



**T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ahmet Tarık ÖZOZAN

DANIŞMAN

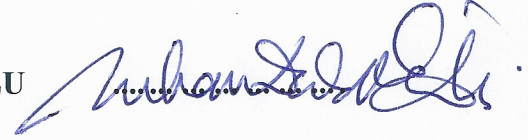
Doç. Dr. Burhan DAVARCIOĞLU

AKSARAY, 2015

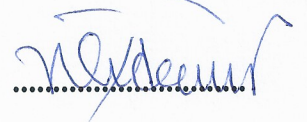
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ONAY BELGESİ

Aksaray Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 122310005 numaralı Yüksek Lisans öğrencisi, "Ahmet Tarık ÖZOZAN", ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER" (Thin Disc Lasers) başlıklı tezini, aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

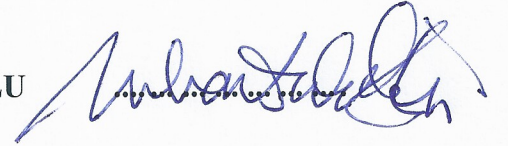
Tez Danışmanı : **Doç. Dr. Burhan DAVARCIOĞLU**
Aksaray Üniversitesi



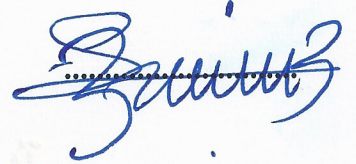
Jüri Başkanı : **Doç. Dr. Veysel ÖZDEMİR**
Aksaray Üniversitesi



Jüri Üyeleri : **Doç. Dr. Burhan DAVARCIOĞLU**
Aksaray Üniversitesi



Jüri Üyeleri : **Yrd. Doç. Dr. İbrahim DURSUN**
Aksaray Üniversitesi



Teslim Tarihi **: 15 Mayıs 2015**

Savunma Tarihi **: 25 Haziran 2015**

DOĞRULUK BEYANI

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmayı, bilimsel etik, ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yol ve yardıma başvurmaksızın yazdığımı, yararlandığım eserlerin kaynakçada gösterilenlerden oluştuğunu ve bu eserleri her kullanışında alıntı yaparak yararlandığımı belirtir; bunu şerefimle doğrularım.

Enstitü tarafından belli bir zamana bağlı olmaksızın, tezimle ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara katlanacağımı bildiririm.

Ahmet Tarık ÖZOZAN

TEŞEKKÜR

Beni bu tez konusunda çalışmaya yönelten ve tamamlanmasında göstermiş olduğu özverili destekten dolayı değerli Hocam Sayın Doç. Dr. Burhan DAVARCIOĞLU'na, iş hayatımla beraber yürütmeye çalıştığım bu zorlu süreçte manevi desteğini benden esirgemeyen eşim Nükhet ÖZOZAN'a ve tüm aileme gönülden teşekkürlerimi sunarım.

Ahmet Tarık ÖZOZAN

Aksaray, Haziran 2015

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
DOĞRULUK BEYANI.....	i
TEŞEKKÜR	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
SİMGELER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
1.1 Kutuplanma	9
1.2 Doğrusal Soğurma.....	10
1.3 Doğrusal Olmayan Soğurma ve İkinci Harmonik Üretimi	11
1.3.1 Doyurulabilir Yarı İletken Ayna	13
1.4 Mod kilitleme	14
1.5 Işın Yayılım Faktörü (M^2).....	15
2. İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER	19
2.1 İnce Yassı Dairesel Lazerlerin İlkeleri.....	21
2.2 Olası Lazer Materyaller.....	26
2.3 İnce Yassı Dairesel Lazer Parametreleri	28
2.3.1 Isı Oluşumu	28
2.3.2 Floresans Etkisi.....	31
2.3.3 Soğurulan Maksimum Pompa Gücü	33
2.3.4 Yüksek Güçte İnce Yassı Dairesel Lazer Tasarımı	34
3. SÜREKLİ DALGA İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER	37
3.1 Kazanç ve Uyarım.....	37
3.2 Lazer Sisteminde Işımanın Hareket Eşitliği.....	37
3.3 Eşik Pompa Gücü	41
3.4 Çıkış Gücü ve Verimlilik	42
3.5 Güçlendirilmiş Kendiliğinden Yayım	43
3.6 Yüksek Ortalama Güç	53
4. PULSLU İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER.....	56
4.1 Q-Anahtarlama	57
4.2 Kavite Boşaltımı.....	60
4.3 Kavite İçi İkinci Harmonik Üretimi	65
4.4 Puls Yükseltimi	66
4.5 Yüksek Puls Enerjili İnce Yassı Dairesel Lazerler	70
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	72
KAYNAKLAR	74
ÖZGEÇMİŞ.....	81

ÖZET

İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER

Bu çalışmada, ince yassı dairesel lazer teorisi ve ince yassı dairesel lazerlerinin günümüze geliş durumu araştırılmıştır. Bunlar hakkında bilgi toplanmış ve bu bilgi derlenmiştir. Daha sonra, derlenen bu bilgi kullanılarak ince yassı dairesel lazer yapılarına bakılmıştır.

İnce yassı dairesel lazerlerde; lazer etkin maddesi, klasik katı hal lazer yapılarında çubuk biçiminde iken bu yapıda ince disk biçimindedir. Bu lazerlerin temel prensibi, ince ve disk şeklinde olan etkin ortamın bir yüzü üzerinden soğutulmasına dayanır. Burada eş zamanlı olarak soğutulmuş yüzey, rezonatörün hareketli veya son aynası olarak kullanılmaktadır. Pompalama işleminde açığa çıkan ısı, diskin bu yüzü üzerinden uzaklaştırılır. Bu yüzey soğutması sıcaklık değişim hızını ve ışın yayılımı yönünde enine faz bozulmasını en aza indirmekte ve bu da yüksek ışın kalitesine neden olmaktadır. Pompa ışını etkin ortamı eğik bir açı ile hedef alır ve yarı sonlu pompalama düzeninde kullanılabilir. Kristalin kalınlığına ve katkılama düzeyine bağlı olarak pompa ışını etkin ortam üzerinden soğurulmaktadır. Verim artışı, lazer diyotların daha iyi ışın kalitesi ve daha yüksek miktarda pompa ışın geçişi ile sağlanabilmektedir. Isının neden olduğu gerilim, etkin ortamdaki şekil değişiklikleri ve ısı lens gibi etkilerden dolayı önem kazanır. Bu durumların detayları tartışılmış, uyarma etkileşimi, kazanç, pompa ışın soğurması gibi sonuçlar belirlenmiştir.

İnce yassı dairesel lazer; eş zamanlı olarak yüksek güç, yüksek verimlilik ve mükemmel ışın kalitesi ile diyot pompalı katı hal lazerleri oluşturmayı sağlayan yenilikçi bir kavramdır. Türkiye’de ince yassı dairesel lazerleri üzerine yapılacak çalışmalar için bir ön araştırma niteliğindeki bu çalışmada; kurulum ve işletmesi kolay olan yüksek güç lazerleri için, ince yassı dairesel lazer tasarımının potansiyeline ve bu lazer yapısının bilimdeki yerine dikkat çekilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Yb:YAG, Yükseltilmiş kendiliğinden yayım, Pulsu lazer, Mod kitleme, İkinci harmonik üretimi, Kutuplanma.

ABSTRACT

THIN DISC LASERS

In this study, the theory and progress of the thin disc lasers have been reviewed. A lot of information has been collected and this information has been arranged. Then, using this information the structure of these lasers examined.

In the thin disc lasers, while laser active component in the classical solid state laser is rod like, is thin disc in this structure. Fundamental principle of these lasers lies in that one surface of thin and disc shaped medium is cooled. And the same surface is simultaneously used as dynamic and/or last mirror of a resonator. Heat generated during the pumping is removed from this surface of the disc. This surface cooling results in minimize the heat change and transversal phase distortion in light propagation direction that results in extraordinary light quality. Pump targets the light at an inclined position in the dynamic medium and could be used in a semi-finite pumping order. Depending on the thickness of the crystal and on the level of doped contribution, pump radiation is absorbed from the active media. Increase in efficiency can be provided by the enhanced light quality laser diodes and higher amount of pump light passage. Potential generated by the heat is important due to the deformations in the active medium and thermal lens effect. These situations are discussed in detail and consequences such as excitation interactions, gain, and pump light absorption were determined.

Thin disc laser is an innovative notion which can simultaneously provide high power, high efficiency, and good beam quality with diode pump solid state lasers. This is preliminary study on the thin disc lasers for future researches in Turkey to draw attention at science to this particular laser that is potentially easy to set up and operation for high power lasers.

Keywords: Yb:YAG, Amplified spontaneous emission, Pulsed laser, Mode locking, Second harmonic generation, Polarization.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 1.1: Koharent ve koharent olmayan ışık.....	1
Şekil 1.2: Foton soğurması ve uyarılmış durum.....	2
Şekil 1.3: Kendiliğinden yayım.....	3
Şekil 1.4: Uyarılmış yayım (Stimulated emission).....	4
Şekil 1.5: Pompalama öncesi dengedeki bir sistemin enerji dağılımı.....	6
Şekil 1.6: Pompalama sonrası atomik sistemdeki enerji dağılımı.....	6
Şekil 1.7: Klasik bir katı hal lazer tasarımı.....	7
Şekil 1.8: Üç ve dört seviyeli lazer sistemleri.....	8
Şekil 1.9: Elektrik alan etkisiyle yük yerdeğişimi.....	9
Şekil 1.10: İki foton soğurması.....	11
Şekil 1.11: İkinci harmonik üretimi.....	12
Şekil 1.12: 1064 nm civarında işlem için tipik SESAM yapısı.....	14
Şekil 1.13: Mod kilitlenmesi.....	15
Şekil 1.14: Gaussian enine mod desenleri.....	16
Şekil 1.15: Bir Gaussian ışın deseni şiddet dağılımı.....	16
Şekil 1.16: M^2 faktörü.....	17
Şekil 2.1: İnce yassı dairesel lazer tasarımı.....	22
Şekil 2.2: Boyuna pompalama (longitudinal pumping).....	23
Şekil 2.3: Hemen hemen boyuna pompalama (quasi-end-pumped).....	24
Şekil 2.4: İnce yassı dairesel lazerin pompa tasarımı.....	25
Şekil 2.5: Lazer etkin Yb:YAG kristali.....	26
Şekil 2.6: Yb:YAG enerji seviye düzeni ve 300 K'lık bir sıcaklıkta ısııl enerjiden kaynaklanan farklı enerji seviyelerindeki f_i Boltzmann birikimi.....	27
Şekil 2.7: 50K, 100K ve 150 K'lık sıcaklık artışlarını elde etmek için disk kalınlığının fonksiyonu olarak soğurulan pompa güç yoğunluğu.....	31
Şekil 2.8: Soğurulan pompa güç yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak idealize edilmiş kaplama dizaynı için ortalama sıcaklık.....	32
Şekil 2.9: İki farklı montaj tasarımı, üstteki CuW üzerine lehimlenmiş Yb:YAG; alttaki doğrudan soğutulmuş kompozit (birleşik) disk.....	35
Şekil 2.10: İki farklı montaj tasarımları için disk içindeki maksimum radyal ve düzlemsel gerilimin karşılaştırılması.....	36
Şekil 3.1: Dört seviyeli, yarı üç seviyeli ve üç seviyeli lazer sistemlerinde soğurma ve yayım kesitlerinin karşılaştırmalı gösterimi.....	38
Şekil 3.2: Silindirik kazanç hacmi.....	45
Şekil 3.3: %9 katkılama konsantrasyonunda ve 180 μ m kalınlığındaki bir Yb:YAG ince yassı dairesel lazeri için hesaplanan lazer çıkış gücü.....	47
Şekil 3.4: Pompalanan bir ince disk içindeki kazancın ASE varlığında ve yokluğunda zamansal (temporal) gelişimi.....	48
Şekil 3.5: Farklı kalınlık ve katkılama konsantrasyonlarında kazanç ve çıkartılabilir enerjinin zamansal gelişimi.....	49

Şekil 3.6: HR kaplama üzerinde ASE'nin kısmi iletimli olduğu kazanç ve çıkartılabilir enerjinin zamansal gelişimi.	50
Şekil 3.7: Diskteki ısı yükü ve HR kaplamada ASE soğurumuna bağlı ek ısı yükü ve iletim.....	51
Şekil 3.8: Tek diskteki çıkış gücü ve verimlilik.....	53
Şekil 3.9: Dört diskin tek bir rezonatörde birlikte bağlandığı tasarım.	54
Şekil 3.10: Dört disk ile çıkış gücü ve verimlilik (ışın kalitesi $M^2 \approx 6$).	54
Şekil 3.11: Bir, iki ve dört disk ile çıkış gücü (ışın kalitesi $M^2 \approx 24$).....	55
Şekil 3.12: Temel moda yakın ($M^2 \approx 1.6$) işletim için çıkış gücü ve verimlilik.	55
Şekil 4.1: Q-anahtarlamalı lazer rezonatörü tasarımı.....	58
Şekil 4.2: Farklı pompa gücü seviyeleri için frekansın fonksiyonu olarak Q-anahtarlamalı ince yassı dairesel lazerin puls enerjisi.	59
Şekil 4.3: Farklı pompa gücü seviyeleri için frekansın fonksiyonu olarak Q-anahtarlamalı ince yassı dairesel lazerin puls süresi.	59
Şekil 4.4: 515 nm'de ikinci harmonik üretimli pulslu ince yassı dairesel lazer kavramı.	60
Şekil 4.5: 515 nm'deki bir kavite boşaltım sisteminin çıkış gücü 61	61
Şekil 4.6: Kavite boşaltım işlemi için hazırlanmış deney düzeneği 62	62
Şekil 4.7: Bir kavite boşaltımı ince yassı dairesel lazerin çıkışı. 63	63
Şekil 4.8: Bir kavite boşaltımı ince yassı dairesel lazerin çıkış gücü ve verimliliği.. 64	64
Şekil 4.9: 1 MHz frekansda bir kavite boşaltımı ince yassı dairesel lazerin çıkışı. ... 65	65
Şekil 4.10: Kavite içi ikinci harmonik üretimi deney düzeneği 66	66
Şekil 4.11: Daraltılmış puls yükseltimindeki pulsun gelişim süreci..... 67	67
Şekil 4.12: Bir tekrarlı ince disk yükseltici deney düzeneği. 68	68
Şekil 4.13: Yükseltilmiş pulsların enerjisi, frekans 50 kHz. 70	70

SİMGELER DİZİNİ

A_{21}	Bir atomda $2 \rightarrow 1$ seviyeleri arasındaki kendiliğinden yayım ile geçiş olasılığı için orantı sabiti (s^{-1})
B_{12}	Bir atomda $1 \rightarrow 2$ seviyeleri arasındaki enerji soğurması ile geçiş olasılığının orantı sabiti (cm^3/s^2J)
B_{21}	Bir atomda $2 \rightarrow 1$ seviyeleri arasındaki uyarılmış yayım ile geçiş olasılığı için orantı sabiti (cm^3/s^2J)
C	Isı yükü parametresi
E	Young modülü (GPa)
$f_{asb,l}(\lambda, T)$	Üst manifold için hesaplanan Boltzman işgal faktörü
$f_{em,p}(\lambda, T)$	Alt manifold için hesaplanan Boltzman işgal faktörü
g	Kazanç
k_B	Boltzmann Sabiti ($1,38 \cdot 10^{-23} JK^{-1}$)
I_h	Alan başına ısı yükü (W/mm^2)
M_p	Disk üzerinden geçen pompa ışın sayısı
M^2	Işın yayım faktörü (ışın kalitesi)
N_0, N_1, N_2	Toplam lazer iyonu, üst manifoldtaki uyarılmış lazer iyonu ve alt manifoldtaki lazer iyonu yoğunluğu (cm^{-3} ya da m^{-3})
N_2^{req}, N_2^{trans}	Lazer işlemi için üst manifoldun sahip olması gereken birikim yoğunluğu, lazer malzemenin lazer dalga boyunda saydam hale geldiği durumdaki uyarılmış iyonlarının yoğunluğu.
P_p, P_{abs}, P_{th}	Uygulanan, soğurulan ve eşik pompa güç yoğunluğu (W/mm^2)
P_r	Rezonatör içinde dolaşan lazer ışımının güç yoğunluğu
R_T	Isıl (termal) şok parametresi
$R_{th,disk}$	Diskin ısıl direnci (Kmm^2W^{-1})
$R_{th,HR}$	HR kapla yüzeyin ısıl direnci (Kmm^2W^{-1})
Q	Kaynak terimi (hacim ve zaman başına soğurulan pompa foton sayısı)
q_p, q_l	Sırasıyla bir pompa ve lazer fotonunun enerjisi (J)
v	Poisson oranı
$\varrho(v)$	Frekansı v olan fotonların enerji yoğunluğu (Js/cm^3)

$\sigma_{\max}$	Ortamın maksimum izinli gerilimi
α	Soğurma katsayısı (m^{-1})
α_{th}	Isıl genleşme katsayısı (K^{-1})
γ	Kazanç katsayısı (m^{-1})
β	Rezonatör içi kayıp faktörü
η_{abs}	Kristalde pompa ışıma fotonlarının soğurulma yoğunluğu (oranı)
η_{h}	Isı oluşum parametresi
η_{st}	Stokes faktörü - kuantum kusuru verimlilik limiti
$\sigma_{\text{abs,l}}(\lambda_{\text{l}}, T)$	Lazer dalga boyunda etkin soğurma kesiti (mm^2 , cm^2 ya da m^2)
$\sigma_{\text{em,p}}(\lambda_{\text{p}}, T)$	Pompa dalga boyunda etkin yayım (emisyon) kesiti
$\sigma_{\text{em,l}}(\lambda_{\text{l}}, T)$	Lazer dalga boyunda etkin yayım kesiti
$\sigma_{\text{abs,p}}(\lambda_{\text{p}}, T)$	Pompa dalga boyunda etkin soğurma kesiti
λ_{th}	Isı iletkenliği ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
ζ	Kutuplanma orantı sabiti

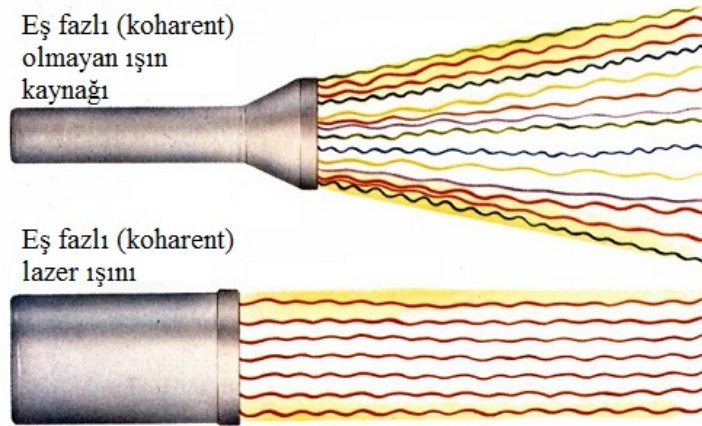
KISALTMALAR DİZİNİ

AR	Anti Reflective (Yansıtmasız)
ASE	Amplified Spontaneous Emission (Yükseltilmiş kendiliğinden yayım)
CPA	Chirped-Pulse Amplification (Daraltılmış puls yükseltimi)
CW	Continuous Wave (Sürekli dalga)
FEA	Finite Element Analysis (Sonlu elemanlar yöntemi)
HR	Highly Reflective (Yüksek yansıtmalı)
SESAM	Semiconductor Saturable Absorber Mirror (Yarı iletken doyurulabilir ayna)

1. GİRİŞ

LASER (Lazer) ismi “uyarılmış yayım ışımasıyla ışığın yükseltilmesi” anlamına gelen **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation cümlesinin baş harflerinden oluşturulmuştur. Optik frekanslardaki lazer olayı için şartlar, ilk defa Schawlow ve Townes tarafından 1958 de tanımlanmıştır [1]. Einstein’ın 1917’de ortaya attığı uyarılmış yayım ilkesini Townes ve Schawlow 1953’de mikrodalga frekansına uyarlamaya çalışarak MASER’i (**M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) gerçekleştirmişler ve mikrodalga şeklinde değil de ışık şeklinde lazer kavramını teorik olarak savunmuşlardır. Temel olarak lazer elektromanyetik alandaki ışık frekanslarında, maser ise mikrodalga frekanslarındadır. İlerleyen süreçte ilk başarılı lazer uygulaması, 1960 yılında etkin maddesi Yakut (Ruby) kristalinden yapılan bir katı hal lazeri ile olmuştur [2].

Belli şartlar sağlandığında tek dalga boyuna (monochromatic) sahip olabilen yegâne ışık kaynağı olan lazer ışını elektromagnetik dalga özeliğindedir. Lazer ışığı, dalga üzerindeki iki farklı noktada genlik ve faz arasında tam bir bağlantı (kolerasyon) özelliğini taşıdığı için eş fazlıdır (coherent). Yani uzay ve zamanda eş fazlı olan lazer ışığı için herhangi iki farklı noktada yapılan alan ölçümleri arasında tam bir bağlantı elde edilir (Şekil 1.1). Yalnızca tek dalga boylu dalgalar eş fazlı olabilirler.

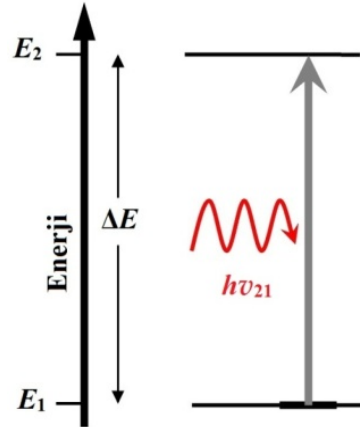


Şekil 1.1: Koharent ve koharent olmayan ışık.

Lazer olayı sonucunda elde edilen ışık birbirine hemen hemen paralel ışınlardan oluşan tek yönlü bir demet şeklindedir. Başka ışık kaynaklarında olduğu gibi çok geniş bir bölgeye yayılmaz ve uzun mesafelerde çok az dağılma eğilimi gösterir. Ancak bu kesin bir paralellik olmayıp, her zaman az da olsa bir eğilme yani kırınım vardır [3].

Genel tanımlama ile, soğurulan veya yayımlanan radyasyonun enerjisi $\Delta E = h\nu_{21}$ olmak üzere iki enerji seviyesi arasındaki farkla doğru orantılıdır. Işığın soğurulması veya atomdan yayımlanması ile atomun enerji durumunda meydana gelen değişim atomik geçiş adını alır. Çeşitli enerji durumları arasındaki geçişler olasılıklarıyla ifade edilir. Kuantum teorisine göre, bir merkezi çekirdek etrafındaki elektronun herhangi bir noktada bulunma olasılığı dalga fonksiyonunun karesi ile ifade edilir. Lazer elde edilen ortam katı, sıvı veya gaz olabilir. Bütün lazer sistemlerinde, lazer oluşumu etkin maddenin ışıkla etkileşimi sonucundaki soğurma (absorption), kendiliğinden yayım (spontaneous emission) ve uyarılmış yayım (stimulated emission) fiziksel olaylarına dayanır.

Birim hacim başına E_1 enerjili N_1 tane atom temel durumda (birinci seviye) iseler yukarı doğru geçiş veya soğurma oranı, hem N_1 atom sayısı ile ve hem de bu frekansta mümkün N foton sayısı ile orantılıdır (Şekil 1.2).



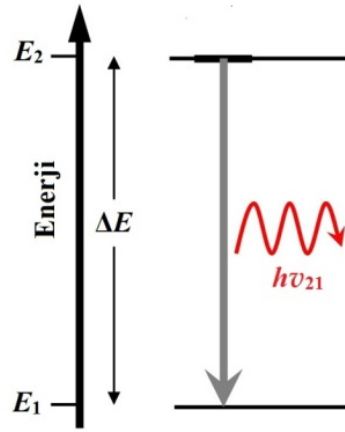
Şekil 1.2: Foton soğurması ve uyarılmış durum.

$\rho(v) = N h \nu$, ν frekansındaki N fotonun enerji yoğunluğu olmak üzere yukarı yönlü geçiş aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}\rho(v)N_1 \quad (1.1)$$

Burada soğurma için B_{12} $\text{cm}^3/\text{s}^2\text{J}$ boyutunda bir orantı sabitidir.

Kendiliğinden geçiş, daha önceden uyarılarak E_2 düzeyine gelmiş atomun 2. seviyeden 1. seviyeye iki enerji düzeyi arasındaki farka eşit enerjili foton salımıdır (Şekil 1.3). Genel olarak bir atomun uyarılmış enerji düzeyinde kalma süresi ortalama 10^{-8} sn. civarındadır. Kendiliğinden yayım olayında atomun yayımladığı elektromagnetik dalganın diğer atomlar tarafından yayınlanan elektromagnetik dalgalar ile bir faz ilişkisi yoktur ve herhangi bir yönde yayımlanır.



Şekil 1.3: Kendiliğinden yayım.

Bu türden geçişler ise aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (1.2)$$

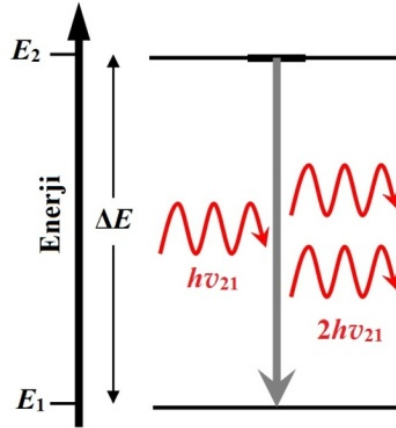
A_{21} , atomun 2. seviyeden 1. seviyeye belli bir zaman birimi içinde kendiliğinden geçiş olasılığını belirten s^{-1} boyutunda orantı sabiti olup,

$$N_2(t) = N_2(0)\exp\left(\frac{-t}{\tau_{21}}\right) \quad (1.3)$$

dır. Burada τ_{21} terimi 2. seviyedeki atomun kendiliğinden yayım gerçekleşene kadar olan yaşam süresidir ve $\tau_{21} = A_{21}^{-1}$ olarak ifade edilir.

Uyarılmış durumdaki atomun foton salımı yapmadan gelen başka bir fotonla etkileşimi sonucunda, foton yayımı ile daha düşük enerji düzeyine geçişine ise

uyarılmış yayım denir (Şekil 1.4). Sonuçta aynı frekans ve faza sahip (koharent) iki foton ortaya çıkar.



Şekil 1.4: Uyarılmış yayım (Stimulated emission).

Bu olaydaki geçiş ise,

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\varrho(\nu_{21})N_2 \quad (1.4)$$

ile ifade edilir. Burada B_{21} uyarılmış yayım geçişi için orantı sabitidir. Isıl dengede E_1 enerji düzeyinden E_2 enerji düzeyine birim zamandaki geçişler, E_2 enerji seviyesinden E_1 enerji seviyesine birim zamandaki geçişlere eşit olmalıdır.

