yalıtkanların elektrik akışına yüksek direnç göstermeleri ile uyumludur. İletkenlerin, birçok sıradan metaller gibi, valans ve iletim bantları enerji bakımından kısmi olarak örtüşmektedir, öyle ki valans bandındaki elektronların bir kısmı aslında iletim bandında yer alırlar (Bkz. Şekil 3.2). Bu maddeler için bant aralığı sıfır sayılır ve bazı valans elektronlarının iletim bandına serbestçe hareket etmesiyle valans bandında boşluk veya delikler oluşur. Elektronlar çok az enerji girdisiyle komşu atomların bantlarındaki deliklerin yerine hareket ederler ve delikler de serbestçe karşı yönde hareket ederler (Bkz. Şekil 3.3). Katı boyunca elektron ve deliklerin bu hareketleri akımın taşınma mekanizmasıdır.



Şekil 3.3 (a) Elektron ve delik geçişleri, (b) Bir enerji bandındaki elektron ve deliklerin dağılımı.

Yarı-iletkenlerin elektriksel dirençleri yalıtkanlarla iletkenlerin dirençlerinin arasındaki değerlerdedir çünkü bu maddeler küçük ve sonlu bant aralıklarına sahiptirler. Normal termal titreşim az miktarda elektronu iletim bandına geçirmeye yeterlidir ve sıcaklığı artırmakla direnç azaltılabilir. Birçok yarı-iletken cihaz, bir gerilim uygulandığında akımın akması için gerekli olan dengedeki elektron nüfusu dağılımındaki değişimi oluşturacak şekilde tasarlanırlar.

Katı yapısındaki her atomun elektronlarını dört komşu atomla tetrahedral simetri içinde paylaştığı silikon en basit ve en yaygın kullanılan yarı-iletkenidir. Lazer diyot uygulamalarında kullanılan maddelerin çoğu galyum arsenit, indiyum fosfit ve indiyum arsenit gibi 3. ve 5. grup elementlerinden oluşan bileşikler olmasına rağmen yarı-iletkenlerin çeşitli özelliklerini açıklamada en çok silikon kullanılır. Bant yerleşim düzeni bütün yarı-iletkenler için benzer olsa da belirli sıcaklık koşullarında bantlardaki elektron dağılımı ve bant aralıkları açısından aralarında büyük farklılıklar bulunmaktadır.

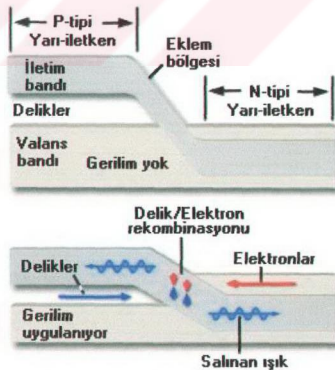


Şekil 3.4 Silikon yarı-iletken kafes yapısındaki katkılama [www.olympusmicro.com].

Saf silikon, lazer diyot gibi malzemeler için pratikte uygulanabilir olan çevresel şartlarda yeterli sayıda yük taşıyıcısına sahip değildir. Bununla birlikte, diğer yarı-iletken maddelerde de olduğu gibi, katkılama olarak bilinen ve sentez esnasında kristal kafes yapıya değişen miktarlarda yabancı madde katkısının yapıldığı bir işlemle silikonun özellikleri değiştirilebilir. Şekil 3.4'teki silikon kafes göz önüne alındığında yapıya az miktarda 3. grup elementi katkıldığında, saf silikondaki normal elektron paylaşım düzeni ile karşılaştırıldığında kristal kafes

yapıda elektron eksikliği veya elektron boşluğu meydana gelir. Buna karşın, 5. grup elementi yapıya katıldığında kafesin paylaşılan bir üyesi olmayan elektron fazlalığı oluşur ve böylece bu elektronlar yapı içerisinde hareket edebilir. Bu şekilde katılan yarı-iletkenler elektron fazlalığına sahiplerse n-tipi yarı-iletken, delik fazlalığına sahiplerse p-tipi yarı-iletken olarak adlandırılırlar.

n-tipi ve p-tipi yarı-iletken maddelerin birleşme bölgelerinde, lazer diyotu da kapsayan bütün yarı-iletken cihazların temelini oluşturan bir takım sıradışı elektronik koşullar mevcuttur. Bu iki tip yarı-iletken madde sıkı bir şekilde birleştirildiğinde , enerji seviyelerinin dengedeki dağılımından herhangi bir kayma olması p-n ekleminden akım akmasına neden olur (Bkz. Şekil 3.5). Yarı-iletken malzemelerde, eklem uygulanan gerilim eklem karşılıklı taraflarındaki Fermi seviyesinde bir kaymaya neden olur (istatistiksel elektron nüfusu dağılımından sapma) ve elektronlar p-tipi bölgeye doğru hareket ederken delikler aynı anda n-tipi bölgeye doğru akarlar. Bazı durumlarda sistem kendiliğinden ışıma işlemiyle bir foton yayarak dengedeki elektron dağılımına dönebilir. Maddenin bant aralığı salınan fotonun enerjisini belirler. P-N eklemdeki elektron ve deliklerin tekrar birleşmesi (recombination) sonucunda ışığın yayılması, lazer diyotun çalışmasıyla doğrudan ilgili olan ışık yayan diyotun (LED) çalışmasındaki temel mekanizmadır [Singh, 1995]. Şekil 3.5'te tipik bir p-n yarı-iletken eklem bant yapısı gösterilmektedir.



Şekil 3.5 Bir p-n eklemde bant yapısı [www.olympusmicro.com].



Önceden belirtildiği üzere, nüfus tersinmesi üretmek için bir maddedeki elektron geçişleri artırılabilirse uyarılmış ışıma olasılığı istatistiksel olarak artar ve bu da net bir ışık kuvvetlenmesiyle sonuçlanır. Tipik bir lazerde üretilen ışık aktif ortamla sınırlanmıştır ve lazer kavitesinden dışarı çıkan ışığın kazancını artırmak üzere ortam içerisinde çoklu yansımalar üretmek için karşılıklı aynalar kullanılır. Aynalardan biri ışığın tamamını kavite içine geri yansıtacak şekilde tasarlanmıştır diğeri ise kuvvetlendirilmiş ışığın bir kısmını çıkış ışığı olarak geçirme özelliğine sahiptir. Bu basit tasarım lazerin çalışmasının temelini oluşturur.

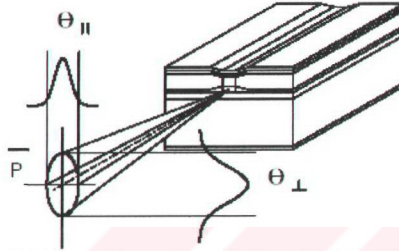
p-tipi ve n-tipi yarı-iletkenler arasındaki eklem bölgesinde, eklem yeterli elektrik enerjisi uygulanırsa elektron ve deliklerin enerji seviyelerinde bir nüfus tersinmesi yaratılabilir. Nüfus tersinmesinden kaynaklanan uyarılmış ışımanın baskınlaşmasıyla lazerin oluşması için geriye kalan tek koşul, yayılımın özellikle eklem sınırları boyunca yönlenebilir ve yarı-iletken maddeden çıkmadan önce kuvvetlendirme ve kazanç işlemlerinden geçmesi için yayılımı sınırlandırmaktır. Lazer diyotlarda yayılan ışığın optik kaviteye sınırlandırılması, genellikle lazer kristalinin karşılıklı kenarlarına yansıtılmalı kaplamalar uygulanarak başatılır. Bunun yanında bazı durumlarda bu basit önleme de gerek duyulmaz. Çünkü birçok yarı-iletken maddenin kırılma indisi havanın kırılma indisinden oldukça fazladır ve birçok lazer malzemesinde lazer eylemini sürdürmek ve yayılımı sınırlandırmak için kristalin sınırlarında yeterli iç yansıma meydana gelir [Davis, 1996].

3.2 Lazer Diyot Işığının Özellikleri

Birçok avantajlarının olmasına rağmen lazer diyotların çıkış ışığının bazı özellikleri belli uygulamalar için uygun olmayabilir, bu özelliklerin ek optik elemanlarla veya başka mekanizmalar yardımıyla düzeltilmesi gerekir. Çoğu lazer diyotun çıkışı geleneksel lazer sistemlerindeki TEM₀₀ moduna eşdeğer tek bir enine moddan oluşur. Işık şiddetinin enine doğrultudaki profili, optik mikroskopideki birçok lazer uygulamasında arzu edildiği üzere Gauss dağılımı gibidir. Öte yandan tipik bir lazer diyottan çıkan ışık oldukça eliptiktir ve ışığın dağılması simetrik bir Gaussyen ışığın dağılmasından önemli ölçüde farklılık gösterir. Şekil 3.6'da aktif tabakanın çıkış yüzeyinden yayılan ışığın eliptikliği görülmektedir. Işığın asimetrikliğinin nedeni, tipik bir eklem kalınlığı sadece 0.1 mikron civarlarındayken genişliğinin 5 mikron veya daha fazla olabilesidir. Bunun bir

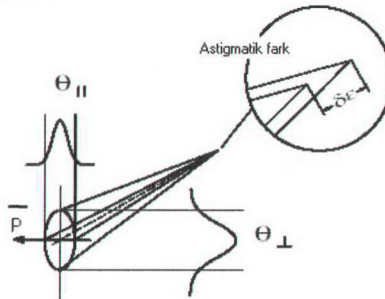


sonucu olarak, eklem tabakasına paralel olan düzlemdeki dağılıma bu tabakaya dik olan doğrultudaki dağılımdan 5-6 kat daha azdır. Paralleleştirilmiş ışık bu iki doğrultuda farklı uzaklıkta dağılıma gösterecektir. Işığın bu asimetrikliği özel bir uygulama için önemliyse, çıkış ışığının kısa eksenini genişletme görevini yapan anamorfik prizmalar gibi bir takım özel optik sistemler yardımıyla düzeltilebilir.



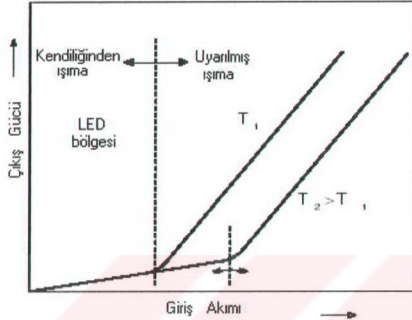
Şekil 3.6 Lazer diyot ışığının eliptik profili [Luhs, 2003].

Işık demeti astigmatizmi özellikle kazanç kılavuzlu tasarımlarda lazer diyotların potansiyel dezavantajlarından biridir. Işık demetinin boyutu, eklemme dik olan düzlemden farklılık gösteren eklem düzlemindeki özelliklerle belirlendiğinden bu iki ortogonal doğrultudan bakıldığında ışık farklı noktalardan çıkıyormuş gibi gözüktür (Bkz. Şekil 3.7). İndeks kılavuzlu tasarımlarda astigmatizm önemli ölçüde azaltılmıştır fakat ticari lazer diyotlar tipik olarak 5 mikron kadar düzeltilmemiş astigmatizm sergilerler. Astigmatizmi düzeltmek için en kolay yöntem silindirik bir lensin kullanılmasıdır. Bununla birlikte, sapmanın tamamen giderilmesi gerekiyorsa lazer sistemine ayarlanabilir yardımcı lens parçaları eklenmelidir. Bu parçalar eksenlere güç eklemek veya eksenlerden güç eksiltmek için gerekli pozitif veya negatif lenslerden ibarettir.



Şekil 3.7 Astigmatik fark δc .

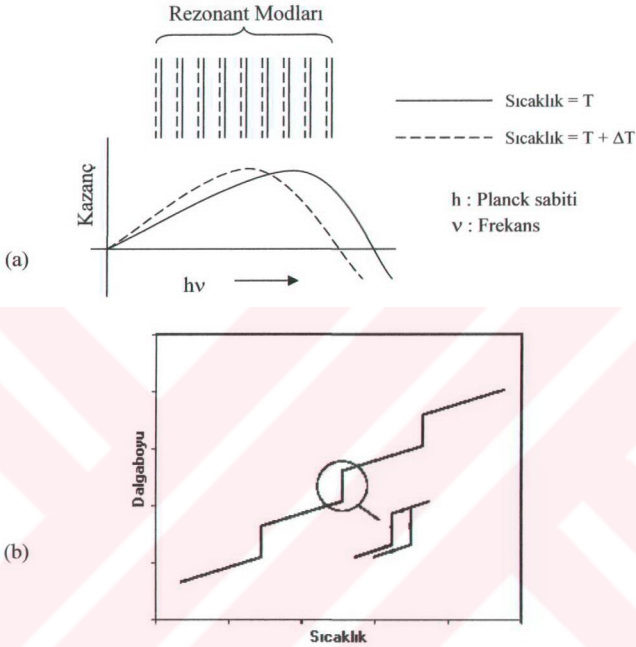
Lazer diyot ışığında kendiliğinden ışıma belli bir oranda bulunduğundan bu ışık aynı zamanda dikey doğrultuda yayılan bileşen içerir. $P_{\perp} / P_{\parallel}$, polarizasyon oranı çıkış gücüne bağlıdır çünkü yüksek çıkış güçleri için kendiliğinden ışımanın uyarılmış ışımaya oranı değişmektedir (Bkz. Şekil 3.8).



Şekil 3.8 Lazer diyot çıkış ışığı gücünün giriş akımına göre değişimi grafiği.

Lazer diyotun diğer bir özelliği, dalga boyunun sıcaklığa ve giriş akımına bağlı olmasıdır. İyi belirlenmiş bir dalga boyuna ihtiyaç duyuluyorsa sıcaklık ve giriş akımı dalga boyunu sabit tutacak şekilde ayarlanmalıdır. Sıcaklığı değiştirerek lazer ışımasının dalga boyunu değiştirmek mümkündür. Dalga boyu sıcaklığın artmasıyla artar (Bkz. Şekil 3.9). Bunun iki etkeni vardır. Sıcaklığın artmasıyla yarı-iletken bant aralığının değişmesi kazanç spektrumunun bütünüyle daha düşük enerjilere kaymasına neden olur. Birçok yarı-iletken bant aralığının sıcaklıkla değişimi -0.5 meV/K civarındadır. Bu değişim başka etkenler yoksa kazanç spektrumunun yaklaşık $3-4 \text{ \AA/K}$ 'lik değişimine neden olur. Bununla birlikte lazer diyotun ışıması sadece kazanç spektrumunun konumuna bağlı değildir, aynı zamanda kazanç pikine en yakın moda da bağlıdır. Bu durum bizi ikinci bir etkene götürmektedir. Sıcaklığın değişmesiyle lazer kavitesinin ısıl genişmesi ve kırılma indisindeki değişim rezonant modlarının konumunu değiştirir. Etkin kavite uzunluğu sıcaklık etkisiyle arttığında kendisi de zaten sıcaklıkla kaymaya uğrayan kazanç spektrumuna göre ışıma modlarında kayma olacaktır. Belli bir sıcaklığın ötesinde bulunan mod artık rezonatöre uymaz ve yeni şartlara uygun başka bir mod ışımaya başlar. Çok kısa rezonatör için (tipik olarak $300\mu\text{m}$) iki mod arasındaki uzaklık çok büyük olduğundan sıçrama yaklaşık 0.3 nanometre kadardır. Sıcaklığı düşürmek lazer ışımasının sıçramasını önceki dalga boyuna döndürür. Bundan sonra lazerin atlama

modunda olmaması gerekir. Bu yüzden lazer diyotun bu ayarlanabilme özelliğinden faydalanarak yapılacak uygulamalar, karakteristik grafiğın atlamasız aralığında gerçekleştirilmelidir [Luhs, 2003].



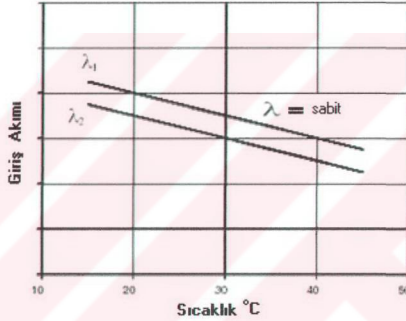
Şekil 3.9 (a) Sıcaklığın artmasıyla rezonant modlarında ve kazanç spektrumunda oluşan kayma, (b) Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak lazer diyot ışımasının dalga boyu.

Giriş akımının değişiminde ve bunun sonucu olarak lazer çıkış gücünün değişiminde buna benzer bir durum gözlenir. Burada dalga boyundaki değişimin temel nedeni, aktif bölgedeki yük yoğunluğunun artması etkisiyle kırılma indisindeki artıştır. Daha yüksek bir çıkış gücü aktif bölgenin sıcaklığının artmasına neden olur. Bir yarı-iletken için akım ve çıkış gücünün sıcaklığa önemli ölçüde bağlı olması tipik bir özelliktir. Lazer diyot ışığının dalga boyu, sıcaklık (T) ve giriş akımına (I) şu şekilde bağlıdır [Luhs, 2003]:

$$\lambda(T, I) = \lambda(T_0, I_0) + \alpha_T (T - T_0) + \alpha_I (I - I_0) + \alpha_T^2 (T - T_0)^2 + \alpha_I^2 (I - I_0)^2 + \dots + \alpha_T^n (T - T_0)^n + \alpha_I^n (I - I_0)^n \quad (3.1)$$

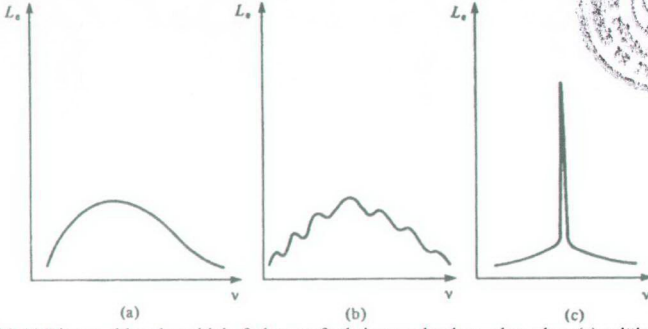
Burada $\lambda(T_0, I_0)$ T_0 sıcaklığı ve I_0 akımı için bilinen bir dalga boyu değeridir. Genellikle sadece lineer terimleri göz önünde bulundurmak yeterlidir. $\delta\lambda / \lambda < 10^{-6}$ kadar bir doğruluğu elde etmek için ikinci derece terimler de dikkate alınmalıdır. Bu denklem atlamasız bir aralık için geçerlidir. $\lambda(T, I) = \text{sabit} = \lambda_c$ koşulu ile şu denklem elde edilir:

$$I = \frac{(\lambda_c - \lambda_0)}{\alpha_I} - \frac{\alpha_T}{\alpha_I} (T - T_0) \quad (3.2)$$



Şekil 3.10 Sabit dalga boyunda sıcaklığın bir fonksiyonu olarak giriş akımı.

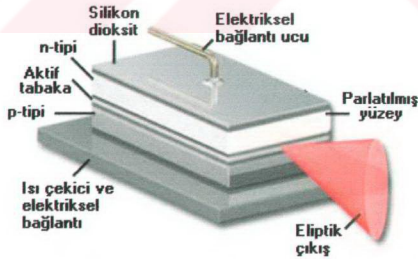
Klasik lazerlerle karşılaştırıldığında lazer diyet ışığı dikkate değer yüksek bir oranda uyumlu olmayan “LED” ışıması içerir. Lazer ışığı yayma için gerekli eşik akımının altındaki akımlarda kendiliğinden ışıma baskındır. Lazer eşığının üstündeki akımlarda çıkış gücündeki önemli artıştan uyarılmış ışıma sorumludur. Eşik akımı, başlangıç ve lazer çalışma modunun ekstrapole edilmiş karakteristik doğrularının kesişim noktası ile belirlenebilir. Karakteristik doğrunun eşik bölgesinde yuvarlanması kendiliğinden ışımanın sonucudur. Kendiliğinden ışıma aynı zamanda eşik bölgesi yakınında birçok modun salınım yapmasının nedenidir. Daha yüksek akımlarda mod spektrumu daha belirgin bir duruma gelir.



