

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**GENİŞ SPEKTRUMLU FİBER LAZER SALINGAÇ KOVUĞU
GELİŞTİRİLMESİ**

Ali Murat SÖZEN

FİZİK ANABİLİM DALI

**ANKARA
2020**

Her hakkı saklıdır


TEZ ONAYI

Ali Murat SÖZEN tarafından hazırlanan “GENİŞ SPEKTRUMLU FİBER LAZER SALINGAÇ KOVUĞU GELİŞTİRİLMESİ” adlı tez çalışması 29/01/2020 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.


Danışman : Prof. Dr. Adnan TEĞMEN
Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

Jüri Üyeleri


Başkan : Prof. Dr. Ali Murat GÜLER
Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı


Üye : Prof. Dr. İnanç ŞAHİN
Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı


Üye : Prof. Dr. Adnan TEĞMEN
Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Özlem YILDIRIM
Enstitü Müdürü

ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, yararlandığım bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

29.01.2020



Ali Murat SÖZEN

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

GENİŞ SPEKTRUMLU FİBER LAZER SALINGAÇ KOVUĞU GELİŞTİRİLMESİ

Ali Murat SÖZEN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Adnan TEĞMEN

Katıhal lazerlere uygun bir alternatif olarak fiber lazerler küçültülmüş boyutta durağan ve kolay hizalanabilir. Bu çalışmada ilk olarak doğrusal olmayan optik ve fiber lazerin kuramsal temellerini incelemekteyiz. Tezin konusu dalgaboyu aralığı 1 μ m'da çalışan geniş spektrumlu fiber lazer salingaç kovuğu geliştirilmesidir. Ultra kısa lazer atımlarının elde etmenin ana yolu kovuğu kurarken net saçınımını ayarlayarak pasif biçimde mod-kilitledir. Kazanç ortamı olarak Yb-doyurulmuş fiber kullanılmıştır. Bu çeşit bir fiber yüksek verimlilik sağlamaktadır. Genel bir yaklaşım olarak lazer bileşenlerinden gelen saçınımı bastırmak için negatif saçınım veren kırınım ızgarası çifti kullanılmıştır. Çıkış atımının spectrum genişliği 86 nm'dir. Bu tarz bir lazeri üretmek için bazı kritik noktalar vurgulanmaktadır. Kovuğun mod-kilitli hale gelmesini sağladıktan sonra diğer bir amaç durağan bir hali elde etmektir. Bunu yapmak için osilatör kovuğunun net saçınımı ayarlanmalıdır. Osilatörden en dar atımı elde etmek net saçınımın sıfıra yaklaşması kuralına bağlı değildir. Bileşenlerden kaynaklanan kovuktaki toplam saçınım bir kırınım ızgarası çiftinden doğan saçınım ile bastırılabilir. Sağlık ve bütünlük bakımından bu fiber salingaç kovuğu inşa edilebilecek lazer sisteminin yükseltme kısımları içinde kaynak lazer olarak kullanılabilir.

Ocak 2020, 40 sayfa

Anahtar Kelimeler : *Lazer Kovuğu, Fiber Lazer, Saçınım Ayarlı Fiber Salingaç Kovuğu*

ABSTRACT

Master Thesis

DEVELOPING A WIDE SPECTRUM FIBER LASER OSCILLATOR CAVITY

Ali Murat SÖZEN

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof.Dr. Adnan TEĞMEN

As a more suitable alternative to solid-state lasers, fiber lasers are offering compact size, stability, and easier alignment. In this study, first, we explain the theoretical fundamentals of nonlinear optics and fiber laser. The subject of the work is about the development of a wide spectrum fiber laser oscillator cavity operating in the 1 μm wavelength regime. The main way to produce the ultrafast pulses is passively mode-locking of the oscillator cavity by adjusting the net dispersion of the oscillator at the very beginning of the alignment. A Yb-doped fiber was used as a gain medium for this laser. This type of gain fiber is capable of generating a high-efficiency gain. As a general way of approach, we utilized a grating pair for balancing the dispersion coming from cavity elements by applying negative dispersion inside the oscillator. The output pulse spectrum width is 86 nm. We emphasize some critical points for building this type of laser. After achieving to get a mode-locked state of the cavity another goal is to succeed a stable one. For doing this a negative net dispersion of the oscillator cavity should be set. The shortest pulse width obtained directly from the oscillator does not depend on the rule that the shortest pulses will be obtained when the net dispersion approaches zero. The overall dispersion inside the cavity due to the components can be balanced with the dispersion caused by a grating pair. In terms of compactness and robustness, this fiber oscillator cavity can be used as a seed source for the amplification stages of a laser system to be built.

January 2020, 40 pages

Key Words : *Laser Cavity, Oscillator, Fibre Laser, Dispersion Compensated Fiber Oscillator*

TEŞEKKÜR

Bu tezi hazırlarken sabır ve emeğini esirgemeyen tez danışmanım Prof. Dr. Adnan Teğmen'e verdiği destek ve işe, bilime ve hayata dair sohbetleriyle mesleki ve kişisel hayatıma özgün katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca çalıştığım Bilkent Üniversitesi UFOLAB Grubunda, yüksek lisansıma devam etmemi teşvik eden gerekli kolaylığı sağlayan ve tezi bitirmemde gerekli laboratuvar imkanlarını sunan değerli hocam Prof. Dr. Fatih Ömer İlday'a, ve değerli amirim Hamit Kalaycıoğlu'na ve ilk çalışma gününden itibaren her zaman yanımda olan kıymetli çalışma arkadaşım Önder Akçaalan'a teşekkür ederim.

Lisans hayatımda ilk bilimsel deneyimlerimi kazanmamda, değerli bir amaca ulaşmanın ancak uzun saatler sarfedilen emeğin sonucunda mümkün olduğunu bana öğreten OPERA Deneyi Ankara Grubumuzun Lideri değerli hocam Prof. Dr. Ali Murat Güler'e teşekkürlerimi ifade etmeyi borç bilirim.

Ek olarak bu tezi son haline getirebilmem için asla bitmeyen destekleriyle motivasyonumu artıran değerli dönem arkadaşlarım olarak Berk Berkan Turgut'a, Fikri Oğuz'a teşekkür ederim.

Son olarak öğrenmenin sadece uzun yıllar devam ettiğim okul yaşatım boyunca değil hayat boyu olması gerektiğini, bana kazandırdıkları okuma alışkanlığımı ilk emeklemeye başladığım günden beri uygulamalı anlatarak gösteren sevgili anneme ve sevgili babama ve hem arkadaşım hem kardeşim olan biraderim, kaptanım Alper Sözen'e içtenlikle teşekkür ederim.

Ali Murat SÖZEN
Ankara, Ocak 2020

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

ETİK.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT.....	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK ZEMİN	2
2.1 Fiber Lazerler.....	2
2.2 Optik Fiberler ve Fiber Bileşenleri.....	2
2.3 Fiber Lazerlerin Çalışma Modları	8
2.4 Doğrusal Olmayan Optik	14
2.5 Fiber Lazerin Üstünlükleri.....	15
2.6 Ultra Hızlı Lazer Atımlarının Fiberde İlerlemesi.....	16
2.7 Grup Hızına Bağlı Saçınım	18
2.8 Kendinden Kaymalı Faz Modülasyonu.....	21
3. DENEY DÜZENEĞİ	23
3.1 Fiber Lazer Bileşenleri	23
3.1.1 Tek modlu diyot	23
3.1.2 Kolimatör	24
3.1.3 Optik izolatör.....	24
3.1.4 Dalgaboyu bölmeli çoklayıcı(WDM)	25
3.2 Fiber Salıngaç Kovuğu	25
3.3 Ultrahızlı Mod-Kilitli Lazerin Karakterizasyonu.....	28
3.3.1 Güç, spektrum ve zaman karakterizasyonu	28
4. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	31
KAYNAKLAR	39
ÖZGEÇMİŞ.....	40

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

fs	Femtosecond
ns	Nanosecond
nm	Nanometre

Kısaltmalar

AOM	acousto-optic modulator
BS	beam splitter
CW	continuous-wave
EOM	electro-optical modulator
FC/APC	Fiber-optic Connector with Angled Physical Contact
FFT	fast Fourier transformation
FIR	far-infrared
FWHM	full width at half-maximum
GVD	group-velocity dispersion
YDF	Ytterbium-doped fiber
HHG	high-harmonic generation
HWP	half-wave plate
KLM	Kerr-lens mode-locking
LED	light-emitting diode
MFD	mode-field diameter
MIR	mid-infrared
NA	numerical aperture
NB	narrow bandwidth
NPE	nonlinear polarization evolution
PBS	polarizing beam splitter
PSD	power spectral density
QWP	quarter-wave plate
RBW	resolution bandwidth
RF	radio frequency
RMS	root-mean-square
SMF	single-mode fiber
SPM	self-phase modulation
TEM	transverse electromagnetic
UV	ultraviolet
WDM	wavelength division multiplexer

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Sol Tarafa; Işığın Fiberin Çekirdek Kısmı Boyunca İlerlemesi, Sağ Tarafa; Ortamın Kırıcılık İndisinin Karesiyle Fiberin Yarıçap Uzunluğu Arasındaki İlişki gösterilmektedir.....	3
Şekil 2. 2 Dalga Boyuna Bağlı Olarak Fiber Malzemesindeki Kayıplar (Db/Km)	5
Şekil 2.3 Suyun Emilim Spektrumu.....	6
Şekil 2.4 Fiber Malzemenin Kollarından Gelen Işığı Birleştiren Çiftleyicilerin Genel Gösterimi	7
Şekil 2.5 Kazanç bant genişliği ve kovuk kaybı ilk diyagramda gösterilmektedir. Kovuk uzunluğu içinde boylamsal modlar kesikli çizgi şeklinde ve kovuk içinde izin verilen modlar ise daimi çizgi şeklinde ifade edilir.	8
Şekil 2.6 Q-anahtarlama(Q-switching) Şematik Gösterimi	10
Şekil 2.7 Belirli Bir Zamanda Fazları Eşleşmiş Modlar	12
Şekil 2.8 Aktif Mod-Kilitleme Örneği	13
Şekil 2.9 Duyulabilir Emici Mekanizma İçeren Kovuktaki Düşük Yoğunluklu Dalgalanmalardan Mod Kilitli Lazer Atımının Oluşması Evresi	13
Şekil 2.10 SPM(Spatial Phase Modulation)'nin etkisi.....	22
Şekil 3.1 1030 nmde çalışan birbirine göre hizalanmış kolimatör çifti	24
Şekil 3.2 Fiber salıngaç kovuğunun üstten görüntüsü	26
Şekil 3.3 Kovuk bileşenlerinin çizimi.....	28
Şekil 3.4 Zaman ekseninde ölçüm alınırken gürültü neredeyse yok denilecek kadar azdır.....	29
Şekil 3.5 Zaman ekseninde alınan ölçümün frekans eksenindeki hali.....	30
Şekil 4.1 Mod-kilitli bir hal bulunmadan hemen önceki atımın şekli.....	33
Şekil 4.2 Mod-kilitli bir hal bulunduktan sonra, lazerde oluşan atımların şekli.....	34
Şekil 4.3 Polarizasyon kontrol ediciler hareket ettirilerek bulunan daha kararlı hal	34
Şekil 4.4 65 nm bant aralığında 95 MHz tekrar sıklığına sahip lazer atımları.....	35
Şekil 4.5 Q-anahtarlama tekniğiyle mod-kilitli hale getirilmiş lazer atımları	35
Şekil 4.6 Sistemin kararlı bir hale geçmeye başladığı anda oluşan 91 nm spektrum genişliğindeki lazer atımları.....	36
Şekil 4.7 Bant aralığı 86 nm olan oldukça kararlı lazer atımlarının optik spektrum çözümüyle ölçülen sonuçları.....	37
Şekil 4.8 Bant genişliği 86 nm olan atımların salıngaç kovuğu dışında harici atım sıkıştırıcı ızgara çiftiyle sıkıştırıldıktan sonra elde edilen atımların zaman olarak genişliği 60 fs olarak hesaplanmıştır.....	37

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 Diyot Güç-Akım Karakterizasyon Sonuçları.....	23
---	----



1. GİRİŞ

Ultra kısa atımlar pasif kip kilitli kovuklarda üretilebilir. Fakat ciddi bir dezavantaj olarak bunlar düşük enerji üretirler. Yine de, bu düşük enerjili atımlar bir pompa diyot lazerinin yardımıyla bir kazanç ortamında daha yüksek güçlere yükseltilebilir. Bu ortamlar elbette popülasyon ters dönüşümünü sağlayacak aktif ortamlardır. Mod kilitli osilatörden gelen kaynak lazer atımları, uyarılmış emisyon sayesinde güçlendirilir. Bu güç yükseltilmesi aktif medyumu bir kazanç fiberine yerleştirilen ortamın oluşması için gereklidir(Kalaycıoğlu vd. 2015).

Günümüzde pikosaniye ve femtosaniye aralığında atımlar üretebilen lazer teknolojisi ve bilimi lazerin ilk keşfedildiği yıllardan bu yana oldukça büyük gelişmeler kaydetmiştir. Bu seviyede gelişmiş lazer teknolojisinin erişmenin temel kaynağı mod-kilitleme tekniğinin keşfedilmesidir diyebiliriz(Haus 2000). Lazerin oluştuğu fiber salıngaç kovuğunun içerdiği boylamsal modları aynı faz değerine sahip olacak şekilde kilitleyerekoluşturdukları başlangıç gürültü sinyallerinin karışımının pek çok döngü sonrasında dar atımları vermesi mekanizmasını modların kilitlenmesi denir. Kayıptan kaynaklı daralma ile kazanç optik saçını etkiler ve kazanç aralığının uzaması mekanizması arasında kurulan denge durumu lazer rezonatörü boyunca her geçişlerinde oluşan atımların dalgaboyu spektrumları gittikçe genişlerken, zaman olarak genişlik uzunlukları gittikçe kısılır. Bu yüzden diyebiliriz ki lazer modlarının kilitlenmesindeki temel amaç daha verimli daha sağlam ve durağan bir teknoloji geliştirmek ve yüksek tepe güçlü daha dar atımlar elde etmek olarak ifade edebiliriz.

2. TEORİK ZEMİN

2.1 Fiber Lazerler

Bu kısımda ışığın optik fiberler içinde ilerlemesi hakkında kısa bilgiler paylaşılacaktır. Ayrıca 1 μm dalga boyunda ışık üretebilen katkılı malzemelerden bahsedilecek. Ek olarak, sürekli dalga, q-anahtarlama ve mod-kilitleme hakkında kısaca bilgi verilecektir.