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (1.5)$$

Böylece soğurma, kendiliğinden yayım ve uyarılmış yayımın birleşiminden oluşacaktır.

$$B_{12}\varrho(\nu)N_1 = A_{21}N_2 + B_{21}\varrho(\nu)N_2 \quad (1.6)$$

Bu ifadeden enerji yoğunluğu

$$\varrho(\nu) = \frac{A_{21}/B_{21}}{(N_1/N_2)(B_{12}/B_{21}) - 1} \quad (1.7)$$

olarak elde edilir.

Isıl dengedeki bir sistemin değişik enerji seviyelerindeki birikim yoğunluğu Boltzman istatistiği ile verilir.

$$N_j = \frac{g_j N_0 \exp(-E_j/kT)}{\sum g_i \exp(-E_i/kT)} \quad (1.8)$$

Burada N_j : E_j enerji seviyesinin birikim yoğunluğu

N_0 : Toplam birikim yoğunluğu

k : Boltzmann sabiti

T : Sıcaklık

g_i : i. seviyenin dejenerasyonu

g_j : j. seviyenin dejenerasyonudur.

Birinci ve ikinci enerji seviyelerindeki birikim yoğunlukları aşağıdaki şekilde Boltzmann istatistiği cinsinden yazıldığında,

$$N_1 = \frac{g_1 N_0 \exp(-E_1/kT)}{g_1 \exp(-E_1/kT)} = N_0 \quad (1.9)$$

$$N_2 = \frac{g_2 N_0 \exp(-E_2/kT)}{g_1 \exp(-E_1/kT) + g_2 \exp(-E_2/kT)} \quad (1.10)$$

N_1/N_2 oranı Eşitlik 1.7'de yerine konulduğunda, enerji yoğunluğunun ifadesi tekrar yazılabilir:

$$\frac{N_1}{N_2} = 1 + \frac{g_1}{g_2} e^{E_2-E_1/kT} \approx \frac{g_1}{g_2} e^{E_2-E_1/kT} = \frac{g_1}{g_2} e^{hv/kT} \quad (1.11)$$

$$\varrho(v) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}g_1}{B_{21}g_2} (e^{hv/kT} - 1)} \quad (1.12)$$

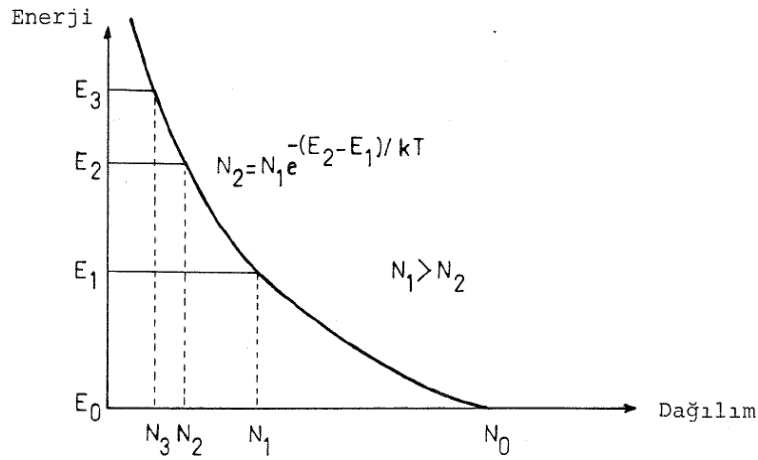
Einstein, Eşitlik 1.11 ile aşağıdaki gösterilmiş olan siyah cisim ışımasındaki radyasyon yoğunluğu ifadesi arasındaki benzerliği fark etmiş ve bu iki ifadenin birbirine eşit olacağını öngörüsünde bulunmuştur.

$$\varrho(v) = \frac{8\pi h v^3}{c^3} \frac{1}{e^{hv/kT} - 1} \quad (1.13)$$

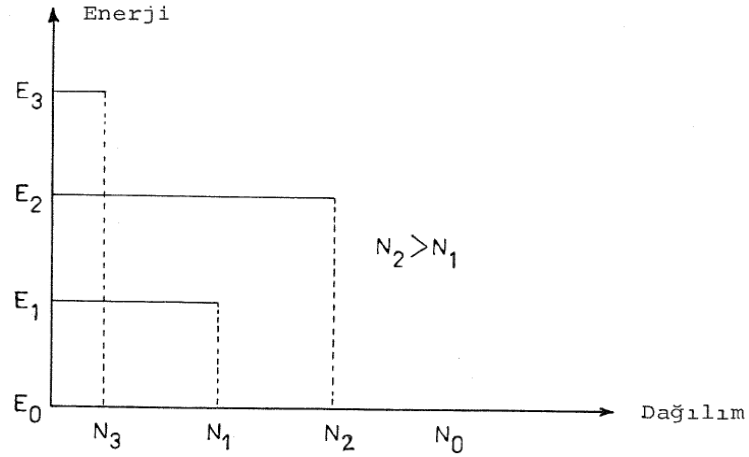
$$B_{12}g_1 = B_{21}g_2 \quad \text{ve} \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (1.14)$$

Bu eşitlikler “Einstein Bağıntıları” olarak bilinir ve kendiliğinden yayım ya da uyarılmış yayım hesaplanmalarında kullanılır [4].

Lazer olayı ancak uyarılmış yayımla mümkündür fakat bu tek başına yeterli değildir. Lazer olayının başlayabilmesi Şekil 1.5’de enerji dağılımı gösterilen dengedeki bir atomik sistemin Şekil 1.6’da gösterilen enerji dağılımına uygun olacak şekilde tersine birikim (population inversion) durumuna getirilmiş olması gerekir.



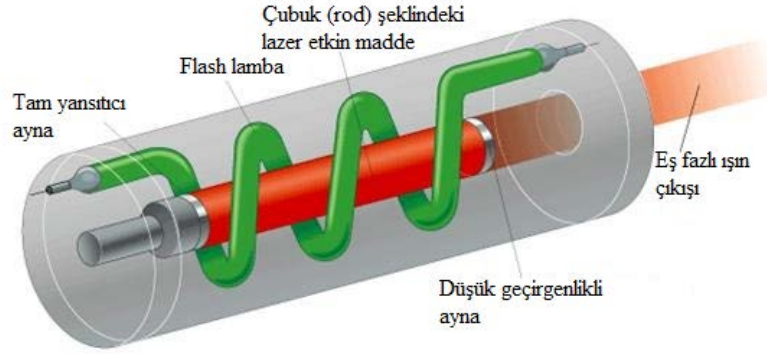
Şekil 1.5: Pompalama öncesi dengedeki bir sistemin enerji dağılımı [3].



Şekil 1.6: Pompalama sonrası sistemdeki enerji dağılımı [3].

Bunun anlamı ortamı oluşturan ve lazer sürecine giren atomik sistemin çoğunluğunun uyarılmış (üst) enerji düzeyinde bulunmasıdır. İlave enerji verilerek tersine birikimin elde edilmesi işlemi pompalama olarak tanımlanır. Lazer tasarımında pompalama yöntemlerinden biri optik pompalamadır. Bu yöntemde lazer ortamı (genellikle gaz veya katı malzeme) ışık kaynağı ile uyarılır. Lazer

ortamındaki elektronlar enerjisi kendisine uygun olan fotonların enerjilerini yutar ve atom içerisinde daha yüksek enerji seviyelerine geçerler. Bu süreç ile uyarılmış duruma gelen atomlar fotonlarını bırakmaya hazır olurlar. Optik pompalamada ışık kaynağı olarak, başka bir lazer veya ışık şiddeti yüksek, sürekli, veya pulslu çalışabilen düz veya helis şeklinde (Şekil 1.7) düzenlenmiş bir flaş lambası veya diyotlar kullanılabilir.

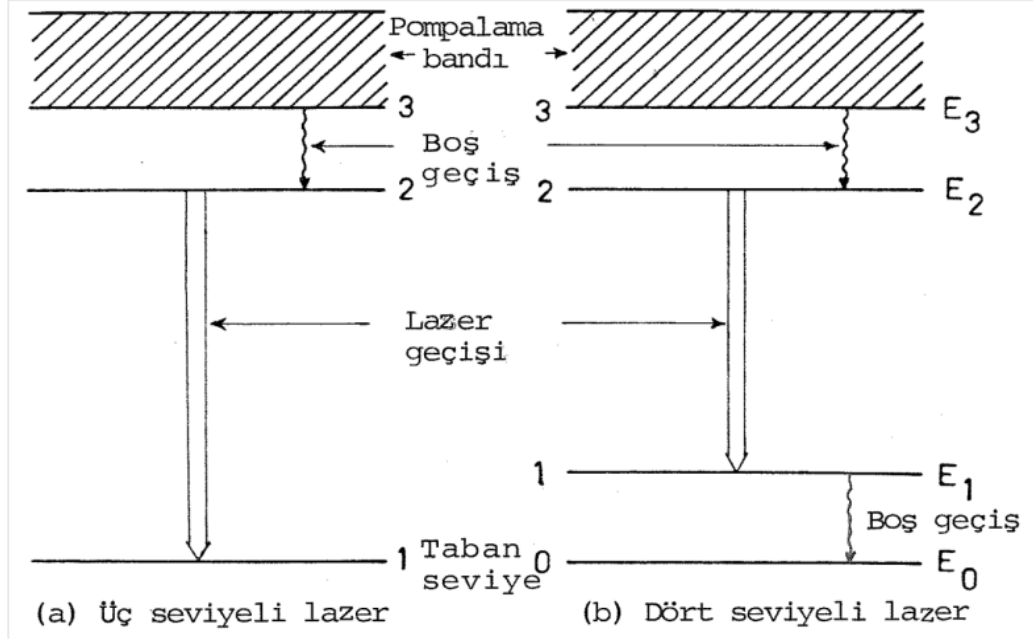


Şekil 1.7: Klasik bir katı hal lazer tasarımı.

Sistemin uyarılmış durumu (excited state) yarı kararlı (metastable) bir durum olmalıdır. Böyle bir durumun ömrü, çoğunlukla kısa olan uyarılmış durum ömürleriyle karşılaştırıldığında daha uzundur. Böyle durumlarda uyarılmış ışıma kendiliğinden ışımadan önce olur.

Yayılan fotonlar diğer uyarılmış atomlardan uyarılmış ışıma yaptırmaya yetecek kadar uzun süre sistem içerisinde tutulmalıdır. Bu durum, sistemin uçlarına yansıtıcı aynaların yerleştirilmesiyle sağlanır. Uçlardan birisi tamamen yansıtıcı olur, diğer uç ise ışın demetinin çıkışına izin verecek şekilde geçirgen yapılır.

Katı hal lazerlerinde tersine birikim üç ve dört seviyeli sistemlerle elde edilir (Şekil 1.8). Üç seviyeli sistemlerde taban enerji seviyesi, pompalama bandı ve kristalin özel olarak katkılanmasıyla oluşturulmuş bir ara düzey bulunur. Pompalama bandı geniş spektrumlu bir ışınlama ile uyarılan sistemin ulaştığı enerji düzeyleri topluluğudur. Dört düzeyli sistemlerde ise biri yarı kararlı olmak üzere iki ara düzey bulunur. Belirli bir T çevre sıcaklığında dört seviyeli sistemler üç seviyeli sistemler gibi çalışır.



Şekil 1.8: Üç ve dört seviyeli lazer sistemleri [3].

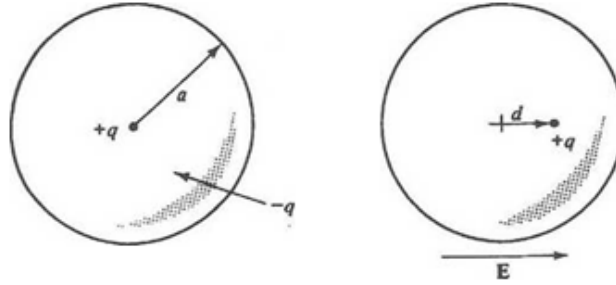
Üç seviyeli sistemde, başlangıçta lazer-etkin malzemenin tüm atomları taban enerji düzeyindedir. Uygun bir pompalama sonucunda taban enerji düzeyindeki atomlar pompalama bandı olan üçüncü düzeye çıkarlar. Pompalama işlemi sonrası atomların çoğu hızlı ve ışımasız olarak ikinci ara düzeye geçerler. Bu esnada elektronların kaybettikleri enerji kristal örgüsüne transfer edilir. İkinci düzeydeki atomların taban enerji düzeyine dönüşleri kendiliğinden yayım sonucu foton açığa çıkararak olur ve bu fotonlar uyarılmış yayım sürecini ya da lazer sürecini başlatır. Genel olarak ikinci düzeye ışımasız geçiş, ikinci düzeyden birinci düzeye uyarılmış geçişten çok daha hızlı olur.

Dört seviyeli sistemlerde pompalama, E_0 taban enerji düzeyinden geniş bir band olan E_3 düzeyine yapılır. Üç seviyeli sistemlerde olduğu gibi atomlar bu düzeyden hızla ve ışımasız olarak E_2 düzeyine geçerler. Lazer olayı E_2 ve E_1 düzeyleri arasındaki $2 \rightarrow 1$ geçişi sırasında gerçekleşir. E_1 düzeyindeki atomlar ışımasız olarak E_0 taban enerji düzeyine döner. Dört seviyeli sistemlerde N_2/N_1 oranı üç seviyeli sistemlere nazaran daha büyük yapılabildiğinden $2 \rightarrow 1$ geçişinin kendiliğinden yayım oranı düşüktür ve bu nedenle daha yüksek verimlikte lazer elde edilebilir [3].

1.1 Kutuplanma

Elektrostatik alanda farklı davranış gösteren maddelerin çoğu iletkenler ve yalıtkanlar (veya dielektrikler) olarak iki ana grupta toplanabilirler. İletkenlerin içinde serbestçe dolaşabilen sınırsız sayılabacak miktarda elektron bulunur. Fiziksel olarak, metal atomlarından her birinin bir veya iki elektronu belli bir atoma bağlı olmayıp, ortamda serbestçe dolaşabilir. Buna karşılık dielektriklerde tüm yükler belirli atom veya moleküllere bağlı olup hareketleri molekül içinde sınırlıdır. Bu mikroskopik yer değiştirmeler iletkenlerdeki kadar belirgin olmasa da, toplam etkileri dielektrik maddelerin karakteristik davranışlarını belirler.

Bir bütün olarak yüksüz olduğu; fakat pozitif yüklerin çekirdekte toplandığı, negatif yüklü elektronların ise çekirdeğin çevresine dağılmış olduğu nötr bir atom $\vec{E}$ dış elektrik alanı içine konulduğunda bu iki yük bölgesi dış elektrik alandan farklı şekilde etkilenirler: çekirdeğe alan yönünde bir kuvvet uygulanırken, elektronlar zıt yönde itilirler. İlke olarak, alan şiddeti yeterince büyükse, atomun elektronlarını koparıp onu iyonlaştırabilir. Fakat normal şiddette alanların etkisiyle, atomda yeni bir denge oluşur: elektronların yük merkezi çekirdekle çakışık olmayan yeni bir konuma yer değiştirir (Şekil 1.9).



Şekil 1.9: Elektrik alan etkisiyle yük yerdeğişimi.

Bu pozitif ve negatif yük merkezleri arasındaki çekim kuvveti atomu bir arada tutar. Yük merkezlerinin bu süreç sonunda dengeye ulaştığı anda kutuplanmış (polarize) bir atom elde edilmiş olur ve bu noktada artık atomun elektrik alanla aynı yönde, atomun kutuplanabilirliğinin bir ölçüsü olarak tanımlanabilecek bir $\vec{p}$ dipol momentu vardır denir. Eğer elektrik alan fazla büyük değilse, bu dipol elektrik alanla orantılı olur.

$$\mathbf{p} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1.15)$$

Buradaki ζ orantı katsayısına atomik kutuplanabilirlik katsayısı denir. Büyüklüğü atomun yapısına bağlıdır. Bu durumun olduğu şartlardaki optik olaylar doğrusal olarak anılır.

Nötr atomlar veya kutupsuz moleküllerden oluşan bir dielektrik bir madde elektrik alan içine konulduğunda, elektrik alanın etkisiyle her bir atom veya molekül alan yönünde küçük bir dipol momenti kazanır. Madde kutuplu moleküllerden oluşuyorsa, her bir kalıcı dipol momenti üzerine etkiyen tork onu alan yönünde dönmeye zorlayacaktır. Madde içindeki ısısal çalkantı hareketi bu dönüşün tam olmasını engeller; moleküller sürekli birbiriyle çarpışarak bu süreci bozarlar. Bu nedenle, özellikle yüksek sıcaklıkta, tam bir hizalanma olmaz ve alan sıfırlandığında kaybolur.

Her iki mekanizma aynı temel sonuca yani elektrik alan yönünde çok sayıda küçük dipoller oluşmasına diğer bir deyişle dielektrik içinde kutuplanmaya neden olur. Bu etkinin derecesini veren $\mathbf{P}$ kutuplanma vektörü birim hacimdeki dipol momenti olarak tanımlanır.

Aslında, yukarda bahsedilen iki mekanizma pek kesin çizgilerle ayrılmış olmayıp, kutuplu moleküllerde dahi yük yer değiştirmesinden kaynaklanan bir miktar kutuplanma meydana gelir. Bazı maddelerde ise elektrik alan kaldırıldığında polarizasyon sıfırlanmaz [5].

1.2 Doğrusal Soğurma

Yarı iletkenlerde değerlik bandı ve iletkenlik bandı arasındaki yasak enerji aralığı değerine (E_g) eşit veya daha fazla enerjili bir fotonu soğuran elektron, ya doğrudan ya da hızla ısı dengeye ulaşmasının ardından iletkenlik bandının taban durumuna inmesi doğrusal soğurma olarak adlandırılır.

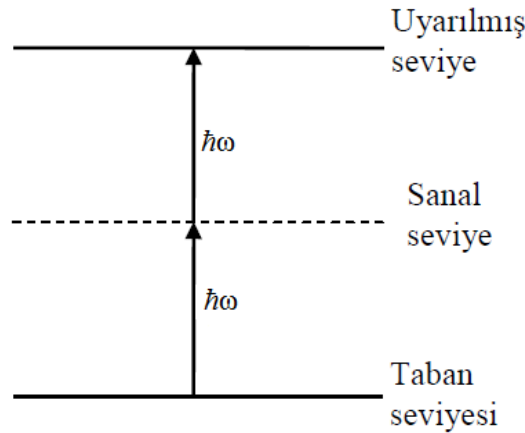
Çok hızlı tepki vermeleri ve doğrusal olmayan soğurma davranışları yarıiletkenleri doğrusal olmayan aygıt yapımında elverişli kılar. Yarıiletkenler, doğrusal olmayan ve doyurulabilir soğurma özellikleri ile optik sınırlama, optik veri depolama, Q-anahtarlama, foton enerjisini artırma (upconversion) ve mod-kitleme gibi uygulamalarda alanlarında aranılan malzemelerdir.

Işığın yüzeyden yansımaları ve saçılması göz ardı edildiğinde, şiddeti (I_0) doğrusal olmayan optik tepkiler gerçekleştiremeyecek kadar düşük olan ω frekanslı ışık demeti ortama gönderildiğinde ortam içinde soğurulma meydana geleceğinden ortamı terk eden ışığın şiddetinde (I) bir azalma olur. Ortamı terk eden ışık şiddetinin ortama gelen ışık şiddetine bağlılığı α doğrusal soğurma katsayısı ve d ışığın geçtiği ortamın kalınlığı olmak üzere Lambert-Beer Yasası ile verilir.

$$I = I_0 e^{-\alpha d} \quad (1.16)$$

1.3 Doğrusal Olmayan Soğurma ve İkinci Harmonik Üretimi

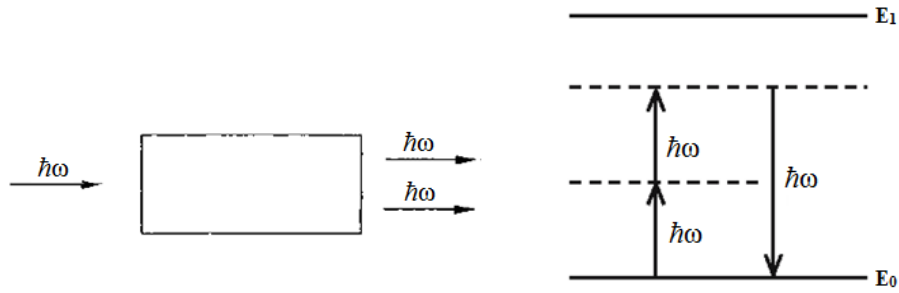
Bir yakut lazeri ile bir kuvarz kristalinin ışınlanması yolu ile optik ikinci harmoniğin elde edilmesi doğrusal olmayan optiğin başlangıcı olmuştur. Malzemenin geçirgenliğindeki değişikliklerden doğrusal olmayan soğurma sorumlu tutulur. Lazer gibi şiddetli bir ışın demeti, üzerine düştüğü malzemenin optik özelliklerinde belirgin değişikliklere neden olabilir. Yeteri kadar yüksek şiddetlerde, elektronun E_g 'den küçük bir foton enerjisini soğurarak ulaştığı “değişken” bir seviyeden taban seviyesine inmeden hemen önce birden fazla foton soğurulma olasılığı artırılabilir. Elektronun doğrusal soğurmadaki gibi değerlik bandından iletkenlik bandına sıçramasını tek fotonla değil de, toplam enerjileri E_g 'ye eşit ya da daha fazla olacak şekilde farklı enerjideki; ardışık iki veya daha fazla fotonu soğurarak (Şekil 1.10) gerçekleştirmesi doğrusal olmayan soğurma olarak tanımlanabilir. Doğrusal olmayan soğurmada artan şiddetlerde malzemenin geçirgenliğinde azalma gözlenir [6].



Şekil 1.10: İki foton soğurması.

Frekans çiftlenmesi olarak da adlandırılan ikinci harmonik üretimi (**S**econd **H**armonic **G**eneration - SHG), bir simetri merkezi olmayan (noncentrosymmetric) bir ortamın yüksek şiddetteki ışına maruz bırakıldığında gelen ışına doğrusal olmayan tepki vererek ω frekanslı iki fotonun 2ω frekanslı tek bir fotona lineer olmayan dönüşmesi olayıdır. SHG için simetri merkezi olmayan kristallerin yeteneği lazer sistemlerinin çok çeşitli frekans çiftleyicileri olarak uygulanmalarına yol açmıştır. SHG, simetri merkezine sahip iki ortam arasında ara yüzün her iki tarafından itibaren sadece birkaç atomik ya da moleküler tek katmanın dahil edildiği simetri bozulmasından da elde edilebilir [7].

Temel ω frekansında tek bir foton dalgasını doğrusal olmayan bir ortamda soğuran atomun elektronu sanal seviye denilen bir üst seviyeye çıktığında ardından gelen foton bu elektronu bir sonraki sanal seviyeye çıkartır. İkinci sanal seviyesinden temel durumuna dönen elektronun 2ω ikinci harmonik frekansında bir dalga üretmesiyle aniden gerçekleşen bu özel durum Şekil 1.11’de gösterilmiştir [8].



Şekil 1.11: İkinci harmonik üretimi.

Lazerlerde daha yüksek enerjiler söz konusu olduğunda, özellikle elektrik alan elektronların bağlanma enerjisine yaklaştığında soğurma olayındaki doğrusal ilişki bozulacaktır. Bu şartlar altında doğrusal olmayan optik etkiler gözlenecektir ki, kutuplanma ile elektrik alan arasındaki ilişki genel bir gösterimle

$$\mathbf{P} = \zeta \mathbf{E} + \zeta_2 \mathbf{E}^2 + \zeta_3 \mathbf{E}^3 \quad (1.17)$$

şeklinde verilir. Burada üç sabitin büyüklükleri $\zeta > \zeta_2 > \zeta_3$ şeklinde sıralanır. Basit bir ışın demetinde sadece birinci terim önemli olduğundan kutuplanma ile alan şiddeti arasındaki ilişki doğrusal olacaktır. Fakat günümüzde lazerlerde ikinci ve hatta üçüncü terimlerin kutuplanma derecesi olarak kullanılması söz konusudur. Eğer

sadece ilk iki terim gerekli ise, Eşitlik 1.17, ışının ω frekansı ve maksimum alan şiddeti genliği E_m terimleri ile aşağıdaki gibi tekrar yazılabilir:

$$\mathbf{P} = \zeta \mathbf{E}_m \sin \omega t + \zeta_2 \mathbf{E}_m^2 \sin^2 \omega t + \dots \quad (1.18)$$

Trigonometrik ilişkiler arasındaki $\sin^2 \omega t = 1/2(1 - \cos 2\omega t)$ eşitliğinden de yararlanarak bu eşitlik aşağıdaki gibi tekrar düzenlenebilir.

$$\mathbf{P} = \zeta \mathbf{E}_m \sin \omega t + \zeta_2 \frac{\mathbf{E}_m^2}{2} (1 - \cos 2\omega t) + \dots \quad (1.19)$$

Bu eşitlikteki ilk terim düşük ışın şiddetlerinde önemli olup normal doğrusal terimi verecektir. Yeterli derecede yüksek şiddetlerde ikinci terim de önemli olduğundan frekansı 2ω yani gelen ışının frekansının iki katı olan ikinci bir ışına gerçekleşecektir. Bu frekans katlama işlemleri daha kısa dalga boylu lazer frekanslarının oluşturulmasında yaygın olarak kullanılır [9].

1.3.1 Doyurulabilir Yarı İletken Ayna

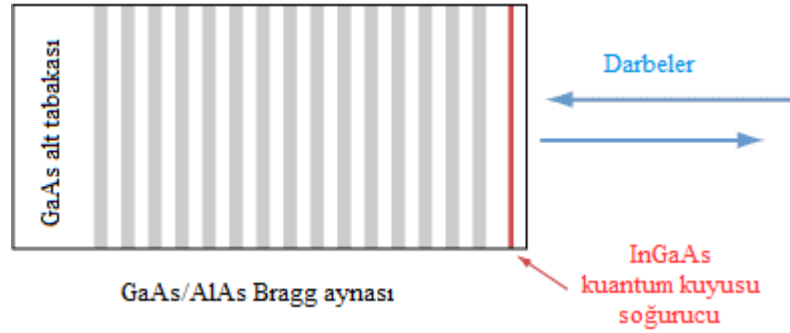
Üzerine düşen ışın demetinin şiddeti yükseldikçe, soğurma katsayısında düşüş gözlenen malzemelere doyurulabilir soğurucu denir. Doyurulabilir soğurucularda, şiddetli lazer ışığına maruz bırakılan malzemenin ölçülen soğurma katsayısının (α_s) gelen lazer ışığının şiddetine (I) bağılılığı,

$$\alpha_s = \frac{\alpha}{1 + I/I_s} \quad (1.20)$$

eşitliği ile verilir. Burada, α doğrusal soğurma katsayısı ve I_s malzemenin doyuma ulaşma şiddetidir [6].