Şekil 3.11 Bir p-n eklem lazeri için frekansın fonksiyonu olarak yayılan çıkış; (a) eşik altında (kendiliğinden ışıma), (b) eşikteki lazer modları ve (c) baskın lazer modunun eşik üzerinde olması durumu (frekans ölçekleri (a) → (c) şeklinde sıkıştırılmıştır) [Wilson and Hawkes, 1998].

3.3 Lazer Diyot Tasarımları

Lazer diyotu çevreleyen teknoloji ilerledikçe bu cihazların verimleri, spektral karakteristikleri ve çalışma ömürlerinde çok önemli gelişmeler olmuştur. Bu lazerleri tasarlamak temel hedef, küçük eklemde çıkan ışık demetindeki aşırı dağılmadan kaynaklanan iç yayılım kayıplarını engellemektir. Işık demetini sınırlamak için kullanılan çeşitli tekniklerle sadece lazerin verimi ve çıkış gücü büyütülmekle kalmaz aynı zamanda ışık demetinin diğer belli özelliklerine istenen şekilde etki edilir.



Şekil 3.12 Yarı-iletken lazer diyotun iç yapısı [www.olympusmicro.com].

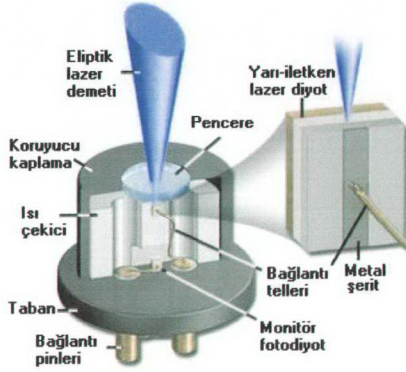
Özelleşmiş bir hetero-eklem (iki farklı madde arasında oluşturulan eklem) uygulanması, lazer ışığını sınırlamak için yarı-iletken eklemde doğal özelliklerinden faydalanılan mekanizmalardan biridir [Davis, 1996]. Lazer diyotlarda kullanılan en yaygın hetero-eklem galyum arsenit ile galyum alüminyum arsenit arasında



oluşturulur. Bu tasarım üzerine kurulu lazer çalışmasındaki gelişmeler, farklı maddeler arasındaki bant aralığı farkının elektron veya delikleri eklem bölgesine sınırlandırması (optik kazancın artması) gerçeğinden kaynaklanır. Hetero-eklemdeki kırılma indisi süreksizliklerinden dolayı yayılan ışık da çoğunlukla eklem bölgesine sınırlanmıştır. Çift hetero-eklem, hem yük taşıyıcılarının hem de fotonların aktif bölgeye sınırlandırılmasından yararlanan bir diğer gelişmedir ve verimde çok önemli iyileştirmeler sağlamıştır.

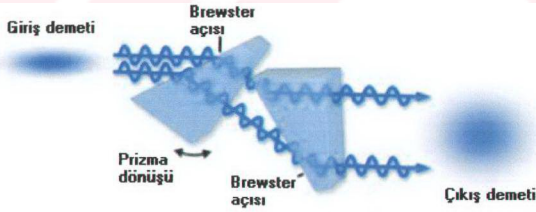
Her ne kadar eklem özellikleri ve konfigürasyonu lazer diyot ışığını eklem düzlemine sınırlamak üzere uyarlanabilse de ışığı daha fazla sınırlayabilmek için genellikle yonga geometrisinde değişiklikler yapılır. Yüksek güç eldesi veya bant genişliği ayarlama gibi belirli işlemsel hedefleri başarmak için diyot mimarisinde birçok varyasyonlar uygulanır, fakat bunlardan ışığın dağılmasını kontrol için kullanılan iki temel mekanizma kazanç kılavuzlanması ve indeks kılavuzlanmasıdır [Singh, 1995]. En eski lazer diyotlardan beri kullanılagelen kazanç kılavuzlu tasarımda fotonlar eklemde oluşan en büyük yük taşıyıcıları akısının yakınlığında yoğunlaştırılırlar. Oluşturulan bu akı, yonga yüzeyi üzerindeki metal elektrot şeridin şekliyle belirlenir. İndeks kılavuzlu tasarım, çöktürme işlemi esnasında yonga içinde oluşturulan dalga kılavuzu oluşuna dayanmaktadır. Aktif eklemle bitişik olan bu oluk, lazer ışınmasını dört yanından kırılma indisi süreksizlikleri tarafından sınırlayan bir geometri oluşturur. İndeks kılavuzlu tasarım, birçok uygulama için istenmeyen bir lazer diyot özelliği olan çıkış ışığı astigmatizmini azaltarak ek bir avantaj sağlar.

Düşük güçlü lazer diyotlar tipik olarak, güç kontrolü geribeslemesi şeklinde davranarak lazer çıkışını belirlemek için kullanılan bir fotodiyot içeren bir paket içinde üretilirler. Buna ek olarak, genellikle düzlemsel cam pencere entegre paketin çıkış ucunu örter (Bkz. Şekil 3.13). Optimum performansa ulaşmak için ışık demeti düzenleyici optiklerin tasarımında bu pencereden kaynaklanan küresel sapmalar düzeltilmelidir.



Şekil 3.13 Lazer diyot anatomisi [www.olympusmicro.com].

Lazer diyot ışığının dağılma özelliği, yüksek nümerik açıklığa sahip paralelleştirici lensler kullanılarak düzeltilebilir. Bu lens sisteminin ilk elemanı paketin çıkış ucundaki cam pencereden kaynaklanan sapmaları yok edecek şekilde tasarlanabilir. Ticari olarak hazırda bulunan lazer diyot sistemleri genellikle lazer diyot ile ışık demeti düzeltici optikleri önceden hizalanmış bir paket içinde birleştirmektedirler. Bu tasarımlarda, ışık demeti paralelleştirici lens sisteminin ardına yerleştirilen bir silindirik lens yardımıyla ışık demeti astigmatizmi düzeltilebilir, yani ışık demetinin görünen orijin noktasının her iki ortogonal düzlem için aynı olması sağlanabilir.



Şekil 3.14 Anamorfik genişletme prizmalarının yerleşim düzeni.

Işık demetini paralelleştirdikten sonra uzak alan dağılmasını azaltmak için eliptik kesit, bir boyutta genişletmeyle çembersel kesite dönüştürülmelidir. Şekil 3.14'te gösterildiği gibi bir anamorfik prizma çiftiyle bu genişletme başanılır. İki özdeş prizmanın gelen ışıkla belli bir açı (yaklaşık Brewster açısı) yapacak şekilde

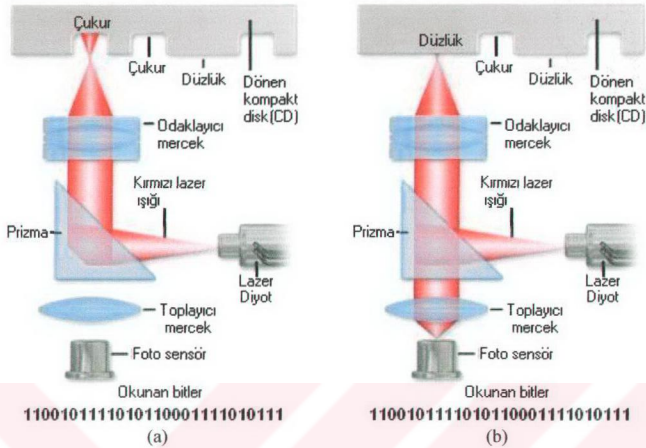
yerleştirilmesiyle ışık yanal olarak ufak bir kayma ile bir doğrultuda genişletilmiş olur. Bu genişlemenin büyüklüğü iki prizma arasındaki açı ile belirlenir. Bir lazer diyot sisteminin optimum performansı için hizalama toleransları çok küçük, genellikle mikron mertebelerinde, olmalıdır. Gerekli hizalamaları yapmak ve lazer sisteminin performansını kanıtlamak için tek güvenilir yöntem interferometridir. Bu nedenle ticari lazer diyot sistemlerinin çoğunda lazer bileşenleri, hizalamayı muhafaza eden ve optik parçaları tozdan koruyan katı bir paket içinde entegre halde bulunurlar.

3.4 Lazer Diyot Uygulamaları

Çoğu lazer diyotlar, periyodik cetvelin 3. ve 5. grup elementlerinin oluşturduğu bileşiklerden oluşan kristaller üzerine kuruludur. Galyum arsenit ve türevlerinden üretilenler tipik olarak 660-900 nm arasındaki dalga boylarında ışık yayarlar, indiyum fosfit tabanlı bileşiklerden üretilenlerse 1300-1500 nm arasındaki dalga boylarında ışık yaymaktadırlar. Pazarda çoğunlukla düşük dalga boylu lazerler mevcut olmakla birlikte en yaygın uygulamaları, kompakt disk ses sistemleri ve yaz/oku cihazları gibi dijital optik işaretin saklanması ve geri elde edilmesi uygulamalarıdır. Daha uzun dalga boylu lazer diyotlar çoğunlukla telekomünikasyon alanında fiber optik ortamda veri iletimi için kullanılmaktadırlar. Lazer diyotlar girişlerindeki değişime çok hızlı cevap verirler ve telekomünikasyonda veri iletimi için çok önemli bir avantaj olan giriş akımındaki değişimlere doğrusal bir şekilde cevap verme özelliğine sahiptirler. Bir ışık kaynağının çok yüksek hızlarda modüle edilebilmesi çok sayıda işaretin tek bir optik fiber üzerinde taşınmasına olanak sağlar. Lazer diyotların diğer bazı uygulamaları şunlardır:

- katı hal lazer pompalaması
- medikal uygulamalar
- hava ortamında haberleşme
- yol gösterme işaretleri ve aydınlatma
- test ve ölçme uygulamaları
- malzeme işleme ve şekillendirme.

CD'nin çalışma prensibi:



Şekil 3.15 CD'nin okuma düzeneği. (a) Işığın çukurdan saçılması, (b) düzlükten geri yansıması.

Önceden kaydedilmiş kompakt disk (CD), üzerindeki çukur ve düzlüklerin oluşturduğu helisel yola çok iyi odaklanmış bir lazer diyot yardımıyla okunur. Lazer diyottan çıkan ışık bir prizma yardımıyla CD üzerindeki tek bir yörüngeye yöneltilir. Disk döndükçe ışık bir dizi çukur ve düzlükle karşılaşır. Düzlüğe denk geldiğinde ışık geri yansır ve lens sisteminden geçerek dedektöre gelir. Çukura denk geldiğinde ise saçılır ve dedektöre ışık gitmez. Disk, lazer diyotun okuduğu yörüngeyi bölgeyi nerde olursa olsun (diskin iç veya dış bölgesi) verinin okunma hızıyla disk dönme hızını aynı olacak şekilde ayarlayan bir sürücü sistem tarafından döndürülür. Bunun sonucu olarak dedektör disk merkezinden dışına doğru ilerledikçe disk dönme hızı azalır.

Lazer diyottan çıkan ışık, çukur ve düzlükler içeren yansıtıcı kaplamaya değmeden önce disk yüzeyindeki çok ince bir koruyucu polimer tabakadan geçmektedir. Disk döndükçe disk üzerindeki düzlüklerden yansıyan ışık foto sensöre gelerek burada bir dizi elektriksel darbe oluşturur ve bunlar bir zamanlama devresiyle koordine edilerek 0 ve 1'lerden oluşan bir bit akışı üretilir. Böylece disk üzerindeki bilginin ikili sistemdeki kodu elde edilmiş olur [micro.magnet.fsu.edu].

4. DİYOT POMPALI KATI HAL LAZERLER

Lazerin çalışmasının temel prensibi , katı, sıvı veya gaz halindeki bir aktif maddenin belirli bir pompalama işlemiyle uyarılması şeklinde özetlenebilir. Bir malzemenin aktif madde sayılabilmesinin ön şartı yeteri kadar kuvvetli pompalandığında enerji seviyelerinde nüfus tersinmesine neden olan uzun süreli uyarılmış durumu sağlamasıdır. Nüfus tersinmesi uyarılmış ışımaya (kazanç) neden olur. Bu uyarılmış ışıma özel tasarlanmış kavite aynaları yardımıyla ahenkli bir biçimde geri beslenebilir. Kavite, kazanç (soğrulma, saçılmadan vb. kaynaklanan) kayıpları aşacak şekilde tasarlanırsa ahenkli bir ışıma meydana gelir. Kavite aynalarından birinin bu ışımanın belli bir yüzdesini geçirecek şekilde kaplanmasıyla istenilen uygulamaya yöneltmek üzere bir çıkış demeti elde edilmiş olunur.

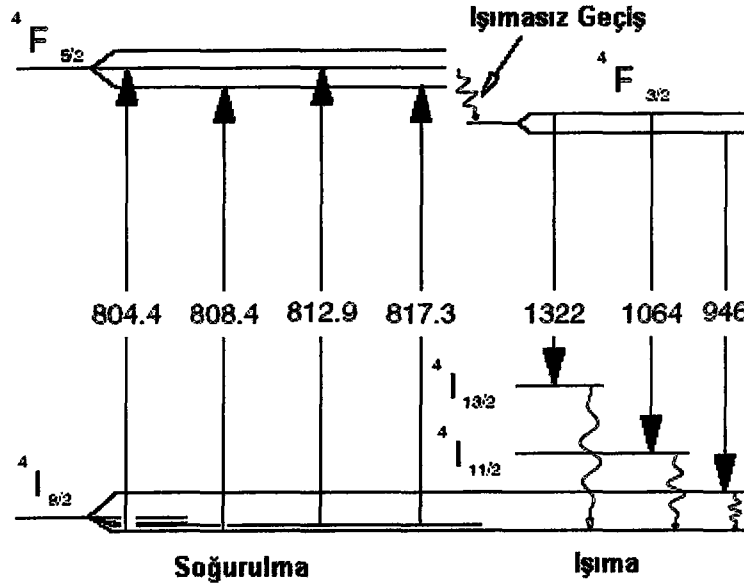
Katı hal malzemeler diğer aktif ortamlara göre önemli avantajlar sağlamaktadır. Bunlar çoğunlukla aktif iyonlarla katkılanmış kristaller veya camlardır ve gazlar veya sıvılarda olduğu gibi karmaşık kapsüllemeye ihtiyaç duyulmadan kolayca işleme konabilirler. Önemli değişimleri engellemeyerek kararlılıkta artış sağlarlar. Diğer önemli bir avantajları kuvvetli kazanç faktörüdür. Bunun nedeni, çok küçük (1 mm'den kısa) sistemlerin tasarımına olanak sağlayan çok yüksek yoğunluktaki aktif iyonların varlığıdır. Son olarak, lazer enerji seviyeleri genellikle kristal alanından çok iyi şekilde korunurlar. Bunun sonucu olarak seviyeler çok belirgindir ve ışımasız geçiş işlemi minimuma indirilmiş olunur.

4.1 Lazer Kristalleri

Aktif iyonların katkılандığı konak (üzerine katkılama yapılan) malzemeler iyi bir lazer kristali olarak nitelendirilebilmeleri için özellikle iyi optik, mekanik ve termal özelliklere sahip olmalıdırlar. Bu özelliklerden bazıları sertlik, ısı iletkenliği, kimyasal kirlenme, iç gerilme, kırıcılık indisinin homojenliği, saçılma kayıpları ve üretilebilirliktir. Sadece birkaç kristal bu özelliklerin tamamını bünyesinde barındırır. İlk katı hal lazerler, krom veya titanyum iyonlarıyla katkılanmış yakut ve safir gibi korindon tipi kristaller üzerine kuruluydu. Bu kristaller oldukça serttirler , çok yüksek ısı

iletkenliğe sahiptirler ve mükemmel bir optik kalitede üretilirler. Bunlar aynı zamanda eşi olmayan dalga boylarında ışıma yaparlar ki bu sayede halen birçok uygulamada kullanılmaktadırlar. Fakat yine de lazer verimliliği, nispeten düşük pompalama soğurulması kesiti ve küçük σ_{τ_f} çarpımı (uyarılmış ışıma kesiti ile ışıma ömrünün çarpımı) tarafından sınırlanmıştır. Diğer bazı kristal çeşitleri daha yüksek lazer verimliliği sağlarlar ve yüksek güçlü GaAlAs lazer diyotlarının ışıma spektrumlarına uyan soğurma bantlarına sahiptirler.

Bu kristaller, katı hal lazerlerde yaklaşık ideal aktive edici iyonlar olan nadir toprak elementleri ile katkılanabilirler. Bunlara neodmiyum, yitterbiyum, erbiyum, holmiyum ve tulyum örnek olarak verilebilir. Katkılama yitriyum (veya gadolinyum) iyonlarının kısmen bu elementlerle yer değiştirmesi anlamına gelmektedir. Bununla birlikte katkılanan maddenin boyutlarının yitriyumunkine mümkün olduğu kadar yakın olması önemlidir. Bunun nedeni, komşu iyonların daha kuvvetli bağlaşımı sonucu oluşan iç gerilmeyi ve ışıma ömrünün azalmasını önlemektir. Nd^{3+} 'un YAG içindeki enerji seviyesi diyagramı şekil 4.1'de gösterilmiştir. $^4F_{3/2}$ üst seviyesinin uzun süreli olması ve $^4I_{11/2}$ alt seviyesinden $^4I_{9/2}$ taban seviyesine olan ışımasız geçişin hızlı olmasından kaynaklanan çok verimli bir dört-seviyeli lazer düzenine sahiptir. Alt seviyenin taban seviyesi ile çakıştığı yarı üç-seviyeli bir lazer düzeni de sağlayabilmektedir. Nd^{3+} diğer konak kristaller için oldukça benzer enerji seviyesi diyagramına sahip olmakla birlikte kesit alanında, geçiş enerjisinde ve ışıma ömründeki küçük farklılıklar özel avantajlar sağlamaktadır. Örneğin Nd:YVO ve Nd:GVO daha büyük ışıma kesit alanına sahiptirler fakat sahip oldukları düşük ısı iletkenliği onları düşük güçlü uygulamalar için daha uygun kılmaktadır. Öte yandan Nd:YLF çok uzun ışıma ömrü avantajına sahiptir ve daha fazla pompalama enerjisi tutabilmeleri sayesinde darbeli (pulsed) lazerler için tercih edilir duruma gelmişlerdir. Diğer bir ilginç özellik de yarı üç-seviyeli sisteme ait 908 nm (σ -kutuplanmış) ve 903 nm (π -kutuplanmış) ışıma dalga boylarıdır. Bu dalga boyları diğer diyot pompalı katı hal lazerlerle üretilenlerden daha düşüktür.



Şekil 4.1 Dört seviyeli Nd:YAG lazerine ait enerji geçişleri [Luhs, 2003].