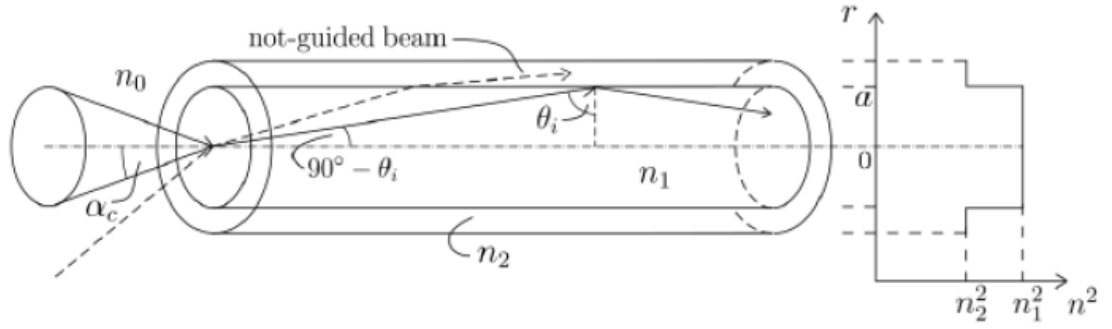
2.2 Optik Fiberler ve Fiber Bileşenleri

Elektromanyetik dalganın yani ışığın uzun mesafeler boyunca düşük kayıplarla fiberin içinde yönlendirilerek ilerlemesi, esasında bir tek prensibe dayanmaktadır; toplam iç yansıtma. Fiber optik sistemlerin yaygın kullanım alanlarını, uzak mesafe algılama, lazer sistemleri geliştirme ve telekomünikasyon teknolojileri olarak sıralayabiliriz. Genel olarak, bir optik fiber bir iç çekirdekten bir dış kaplama ve bir kabuk sarımdan oluşur. Çekirdek kısmının indeksi kaplamanın indeksinden büyük olmak zorundadır. Çünkü ışığın yayılabilmesi için toplam iç yansıma şartının olması gerekmektedir. Toplam iç yansımanın olması için kritik açı, şu denklemden çıkarılabilir;

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t) \quad (1)$$

Burada θ_i , ışığın fiberin çekirdek kısmında ilerlerken ki normal ile yaptığı açıdır. θ_t fiberin dış kaplama içinde ilerleyen ışığın açısıdır. Toplam iç yansımanın olabilmesi için θ_t 'nin 90° olması gerekir ki, yansıyan ışığın açısı θ_r , θ_i 'ye eşit olabilsin.

$$\theta_i = \theta_r = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (2)$$



Şekil 2.1 Sol Tarafa; Işığın Fiberin Çekirdek Kısmı Boyunca İlerlemesi, Sağ Tarafa; Ortamın Kırıcılık İndisinin Karesiyle Fiberin Yarıçap Uzunluğu Arasındaki İlişki gösterilmektedir

Dolayısıyla, diyebiliriz ki, bu kritik açıdan büyük açıyla gelen her ışık, şekilde görüldüğü üzere fiber boyunca yönlendirilir. Snell kanunu kullanarak farklı fiber yapısından gelen ışığın diğer fibere girebilmesini yöneten parametre, sayısal açıklıktır (Numerical Aperture, NA).

$$NA = n_0 \sin \alpha_c = n_1 \sin (90 - \theta_i) = n_1 \cos (\theta_i) \quad (3)$$

Burada, n_0 fiberi çevreleyen dış ortamın kırıcılık indeksini ifade eder, α_c ise sayısal açıklığı bulurken sanal olarak kullanılan koni şeklinin maksimum açısını temsil eder. Basit bir matematikle, bu sayısal açıklık ifadesini aynı zamanda şu şekilde ifade edebiliriz;

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (4)$$

Dolayısıyla kabaca söyleyebiliriz ki, sayısal açıklığı fiberin çekirdek ve kabuk kısımlarının kırıcılık indislerinin ilişkisel bir ifadesidir. V denklem 3'de belirtilen V dalga sayısını temsil ederken, a ise çekirdek kısmının yarıçapını temsil etmektedir.

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5)$$

Burada ; k_0 dalga sayısını ve a çekirdek kısmının yarıçapını ifade eder.

Bir diğer önemli husus, eğer $V < 2.405$ gibi bir sayısal değerden küçük ise fiber geometrisi sadece ana dikey modu destekler LP_{01} . Bu tarz fiberler tek modüllü fiberler(SMF) olarak isimlendirilir ve çekirdek çapları 6 ile 12 μm arasında değişiklik gösterir ve dış kaplama çapı 125 μm 'dur. Bu çeşit fiberler için sayısal açıklık oldukça

küçüktür, dolayısıyla n_1 ve n_2 de küçük olacaktır. Bu yüzden bunlara step-indisli fiberler denir, yani çekirdek kısmının kırıcılık indisi fiber boyunca değişmez ve böylece ışık fiberin içinde çok az kayba uğrayarak yol almaya devam eder. Bu çalışmamızda tek modlu fiberler kullanılmaktadır. Işığın fiber boyunca ilerlerken uğradığı kayıplar şu şekilde çeşitlenmektedir; ışığın bir fiberden farklı bir fibere aktarılırken ki eşleşme kaybı, fiberlerin birleştirilmesi sırasında oluşan, fiber içinde yansırken ve fiberin içindeki atomlardan dolayı ışığın soğurulmasından dolayı kayıplar şeklinde sıralanabilir. Ayrıca fiberlerin sistem üzerinde fazla yer tutmaması için çember şeklinde sarılırken oluşan sarım hatalarından dolayı kayıplarda oluşmaktadır. Gaussian şeklindeki serbest uzayda temel bir ışığı tek modlu TEM_{00} bir fibere eşleştirebilmek için ışığın çapının yani ışığın $\frac{1}{e^2}$ karşılık gelen çapının fiberin mod alan çapı ile eşleşmesi gerekir. Sonuç olarak serbest uzaydaki TEM_{00} modlu ışığın LP_{01} tek moda izin veren fibere geçirilmesindeki oran genellikle %90 civarındadır. Işığın fiberin çıkışında fiber geometrisinden dolayı geri yansımaları önlemek için fiberi ilerleme yönüne dik açısı %8 olacak şekilde kesmek gerekir. İki farklı tipteki fiberlerin birleştirmek için şeklin yüzeyinde ışığın ilerleme doğrultusuna dik olarak kesilmiş olması gerekir ve ayrıca mod alan çaplarının eşleşmesi gerekir. Aktarılan gücü veren ifade fiber uzunluğuyla doğru orantılıdır. Bunu gösteren ifade denklem 6'de verilmiştir.

$$P_T(0) = P_I \exp(-\alpha L) \quad (6)$$

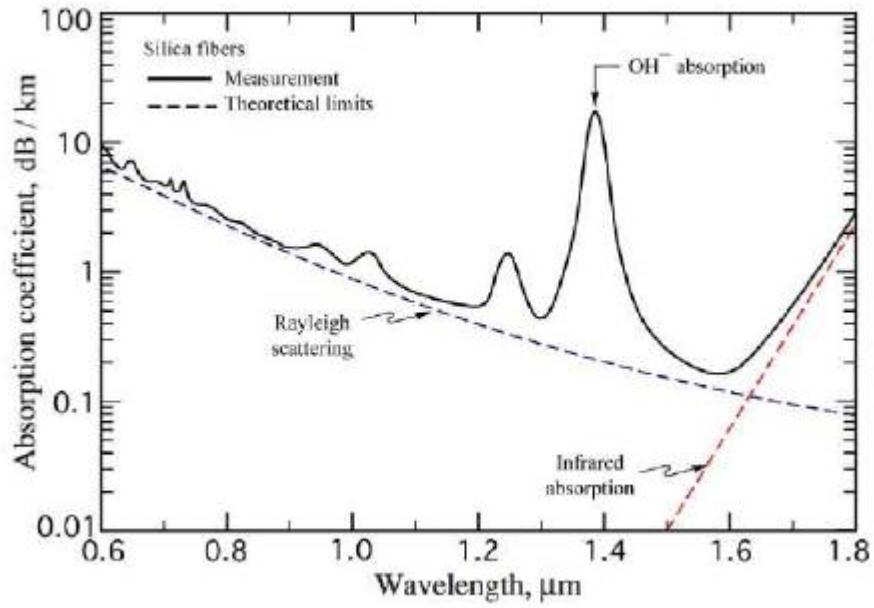
Denklem 6'de belirtilen P_I , anlık güç değerini temsil etmektedir ve birimi Watt(W) cinsinden verilmektedir. Aynı zamanda denklemde belirtilen "Sembol" ise sönümlenme katsayısıdır ve birimi km^{-1} olarak verilmektedir. Optik gücü desibel cinsinden ifade etmek istenirse, sönümlenme katsayısı;

$$\alpha_{dB} = \frac{-10}{L} \log \left(\frac{P_T}{P_I} \right) \quad (7)$$

şeklinde yazılmaktadır.

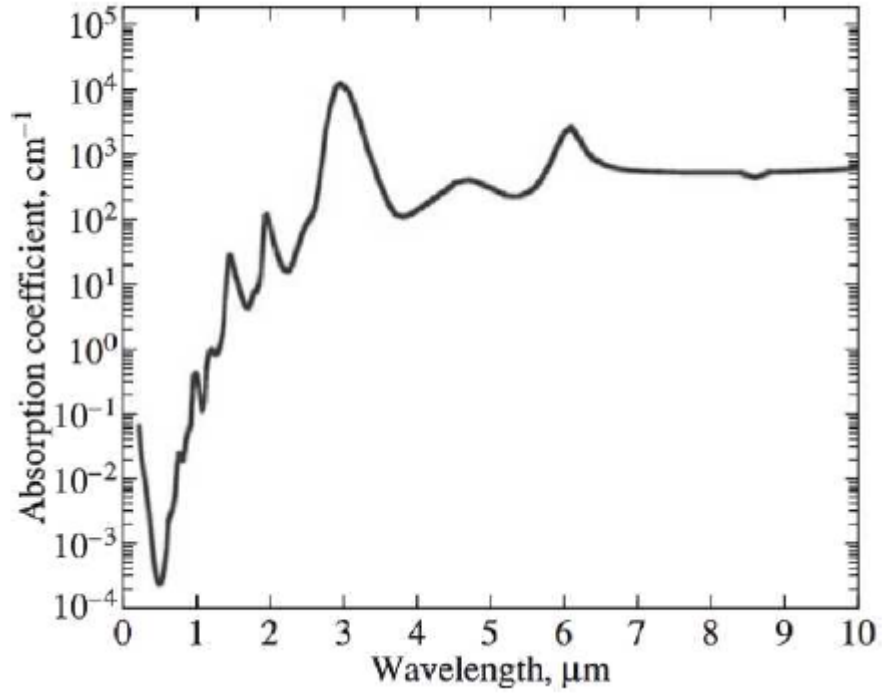
Daha önce bahsettiğimiz üzere fiberde ilerleyen ışığın güç kaybına sebep olan bir durum da, saçılmadan kaynaklanan kayıptır. Bu kaybın kaynağı ise fiberin çekirdek kısmındaki geometrik deformasyonlar veya parçacıklardır. Bu saçılmaya bir örnek olarak rayleigh

saçılması verilebilir. Bunlar ışığın dalga boyundan daha küçük boyuttaki fiziksel bozukluklardan kaynaklanır. Böylece ışık farklı bir açıda yayılır ve çekirdekten ayrılarak optik gücü azaltır. Diğer ana saçınım örnekleri ise Mie saçınımı, Brillouin saçınımı ve Raman saçınımıdır. Mie saçınımı optik fiberler için daha az önemlidir, çünkü günümüzde optik fiber teknolojisi çok iyi boyutta fiberler üretebilmektedir. Brillouin saçınımı ve Raman saçınımı ışığın yoğunluğuna bağlı etkilerdir, hem dalga boyunu hem ışığın yönünü değiştirebilir.



Şekil 2.2 Dalga Boyuna Bağlı Olarak Fiber Malzemesindeki Kayıplar (Db/Km)

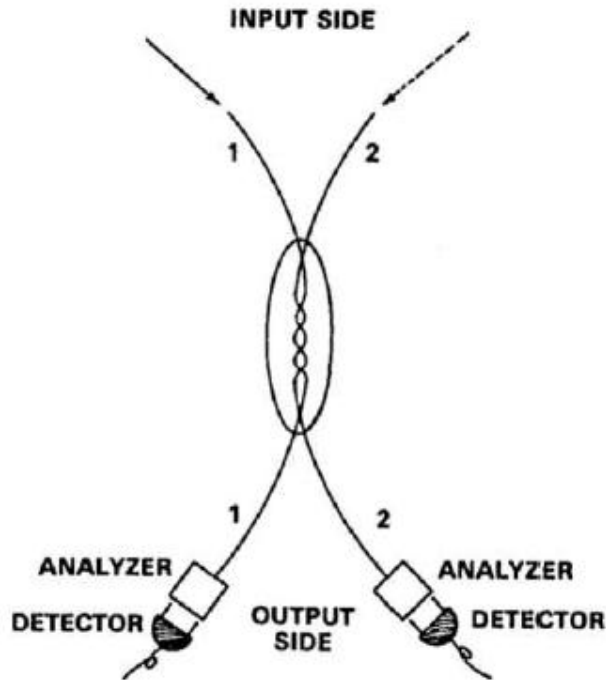
Diğer taraftan, malzeme emiliminden kaynaklı güç kaybı, lazer ışığın dalga boyunun fiber malzemesiyle etkileşime girmesinden, örneğin titreşimler, kaynaklanır. Ultraviyole bölgede, fiberin yapısını oluşturan silika malzemesi elektronik ve titreşim rezonansları yaşarlar. Fiberin üretimi sırasında su buharı, OH iyonlarının malzemede depolanmasına yol açar, bu da şekilde görüldüğü üzere 1.24 ve 1.38 μm da önemli iki tepenin nedenidir.