Bir yarı iletken doyurulabilir ayna (SESAM-SEmiconductor Saturable Absorber Mirror), tümü yarı iletken teknoloji ile yapılmış doyurulabilir bir soğurucuyla birleştirilmiş bir ayna yapısıdır. Bu tür cihazlar çoğunlukla çeşitli tiplerdeki lazerlerin pasif mod kilitlenmesiyle ultra kısa pulsların üretimi için kullanılırlar. Lazer ışını oluşturulan birçok modun şiddeti düşük olanları, doyurulabilir soğurucu tarafından soğurularak yüksek şiddetteki modların ise soğurulmadan rezonatör içerisinde ileri-geri hareketinin serbest kalmasının sağlanmasıyla tek modda lazer çalıştırılması

olanağı elde edilir. Tipik olarak SESAM, yarı iletken bir Bragg aynası ve yüzey yakınında tek bir kuantum kuyusu soğurucu tabakası içerir. Bragg aynanın malzemeleri, daha geniş bir enerji band aralığına sahip olduğundan öncelikli olarak soğurma bu bölgede gerçekleşmez. Bu tipten yarı iletken doyurulabilir aynalar doyurulabilen Bragg reflektörleri (SBRs-Saturable Bragg Reflectors) olarak da adlandırılır (Şekil 1.12’de bir GaAs alt tabakasının üzerinde bir GaAs/AlGaAs Bragg aynası uzatılmıştır. Üst tabakalar içinde, örneğin 10 nm kalınlığında olabilen bir InGaAs kuantum kuyusu soğurucu tabakası vardır).



Şekil 1.12: 1064 nm civarında işlem için tipik SESAM yapısı [69].

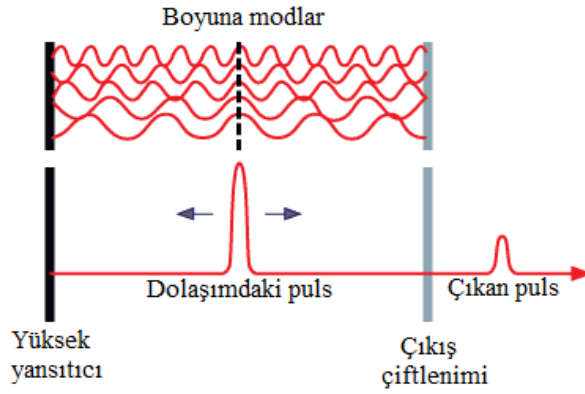
Bir SESAM içine nüfuz eden optik alan, dielektrik aynaların diğer türlerine uygulanan aynı matris yöntemi ile hesaplanabilir. Doyurulabilir malzemenin yerleştirildiği bölgedeki optik yoğunluğun özel bir önemi vardır. Bu, modülasyon derinliğini ve ayrıca doyma akısını etkiler. Ancak, yapının tasarımı da, band genişliği ve renk dağılımını etkilemektedir [69].

Özetle artan ışık şiddetine bağlı olarak geçirgenliğin artması durumunda doyurulabilir soğurmanın; geçirgenliğin azalması durumunda ise doğrusal olmayan soğurmanın gerçekleşeceği söylenebilir.

1.4 Mod kilitleme

Mod kilitleme işlemi, lazer rezonatörü içindeki lazer ışımasını oluşturan birçok modun yapıcı girişim sürecine sokulması yolu ile uzunluğu femtosaniye düzeyinde olan puls elde edilmesi işlemi olarak tanımlanabilir (Şekil 1.13). Çok kısa rezonatöre sahip küçük lazerler hariç Q-anahtarlamalı lazerlerden elde edilen tipik bir puls genişliği sistemlerin çoğu için 10-20 ns mertebesinde. Kavite boşaltım tekniği ile puls genişliği en az 1-2 ns'ye indirgenebilir. Buradaki sınırlama puls uzunluğunu belirleyen kovuğun uzunluğudur. Katı hal lazerlerinden pikosaniye ya da

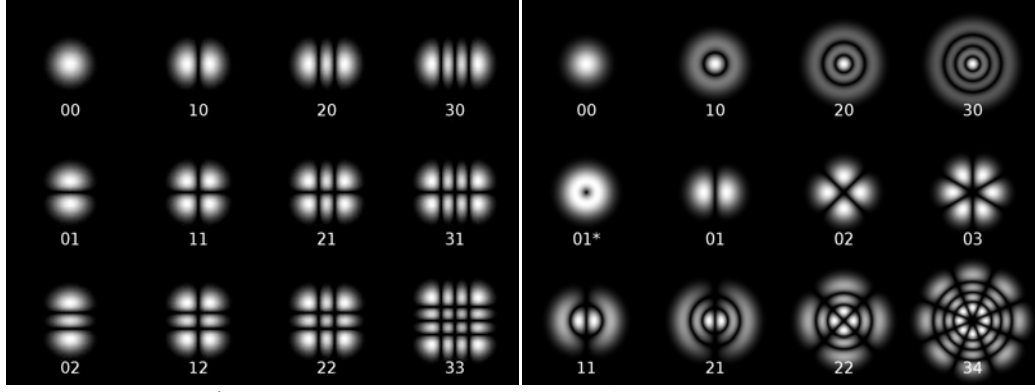
femtosaniye rejiminde ultra kısa puls genişlikli puls lar mod kilitleme yolu ile elde edilir [4]. Lazer rezonatörü, rezonatörde dolaşan ultra kısa bir puls un oluşmasına neden olan aktif bir eleman (bir optik modülatör) ya da doğrusal olmayan pasif bir eleman (doyurulabilir bir soğurucu) içerebilir. Kararlı halde dolaşımdaki puls u etkileyen pek çok etki bir denge içindedir böylece puls parametreleri tamamlanan her tur sonunda değişmez kalır ya da her tur boyunca neredeyse sabittir. Dolaşan tek bir puls varsayıldığında puls tekrarlama periyodu genellikle birkaç nanosaniye ile rezonatör tur zamanına karşılık gelirken, puls süresi 30 fs ile 30 ps arasında olacak şekilde (uç durumlarda 5 fs'nin altında) çok daha küçüktür. Bu nedenle mod kilitli bir lazerin pik gücü ortalama güçten daha yüksek bir büyüklükteki bir düzende olur [70].



Şekil 1.13: Mod kilitlenmesi.

1.5 Işın Yayılm Faktörü (M^2)

Lazer demetinin bir hedefe uygulandığı yerde demet kesiti boyunca ışık şiddetinin dağılımı önem kazanır. Demetin hedef üzerinde istenilen şekilde odaklanabilmesi, lazer çıkışındaki TEM – enine elektromanyetik (Transverse Elektor **M**agnetic) modları ile belirlenir [3]. Elektromanyetik alanlar ilerleme doğrultusuna dik bileşenlerden oluştuğundan bu modlar TEM_{mn} biçiminde m ve n gibi iki katsayı ile karakterize edilen (TEM_{00} , TEM_{01} , TEM_{11} vb.) enine elektromanyetik modlar olarak adlandırılır (Şekil 1.14). Burada m demetin dikey taranmasıyla elde edilen sayıyı, n ise yatay taranmasıyla elde edilen sayıyı temsil eder. Temel mod olarak da adlandırılan TEM_{00} modunda işlem gören bir lazer en yüksek spektral saflık ve ahenk derecesine sahiptir [9].



Şekil 1.14: Sırasıyla Hermit- Gaussian enine mod ve Laguerre- Gaussian enine mod desenleri [<https://en.wikipedia.org>].

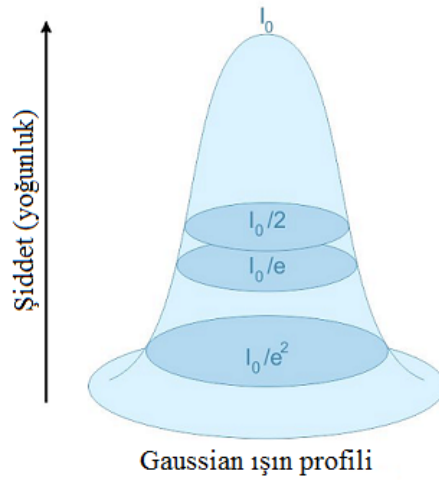
TEM₀₀'da çalışan bir lazer Gaussian yoğunluk deseninde ışın yayar. Bir Gaussian ışında eksenden r uzaklığı ile alan azalması aşağıda biçimde tanımlanır.

$$E(r) = E_0 \exp\left(\frac{-r^2}{w_0^2}\right) \quad (1.21)$$

Elektrik alanın karesi ile orantılı olan toplamdaki şiddet dağılımı ($I \sim |E|^2$) da aşağıdaki gibidir.

$$I(r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \quad (1.22)$$

Burada w_0 büyüklüğü eksen üzerinde alan genlik değerinin $1/e$ 'sine ve bu nedenle şiddetin aksenal değerinin $1/e^2$ 'sine düştüğü radyal mesafedeki yarıçaptır (Şekil 1.15).



Şekil 1.15: Bir Gaussian ışın deseni şiddet dağılımı.

w_0 parametresi genellikle nokta (spot) büyüklüğü olarak adlandırılır ve $2w_0$ değeri nokta çapıdır. Bir Gaussian ışının toplam gücünün %86.5'lik kısmı $r = w_0$ radyal açıklığı içindedir [4].

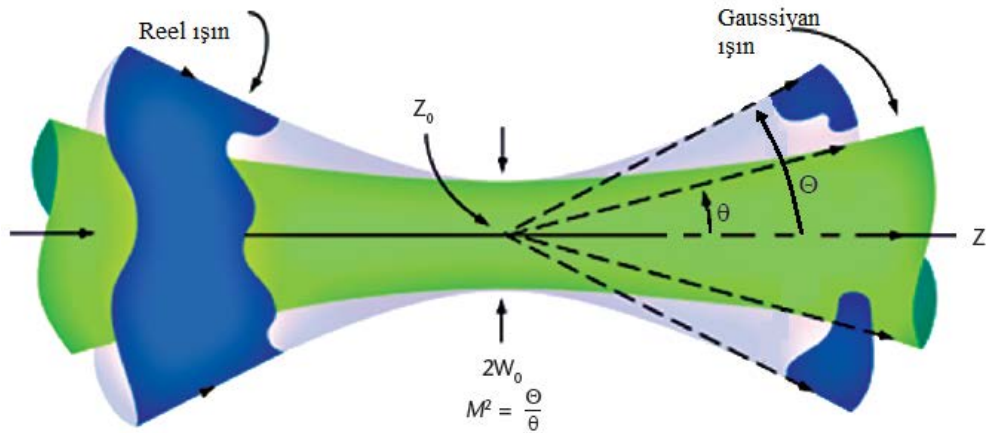
Işın yayılım faktörü (ışın kalitesi de denir) M^2 , bir lazer ışınının teorik olarak mükemmel TEM₀₀ temel mod ışınından sapma özelliklerinin doğru hesaplanması için tanımlanmıştır. Teorik olarak ideal bir performans seviyesine ulaşan bir lazer ışın demeti oluşturmak mümkün değildir. M^2 faktörü; bir ışın demetinin gerçekteki sapmasının kırınım ile sınırlı, Gaussian, aynı “ışın bel” ölçüsüne (w_0) ve konumuna sahip ideal bir ışın demeti sapmasına oranı olarak tanımlanır (Şekil 1.16). Kırınım ile sınırlı ideal bir ışın demeti için teorik ışın sapması

$$\theta = \frac{\lambda}{w_0 \pi} \quad (1.23)$$

dır ve reel (gerçek) ışın sapması

$$\Theta = M^2 \frac{\lambda}{w_0 \pi} \quad (1.24)$$

ile belirlenir. Burada Θ reel yarım açı ışın sapması, θ teorik yarım açı ışın sapması, λ lazer dalga boyu, w_0 ışın demeti yarıçapı ($1/e^2$ de), M^2 ışın yayılım faktörüdür ($M^2 = \Theta/\theta$). M^2 için bu tanım gerçek ışın sapmasının hesaplanmasında optik formüllerde basit değişiklikler yapma olanağı sağlar.



Şekil 1.16: Aynı ışın bel ölçüsünde olan Θ reel ışın sapmasının (mavi renk) θ ideal Gaussian ışın sapmasına (yeşil renk) oranı olarak tanımlanan M^2 faktörü (hesaplama için z_0 noktasında ışın bel çapı $2w_0$ aynı olmalıdır).

Herhangi bir yerde (vakum ya da hava) ışın demeti yarıçapını hesaplamak için kullanılan Gaussian ışın yayılım formülü aşağıdaki gibidir:

$$w(z)_{\text{teorik}} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (1.25)$$

$w(z)$ yarıçapı ışın belinden optik eksen boyunca z mesafesinin bir fonksiyonudur. M^2 faktörü kullanılarak bu eşitlik aşağıdaki şekilde değiştirilir [10].

$$w(z)_{\text{reel}} = w_0 \sqrt{M^2 + M^2 \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} = M w(z)_{\text{teorik}} \quad (1.26)$$

2. İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER

1980'lerin sonundan beri birçok araştırmacı, lazer sürecindeki pompalama işleminde lamba yerine lazer diyotların kullanıldığı diyot pompalı katı hal lazerleri üzerinde çalışmıştır. Bu araştırmacıların amacı, lazer sistemlerinin optik güç verimliliğini artırmak ve bu tür lazerlerin ışın kalitesini geliştirmek olmuştur. Araştırmaların çoğunlukluğu klasik çubuk (rod) veya levha tasarımı üzerinde yoğunlaşmış olmakla birlikte, alışlagelmiş lamba kullanımıyla pompalanamayan başka lazer aktif maddelerin özellikleri de bir diğer inceleme konusu olmuştur [11, 12].

1991 yılının sonlarında, diyod pompalı Yb:YAG (Yb^{3+} katkılı-Yittriyum Alüminyum Garnet) lazerler hakkında yapılan ön çalışmada lazer diyot pompalama işlemi için avantajlar ayrıntılı bir şekilde ortaya konulmuş; fakat klasik tasarımlar kullanarak bir yüksek güç (o dönemde lazer çıkış gücü sadece bir kaç watt) Yb:YAG lazeri oluşturmanın bu lazerin yarı üç düzeyli yapısı nedeniyle çok zor olacağı belirtilmiştir [13].

Adolf Giesen'in yaptığı ön hesaplamalarda, malzeme eğer bir veya iki yüzü üzerinden soğutulmuş ve soğutma aygıtına ısı akış mesafesinin minimum olmasına neden olacak şekilde çok ince bir levha ise güç ölçekli Yb:YAG'ın mümkün olabileceğini göstermesiyle, 1992 yılında ince bir lazer aktif maddenin kullanıldığı böyle bir tasarım geliştirilmiş ve ilk gösterimi 1993 yılı içerisinde 2W çıkış gücü ve ardından 4W çıkış gücü ile gerçekleştirilmiştir [14, 15].

Daha sonra yapılan birçok çalışma ile ince yassı dairesel lazerlerin güç artışı ve piko saniye altındaki puls süresiyle diğer lazer aktif maddeler için de bu tasarımın uygulanabilir olduğu gösterilmiştir. Çıkış gücünün artırılması tek diskin kullanıldığı durumda pompalanan alanın artırılmasıyla ya da daha fazla disk kullanımıyla gerçekleştirilmiştir. Deneysel çalışmalarda, 15 °C soğutma suyu sıcaklığında bir kristal için %51 optik verimde maksimum 647 W'lık bir çıkış gücü ve dört kristal için %48 verimle 1070 W'lık bir çıkış gücü sağlanmıştır [16].

Katı hal lazerlerinin güç artışı ve yüksek ışın kalitesi için, lazer aktif ortamın içerdiği nötr kazanç modülleri kavramı ileri sürülmüştür. Bu kavram için diskler minimum etkili optik uzunluğa ve kırma gücüne sahip modüllere optik olarak bağlanmıştır. Modüller, optik sistem görüntüleme rölesi gibi her tür lazer rezonatörü içine eklenebilmektedir. Kazanç modülleri optik nötr olduğundan dolayı güç artışının birden fazla modül eklenmesi ile sağlanabildiği gösterilmiştir [17].

İnce yassı dairesel lazer tasarımında, sıcaklık ve ısının neden olduğu gerilim sınırlamaları dışındaki diğer sınırlama yükseltilmiş kendiliğinden yayımdır (Amplified Spontan Emission-ASE). Tek bir diskin çıkış gücünün ölçeklemesinin pompa bölgesi yarıçapı daha büyük bir hal aldıkça sadece ASE ile sınırlı olduğu yapılan simülasyonlarda gösterilmiştir [18-20]. ASE'yi karakterize etmek ve dolayısıyla azaltmak için bir kapalı form modeli geliştirilmiştir. Bu modelin bir avantajı ASE'nin spektral ve konumsal kısımlarının ayrımının yapılıyor olmasıdır. Zamanın ve pompa enerjisinin bir fonksiyonu olarak kazanç ölçümleri bu model ile karşılaştırılmış ve oldukça uyumlu bulunmuştur [21].

Mod kilitli osilatörler ve yükselticiler gibi ultra hızlı kaynakların ince yassı dairesel lazer teknolojisinin kullanımıyla güç ölçeklendirilmesi son birkaç yıl içinde önemli mesafe kat etmiştir [22-25]. Fazladan herhangi bir yükseltme olmadan pasif mod kilitli osilatörler ile çok yüksek enerji ve ortalama güç seviyeleri doğrudan elde edilebilir. Benzer performanslı yükseltici sistemler ile karşılaştırıldığında bu teknolojinin, uzun süreli istikrar ve karmaşıklık isteyen mühendislik çabanın bu sistemlere uygulanması şartı ile gürültü (parazit) düzeyi ve puls kalitesinin yanında güvenilirlik bakımından birçok potansiyel avantaja sahiptir.

Geniş kazanç band genişliği olan uygun kazanç malzemeleri kullanılarak 200 fs'nin altında ince yassı dairesel lazerlerin kısa puls süreli çalıştırılmasıyla daha yüksek verimin elde edilmesi, önemli bir araştırma alanı olmuştur [26-30]. Günümüze kadar yapılan çalışmalarda farklı Yb-katkılı malzemeler ile elde edilen puls süresine karşı enerji değerlerine bakıldığında 200 fs'nin altındaki ince yassı dairesel lazerler çıkış puls enerjileri ile sınırlı kalmaktadır. Yüksek puls enerjili mevcut sistemler bu verime ulaşmak için hala zorlayıcı harici bir puls sıkıştırma düzeneğine ihtiyaç duymaktadır [31, 32].

Uzun yıllar içerisinde, ince yassı dairesel lazerler için üstün özelliklere sahip Yb:YAG'ın endüstriyel geliştirilmesi gerçekleştirilmiştir. Osilatör içindeki havanın neden olduğu doğrusal olmayan parazit etkileri azaltmak için vakum altında işletilen bir ince yassı dairesel lazer ile 275 W ortalama güç elde edilmiştir. 17 μ J'lük bir puls enerjisi ve 26 MW'lık bir pik gücü ile sonuçlanan bu lazerin frekansı 16.3 MHz ve elde edilen puls süresi 583 fs olmuştur [23]. Diğer bir çalışmada, doğrusal olmayan parazit etkilerin azaltılması için aynı yöntem kullanılarak enerji ölçeklendirmesi 80 μ J puls enerjisinde başarılı bir şekilde elde edilmiştir. Osilatör 3 MHz frekansa ve 242 W ortalama güçte çalıştırılmış, elde edilen puls süresi 1,07 ps ve pik gücü 66 MW olarak kaydedilmiştir [25]. Kazanç ortamı olarak Yb:YAG'ın kullanıldığı ve rezonatör içinde herhangi bir optik uyarılmanın kullanılmadığı yakın zamanlı yapılan bir çalışmada M^2 ışın yayılım faktörü 1,38 olan 4 kW'lık sürekli dalga gücü rapor edilmiştir [33].

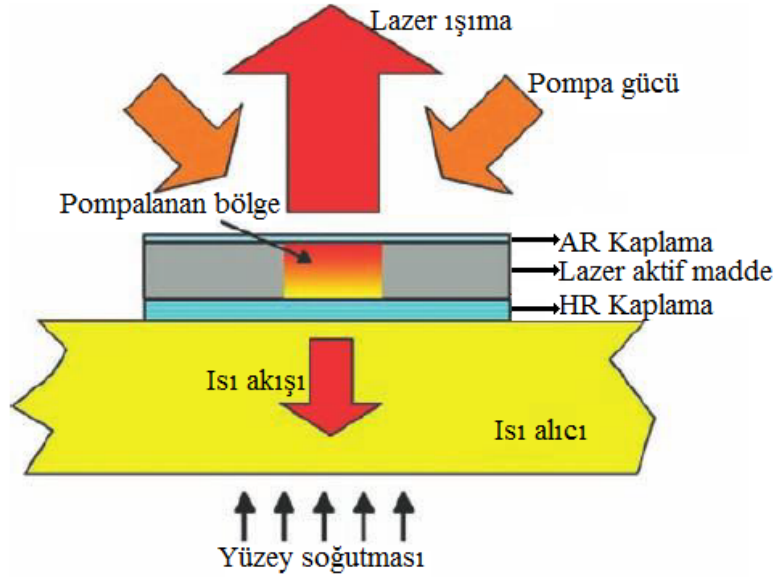
Yb:Lu₂O₃ ile 7 W gibi bir ortalama güçte, 142 fs gibi kısa pulslar elde edilmiş olsa da bu malzemenin çok kısa puls süreli güç ölçeklemede kullanımı mümkün olmuştur [34]. 2012 yılında Yb:LuScO₃ kristali kullanılarak bir dönüm noktası olarak 100 fs'nin altı ilk kez elde edilmiş [35]; ardından 2013 yılında bir Yb:CALGO (Yb:CaGdAlO₄) ince yassı dairesel lazeri ile, şu ana kadar bir ince yassı dairesel lazerden elde edilen en kısa puls süresi olarak 62 fs elde edilmiştir [36].

2.1 İnce Yassı Dairesel Lazerlerin İlkeleri

İnce yassı dairesel lazer prensibinin ardındaki temel kavram; ince, disk şeklindeki etkin bir ortamın bir yüzü üzerinden soğutulması ve eş zamanlı olarak soğutulmuş yüzeyin rezonatörün hareketli veya son aynası olarak kullanılmasıdır. Bu yüzey soğutmasının sıcaklık değişimini ve de ışın yayılımı yönünde enine faz bozulmasını en aza indirmesi, ince yassı dairesel lazerler ile çok iyi ışın kalitesi elde edilmesine olanak sağlar.

Pompa ışın profili ile birlikte Şekil 2.1'de gösterilen geometri, yüzeye dik olan hemen hemen homojen tek boyutlu bir ısı akışına yol açar. Geleneksel soğutma düzenleri ile karşılaştırıldığında bu tasarımda ısıl bozulmalar azdır ve özellikle yüksek güç yoğunlukları gerektiren yarı-üç seviyeli (quasi-three level) sistemler için uygundur [14]. Bazen de yarı-dört seviyeli ortam olarak da adlandırılan bir yarı-üç

seviyeli lazer ortamı, alt lazer seviyesinin kayda değer ısı birikimiyle karakterize edilir. Bunun anlamı, lazer olayı özelliklerini dört seviyeli bir sistemden (burada alt lazer seviyesi birikimi yoktur) üç seviyeli bir sisteme (burada alt lazer sisteminde birikim tam olarak gerçekleşmiştir) sıcaklık ile değiştirmektir. Gerçek bir dört seviyeli sistem ve yarı-üç seviyeli bir sistem arasındaki lazer uygulaması özellikleri arasındaki temel fark, rezonatördeki iç kayıpları ve dolayısıyla lazer eşikini artıran lazer dalga boyundaki geri soğurmadır [37].

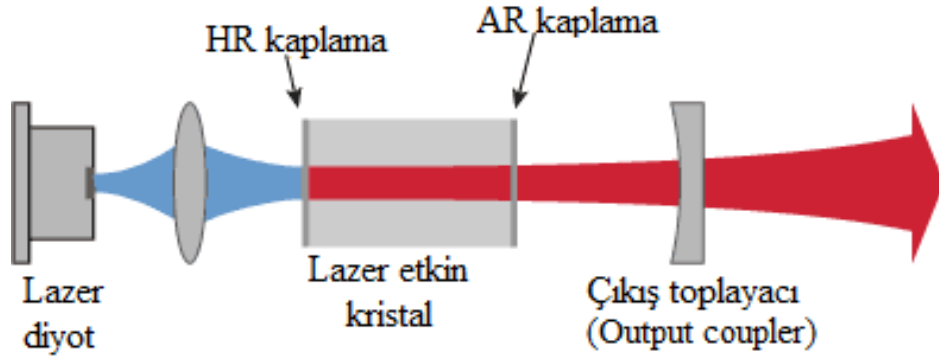


Şekil 2.1: İnce yassı dairesel lazer tasarımı [13].

Lazer kristali; çıkış gücüne veya enerjisine bağlı olarak birkaç milimetrelilik bir çapa, lazer aktif maddeye, katkılama konsantrasyonuna ve pompa tasarımına bağlı olarak 100µm-200µm arasında bir kalınlığa sahiptir. Diskin arka tarafı, lazer ve pompalama dalga boylarının her ikisi için yüksek yansıtıcı (Highly Reflective-HR) özellikte kaplamaya, ön yüzü her iki dalga boyu için yansıtmasız (Anti Reflective-AR) kaplamaya sahiptir. Bu disk, su soğutmalı bir ısı alıcı sırtına indium veya altın-kalay lehim kullanılarak monte edilmiştir. Lehimleme, diski deformasyona (bozulma) sokmayacak şekilde soğutucuya sıkıca sabitlenmesini sağlar. Lehimleme sırasında ve sonrasında gerilmeyi (stress) olabildiğince azaltmak için ısı alıcı, ısı genleşmesi uyumlu malzemeden yapılmıştır (örneğin bakır-tungsten metalden yapılmış zemin malzemesi-CuW). Isı alıcı, birkaç püskürtme ucu kullanılarak çarpışma soğutmalı su (impingement cooling) yoluyla soğutulur.

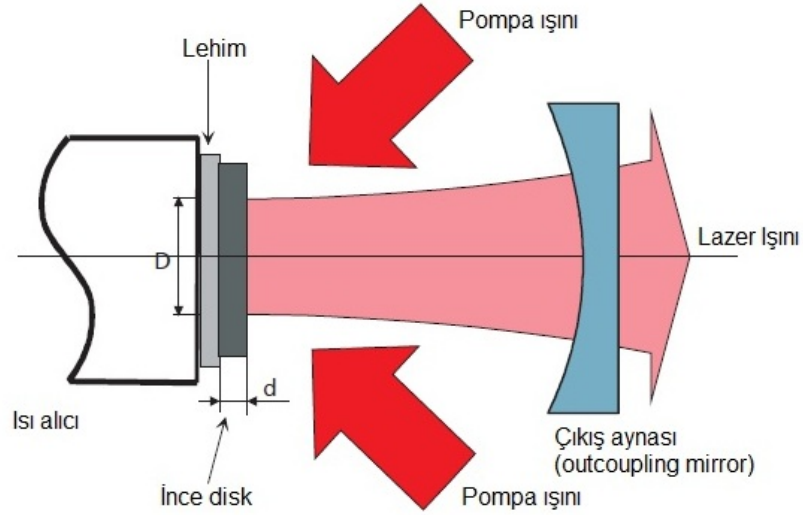
Daha önce belirtildiği gibi bu montaj ve soğutma tekniği nedeniyle lazer kristal içindeki sıcaklık değişimleri esas olarak disk eksenine ve lazer ışını eksenine göre eş eksenlidir. Radyal doğrultudaki ısı diskin homojen olarak pompalanmış merkezi alanında neredeyse aynıdır. Bu nedenle, sıcaklık değişimleri disk boyunca lazer ışını yayılımını etkilemesi oldukça azdır. Geniş yüzeyli hacim oranı nedeniyle diskten ısı alıcı içerisine ısı yayılımı çok verimlidir. Böylece disk bölgesinde son derece yüksek hacimli güç yoğunluklarında çalışma sağlanır (1 MW/cm^3 e kadar soğutulmuş pompa güç yoğunluğu) [13].