Son zamanlarda Yb katkılı kristaller özel ilgi konusu olmaya başlamışlardır. Örneğin Yb:YAG çok yüksek bir kuantum verimliliğine sahip olmakla ($0.94 \mu\text{m}$ 'lik pompalama dalga boyu ve $1.03 \mu\text{m}$ 'lik lazer dalga boyuna sahip) ısı yükünü azaltmakta ve eğitim etkinliğini artırmaktadır. 1 kW'a kadar lazer ışıması yapan yeni yüksek güçlü lazerler bu kristali kullanmaktadırlar. Bununla birlikte $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ ve $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$, Nd ve Yb katkılanması için çok ilgi çekmeye başlamışlardır. Üçüncü derece duyarlılıkları (susceptibility) çok büyüktür ve Raman aktif ortamı olmak için ümit vericidirler. Ayrıca pompalamayı soğurma kesit alanları ile uyarılmış ışıma kesit alanları oldukça büyüktür. Bunlar birçok ilginç lazer kristallerinden sadece bazılarıdır.

4.2 Kavite Optiğinin Temelleri

Doğru lazer düzeneğini uygulayabilmek için ilgili optik bilgisinin iyi anlaşılması gerekir. Bu bölümde Gaussien demetler, matris biçimselliği ve rezonatör teorisi hakkında kısa bir giriş sunulacaktır. Verilen teori lazer kavimleri ve optik parçaları simüle etmek için bir araç olarak kullanılabilir.

4.2.1 Gausyen Demetler

Gausyen demetler ‘boş uzayın öz fonksiyonlarıdır’ denilebilir. Daha net söylemek gerekirse onlar paraksiyal (optik eksene yakın) dalga denklemlerinin tam çözümleridir. Bunun geçerliliğini kontrol etmek için doğrudan Maxwell denklemlerinden kaynaklı elektromanyetik dalga denklemleriyle başlanmalıdır [Siegman, 1986].

$$\nabla^2 E(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (4.1)$$

Maxwell teorisi fizikteki en başarılı teorilerden biridir. Bu teori kırınım, girişim ve hatta lineer olmayan optik gibi ışığın maddeyle etkileşimlerine birçok bakımdan tam bir açıklama getirir. Dalga denkleminin çözümü, $E(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) \cdot e^{i(\omega t - kz)}$ biçiminde karakterize edilen düzlemsel dalgaların bir süperpozisyonu olmalıdır. Buradaki $k=2\pi/\lambda$ 'dır ve $\Psi(\vec{r})$ kırınım etkileriyle değişebilen kompleks skaler genliktir. Bu enine genliğin z uzaklığıyla yavaşça değiştiğini varsayarak indirgenmiş paraksiyal dalga denklemini şu şekilde yazabiliriz:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Psi(\vec{r}) - 2ik \frac{\partial}{\partial z} \Psi(\vec{r}) = 0 \quad (4.2)$$

Skaler genlik bir küresel dalga formundadır fakat eksene enine olan uzaklıkla düşüşü ifade etmek için kompleks kaynak koordinatlarıyla şu şekilde ifade edilir:

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{\tilde{q}(z)} \exp \left(ik \frac{x^2 + y^2}{2\tilde{q}(z)} \right) \quad (4.3)$$

Yukarıdaki eşitlikteki üstel ifadeyi gerçek ve sanal kısımlarına ayırabiliriz:

$$\frac{1}{\tilde{q}(z)} = \frac{1}{q_r(z)} - i \frac{1}{q_i(z)} \quad (4.4)$$

(4.4) eşitliği şu şekilde açılabilir:

$$\frac{1}{\tilde{q}(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)} \quad (4.5)$$

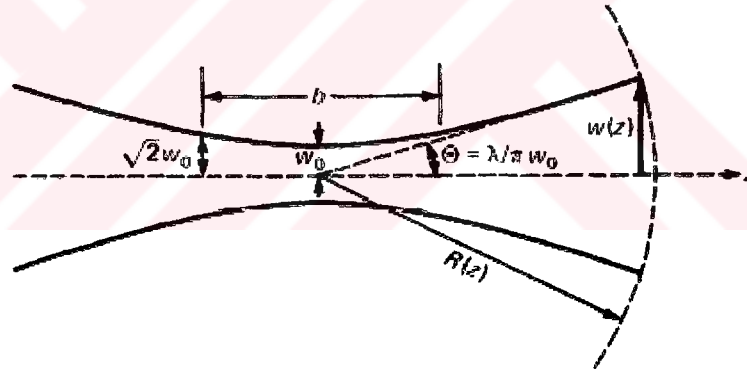
Bu denklemdeki $\tilde{q}(z)$ kompleks demet parametresi, dalga cephesi eğrisinin $R(z)$ yarıçapına ve demetin $\omega(z)$ yarıçapına bağlıdır ve bir demeti herhangi bir z koordinatında tam olarak karakterize eder.

Koordinat sisteminin başlangıç noktasını Gausyen demetin düzlemsel dalga cephesine sahip olduğu noktadan başlatmak faydalı olur. Bu noktada demet parametresi $\tilde{q}(0) = i \cdot \pi \omega_0^2 / \lambda = i \cdot z_R$ dir, burada $\omega(0) = \omega_0$ demet bel ve z_R Rayleigh menzili dir. $\tilde{q}(z) = \tilde{q}(0) + z$ yayılma kuralını dikkate alarak gerekli yer değiştirmeler yapılırsa:

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad \text{ve} \quad \omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (4.6)$$

elde edilir.

Kırınım limitli bir Gausyen demetin demet bel, $\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} (\omega(z) / z) = \lambda / (\pi \cdot \omega_0)$ uzak alan açısının tersiyle orantılıdır. Şekil 4.2'de Gausyen bir demetin yayılma şekli gösterilmektedir.



Şekil 4.2 Gausyen bir demetin yayılma şekli.

Bazen TEM_{00} modundaki bir demetin özelliklerini açıklamak için bir eş odaklılık parametresi tanımlanır.

$$b = \frac{2\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (4.7)$$

Burada b değeri, demet belinin her iki yanından $\omega = \sqrt{2}\omega_0$ eşitliğini sağlayan iki nokta arasındaki uzunluktur.

Bütün Gausyen demetlerin kırınım limitli olmadığını belirtmek gerekir. Herhangi bir demetin kırınım limitli bir demetin gerçek boyutlarından gösterdiği sapmaya M^2 -çarpanı denir ve şu şekilde tanımlanmıştır [Hall and Jackson, 1989]:

$$M^2 = \omega_0 \pi / \lambda \quad (4.8)$$

Paralleştirilmiş TEM₀₀ modundaki lazer demetleri genellikle 1.1 ile 1.7 arasında bir M^2 çarpanına sahiptirler. Kötü demet kalitesi küçük dalga cephesi bozukluklarından (optik sapsmalar, saçılma vb.) kaynaklanabilir fakat bunun ikinci bir açıklaması daha vardır. Bunun nedeni (4.2) denkleminin , aynı boş uzay paraksiyal dalga denkleminin sonsuz sayıdaki yüksek dereceli çözüm ailesi içindeki sadece en düşük dereceli çözüm olmasıdır. Bunlar Hermit-Gausyen fonksiyonlarının yapısındadırlar [Siegman, 1986]. Fakat onlardan bu tez çerçevesi içinde bahsedilmeyecektir çünkü bütün demetler kırınım limitli olmasalar bile en düşük dereceye sahiptirler.

4.2.2 Matris Yöntemleri

Basit optik elemanlar boyunca paraksiyal dalga denklemi farklı matematiksel olarak eşdeğer biçimlerde yazılabilir. Bu yaklaşımlardan biri matris biçimselliğidir [Siegman, 1986]. Matris biçimselliğinde optik parçanın $d(z)$ ışın uzaklığı ve $\varphi(z)$ optik eksen ile yapılan ışın açısı üzerindeki etkisi $\hat{M}$ transfer matrisi ile tanımlanır.

$$\hat{M} \cdot \begin{pmatrix} d \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d' \\ \varphi' \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Bazı önemli transfer matrisleri aşağıda verilmektedir. Daha karmaşık optik sistemler basit çarpma ile elde edilebilir:

- Boş uzayda s uzaklığında yayılım: $\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
- n ve n' kırıcılık indislerine sahip iki dielektrik ortam arasındaki geçiş: $\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n}{n'} \end{pmatrix}$
- Odak uzaklığı f olan mercek: $\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$
- R eğrisellik yarıçapına sahip küresel bir aynada yansıma: $\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix}$
- Eğrisel bir dielektrik arayüzden geçiş: $\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n'-n}{R} & 1 \end{pmatrix}$

Bu matrisler normal demet kırıcılığıyla sınırlıdır ve optik bozulmaları kapsamazlar. $\hat{M}$ transfer matrisine sahip bir optik parçanın $\tilde{q}$ kompleks demet parametresinin şu biçime dönüştüğü gösterilmiştir [Kogelnik and Li, 1966]:

$$\frac{\tilde{q}'}{n'} = \frac{A \cdot (\tilde{q}/n) + B}{C \cdot (\tilde{q}/n) + D} \quad (4.10)$$

Burada $n'\lambda' = n\lambda$ dır. Işın matrisleri Gausyen demetlere uygulandığı gibi geometrik optiğe de uygulanabilmektedir.

4.2.3 Rezonatör Teorisi

Lazer tasarımında çok ihtiyaç duyulan bir araç olan matris biçimselliği optik rezonatör hesaplamalarında kullanılabilir. Kararlı bir rezonatör bir döngü sonunda $\tilde{q} = \tilde{q}(z_1) = \tilde{q}(z_2)$ şeklinde de ifade edilen kompleks demet parametresini üretir. (4.10) denkleminde devam edecek olursak:

$$C\tilde{q}^2 - (D - A) \cdot \tilde{q} - B = 0 \quad (4.11)$$

Döngü matrisinin determinantı 1'e eşittir ve (4.11) eşitliğinin bir çözümü olarak :

$$\frac{1}{\tilde{q}} = \frac{D - A}{2B} - \frac{i}{2|B|} \sqrt{4 - (A + D)^2} \quad (4.12)$$

elde edilir. Bu eşitliği müteakip ω demet belı ve R dalga cephesi eğriliği şu şekilde verilmektedir:

$$\omega^2 = \frac{2\lambda|B|}{\pi} \sqrt{4 - (A + D)^2}^{-1}, \quad R = \frac{2B}{D - A} \quad (4.13)$$

Uygun bir başlangıç ve bitiş noktası seçilerek rezonatörün herhangi bir bölgesi için bu iki parametre hesaplanabilir. Basit bir örnekle bu biçimsellik açıklanabilir. Lazer rezonatörünün R_1 ve R_2 eğriselliğine sahip iki ayna içerdiği düşünölsün. Rezonatör uzunluğu L olsun ve aynalar arasına f odak uzaklığına sahip bir mercek yerleştirilsin. Aynalardan birinin merceğe uzaklığı L_1 iken diğeri aynanın merceğe uzaklığı $L_2 = L - L_1$ olsun. Genellikle iki tane kararlılık parametresi tanımlanır:

$$g_1 = -\frac{L_2}{L_1}(1 + x \cdot u_1), \quad g_2 = -\frac{L_1}{L_2}(1 + x \cdot u_2) \quad (4.14)$$

Burada $u_1 = L_1(1 - \frac{L_1}{R_1})$, $u_2 = L_2(1 - \frac{L_2}{R_2})$ ve $x = \frac{1}{f} - \frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2}$ şeklinde tanımlıdır. Bu tanımlamalar kullanıldığında döngü matrisi şu hali alır:

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 2g_1g_2 - 1 & 2g_2 \\ 2g_1(g_1g_2 - 1) & 2g_1g_2 - 1 \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Demet yarıçapının gerçek bir değer olduğu varsayılarak (4.15) eşitliğinden $|A+D| = |\text{İz}(\hat{M})| < 2$ elde edilir. Böylece önerilen rezonatör için kararlılık kriteri:

$$|A+D| = |2(2g_1g_2 - 1)| < 2 \Rightarrow 0 \leq g_1g_2 \leq 1 \quad (4.16)$$

elde edilmiş olur. Böylece verilen bir ayna kümesi için rezonatör modunun sınır çizgisi ve (4.16) eşitliğini sağlayan merceğin odak uzunluğu özyineli (recursive) hesaplamayla elde edilebilir [Spiekermann, 2004].

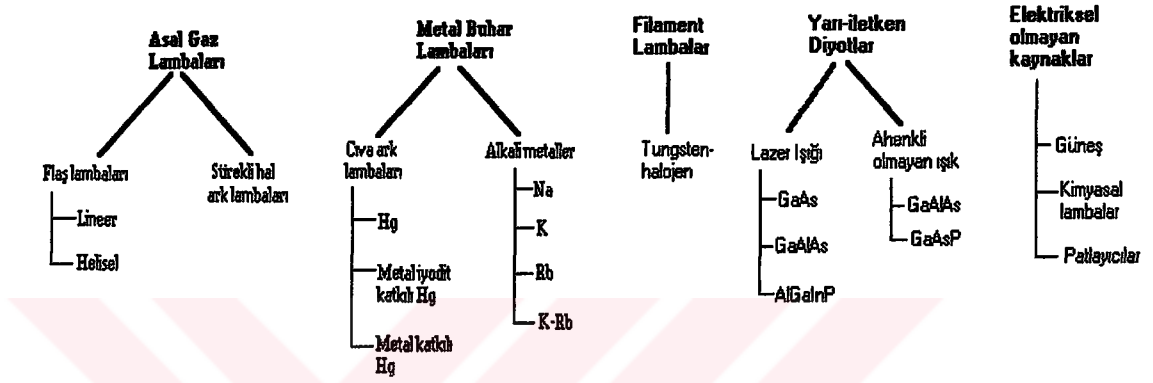
4.3 Katı Hal Lazer Pompalama Sistemleri

Lazerleri pompalamak için kullanılan ışık kaynaklarında temel amaç, elektriksel enerjiyi ışımaya verimli biçimde dönüştürmek ve verilen spektral bantlarda yüksek ışıma akıları üretmektir. En verimli lazer pompalama kaynağı, lazer malzemesinin yapacağı ışımayı en iyi uyaran dalga boylarında maksimum ışıma üretecek ve gerekli soğurma bandı dışında kalan bütün spektral bölgelerde minimum ışıma üretecek yapıda olmalıdır.

Katı hal lazerleri pompalamak için yıllarca kullanılmış olan çeşitli ışık kaynakları çizelge 4.1'de listelenmiştir [Koechner, 1996]. Günümüzde ise sadece flaş lambalar, sürekli hal ark lambaları ve lazer diyotlar uygulamadaki ilgi alanı içindedirler.

Geçmişte tungsten-halojen lambalar düşük maliyetlerinden ve basit güç kaynağı tasarımlarından dolayı birçok Nd:YAG lazer için çok popüler bir pompalama kaynağı olmuşlardır. Fakat verimliliğinin düşük olmasından dolayı bu tip pompalama kaynaklarının yerini sürekli hal ark lambaları ve lazer diyotlar almışlardır. Cıva ark lambaları, küçük sürekli hal yakut lazerleri pompalamak için kullanılmışlardır. Lazer diyotların ortaya çıkmasından önce uzaydaki sistemlerde pompalama kaynağı olarak

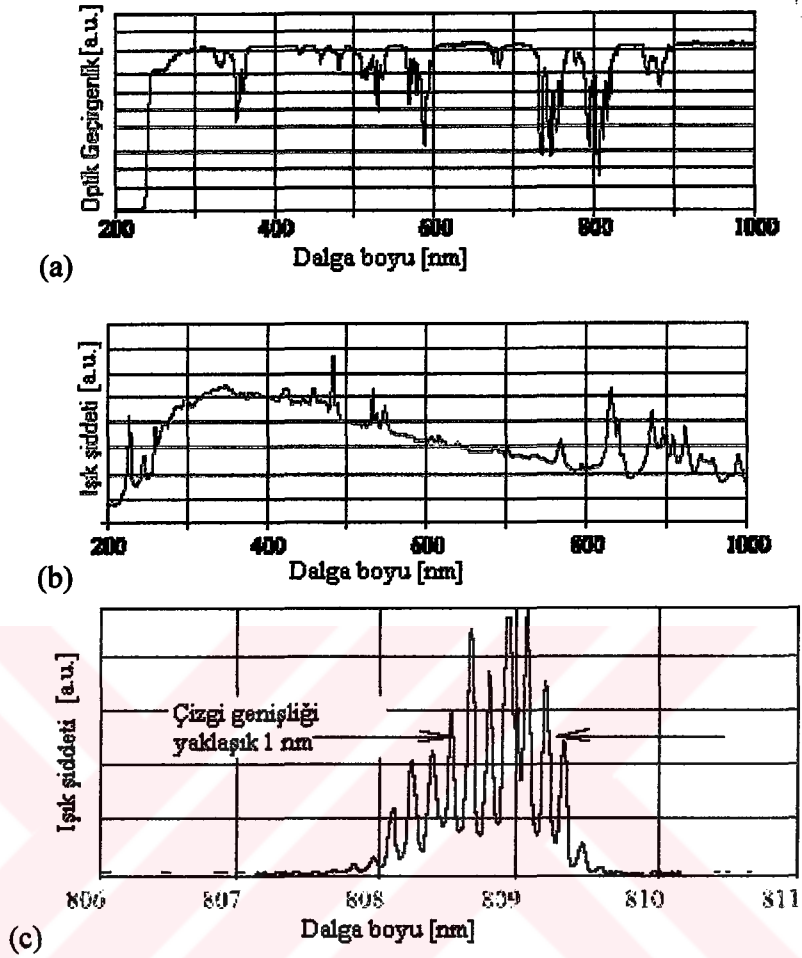
güneş ışığından ve alkali metal lambalarından yararlanılmıştır. Işık yayan diyotlar (LED'ler) lazer diyot pompalamanın habercileri olmuş ve birçok laboratuvar cihazı LED'ler kullanılarak yapılmıştır. Foto-flaş lambalarda depolanan kimyasal enerji tek darbeli Nd:YAG lazerlerin tasarımında kullanılmışlardır. Bazı gizli araştırmalarda patlayıcı maddeli cihazlardan yayılan ışıma katı hal lazer pompalaması için kullanılmaya çalışılmıştır.



Çizelge 4.1 Optik pompalama kaynakları.

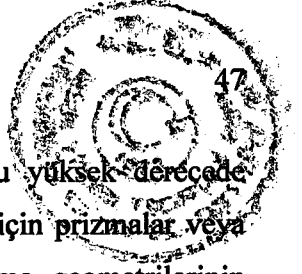
4.3.1 Lazer Diyot Pompalama Düzenekleri

Uzun bir süre boyunca flaş lambalar katı hal lazer kristallerinin optik pompalanmasında tek alternatif olmuşlardı. Bu pompalama tekniğinin en önemli dezavantajı, şekil 4.3'te gösterildiği gibi ışıma spektrumlarının aktif iyonların soğurma spektrumlarıyla çok düşük oranlarda örtüşmesidir. Pompalama verimliliği dar bantlı lazer diyotlarla önemli ölçüde artırılabilir. Bu diyotların bant genişliği tipik olarak 1 nm'dir ve kuvvetli soğurma çizgilerinden biriyle örtüşebilmektedir. Uygun bir tasarımla, flaş lambalı pompalamayla oldukça düşük olan pompalama soğurma verimliliği 100%'lere kadar çıkabilir. Diyot pompalı katı hal bir lazerin elektriksel güçten optik güce dönüşüm verimliliği %25'ten yüksek olabilmektedir.