Şekil 2.3 Suyun Emilim Spektrumu

Rayleigh saçılım ve malzeme emiliminin birleşik bir etkisi olarak, 1.55 μm civarında minimum kayıp gözlemlenmektedir. Bu dalga boyunda ışık elde etmek için Erbium(Er) nadir elementiyle doyurulmuş aktif lazer ortamı kullanılır. Özellikle bu dalga boyu telekomünikasyonda kullanılır, çünkü bu dalga boyundaki ışık uzun mesafeleri çok az kayıplarla katledebilir. Lazer kovuğu içinde ışığın yükseltilebilmesi aktif ortam içerisinde lazerin birçok kez döngü yapması ile oluşur(Koester ve Snitzer 1964). Bu lazer klasik bir rezonatör olabilir, ışığın kovuk boyunca ilerlediği ve yansıyor döndüğü sürekli bir döngü halindedir ya da çembersel salıngaç kovuğu olabilir. Bu çeşit bir kovukta ışık bir yerden yansımaz tek yönlü bir yol takip eder. Fiber optikte, fiber tabanlı malzemeler serbest optik malzemelerine karşılık gelir. Örneğin kısmi yansıtıcı ayna ya da ışık ayırıcı (beam splitter BS) ve dikroik aynanın fiber optikteki karşılığı fiber çiftleyiciler, fiber ayırıcılar ve dalga boyu ayrıştırıcılar olarak sıralanabilir. En yaygın fiber çiftleyici/ ayrıştırıcı, birbirine paralel olarak yerleştirilmiş iki tek modlu fiberden oluşur. Toplamda, belirli bir güç ve dalga boyuna sahip ışığın iki giriş kolundan birine bağlandığı ve etkileşim bölgesindeki gücünü diğer fibere aktardığı dört bağlantı noktası sağlar ve bu da iki çıkış kolu arasında güç bölünmesine neden olur(Saleh 1991). Bir fiberden diğerine güç aktarımı fiberin üretimine bağlıdır. Gittikçe azalan alan

birleştirilmesinde iki fiberde ufak bir temas olacak biçimde bükülür. Dolayısıyla fiberler ortak fiber kaplamayı kullanacak şekilde birleştirilmiş olur. Bu sayede azalan formdaki elektromanyetik alan toplam iç yansıma sırasında kaplamaya giren kısmı, ortak kaplamadan diğer fiber çekirdeğe aktarılır. Etkileşim bölgesinin uzunluğu, fiber bükülme sayısına göre kontrol edilebilir ve çiftleyicinin güç bölme oranını tanımlar. Kaynaştırılmış fiberlerde, iki fiberin çekirdeği bir araya getirilir ve bir konik, yani ışığın kollara bölüdüğü ortak bir çekirdek oluşturur. Füzyon sırasında, kaynaşmış çekirdek boyutunu sınırlandırmak için her iki fiber de geriye doğru bir miktar çekilir, bu da çiftleyicinin kollarındaki güç oranını belirler. Optik dalgaboyu bölmeli çoklayıcılar benzer şekilde pasif fiber aparatlardır. Farklı dalga boylarında ışık taşıyan kollar ortak bir yolda birleşir ve güç bu kollarda farklı oranlarda ayrılır. Bu her bir kola giren ışığın yaşadığı kayıp fiberler bileşenler üretilirken dalga boyuna bağlı olarak farklılık gösterir. Özellikle, dalgaboyu bölmeli çoklayıcılar fiber çember rezonatörlerde kullanılmaktadır. WDM'nin pompa ışığı için olan giriş fiberi ışığı pompadan lazer kovuğuna yani kazanç fiberine aktarmak için vardır.

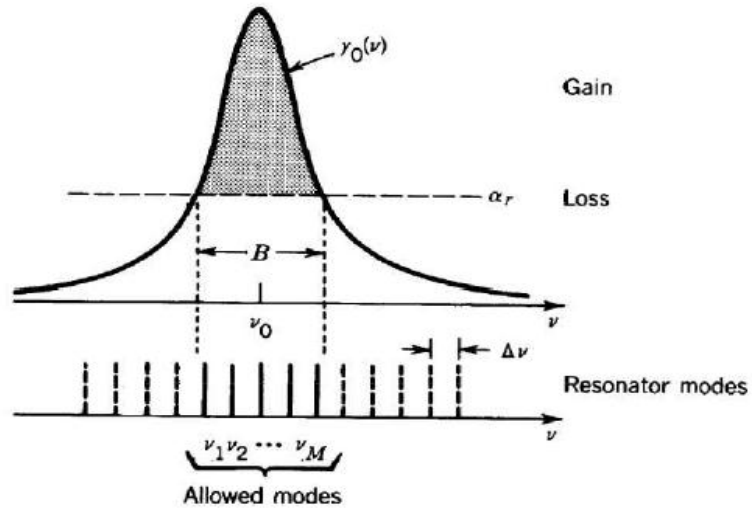


Şekil 2.4 Fiber Malzemenin Kollarından Gelen Işığı Birleştiren Çiftleyicilerin Genel Gösterimi

Lazerin asıl dalgaboyuna sahip ışık, WDM çiftleyicinin diğer giriş koluna bağlanan kazanç fiberinde üretilir. WDM çoğaltıcı lazer dalga boyunu ve pompa ışığının gücünü çıkış koluna iletir.

2.3 Fiber Lazerlerin Çalışma Modları

Üç farklı çalışma şekli tanımlanabilir, bunlar sürekli dalga işleyişi, continuous-wave (CW), q-anahtarlama ve mod-kilitli olarak isimlendirilmektedir. Sürekli dalga lazerde lazer ışığı olabilen en optimum güçte yayılır ve çıkış kolu aracılığıyla ilerler. Sürekli dalga lazer, aktif fiberi sürekli pompa lazeriyle besleyerek daimi bir şekilde ışık verecek formda elde edilir. Dolayısıyla, uyarılmış radyasyon salınımının kazancı her zaman boşluğun içinde meydana gelen kayıplardan daha büyüktür, böylece lazer eşliğinin üzerinde sürekli olarak çalışır ve daimi biçimde güç vermeye devam eder. Lazerin sonunda çıkan ışığın dalga boyu aktif fiberin doyurulma malzemesine bağlıdır. Genel olarak lazerin tanımı gereği bilindiği üzere, lazerler yalnızca çok kısa bir dalga boyu aralığında ışık yayarlar, bu lazerin tarihsel tanımından gelmektedir. Günümüzde bu çeşit lazerlere tek frekanslı lazer ya da tek boylamsal modlu lazer denir. Diğer bir deyimle, optik tayfında oldukça kısa bir aralıkta ışık yayar. Bundan başka, bu dar mod aralığının daha geniş olduğu lazerler de vardır.



Şekil 2.5 Kazanç bant genişliği ve kovuk kaybı ilk diyagramda gösterilmektedir. Kovuk uzunluğu içinde boylamsal modlar kesikli çizgi şeklinde ve kovuk içinde izin verilen modlar ise daimi çizgi şeklinde ifade edilir

Dalga boyunun haricinde, frekans ile de ışığın ifade edildiğini sıkça görürüz. Burada ikisi arasındaki formül aşağıdaki gibidir.

$$\nu = \frac{c_0}{\lambda} \quad (8)$$

c_0 ışığın boşluktaki hızıdır. Lazer kovuğunun doğası gereği, çoklu boylamsal modların oluşması mümkündür. Bu modlardan her biri tam bir turu yaşadığında 2'nin tam katları kadar faz kayması yaşarlar. Bu durum her bir modun birbirinden bağımsız olarak salınmasına neden olur. Bu modların frekanslı ifadesinde, aralarında ki fark şu şekildedir:

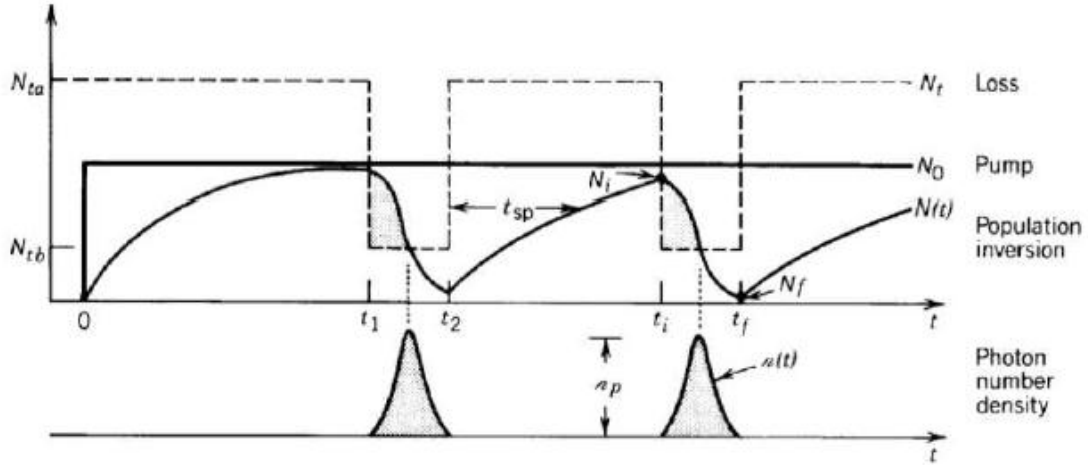
$$\Delta\nu = \frac{c}{2d} = \frac{c}{L} \quad (9)$$

Burada d rezonatörün iki aynası arasındaki mesafedir, L ise fiber çember kovuğunun uzunluğudur ve c ise ışığın ortamdaki hızıdır. Bir lazerin aktif kısmından yükseltelen modların sayısını şu şekilde hesaplarız:

$$M = \frac{B}{\Delta\nu} \quad (10)$$

Denklemden B parametresi lazerin oluşması için gereken şart olan kazancın kaybı geçtiği durumda oluşan ışığın spektral genişliğidir. Bu yüzden, oluşan boylamsal modların sayısı aktif kazanç ortamının kazanç aralığının genişliğine, kovuk kaybına ve kovuk uzunluğuna bağlıdır. Böyle çok sayıda boylamsal moda sahip lazerden tek frekanslı bir lazer elde edebilmek için istenen tek mod seçilebilir. Açıklayıcı olması bakımından, bilindiği üzere çok modlu lazer de ana modlar etrafında diğer küçük enerjili modlar toplanmaktadır. Buradan hareketle söyleyebiliriz ki çoklu modlar arasından kayıp miktarını arttırarak istenilen mod seçilebilir. Çok modlu lazerden tek modlu lazer elde edebilmek için esasında birkaç yol vardır. Tahmin edileceği üzere kayıp miktarını arttırarak mod seçmeye çalışmak çıkış gücünü düşürür. Bir diğer yöntem ise kovuk uzunluğunu azaltmaktır böylece modlar arasındaki boşluk arttırılmış. Fakat bu durumda da, aktif kazanç uzunluk olarak az olmak zorundadır. Bu yüzden daha pratik bir yöntem olması bakımından kovuk içi seçici bir filtre kullanılabilir. Serbest alan optiğinde, bu

bahsedilen etalon kullanılarak gerçekleştirilir. Böylece kovuğun optik uzunluğu ve modlar arası boşluk değişmiş olur. Fiber optikte ise fiber ızgaralar bu işlem için kullanılır. Bu ızgaraları şu şekilde düşünebiliriz, farklı kırıcılık indisine sahip özel dizilmiş bir düzenek, belirgin bir dalga boyundaki ışığı yansıtır geri kalanlarını ise geçirir. Eğer atımlı lazer elde etmek istiyorsak; var olan sürekli dalga lazerinin içine, harici bir optik dönüştürücü koyarak ışığın belli bir zaman boyunca çıkması diğer zamanlarda ise engellenmesi sağlanabilir. Burada dikkat edilmesi gereken nokta, bu eklenen optik dönüştürücünün ışığın bir kısmını emeyeceğidir. Q anahtarlama, enerjisi yüksek dar atımları elde etmenin bilindik bir yöntemidir, bu atımlar nanosaniye genişliğe sahiptir.

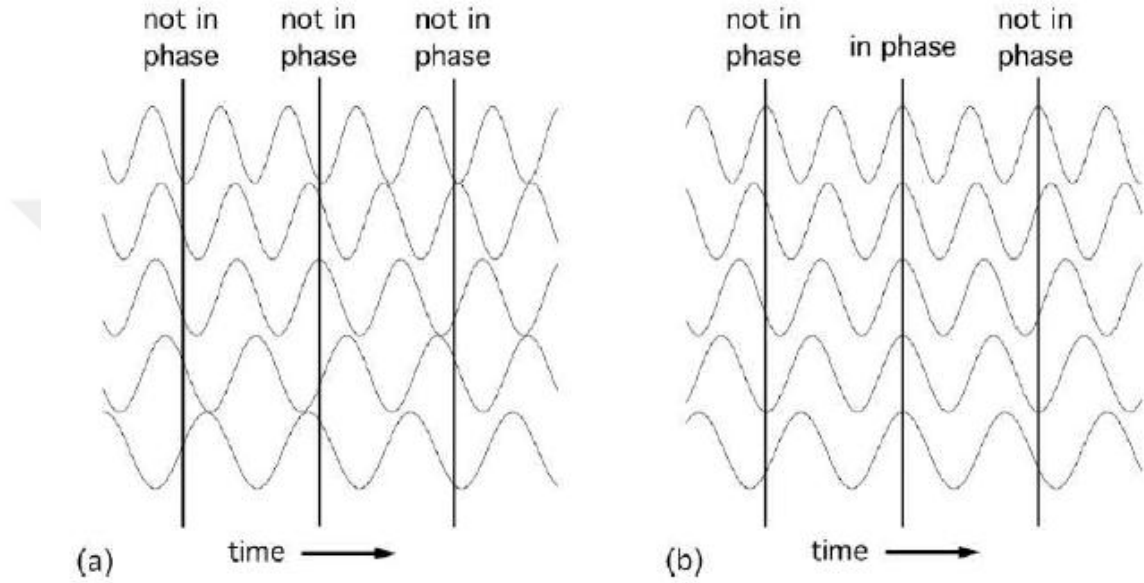


Şekil 2.6 Q-anahtarlama(Q-switching) Şematik Gösterimi

Q-anahtarlama özünde kovuk içi kayıpları düzenleyip değiştirerek yapılır, diğer bir deyişle lazer kovunun q-faktörünü değiştirmektir. Bu düzenleyiciyi, bir çeşit sönümleyici olarak da düşünebiliriz. Sönümleyici aktif iken kazanç ortamından ayrılan ışık geri dönmez böylece lazer oluşması başlamaz. Kavuğun içindeki bu sönümleme faktörünün ya da diğer bir deyişle kalite faktörünün azalması demektir. Bu duruma örnek olarak yüksek q faktörü kovukta düşük kayıp olması şeklinde düşünülebilir. Etkisi değişebilen sönümleyici q anahtarlama olarak bilinir. Daha iyi anlaşılabilmesi için bu olayı şöyle özetleyebiliriz; ilkin kovuk kaybı çok miktardadır lazer ışığı oluşmaz. Fakat pompa lazeri çalışmaya devam ettiği sürece kovuk içinde enerji toplanır. Bu toplanan enerjii ışık enerjisinin bir kaç katı büyüklüğünde düşünebiliriz.