Çubuk lazerlerde pompalama, pompa ışını ile lazer ışınının eş eksenli olduğu *boyuna pompalama* (*longitudinal pumping, end-pumped*) düzenindedir (Şekil 2.2). Diyot pompa ışını optik odaklama lensleri ya da optik fiberler ile lazer etkin kristale iletilir. Odaklama optiğinin uygun seçilmesi ile diyot pompa ışını TEM₀₀ rezonatör modu çapına denk olacak biçimde ayarlanabilir. Boyuna pompalama yapılandırması lazer diyotlardan en fazla enerji kullanılması olanağını sağlar [4].



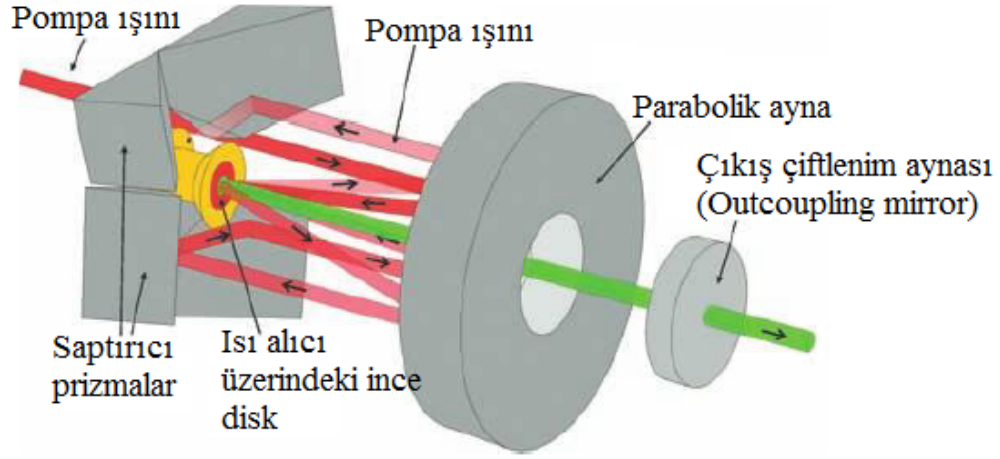
Şekil 2.2: Boyuna pompalama (longitudinal pumping) [74].

İnce yassı dairesel lazerlerde ise kristal, hemen hemen boyuna pompalama (quasi-end-pumped) düzeninde pompalanmaktadır. Bu durumda pompa ışını eğik bir açı ile kristal üzerine düşer (Şekil 2.3). Kristalin kalınlığına ve katkılama düzeyine bağlı olarak pompa ışınının sadece bir kısmı lazer diskte soğurulur. Diskin arka tarafından yansıtıldıktan sonra pompa ışınının büyük bir kısmı kristali terk eder. Bu aşamada pompa ışınının lazer disk üzerine peş peşe yönlendirilerek ve tekrar görüntülenmesiyle soğurma arttırılabilir.



Şekil 2.3: Hemen hemen boyuna pompalama (quasi-end-pumped) [51].

Disk üzerinden geçen pompa ışın sayısını arttırmanın yolu Şekil 2.4’de gösterilmiştir. Diskin pompalanması için lazer diyotların ışması, öncelikle pompa ışınının fiber bağlantısıyla ya da bir kuvars çubuğa odaklanmanın yapılmasıyla sağlanır. Optik bir yönlendirme ve parabolik ayna kullanılarak disk üzerinde görüntülenen pompa ışınım kaynağı fiber çubuk ya da kuvars çubuk ucudur. Böylece disk içinde, iyi ışın kalitesi için uygun güç yoğunluklu oldukça düzgün bir pompa ışın profili elde edilebilir. Pompa ışınının soğurulmayan kısmı parabolik aynanın karşı tarafında tekrar ayarlanmıştır. İki ayna vasıtasıyla parabolik aynanın tekrar fakat bu sefer farklı yönden diske odakladığı bu pompa ışını, diskin başka bir bölümüne yönlendirilmiştir. Bu yeniden görüntüleme parabolik aynanın tüm pozisyonları (sanal) kullanılabilece kadar tekrar edilebilir. Sonunda, pompa ışın kaynağına geri yönlendirilir dolayısıyla pompa ışın miktarı iki katına çıkarak disk üzerinden geçer. Bu şekilde disk üzerinden 32 defaya kadar pompa ışınma geçişi gerçekleşmiş ve pompa gücünün %90’dan fazlası diskte soğurulmuş olacaktır.



Şekil 2.4: İnce yassı dairesel lazerin pompa tasarımı [13].

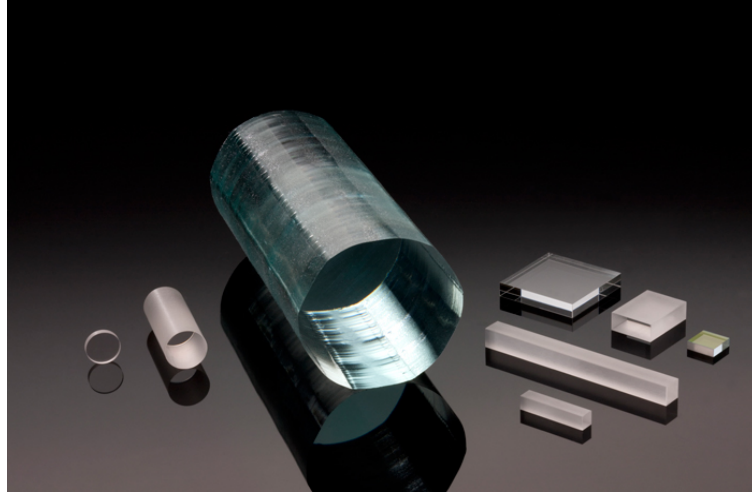
Daha ince bir disk ya da düşük katkılama konsantrasyonunda disk üzerinden çoklu pompa ışın geçişi kullanımı, diskin ısıl mercek ve gerilim gibi etkilerinin azalmasına yol açmaktadır. Bu sistemin bir başka avantajı, etkin pompa güç yoğunluğunu arttırmasıdır (16 pompa geçişi için yaklaşık 4 kez); bu nedenle, bir yandan pompa diyodun güç yoğunluğu üzerindeki gereksinimleri (ışın kalitesi) azaltılır, diğer yandan ise yarı-üç seviyeli lazer malzemeler (örneğin, iterbiyum-katkılı malzemeler) bu tasarım ile birlikte kullanılabilir.

Yarı-üç seviyeli lazer malzemeler en yüksek verimli lazerlerin oluşturulması imkanını verir. Ancak lazer alt seviyesi ile lazer temel seviyesi arasındaki enerji farkı az olduğundan ve lazer alt seviyesinin kayda değer bir ısı birikime yol açtığından bu lazer malzemelerinin yüksek verimli lazer yapılarında kullanımları zordur. Kristal sıcaklığını çok fazla arttırmadan lazer dalga boyunda geçirgenliğe (şeffaflığa) ulaşmak için pompa güç yoğunluğunun sadece bir kısmı yüksek güç yoğunluklu malzemenin pompa eşik değeri için gereklidir. Kristal üzerinden çoklu pompa ışın geçişi kullanımı kristal kalınlığını ve katkılama konsantrasyonunu azaltmaya yardımcı olduğundan düşük eşik ve yüksek verim sağlamada anahtar niteliğindedir. Lazer ve pompa ışın soğurumunun bu ayrışması (decoupling) yarı-üç seviyeli sistemler için gereklidir. Disk üzerinden geçen mümkün olan pompa ışın sayısı için sınırlama parabolik ayna üzerindeki ışın çapını ve dolayısıyla kullanılabilir ayna pozisyonlarının sayısını belirleyen lazer diyotların ışın kalitesi ile verilir. Pompa lazer diyotların daha iyi ışın kalitesi, daha fazla sayıda pompa ışın geçişi ve ince yassı dairesel lazerin toplamda daha yüksek verimliliği için önemlidir. Bu geometrik

dizaynda disk çalıştırıldığında, basit bir şekilde pompa güç yoğunluğunu sabit tutup pompa bölgesinin çapı arttırılarak çıkış gücünün ölçeklendirilmesi kolaydır ve pompa lazer diyotlarının parlaklığını arttırmaya da gerek yoktur [13].

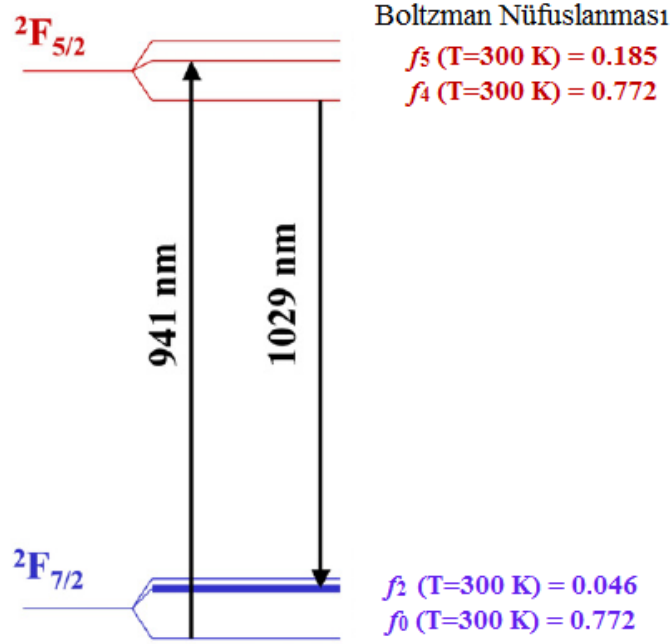
2.2 Olası Lazer Materyaller

Verimli lazer işletiminde kristalin düşük ortalama sıcaklığı ve yüksek güç yoğunluğu gereksinimi nedeniyle özellikle yarı-üç seviyeli sistemler uygundur. Bu nedenle tercih edilen aktif ortam Yb:YAG olmuştur (şekil 2.5). Özellikle pompa ışın soğurması oldukça yüksekse ve uyarılmış durum ömrü çok kısa değilse hemen hemen tüm klasik materyaller ince yassı dairesel lazer tasarımında çalıştırılabilir. İnce yassı dairesel lazer ile kullanılan ilk malzeme Yb:YAG olmuş, yüksek güç ya da yüksek enerji sonuçlarının çoğu bu malzeme ile elde edilmiştir [37].



şekil 2.5: Lazer etkin Yb:YAG kristali.

Yb:YAG 950 nm civarında farklı dalga boylarında pompalanabilir (941 nm'de soğurma bandı ve 1029 nm'de yayım bandı) (şekil 2.6). Yb:YAG'daki enerji seviyesi düzeni, yarı-üç seviyeli (bazen de yarı-dört seviyeli) düzen olarak adlandırılır. Temel durum enerji seviyesi ve alt lazer enerji seviyesi alt enerji manifold (lower manifold) içinde; pompa enerji seviyesi ve st lazer enerji seviyesi st enerji manifold (upper manifold) içinde konumlanmıştır. Bu durum bir yandan pompa ve lazer dalga boyu arasındaki iyi bir kuantum verimliliğine sahip küçük enerji boşluğuna, diğer yandan alt lazer seviyesinde kolayca ısıl birikime neden olur [38, 39].



Şekil 2.6: Yb:YAG enerji seviye düzeni ve 300 K’lik bir sıcaklıkta ısı enerjiden kaynaklanan farklı enerji seviyelerindeki f_i Boltzmann birikimi [38].

Yb:YAG’ın yüksek güçte diyot pompalama işlemindeki özellikleri:

- Kuantum kusurunun düşük oluşu (%91 kuantum verimi),
- Çok düşük kısmi (fractional) ısınma (<%11),
- Çok yüksek eğim verimliliği (slope efficiency) (300 K’de %72),
- Soğurma bandlarının geniş olması (940 nm’de yaklaşık 10 nm),
- Sertleşme olmadan yüksek katkılama düzeylerinin mümkün oluşu (>%20),
- Uyarılmış durum soğurması olmaması,
- 940 nm ya da 970 nm’de güvenilir şekilde InGaAs (Indiyum galyum arsenit) diyotlarının kullanılması,
- Ana malzemenin yüksek ısı iletkenliği ve çekme dayanımı (tensile strength),

pulsu uygulamalar için dikkat çekici özellikleri de:

- Üst lazer seviyesinin ışıma ömrünün uzun olması (1.2 ms),
- Geniş yayım bandları (1 ps puls süreleri mümkündür),
- Düşük yayım kesiti (yüksek enerji depolanabilir),

olarak sıralanabilir [14]. Ana malzemenin geniş bir çeşitliliği içinde Yb^{3+} ve diğer aktif iyonların kullanımıyla ince yassı dairesel lazer kurulumu ve çalıştırılmasında başarı sağlanmıştır.

Tablo 2.1: İnce yassı dairesel lazer kurulumunda ana malzeme ve aktif iyonlar için örnekler [13].

Ana Malzeme		Aktif İyon
YAG	{İtriyum Alüminyum Granat (Garnet)}	$\text{Yb}^{(3+)}$ {İterbiyum}, $\text{Nd}^{(3+)}$ {Neodimyum}, $\text{Tm}^{(3+)}$ {Tulyum}, $\text{Ho}^{(3+)}$ {Holmiyum}
YVO_4	{İtriyum Vanadat}	$\text{Yb}^{(3+)}$, $\text{Nd}^{(3+)}$
Sc_2O_3	{Scandium Oksit}	$\text{Yb}^{(3+)}$
Lu_2O_3	{Lutesyum Oksit}	$\text{Yb}^{(3+)}$
$\text{KY}(\text{WO}_4)_2$	{Potasyum İtriyum Tungstat}	$\text{Yb}^{(3+)}$
$\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$	{Potasyum Gadolinyum Tungstat}	$\text{Yb}^{(3+)}$
$\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$	{Sodyum Gadolinyum Tungstat}	$\text{Yb}^{(3+)}$
$\text{LaSc}_3(\text{BO}_3)_4$	{Lantan Skandiyum Borat}	$\text{Yb}^{(3+)}$
$\text{Ca}_4\text{YO}(\text{BO}_3)_3$	{Kalsiyum İtriyum Oxoborat}	$\text{Yb}^{(3+)}$
GdVO_4	{Gadolinyum Vanadat}	$\text{Nd}^{(3+)}$
ZnSe	{Çinko Selenür}	$\text{Cr}^{(2+)}$

Nd katkılı malzemeler ile sadece dört düzeyli geçişler değil, Nd:YVO₄ (Neodimyum katkılı İtriyum Ortovanadat) ile 914 nm'de 5.8 W lazer gücü ile sonuçlanan [40] ve Nd:YAG (Neodim katkılı İtriyum Alüminyum Garnet) ile 938 nm ve 946 nm de 25 W lazer gücü ile sonuçlanan [41] yarı-üç seviyeli geçişler de kullanılmıştır (Tablo 2.1).

2.3 İnce Yassı Dairesel Lazer Parametreleri

2.3.1 Isı Oluşumu

Lazerin boyutunu sınırlayan faktörlerden biri aşırı ısınmadır. Disk çok ince ve pompa bölgesi geniş olduğundan tek boyutlu bir ısı iletimi örneğinde; kalınlığı d , ısı iletkenliği λ_{th} olan bir diskin r_p yarıçaplı pompa bölgesine bir P_p pompa gücü uygulanması durumunda etkin ortam içindeki fotonların η_{abs} soğurulma yoğunluğu ile soğurulan pompa gücü arasındaki bağıntı aşağıdaki gibidir.

$$P_{abs} = P_p \eta_{abs} \quad (2.1)$$

Etkin ortamda kuantum kusurundan kaynaklanan ısı oluşumu aşağıdaki gibidir.

$$P_{abs} \eta_h \quad (2.2)$$

Burada η_h ısı oluşum parametresidir (soğurulan pompa gücü ile lazer gücü arasındaki farkın soğurulan pompa gücüne oranı).

$$\eta_h = \frac{hv_p - hv_l}{hv_p} = 1 - \frac{hv_l}{hv_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} = 1 - \eta_{st}, \text{ Yb:YAG için } \approx \%8.7 \quad (2.3)$$

η_{st} Stokes faktörü olarak da adlandırılan kuantum kusuru verimlilik limiti (pompa dalga boyunun lazer dalga boyuna oranı), h Planck sabiti, v_p ve v_l sırasıyla pompa ve lazer ışınının frekanslarıdır [42].

Alan başına ısı yükü ifadesi,

$$I_h = \frac{P_{abs}\eta_h}{\pi r_p^2} \quad (2.4)$$

diskin ısı direnci,

$$R_{th,disk} = d/\lambda_{th} \quad (2.5)$$

ve T_{HR} diskten soğutulmuş yüzeyindeki sıcaklık olmak üzere, diskte eksen boyunca aşağıdaki ifadede verildiği gibi bir parabolik sıcaklık profili meydana gelir.

$$T(z) = T_{HR} + I_h R_{th,disk} \left(\frac{z}{d} - \frac{z^2}{2d^2} \right) \quad (2.6)$$

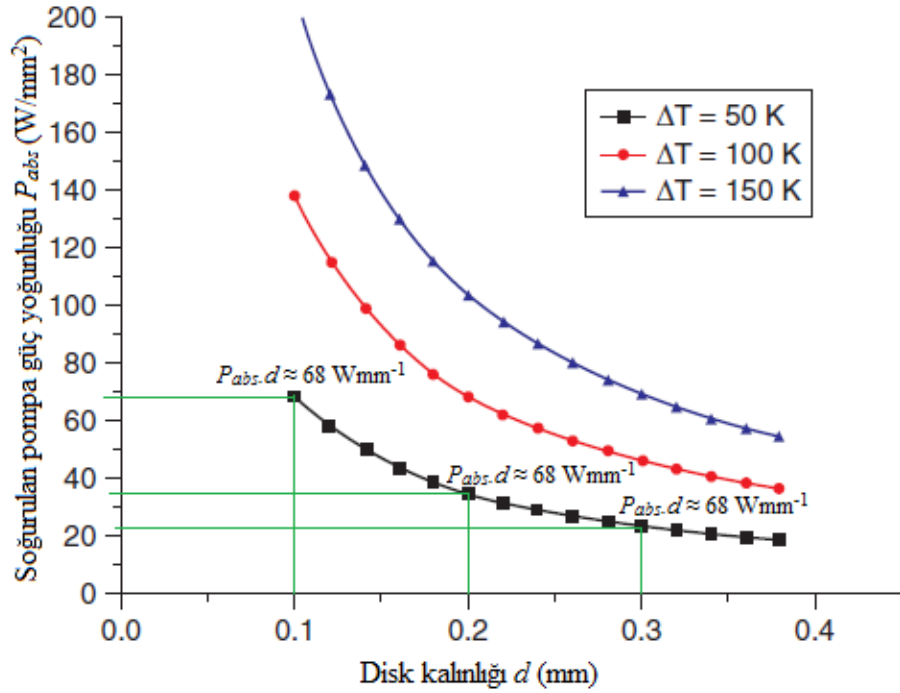
Sırasıyla maksimum ve ortalama sıcaklıkların ifadesi $P_{abs}\eta_h$ kullanımıyla aşağıdaki şekilde verilir.

$$T_{max} = T_0 + \frac{1}{2} I_h R_{th,disk} = T_0 + \frac{1}{2} \frac{P_{abs}\eta_h d}{\pi r_p^2 \lambda_{th}} \quad (2.7)$$

$$T_{av} = T_0 + \frac{1}{3} I_{heat} R_{th,disk} = T_0 + \frac{1}{3} \frac{P_{abs}\eta_h d}{\pi r_p^2 \lambda_{th}} \quad (2.8)$$

Çoğu ana ince-disk malzemesi için ısı iletkenliği katkılama konsantrasyonuna ve malzeme sıcaklığına bağlıdır. YAG için $6 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ değerindeki bir ısı iletkenliği, düşük katkılama ($\sim\%7$) ve $\sim 100 \text{ C}^\circ$ ’lik sıcaklar için iyi bir yaklaşımdır. Bu, $180 \text{ }\mu\text{m}$

kalınlığındaki bir disk için $R_{th,disk}=30 \text{ Kmm}^2\text{W}^{-1}$ ısıl direncine neden olur. Tipik olarak disk doğrudan soğutulmamıştır. Bunun yerine diskin soğutulan yüzü bir HR tabaka ile kaplanır ve bu tabaka bir ısı alıcısına monte edilir. Daha sonra ısı alıcı bir soğutma sıvısı ile T_{cool} sıcaklığına soğutulur. HR kaplamanın ısı direnci sadece kullanılan malzeme ile değil aynı zamanda kaplama kalitesi ve kullanılan kaplama işlemi ile belirlenir. Daha önce yapılan çalışmalardan elde edilen deneysel sonuç ve sayısal hesaplardan ısı direnci $R_{th,HR}=10 \text{ Kmm}^2\text{W}^{-1}$ elde edilmiştir. Isı alıcı bakır-tungsten (CuW) metal zemin malzemesi ($\lambda_{th}=180 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) ya da 1 mm kalınlığındaki bir kimyasal biriktirilmiş (Chemical Vapor Deposition-CVD) elmas ($\lambda_{th} \approx 1000 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) malzeme çeşitliliği içinde oluşturulmuştur. Isı alıcı ile disk arasındaki bağlantının ısıl direnci ya ihmal edilebilir (örnek olarak, $1 \text{ Kmm}^2\text{W}^{-1}$ ısı direnci ile sonuçlanan 10-50 μm kalınlığındaki bir lehimleme tabakası için) ya da disklerde yapıştırıcı tabakanın zayıf iletkenliği nedeniyle $\sim 10 \text{ Kmm}^2\text{W}^{-1}$ 'lık bir ısı direncini oluşturarak güçlü bir etkiye sahip olabilir. Soğutma sıvısına ısı aktarımından sonra en iyi soğutma, çarpışmalı soğutma (impingement cooling) olarak adlandırılan türbülanslı su akışının kullanıldığı su soğutması ile elde edilmiştir ve $3 \text{ Kmm}^2\text{W}^{-1}$ 'lık etkin bir ısı direnci olduğu gösterilmiştir. Diskin ortalama sıcaklığı ile ilgili olarak ortaya çıkan toplam etkin ısı direnci yaklaşık 30 ila 35 $\text{Kmm}^2\text{W}^{-1}$ arasındadır. 60 W/mm^2 soğurulmuş pompa gücü yoğunluğu ve 15°C soğutma sıvısının kullanılması durumunda diskte yaklaşık ortalama sıcaklık 200°C'dir. Ayrıca soğutma sıvısının kaynamasından kaçınmak gerektiğinden soğurulan güç yoğunluğunun limiti 300 W/mm^2 ve soğurulmuş pompa güç yoğunluğu ile ısı alıcının arka tarafında ortaya çıkan sıcaklık 96°C olacaktır. Soğurulan pompa gücü yoğunluğu ve disk kalınlığı oranı sabit kaldığı sürece ΔT maksimum sıcaklık farkının sabit kalacağı sonucu elde edilebilir (Şekil 2.7) [13].



Şekil 2.7: 50K, 100K ve 150 K’lik sıcaklık artışlarını elde etmek için disk kalınlığının fonksiyonu olarak soğurulan pompa güç yoğunluğu [13].

2.3.2 Floresans Etkisi

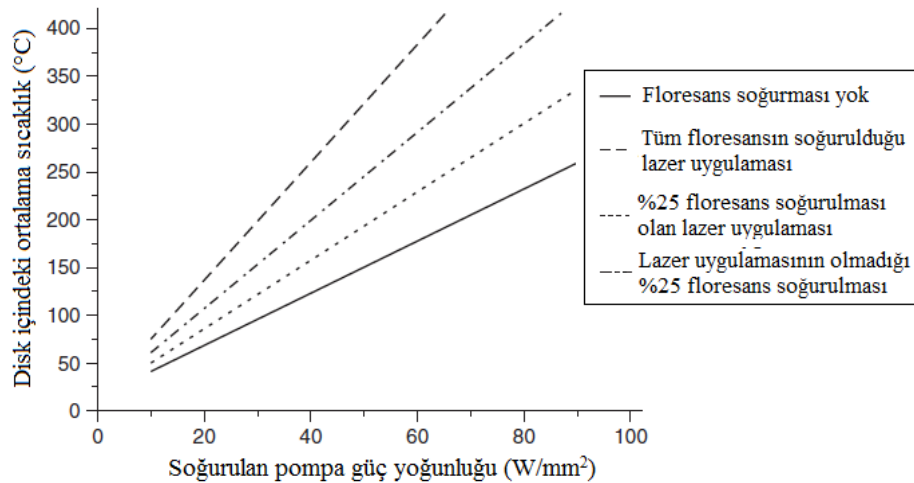
Daha önce yapılmış olan çalışmalarda, sadece disk içindeki kuantum kusuru sonucu oluşan ısı kullanılmıştır. Ancak sistemin “enerji dengesine” bakıldığında pompa gücünün aşağı yukarı %9’unun ısıya dönüştüğü ve yüksek verimli ince yassı dairesel lazer için yaklaşık %60’ının lazer gücüne dönüştüğü görülmektedir. Kalan %31’lik dilimin floresans ışına olarak yayıldığı ve kritik açıdan daha küçük açılarda salınan floresansın, ya doğrudan ya da HR-kaplı yüzde yansıma sonrası AR-kaplı yüz aracılığı ile diski terk etmesi beklenebilir. YAG için kırılma indisi 1.83 ve kritik açı yaklaşık 33° olup floresansın yaklaşık %16 sı AR yüz yolu ile diski terk edecektir. Soğurulan pompa gücünün yaklaşık %26 sı disk içinde “yakalanmış” floresansa dönüşmektedir.