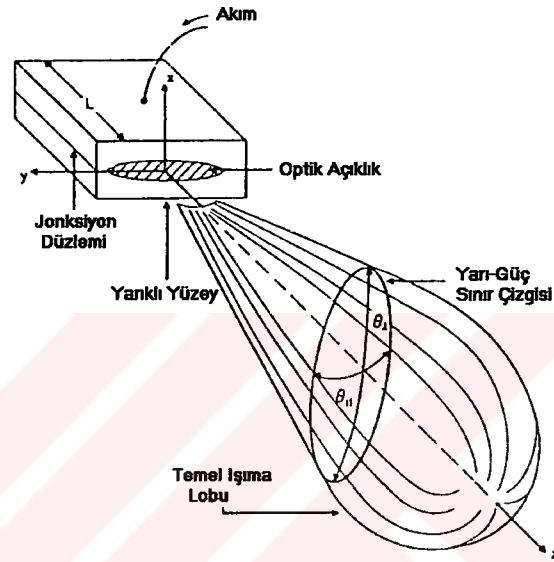


Şekil 4.3 (a)Nd:YAG'ın optik geçirgenliği,(b)Xenon ark lambasının ve (c)Lazer diyotun ışıma spektrumu.

Flaş lambaların aksine lazer diyotların ışımasının yönlenimi oldukça iyidir böylece pompalama ışımasını katı hal lazer malzemesine transfer etmek için çeşitli düzenekler uygulamak mümkündür. Lazer diyotların çıkış demetleri şekillendirilip odaklanabildiğinden dikkat edilmesi gereken en önemli husus, pompalama hacminin düşük dereceli bir rezonatör modunun kapladığı hacimle örtüşmesini maksimize edecek bir pompalama geometrisinin tasarlanmasıdır. Bu örtüşmenin optimizasyonu mod-eşleştirme olarak adlandırılır. Şekil 4.4'te lazer diyot dizilerinden çıkan ışımanın katı hal lazer malzemesine iletilmesi için kullanılan değişik teknikler gösterilmektedir [Koechner, 1996].

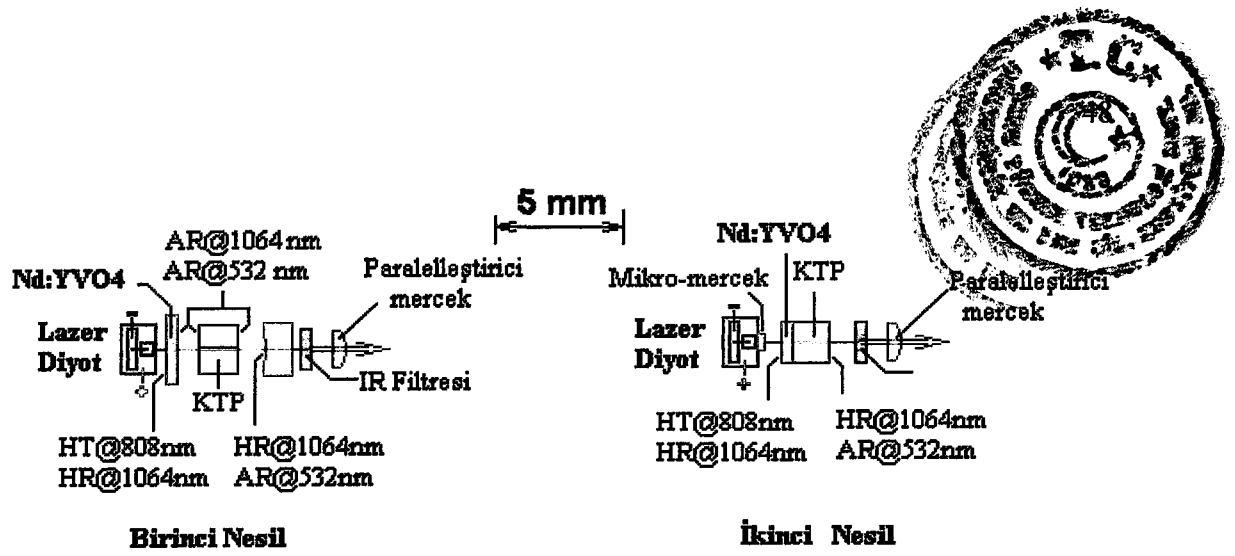


Şekil 4.5’de gösterildiği gibi bir lazer diyottan çıkan ışıma lobu yüksek derecede astigmatizme sahip olduğundan demeti dairesel bir şekle çevirmek için prizmalar veya silindirik optik parçalar kullanılabilir. Genellikle uçtan pompalama geometrilerinin tasarımında belirli bir rezonatör yapısı için TEM_{00} modunun kesit alanı hesaplanır. Sonra bu TEM_{00} moduyla olabildiğince iyi eşleşen demet boyutu ve dağılmasına sahip pompalama ışımasını sağlayacak odaklayıcı merceğin seçimi yapılır.

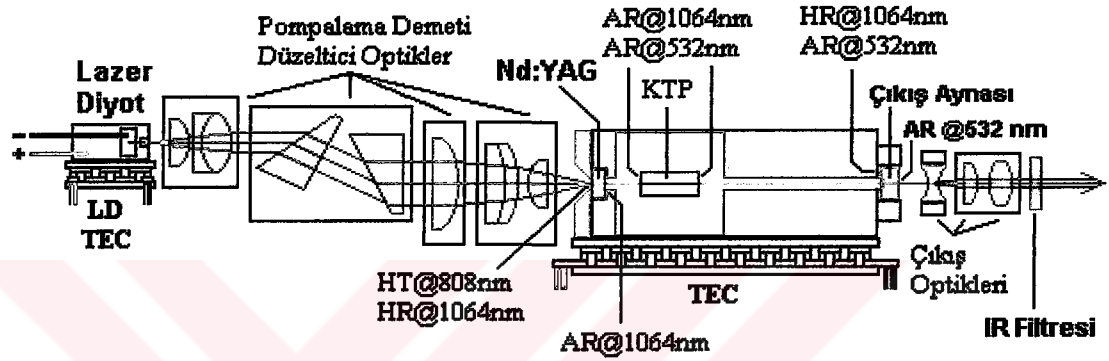


Şekil 4.5 Bir lazer diyottan çıkan ışıma biçimi.

Minyatür bir Nd:YAG lazerin lazer diyot dizisiyle uçtan pompalanması verimli sürekli hal lazerler elde etmek bakımından çekici hale gelmiştir. Öte yandan şu an için uçtan pompalama düzeneği sadece düşük güçlü lazerler için kullanışlı durumdadır çünkü pompalama kesit alanı çok küçüktür. Daha yüksek güçte lazer çıkışı elde etmek için iki kaynak mevcut pompalama gücünü iki katına çıkarmak üzere polarizasyon bağlaşımlı olarak kullanılabilir veya iki uçtan pompalama düzeneği kurulabilir. Bunun için araştırılan diğer düzenekler, fiber optik yığınlarından veya GRIN merceklerden oluşan birçok dizinin birleşimini içerir. Şekil 4.6’da uçtan pompalı katı hal lazerlerin tasarımları gösterilmiştir.



(a)



(b)

Şekil 4.6 Uçtan pompalı katı hal lazer tasarımları. (a)Düşük güçlü, (b)Orta güçlü.

Işık yayma işlemi güç kaynağından lazer diyotu uyarmak üzere akımın verilmesiyle başlar. Lazer diyot çok küçük akım değişikliklerine karşı hassas olduğundan güç kaynağından çekilen akımın oldukça sabit ve parazitsiz olması gerekmektedir. Lazer diyot uyarıldığında 808 nm dalga boyunda yüksek ıraksaklığa sahip bir ışık yayar. Bu ışık bir dizi düzeltici optik parçadan geçerek yaklaşık olarak doğrusal hale getirilir. Düzeltilen bu ışık demeti, neodmiyum katkılı yitrium alüminyum garnet (Nd:YAG) kristali üzerine yönlendirilir ve neodmiyumu uyurarak 1064 nm dalga boyunda lazer ışığı yaymasını sağlar. Nd:YAG'dan çıkan bu 1064 nm dalga boyundaki ışık demeti potasyum titanil fosfat (KTP) kristaline girer. KTP frekans çiftleyici olarak davranarak ışığın dalga boyunu 532 nm'ye düşürür. Daha sonra bu ışık, bir ince kenarlı

mercekten geçerek lazer penceresinden çıkmadan önce odaklanmış olur. Son olarak, 532 nm dalga boyundaki ışıkları geçirip 1064 nm dalga boyundakileri geri yansıtan kaplamaya sahip bir kızılötesi filtreden geçer.

4.3.1.2 Yandan Pompalama Düzenegi

Bu düzenekte diyot dizileri lazer çubuğunun uzunluğu boyunca yerleştirilir ve lazer rezonatör modunun yayılma yönüne dik olarak pompalama yapılır. Daha fazla güç gerektiğinde daha çok diyot dizisi lazer çubuğunun uzunluğu ve çevresi boyunca eklenebilir. Lazer diyotlardan çıkan ışımayı çubuğa iletmek için üç yöntem bulunmaktadır:

- a) Doğrudan kuplaj: Tasarım açısından en çok tercih edilen yaklaşımdır. Fakat bu düzenek lazer çubuğuna gönderilen pompalama ışımaları şekillendirmek için pek esneklik sağlamaz.
- b) Kaynakla soğurucu arasına optik parçalar koymak: Bu durumda pompalama ışımaları dağılımı çubuğun merkezinde yoğunlaştırılır ve böylece rezonatör modlarıyla daha iyi bir eşleşme sağlanmış olur. Optik kuplaj, mercekler veya eliptik ve parabolik aynalar gibi görüntüleyici optik parçalar kullanılarak veya yansıtıcı/kırıcı akı yoğunlaştırıcılar gibi görüntü oluşturmeyen optik parçalar kullanılarak gerçekleştirilir.
- c) Fiber optik kuplaj: Fiber bağlaşmalı diyot dizilerinin yüksek maliyetleri ve kuplaj kayıplarından dolayı bu teknik şu an için pek fazla ilgi çekmemektedir.

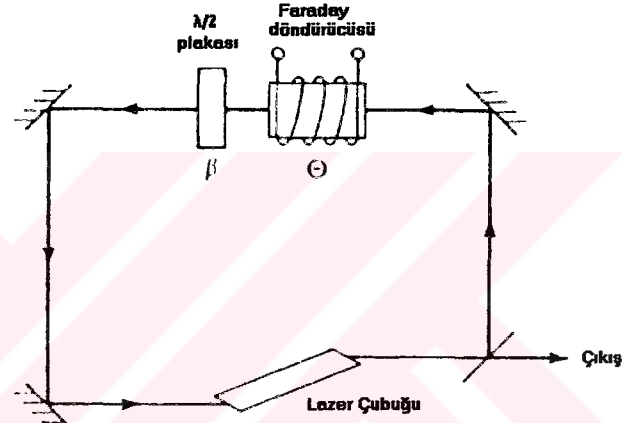
Diyot dizileriyle lazer çubuğu arasına optik parçaların koyulması gerekliliği temel olarak istenen demet çapına ve aktif ortamın optik yoğunluğuna bağlıdır. Genellikle osilatör pompalama başlıkları TEM₀₀ modunda verimli ışımalar elde etmek için pompalama ışımaları merkezde yoğunlaştırmak amacıyla optik elemanlar kullanırken büyük lazer çubukları ise doğrudan pompalanmaktadır.

4.3.2 Hareketli Dalga Osilatörü

Buraya kadar bahsedilen düzenekler rezonatördeki duran dalgalarla karakterize edilmektedirler. Üç veya dört ayna ve tek taraflı bir optik kapının kullanıldığı halka tipi bir rezonatörden oluşan osilatörde hareketli dalga oluşturulabilmektedir. Optik kapı zıt



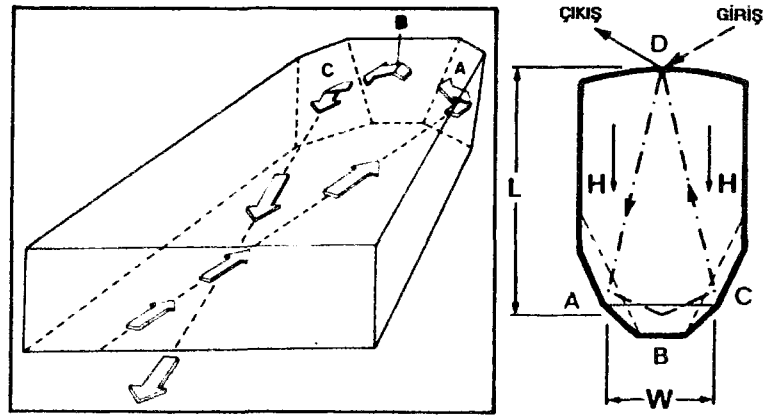
yönde dolaşan iki hareketli dalgadan biri için yüksek kayıp oluşturur. Yüksek kayıp maruz kalan dalga bastırılır ve lazerden tek yönlü bir çıkış elde edilir. Hareketli dalga osilatörü için tipik bir lazer kavitesi düzeneği şekil 4.7’de görülmektedir. Bu sistem dört aynalı dikdörtgensel bir rezonatör, Brewster uçlu bir lazer çubuğu, bir yarım-dalga plakası ve bir Faraday döndürücüsünden oluşmaktadır. Aynalardan üçü lazer dalga boyunu maksimum yansıtacak şekilde kaplanmıştır ve dördüncü ayna kısmen geçirgendir. Tek yönlü optik kapı, sarmal bobin tarafından üretilen eksenel manyetik alan içerisine yerleşik olan bir cam çubuktan oluşan Faraday döndürücüsü ile bir yarım-dalga plakasından oluşmaktadır [Koechner, 1996].



Şekil 4.7 Hareketli dalga osilatörünün optik düzeneği.

Şekil 4.7’de gösterilen tipteki hareketli dalga osilatörleri durağan dalga osilatör düzeneklerine kıyasla kurulumaları daha karmaşık olduğundan ve daha fazla optik parça gerektirdiğinden bu sistemler geçmişte pek çok uygulamada kullanılmamıştı. Öte yandan, Nd:YAG lazerlerin pratik olarak pompalanması için lazer diyotların ortaya çıkmasıyla hareketli dalga düzeneklerine dayalı lazerlere duyulan ilgi büyük ölçüde artmıştır. Uçtan lazer diyot pompalı geometrilerle mümkün olan küçük boyutlu tasarımlar, şekil 4.7’de gösterilen elemanların fonksiyonlarının tek bir Nd:YAG kristaliyle gerçekleştirildiği tek parçalı halka lazerlerle sonuçlanmıştır. Tek yönlü halka tipi lazerler üç önemli parça içerirler: bir kutuplayıcı, bir yarım-dalga plakası ve bir Faraday döndürücüsü. Kutuplayıcı, yarım-dalga plakası eşdeğeri ve Faraday döndürücüsü şekil 4.8’de gösterildiği gibi düzlemsel olmayan halka tipi Nd:YAG lazeri olarak bir bütün haline getirilmiştir [Kane and Byer, 1985]. Gösterilen doğrultudaki H manyetik alanının varlığıyla, YAG kristalinin kendisi Faraday döndürücüsü olarak davranır, düzlem dışı

tam iç yansıma dönüşleri (A ve C noktaları) yarım-dalga plakası olarak davranır ve çıkış ucu (D aynası) kısmi bir kutuplayıcı olarak davranır. Polarizasyon seçimleri, dielektriksel olarak kaplanmış olan çıkış aynasındaki normal olmayan yansımalarından kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.8 Tek parçalı halka tipi Nd:YAG lazer tasarımı.

4.4 Diyot Pompalı Katı Hal Lazerlerin Avantajları ve Uygulama Alanları

Genellikle, diyot-pompalı lazerler lamba-pompalı lazerlerle karşılaştırıldığında aynı çıkış gücünde daha iyi kalitede ışık demeti üretirler veya aynı ışık demeti kalitesinde daha yüksek çıkış gücü üretirler. Buna ek olarak aynı çıkış gücü için diyot pompalı sistemler çalışmak için daha az elektrik gücüne ihtiyaç duyarlar. Bu sistemler daha uzun çalışma ömürlerine sahiptirler (diyotlar 10.000 saatten fazla bir ömre sahipken lambaların ömrü 500 ile 1000 saat arasındadır), daha az gereksiz ısı üretirler, daha az yer kaplarlar ve daha hafiftirler. Diyot pompalı lazerlerin diğer önemli bir özelliği de lamba kaynaklarıyla pompalanması mümkün olmayan bazı lazer malzemelerini kullanabilmeleridir.

Diyot pompalı lazerler yukarıda bahsedilen avantajlarından dolayı birçok ticari uygulama için çekici hale gelmiştir. Hava alanlarının ve uçakların yakınındaki tehlikeli hava akımlarını algılayan lidar sistemlerinde rüzgarın yönünü ve hızını ölçmek için kullanılabilmektedirler. Bu işlevleri başarmak için göze zararsız bir dalga boyundaki lazer enerjisi havadaki toz parçacıkları ve aerosoller üzerine saçılır. Bu parçacıklardan



gelen geri-saçılmalar gerçek zamanlı olarak kaydedilir ve işlenir. Rüzgarın yönü, değişik açılardan alınmış olan çoklu tarama örneklerinden faydalanılarak belirlenir. Rüzgarın hızı, atmosferdeki aerosollerden ve toz parçacıklarından geri saçılan ışığın Doppler frekans kaymasından yararlanılarak ölçülür.

Diyot pompalı lazerler akıllı savaş gereçlerinde, görüntüleme sistemlerinde ve morötesi (UV) ışık fotolitografi cihazlarında kullanılabilir. Akıllı savaş gereçlerinde boyut, güç ve ağırlıktaki sınırlamalardan dolayı diyot pompalı lazerlere ihtiyaç duyulur. Görüntüleme sistemlerinde verilen gücü kırmızı, yeşil ve mavi dalga boylarına verimli bir biçimde dönüştürebilmek için diyot pompalı lazerlerin yüksek ışık demeti kalitesine ihtiyaç duyulur. Morötesi ışık litografi cihazında, lazer ışık demeti sadece bir diyot pompalı ışık kaynağında bulunan yüksek ışık demeti kalitesi ve gücünün birleşimini gerektiren ve birkaç basamaktan oluşan nonlineer bir işlem vasıtasıyla morötesi ışığa dönüştürülür.

5. NONLİNEER OPTİK

Lineer olmayan optik etkilerin pratik uygulamaları lazerin keşfinin doğrudan bir sonucu olarak ortaya çıkmıştır. Lazerlerle elde edilebilen çok yüksek güç yoğunlukları, daha önce gözlenmesi ve uygulamaya konulması teorik merak olarak gözüken birçok olguyu işler hale koymuştur. Bazı araştırmacılar tarafından 1960'lı yılların sonlarına doğru ikinci harmonik üretimi (Second Harmonic Generation) ile ilgili çok geniş kapsamlı teoriler geliştirildi. Bu bölümde, bu teoriye kısa bir giriş yapılacaktır.