Sonrasında aktif ya da pasif bir araç ile kayıtlar hızlı bir şekilde anlık olarak çok küçük değerlere düşürülebilir. Böylece lazer kabuğu içinde lazer ışığının gücü çabucak değişir. Anlık olarak değişen bu kovuk içi güç eşik enerjisi seviyesinin birkaç katı büyüklüğe ulaştığında lazer oluşması için gereken kazanca erişilmiş olur. Bu noktadan sonra lazer artık sürekli dalga değil atımlı lazerdir. Kazanılan güç miktarı kovukta kaybedilen güç miktarına eşit olursa atımın tepe kısmına gelinmiş olur. Bu süreçte oluşan güç, kaybedilen gücün zamana kadar sürede depolanan gücün düşüşüne sebep olur. Sonuçta oluşan atımlar nanosaniye aralığına sahiptir, fiziksel olarak lazer birkaç döngüden sonra bu seviyeye ulaşır. Üretilen atımın enerjisi kazanç ortamının doyum enerjisinden yüksek olur. Burada bir diğer önemli nokta ise atımlı lazerin tepe gücü sürekli dalga lazerinin tepe gücünden çok büyük oranda fazla olmasıdır. Genel itibariyle, pompa lazeri sürekli pompa dalga boyunda ışık göndererek esasında popülasyon ters dönüşümünü (population inversion) sağlamış olur. Bir yandan da, kovuğa eklenen modülatör salınımı ve dolayısıyla oluşan lazerin bir kısmını emer. Kovuk kaybının az olduğu bir zaman diliminde popülasyon inversiyon yüksek seviyesine ulaşır ve sonuç olarak uyarılmış foton yayılmasından ve lazerin yükseltgenmesinden dolayı popülasyon inversiyon azalır (Zenteno 1993). Sonuç olarak belirli bir sayıda tur sayısı için kısa ve yoğun lazer atımları oluşur. Şu anahtarlama aktif ve pasif olmak üzere iki şekilde yapılır. Aktif olanlar için elektro-optik ve akusto-optik modülatörler mevcuttur. Hem akustik modülatör hem elektrooptik modülatör işleyiş prensibi olarak elektrik alanı kullanılır. İlkinde elektrik alan ile ses dalgalarının etkileşmesi prensibinden faydalanılır. İkincisinde ise ortamın kırıcılık indisinin elektrik alana bağlı olarak değişmesi prensibi kullanılır. Doyulabilir emilim ışığın yoğunluğunun artmasına bağlı olarak ışığın emiliminin ters orantılı şekilde azaldığı bir malzeme özelliğidir. Q-anahtarlama yöntemi özellikle lazer ile malzeme işleme de yaygın kullanılan bir yöntemdir. Lazer atımlarına katkısı olan etkiler kısaca şöyle örneklenebilir; süre kovuğun uzunluğuna, pompa diyotun gücüne, sistemin frekansına ve benzeri değişkenlere bağlıdır. Daha önce bahsedildiği üzere, sürekli dalga lazerden atımlı lazer elde etmek için başvurulmuş temel yoğun modlar kümesi birbirleriyle uyumlu bir faz dağılımında güç olarak uyumlu tek bir dizi oluşturabilirler. Modların bu birlikteliğini zamanda şöyle yorumlayabiliriz; eğer kovuk içine yerleştirilen modülatör atım haline getirilen lazerin tur süresi ile uyumlu ise bu modlar tek bir ana mod oluşturur. Belirli bir faz ilişkisi ile farklı modların

birleşiminden oluşan tek ana modun tek bir tepe oluşturduğu duruma mod kilitli durum denir. Frekans ekseninde bakıldığında bu lazer halinin aynı aralıklarla periyodik bir diziyi takip ettiği görülür. Mod kilitli lazerleri oluşturmanın ana zorluğu farklı fazlardaki ışığın sabit bir fazda olmaya zorlanmasıdır. Bunu yapabilmek için ya harici kontrol edilen bir modülatör, ki aktif element olarak bilinir, ya da pasif element olarak bir modülatör kullanılabilir örneğin, doyulabilir emiciler.

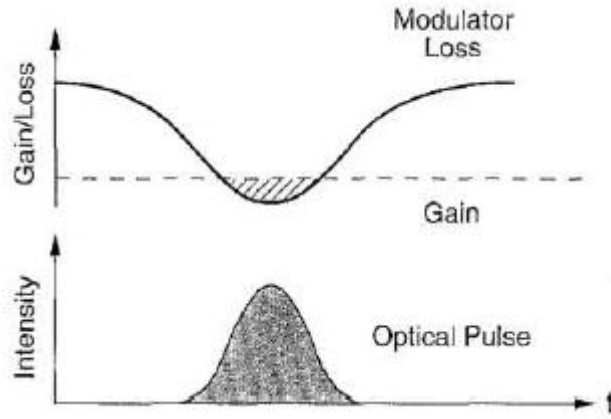


Şekil 2.7 Belirli Bir Zamanda Fazları Eşleşmiş Modlar

Mod kilitli hale getirilen lazerin çıktısından periyodunu veren formül frekansı ile ters orantılıdır.

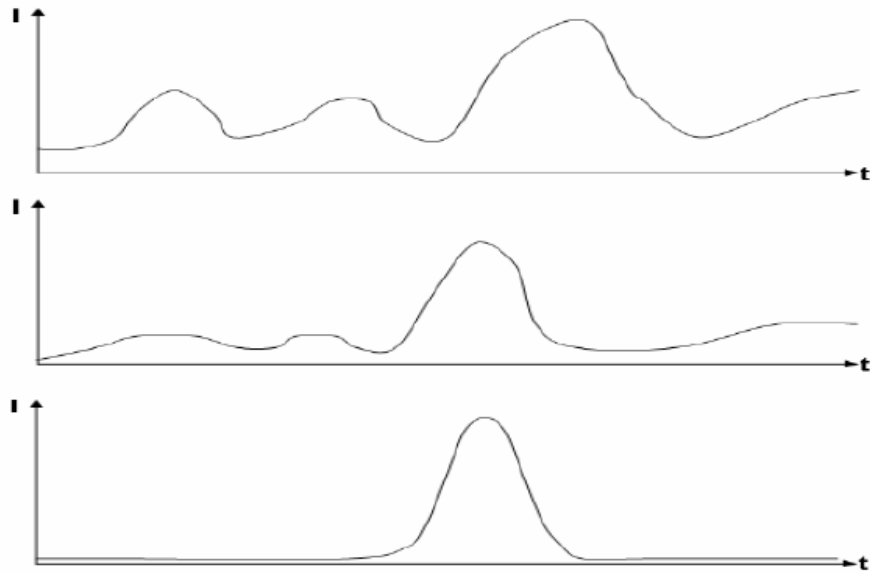
$$T_R = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (11)$$

Akusto-optik modulatörler ya da elektro-optik modulatörle sağlanan aktif mod kilitleme de lazer atımının modülatörü ulaştığı her döngü sonrası kazanç kaybı geçmiştir olur.



Şekil 2.8 Aktif Mod-Kilitleme Örneği

Lazerin kaybı geçmesiyle yükseltgenme gerçekleşir. Dalganın kanat kısımları sönümlenir ve böylece atım daha daraltılmış üretilir. Doyulabilir emici mekanizmaların temel özelliği yoğunluğa bağlı olarak kayıp verebilmesidir. Emilimini doyuramayan düşük yoğunluklu dalgalanmalar üzerinde net bir kayba sebep olurken, yüksek yoğunluğa sahip olan dalgalar için ise net bir kazanç sağlar. Burada mekanizma şöyle çalışır, kovuk içinde çok sayıda döngüden sonra net kayıp düşük yoğunluklu dağılımların sönümlenmesine yüksek yoğunluklu dağılımların ise daha yüksek tepe yoğunluklu bir atıma yükseltgenmesine yol açar. Atım enerjisi ve atım genişliği her bir döngüden sonra sabit kalıyorsa durağan mod kilitli lazer durumuna erişilmiş demektir.



Şekil 2.9 Duyulabilir Emici Mekanizma İçeren Kovuktaki Düşük Yoğunluklu Dalgalanmalardan Mod Kilitli Lazer Atımının Oluşması Evresi

Aktif mod-kilitleme elektriksel tepkisi olan bir modulatörle yapıldığı için nanosaniye altında lazer atımı elde etmek için anlık tepkileri yeterli değildir. Dolayısıyla dizimizin de konusu olan pasif mod-kilitleme gerekmektedir. Pasif mod kilitlemede duyulabilir emici mekanizma atımın kendisidir. Atımın kendisinin duyulabilir emici mekanizma olarak kullanıldığı yapıya sanal duyulabilir emici modulatör denir. Buna örnek olarak Kerr-lens mod-kilitleme ve doğrusal olmayan polarizasyon evrimi verilebilir. Özetle, aktif mod kilitleme oldukça dar atımları elde etmek için etkin bir yöntemdir fakat mod kilitleme için kullanılan modulatörü elektrik sinyallerinin hızıyla sınırlıdır. Diğer taraftan, hızlı duyulabilir emici mekanizma daha dar atımların üretilmesine imkan verir. Bu yöntem ile şimdiye kadar elde edilmiş en kısa zamanlı fiziksel olaylardır.

2.4 Doğrusal Olmayan Optik

Doğrusal Olmayan Optik, üzerine düşen elektrik alan ile oluşturulan polarizasyonun olduğu bir ortamda ışığın ortam ile etkileşime girmesini inceleyen daldır. Lazer alanında doğrusal olmayan bu etkileri gözlemleyebildiğimiz durum yüksek yoğunlukta bir ışığın varlığında gerçekleşir. Nonlineer optiği(nonlinear optics) lineer optikten ayıran şart ise; malzemenin olağandan ekstra farklı tepkiler göstermesine sebep olabilecek yüksek şiddette bir elektrik alana maruz kalması sonucu oluşan ışık olaylarına nonlineer yani doğrusal olmayan optik denir(Boyd 2003). Bu alana giren etkileşimlerde yüksek dozda ışığa maruz kalan malzemede, malzemenin iç özelliklerini değiştirebilecek kendiliğinden oluşan etkiler görülmektedir. Ek olarak, doğrusal olmayan optik etkilerin temelinde elektromanyetik alanların dielektrik ortam ile etkileşimi yatmaktadır. Ortamın lineer özellikleri duyarlılık parametresi ile tanımlanmaktadır. Benzer şekilde lineer özellikleri ise nonlinear duyarlılık parametresi ile tanımlanır(Agrawal 2007). Işığın üzerine yansıtacağı ortamın özelliklerini değiştirmek için dalga boyu olarak çok dar bir genişlikteki yoğun güce sahip bir lazer kullanılabilir. 1961'de Franken'in gerçekleştirdiği deneyler, kuvarz kristalinde ikinci harmonik oluşumunu örnekleyen ve dolayısıyla doğrusal olmayan optik etkilerin gözlemlendiği ilk deneydir. Üzerine uygulanan elektrik alan ile etkileşmesi sonucu ortamda oluşan polarizasyonu şöyle ifade edebiliriz;

$$P = \epsilon_0 X^{(1)} E \quad (12)$$

Burada $X^{(1)}$ ortamın doğrusal olan duyarlılık parametresidir. Yani ortama uygulanan elektrik alan ile duyarlılık parametresi arasında bir ilişki vardır. Ortama gelen elektrik alan yeterince yüksek şiddetli olursa polarizasyon parametresi doğrusal olmayan terimleri de içerir.

$$P = \epsilon_0 [X^{(1)} E + X^{(2)} EE + X^{(3)} EEE + \dots] = P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + \dots = \quad (13)$$

Polarizasyonun doğrusal olmayan bu terimlere bağlılığı dolayısıyla uygulanan elektrik alanın konumundan sapar. Nonlinear terimler elektromanyetik dalga denkleminde konulduğunda nonlinear diferansiyel denkleme dönüşür. İkinci terim ikinci harmonik oluşumundan sorumlu terimdir. Üçüncü terim Kerr doğrusalsızlığına karşılık gelir.

2.5 Fiber Lazerin Üstünlükleri

Bir lazerin uzun süre dinamik bir şekilde durağan aynı sonuçları verebilmesi için, lazere kaynak oluşturan osilatör kısmının dalga boyu olarak frekans olarak güç olarak ilkin durağan ve dış etkenler bakımından lazerin dinamik yapısını bozmasını engelleyecek şekilde dayanıklı olması gerekmektedir. Katı hal lazerlerde kullanılan serbest alan osilatörün bu bakımdan dezavantajları vardır. Dış etkenlerden kaynaklı ve lazerin kendi iç yapısından kaynaklı gürültüleri baskılıyor olabilmesi için lazer kovuğunun oldukça uzun olması gerekmektedir. Diğer taraftan istenilen parametrelerde lazerin ışımaya yapabilmesi için hizalamasının zaman içerisinde bozulmuyor olması gerekmektedir. Fakat serbest alan optiğinde bu bakımdan hizalama yapmak ve bunu sürekli hale getirmek oldukça zordur. Fiber lazer sistemin fiziksel yapısından kaynaklı olarak, sinyal fiberin içinde minimum kayıpla ilerler ve istenildiği gibi hizalama yapılır fakat bundan kaynaklı bir kayıp oluşmaz. Diğer taraftan fiber osilatörler ışık kalitesi bakımından ve hem de lazerin oluşumunu engelleyebilecek dış etmenlerden de kolaylıkla izole olabilecek şartlara sahiptir. En ciddi tercih sebeplerinden biri de fiber lazerlerin dolayısıyla fiber osilatörlerin ışığın ortamla etkileşmesinden kaynaklı ortaya çıkan ısıyı kolayca boşaltabilme mekanizmasından dolayıdır. Bunun en önemli sebebi de tabii ki

oluşan ses enerjisini yüzey alanının büyüklüğünden dolayı rahatça dışarı atabilmesidir, diğer bir deyişle yüzey alanının fiberin hacmine oranı oldukça yüksektir. Burada ışığın fiberin içerisinde hareket etmesinden dolayı gelişebilecek farklı bir durum ise serbest alan optiğinde ortaya çıkmayan doğrusal olmayan efektlerdir. Örneğin ışığın kendi kendini odaklaması kendi kendinin faz modülasyonu yapması ve dalga kırınımı gibi kavramlar nonlinear efektler olarak gösterilebilir. Işığın içinden geçtiği ortamın kırıcılık indisine bağlı olarak farklı kırılımlar yaşamasından kaynaklı olarak fiberin içinde ilerledikçe saçınımına uğrar. Eğer bu fiber boyunca devam eden saçınım, kontrol altına alınmazsa osilatörün yapısından dolayı elde edilen mod-kilitli dar zaman aralıklı atım gittikçe zayıflar ve zamanda gittikçe genişler. Bu saçınımın konusu fiber tabanlı osilatörler de yani kovuklarda oldukça dikkat edilmesi gereken önemli bir deneysel parametredir. Fiber lazerlerin genel olarak serbest alan lazerlerinden farklı olarak daha kullanıma elverişli olduğu durumlar şöyle sıralanabilir; enerji verimliliğinin daha yüksek olması bakımından, çabuk lazer üretebilmesi için gerekli olan kazanç geri kazanımının oldukça hızlı olması bakımından ve elde edilen mod kilitli seviyenin zaman içerisinde durağanlığı bakımından daha avantajlıdır.

2.6 Ultra Hızlı Lazer Atımlarının Fiberde İlerlemesi

Işığın fiber içinde ilerleyişini yöneten denklemleri elde edebilmek için, ışığın doğası gereği elektromanyetik dalga olmasından dolayı Maxwell denklemleri ile başlanabilir.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (14)$$

Denklemden B ve D elektrik akı yoğunluklarıdır. Ek olarak, H ve E manyetik ve elektrik alan vektörleridir ve J ise yük yoğunluğuna ve akım yoğunluğuna karşılık gelmektedir.

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (15)$$

Burada P vektörü indüklenmiş elektrik polarizasyon vektörüdür. Elektrik alanı silindirik koordinatlar cinsinden ifade etmek işlemlerde kolaylık sağlayacaktır.

$$E_{(r,t)} = E_\rho(r,t)\rho + E_\phi(r,t)\phi + E_z(r,t)z \quad (16)$$

$$\nabla^2 E_{(r,w)} = -n^2_{(w)} \frac{w^2}{c^2} E_{(r,w)} \quad (17)$$

Gene silindirik koordinatlardan yararlanarak şu şekilde ifade edilebilir;

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E = 0 \quad (18)$$

Burada $k_0 = \frac{w}{c}$ ile tanımlanır.

$$E_{(r,w)} = A_{(w)} F_{(\rho)} e^{\mathfrak{S}\phi} e^{i\beta z} \quad (19)$$

Bessel ve Neumann fonksiyonlarını kullanarak bulunan çözümler kullanılabilir. Ayrıca fiber parametresi şu denklemlerle tanımlanır;

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad a = \text{çekirdekçapı} \quad (20)$$

Eğer bu parametre $V = < 2.405$ ise ışığın içinden geçtiği fiber yapısı tek modlu fiber olarak tanımlanır. Tezin konusu olan fiber tabanlı osilatörün içerdiği fiber yapısı da tek modlu fiberdir. Bu modu Gaussian mod olarak varsayabiliriz. Bu aşamadan sonra doğrusal olmayan kısmı parametre olarak denklemlerde ayrıca belirtebiliriz.