Disk malzemesi ile floresansın diğer etkileşimleri ihmal edildiği takdirde bu floresansın salınıp salınmayacağı ya da ısıya dönüşüp dönüşmeyeceği HR kaplamanın dizaynına bağlıdır. Tüm açı ve dalga boylarında yüksek yansıtıcı bir kaplama floresansı diskin yanal yüzeyine tümüyle yönlendirecektir ki floresans burada yansıyor, saçılıyor ya da ısıya dönüşecektir. Ne geri yansımanın ne de geri saçılmanın meydana gelmesi ASE sorunları nedeniyle avantajlı değildir; ayrıca yanal

(lateral) yüzeyde birkaç kW güç elde edilmesi teknolojik olarak zordur. Kaplama ile yapıştırıcı ya da lehim (montaj için) arasında tüm dalga boylarında ve kritik açıdan daha büyük tüm açılarda oldukça soğurucu olan son derece şeffaf bir kaplama olanaklıdır. Bu kaplama sayesinde neredeyse tüm floresans yakalanmış, soğutucu aracılığı ile iletimi gereken ısıya dönüşmüş olacaktır. Isı alıcı, lehim/tutkal ve soğutma kombinasyonu $\sim 10 \text{ Kmm}^2/\text{W}$ 'lık etkin bir ısıl dirence sahip olduğu için, yukarıda ele alınan 60 W/mm^2 'lik soğurulan pompa gücü 150°C 'lik ek bir sıcaklık artışı oluşturacaktır.

Yanal yüzeye ulaşan floresans azalması ve ısı oluşumu arasında kısmen bir dengenin olacağı bu türden şeffaf bir kaplama teknik olarak mümkündür. Kolaylık için kritik açılardan daha büyük tüm açılar için %25 şeffaflık varsayımıyla soğurulan floresans sadece 40°C lik ilave bir sıcaklık artışı oluşturacaktır. Bu ilave ısı üretimi, soğutma sıvısının kaynamasını önlemek için soğurulan pompa güç yoğunluğu limitini de 175 W/mm^2 ye düşürecektir.

Lazer çıkışı olmaksızın soğurulan pompa gücünün yaklaşık %76'sı yakalanmış floresansa dönüşecek ve floresans soğurulması nedeniyle ilave sıcaklık artışı çok daha büyük olacaktır. %25 şeffaflık ile ilave sıcaklık artışı $\sim 110^\circ\text{C}$ ve soğurulan güç yoğunluğunun limiti 95 W/mm^2 olacaktır. Şekil 2.8'de herhangi bir ısı yayılımı olmaksızın soğurulan pompa gücünün farklı değerleri için sonuçlar görülmektedir.



Şekil 2.8: Soğurulan pompa güç yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak idealize edilmiş kaplama dizaynı için ortalama sıcaklık [13].

2.3.3 Soğurulan Maksimum Pompa Gücü

Yapılan tanımlamalar doğrultusunda, Eşitlik 2.7'den sistem performansını bozmadan lazer ortamında soğurulabilir maksimum pompa gücü için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$P_{abs,max} = \frac{2\lambda_{th}\Delta T\pi r_p^2}{\eta_h d} \quad (2.9)$$

Soğurulan pompa gücü aynı zamanda disk malzemesinin kırılması ile de sınırlandırılabilir. Pompalanan bölgedeki sıcaklık artışı diskin ısı olarak genişmesine yol açar. Diskin dış bölümü esasen soğutucu sıcaklığında olacağından bu ısı genişme disk bünyesinde ısıdan kaynaklanan gerilmeye neden olur. Yatay (azimuthal) doğrultuda pompalanan bölgenin sınırında en yüksek değerini alan σ_{max} çekme gerilimi (tensile stres–maksimum izinli gerilim) en kritik olanıdır. Bir ısı alıcı tarafından desteklenmeyen, pompa noktasının tümünün T_{av} ortalama sıcaklığında ve pompalanmamış bölümünün T_o sıcaklığında olduğu ideal durumdaki bir diskte herhangi bir bükülme söz konusu değildir [13]. Bu durumda Eşitlik 2.8 ve Elastisite teorisinden gelen sonuçlarla genel bir ifade ile maksimum çekme gerilimi aşağıdaki gibi yazılabilir [43].

$$\sigma_{max} = \frac{\alpha_{th}E}{1 - \nu} \Delta T \quad (2.10)$$

Burada α_{th} ısı genişme katsayısı ($\sim 7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), E Young Modülü (284 GPa) ve ν YAG için Poisson oranı (0.25) dır [19]. Kırılma sınırı malzemenin mekanik ve ısı özelliklerine bağlı olan R_T ısı şok parametresi cinsinden yazılabilir [42, 44, 45].

$$R_T = \frac{\lambda_{th}\sigma_{max}(1 - \nu)}{\alpha_{th}E} \quad (2.11)$$

Böylece disk malzemesinin kırılmadan soğurulabileceği maksimum pompa gücünün limiti aşağıdaki gibidir.

$$P_{abs,max} = \frac{3R_T\pi r_p^2}{\eta_h d} \quad (2.12)$$

Nd-katkılı malzemeler gibi dört seviyeli sistemler için kırılma limitini maksimum güç belirler, Yb-katkılı yarı dört seviyeli malzemeler için ise aşırı ısınma baskın faktördür. Maksimum güç Eşitlik 2.9 ve Eşitlik 2.12'nin birlikte kullanımından

$$P_{\text{abs,max}} = \frac{C \pi r_p^2}{d} \quad (2.13)$$

biçiminde bir sonuca ulaşılır. Bu ifadedeki C , sistem performansını bozmadan maksimum ΔT sıcaklık artışının bir sonucu olarak tanımlanan ısı yük parametresidir.

$$C = \min \left\{ \frac{3R_T/\eta_h}{2\lambda_{\text{in}}\Delta T/\eta_h} \right\} \quad (2.14)$$

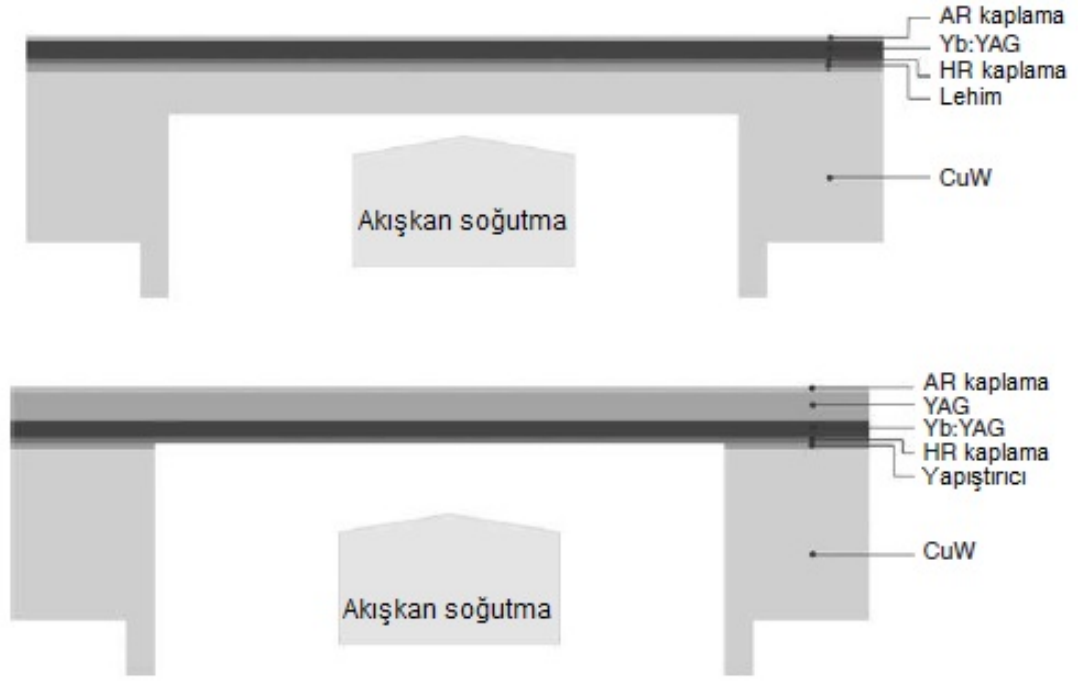
Aktif ortamda yok olmadığı kabul edilen yükseltilmiş kendiliğinden yayım (ASE-Amplified Spontaneous Emission) ya daha düşük çalışma frekanslı başka bir ortamı pompalamak için dönüştürülmelidir ya da diski çevreleyen bir ortamda soğurulmalıdır [42].

YAG'ın gerilim dayanımı (tensile strength) 130 MPa olup diskle soğutma arasındaki sıcaklık farkı ısı alıcı ihmal edilerek etkin ısıl direnç ifadesiyle hesaplanabilir [19]. $23 \text{ Kmm}^2/\text{W}$ etkili bir ısıl direnç ve alan başına maksimum ısı yoğunluğu 2.1 W/mm^2 ile ısı kaynağı olarak yalnızca kuantum kusuru dikkate alındığında soğurulan pompa güç yoğunluğu $\sim 24 \text{ W/mm}^2$ dir.

Disk içindeki yatay gerilim, diskin bir soğutucu üzerine yeterli sertlikte monte edilmesiyle önemli ölçüde azaltılabilir. Disk içindeki gerilimin ayrıntılı bir analizi bükülme etkilerini de içermelidir.

2.3.4 Yüksek Güçte İnce Yassı Dairesel Lazer Tasarımı

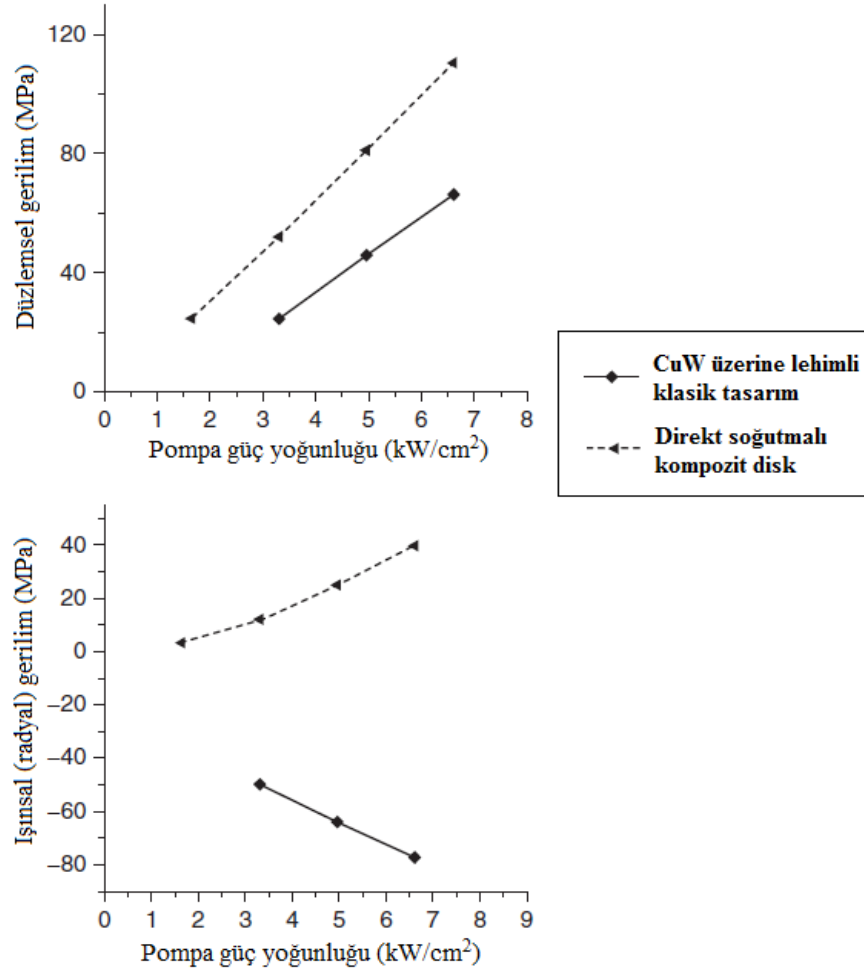
Yüksek güçte ince-yassı lazer için iki montaj tasarımı uygundur. Klasik tasarımda disk bir ısı alıcısı üzerine lehimlenmiştir, diğer tasarımda disk üzerinde şeffaf bir yapı (örneğin katkısız YAG gibi) kullanılarak diske doğrudan soğutma uygulanmıştır. Her iki kavramın taslak çizimi Şekil 2.9'da görülmektedir.



Şekil 2.9: İki farklı montaj tasarımı, üstteki CuW üzerine lehimlenmiş Yb:YAG; alttaki doğrudan soğutulmuş kompozit (birleşik) disk [13].

Mekanik davranışlarına ve ısıl lens etkilerine dayalı olarak bu iki tasarım karşılaştırıldığında; her iki durumda da Yb:YAG, 180 μm 'lik bir kalınlığa ve 60 mm'lik bir çapa sahiptir. Disk ya CuW (1.5 mm kalınlıkta) üzerine lehimlenmiştir ya da direkt soğutma için katkısız YAG'a yapıştırılmıştır. Pompa nokta yarıçapı 11 mm'dir ve pompa gücü 6.4 kW ile 25.6 kW arasında değişmektedir. Yarı-kararlı (quasi-statik) model temelinde 14 kW lazer gücü için tek bir disk yeterli olacaktır.

Şekil 2.10'da daha önce yapılan bir çalışmadaki sonlu eleman analizi (Finite Element Analysis-FEA) sonuçları değerlendirildiğinde, her iki tasarımın mekanik davranışının farklı olduğu görülmektedir. Doğrudan soğutmalı tasarımda, ısı alıcı desteği olmadığından sertlik daha az olup radyal yönde çekme gerilimi etkilidir. Klasik tasarım düzlemsel gerilmeyi daha iyi telafi eder. Buna rağmen ısı alıcı ve lehim tabakasının fazladan ısıl direnci olmadığından doğrudan soğutmalı tasarımda toplam sıcaklık artışı daha küçüktür. Bu düşük sıcaklıklar nedeniyle ayrıca diskin içinde ısının neden olduğu gerilim 130 MPa kritik değerinin altındadır.



Şekil 2.10: İki farklı montaj tasarımları için disk içindeki maksimum radyal ve düzlemsel gerilimin karşılaştırılması [13].

Isı alıcı sisteme sadece sertlik sağlamaz, aynı zamanda sıcaklık değişimine bağlı deformasyona katkıda bulunmaktadır. Disk üstündeki şeffaf tabakanın aksenal sıcaklık değişimi neredeyse yoktur ve doğrudan soğutmalı tasarım çok daha küçük deformasyon gösterir [13].

3. SÜREKLİ DALGA İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER

3.1 Kazanç ve Uyarım

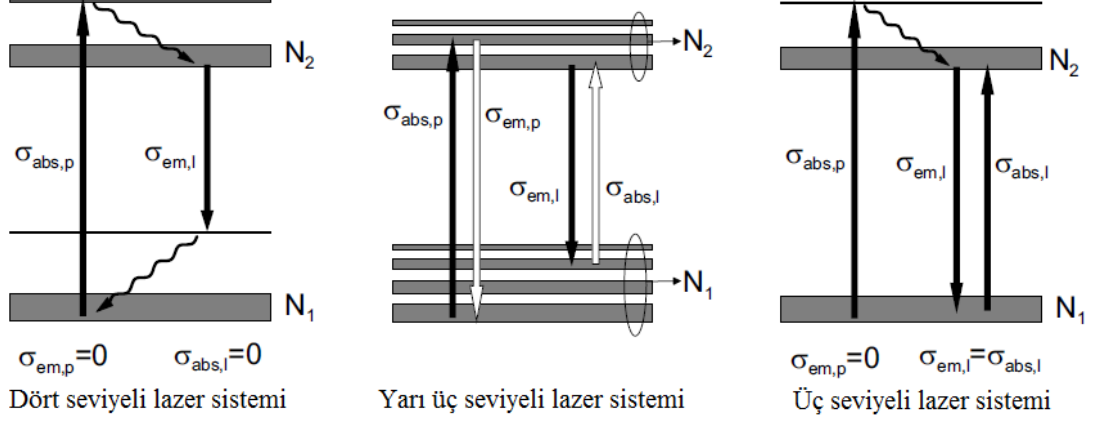
Yb:YAG, sıcaklığa bağlı kayda değer bir lazer ışıma geri soğurması yapar. Bu geri soğurma ince disk tasarımında, pompa soğurmasının önemli bir azalışı ile sonuçlandığı ve bu azalışla kıyaslanabilir yüksek bir terslenme (inversion) seviyesinde çalıştırılmaktadır. Lazer yükseltilmesi (amplifikasyonu), terslenme, sıcaklık ve pompa soğurmasının diferansiyel eşitlikleri arasındaki bağlantı göz ardı edilemez. Bu bağlantı için hesaplamaların sayısal bir modeli günümüzden yaklaşık onbeş yıl öncesinde geliştirilmiştir [19, 37, 46, 47]. İnce yassı dairesel lazerlerin çok önemli bir tasarım özelliği olan daha fazla pompa ışını geçiş sayısı ile sistem performansı için büyük fayda sağlanması özelliği bu model temel alınarak geliştirilmiştir. Örnek olarak, pompa ışın geçiş miktarının 8 den 16 ya ikiye katlanmasının (her iki durumda da en iyi duruma getirilmiş kalınlık ve katkılama konsantrasyonu ile) soğutma sıvısındaki sıcaklığın 15°C den -25°C ye düşürülmesindeki verimlilik artışını sağlandığı deneysel ve sayısal olarak kanıtlanmıştır [37].

3.2 Lazer Sisteminde Işımanın Hareket Eşitliği

Yb:YAG enerji düzey sistemi, bölünmüş-Stark $^2F_{7/2}$ temel enerji durumunu ve $^2F_{5/2}$ uyarılmış enerji durumunu içerir. Her manifoldun küçük enerji bölünmesi nedeniyle bir manifold içindeki gevşeme süresi pikosaniye mertebesinde çok küçük olduğu varsayılmaktadır. Bu, herhangi bir λ dalga boyu ve T sıcaklığında ayrıntılı bir denge ilişkisiyle bağlantılı lazer dalga boyunda etkin soğurma kesiti $\sigma_{abs,l}(\lambda_l, T)$, pompa dalga boyunda etkin yayım kesiti $\sigma_{em,p}(\lambda_p, T)$, pompa dalga boyunda etkin soğurma kesiti $\sigma_{abs,p}(\lambda_p, T)$, lazer dalga boyunda etkin yayım kesiti $\sigma_{em,l}(\lambda_l, T)$ olan (Şekil 3.1) aşağıdaki gibi iki manifoldlu model kullanımına olanak sağlamaktadır.

$$\sigma_{abs,l}(\lambda_l, T) = f_{abs,l}(\lambda_l, T) \sigma_{em,l}(\lambda_l, T) \quad (3.1)$$

$$\sigma_{em,p}(\lambda_p, T) = f_{em,p}(\lambda_p, T) \sigma_{abs,p}(\lambda_p, T) \quad (3.2)$$



Şekil 3.1: Dört seviyeli, yarı üç seviyeli ve üç seviyeli lazer sistemlerinde soğurma ve yayım kesitlerinin karşılaştırmalı gösterimi [31].

Eşitlik 3.1 ve Eşitlik 3.2’deki $f_{abs,l}(\lambda, T)$ ve $f_{em,p}(\lambda, T)$, her manifold için hesaplanan Boltzmann birikimi olup, lazer dalga boyunda tekrar soğrulmanın ve pompa dalga boyunda yayımın bir ölçüsü olarak aşağıdaki şekilde hesaplanır [13, 19, 37].

$$f_{abs}(\lambda, T) = \frac{Z_2(T)}{Z_1(T)} \exp\left(\frac{2\pi\hbar c}{\lambda k_B T}\right) \quad (3.3)$$

$$f_{em}(\lambda, T) = \frac{Z_1(T)}{Z_2(T)} \exp\left(-\frac{2\pi\hbar c}{\lambda k_B T}\right) \quad (3.4)$$

Burada $Z_2(T)$ ve $Z_1(T)$ sırasıyla uyarılmış durum (üst manifold) ve temel durum (alt manifold) bölüm fonksiyonlarıdır. Her bir m manifoldu için bölüm fonksiyonları

$$Z_m(T) = \sum_{i=0}^{n_m-1} g_{mi} \exp\left(-\frac{E_{mi} - E_{m0}}{k_B T}\right) \quad (3.5)$$

ile belirlenir, n_m m manifoldu içindeki E_{mi} enerji numarasıdır ve g_{mi} her bir enerji düzeyinin dejenereliğidir. $\sigma_{abs}(\lambda, T)$ ve $\sigma_{em}(\lambda, T)$, belirli enerji seviyeleri arasındaki geçişler için spektroskopik kesitler değildir, fakat iki manifold arasındaki keyfi dalga boylarındaki geçişleri tanımlar ve her manifold içindeki birikim dağılımına bağlıdır. Bu tanımlamanın avantajı, $\sigma_{abs}(\lambda, T)$ ’nin fazla hesaplamaya yer vermeden ölçülen

spektrumlardan kullanıma hazır oluşu, modeldeki lazer ayar eğrilerinin hesaplanmasında kolayca kullanılabilir oluşu ve “sadece belirli enerji düzeyleri arasındaki geçişler” tanımlamasına tamamen eşdeğer olarak değerlendirilir [37]. Kristalin homojen olarak pompalandığı ve kristal içindeki sıcaklığın sabit olduğu basit bir lazer modelinde uyarılmış N_2 iyonların yoğunluğu için temel hareket eşitliği; Q kaynak terimi (birim zamanda birim hacim başına soğurulan pompa fotonları), τ üst manifoldun floresans ömrü, γ lazer dalga boyunda uzunluk başına kazanç (kazanç katsayısı) ve Φ_r rezonatördeki alan ve zaman başına lazer fotonların sayısı (foton akı yoğunluğu) olmak üzere aşağıdaki gibidir.

$$\frac{dN_2}{dt} = Q - \frac{N_2}{\tau} - \gamma\Phi_r \quad (3.6)$$

İnce yassı dairesel lazer kurulumu için oda sıcaklığında bir yarı-üç seviyeli tipik lazer malzemesi olan Yb:YAG’ın alt lazer seviyesi ısı olarak doldurulmuştur. Disk üzerinden pompa ışının sadece bir geçişinde üst manifolddaki uyarılmış lazer iyonlarının verilen bir N_2 yoğunluğu için γ kazanç katsayısı, alt manifolddaki lazer iyonu yoğunluğu N_1 , toplam lazer iyonlarının yoğunluğu $N_0 = N_1 + N_2$, bir λ_l lazer dalga boyunda yayım kesiti $\sigma_{em,l}(\lambda_l)$ ve Eşitlik 3.1’in kullanılması ile aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\gamma = [N_2\sigma_{em,l}(\lambda_l) - N_1\sigma_{abs,l}(\lambda_l)] \quad (3.7.a)$$

$$= \sigma_{em,l}(\lambda_l)[N_2 - (N_0 - N_2)f_{abs}] \quad (3.7.b)$$

$$= \sigma_{em,l}(\lambda_l)[N_2(1 + f_{abs}) - N_0 f_{abs}] \quad (3.7.c)$$

Disk içinden pompa ışımının bir geçişi durumunda ışımın d mesafesini kat edeceğinden kazanç ifadesi

$$g = \gamma d \quad (3.8.a)$$

$$= \sigma_{em,l}(\lambda_l)[N_2(1 + f_{abs}) - N_0 f_{abs}]d \quad (3.8.b)$$

ve tur başına $2d$ mesafesini kat edeceğinden $2\gamma d$ olarak yazılabilir. Benzer şekilde λ_p pompa dalga boyunda belirli bir $\sigma_{abs}(\lambda_p)$ soğurma kesiti için α soğurma katsayısı, Eşitlik 3.2'nin kullanılmasıyla aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$\alpha = N_1 \sigma_{abs}(\lambda_p) - N_2 \sigma_{em}(\lambda_p) \quad (3.9.a)$$

$$= \sigma_{abs}(\lambda_p) [N_0 - (1 + f_{em})N_2] \quad (3.9.b)$$

Şayet disk içinden M_p pompa ışın geçişi kullanılırsa; α soğurma katsayısı, d disk kalınlığı, P_p pompa güç yoğunluğu ve $q_p = 2\pi\hbar c/\lambda_p$ bir pompa fotonunun enerjisi ile hacim ve zaman başına soğurulan pompa fotonların sayısı (Q kaynak terimi) hesaplanabilir.

$$Q = \frac{P_p [1 - \exp(-\alpha d M_p)]}{q_p \pi r^2 d} \quad (3.10)$$

Bu ifadenin köşeli parantez içindeki kısmı aşağıdaki ifadesiyle pompa fotonlarının soğurulma yoğunluğudur.

$$\eta_{abs} = 1 - \exp(-\alpha d M_p) \quad (3.11)$$

Buraya kadar olan tanımlamalardan $P_{abs} = P_p \eta_{abs}$ olduğundan Q kaynak terimi aşağıdaki şekilde tekrar yazılabilir.

$$Q = \frac{P_{abs}}{q_p \pi r^2 d} \quad (3.12)$$

P_r rezonatör içerisinde dolaşan lazer ışımının güç yoğunluğu, $q_l = 2\pi\hbar c/\lambda_l$ bir lazer fotonunun enerjisi ve M_r rezonatör turu başına lazer ışımının kristal üzerinden geçiş sayısı olmak üzere iki manifoldlu bir sistemde uyarılmış N_2 iyonlarının zamana göre değişim ifadesi olan Eşitlik 3.6'nın daha ayrıntılı bir yazımı aşağıdaki gibi olacaktır [13, 19, 37, 48].

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{P_p \eta_{abs}}{q_p \pi r^2 d} - M_r \frac{P_r}{q_l} \sigma_{em}(\lambda_l) \left[N_2 (1 + f_{abs}(\lambda_l)) - N_0 f_{abs}(\lambda_l) \right] - \frac{N_2}{\tau} \quad (3.13)$$

3.3 Eşik Pompa Gücü

Rezonatör içinde dolaşan lazer ışımının güç yoğunluğunun zamana göre değişimi;

$$\frac{dP_r}{dt} = M_r P_r \sigma_{em}(\lambda_l) \left[N_2 \left(1 + f_{abs}(\lambda_l) \right) - N_0 f_{abs}(\lambda_l) \right] \frac{dc}{2l_{res}} - P_r \frac{c}{2l_{res}} [T_{oc} + \beta] \quad (3.14)$$

ile verilir. Burada l_{res} rezonatörün optik uzunluğu; β dolanım başına karşılık gelen rezonatör içi kayıp faktörü ve T_{oc} çıkış aynasının geçirgenliğidir (Output Coupling Transmission). $dP_r/dt = 0$ kararlı durum koşulu için Eşitlik 3.14'ün çözümüyle lazer işlemi için üst manifoldun sahip olması gereken N_2^{req} birikim yoğunluğu (eşik birikim yoğunluğu) aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$N_2^{req} = \frac{T_{oc} + \beta}{M_r d\sigma_{em}(\lambda_l) [1 + f_{abs}(\lambda_l)]} + N_0 \frac{f_{abs}(\lambda_l)}{[1 + f_{abs}(\lambda_l)]} \quad (3.15)$$

Lazer malzemenin lazer dalga boyunda saydam hale geldiği durumdaki uyarılmış iyonlarının yoğunluğu olarak N_2^{trans} tanımlamasıyla,

$$N_2^{trans} = N_0 \frac{f_{abs}(\lambda_l)}{[1 + f_{abs}(\lambda_l)]} \quad (3.16)$$

N_2^{req} aşağıdaki gibi ifade edilir [37].

$$N_2^{req} = \frac{T_{oc} + \beta}{M_r d\sigma_{em}(\lambda_l) N_0 f_{abs}(\lambda_l)} N_2^{trans} + N_2^{trans} \quad (3.17)$$

Eşitlik 3.13'ün rezonatörsüz ortam için $dN_2/dt = 0$ kararlı durum koşulu çözümünde Eşitlik 3.17'de elde edilen üst manifoldun sahip olması gereken N_2^{req} eşik birikim yoğunluğu terimin kullanımıyla kristalin eşik pompa güç yoğunluğu,

$$P_{th} = \frac{q_p \pi r^2 d}{\eta_{abs} \tau} N_2^{req} = \frac{q_p \pi r^2 d}{\eta_{abs} \tau} N_2^{trans} \left[\frac{T_{oc} + \beta}{M_r d\sigma_{em}(\lambda_l) N_0 f_{abs}(\lambda_l)} + 1 \right] \quad (3.18)$$

olarak elde edilir.