5.1 İkinci Harmonik Üretimi İçin Temel Denklemler

χ duyarlılığına sahip bir dielektrik ortamda elektromanyetik dalga yayılmasının neden olduğu $\vec{P}$ kutuplanması [Shen, 1984]:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} \dots \quad (5.1)$$

şeklinde gösterilebilir. İndüklenen alanlar çok kuvvetli olmadığı sürece elektronlar ahenkli bir biçimde salınım yaparlar. $\chi^{(1)}$ 'in gerçek ve sanal kısmı kırıcılık indisi ve soğurmaya karakterize eder. Bununla birlikte, gelen elektromanyetik demetin şiddeti yeteri kadar yüksek ise, lazer demetlerinde olduğu gibi, nonlineer harmoniklerin oluşmasını sağlayan $\vec{P}$ 'nin yüksek dereceli terimlerini hesaba katmak gerekir. $\chi^{(2)}$ ikinci derece tensörü mesela frekans çiftlenmesinden sorumludur. $E_i(z,t) = E_i \cos(\omega_i t + k_i z)$ ($i=1,2$) şeklinde ifade edilen iki elektromanyetik dalga (5.1) eşitliğinde üst üste bindirilirse bu durum daha açık görülür. Sonuç olarak, ikinci dereceden kutuplanma için farklı frekanslarda salınım yapan dört terim elde edilir.

$$P_{2\omega_i} = \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_i^2 \cos[2(\omega_i t + k_i z)] \quad (\text{frekans çiftlenmesi}) \quad (5.2)$$

$$P_{\omega_1 + \omega_2} = \chi^{(2)} E_1 E_2 \cos[(\omega_1 + \omega_2)t + (k_1 + k_2)z] \quad (\text{frekans toplanması}) \quad (5.3)$$

$$P_{\omega_1 - \omega_2} = \chi^{(2)} E_1 E_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (k_1 - k_2)z] \quad (\text{frekans çıkarımı}) \quad (5.4)$$

$$P_{\text{durağan}} = \chi^{(2)} (E_1^2 + E_2^2) \quad (\text{optik doğrultma}) \quad (5.5)$$

(5.2) ve (5.3) eşitlikleri üzerinde daha ayrıntılı durmak gerekir. Gelen dalgalar genellikle temel olarak ve dönüştürülen dalga ise ikinci harmonik veya toplam frekans (sum frequency) dalgası olarak adlandırılırlar.

Bahsedilen nonlinearlikler tamamen elektronik tabiattadırlar. $\chi^{(2)}$ tensörü böylece permütasyon ve Kleinman simetrisine uymaktadır [Boyd and Kleinman, 1968]. Bu simetriler, $E_j E_k$ matris gösteriliminin bir fonksiyonu olarak nonlinear kutuplanmanın indirgenmiş tanımına imkan sağlar.

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = 2\epsilon_0 K \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

Burada K bozulma çarpanıdır, ikinci harmonik üretimi (SHG) için 0.5 değerini ve frekans toplaması üretimi (SFG) için 1 değerini alır. Belirli bir gelen demet için kutuplanmanın hesaplanması gerektiğinde ilgili kristalin simetri özellikleri d_{ij} matrisinin daha da indirgenmesini sağlar. Geriye kalan d_{ij} bileşenleri genellikle etkin d_{eff} katsayısı olarak yazılır.

Böylece ikinci harmonik üretimi için nonlinear kutuplanma şu hale gelir:

$$P(2\omega) = \epsilon_0 d_{\text{eff}} E(\omega)^2 \quad (5.7)$$

İkinci harmonik üretimine analitik yaklaşım için başlangıç noktası Maxwell denklemlerinden türetilen kayıpsız ortam için dalga denklemdir.

$$\left[\Delta - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \vec{E}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (5.8)$$

Yukarıdaki eşitlikte $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi^{(1)})$ 'dir. "Yavaşça değişen zarf yaklaşımı" $\left| \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial E}{\partial z} \right|$

kullanıldığında iki bağlı genlikten oluşan denklem sistemi elde edilir:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_\omega}{\partial z} &= -i \frac{\omega d_{\text{eff}}}{n_\omega c} \cdot E_\omega E_{2\omega} \cdot e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial E_{2\omega}}{\partial z} &= -i \frac{2\omega d_{\text{eff}}}{n_{2\omega} c} \cdot E_\omega^2 \cdot e^{i\Delta k z} \end{aligned} \quad (5.9)$$

(5.9) eşitliğinde faz farkı $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ 'dir. Temel dalganın dönüştürme esnasında fazla zayıflamadığını varsayarak bu sistem ayrıştırılarak çözülebilir. Böylece üretilen ikinci harmoniğin şiddeti şu şekilde hesaplanabilir:

$$I(2\omega) = \frac{2L^2 d_{eff}^2 I(\omega)^2 \sin^2(\Delta k \frac{L}{2})}{n_{\omega}^2 n_{2\omega} \epsilon_0 c^3 (\Delta k \frac{L}{2})^2} \quad (5.10)$$

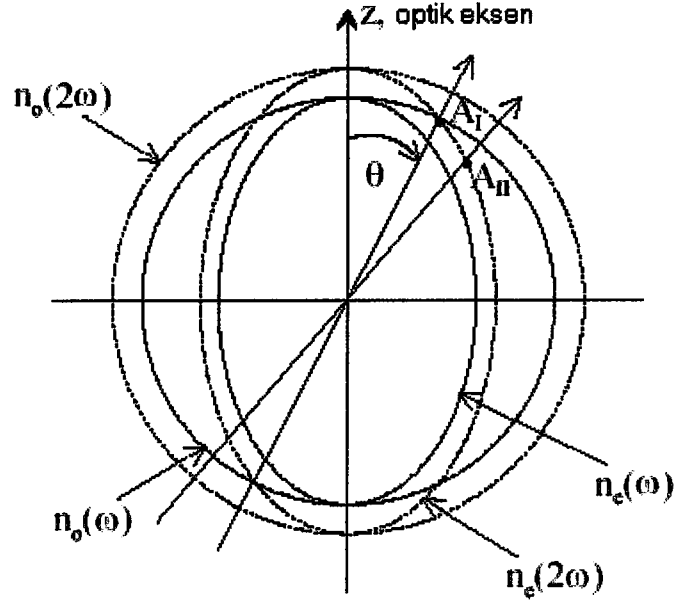
Yukarıdaki eşitlikte L kristal uzunluğudur. İkinci harmoniğin şiddeti temel dalganın şiddetinin karesiyle doğru orantılı olduğundan yüksek dönüştürme verimi elde etmek için temel dalganın şiddeti de yüksek olmalıdır. Ayrıca, Δk 'yi minimize etmek ve sabit bir faz ilişkisini sürdürebilmek için temel dalga ve üretilen dalganın faz hızları aynı olmalıdır. Bu durum daha fazla etkileşim uzunluğuna olanak sağlar.

5.2 Faz Çakıştırma

Faz çakıştırma, nonlinear kristallerde büyük etkileşim uzunlukları elde etmek ve dolayısıyla verimli frekans dönüşümleri elde etmek için temel koşuldur. Bu yüzden herhangi bir ortam için isabetli tahminlere ulaşmayı sağlayan denklemlerin türetilmesi istenir. Faz çakıştırma, dalga vektörlerini $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = 0$ olacak şekilde veya kırıcılık indislerini $n_{2\omega} = n_{\omega}$ olacak şekilde ayarlamak manasına gelir. Normal izotropik ortamlar ışınları ayırıcı özelliktedirler yani kırıcılık indisi yayılan demetin frekansına bağlıdır. Bu durum etkileşim uzunluğunun sadece birkaç μm olmasına yol açmaktadır. Bu problemi aşmak için iki yöntem vardır. Bunlardan biri, eksenleri farklı kırıcılık indislerine ve dağılma katsayılarına sahip, belirli koşullar altında faz çakıştırmaya imkan tanıyan anizotropik kristaller kullanmaktır. Diğer alternatif ise, üreten dalgayla üretilen dalga arasındaki biriktirilen faz hatasını periyodik olarak sıfırlamak için nonlinear katsayının uzaysal modülasyonunun yapıldığı (kutuplanmanın periyodik olarak terslenmesi) yarı-faz çakıştırma yöntemidir.

Tek eksenli kristallerde, optik eksene dik doğrultuda kutuplanmaya sahip normal demetler n_o kırıcılık indisine maruz kalırken optik eksene paralel doğrultuda kutuplanmaya sahip anormal demetler n_e kırıcılık indisine maruz kalırlar. Kırıcılık indisi yayılan demetle optik eksen arasındaki θ açısına şu şekilde bağlıdır:

$$n_e(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}} \quad (5.11)$$



Şekil 5.1 Negatif tek eksenli bir kristalin indis elipsoidi.

Şekil 5.1’de negatif tek eksenli bir kristal için indis elipsoidi gösterilmektedir ($n_o > n_e$). Kırıcılık indisi temel frekanslı ışın için sürekli çizgi ile ikinci harmonik için ise kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Elipsoide daha detaylı bir bakışla faz çakıştırma probleminin çözümü çabucak görülmektedir. A_I noktasında $n_o(\omega)$ ve $n_e(2\omega)$ indisleri eşittir. Bu durum, θ faz çakıştırma açısını ayarlayarak ve temel frekanslı ışın için uygun kutuplanmayı seçerek kolaylıkla sağlanabilir. Diğer bir deyişle, θ_m faz çakıştırma açısı (ϕ azimut açısıyla birlikte) nonlinear kristal üzerinde deneysel geliş açısını belirler. Bu iş genellikle, kristal örneğinin yüzlerini belirli açılarda kesebilen kristal üreticisi tarafından yapılır.

Yukarıdaki örnek dışında normal ve anormal bileşenlerinin ikisine de sahip bir temel frekanslı demet kullanmak da mümkündür. Bu çeşit faz çakıştırma A_{II} noktasında gerçekleşmektedir. Bu, II. tip faz çakıştırma olarak da adlandırılır. Bu arada yukarıdaki faz çakıştırma çeşidi de I. tip faz çakıştırma olarak adlandırılır. O halde negatif tek eksenli kristaller için faz çakıştırma koşulu:

I. Tip : $n_e(2\omega, \theta_m) = n_o(\omega)$

II. Tip : $n_e(2\omega, \theta_m) = \frac{1}{2} (n_e(\omega, \theta_m) + n_o(\omega))$

şeklinde olur.

Şekil 5.1’ de $0^\circ \neq \theta \neq 90^\circ$ durumunun gösterildiğine değinmek gerekir. Bu durum “kritik faz çakıştırma” olarak adlandırılır ($\theta = 0^\circ$ veya $\theta = 90^\circ$ durumu ise “kritik olmayan faz çakıştırma” olarak adlandırılır) . Bunun anlamı, temel frekanslı normal dalganın Poynting vektörü ile harmonik anormal dalganın Poynting vektörü arasında bir ρ “ayrılma açısı” olduğudur. Bu etken, etkileşim bölgesinin azalmasına ve daha kötü bir frekans dönüşümünün gerçekleşmesine yol açar. Ayrılma açısı şu şekilde hesaplanabilir:

$$\tan(\rho) = \frac{n_{o,\omega}^2}{2} \left[\frac{1}{n_{a,2\omega}^2} - \frac{1}{n_{o,2\omega}^2} \right] \sin(2\theta) \quad (5.12)$$

Ayrılma açısının olmadığı faz çakıştırma, kritik olmayan faz çakıştırma için düşünülebilir fakat bu durum sadece az sayıda kristal için belirli temel frekanslarda ve belirli sıcaklıklarda mümkün olabilmektedir.

Tek eksenli kristallerin aksine, bütün kristal eksenlerinin farklı kırıcılık indisine sahip olduğu çift eksenli kristallerde durum daha karmaşıktır. Bununla birlikte, temel frekanslı dalganın ilerleme yönü iki eksenli kristalin ana eksenleriyle (x,y veya z) aynı doğrultuda ise basitleştirme yapmak mümkündür. Bu durumda problem tek eksenli bir kristaldeki duruma indirgenmiş olur.

5.3 Nonlinear Kristaller

Belirli bir uygulama için uygun nonlinear kristalin seçimi yüksek dönüştürme verimi elde etmek için gereklidir. Nonlinear kristal seçimindeki kriterler şöyle sıralanabilir:

- Çift-kırılma veya yarı faz çakıştırma yöntemleri kullanılarak belirli bir etkileşim için nonlinear kristalde faz çakıştırma mümkün olmalıdır.
- Etkin nonlinear katsayı d_{eff} , nonlinear kuplajı ve dolayısıyla harmonik çıkışı karesel olarak etkilediği için mümkün olabildiğince büyük olmalıdır. Öte yandan, temel frekanslı ışığın enerjisinin çok yüksek olduğu bazı uygulamalarda önemi azalmaktadır.

- Bant genişliği kabul aralığı olabildiğince büyük olmalıdır ki sıcaklıktaki, dalga boyundaki sapmalar ve açısal sapmaların harmonik çıkış üzerindeki etkisi küçük olsun.
- Harmonik demetin bozulmasını engellemek ve daha fazla etkileşim uzunluğuna olanak sağlamak için ayrılma açısı olabildiğince küçük olmalıdır.
- Yüksek enerji yoğunluklarında ve kuvvetli ısı yüklemeye önemli olan zarar görme eşiği yüksek olmalıdır. Mekanik çatlaklar, foto-kırıcı etkiler muhtemel sınırlayıcı nedenlerdir.
- Kuvvetli ısıl yüklemeyi ve kayıpları engellemek için temel dalga boyu ve harmonik dalga boyundaki soğurma küçük olmalıdır. Bu etken özellikle koyu mavi ve morötesi bölgede kullanılabilecek kristal sayısını oldukça azaltmaktadır.
- Mekanik kararlılık kadar kimyasal kararlılığın da yüksek olması gerekir. Düşük bir gerilme direnci, higroskopik yapı ve bölgesel kararsızlık tutma ve işlemeyi zorlaştırabilir.
- Gerçekleştirilmesi mümkün olan tasarımın potansiyel bir ürüne dönüşmesini garanti etmek için maliyet etkinliği ve üretilebilirlik yeterince iyi olmalıdır.

Hiçbir nonlineer kristal yukarıda bahsedilen kriterlerin tamamını optimum bir tarzda bünyesinde barındırmaz. Bu yüzden, her uygulama için doğru kristali bulmak gerekir. Çizelge 5.1’de bazı önemli nonlineer kristallerin özellikleri listelenmiştir.

	KTP (1064 nm)	PPKTP (1064 nm)	LBO (946 nm)	BBO (532 nm)	KNbO ₃ (946 nm)
Kafes yapısı	Çift eksenli	-	Çift eksenli	Tek eksenli	Çift eksenli
Saydamlık [nm]	350-4500	-	160-2600	185-2600	400-4500
Zarar görme eşiği [Jcm ⁻²]	15	-	25	13	1.7
Faz çakıştırma tipi	II,eoe	I,ooo	I,ooo	I,ooo	I,ooo
θ, ϕ	90, 23.5	0, 0	90, 19.3	47.6, 0	90, 60
d_{eff} [pm/V]	3.3	10.5	0.81	1.04	10.2
Ayrılma açısı [mrad]	3.2	0	11.3	85	46.7
$\Delta\phi . l$ [mrad cm]	62.6	-	8.2	0.3	
$\Delta\theta . l$ [mrad cm]	14.1	172	0.27	-	0.9
$\Delta T . l$ [°C cm]	25.4	5.9	7.3	5.4	0.5
$\Delta\lambda . l$ [nm cm]	0.9	0.27	4.0	~0.7	0.33
$n_{2\omega}$	1.86	1.86	1.61	1.61	2.27

Çizelge 5.1 Yaygın kullanılan nonlineer kristallere ait özellikler [Spiekermann, 2004].

6. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

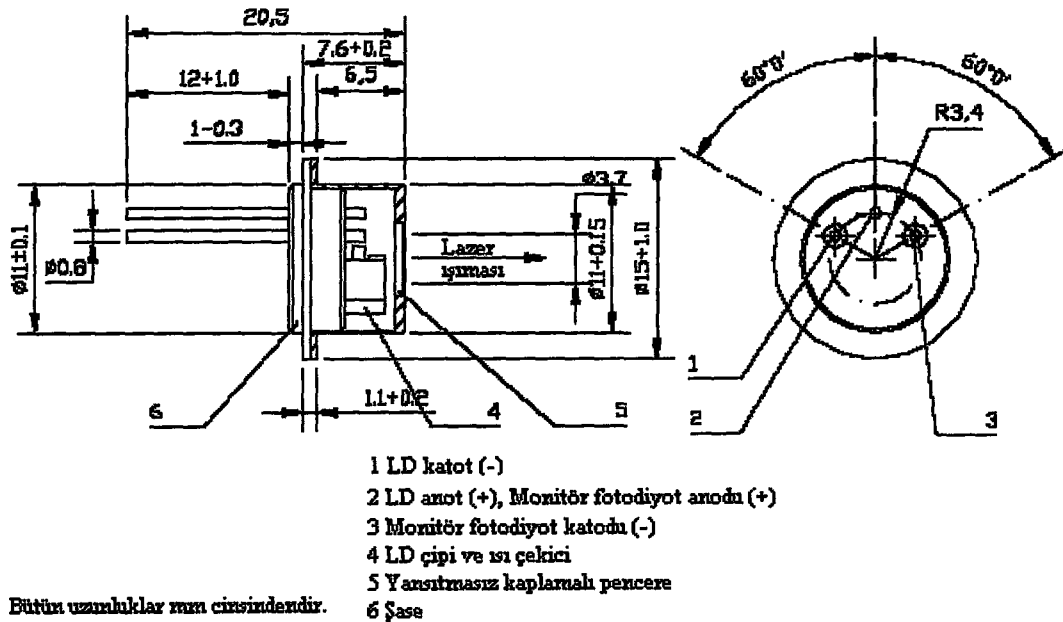
Bu bölümde yapılan laboratuvar çalışmaları anlatılacaktır.

6.1 Lazer Diyot Karakterizasyonu

Her lazer diyotun kendine has çalışma karakteristiği ve üretim toleransı olduğundan bir lazer diyotun çıkış gücünü üreticinin verdiği minimum-maksimum katalog değerlerine bakarak tahmin etmek uygulama açısından doğru olmaz. Bu nedenle bu çalışmada kullanılan lazer diyotun giriş akımı - çıkış gücü grafiği ile farklı sıcaklık ve akımlardaki dalga boyu spektrumu elde edilmiştir. Kullanılan lazer diyotun önemli parametrelerine ait katalog değerleri aşağıda verilmiştir.

Çizelge 6.1 ATC Lazer diyotuna ait katalog değerleri.

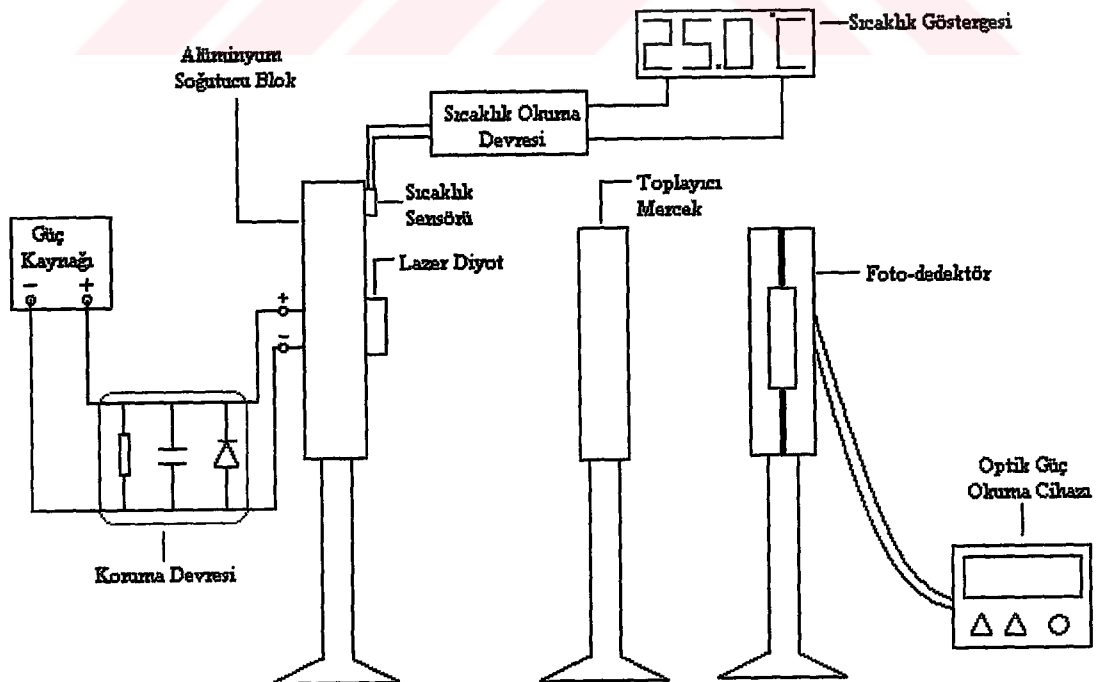
Modeli	ATC-C2000-200-AMF-808-3
Paket Tipi	ATC
Çıkış Gücü (25 °C'de)	2000 mW
Çalışma Akımı (25 °C'de)	2300 mA
Maksimum Çalışma Akımı	2450 mA
Eşik Akımı (25 °C'de)	~ 440 mA
Farksal Kuantum Verimi (25 °C'de)	~ 1.0 W/A
Çalışma Gerilimi	< 1.9 V
Işıma Modu	Çok modlu
Işıma Boyutları	200 μm $\times$ 1 μm
Merkez Dalga boyu (25 °C'de)	808.5 nm
Işıma Spektrumu Genişliği	(2.0 $\pm$ 0.3) nm



Şekil 6.1 ATC Lazer diyotunun yapısı ve boyutları.