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (21)$$

Tezin kapsamının dışında bir yaklaşım olarak yavaşça değişen zarf yaklaşımını kullanabiliriz. Buna bağlı olarak elektrik alanı tekrar tanımlarsak;

$$E_{(r,w-w_0)} = F_{(x,y)} A_{(z,w-w_0)} e^{i\beta_0 z} \quad (22)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta^2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta^3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{2i}{w_0} \frac{\partial(|A|^2 A)}{\partial T} - T_a A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) \quad (23)$$

Oldukça genel haliyle de olsa bu denklem ışığın fiber içerisinde yol almasını ifade eden denklemdir.

2.7 Grup Hızına Bağlı Saçınım

Işığın frekansının içinden geçtiği malzemenin elektriksel geçirgenliğine bağlı olması durumu, lazer atımlarının malzeme boyunca ilerlerken zaman ekseninde deforme olmasını açıklar. Frekansın bu bağıllığına malzemesel saçınım denir. Diğer bir deyişle malzemenin kırıcılık indisinin dalga boyu ile değişmesidir. Burada özellikle vurgulanması gereken, saçınımın doğrusal olmayan elektriksel geçirgenliğin bir bileşeni olmadığıdır, yani doğrusal optik kapsamında bir özelliktir. Malzemelerin kırıcılık indisleri bağıllığı Sellmeir denklemi ile ifade edilir;

$$n^2(\lambda_i) - 1 = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{B_n \lambda_i^2}{\lambda_i^2 - C_n^2} \right) \quad (24)$$

Burada B'li ve C'li ifadeler malzemeye bağlı sabitlerdir. İlerleme sabitinin frekansa bağıllığı şöyledir;

$$\beta_{(w)} = n_{(w)} \frac{w}{c} \quad (25)$$

Bir an için dalga boylarını ayırabileceğimizi düşünürsek her bir dalga boyu için ayrı birer saçınım sabiti tanımlayabiliriz. Dolayısıyla bunu şöyle gösterebiliriz;

$$\beta_k = \left(\frac{\partial^k \beta}{\partial w^k} \right), w = w_0 \text{ iken} \quad (26)$$

$$\text{İlk üç ifadeyi genişlettiğimizde ; } \beta_{(0)} = n_{(0)} \frac{w}{c} = k \quad (27)$$

$$\beta_{(1)} = \frac{1}{c} \left(n + \frac{\partial n}{\partial w} \right) \quad (28)$$

$$\beta_{(2)} = \frac{w}{c} \frac{\partial^2 n}{\partial w^2} + \frac{2}{c} \frac{\partial n}{\partial w} \quad (29)$$

Bu formüllerin genel bir yorumu olarak diyebiliriz ki; dalga boyu olarak çok dar bir aralıktaki lazer atımı için bile, farklı frekanslar fiberin içerisinde farklı hızlarda hareket ederler. Bunun bir neticesi olarak lazer atımı zamanda genişler. Bu durum grup hız saçınımı olarak isimlendirilir. Burada $\beta_{(2)}$ grup hızına bağlı saçınım parametresi olarak

isimlendirilir. Sırasıyla saçınımlar $\beta_{(3)}$ üçüncü derece saçınım $\beta_{(4)}$ dördüncü derece saçınım şeklinde devam eder. Telekomünikasyon sektöründe yaygın olarak kullanılan bu ifade dalga boyuna bağlı olarak da belirtilebilir.

$$D = \frac{\partial \beta_{(1)}}{\partial \lambda} = \frac{-\lambda}{c} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \quad (30)$$

Pozitif saçınımın olduğu kısımda daha dar dalga boyu aralığına sahip lazer dalgaları daha yavaş hareket eder. Böylece daha geniş aralığa sahip dalga boyları lazer atımının zaman olarak ön kısmında yer alır. Daha dar aralığa sahip dalga boyları ise arka kısmında yer alır. Yani atımın frekansının zamanla artması söz konusudur ve bu durum pozitif frekans bozulması (pozitif cıvıltı, chirp) olarak isimlendirilir. Aksi durumu ise yani negatif frekans bozulmasının olduğu durum ise negatif saçınım olduğu bölgelerde geçerlidir ve negatif frekans bozulması olarak isimlendirilir. Diğer taraftan nasıl ki lazer atımı bir ortamdan geçerken bozulmaya uğrarsa, benzer şekilde karşıt ortamdan geçerken bu bozulma telafi edilebilir. Örneğin lazer atımı pozitif saçınımın olduğu bir ortamdan geçerse uğradığı frekans bozulmasını düzeltmek için aynı miktarda negatif saçınımın olduğu bir ortamdan geçirmek gerekir. Grup hız saçınımları lazerin malzemedan geçerken metre başına ps^2 etkilenme miktarı olarak ifade edilir.

$$\text{Grup hızına bağlı saçınım} = \beta_{(2)} L \quad (31)$$

L ışığın içinden geçtiği aynı katsayıda grup hızı saçınımlı ortamın uzunluğudur) (Hasegawa ve Tappert 1973). Dispersif bir ortamda ilerleyen bir lazer optik atımını düşünelim (büyüklüğü $A(t,z)$ ile verilsin. Atımın ilerleme denklemi şu şekildedir;

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0. \quad (32)$$

Frekansa bağlı spektral cinsten büyüklük fonksiyonu $A(k)$ ile verilir

$$\tilde{A}(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t, z) e^{i\omega t} dt, \quad (33)$$

Bu fonksiyona frekansa bağlı çözüm olarak aşağıdaki ifadeyi yazabiliriz:

$$\tilde{A}(\omega, z) = \tilde{A}(\omega, 0) \exp \left[\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z \right] \quad (34)$$

Ters Fourier dönüşümü alarak bu çözümün zaman domaininde şöyle yazabiliriz

$$A(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(\omega, 0) \exp \left[\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega t \right] d\omega. \quad (35)$$

Burada $\tilde{A}(\omega, 0)$ ve $A(t, 0)$ birbirlerinin fourier transform karşılıklarıdır.

$$\tilde{A}(\omega, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t, 0) e^{i\omega t} dt. \quad (36)$$

Basit bir Gaussian formundaki lazer atımının denklemini şöyledir;

$$A(t, 0) = e^{(-t^2/2t_0^2)} \quad (37)$$

Burada t_0 grafiğin Gaussian dağılımında 1/e kadar miktarının karşılık geldiği zaman niceliğidir. Diğer önemli bir ifade ise yoğunluk dağılımının yukardan itibaren sayısal değerinin yarısının karşılık geldiği zaman olarak genişliktir.

$$T_0 = 2\sqrt{\ln 2} t_0 \quad (38)$$

Ortamın içinde ilerleyen lazer atımının zaman olarak genişlemesinin değişimini veren ifade bu değerler yukarıdaki yoğunluk fonksiyonunda yerine konulduğunda bulunabilir.

$$t_p = t_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_2 z}{t_0} \right)^2} \quad (39)$$

Diğer önemli bir parametre saçınım uzunluğudur.

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (40)$$

Buna ek olarak atımın ortamdaki kaynaklı spektrumdaki saçınımı da hesap etmek gerekirse; faz parametresini Taylor seri açılımında yazabiliriz

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \frac{d\phi}{d\omega} \Big|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3\phi}{d\omega^3} \Big|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{4!} \frac{d^4\phi}{d\omega^4} \Big|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (41)$$

Denklemin sağındaki ilk terim elektrik alan büyüklüğünün maksimum değerine ulaşmasıyla sıfıra eşit olur. Dolayısıyla elektrik alanın tüm değerleri için fazın değerini değiştirmez. Bu yüzden atımda herhangi bir bozulmaya sebep olmaz. İkinci terim, lazer atımının ortam boyunca ilerlerken geçen zamanda, kaymasını temsil eder(time shift). Diğer bir deyişle grup hızı gecikmesi olarak bilinir. Üçüncü ifade ise atımın oluşturduğu küme(zarf) halinin şekil olarak bozulmasını ifade eder; grup hızına bağlı bozulma olarak isimlendirilir. Dördüncü terim, lazer atımının hem oluşturduğu küme yapısının biçimini belirler hem de enerji dağılımında bozulmaya sebep olur.

2.8 Kendinden Kaymalı Faz Modülasyonu

Işığın içinden geçtiği ortamların kırıcılık indisi oldukça farklılık gösterebilir, örneğin kırıcılık indisi çok fazla yüksek olan ortamlar gibi. Genel olarak bu ortamların yoğunlukları şöyle örneklenebilir; çalışmanın konusu olan tek modlu fiber yapıları. Işık bu ortamın içinden geçerken zamanda genişlik olarak çok dardır fakat enerji olarak çok yüksektir. Özellikle küçük fiber çekirdeği küçük etkili alanında birleştiğinde üzerine uygulanan yüksek yoğunluklu lazerlerin geçişi sırasında gözlemlenen doğrusal olmayan etkilerin kaynağıdır. Işığın içinden geçtiği fiber uzunluğu eğer doğrusal olmayan uzunluk parametresinden çok daha büyük olduğunda bu fiber doğrusal olmayan biçimde davranır.

$$L_{NL} = \left(\frac{\gamma}{P_0}\right)^{-1} \quad (42)$$

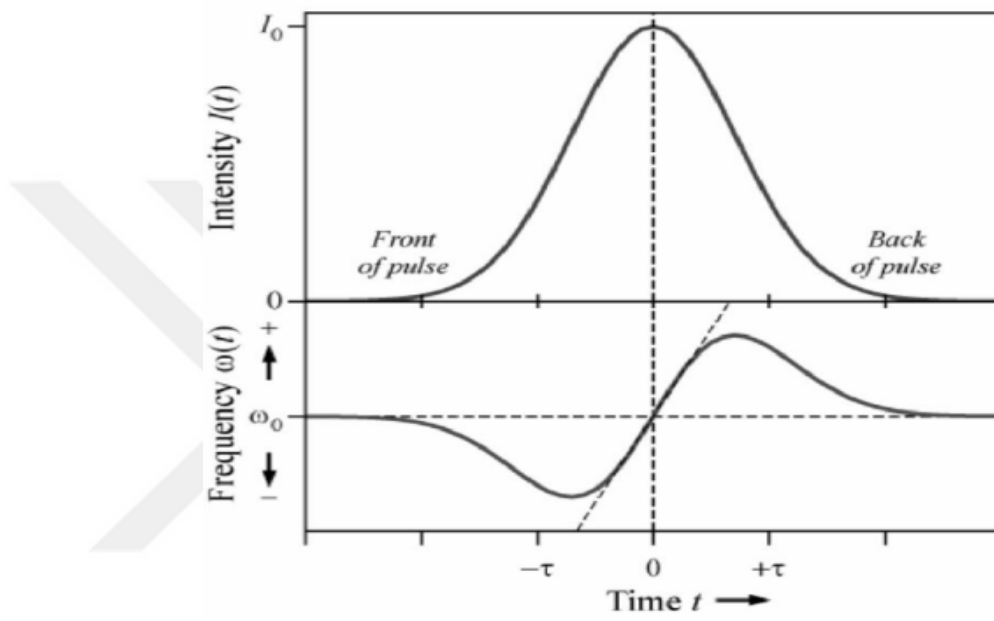
Burada P_0 ışığın tepe gücü ve γ ise doğrusal olmayan dönüşüm parametresidir.

$$\gamma = \left(\frac{\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^{n_{NL}}}{A_{eff}}\right) \quad (43)$$

Lazer atımının zamana bağlı yoğunluğu ve ışığın içinden geçtiği ortamın kırıcılık indisinin zamanın bir fonksiyonu olarak ifadesi ışığın doğrusal olmayan fazında bir değişime sebep olur ki bu değişiklik ışığın kendisi tarafından indüklenir. Bu etkiye kendinden kaymalı faz modülasyonu denir.

$$\phi_{NL} = P_0 r \gamma \quad (44)$$

Burada r değişkeni ışığın ortamda ilerleme yönünü belirtir. Değişken doğrusal olmayan faz ışığın yeni frekans bileşenlerinin oluşmasına sebep olur. Bu etkiye kendinden kaymalı faz modülasyonu ile indüklenen spektrumun genişlemesi denir. Genel olarak atım enerjisi merkez frekansından yeni oluşan frekanslara doğru dağıtılır. Aşağıdaki figürde yeni frekansları içeren optik spektrumun zaman bağımlılığı gösterilmektedir.



Şekil 2.10 SPM(Spatial Phase Modulation)'nin etkisi

Lazer atımının zamanda ilerlerken ön kısmının frekansının değişmesi dolayısıyla negatif olması düşük frekanslı bileşenlerinin lazerin ön kısmında hareket etmesine sebep olur. Diğer taraftan yüksek frekanslı bileşenler lazer zaman içinde ilerlerken lazerin arka tarafına doğru birikir. Bu etki normal saçınımın lazer atımı üzerindeki etkisine benzerdir. Kısacası kendinden kaymalı faz modülasyonunun lazer atımının optik spektrumunda genişlemeye sebep olduğu gözlemlenir ve zaman ekseninde (domaininde) bir değişikliğe sebep olmaz. Kendiliğinden kaymalı faz değişimi normal saçınım ile birleştiğinde lazer atımı üzerinde birbirinin etkilerini sönmüleyici müdahaleye sebep olur. Fiber içinde, anormal dispersiyonun faz değişimi ile dengelendiği bir ortamda şekillenen lazer atımına optik soliton denir.

3. DENEY DÜZENEĞİ

Geniş spektrumlu fiber lazer salıngaç kovuğu deney düzeneği iki kısma ayrılır. Birincisi mod-kilitli fiber salıngaç kovuğunun geliştirilmesidir. İkinci kısım ise elde edilen mod kilitli lazer atımlarının daraltıldığı kısım yani kovuğun haricinde kurulan atım sıkıştırma kısmıdır.

3.1 Fiber Lazer Bileşenleri

Pasif olarak mod kilitlenmiş fiber lazer salıngaç kovuğunun temel bileşenleri aşağıdaki tabloda listelenmiştir. Lazer sistemini kurmaya başlamadan evvel sistemi oluşturacak olan bileşenlerin işlevsellik testleri ve kayıp analizleri yapılır. Ölçülen kayıp değerleri malzeme üretilirken yapılan test sonuç kağıdıyla karşılaştırılır.