3.4 Çıkış Gücü ve Verimlilik

Eşitlik 3.13'ün kararlı durum çözümünden elde edilecek olan N_2 üst manifold birikim yoğunluğu ve Eşitlik 3.17'deki N_2^{req} üst manifold eşik birikim yoğunluğunun birbirine eşitlenmesi ile pompa güç yoğunluğunun fonksiyonu olarak rezonatör içi lazer güç yoğunluğu,

$$P_r = \frac{1}{T_{oc} + \beta} \eta_{abs} \eta_{st} (P_p - P_{th}) \quad (3.19)$$

olacak şekilde elde edilir. Buraya kadar elde edilen eşitliklerden çıkış gücü (lazer gücü) için aşağıdaki eşitlik türetilmiştir [19].

$$P_{out} = P_r T_{oc} = \frac{T_{oc}}{T_{oc} + \beta} \eta_{abs} \eta_{st} (P_p - P_{th}) \quad (3.20)$$

Çıkış aynasının tur başına geçirgenliği T_{oc} , rezonatör içi kayıp faktörü β ve g kazanç ifadeleri arasında,

$$g = T_{oc} + \beta \quad (3.21)$$

uygunluğundan dolayı çıkış gücü ifadesi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$P_{out} = \left(\frac{g - \beta}{g} \right) \eta_{abs} \eta_{st} (P_p - P_{th}) = \left(1 - \frac{\beta}{g} \right) \eta_{abs} \eta_{st} (P_p - P_{th}) \quad (3.22.a)$$

$$= \eta_r \eta_{abs} \eta_{st} (P_p - P_{th}) \quad (3.22.b)$$

$$= \eta_{diff} (P_p - P_{th}) \quad (3.22.c)$$

$\eta_{st} = \lambda_p / \lambda_l$ Stokes faktörü olmak üzere, Eşitlik 3.22'nin yukarıdaki gibi farklı biçimlerde yazımlarındaki $\eta_r = T_{oc} / (T_{oc} + \beta) = (1 - \beta/g)$ ifadesi rezonatör verimliliği ve η_{diff} eğim verimliliğidir (slope efficiency).

$$\eta_{diff} = \frac{dP_{out}}{dP_p} = \left(1 - \frac{\beta}{g} \right) \eta_{abs} \eta_{st} \quad (3.23)$$

Pompa gücüne karşı lazer çıkış grafiğinin çizilmesinden elde edilen eğrinin eğimi olarak tanımlanan eğim verimliliği (ya da diferansiyel verimlilik) optik olarak pompalanmış bir lazerin önemli bir özelliğidir. Genellikle eğri doğrusala yakındır bu nedenle eğim verimliliğinin tek bir sayı olarak tanımlanması mantıklıdır. Ancak doğrusal olmayan eğriler, kazanç ortamının yarı üç seviyeli özellikleri ya da ısı etkileri sonucunda oluşabilir [71].

Lazer çıkış gücünün pompa gücüne oranı η_{opt} optik dönüşüm verimliliğidir (optical-to-optical efficiency) [19, 48].

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{P_{\text{out}}}{P_p} = \left(1 - \frac{\beta}{g}\right) \eta_{\text{abs}} \eta_{\text{st}} \left(1 - \frac{P_{\text{th}}}{P_p}\right) \quad (3.24)$$

Eşitlik 3.18 ve Eşitlik 3.22 ifadeleri, yarı-üç seviyeli sistemlerin kristal kalınlığına ilişkin çelişkileri göstermektedir: Bir taraftan kristal kalınlığı ile artan pompa ışımının soğurulma verimliliği eğim verimliliği ile artarken diğer taraftan lazer dalga boyundaki geri soğurulma nedeniyle kristal kalınlığı ile lazer eşiği de artmaktadır. Kristal üzerinde pompa ışımının çoklu geçişinin kullanımı, yüksek soğurma verimliliğini korurken kristal kalınlığını azaltmaya yardımcı olmaktadır [37].

3.5 Güçlendirilmiş Kendiliğinden Yayım

İnce yassı dairesel lazer tasarımı için ele alınabilir sıcaklık ve ısının neden olduğu gerilim sınırlamalarının haricinde, geri kalan olası sınırlama ASE ile ilgilidir. Bir kazanç ortamında kendiliğinden yayılan ışık koharent (eş fazlı) ışık sinyali kadar etkili bir şekilde güçlendirilebilir. Güçlendirilmiş kendiliğinden yayım uyarılmış birikimi tüketmeye başladığı bir seviyeye kadar büyüyebildiğinden yüksek kazanç sistemlerinde özellikle istenmeyen bir durumdur. Parazit-istenmeyen titreşimlere ve puls bozulmalarına neden olur. Yükselticiden bir bölümü sızan ASE, ortam ya da duvar yansıtma koşullarını izlemeye yönelik bir belirleyici olarak kullanılabilir ve bir kısmıyla da lazer hedefin ön ısıtılması (preheat) yapılabilir. Bir diskte kalınlığın sabit tutularak aktif bölgenin boyutunun arttırılması yoluyla çıkış gücünün arttırılması, giderek artan bir enine (transversal) kazanç sağlayacaktır. Sonuç olarak, bu durum sinyal kazancını ve verimliliği düşürerek disk içindeki mümkün olan uyarılmanın azalmasına neden olacaktır. Bu durumun açıklanmasında; uyarma

etkileşimi, kazanç ve pompa soğurmasının ASE'nin dâhil edildiği daha ayrıntılı bir inceleme gereklidir [13, 49].

Bir noktada ASE nedeniyle ömür azalmasını ele almak için, bu noktaya kadar olan yol üzerindeki yükseltimi de içeren, diskin her noktasından bu noktaya ulaşan ASE foton yoğunluğunun (veya akı yoğunluğu) hesaplanması gereklidir. Homojen kazanç ve uyarıma yoğunluğu varsayıldığında, duvarları yansıtmasız disk şeklindeki hacmin merkezinde ASE için analitik bir ifade elde edilebilir. Daha gerçekçi olarak yansıtmalı duvarları olan disk şeklindeki hacmin her noktasında ASE için bir üst kestirimde de bulunulabilir [48].

ASE haricindeki ek etkiler hariç rezonatörsüz olarak pompalanmış bir aktif ortamda uyarılmış N_2 iyon yoğunluğu için temel hareket eşitliği (Eşitlik 3.6) aşağıdaki gibidir:

$$\frac{dN_2}{dt} = Q - \frac{N_2}{\tau} - \int \gamma_\lambda \Phi_{\lambda,\Omega} d\lambda d\Omega \quad (3.25)$$

Burada

- Q : kaynak terimi (örneğin hacim ve zaman başına soğurulan pompa fotonlar),
- τ : floresans ömrü,
- γ_λ : λ dalga boyunda uzunluk başına (disk kalınlığı) kazanç katsayısı,
- $\Phi_{\lambda,\Omega}$: Ω katı açısından gelen alan ve zaman başına (yükseltilmiş) floresans fotonların sayısıdır (foton akı yoğunluğu) [50].

İnce yassı dairesel yapının geometrisi; yatay yüzeylere sahip olan, d kalınlıklı ve R yarıçaplı silindirik bir hacimdir (Şekil 3.3). Bu geometride yer alan kazanç bölgesinde uyarılmış iyonların homojen yoğunluğu N_2 olsun. τ floresans ömrü ile yayılan fotonların yoğunluğu N_2/τ olmak üzere, dV hacim elemanı $(N_2/\tau)dV$ floresans fotonu yayar. $\hat{s}=\vec{s}/s$ doğrultusunda belli bir $s=|\vec{s}|$ mesafesinde dV hacim elemanından $\vec{s}=0$ noktasına bir $N_2(\vec{s})$ uyarım yoğunluğu ve bir $\gamma_\lambda(\vec{s})$ kazanç katsayısı ile gelen foton akı yoğunluğu elde edilir (hacim elemanından s mesafesindeki fotonlar $g = \exp\gamma s$ biçiminde güçlendirilir ve hacim elemanının etrafında s yarıçaplı bir kürenin her bir $\vec{s}$ noktasında bir ASE yoğunluğu elde edilir) [48].

$$d\Phi_\lambda = \frac{N_2}{\tau} \frac{1}{4\pi s^2} g_\lambda(\vec{s}) dV \quad (3.26)$$

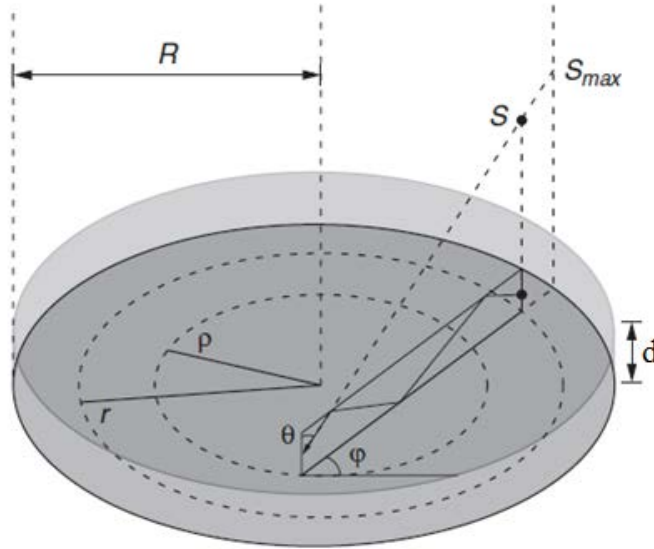
dır. g_λ aşağıdaki açık yazımı ile foton akı yoğunluğu yükseltimidir.

$$g_\lambda(\vec{s}) = \exp \left[\int_0^s \gamma_\lambda ds \right] \quad (3.27)$$

$\hat{s}$ yönünden λ dalga boyunda tüm foton akı yoğunluğu, $dV = s^2 d\Omega ds$ kullanımıyla,

$$d\Phi_\lambda = \frac{d\Omega}{4\pi\tau} \int_0^s N_2 g_\lambda ds \quad (3.28)$$

olarak hesaplanabilir (burada $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ 'dir).



Şekil 3.2: Silindirik kazanç hacmi [13].

s mesafesinin maksimum değeri geometri analizine bağlıdır. Yanal yüzeyden yansımali ve yansısiz durum hesaba katılarak maksimum integrasyon aralığı (integral sınırları, yüzeyin yansıtması göz önüne alınarak çeşitli uzaklıklar için hesaplanabilir) tanımlanabilir. AR yüz tipik olarak kristalin lazer ortamı ile hava (ya da vakum) arasındaki ara birimdir ve dik geliş için lazer ve pompa dalga boylarında yansıtmasıdır. Kritik açılardan daha küçük açılar için, n aktif ortamın kırılma indisi ile tam yansıma koşulu $\theta_{tr} = \arcsin(1/n)$ olduğundan AR yüzün yansıtması, daha büyük açılar için ise yansıtması olduğunun kabul edilmesi mümkündür.

Eğer (s, θ, φ) küresel koordinatları kullanılırsa artık kazanç hacmi merkezinde ($R=0$) bir $d\Phi_\lambda$ foton yoğunluğu aşağıdaki gibi elde edilir [50].

$$d\Phi_\lambda(\theta, \varphi) = \frac{\sin\theta d\theta d\varphi}{4\pi\tau} \int_0^s N_2(s, \theta, \varphi) g_\lambda(s, \theta, \varphi) ds \quad (3.29)$$

İnce yassı dairesel lazer performansı üzerindeki ASE etkisini analiz etmek için esasen yarı-kararlı modelin elverişli olduğu görülmektedir [13]. Diğer taraftan ise; yapılan çalışmalarda birleştirilmiş model için, ışımsal (radyal), düzlemsel ve eksensel doğrultularda sonlu elemanlar yönteminde diskin ayrıştırıldığı görülmektedir. Eşitlik 3.6'dan her bir elemanı yarı kararlı sınırdan uyarılmış Yb^{+3} iyonlarının N_2 yoğunluğu için,

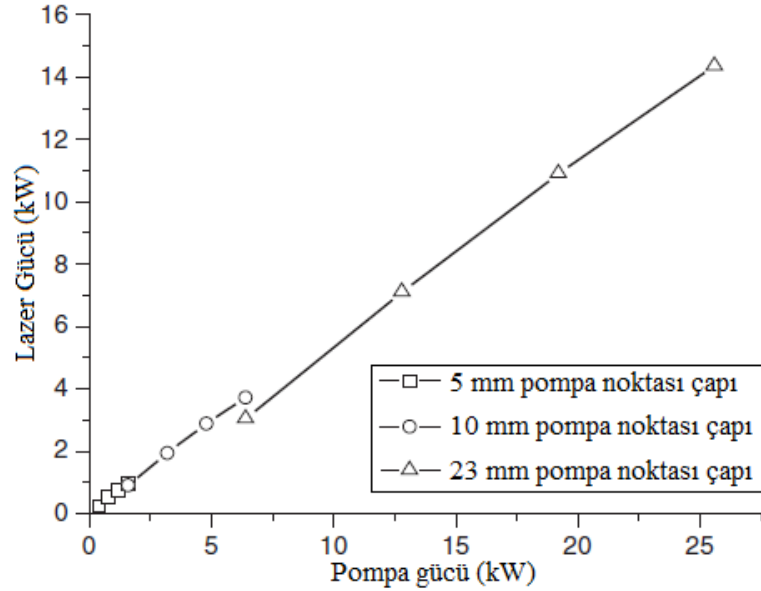
$$\frac{P_{\text{abs}}}{q_p \pi r^2 d} + \frac{M_r P_r}{q_l} \sigma_{\text{em},l} [N_0 f_{\text{abs}} - N_2 (1 + f_{\text{abs}})] - \frac{N_2}{\tau} - \Delta N_{\text{ASE}} = 0 \quad (3.30)$$

ifadesi elde edilmiştir. P_{abs} elemanı soğurulan pompa gücü ve P_r rezonatör içindeki lazer güç yoğunluğu, N_0 Yb^{+3} aktif iyonlarının yoğunluğu, $\sigma_{\text{em},l}$ lazer dalga boyundaki yayım kesiti, τ ışıma ömrü, ve ΔN_{ASE} sonlu eleman yönteminde yayılan ve soğurulan ASE fotonlarının sayıları arasındaki farktır. Her bir elemanda soğurulan pompa gücünün hesaplanmasında her bir fotonu tüm sistem boyunca kaynağından takip eden bir Monte Carlo Işın İzleme Metodu kullanılmaktadır (ΔN_{ASE} 'yi hesaplamak bir foton seti, bir dalga boyu istatistiksel dağılımı, başlangıç koordinatları ve yayılma vektörleri ile kristal boyunca izlenir. Yükseltme ve soğurma kristal sınırlarındaki yansıma ve iletim gibi hesaplanır) [51].

Disk içindeki sıcaklık dağılımı hesabı kuantum kusuru (Stokes faktörü) ve bir ısı kaynağı olarak HR kaplama üzerinden iletilen gücü içeren kararlı hal ısı iletim eşitliğine dayanır. Bu kısmi diferansiyel eşitlik sonlu hacim yöntemi ile çözülmüştür. N_2 ve P_r için başlangıç değerleri analitik olarak elde edilebilmektedir (ortalama kristal sıcaklığı ve soğurulan pompa güç yoğunluğu ile). Tekrarlı bir yöntemde lazer güç yoğunluğu ve uyarma yoğunluğu da hesaplanmaktadır [51].

Simülasyonlar tek bir diskin çıkış gücünün ölçeklemesinin, pompa bölgesi yarıçapı gittikçe daha büyük bir hal aldıkça sadece ASE ile sınırlı olduğunu göstermektedir

[18, 37, 47]. Neyse ki, düşük-katkılı Yb:YAG kazancı oldukça küçük olduğundan ASE sadece çok yüksek pompa güç seviyesinde meydana gelecektir. Bu modelle tek bir disk ile 40 kW'dan daha fazla bir çıkış gücünün mümkün olduğu gösterilmiştir. Şekil 3.3, 10 kW'dan daha fazla çıkış gücü için pompalanan çapın değiştirilmesi sonucunda ortaya çıkan bazı ölçekleme sonuçlarını göstermektedir. Böylece yüksek güçte işlem için pompalanan alan artırımıyla ölçeklenebilirlik ispatlanmıştır [51].



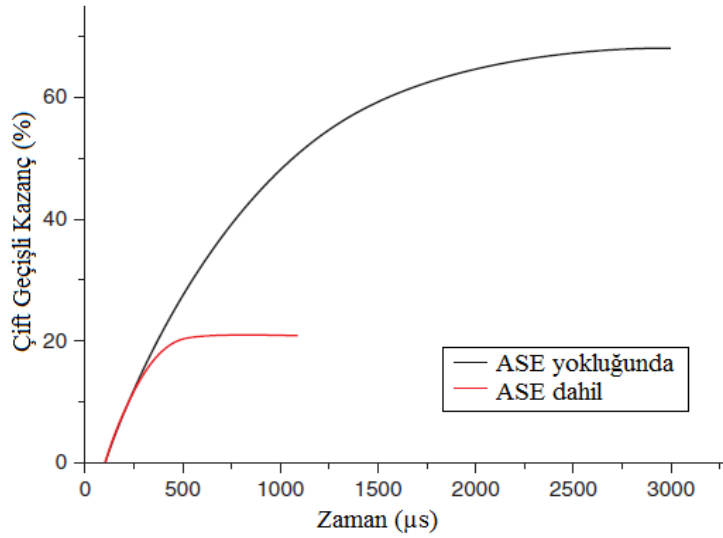
Şekil 3.3: %9 katkılama konsantrasyonunda ve 180 μm kalınlığındaki bir Yb:YAG ince yassı dairesel lazeri için hesaplanan lazer çıkış gücü [13].

Fakat Eşitlik 3.30 ile; yarı kararlı tekrarlı yaklaşım, bu modelin geçerliliğini ASE etkisinin küçük bir pertürbasyon (tedirgeme, karışıklık) olduğu durumlara sınırlar. Ancak; yüksek enerji elde edilmesi (extraction) için ince yassı dairesel lazerler gibi geniş hacim ve yüksek enine kazanç içinde uyarılmış iyonların yüksek yoğunlukta olduğu durumlarda küçük bir pertürbasyon yaklaşımı uygun değildir. Yarı kararlı yaklaşım yerine zamana bağlı bir model ile bir çözüm sağlanmaktadır [13].

Uyarımın zamsalsal (temporal) gelişimi, Eşitlik 3.25'in örtülü yaklaşımlar (implicit methods) ile integre edilmesiyle hesaplanabilir. Her zaman adımı için Q kaynağı ve $d\Phi_\lambda(\hat{s})$ foton akı yoğunluğu bir önceki zaman adımındaki uyarım dağılımına göre hesaplanır. Uyarımın tipik zaman sabiti kendiliğinden ömür (spontaneous lifetime) mertebesinde (birkaç yüz mikrosaniye) olduğundan zaman adımları için birkaç mikrosaniye yeterlidir. Isıl etkileri önemli ölçüde azaltmak için yeterince kısa; ancak yine de kararlı durum lazer sürecine yeterli olacak kadar uzun olan belirli zaman aralıklarında lazer pompa kaynağının açık olması, bir lazerin yarı-sürekli pompalama

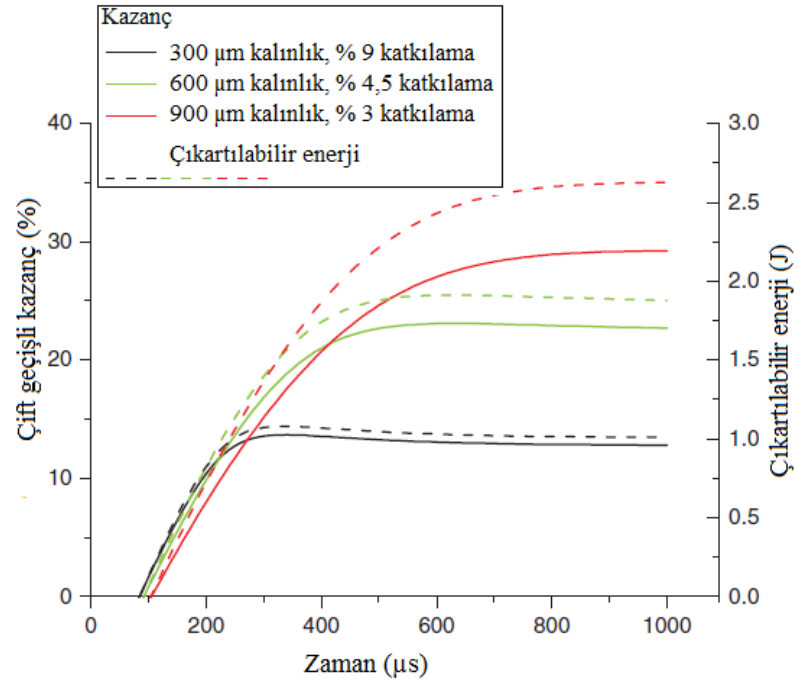
(quasi-CW pumped) işlemi olarak tanımlanır [72]. Yarı-sürekli pompalanmış bir diskten elde edilebilecek enerjinin hesaplanmasında azaltılmış iş döngüsü kalınlığının en iyi hale getirilmesi ihtiyacını azaltır ve lazer dışı durum diferansiyel eşitliğinin ele alınışını kolaylaştırır.

“Model sistem” 600 μm kalınlığında, %4.5 Yb konsantrasyonlu ve 16 kW pompa gücünde (pompa güç yoğunluğu 5 ila 6 kW/cm^2) ve aktif bölgede ortalama sıcaklığın hesaplanması için sadece %10 iş döngüsü olan bir Yb:YAG diskidir. Böyle bir durumda ilk sonuç olarak ASE’nin elde edilebilir kazancı kuvvetli bir şekilde azaltacağı ve kazancın 1ms’nin altında bir süre sonra da doygunluğa ulaşacağı Şekil 3.4’de gösterilmektedir.



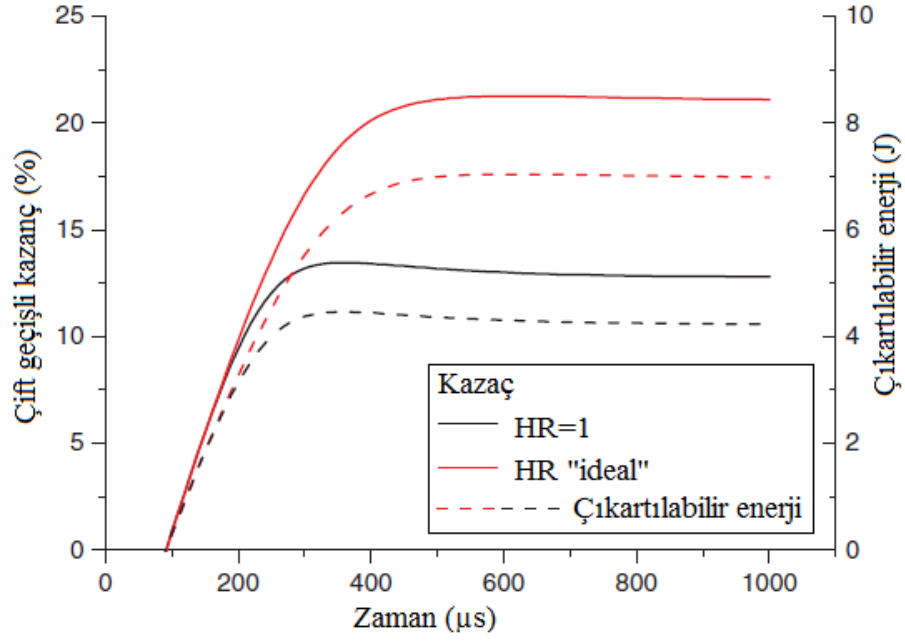
Şekil 3.4: Pompalanan bir ince disk içindeki kazancın ASE varlığında ve yokluğunda zamansal (temporal) gelişimi. Katkılama konsantrasyonu %4.5, kalınlık 600 μm , pompalama gücü 16 kW, pompa noktası yarıçapı 9,8 mm [13].

Sonuçların karşılaştırılabilirliğini (Şekil 3.5) kolaylaştırmak için farklı kalınlıklara sahip disklerdeki katkılama sabit tutulmuştur. Kalınlığın sıcaklık üzerindeki etkisi düşük iş döngüsü nedeniyle küçüktür. Açıkçası, çok ince disk yapım stratejisi artık bu enerji seviyesinde uygun değildir; en kalın disk en yüksek kazanç ve aynı zamanda elde edilebilir en yüksek enerji sağlar.



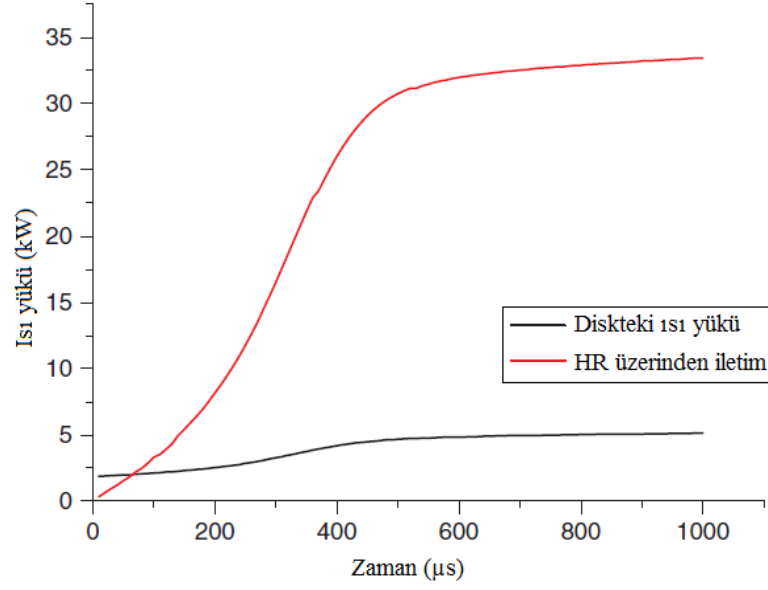
Şekil 3.5: Farklı kalınlık ve katkılama konsantrasyonlarında kazanç (sürekli çizgi) ve çıkartılabilir enerjinin (kesik çizgi) zamansal gelişimi. Uygulanan pompa gücü 16 kW ve pompa nokta yarıçapı 9.2 mm [13].