6.1.1 Giriş Akımı-Çıkış Gücü Grafiğinin Elde Edilmesi

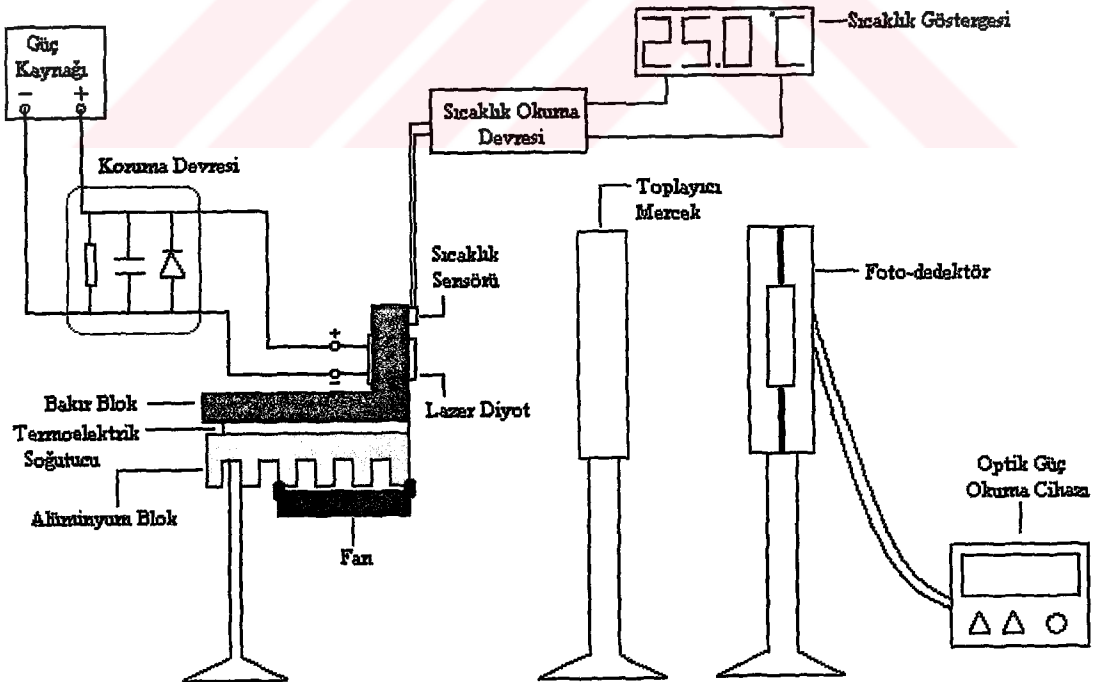
Lazer diyotun giriş akımına karşı çıkış gücü grafiğini elde etmek üzere ilk olarak herhangi bir aktif soğutması olmayan aşağıdaki düzenek kuruldu. Bu düzenekte lazer diyot ısısını içine gömülü olduğu alüminyum bloğa doğrudan ileterek soğumaktaydı.



Şekil 6.2 Pasif soğutmalı lazer diyot karakterizasyon düzeneği.

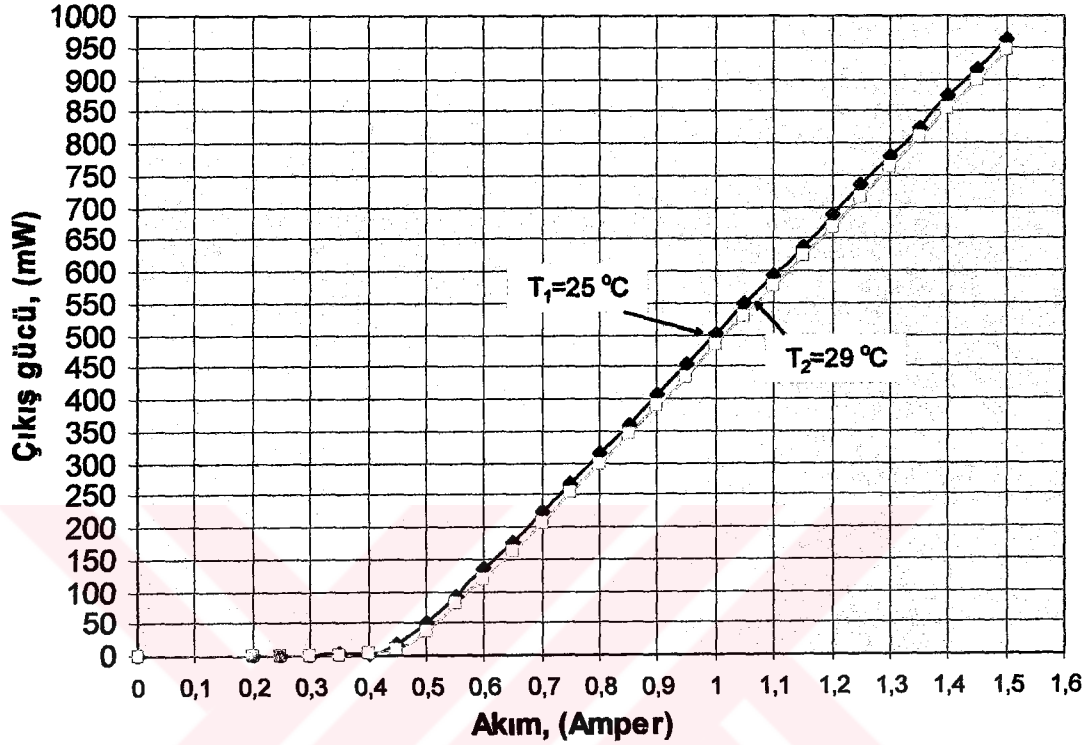
Bu pasif soğutmanın iki önemli çıkmazıyla karşılaşıldı. Birincisi, yüksek akımlarda (1 Amper ve yukarısı) lazer diyotun sıcaklığı 30 °C civarlarına kadar yükselmekteydi ve alüminyum blok dış ortama yeteri kadar hızlı ısı yayamamaktaydı. Bu şekilde alüminyum blok ortamla ısı dengeye geldiğinde bloğun (dolayısıyla lazer diyotun) sıcaklığı aşağı seviyelere inememiştir. İkinci sorun ise ; sıcaklığın (yüksek veya alçak) istenen belirli bir seviyeye çıkarılması veya indirilmesi ve o değerde sabit tutulması mümkün olmamaktaydı.

Birinci tasarımda yukarıda bahsedilen sorunlarla karşılaşılınca Şekil 6.2'deki aktif soğutmalı sistem tasarlandı. Termoelektrik soğutucu bağlı olduğu iki yüzey arasında sıcaklık farkı oluşturduğundan bakır bloğun daha çok soğumasını sağlayabilmek için termoelektrik soğutucunun alt yüzeyine bağlı olan alüminyum bloğun alt tarafına bir fan monte edildi. Bu tasarımla, ortam sıcaklığından bağımsız olarak termoelektrik soğutucunun akımı ayarlanarak lazer diyotun sıcaklığını istenilen seviyelerde tutma işlemi başarılmış oldu. Aktif soğutmalı düzeneklerde ısıtma yaparken ısıtma hızı yüksek olursa ortamdaki nem miktarına da bağlı olarak ısınan yüzeyde yoğunlaşma olabilir. Bu nedenle ısıtma/soğutma işlemleri yavaşça kontrollü bir biçimde yapılmalı, ortam sıcaklığından aşağıdaki sıcaklıklarda çalışılacaksa ortamın bağıl nem oranı olabildiğince düşük olmalıdır.



Şekil 6.3 Aktif soğutmalı lazer diyot karakterizasyon düzeneği.

Lazer diyotun giriş akımı-çıkış gücü grafiği bu düzenekle elde edildi. Foto-dedektör 808 nm dalga boyundaki ışık için 65 mW'tan yukarıdaki güçlerde doyuma ulaştığından toplayıcı mercekle foto-dedektör arasına kayıp oranı bilinen bir filtre koyulmuştur. Optik çıkış gücü ölçümlerinde filtreden ve mercekten kaynaklanan kayıplar dikkate alınmıştır. Sonuçlar aşağıda verilmiştir.

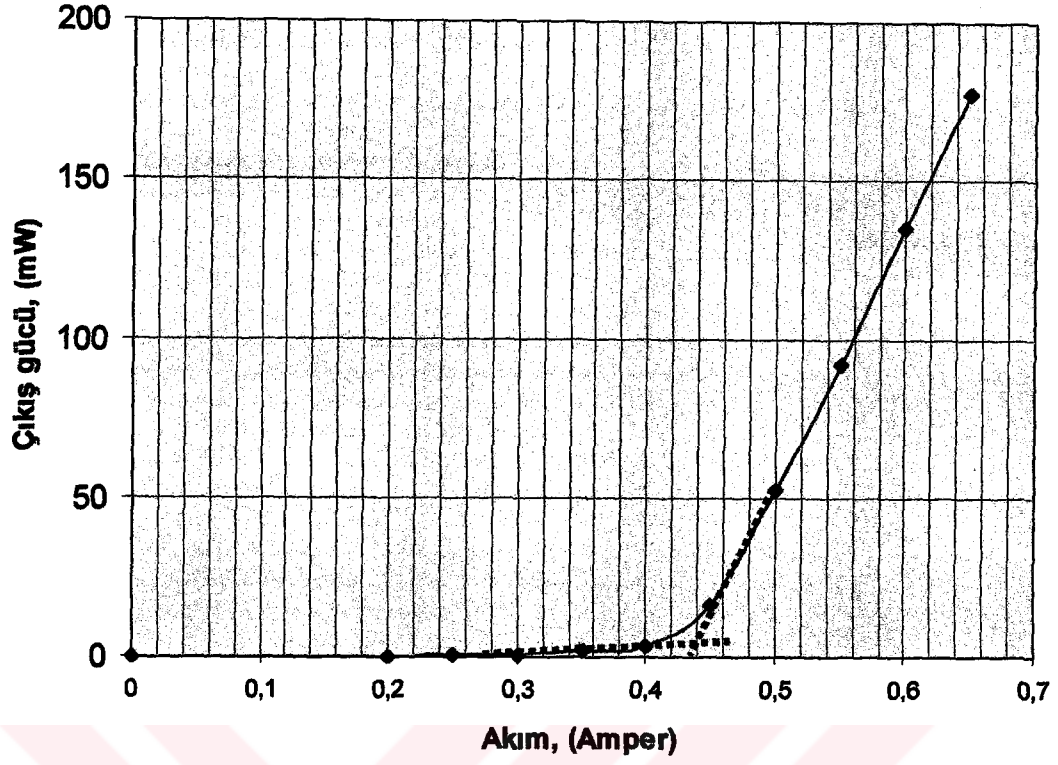


Şekil 6.4 ATC Lazer diyotuna ait giriş akımı-çıkış gücü grafiği.

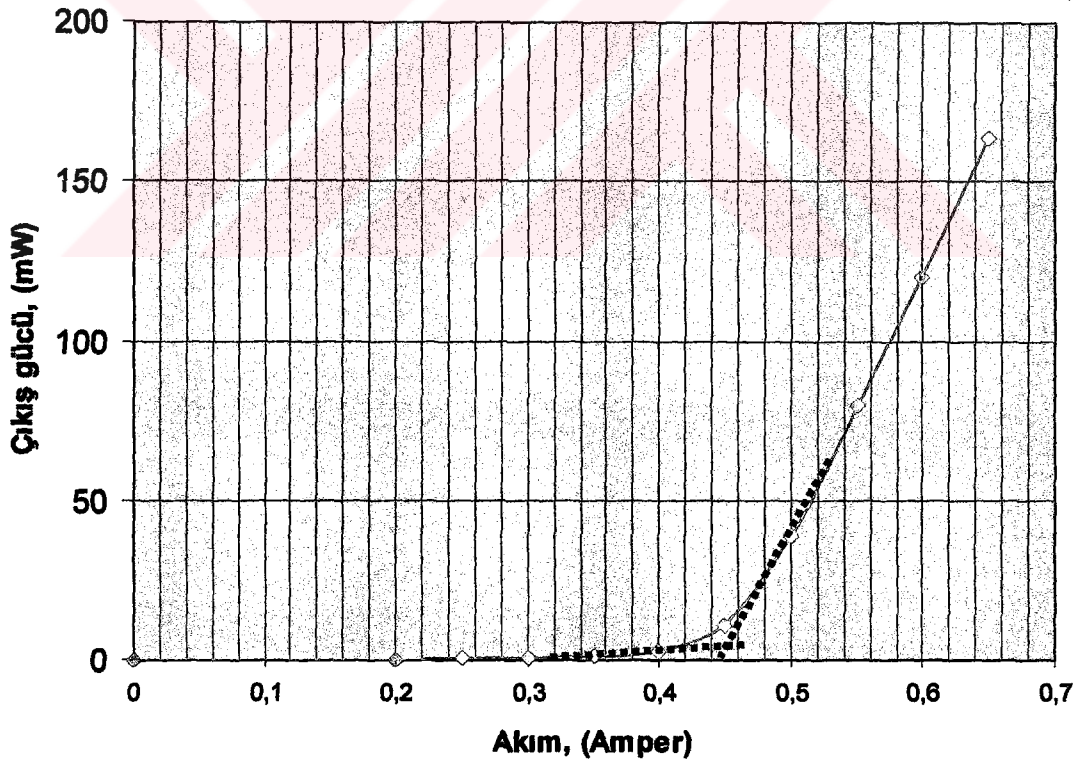
Lazer diyotların anlatıldığı 3. bölümde bahsedildiği gibi aynı akımda yüksek sıcaklıkta optik çıkış gücünün düşük sıcaklığa göre daha az olduğu görülmektedir. Yine 3. bölümde anlatılan giriş akımı - çıkış gücü grafiğinden eşik akımını belirleme yöntemine göre $T = 25\text{ °C}$ için eşik akımı yaklaşık 440 mA iken $T = 29\text{ °C}$ için eşik akımının 450 mA civarında olduğu görülmektedir. Bu çıkarım metodu aşağıdaki grafiklerde gösterilmektedir. Sıcaklığın artmasıyla eşik akımının da arttığı böylece gözlenmiş oldu. Üretici firmanın katalogunda iki farklı sıcaklıktaki eşik akımı arasındaki ilişki şu şekilde verilmiştir:

$$I_{TH2} = I_{TH1} \exp[(T_2 - T_1)/T_0] \quad (6.1)$$

Yukarıdaki eşitlikte I_{TH1} T_1 sıcaklığındaki eşik akımı, I_{TH2} T_2 sıcaklığındaki eşik akımı ve T_0 eşik akımının sıcaklık katsayısıdır.



Şekil 6.5 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$ için eşik akımının grafik üzerinden belirlenmesi.

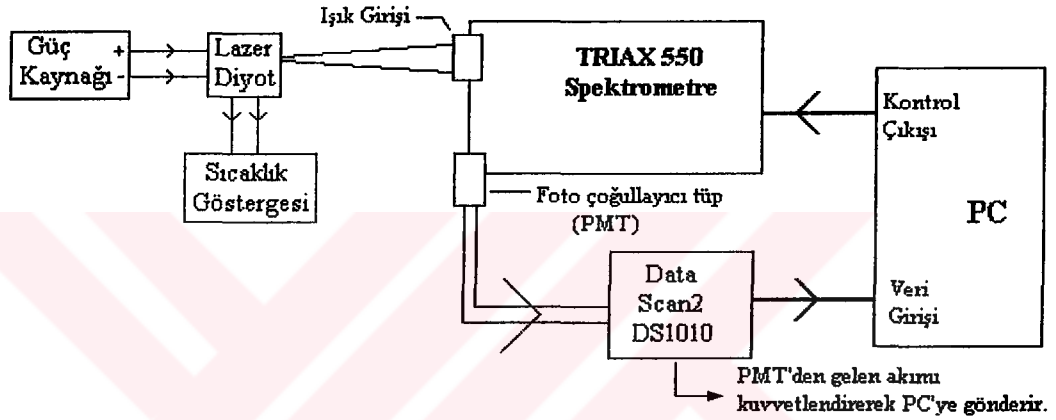


Şekil 6.6 $T = 29\text{ }^{\circ}\text{C}$ için eşik akımının grafik üzerinden belirlenmesi.

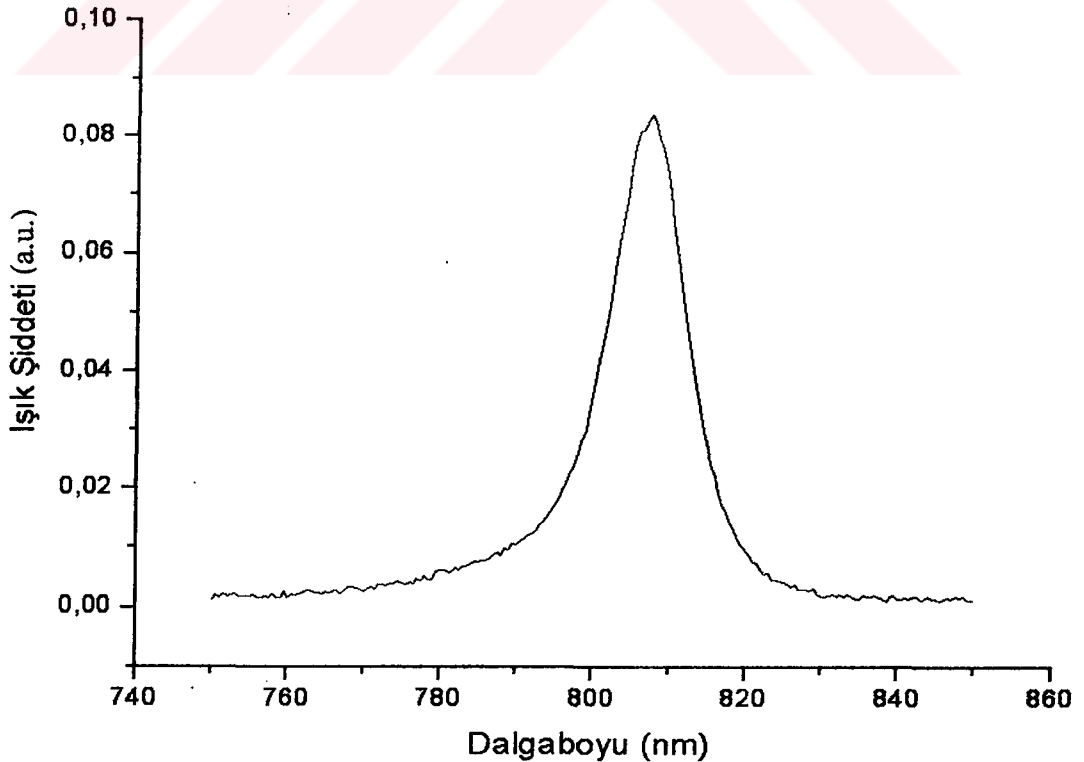
$I_{TH1} = 440\text{ mA}$, $T_1 = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 29\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve $T_0 = 150\text{ K}$ (katalog değeri) alınarak (6.1)'de yerine koyulduğunda $I_{TH2} \approx 451.9\text{ mA}$ olarak bulunur. Bu değer deneysel olarak elde edilen sonuçla oldukça uyumludur.