3.1.1 Tek modlu diyot

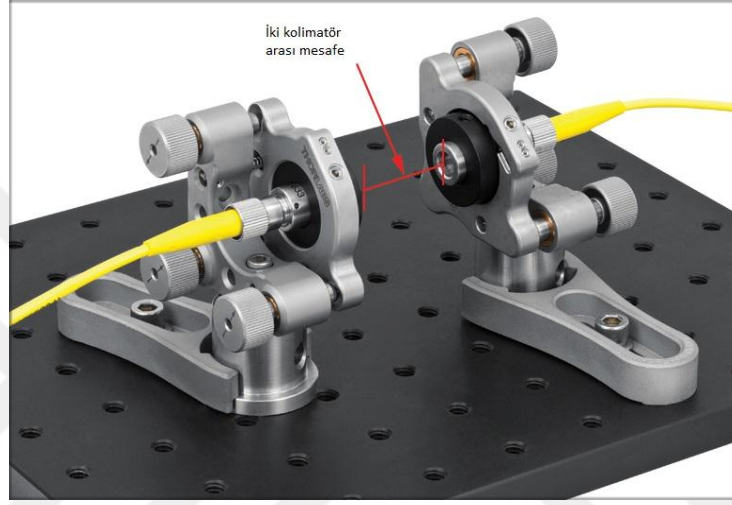
Öncelikle salıngaç kovuğunun ana güç kaynağı olarak kullanılacak olan tek modlu uzamsal moda izin veren 976 nanometre sabit dalga boyunda ışımaya yapan diyot test edilir. Diyotun çektiği akım ve verdiği optik gücü veren karakterizasyon sonuçları aşağıdaki gibidir.

Çizelge 3.1 Diyot Güç-Akım Karakterizasyon Sonuçları

AKIM (mA)	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
GÜÇ (mW)	54	102	148	196	252	301	350	403	453	504

3.1.2 Kolimatör

İçinden geçen ışığın üretim parametrelerine göre 5 metreye kadar dağılmadan kolime bir şekilde ilerlemesini mümkün kılar. Bizim sistemimizde ise 2 tane olup da ışığın salıngaç kovuğu içerisinde tek yönde gidebilmesi için serbest alanda çok fazla güç kaybına uğramadan hareketine devam etmesini sağlar. Bu çalışmada kullanılan 1030 nmde çalışmaktadır.



Şekil 3.1 1030 nmde çalışan birbirine göre hizalanmış kolimatör çifti

3.1.3 Optik izolatör

Optik izolatör (polarizasyon ayırıcı), aynı zamanda Faraday izolatör olarak da bilinir, manyetik-optik etkiyle çalışan lazer salıngaç kovuğu bileşenidir. Bu bileşenler ışığın tek bir yönde geçmesine izin verir, ters yönde gelen ışığı ise engelleyerek ışığı sadece bir yönde ilerlemeye zorlar. Faraday etkisi düzlem polarize ışığı kırıcılık indisi olan bir ortamdan geçerken polarizasyonun değişmesini denir. Dönme yönü ışığın ilerleme yönünün yerine manyetik alan yönüne bağlı olarak değişir.

İki çeşit çalışma modu vardır. Birincisi ileri mod ikincisi geriye doğru moddur. Bu bileşenin hem girişinde hem de çıkışında polarizasyonu dönüştürücüler vardır. Bileşenin ileri modu ışığın giriş polarizasyon dönüştürücünden girdikten sonra lineer olarak

polarize ilerlemesine sebep olur. Işık Faraday çeviriciye ulaştığında, polarizasyonu 45° değişir. Dolayısıyla ışık çıkış polarizasyon dönüştürücüsüne geldiğinde 45° polarizasyonu değişmiş şekilde çıkar. Fakat ters yönde gelen ışık için ise durum şöyledir; ışık ilk olarak izolatörün çıkış polarizasyon dönüştürücüsünden 45° dönerek girer. Daha sonra, ışık Faraday çeviriciden geçerken diğer bir 45° değişime uğrar. Sonuç olarak toplamda 90° polarizasyonu değişmiş olarak bileşenin giriş polarizasyon dönüştürücüsüne gelir fakat izin verilen yönde olmayacaktır. Bu yüzden ters yönden gelen bu ışık izolatörden geçemez. Işık izolatörün içinde ya emilir ya da izolatörden geri yansıtılır.

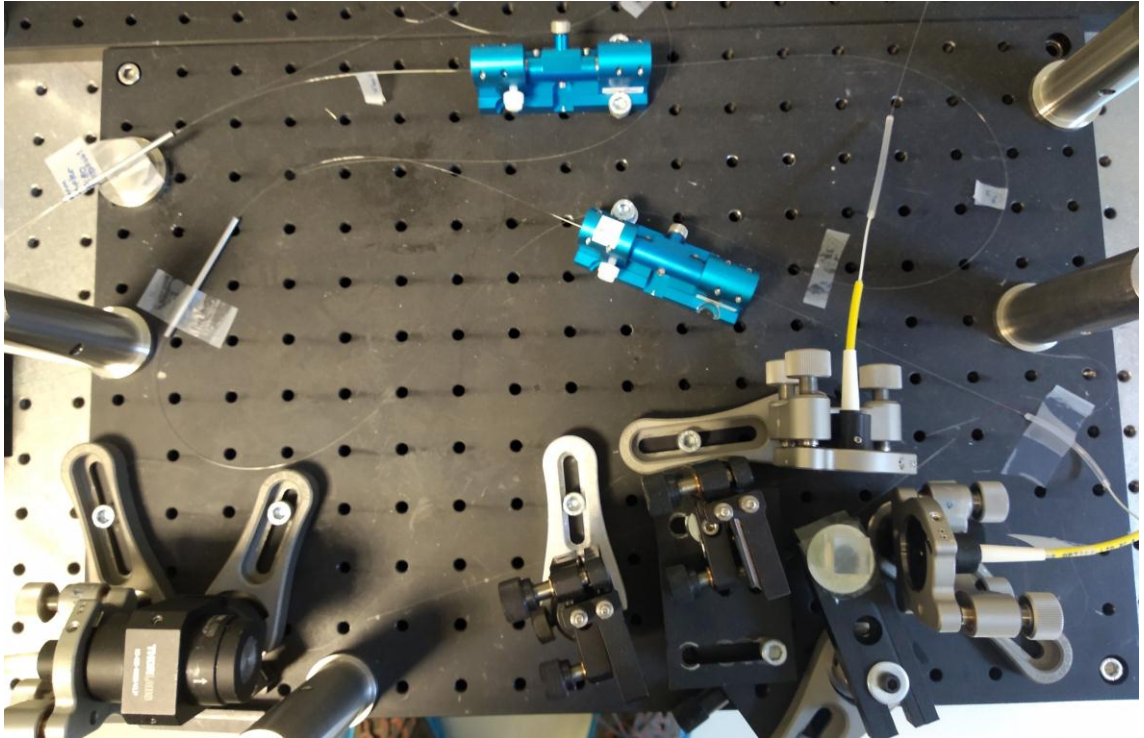
3.1.4 Dalgaboyu bölmeli çoklayıcı(WDM)

Bu bileşen farklı dalga boylarındaki optik sinyalleri birleştirme ve birlikte taşıma ve tekrar ayırma prensibini kullanarak çalışır. Farklı portlardan gelen farklı dalga boyuna sahip lazer ışınlarını birleştirip çıkış portundan taşınmasını sağlar. Günümüzde fiber lazer sistemleri dahil fiber yükselticiler, telekomünikasyon ve optik sensörler olmak üzere pek çok alanda kullanılır.

3.2 Fiber Salıngaç Kovuğu

Bu çalışmada aktif fiber ile kazanç sağlanan çok basit kompakt ultra kısa fiber lazer salıngaç kovuğu yapımından bahsedilir. Ultra kısa lazer atımlarını elde etmek için saçınımı kontrolü tekniği kullanılarak lazer kovuğu geliştirilmiştir. Mod-kilitleme yöntemi olarak da doğrusal olmayan polarizasyon evrimi tekniği kullanılmıştır. Sonuç olarak üretilen lazer atımları pikosaniye (ps) düzeyinde ve 1030 nanometre dalga boyunda çıkarılmaktadır. Kaynak lazer olarak bu kovuğun kullanılmasının sebebi, salıngaç kovuğunun içerisine yerleştirilebilen ızgara çiftiyle kovuğun net saçınım miktarının kontrol edebilir olmasıdır. Burada saçınım (dispersion) sebep olan ortamlar çoğunlukla kullanılan fiberlerden ve diğer optik bileşenlerin dispersif özelliklerinden gelen pozitif saçınımın bu ızgara çiftliği ile ters saçınım kazandırılarak bastırılmaya çalışılmaktadır(Wickham vd. 2008). Fiber osilatörler çoğunlukla cıvıltılı(chirped) atımlar üretirler. Bu atımların zamansal genişliği birkaç yüz femtosaniye

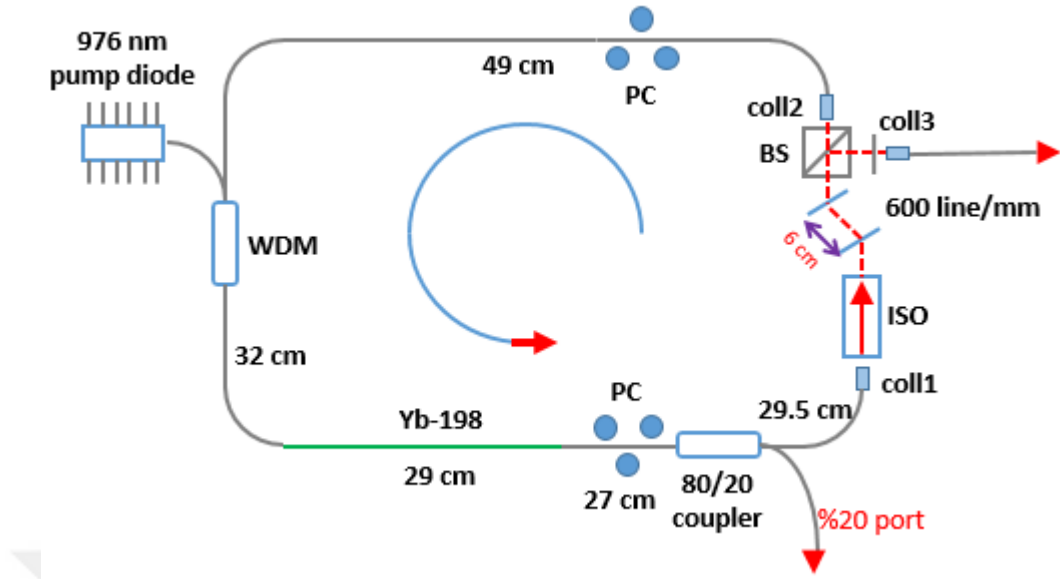
mertesindedir. Bir fiber lazer sisteminin kaynağını oluşturan, lazer atımlarının üretildiği fiber osilatörün cıvıtlardan(chirp) arındırılmış olması gerekir. Ancak bu sayede fiber lazer kullanılan uygulamalarda verimli sonuçlar elde edilebilir. Bu cıvıtları bastırmak için pek çok yöntem vardır. En yaygın olanları ise kırınım ızgarası çifti, prizmalar ve hem prizmaların hem kırınım ızgarası çiftinin kullanıldığı grizmlerdir.



Şekil 3.2 Fiber salınğaç kovuğunun üstten görüntüsü

Ayrıca lazer atımlarındaki bu cıvıtlar çeşitli bastırıcı yöntemler kullanılarak bastırılrsa dahi transform sınırlı atımlara çok yakın atımlar üretilmesi halen üzerine çalışılan bir konudur. Saçınım ızgarası bastırıcı çiftinin fiber salınğaç kovuğunun içerisinde bulunması durumunda çıkan lazer atımının şekli spektrum olarak Gaussian şeklindedir. Dolayısıyla saçınım ızgarası çiftinin tasarım olarak osilatörün içinde olduğu tasarımlar oldukça dar lazer atımlarının elde edilmesi için en etkili lazer gruplarıdır. Bu çalışmamızda lazer kovuğunun bileşenlerinden oluşan net saçınım etkilerini kazanç birbirinin kazanımını ve etkili bir lazer atımı üretebilmek için kritik olan bileşenlerin optik hizalanması ele alınmaktadır.

Deney düzeneğinin bir şeması ve fotoğrafı aşağıdaki figürde gösterilmektedir. Lazer kovuğu 29 cm Yb-doyurulmuş kazanç fiberi içermektedir. Bu fiberin çekirdek ve kaplama çapları 6 mikron ve 125 mikrondur. 976 nmde pompa ışığının emilimi 250 dB/m dir. Kazanç fiberi bütün halinde tek modlu bir fiberdir. Kazanç fiberinin her iki ucuna da dalga boyu bölmeli çoklayıcının(WDM) pasif fiberi fiberi ve çiftleyicin(coupler) giriş portunun pasif fiberi füzyon birleştirme yöntemi ile birleştirilmektedir. Aynı şekilde bu pasif fiberler için de çekirdek ve kaplama çapları 6 mikron ve 125 mikrondur. Genel olarak her bir fiber bağlantı noktasının kaybı 0.02 dB olarak alınabilir. Kazanç fiberini beslemesi için 976 nanometre pompa diyotu kullanılmıştır(Schubert vd. 2005). Bu diyotun maksimum gücü 600 mW'tır. Pompa ışığı dalga boyu bölmeli çoklayıcıya gönderilir, buradan da kazanç birbirine gönderilir. Fiberlerin üzerine mekanik baskı uygulamak şeklinde çalışan polarizasyon kontrol ediciler sayesinde doğrusal olmayan polarizasyon döngülü pasif mod kilitleme işlemi gerçekleştirilmektedir. Burada önemli bir nokta olarak, sistemde birlikte çalışmak üzere iki tane polarizasyon kontrol ediciler kullanılmaktadır. Polarizasyon ışık dağıtıcısı ile birlikte bu iki kontrol edici yapay doyulabilir emici olarak çalışmaktadır. Aynı işlemi görmesi bakımından iki tane çeyrek dalga polarizasyon dönüştürücü ve bir tane yarım dalga polarizasyon dönüştürücüsü de alternatif olarak kullanılabilirdi. Fakat biz tasarımıımızda pratik olması bakımından polarizasyon kontrol ediciler kullanılmıştır.