Şimdiye kadar tüm hesaplamalar tüm aç ve dalga boylarında tamamen yansıtıcı bir HR kaplama ile yapılmıştır. Bu türden bir kaplamanın gerçekleştirilmesi için teknik zorlukların dışında, bir miktar ASE yitimli bir kaplama kullanımı da yararlıdır. Kritik açıdan daha büyük açılar için “ideal” olarak kabul edilen, sadece %75 yansıtmalı bir kaplamayla elde edilen sonuçlar Şekil 3.6’da gösterilmektedir. Farklılıkların görünürlüğünü arttırmada bu hesaplamalar için 64 kW pik pompa gücü ve daha büyük pompa noktası kullanılmıştır. Bu kaplama ile elde edilebilir enerji 4 J’den 7 J’e artırılmış ve kazanç Şekil 3.5’deki düşük-enerji yapılandırmasında olduğu gibi benzer bir büyüklüğe ulaşmıştır [13].



Şekil 3.6: HR kaplama üzerinde ASE'nin kısmi iletimli olduğu kazanç ve çıkartılabilir enerjinin zamansal gelişimi. Katkı konsantrasyonu %4.5, kalınlık 600 µm, pompa gücü 64 kW, pompa nokta yarıçapı 18.4 mm [13].

Bu tasarımın bir dezavantajı, %25'lik kaybın kaplamada ya da soğutma tasarımına bağlı olarak iletilen temas halindeki katmanların içinde bir yerde soğurulması ve ısıya dönüştürülmesi gerekliliğidir. Şekil 3.7'de gösterildiği gibi bu yaklaşık 35 kW'lık bir ek ısı yükü meydana getirecektir. Bu durumda ısı alıcısının saf dışı bırakıldığı ve doğrudan su ile soğutmanın sağlandığı disk için farklı bir montaj tasarımının kullanımı yararlı olabilecektir. Bölüm 2.3.2'de soğurulan pompa gücünün yaklaşık %76'sının disk içinde floresans olarak yakalanacağı ve sonuçta yarısından fazlasının ideal bir kaplama ile ısıya dönüşeceği varsayılmıştı.



Şekil 3.7: Diskteki ısı yükü ve HR kaplamada ASE soğurumuna bağlı ek ısı yükü ve iletim. %4.5 katkı konsantrasyonu, 600 μm kalınlık, 16 kW pompa gücü ve 9.8 mm pompa nokta yarıçapı [13].

Yukarıdaki metod, ince-disk lazerlerin performansı üzerindeki ASE etkisinin sayısal modellemesi için kullanılabilir. Kapsamlı sayısal hesaplamalar olmadan ölçeklendirme sınırını bulmak için bazı sadeleştirmeler yapılabilecektir. Daha sonraki hesaplamalar için uyarılmış iyonların N_2 yoğunluğunun ve T sıcaklığının tüm aktif bölge için sabit olduğu varsayılır. Ayrıca tüm floresans lazer dalga boyunda yayılmış kabul edilir. Bu nedenle γ_λ sabittir ve foton akı yoğunluğu Eşitlik 3.29'un çözümüyle şu şekilde hesaplanabilir:

$$d\Phi_\lambda(\theta, \varphi) = \frac{\sin\theta d\theta d\varphi N_2 \exp(\gamma s_{\max}) - 1}{4\pi\tau \gamma} \quad (3.31)$$

Aktif bölgenin merkezinde olduğumuz kabulü ile φ bağımlılığı ortadan kalkacak ve aşağıdaki eşitlik elde edilecektir:

$$\Phi = \frac{N_2}{2\tau\gamma} \int_0^\pi [\exp(\gamma s_{\max}) - 1] \sin\theta d\theta \quad (3.32)$$

İntegrasyon analitik bir sonuç vermez fakat sabit bir $s_{\max}$ varsayımı için kullanışlıdır,

$$\Phi = \frac{N_2}{\tau\gamma} [\exp(\gamma s_{\max}) - 1] \quad (3.33)$$

Bu ifade Eşitlik 3.6'daki yerine konularak

$$\frac{dN_2}{dt} = Q - \frac{N_2}{\tau} - \gamma \frac{N_2}{\tau\gamma} [\exp(\gamma s_{\max}) - 1] \quad (3.34.a)$$

$$= Q - \frac{N_2}{\tau \exp(-\gamma s_{\max})} \quad (3.34.b)$$

sonucuna ulaşılır. Elde edilen eşitliğin paydasındaki ifadeyi indirgenmiş (τ_{ASE}) ömür olarak tanımlanır [13].

$$\tau_{ASE} = \tau \exp(-\gamma s_{\max}) \quad (3.35)$$

Bu sonuç $dN_2/dt=0$ karalı durum koşulu için değerlendirildiğinde uyarılmış iyonların yoğunluğunu ve buna bağlı olarak kazanç ifadesini τ_{ASE} cinsinden aşağıdaki gibi yazmak mümkündür [48].

$$N_2 = Q \tau_{ASE} \quad (3.36)$$

$$g = \frac{P_{abs} \tau_{ASE}}{q_p \pi r^2} \sigma_{em}(\lambda_l)(1 + f_{abs}) - N_0 f_{abs} \sigma_{em}(\lambda_l) \quad (3.37)$$

Bu yaklaşım, maksimum integrasyon mesafesi olarak aktif bölgenin çapı varsayımı ($s_{\max} = 2R$) ve diskte tek-geçiş için g kazancı ile maksimum çıkış gücü için ($P_{\max,out}$) ölçekleme sınırı kestirimi yapmakta kullanılmıştır. Bu durumda indirgenmiş ömür, pompa bölgesi yarıçapı R ve $\gamma = g/d$ olduğundan diskte tek-geçiş kazancı g ile şu şekilde yazılabilir:

$$\tau_{ASE} = \tau \exp\left(-\frac{2R}{d} g\right) \quad (3.38)$$

Bu varsayımlar doğrultusunda maksimum çıkış gücü için aşağıdaki ifade türetilmiştir.

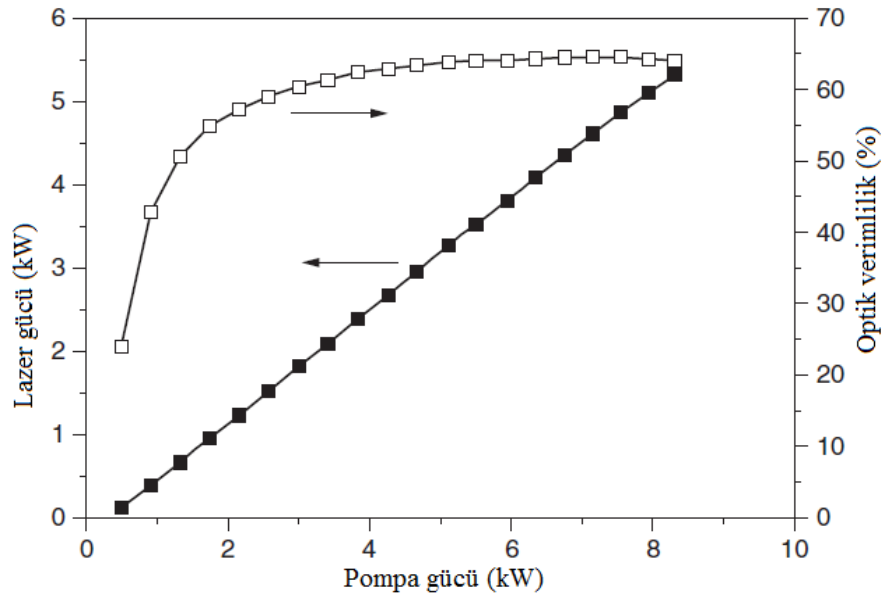
$$P_{\max,out} = \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \frac{27}{64 \exp(2)} \frac{\sigma_{em,l}(\lambda_l, T) \cdot \left(1 - f_{abs,l}(\lambda_l, T) f_{em,p}(\lambda_p, T)\right) C^2}{q_p \beta^3} \quad (3.39)$$

Bu eşitliğin önemli özelliği, maksimum çıkış gücü ölçeklenmesinde C ısı yükü parametresi ve β rezonatör içi kaybın verimlilik hesaplamalarında olduğu gibi güçlü etkiye sahip olduğunu gösteriyor olmasıdır [13, 42, 48].

3.6 Yüksek Ortalama Güç

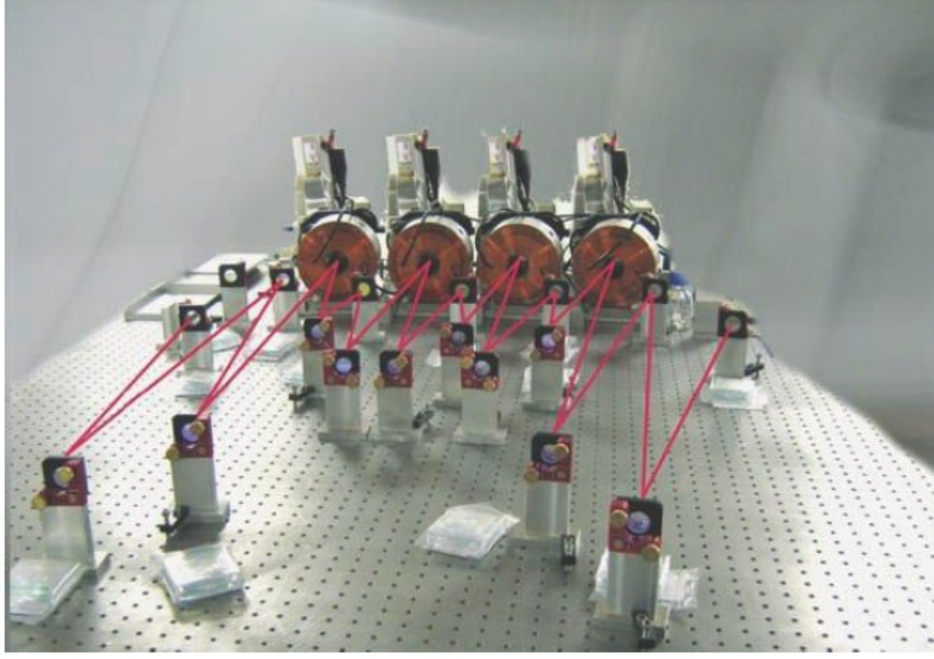
Pompa güç yoğunluğunu sabit tutarken pompa bölge çapının artışı ile tek bir diskten çok yüksek lazer çıkış gücü elde edilebilir. Tek bir disk için en yüksek çıkış gücü 6.5 kW olarak rapor edilmiştir [52].

Tek bir diskten yüksek optik verimlilik ve yüksek çıkış gücü için bir örnekte %65'den daha fazla maksimum optik verim oranı ile 5.3 kW'dan daha fazla güç elde edilmiştir (Şekil 3.8-Trumpf Laser). İnce yassı dairesel lazerlerin bu yüksek verimliliği, 8 kW çıkış gücündeki ve M^2 ışın yayılım faktörü/ışın kalitesi 24'den daha az olan endüstriyel lazerlere göre %25 daha fazladır.

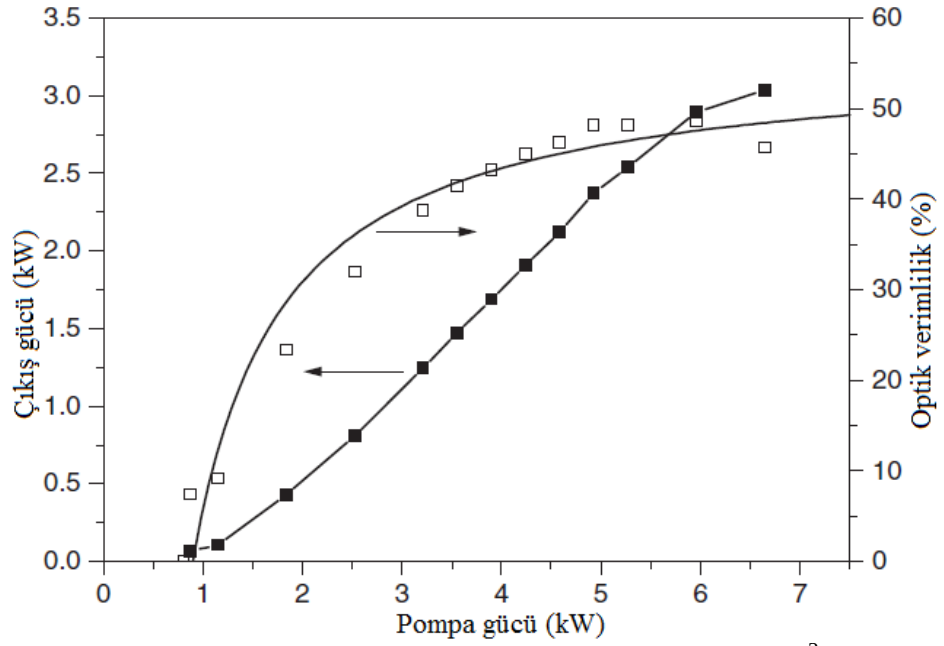


Şekil 3.8: Tek diskteki çıkış gücü ve verimlilik [13].

Çıkış gücünü ölçeklemek için alternatif bir yol, tek bir rezonatörde birkaç disk kullanımıdır. Şekil 3.9 yüksek ışın kalitesi için bir rezonatör içinde dört diskin birbirine bağlandığı bir laboratuvar tasarımını ve Şekil 3.10 pompa gücünün fonksiyonu olarak bu türden bir lazerin çıkış gücü ve optik verimliliğini göstermektedir.

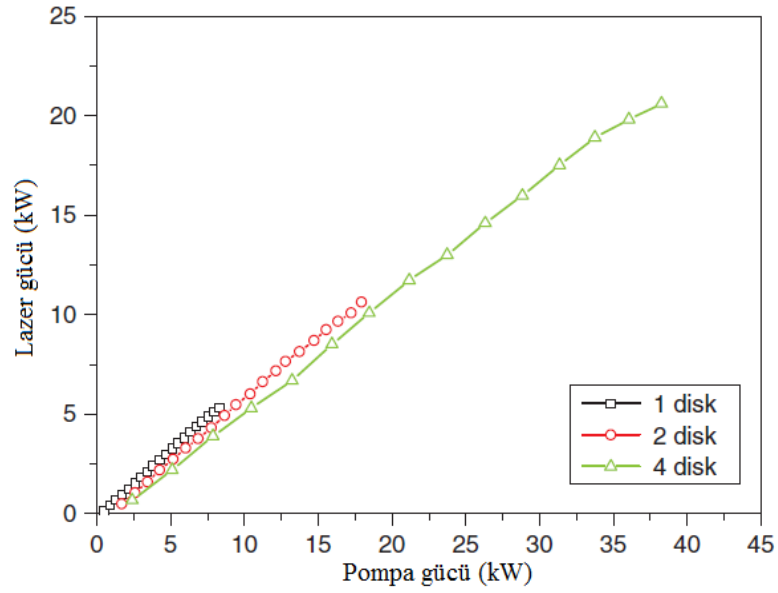


Şekil 3.9: Dört diskin tek bir rezonatörde birlikte bağlandığı tasarım [13].



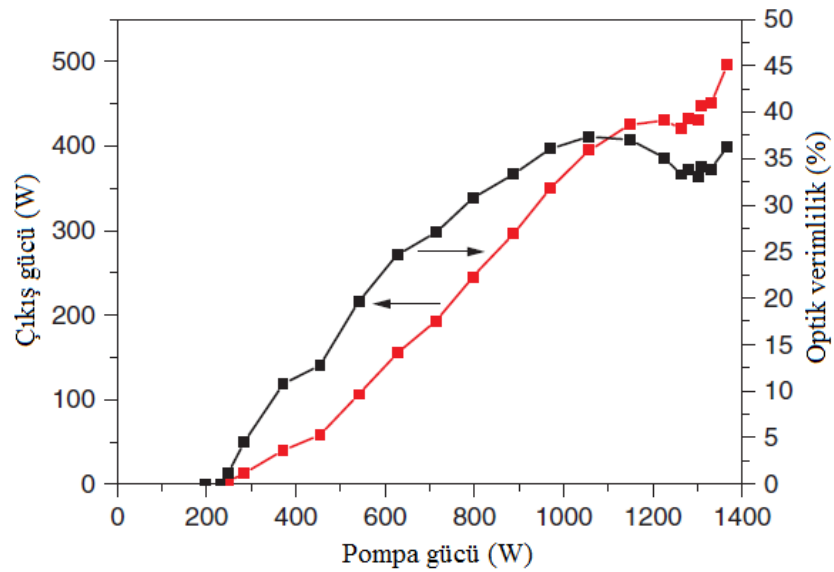
Şekil 3.10: Dört disk ile çıkış gücü ve verimlilik (ışın kalitesi $M^2 \approx 6$) [13].

Şekil 3.11 düşük ışın kaliteli, 20 kW'ın üzerinde çıkış gücü sağlayan birkaç diskin tek bir rezonatörde birleşimiyle güç ölçeklendirmesinin başka bir örneğini göstermektedir [13].



Şekil 3.11: Bir, iki ve dört disk ile çıkış gücü (ışın kalitesi $M^2 \approx 24$) [13].

Kilowatt güç aralığında çalıştırılan yüksek güçte ince yassı dairesel lazerlerinde M^2 ışın yayım faktörü/ışın kalitesi genellikle yaklaşık olarak 20'dir. Diğer bir deyişle lazer ışınının odaklanabilirliği $M^2 = 1$ teorik sınırı ile karşılaştırıldığında 20 kat daha kötüdür. Bu durum, kaynak veya kesme uygulamalarının tipik talepleri için yeterlidir. İnce-yassı dairesel lazer tasarımı ayrıca; diskin küçük ısı etkilere ve küçük optik bozuklukları nedeniyle, temel modda ($M^2 = 1$) yüksek güçlü lazer çalıştırılmasını sağlar [53]. Şekil 3.12'de 500 W lazer gücü ve 1.6'dan daha iyi bir M^2 ile çalışan bir diskin sonucu gösterilmektedir. Bu lazerin optik verimliliği %35'den daha yüksektir. Hemen hemen temel mod özelliklerine sahip daha yüksek lazer güç seviyeleri mümkün görünmektedir [13].



Şekil 3.12: Temel moda yakın ($M^2 \approx 1.6$) işletim için çıkış gücü ve verimlilik [13].

4. PULSLU İNCE YASSI DAİRESEL LAZERLER

Sürekli lazer çıkışları birden fazla modu içermektedir. Ancak bazı uygulamalarda lazer çıkışının bütünüyle tek renk olması ve çok kısa bir süre içinde çok yüksek güçlere çıkması istenmektedir [3].

Çalışmalarının başlangıcı 1970'lere dayanan, birkaç femto saniyelik lazer pulslarının elde edilmesindeki tekniklerde o zamanlardan bu güne dev adımlar atılmıştır. İlerleme bir piko saniyeden daha az süredeki pulsları üretebilen boya (dye) lazerleri ile başlamış, çok geçmeden tekniğin sınırları genişletilerek birkaç femto saniye süreli pulslar standart hale gelmiştir. Kırk yıl önce birinci nesil femto saniye puls üretim teknolojisinde önder olan boya lazerleri sonraki yirmi yılda bu alanda hakim lazer çeşidi olmuştur. Bu süredeki bir ışık pulsu birkaç dalga döngüsünden, (diğer bir deyişle elektromanyetik alanın birkaç salınımından) meydana gelmektedir ve şekli titreşim genliğinin puls ortasının yakınında bir maksimuma yükselme ve daha sonra tekrar düşme ile oluşur. Daha sonra ikinci nesil puls üretim teknoloji olarak boya lazerlerinin yerine kullanılan Titanyum katkılı safır (Ti:Sa) kristali de bu alandaki hakimiyetini yirmi yıl sürdürmüştür. Geniş bant optik parametrik yükselticiler yirmi yıldan daha uzun bir süre önce keşfedilseler de güçlü ve düşük maliyetli piko saniye pompa kaynaklarının eksikliği bir sorun olmuştur. Diyot pompalı Yb katkılı katı hal lazerleri bu durumu değiştirmek üzeredir. Bu kaynaklar tarafından pompalanan geniş bant optik parametrik yükselticileri, mevcut femto saniye sistemlerinin performansını aşmak için ümit verici olduğundan sonraki nesil (üçüncü nesil) olarak adlandırılmaktadır. Üçüncü nesil femto saniye teknolojisi femto saniye ışığı için birkaç oktavın üzerinde ayarlama olanağı sunmaktadır. Benzersiz ayarlanabilirliğinin; zamansal sınırlamasının ve dalga formu çeşitliliğinin benzeri görülmemiş güçler ile kombinasyonu, doğrusal optik ve lazer spektroskopisini daha önce ulaşılabilen uzak kızıl ötesinden (IR) X-ray rejimine değişen etki alanlarına genişletecektir [54].

CW işlemi için ince yassı dairesel lazerin üstün tasarım özellikleri, özellikle yüksek ortalama güç gerektiğinde pulslu lazer sistemleri için de uygundur. Yakın bir zamana kadar pulslu ince yassı dairesel lazer sistemleri geliştirilerek; nanosaniye, pikosaniye ve femtosaniye puls süreleri için tanıtılmıştır. Tüm sistemler mükemmel ışın kalitesi ve yüksek verimlilik göstermiştir. Zürih Federal Teknoloji Enstitüsü'nde (ETH Zurich), Ursula Keller Grubunda yüksek ortalama güçte fs-osilatörler geliştirilmiş, ince yassı dairesel lazer tasarımında özellikle Yb:LuScO₃ (Lutetium Scandate) ve Yb:Lu₂O₃ (Lutetium Oxide) kullanımıyla 220 fs'nin altındaki puls sürelerine kadar yüksek çıkış güçlerinin mümkün olduğu gösterilmiştir. Yarı iletken doyurulabilir ayna kavramı da etkin alanın arttırımıyla ölçeklenebildiğinden SESAM ile ince yassı dairesel lazerlerin mod kilitleme işlemi her iki kavramın ölçekleme davranışlarına yönelik çok şık bir yaklaşımdır. Bu avantaj bir sanayi ürünü olarak 800 fs puls süresine ve 50 W çıkış gücüne sahip mod kilitli bir ince yassı dairesel lazere dönüşmüştür [13].

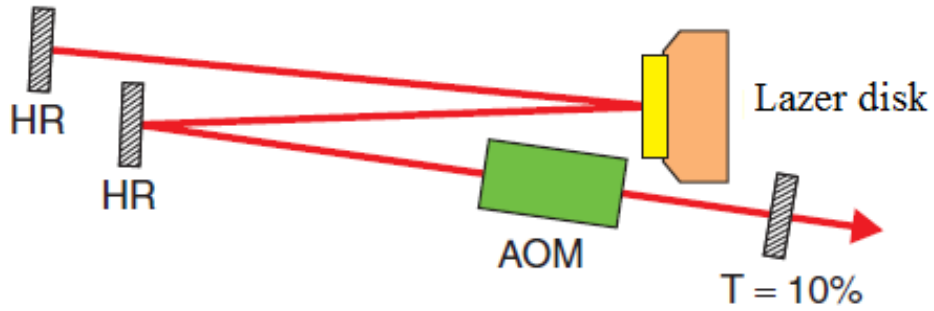
4.1 Q-Anahtarlama

Q-anahtarlama tekniği, kısa süreli pulslar ve yüksek ani güçler elde etmek için kullanılır. Bu teknikte ortam içine ani olarak açılıp kapanabilen diyafram konur ve ortamın çalışması önce engellenir. Böylece ortamdaki tersine birikim yüksek değerlere ulaştığında diyafram açılarak çalışma serbest bırakılır. Eğer bu yöntem uygulanmazsa ortamın tersine birikimi küçük değerlerinde çalışmaya başlar ve bunun sonucu yüksek tersine birikim değerlerine ulaşmak mümkün olmaz. Bu şekilde diyafram kapalı olduğu sürece ortamda meydana gelen tersine birikim yüksek değerlere ulaşıldığında diyaframın açılmasıyla titreşim elde edilir. Bunun sonucu bütün enerji tek ve büyük bir puls ile boşalır. Bu puls uyarılmış enerji düzeylerini birden boşalttığından lazer ışınımı aniden durur. Ortamdaki kayıpları böyle ani olarak değiştirme işlemine “Q-anahtarlaması” denir.

Q-anahtarlamasında diyaframın çok hızlı açılması gereklidir. Lazer rezonatörünün içine eklenen kontrol parçaları ile böylesine hızlı anahtarlama sağlanarak bu amaca ulaşılabilir. Eklenen bu kontrol parçaları genellikle bir kayıp ortamı olmaktadır. Böylesine hızlı Q-anahtarlamasını gerçekleştirmenin yaygın olarak kullanılan elektrooptik anahtarlama dışarıdan bir gerilim pulsu ile saydamlığı kontrol edilebilen Pockels veya Kerr hücreleri kullanılır. Bir çift kırınım

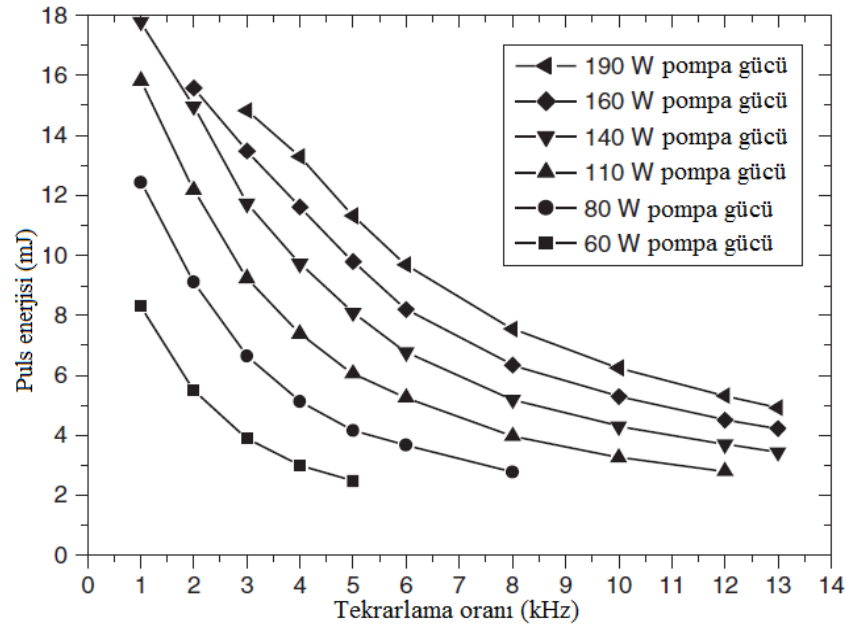
(birefringence) etkisi; Kerr hücresinde uygulanan gerilimin karesiyle, Pockels hücresinde ise gerilimle doğru orantılı olarak elde edilir. Başlangıçta hücreler saydam olmadığından ışığı geçirmeyecek ve uyarılmış yayım etkili olacaktır. Lazer üst düzey yoğunluğu, yaşam süresi fazla olduğu için pompalama ile artmasına devam edecektir. Bu birikimin en üst noktasında hücre saydamlaştığı zaman kayıp ortamı ortadan kalkacak ve çok güçlü bir lazer ışını çok kısa bir süre içerisinde oluşacaktır [3].