6.1.2 Lazer Diyotun Dalga Boyu Spektrumu

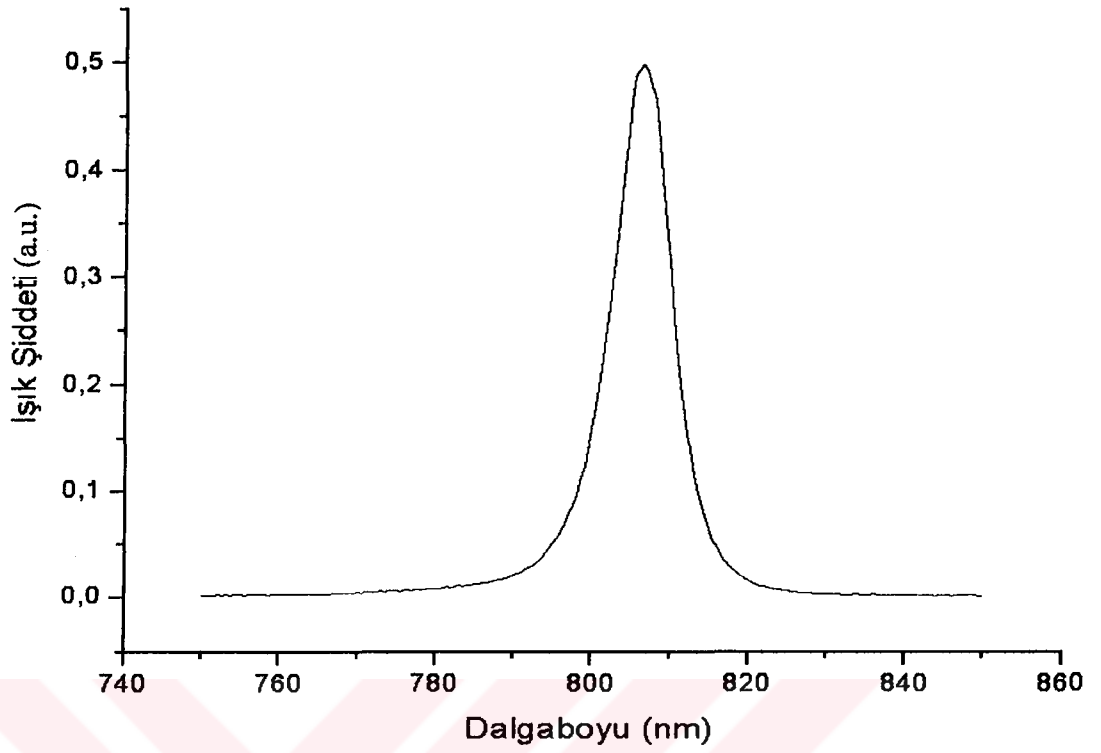
Diyot pompalı katı hal lazer tasarımında dikkat edilmesi gereken hususlardan biri, lazer diyottan çıkan ışığın uyarılacak kristalin lazer enerji geçişini uyuracak dalga boyunda olmasıdır. Bu nedenle tasarımda kullanılacak lazer diyotun hangi akım ve sıcaklık değerlerinde istenen dalga boyunu üretebildiğini belirlemek gerekir. Lazer diyotun dalga boyu spektrumunu elde etmek için şekil 6.7'deki düzenek kurulmuştur. Lazer diyottan çıkan ışığın dalga boyuna başka etkiler etkimeden ışık doğrudan spektrometreye iletilmiş oldu. Sonuçlar aşağıda verilmiştir.



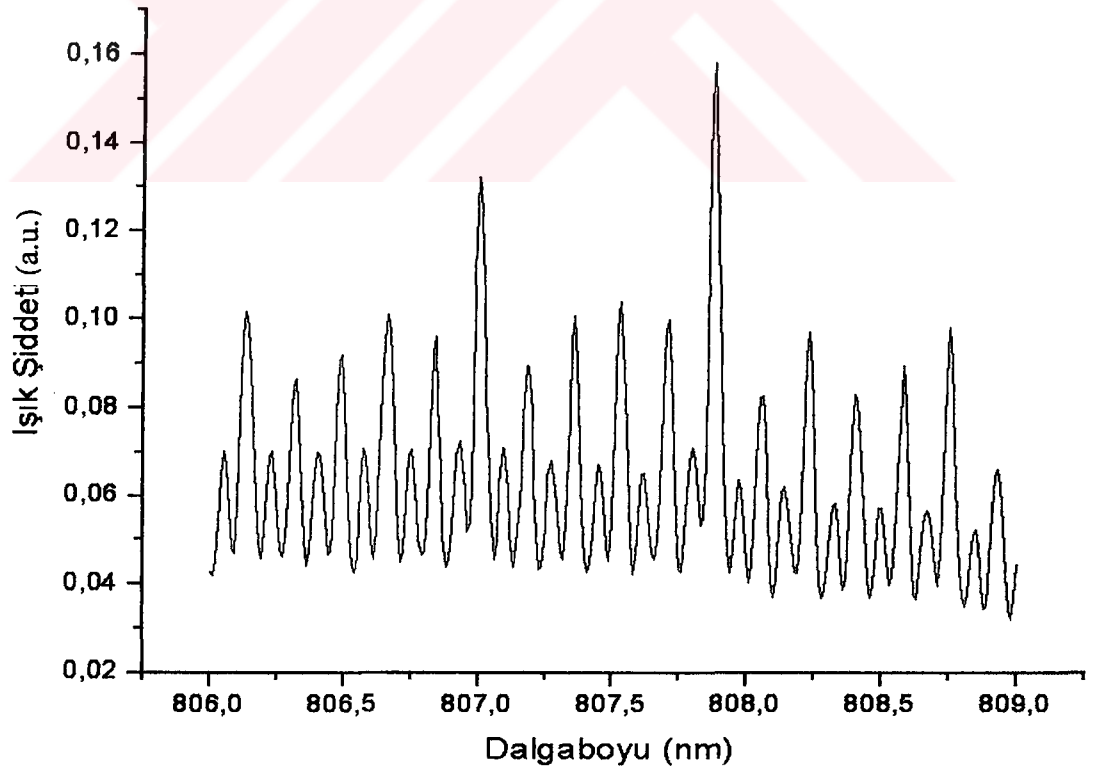
Şekil 6.7 Lazer diyotun dalga boyu spektrumunu elde etmek için kurulan düzenek.



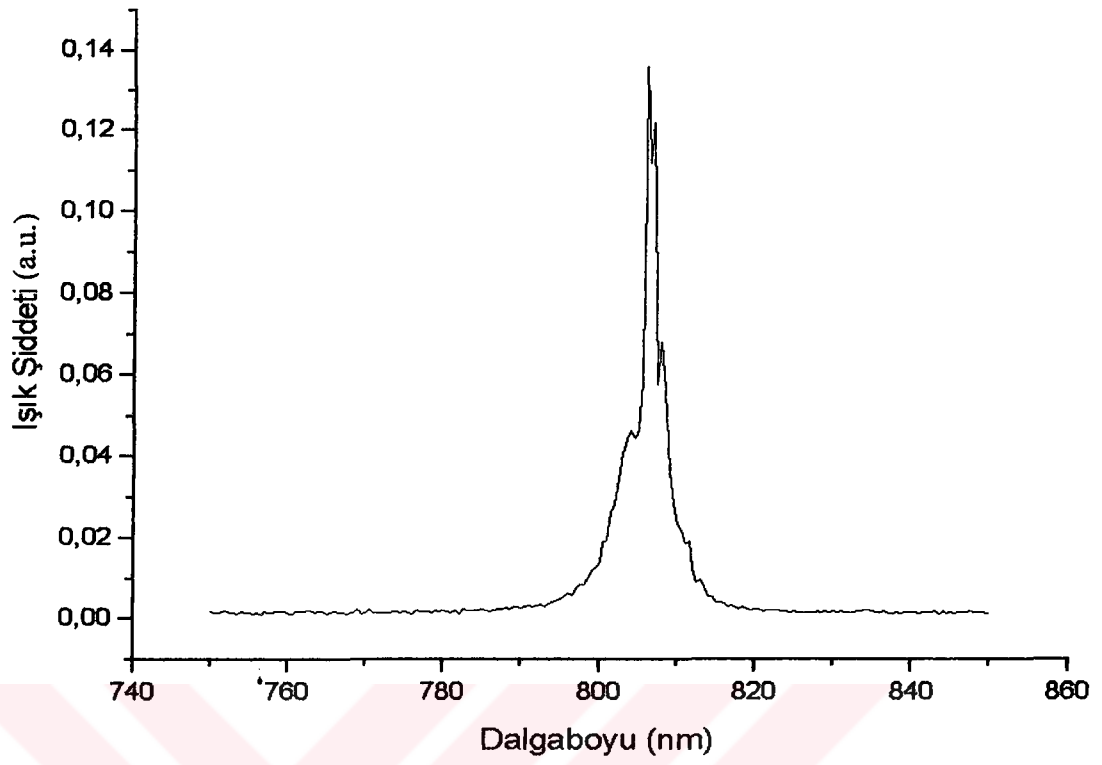
Şekil 6.8 T = 25 °C, I = 300 mA için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.



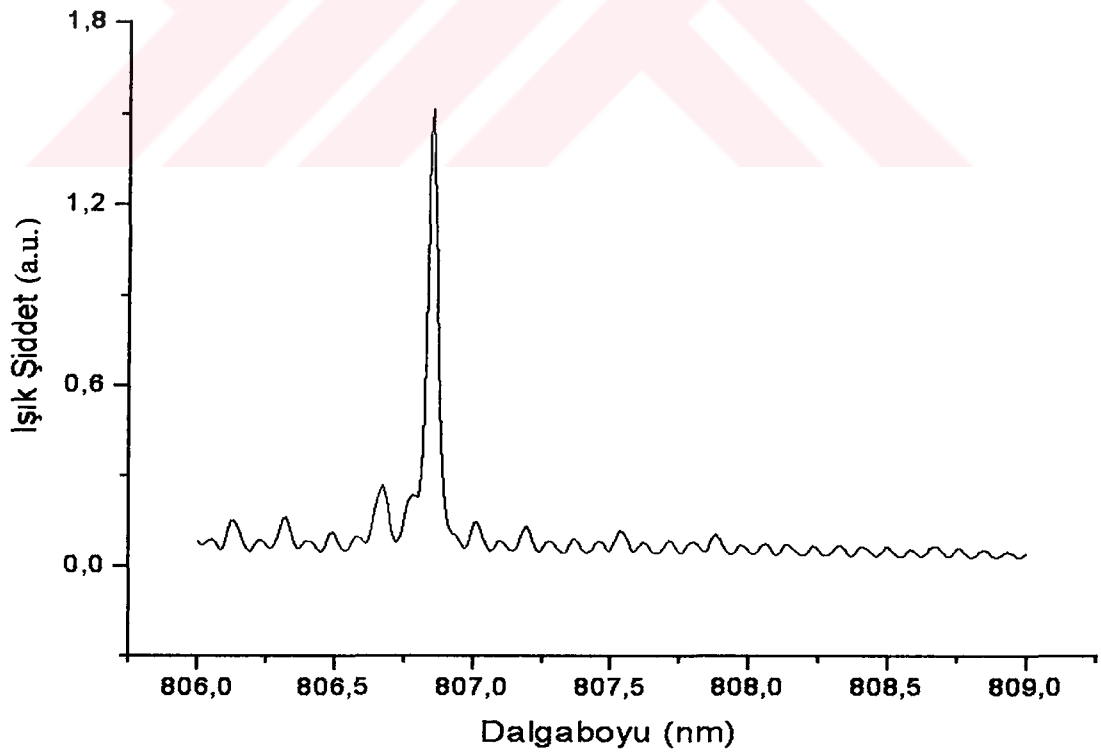
Şekil 6.9 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 400\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.



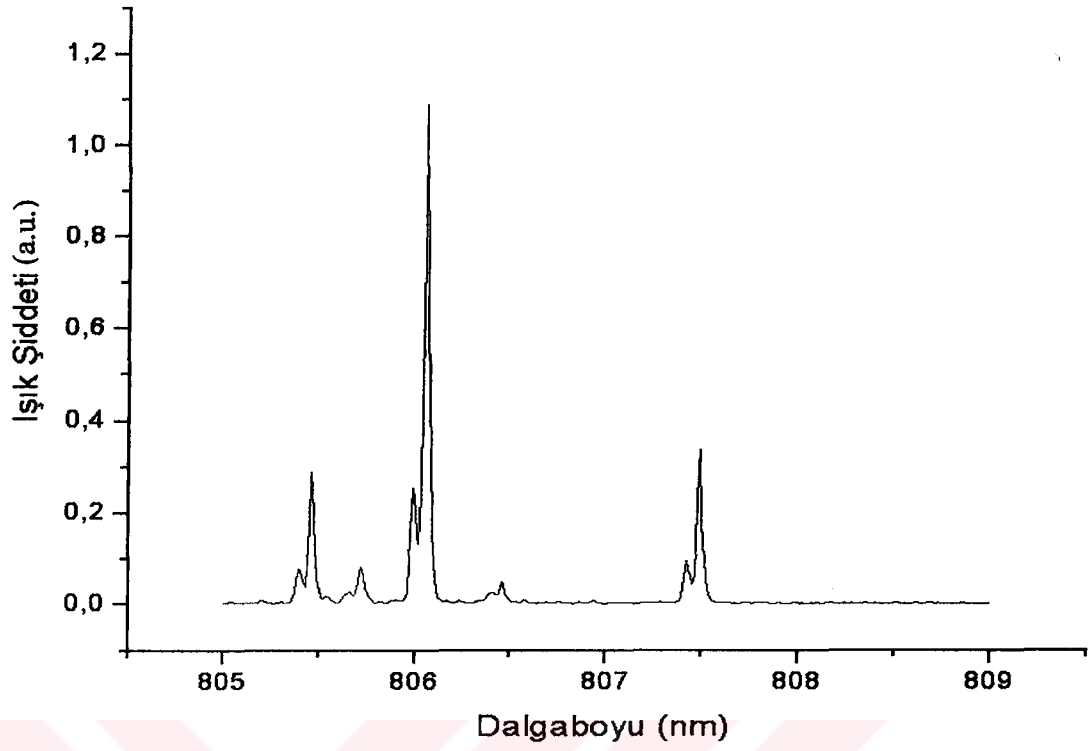
Şekil 6.10 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 440\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.



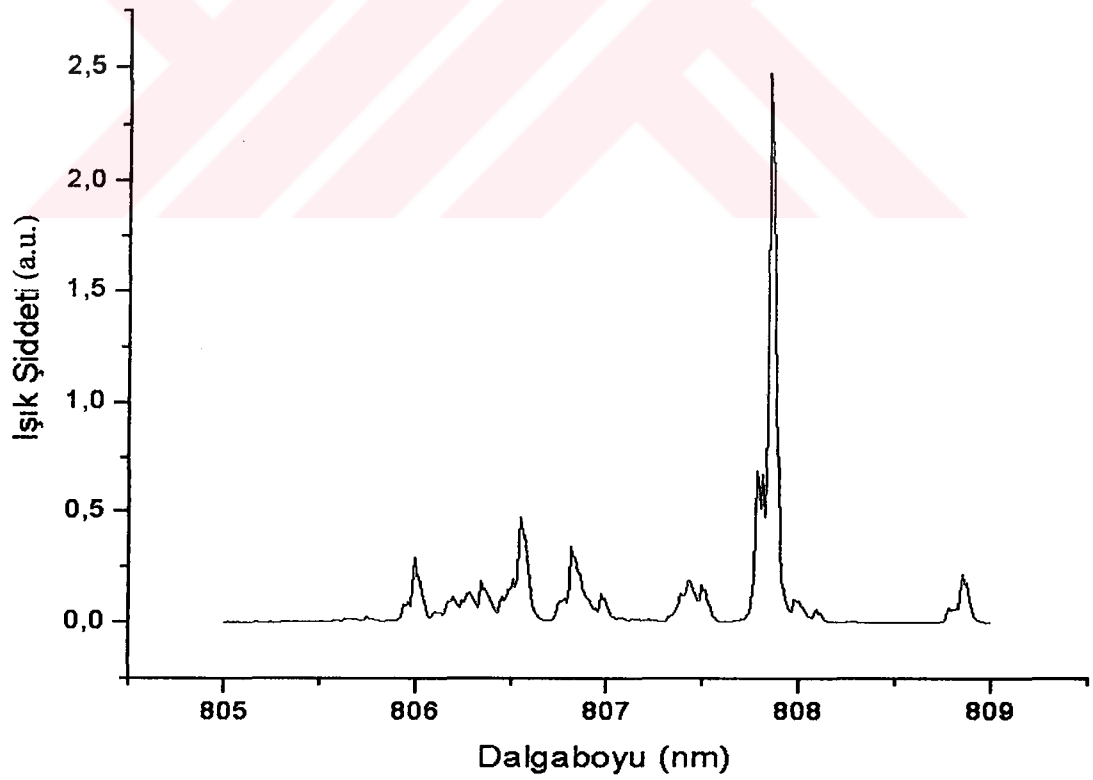
Şekil 6.11 $T \approx 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 450\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.



Şekil 6.12 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 450\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.



Şekil 6.13 $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 600\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.

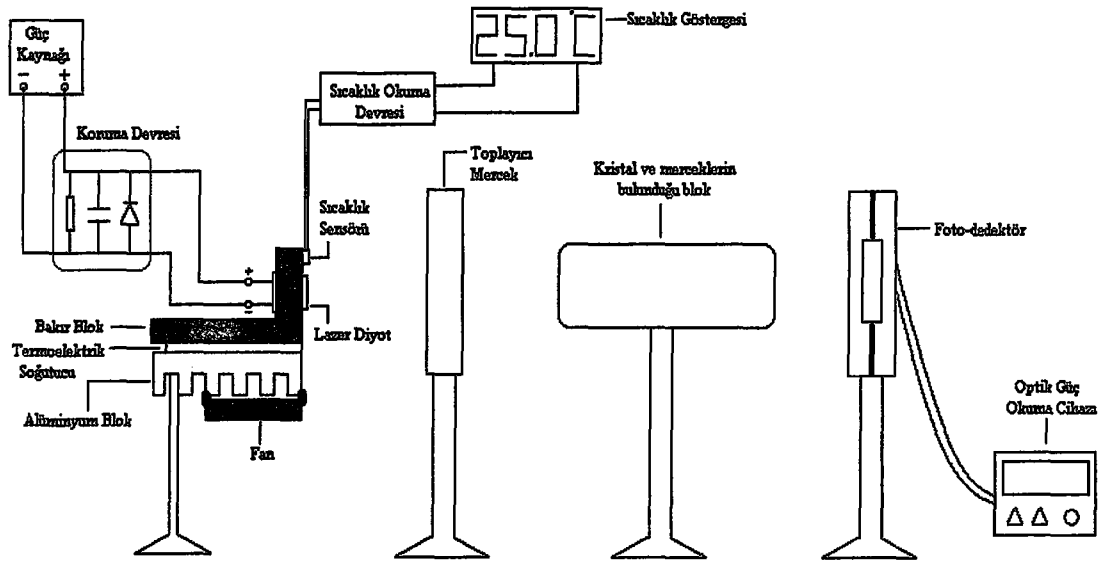


Şekil 6.14 $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $I = 700\text{ mA}$ için lazer diyotun dalga boyu spektrumu.