Şekil 3.3 Kovuk bileşenlerinin çizimi

3.3 Ultrahızlı Mod-Kilitli Lazerin Karakterizasyonu

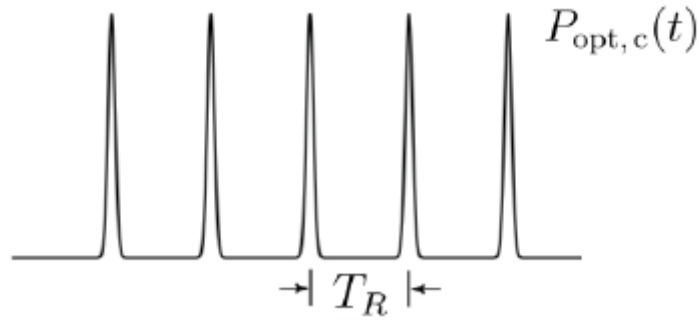
3.3.1 Güç, spektrum ve zaman karakterizasyonu

Sistemde elde edilen lazer atımlarının tespit ve karakterizasyonunda kullanılan bir parametre atımların sahip olduğu ortalama güç değeridir. Bu ortalama güç değeri aksi belirtilmedikçe yalnızca güç değeri olarak ifade edilir. Bu sayısal değer güç ölçer denilen, üzerine düşen elektromanyetik dalgayı emebilen ve karşılığında oluşan sıcaklık farkını elektriksel sinyale dönüştürebilen bir cihazdır. Tüm güç ölçerler üzerine düşen dalga boyunun kalibrasyonu ile ışığın gerçek optiksel güçlerini verecek şekilde üretilir. Yaygın olarak bilinen diğer bir parametre ise her bir atım başına düşen atım enerjisidir. Fakat bu parametrenin ölçümü için kullanılacak doğrudan bir cihaz yoktur. Bunun yerine sistemin frekansının ve güç değerinin bir ilişkisi olarak şöyle ifade edilir;

$$f_{sık} = \left(\frac{P_{op}}{E_p} \right) \quad (45)$$

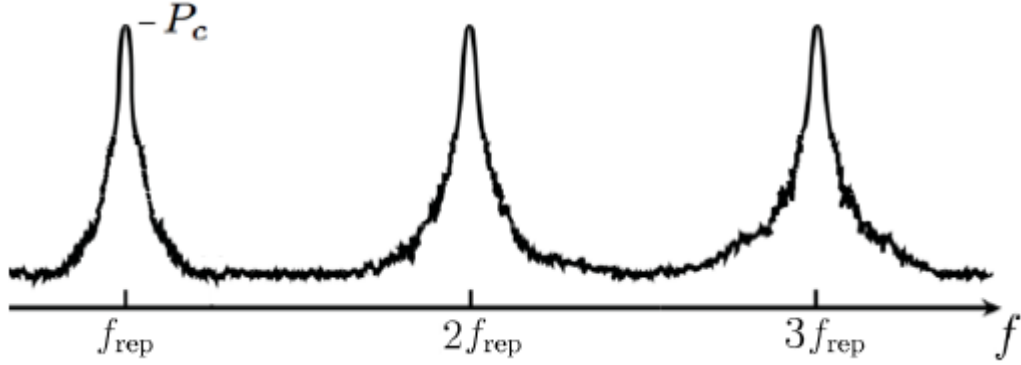
Burada f_{sik} sistemin frekansını yani tekrarlanma sıklığını simgeler. Mod kilitli bir lazerin tekrarlanma sıklığı bir foto dedektör ile ölçülür. Bu cihazlar lazer atımlarının çok kısa süre aralıklarla oluşturduğu dizideki her bir atımı algılar ve kendisinin de bağlı olduğu bir osiloskop ya da bir spektrum çözümleyici yardımıyla görselleştirirler. Osiloskop zaman ekseninde detektörün üzerine düşen periyodik sinyallerin karşılığını verir. Spektrum çözümleyici ise atımların zaman eksenindeki bu verilerinin hızlı Fourier Transformu'yla hesaplanan karşılıklarını frekans ekseninde verir.

Ayrıca gürültü, kilitli lazerlerde gürültü az bilinen istenmeyen ve doğrudan sebebi kolaylıkla tespit edilemeyen bir parametre olarak bilinir. Aslında çeşitli yöntemlerle ölçüm sonuçlarındaki gürültü bastırılabilir fakat tamamen ortadan kaldırılamaz. Genel olarak ifade edilirse, gürültü çok farklı kaynaklardan kaynaklanıyor olabilir. Pompa diyotun çalıştırıldığında ışığa yaparken çıkan ışığın tamamen tek bir dalga boyundan oluşmaması gürültüden dolayıdır. Ayrıca gücündeki dalgalanmalar fiberin içinde oluşan akustik titreşimler, yine fiberin içinde ve dışında ani sıcaklık değişimleri, optik güç elde etmek için kullanılan elektriksel gücün donanımından kaynaklı olan elektromanyetik etkiler gürültünün kaynağıdır. Başka bir örneği, kazanç fiberinin içinde aniden oluşan her yönde hareket edebilen fotonların yükseltgenmesi, bilinen en genel gürültü kaynaklarıdır. Daha özeldir ise gürültü büyüklük gürültüsü ve faz gürültüsü olarak ikiye ayrılır. Büyüklük gürültüsü atom enerjisinin anlık dalgalanmalarını ve dolayısıyla büyüklükte meydana gelen değişimleri ifadeler. Faz görüntüsü ise daha dar bir frekans aralığından ziyade ışığın geniş bir tepe alanına sahip olmasından kaynaklı fazdaki dalgalanmaları ifade eder.



Şekil 3.4 Zaman ekseninde ölçüm alınırken gürültü neredeyse yok denilecek kadar azdır

Şekilde görüldüğü gibi spektrum çözümleyiciyle zaman ekseninde ölçülen mükemmel bir dalga formu frekans ekseninde de çok düzgün bir karşılığı olması gerekir. Fakat ölçüm yapılırken üzerine ölçüm yapılan sinyal görüntüdeki karşılığı olarak bastırılmayan gürültüden dolayı kenar bantlarına sahip olarak çıkar. Bu da sonucun frekans ekseninde gerçek sinyalin karşılık geldiği aralığın genişlemesini ve ölçümün netliğinin bozulmasına sebep olur. Alttaki şekilde bunun örneğini görebiliriz.



Şekil 3.5 Zaman ekseninde alınan ölçümün frekans eksenindeki hali

Bunlara ek olarak lazer atımlarının zamanda genişliklerini karakterize etmenin bir yolu atomların otokorelasyonlarının ölçüldüğü, otokorelatör kullanmaktır (auto-correlation trace). Çok temel olarak ifade etmek gerekirse, lazer atımının zamanda geciktirilmiş kopyasının bir araç olarak kullanılıp bu lazer atımının zaman aralığını ölçme yöntemine otokorelasyon denir. Bu çalışmada elde edilen lazer atımlarının zaman olarak karakterizasyonu bu yöntem ile ölçülmüştür (www.rp-photonics.com).

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu ünite de geniş spektrumlu mod kilitli lazer salıngaç kovuğunun nasıl elde edildiğinden ve lazer atımlarının karakterizasyonundan bahsedilmektedir.

İlk olarak lazer diyotu düşük güç seviyesinde çalıştırılmaktadır. Bilindiği gibi bu lazer diyotu atımlı değil sürekli dalga boyunda çalışabilmektedir. Lazer salıngaç kovuğunun içerisinde gönderilen ışığın tek yönde ilerleyebilmesi için fiziksel bileşenlerinin uzantısı olan fiberlerin füzyon birleştirici ile yukarıda verilen kovuk şekline göre birleştirilmesi gerekmektedir. Bunun için dalga boyu bölmeli çoklayıcının çıkış portu kazanç fiberine giriş portu kolimatör fiberine birleştirilecek şekilde kaynatılmalıdır. Diğer taraftan ikinci kolimatör fiberini çiftleyicinin giriş portuna oradan da çiftleyicinin çıkış portu kazanç fiberinin diğer ucuna gelecek şekilde birleştirilmelidir. Osilatörün kapalı bir devre haline getirilmesi için iki kolimatör arasında kalan boş alana sırasıyla serbest alan izolatörü, kırınım ızgarası çifti ve ışık ayırıcı yerleştirilmektedir. Fiber lazer salıngaç kovuğu istenen frekansta çalışabilmesi için fiber uzunlukları ve serbest alan boşluğu mesafesi ona göre hesaplanır ve tasarımda görüldüğü gibi birleştirilir. İlk olarak fiberler birleştirdikten sonra polarizasyon kontrol ediciler fiberler içinden geçecek şekilde yerleştirilir.

Düşük diyot akımında sistem çalıştırılarak hizalama yapılır. Sistemin toplam net saçınımı hesaplandıktan sonra kırınım ızgarası çifti kabaca yerleştirilir. Eş zamanlı olarak polarizasyon kontrol ediciler sistemin çıkış gücü maksimum olacak şekilde ayarlanır ve ızgara çiftinin doğru açıda konulduğundan emin olduktan sonra sistem tekrar çalıştırılır. Polarizasyon kontrol ediciler ile oynanarak rastgele bir mod kilitli hal bulunana kadar devam edilir. Sistemden çıkan ışığın mod kilitli ve olabildiğince dar atımlar olması için fiber osilatörün saçınım rejimini anlamak gerekir. Salıngaç kovuğu bileşenleri pozitif saçınımına sebep olur ki bunlar sistemde bütünü oluşturan parçaların pasif fiberlerine ek olarak aktif fiber ve ışığın içinden geçtiği serbest alan ve serbest alandan tüm bileşenler sistemde pozitif saçınım toplanmasına sebep olur. Biriken bu saçınım salıngaç kovuğunun içine yerleştirilen kırınım ızgarası çiftinin sebep olduğu negatif saçınım ile bastırılmaya çalışılmaktadır. Deney düzeneği kurulurken ve deney

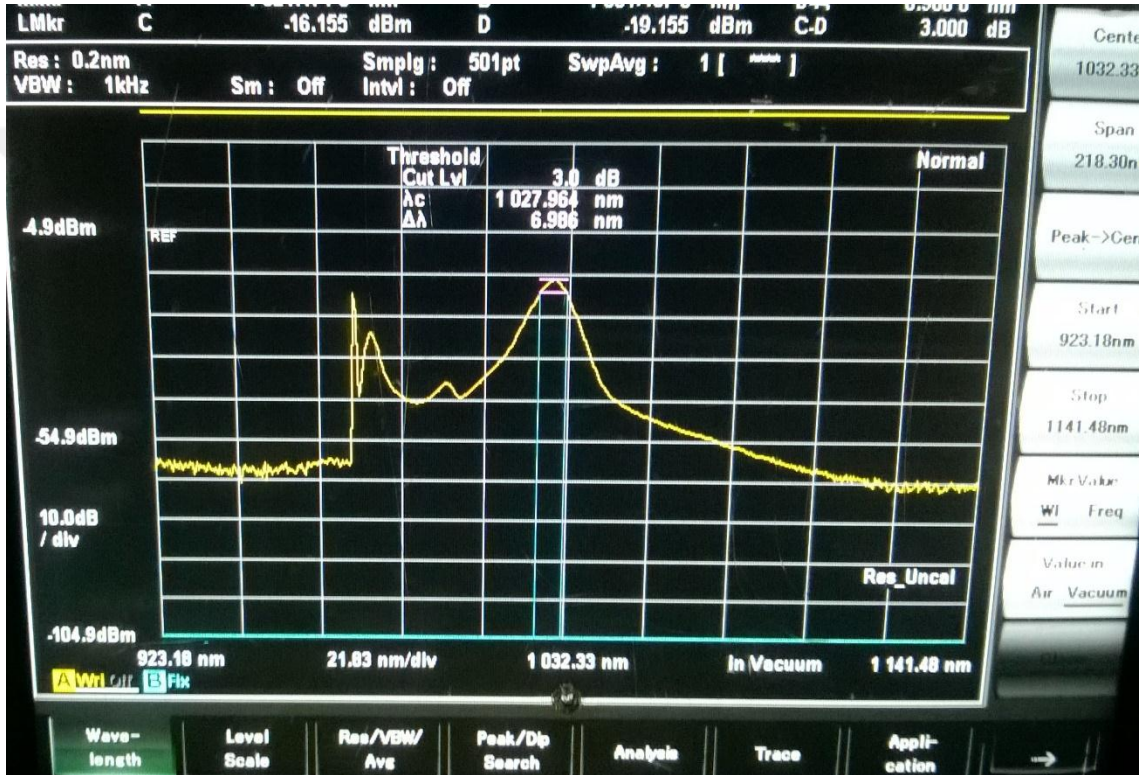
yapılırken tespit edildiği üzere sistemin net saçınımı sıfıra yaklaştıkça sistemin mod kilitli hale getirilmesi kolaylaşmaktadır. Diğer önemli tespit ise net saçınım sıfıra yaklaştıkça osilatörden çıkan atımlar zamanda daralır. Bu sistemin net saçınımını ise pasif fiberlerin uzunluğunu ve kırınım ızgarası çiftinin arasındaki mesafeyi kısaltıp uzatarak ayarlayabilmekteyiz. Burada pozitif saçınım katkısında bulunan etkenler, bileşenlerin tek modlu fiberleri, kazanç fiberi, ışık ayırıcı (beam splitter) ve izolatörün içindeki kristal yapıdır. Tek modlu fiberin saçınım değerini bileşenlerin üreticisinin sağladığı bilgilendirici açıklamalardan elde edebiliriz. Bu tip fiberler için bu değer 1030 nanometre (nm) dalga boyu için $22.4 \left(\frac{fs^2}{mm} \right)$ 'dir. Aktif fiber için saçınım değeri ise $24 \left(\frac{fs^2}{mm} \right)$ 'dir. Bu her fiber türü için üreticisinin farklı üretim tarzından kaynaklanan sebeplerden dolayı çok az değişkenlik göstermektedir. Hesaplamalarda tüm bileşenler için genel olarak bu değer hesaba dahil edilmektedir. Fakat çok hassas ölçüm sonuçları elde etmek için her bileşenin fiberinden gelen saçınım değerini olduğu gibi almak gerekir.

Fiberi olmayan bileşenler için saçınım değeri, fiberlerin saçınım değeri ile karşılaştırıldığında çok küçük kaldığı için osilatörün net saçınım değerini hesaplarken dikkate alınmaz. Dolayısıyla diyebiliriz ki; sistemin genel saçınım kaynağı fiberlerden gelen saçınım ve kırınım ızgarasından kaynaklanan negatif saçınımdır. Burada dikkat edilmesi gereken önemli bir konu ise fiber uzunlukları istenen kovuk frekansını sağlayacak şekilde kesilip sabitledikten sonra kovuğun net saçınımını ızgara çiftinin arasındaki mesafenin artırılması veya azaltılması şeklinde ayarlamakla sınırlandırılmış olduğumuzdur.

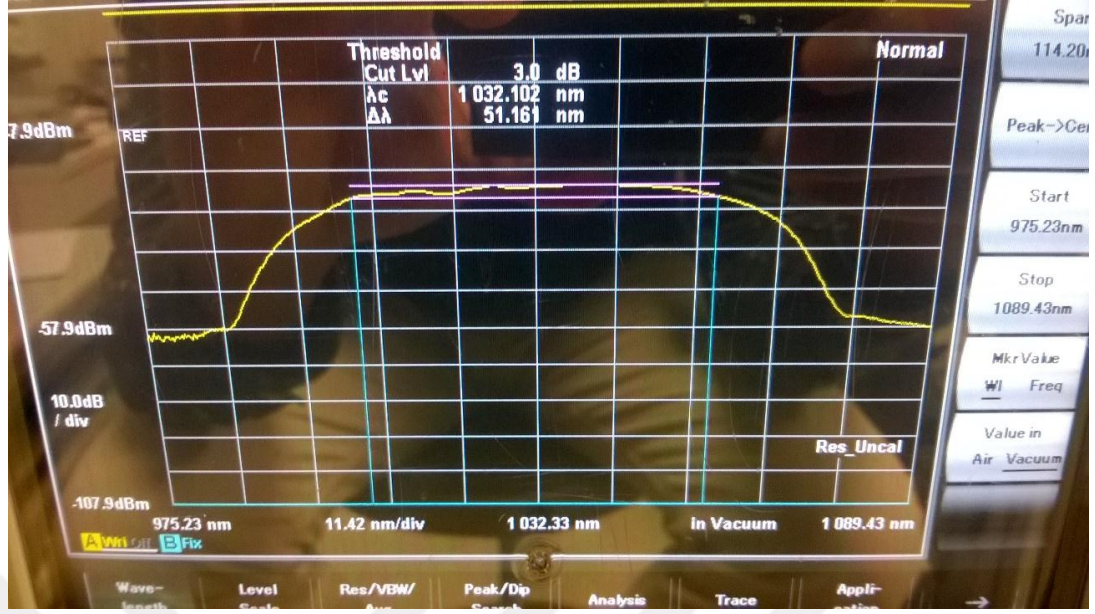
Kırınım ızgarası çifti için saçınım hesabını veren denklem aşağıdaki gibidir. Burada L iki ızgara arasındaki mesafedir, θ ışığın ilk ızgaraya geliş açısıdır, $\frac{1}{d}$ ızgaranın milimetre başına düşen oluk sayısıdır.

$$Saç_{\lambda} = - \frac{\lambda^3 L}{\pi d^2 c^2} \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{\lambda \sin \theta}{d} \right)^2 \right)^{3/2}} \quad (46)$$

Bu formül lazer atımlarının saçınım ızgarası çiftinden iki kez geçişi için geçerlidir. Işığın salınacağı kovuğu içerisinde tek yönde döndüğünü bildiğimize göre ışığın tek geçişi için bu formülün tekrar küçük bir düzenlemeyle değiştirilmesi gerekir. Lazer için uygun mod kilitli halin bulunması için lazer diyotun belirlenen akım değerinde çalıştığından emin olduktan sonra pasif fiberlerin üzerine yerleştirilen polarizasyon kontrol ediciler ile oynayarak zamanda durağan bir sonuç elde edilmeye çalışılmaktadır. Elde edilen ilk başarılı sonuçların spektrumları aşağıdaki resimlerde gösterilmiştir.



Şekil 4.1 Mod-kilitli bir hal bulunmadan hemen önceki atımın şekli



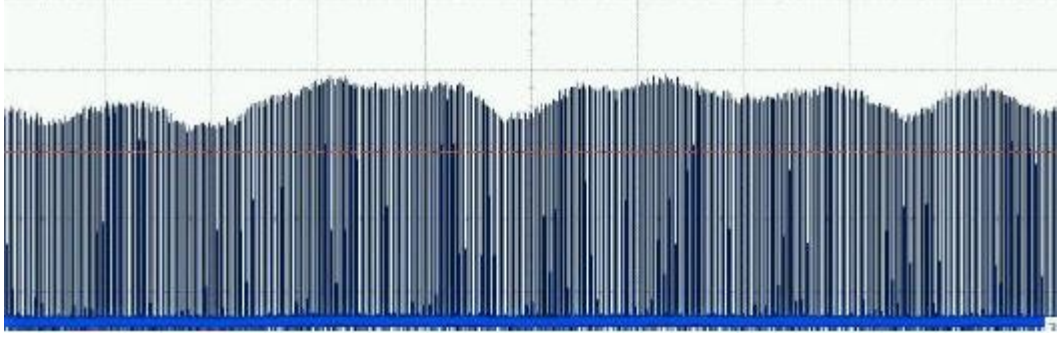
Şekil 4.2 Mod-kilitli bir hal bulduktan sonra, lazerde oluşan atımların şekli

Sistemin fiber uzunluklarına karar verildikten ve fiberler kesilip bağlandıktan sonra daha geniş spektrumlu ve dolayısıyla daha dar atımlara daraltılabilen mod kilitli başka bir hal bulmak için hem kırınım ızgarası çiftinin ara mesafesi ile hem de polarizasyon kontrol ediciler ile oynanmış aşağıdaki daha kararlı hale ulaşılmıştır.

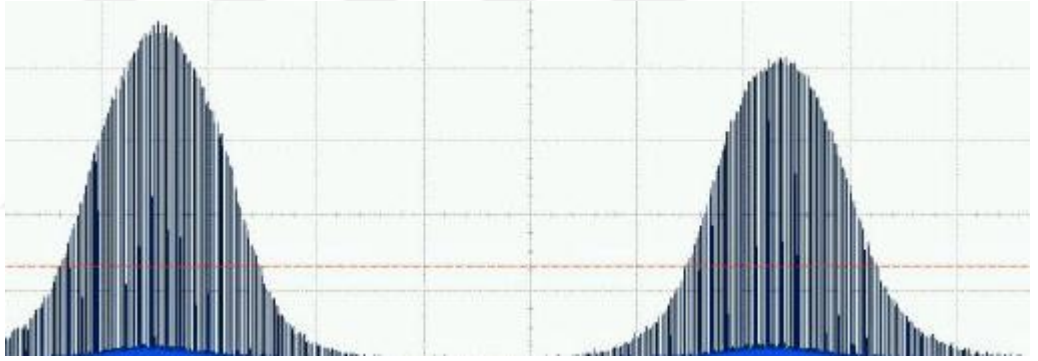


Şekil 4.3 Polarizasyon kontrol ediciler hareket ettirilerek bulunan daha kararlı hal

Kırınım ızgarası çiftinin ara mesafesiyle oynanarak negatif saçınımın değiştirilmesi sonucunda dolayısıyla net saçınımın değişmesiyle daha geniş spektrumlu daha dar atımlar elde edilebilmektedir.



şekil 4.4 65 nm bant aralığında 95 MHz tekrar sıklığına sahip lazer atımları



şekil 4.5 Q-anahtarlama tekniğiyle mod-kilitli hale getirilmiş lazer atımları

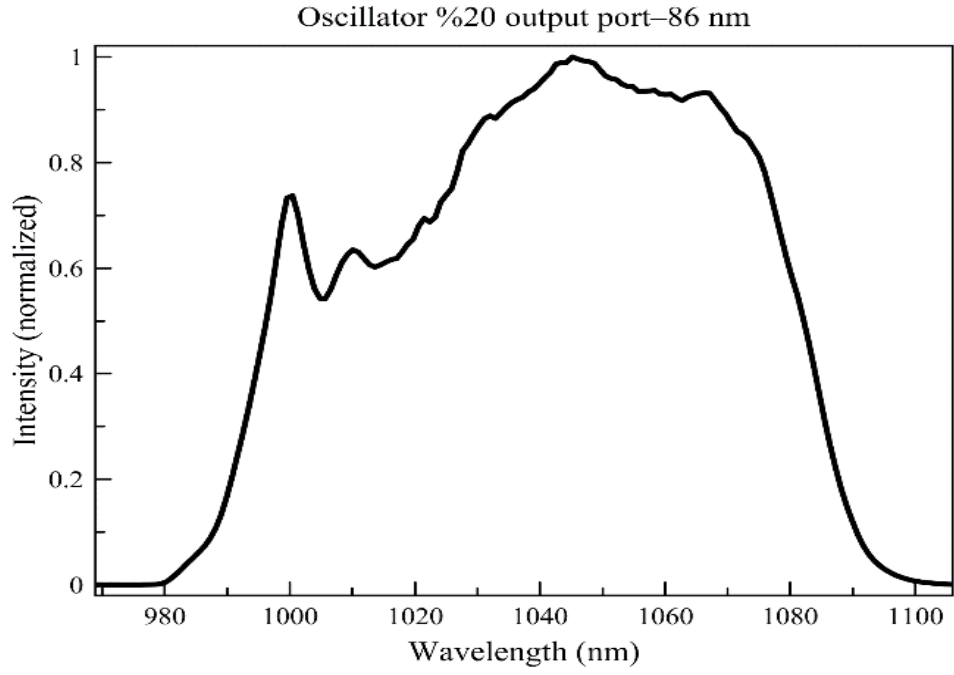
Daha geniş spektrumlu lazer mod kilitli konfigürasyonlar elde etmek için ızgara çiftinin mesafesini değiştirip dolayısıyla kovuğun net saçınım değerini pozitif yönde arttırarak aşağıda gösterilen farklı bir mod bulduk. Bu defa elde edilebilir bant genişliği 91.5 nanometredir.



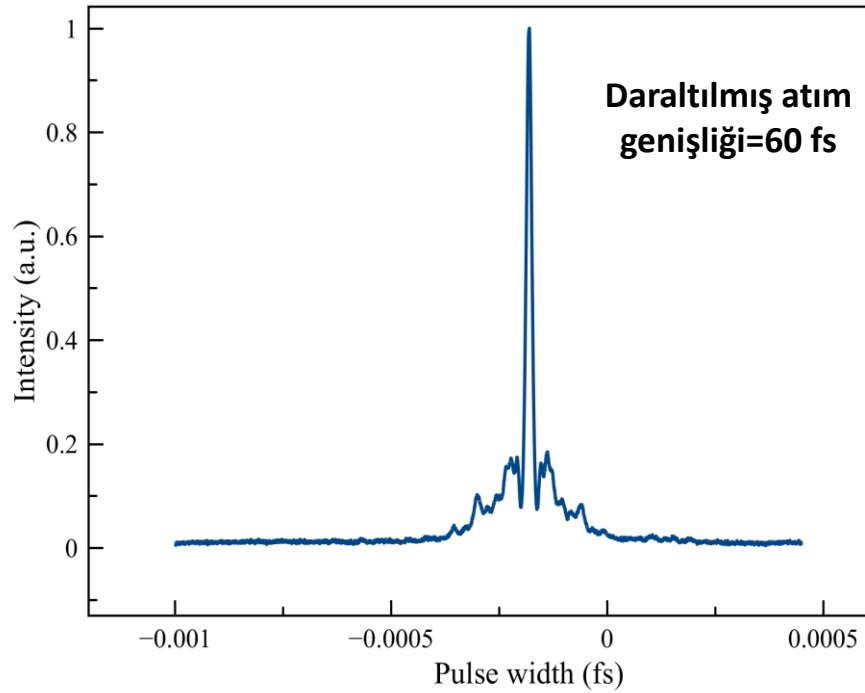
Şekil 4.6 Sistemin kararlı bir hale geçmeye başladığı anda oluşan 91 nm spektrum genişliğindeki lazer atımları

Sonuç olarak kovuğun net saçınım miktarı sıfırdan uzakta ve büyük olduğu için bu yeni bulunan geniş bant aralığındaki mod daha az kararlı olduğu için lazer diyotunu kapatıp açtığımızda aynı genişlikte olması beklenen modun tekrar gözlemlenmediğini fark ediyoruz. Bundan hareketle söyleyebiliriz ki bu kararlı olmayan mod halinin muhtemel sebebi, osilatörün net saçınımının sıfıra yakın olmamasıdır.

Kovuk bileşenlerinin uzun optik hizalama çalışmalarından sonra, osilatörü besleyen lazer diyotu 1050 mA akım değerinde çalıştırıldığında sisteme gelen 500 mW pompa lazeriyle oldukça kararlı bir mod-kilitli hal elde edilmiştir. Salıngaç kovuğunun monitor portundan 86 nanometre bant aralığında aşağıda gösterilen forma sahip bir lazer atım dizisine erişilmiştir. Lazer diyotu aynı akım değerinde defalarca kapatılıp tekrar açıldığında kendiliğinden başlayan(self-starting) mod-kilitli hali dayanıklılığını koruduğu gözlemlenmiştir. Lazer osilatörden çıkan atımlar oluk sayısı 300 l/mm olan harici bir çift kırınım ızgarası çifti ile daraltıldıktan sonra 60 fs zaman aralığına(atımın genişliği) sahip atımlar çıkarılması başarılmıştır.



Şekil 4.7 Bant aralığı 86 nm olan oldukça kararlı lazer atımlarının optik spektrum çözümleniciyle ölçülen sonuçları



Şekil 4.8 Bant genişliği 86 nm olan atımların salıngaç kovuğu dışında harici atım sıkıştırıcı ızgara çiftiyle sıkıştırıldıktan sonra elde edilen atımların zaman olarak genişliği 60 fs olarak hesaplanmıştır.

Kovuk içine yerleştirilen kırınım ızgarası çiftiyle salıngaç kovuğunun net saçınım değeri 0'a yaklaştırılarak elde edilen mod-kilitleme yönteminin oldukça kararlı sonuçlar verdiği gözlemlenmiştir. Saçınım kontrollü salıngaç kovuğu olarak da adlandırılan bu tarz salıngaç kovukları arasında bizim ürettiğimiz bu osilatör yapısının basitliği, optik hizalamasının daha kolay ve düşük kaynak diyot güçlerinde çalışabilmesi ve oldukça dar atımlar üretmeye imkan vermesi açısından ülkemizde gelecek lazer sistemlerinde kaynak lazeri olarak kullanılmaya oldukça yatkın olduğunu deneysel sonuçlar ile göstermektedir.

İleriki çalışmalarımızda bu kovuk yapısının daha yüksek lazer diyot güçleriyle beslenerek 500 MHz -1 GHz mertebesinde tekrar frekansına sahip kararlı yüksek kaynak gücü sağlayan kaynak lazer olarak kullanılması için geliştirilmesine devam edilecektir.

KAYNAKLAR

Anonim. 2015. Web Sitesi: <http://www.rp-photonics.com/> Erişim Tarihi: 03.12.2019

A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 142, 1973.

B. E. A. Saleh, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, New York, 1991.

C.J.Koester and E.Snitzer, "Amplification in a fiber laser," *Applied Optics*, vol. 3, no. 1182, 1964.

E. F. Schubert, T. Gessmann and J. K. Kim, *Light emitting diodes*, Wiley Online Library, 2005

Haus, H. A., *Mode locking of lasers*, *IEEE J. Selec. Top. Quan. Electron.* 6,1173, 2000

H. Kalaycıoğlu, Ö. Akçaalan, S. Yavaş, Y. B. Eldeniz, and F. Ö. Ilday, "Burst-mode Yb-doped fiber amplifier system optimized for low-repetition-rate operation," *J. Opt. Soc. Am. B* 32, 900-906 (2015).

G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, San Diego, CA, USA Elseiver Inc, 2007.

Luis Zenteno, "High-power Double-clad fiber lasers," *journal of lightwave technology*, vol. 11, no. 9, 1993.

M.Wickham, E.C.Cheung, J.G. Ho, M.Weber, "Coherent combination of Fiber lasers with a diffractive optical element," *Advanced Solid State Photon., OSA Tech. Dig. Ser.*, Japan, 2008.

Nonlinear fiber optics, 3th ed., G. Agrawal, 2007

R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2003).

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Ali Murat SÖZEN

Doğum Yeri : Tokat

Doğum Tarihi : 13.10.1988

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Süleyman Nazif Lisesi (2002-2005)

Lisans : Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi Fizik
Bölümü (2015)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim
Dalı
(Eylül 2016 – Şubat 2020)