Şekil 6.8’de lazer diyota eşik akımının ($25\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’de eşik akımı = 440 mA) altında bir akım verildiği durumdaki dalga boyu spektrumu görülmektedir. Eşik akımının altındaki akımlarda kendiliğinden ışıma baskın olduğundan lazer diyot LED çalışma bölgesindedir ve çıkış ışığı çok geniş bir spektruma yayılmıştır. Şekil 6.8’de dalga boyu ışıma genişliği FWHM (Full Width at Half Maximum: Maksimum şiddetin yarıya düştüğü genişlik) olarak 12 nm’dir. Akımın artırılmasıyla şekil 6.9’daki spektrum elde edilmiştir. Bu akımdaki dalga boyu ışıma genişliği (FWHM olarak) 8 nm’dir. Akımın artmasıyla spektrum daha dar bir hale gelmiştir ama halen lazer diyot LED bölgesinde çalışmaktadır. Şekil 6.10’daki spektrum lazer diyot eşik akımında çalışırken elde edilmiştir. 3. bölümde bahsedildiği üzere eşik bölgesi civarında uyarılmış ışıma henüz kendiliğinden ışımaya baskın gelememiştir ve bir çok mod salınım yapmaktadır. Eşik akımı çok az aşıldığında ise artık bulunulan sıcaklıktaki baskın lazer modu ışımaya başlamaktadır (Bkz. Şekil 6.11). Bu akımdaki dalga boyu ışıma genişliği (FWHM olarak) 3 nm’dir. Burada bazı keskin sıçramalara dikkat edilmelidir. Bu süreksiz sıçramaların nedeni sıcaklığın sabit tutulamamasıdır ve “mod sıçraması” olarak bilinir. Şekil 6.12’de ise aynı akımda sıcaklık daha kararlı halde tutularak spektrum tekrar alınmıştır. Şekilde görüldüğü gibi mod sıçramaları ortadan kalkmış ve sürekli baskın bir lazer modunun olduğu spektrum elde edilmiştir. Son olarak sıcaklığın değişmesiyle dalga boyu spektrumunun nasıl kaydığını görmek amacıyla $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’de ölçümler alınmıştır (Bkz. Şekil 6.13, 6.14). Merkez dalga boyları arasındaki fark 1.75 nm kadardır. Buradan dalga boyunun sıcaklık değişim katsayısı $0.35\text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ olarak bulunur. Böylece dalga boyunun sıcaklıkla arttığı deneysel olarak anlaşıldı ve artma miktarı yaklaşık olarak elde edildi.

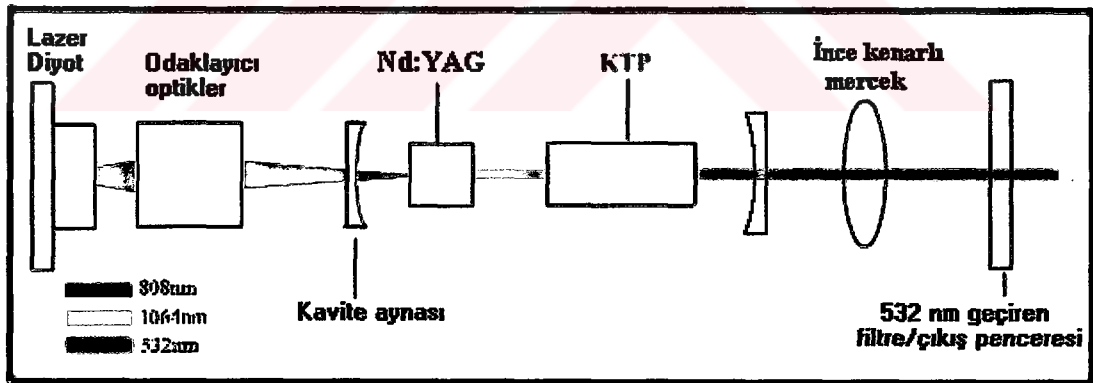
6.2 Lazer Diyotla Pompalama Düzenegi

Lazer diyotla yapılan bu çalışmalar sonucunda pompalama ışığı hakkında gerekli bilgiler elde edilmiş oldu. Artık bu bilgiler doğrultusunda katı hal lazerdeki Nd:YAG kristalini verimli bir biçimde pompalamak mümkün olacaktır. Pompalama düzenegi olarak şekil 6.15’teki düzenek kuruldu. Gelen lazer diyot ışımasının eliptikliğini azaltarak Nd:YAG kristali üzerine odaklayacak olan optik parçalar, pompalanacak olan Nd:YAG kristali, nonlineer KTP kristali, çıkış ışığını paralelleştirici mercek ve 532 nm çıkış filtresi şekil 6.15’te gösterilen silindirik blok içinde sıkışık bir halde yer almaktadır.

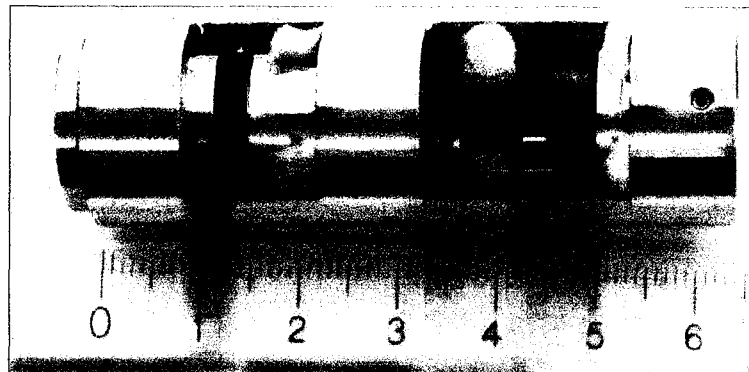


Şekil 6.15 Diyot pompalı katı hal lazer düzeni.

Bu düzenle alınan ölçüm sonuçları çizelge 6.2’de gösterilmektedir. Ölçümlerde akım 1 amperde (1 ± 0.003 A) sabit tutulup sıcaklık değiştirilerek 532 nm dalga boyundaki ışığın çıkış gücü ölçülmüştür. Şekil 6.16’da yukarıdaki şekildeki silindirik bloğun iç yapısı gösterilmektedir. Lazer diyot bloğa dahil olmayıp pompalamayı temsil etmek üzere çizilmiştir.



Şekil 6.16 Pompalamada kullanılan silindirik bloğun iç yapısı.



Şekil 6.17 CASIX firmasının ürettiği silindirik bloğun fotoğrafı.

Sıcaklık (°C)	532 nm'de Optik Çıkış Gücü (mW)
25	13.45
24	14.45
23	15.25
22	15.35
21	15.80
20	15.50

Çizelge 6.2 Sıcaklığa bağlı olarak 532 nm dalga boyundaki optik çıkış gücü.

Sabit akımda sıcaklığın azalmasıyla lazer diyotun çıkış gücünün arttığı önceki ölçümlerden görülmüştü. Sıcaklığın azalmasıyla Nd:YAG'ı uyaran pompalama gücü artmış ve bu kristalin ürettiği 1064 nm dalga boyundaki ışığın gücü artmıştır. İkinci harmonik üretiminin verimi gelen ω temel frekanslı (1064 nm) ışığın gücüyle orantılı olduğundan KTP kristalinin ürettiği 532 nm dalga boyundaki son çıkış gücü de artmaktadır. Fakat ölçüm sonuçlarına göre sıcaklığın düşmesiyle çıkış gücü sürekli aynı oranda artmamış ve hatta azalmıştır. Sıcaklığın azalmasıyla lazer diyotun toplam çıkış gücü artmakta fakat spektrum daha düşük dalga boylarına kaymaktadır. Böylece Nd:YAG'ı uyarmak için dalga boyundaki güç azalmaktadır. Bu nedenle sıcaklığın sürekli azalmasıyla 532 nm dalga boyundaki çıkış gücünün artması mümkün olmayacaktır. Sonuçta elde edilen 532 nm dalga boyundaki ışığın TEM₀₀ moduna oldukça yakın olduğu gözlenmiştir.

6.3 Düzenekte Kullanılan Devreler

Laboratuar çalışmaları süresince lazer diyotu güç kaynağından gelen ani veya ters yöndeki akım veya gerilimden korumak için basit bir koruma devresi yapılmıştır. Bu devre şekil 6.2'de gösterilmektedir. Güç kaynağından kutuplanması lazer diyotun (+) ve (-) uçlarına ters olan bir gerilim uygulandığında şekildeki hızlı diyotun bağlantısı bu ters kutuplanmada çalışacak biçimde olduğu için ve direnci çok daha küçük olduğundan akım bu diyotun üzerinden geçer. Buradaki diyotun hızlı (nano saniyeler mertebesinde) cevap verebilme özelliğine sahip olması gerekir çünkü lazer diyota kısa süreli (mikro saniyeler) bile olsa uygulanacak ters bir gerilim lazer diyotun bozulmasına yol açabilmektedir. Devredeki kapasite, güç kaynağı anahtarından ilk açıldığı anda ve kapatılırken oluşan ani pikleri süzmek üzere kullanılmıştır. Direnç ise kapasitenin yavaşça boşalmasını sağlamak için kullanılmıştır.

7. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Yakın zamanda gerçekleşen lazer diyotların çıkış gücü ve verimlerindeki hızlı ilerlemeler, katı hal lazerlerin tasarımında yeni bir dönemin başlamasını sağladı. Lazer diyotlarla pompalanan ileri teknoloji ürünü katı hal lazerler, küresel rüzgar ölçümleri için uyumlu radar, yarı-iletken devre onarımı ve katı hal renkli video projeksiyonu gibi çeşitli uygulamaların gerçekleştirilmesini mümkün kılacaktır. Bu tez çalışmasında, 532 nm dalga boyunda, şiddet profili olabildiğince TEM_{00} moduna yakın bir lazer ışığı üreten bir katı hal lazerin oluşturulması amaçlanmıştır.

Amaçlanan lazer ışığını elde etmek için kuvvetli ışıması 1064 nm dalga boyunda olan Neodmiyum katkılı Yitriyum Alüminyum Garnet (Nd:YAG) kristali ile bundan gelen ışığın frekansını nonlinear optik işlemle ikiye katlayan Potasyum Titanil Fosfat (KTP) kristali kullanılmıştır. Bu iki kristal ve lazer diyot ışımasının dağılmasını azaltan ve ışığı Nd:YAG kristali üzerine odaklayan mercekler, çıkış filtresi ve mercekleri CASIX firmasının ürettiği bir modül halinde bulunmaktaydı. Bu lazerde, Nd atomlarının $^4I_{9/2}$ taban seviyesinden $^4F_{5/2}$ üst seviyesine çıkarılması için gerekli pompalama enerjisi 808 nm dalga boyunda ışıma yapan lazer diyotla sağlanmıştır. Bunun en önemli nedeni, lazer diyotun çok dar (2 nm, FWHM) olan ışıma dalga boyunun Nd atomunun soğurma bandıyla örtüşmesidir. Lazer diyot ışımasının Nd:YAG üzerine etkin bir biçimde pompalanmasıyla, sistemde üretilen gereksiz ısı da aza indirgenmiş olmaktadır. Ayrıca lazer diyotların çalışma ömürleri oldukça uzundur. Oysa bir flaş lambanın çok geniş ışıma spektrumu ve güç dalgalanmaları dikkate alındığında pompalama işlemi böyle bir kaynakla yapılırsa oluşan enerji etkin bir biçimde uyarılacak kristale aktarılamayacak ve sistemde oluşan gereksiz ısı miktarı artacaktır.

Lazer diyotla pompalama yapılmadan önce çıkış ışığını Nd:YAG kristalinin soğurma dalga boyuna getirmek ve bu dalga boyundaki gücü maksimize etmek için lazer diyotun karakterizasyonu yapılmıştır. Bunun için iki farklı düzenek kurulmuştur. Bunlardan ilki pasif soğutmalı bir sistemdi ve oluşan fazla ısıyı gidermede yetersiz kaldı. İkinci düzenekte ise bir termo-elektrik soğutucu ve fan kullanılarak aktif soğutma sağlandı ve sıcaklığı kontrol altında tutmak mümkün oldu. Lazer diyota ait farklı sıcaklıklardaki giriş akımı-çıkış gücü grafiği ve dalga boyu spektrumu bu aktif soğutmalı düzenekle elde edildi. Bu bilgiler elde edildikten sonra

lazer diyot ışıması yukarıda bahsedilen kristal-mercek sistemi üzerine yönlendirilerek pompalama işlemi gerçekleştirildi. Sonuçta 532 nm (yeşil) dalga boyunda, şiddet profili TEM₀₀ moduna yakın olan bir lazer ışığı elde edildi.

Alınan ölçümlerden sonra lazer diyot, kristallerin bulunduğu bloğa kabaca bitleştirilerek değişik yönelimlerde çıkış gözlemlendi. Bu araştırma sonucunda, lazer diyot silindirik bloğa tam yapışık iken x ve y eksenlerinde konumu iyi ayarlanabilirse çıkışın önceki pompalama düzeneğine göre hem kalite olarak hem de güç olarak daha iyi olduğu gözlemlendi. Bu nedenle, lazer diyotla kristal ve merceklerin bulunduğu silindirik bloğun tasarlanacak bir bakır blokla birleştirilmesi planlanmaktadır. Bu blok x ve y eksenlerinde ince ayara müsaade edecek şekilde olacaktır. Çıkıştaki 532 nm dalga boyundaki (yeşil) ışığın gücü ve kalitesi (TEM₀₀ moduna yakın olması) optimum olduğunda ise sabitlenecektir. Böylece oluşturulan lazer daha küçük hacimli ve verimli hale getirilmiş olacaktır.

Katı hal lazer kristalleri enerjiyi yarı kararlı seviyelerde tutabilirler. Depolanan bu enerji, lazer diyotun sahip olduğu maksimum gücün onlarca katında pik güçler elde etmek üzere hızlı anahtarlama (Q-switching) ile açığa çıkarılabilir. Q-anahtarlama, lazer kavitesi içinde nüfus tersinmesi en fazla olana kadar kavitedeki kaybın yüksek tutulup sonra aniden kaybın düşürülüp kazancın artmasına imkan verilen bir işlemdir. Diğer bir deyişle sürekli halde çıkış veren bir lazerin çıkışını oldukça kısa süreli ve yüksek enerjili bir darbe içine sıkıştırmaktır. Bu çalışmada kurulan katı hal lazerin çıkış gücü, Q-anahtarlama işlemi gerçekleştirilebilirse çok uzun süren mekanik ayarlamaya gerek kalmadan elde edilecek darbelerin yüksek güçleri sayesinde artırılabilir.

Son zamanlarda Neodmiyum katkılı Yitrium Vanadat (Nd:YVO₄) kristali sahip olduğu birçok gelişmiş malzeme özelliklerinden dolayı katı hal lazerlerde Nd:YAG kristalinin yerini almaya başlamıştır. Daha büyük soğurma katsayısına sahip olduğundan pompalanan enerjinin daha yüksek bir yüzdesini soğurarak aynı çıkış gücü için Nd:YAG'a göre daha küçük boyutlarda kullanılabilir. İkinci olarak, uyarılmış ışıma kesit alanı büyük olduğundan Nd:YAG'a göre daha gelişmiş lazer parlaklığı, odaklanması ve işlevsel menzile elde edilir. Diğer bir avantajı ise soğurma bant genişliğinin Nd:YAG'ının iki katı kadar olması sayesinde daha geniş bir dalga boyu aralığında gelen ışıkla pompalanması mümkün olmaktadır. Böylece



pompalama için seçilebilecek lazer diyet miktarı artar ve üreticiler daha etkin maliyetli olanları seçebilirler.

Sonuç olarak, farklı aktif madde kristalleri, nonlinear kristaller ve farklı lazer kavitesi tasarımları uygun bir biçimde kullanılarak bu çalışmada oluşturulan diyet pompalı katı hal lazeri geliştirmek mümkündür. Bu çalışmanın, tasarlanacak olan daha yüksek güçlü, daha iyi demet kalitesine sahip, daha kararlı ve sağlam lazerler için temel olması beklenmektedir.





KAYNAKLAR

1. Hecht Eugene, Optics, San Francisco : Addison-Wesley, 2002.
2. T.H. Maiman, Nature, Vol.187, p. 493, 1960.
3. David C. Hanna, Principles of lasers: 4th edition, Plenum Press, 1998.
4. Peter W. Milonni, Joseph H. Eberly, Lasers, New York : Wiley, 1988.
5. J. Wilson and J.F.B Hawkes, Optoelectronics 1998.
6. Web sayfası: <http://www.olympusmicro.com/primer/java/lasers/diodelasers>.
7. Singh Jasprit, Semiconductor optoelectronics : physics and technology, McGraw-Hill, 1995.
8. Davis Christopher C., Lasers and electro-optics : fundamentals and engineering, Cambridge University Press, 1996.
9. W. Luhs, Meos Company, Diode Laser, 2003.
10. Web sayfası: <http://micro.magnet.fsu.edu/electromag/java/cd/index.html>.
11. A.E. Siegman, Lasers, University Science Books, Sausalito, California, 1986.
12. D.R. Hall and P.E. Jackson, The Physics and Technology of Laser Resonators, Bristol :IOP Publishing, 1989.
13. H. Kogelnik and T. Li, Laser Beams and Resonators, Proc. IEEE, Vol. 54, No. 10, pp.1312-1328, 1966.
14. Stefan Spiekermann, Compact diode-pumped solid-state lasers, Department of Physics, Royal Institute of Technology, Doctoral Thesis, 2004.
15. Walter Koechner, Solid-State Laser Engineering: 1st edition, Springer, 1996.
16. T. J. Kane and R. L. Byer, Monolithic, unidirectional singlemode Nd:YAG ring laser, Optics Letters, Vol. 10, pp. 65-67, 1985.
17. Y.R. Shen, The Principles of Nonlinear Optics, John Wiley, 1984.
18. G.D. Boyd, and D.A. Kleinman, Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams, J. of Applied Physics, Vol. 39, pp. 3597-3640, 1968.



ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Diyarbakır'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Diyarbakır'da lise öğrenimini İzmir'de tamamladı. 1998 yılında girdiği İstanbul Teknik Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Fakültesi, Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü'nden 2002 yılında mezun oldu. 2003-2004 yıllarında GYTE-KOSGEB Teknoloji Geliştirme Merkezi Müdürlüğü'nde uzman yardımcısı olarak çalıştı. 2005 yılı başından beri TÜBİTAK – Ulusal Metroloji Enstitüsü (UME), Elektromanyetik Metroloji Laboratuvarı, Elektromanyetik Uyumluluk (EMC) Biriminde araştırmacı olarak görev yapmaktadır.