Şekil 4.1 bir Q-anahtarlamaalı ince yassı dairesel lazer için olası bir tasarımı göstermektedir. Rezonatör ikiye katlanmış ve temel mod işlemi için disk içinde geniş bir mod alanı olan kısa bir rezonatör uzunluğu sağlanmıştır. Q-anahtarlamaası kuvars optik filtreli bir ultrasonik sesle ışık kırınımı yapan akustooptik modülatör (acousto optic modulator-AOM) ile gerçekleştirilmiştir.



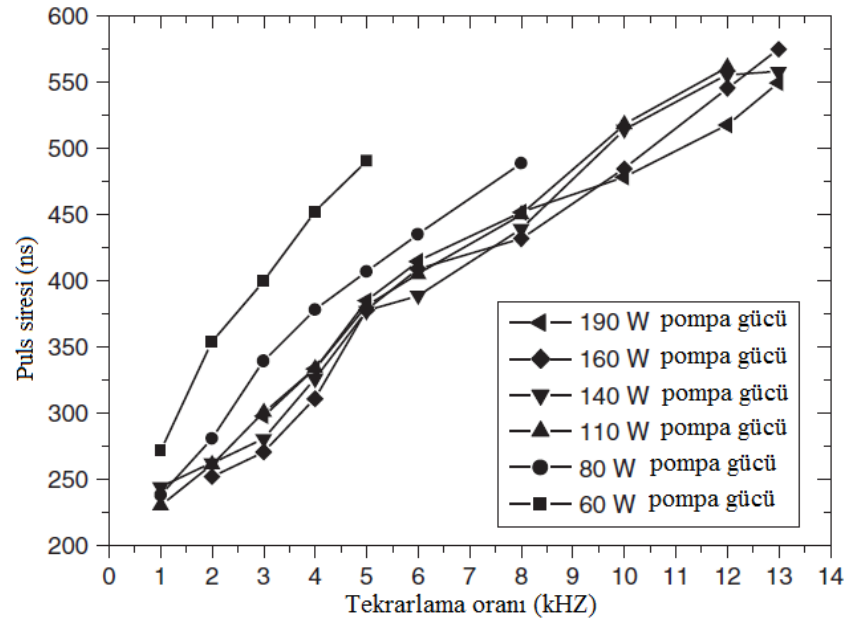
Şekil 4.1: Q-anahtarlamaalı lazer rezonatörü tasarımı [13].

Şekil 4.2 Yb:YAG aktif lazer materyali için frekansın bir fonksiyonu olarak puls enerjisini göstermektedir. Kararlı çalışma işlemi 13 kHz'e kadar frekanslar ile elde edilmiştir. Daha yüksek frekanslar için puls enerjisinin çatallanmaları görülebilir. 1 kHz frekansda maksimum puls enerjisi 18 mJ ve 13 kHz de ortalama güç 64 W'dır ki bu %34 oranında optik verime karşılık gelir (ışın yayılım faktörü M^2 her durumda 2 den daha iyidir).



Şekil 4.2: Farklı pompa gücü seviyeleri için frekansın fonksiyonu olarak Q-anahtarlamalı ince yassı dairesel lazerin puls enerjisi [13].

Şekil 4.3 farklı pompa güç seviyeleri için puls tekrar oranının bir fonksiyonu olarak pulsaların uzunluğunu göstermektedir.



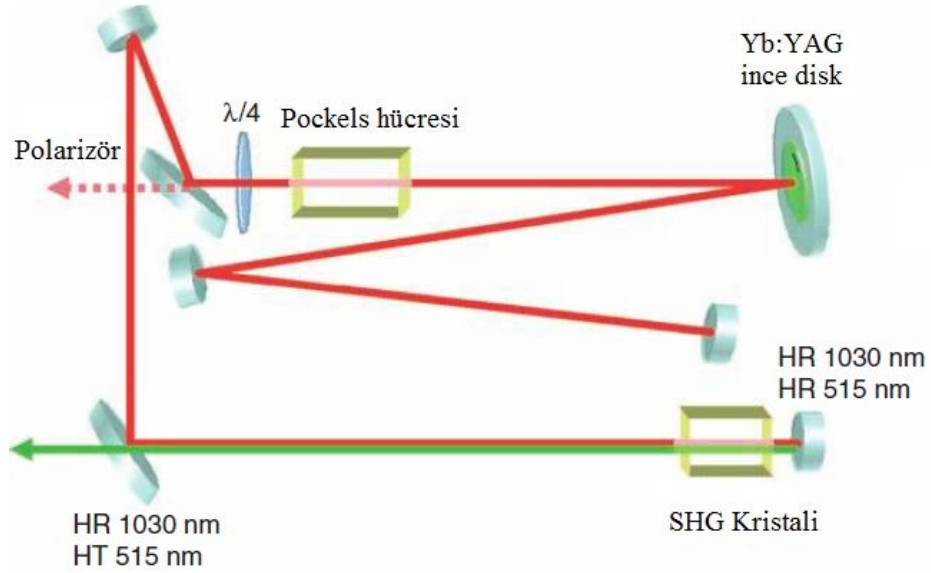
Şekil 4.3: Farklı pompa gücü seviyeleri için frekansın fonksiyonu olarak Q-anahtarlamalı ince yassı dairesel lazerin puls süresi [13].

Düşük frekanslarda puls süresi yaklaşık 250 ns'dir, oysa yüksek frekanslar için pulsalar 13 kHz frekansda 570 ns ye kadar uzar. Bu uzun pulsaların nedenleri, rezonatör uzunluğu (temel modda çalışması için 840 mm) ve diskin tur başına nispeten düşük kazancı ve çıkış çiftlenim (outcoupling) aynasının nispeten yüksek

yansıtmasıdır. İnce disk yükselticileri kullanılarak frekans ve puls süresindeki bu sınırlamaların üstesinden gelinebilir (kullanılan düzenek için puls sürelerinde sınırlama 200 ns'den daha uzundur). Alternatif olarak ayrıca, puls süreleri ve frekans değerlerini içeren çok esnek bir taslağın bulunduğu kavite boşaltım işlemi (the cavity dumped operation) tanımlanmıştır [13].

4.2 Kavite Boşaltımı

Gerek Q-anahtarlama gerekse mod kilitleme ile ya da bazen aynı anda her iki tekniğin birlikte kullanılabildiği bir puls üretim tekniği olan kavite boşaltımı (cavity dumping) ile bir kaviteden enerji elde etmek için birkaç olanak mevcuttur. Her iki durum için amaçlanan, rezonatör içindeki kayıpları bir zaman diliminde mümkün olduğu kadar düşük tutarak rezonatörde şiddetli bir puls oluşturmak ve daha sonra bu puls akustooptik düzenleyici ya da Pockels hücre gibi bir optik anahtar kullanarak yaklaşık bir kavite turu süresi içinde çıkarmaktır [73]. Şekil 4.4'de gösterilen kurulumda kavitedeki enerjiyi boşaltmak için ya çıkış çiftlenim (outcoupling) aynası olarak kutuplayıcı ince film ya da ikinci harmonik üretim kristali kullanılabilir.

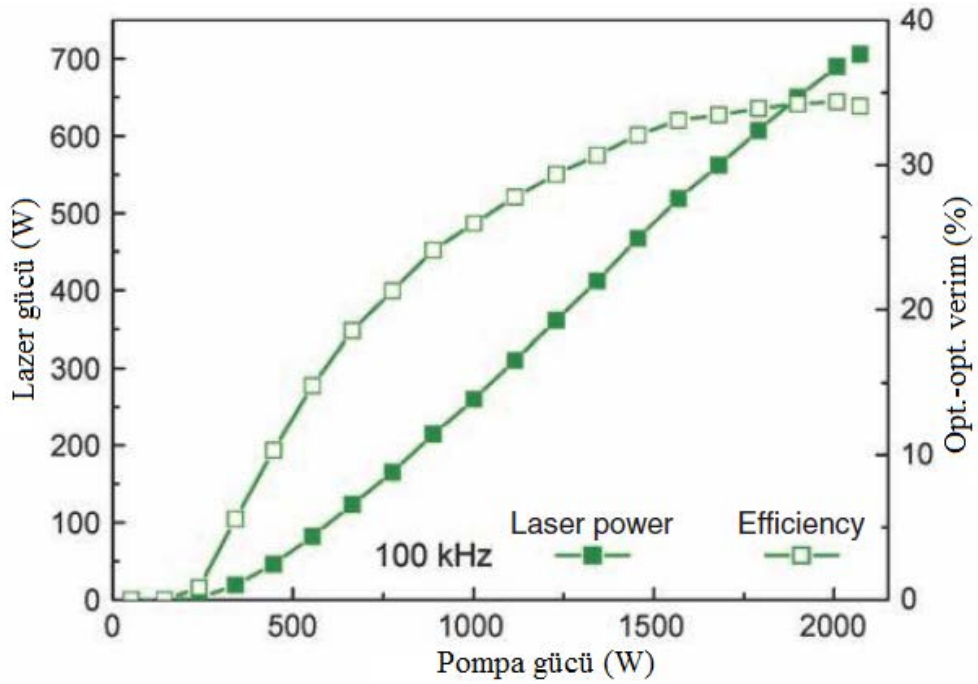


Şekil 4.4: 515 nm'de ikinci harmonik üretimli pulslu ince yassı dairesel lazer kavramı. HT: yüksek iletim, SHG: ikinci harmonik üretimi [13].

Pockels hücreye tam çeyrek dalga voltajı uygulanması nanosaniye cinsinden birçok puls oluşturulurken sadece küçük bir voltaj uygulanmasıyla kavite boşaltımı yerine daha uzun pulslu bir tür kavite sızıntısı (cavity leaking) elde edilir. Böylelikle puls süresi ve enerjisi çok hassas bir şekilde kontrol edilebilir. Ayrıca yükseltme zamanını

kontrol etmek için HR aynanın arkasındaki bir foto diyot ile kavite içi güç takip edilebilir. Çıkış çiftlenimi kontrolü ve yükseltme kontrolünün bu kombinasyonu puls süresi, frekans ve verimliliğin çok yönlü iyileştirmesine imkan verir. Puls süresi kavite tur süresinden biraz daha fazla (~ 10 ns) ve birkaç μ s arasında değiştirilebilir. Ayrıca, yüksek frekanslarda kararsızlıkları bastırmak mümkündür.

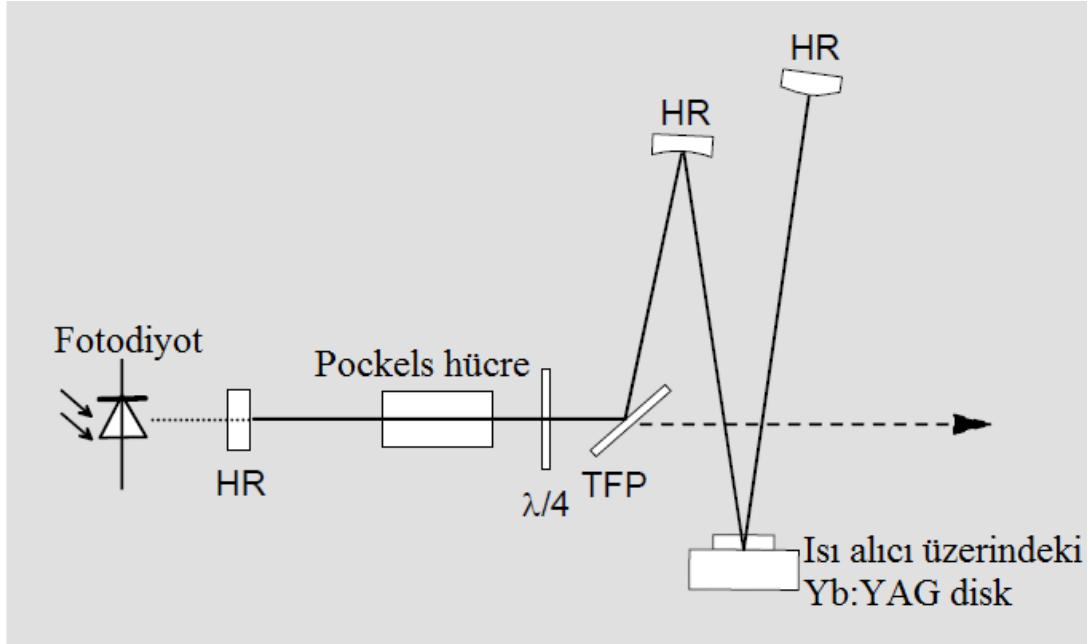
Bu sistem, SHG ya da temel dalga boyu için iyileştirilebilmektedir (optimize edilebilmektedir). Kavite boşaltım tekniğinin kullanıldığı bir lazer kurulumunda SHG ile 515 nm dalga boyunda elde edilen pulslu lazer ışıması için 100 kHz frekans değerinde maksimum SHG çıkış gücü, 300 ns'lik bir puls süresi ile 700 W olmuştur (Şekil 4.5) [55].



Şekil 4.5: 515 nm'deki bir kavite boşaltım sisteminin çıkış gücü [13].

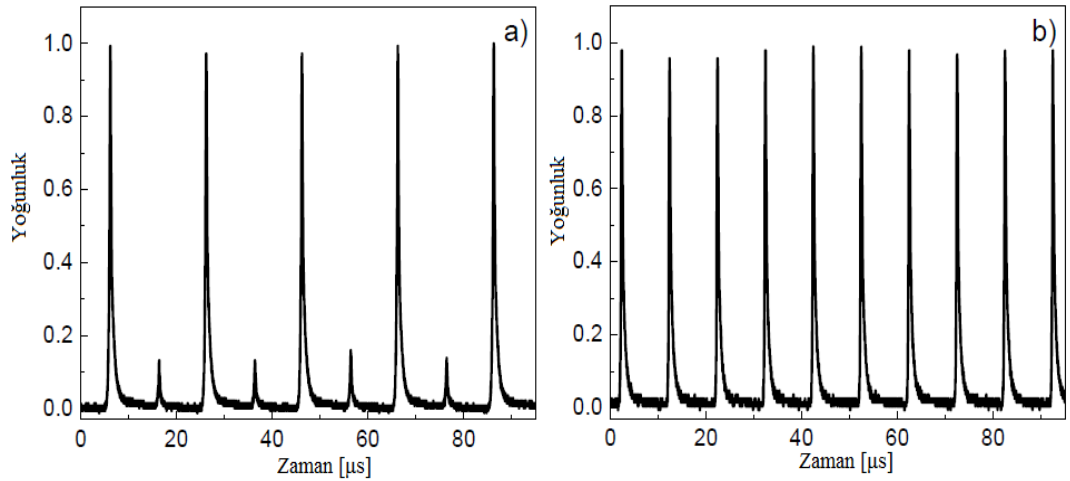
Kavite boşaltımı işlemi, Q-anahtarlama işlemi ile karşılaştırıldığında daha kısa puls üretimi olanağı sağlar. Kavite içindeki puls birikimi, akustooptik veya elektrooptik anahtar ile kavite içindeki ışımının çıkartılmasıyla sona erer. Şekil 4.6 kavite boşaltımı için tasarlanmış başka bir ince yassı dairesel lazer deney düzeneğini göstermektedir. Baryum borat (BBO) kristali içeren bir pockels hücre kutuplayıcı ince bir film (TFP) ile kombine edilmiş halde pulsları çıkarmak için kullanılır. Kusursuz bir kavite boşaltım kurulumunda kavite içi güç yalnızca HR aynalar arasında oluşturulur. Puls süresi gibi lazer parametrelerine ilişkin esnekliği artırmak için puls

birikim süreci içinde belli bir çıkış çiftleniminin sağlanması avantajlıdır. Bu nedenle düşük kayıplı yükseltme periyodu sürecinde kutuplayıcıda iletim sonrası atık aktivitenin düzenlenmesi için kavite sızıntısı işlemine yol açan pockels hücre önünde bir çeyrek dalga plakası kullanılabilir. Kavite içi tur kazancı düşük disk kazancı nedeniyle düşüktür. Pockels hücrede orta derecede bir anahtarlama gerilimi puls işletimini sağlamak için gereklidir. Bununla birlikte çıkartılan pulsların puls uzunlukları anahtarlama gerilimine bağlıdır, çeyrek dalga pockels hücreye uygulandığında ve kavite içi ışına bir dolanım için çıkartıldığında pulslar dışarı atılır. Çıkış pulslarının en düşük puls süresi kavite uzunluğuna ve Pockels hücrenin yüksek voltaj anahtarının anahtarlama süresine bağlıdır.



Şekil 4.6: Kavite boşaltım işlemi için hazırlanmış deney düzeneği [56].

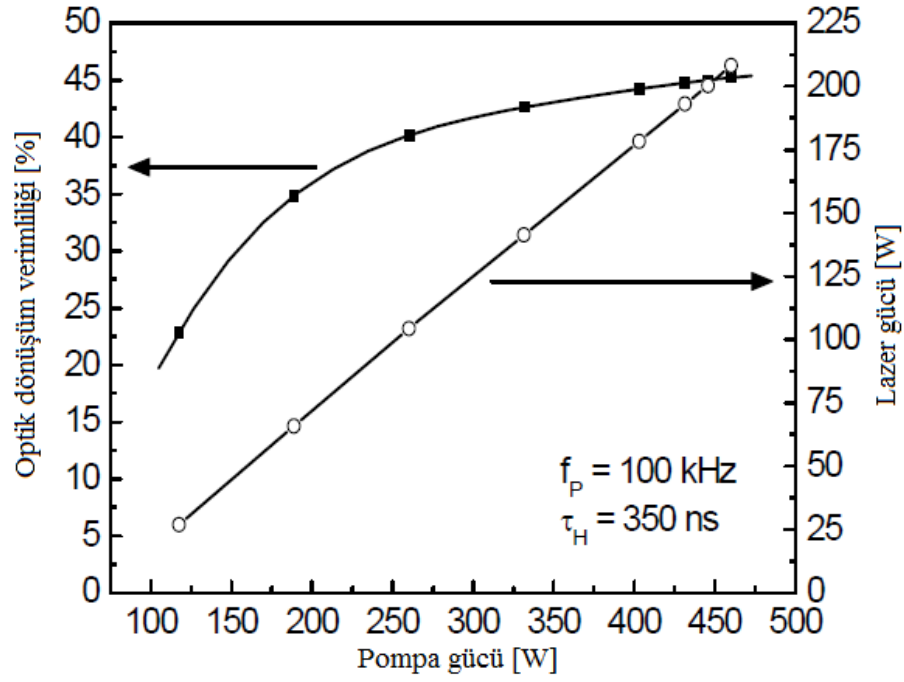
Bir kavite boşaltımının diğer avantajı, çıkış enerjisi için dengeleme imkanı veriyor olmasıdır. Basit bir kontrol düzeni 10 kHz ve 100 kHz arasındaki frekanslar için bile Q-anahtarlama bir Yb:YAG lazeri ile kararsız çalışma elde edildiğinde kullanılabilir. Muhtemel bir kontrol düzeninde sabit bir yükseltme periyodu yerine belli bir eşik değere ulaşıldığında, yükseltimin sonlandırması bir fotodiyot aracılığı ile kavite içinde olur. Şekil 4.7 kavite boşaltımlı ince yassı dairesel lazerin sabit ve kontrollü bir yükseltme periyodu kullanan çıkışları arasındaki karşılaştırmayı göstermektedir. Her iki durum için de frekans 100 kHz'dir.



Şekil 4.7: Bir kavite boşaltımı ince yassı dairesel lazerin çıkışı, ilk şekilde yükseltme periyodu sabittir. 100 kHz'lik frekansa değişen enerjili pulslar görülmektedir. Bu kararsızlıklar, kavite içi gücün belli bir eşik değere ulaştığında yükseltme periyodunun sonlandırılması ile etkin bir şekilde bastırılmıştır [56].

Çıkış enerjisini dengelenmediğinde kararsızlıklar gözlemlenebilir ve çıkış enerjisi farklı iki değer arasında değişebilir. Her ikinci pulsun, atlanmış olduğunu gözlemlemek mümkündür. Kavite içindeki elektrooptik anahtar 100 kHz'lik bir frekans ile çalıştırılsa da lazer bunun yarı değerindeki frekansta puls yayar. Şekil 4.8'de 100 kHz'lik frekansa çalıştırılan bir kavite boşaltım ince yassı dairesel lazerinin çıkış gücünü ve optik dönüşüm verimliliği gösterilmektedir.

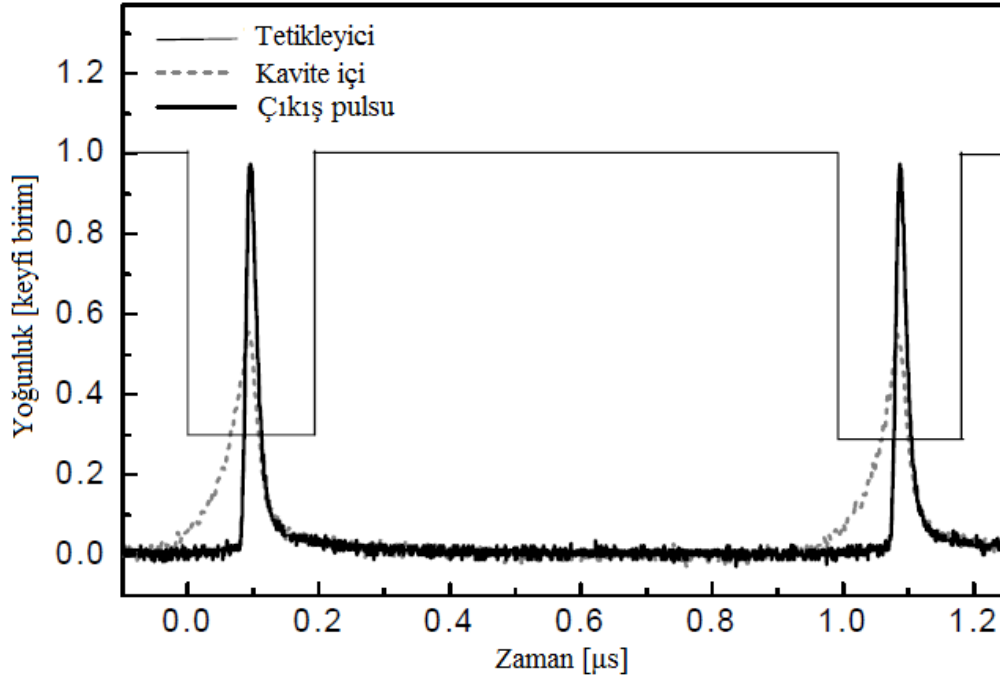
200 W'ın üzerindeki maksimum çıkış gücü %45'lik bir optik dönüşüm verimliliği ile elde edilmiştir. 350 ns'lik puls süresi Pockels hücreye çeyrek dalga voltajından daha düşük bir voltaj uygulanmasından kaynaklanır. BBO kristaline uygulanan 1,5 kV'lık voltaj yaklaşık $\pi/16$ 'lık bir faz gecikmesine neden olur. Daha kısa pulslar daha yüksek bir anahtarlama voltajı ile mümkündür.



Şekil 4.8: Bir kavite boşaltımı ince yassı dairesel lazerinin çıkış gücü ve verimliliği. Frekans 100 kHz. Puls süresi 350 ns ölçülmüştür [56].

Daha yüksek frekanslarda daha kısa süreli pulsalar oluşturmak için de benzer bir kurulum kullanılmıştır. Bu kurulumda, değişikliğe uğratılmış bir Pockels hücresi ve yüksek gerilim şalteri kullanılmıştır. Pockels hücre tarafından faz gecikmesini ve böylelikle kutuplayıcıda iletimi artırmak için iki BBO kristali içeren bir Pockels hücre uygulanmıştır.

10 kHz ve 100 kHz arasındaki frekansda gözlenen puls enerjisi kararsızlıklarının daha yüksek frekanslarda kaybolması dikkat çekici bir durumdur. Çıkış enerjisinde kararlılık sağlamak için bir geri besleme olmadan karalı bir puls enerjisi elde edilebilir. Birkaç 100 kHz'lik bir frekans için çıkış enerjisi standart sapması yaklaşık % 1 olarak ölçülmüştür. Şekil 4.9'da hem lazerden gelen çıkış hem de kavite içi puls birikimi gösterilmiştir. Pockels hücrenin yüksek voltaj anahtarı için tetikleme sinyali ve pulsaların çıkış çiftlenimi (outcoupling) arasındaki gecikme, anahtardaki yaklaşık 60 ns'lik bir gecikmeden kaynaklanır.



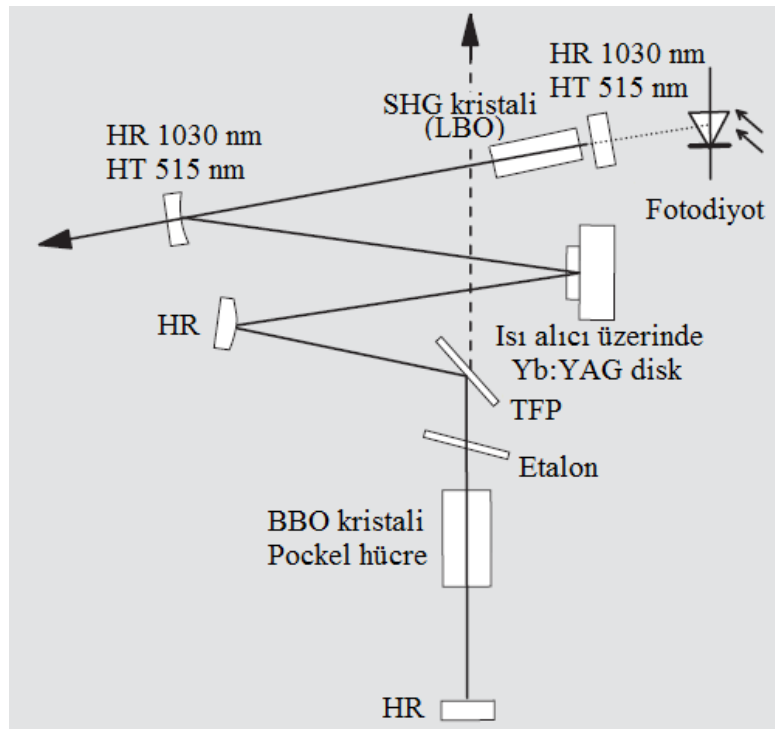
Şekil 4.9: 1 MHz frekansda bir kavite boşaltımı ince yassı dairesel lazerin çıkışı. Puls süresi 19 ns ve ortalama lazer gücü 130 W [56].

1 MHz’lik bir frekansda yüksek bir çıkış gücü elde etmek için kavite uzunluğu önemlidir. Puls birikiminin 900 ns’nin altında tamamlanması gerekmektedir. Kavite çok uzunsa birikim ve lazer kristalden kayda değer enerji çıkarmak için puls yeterli zamana sahip değildir. 680 mm’lik bir kavite uzunluğu ile 130 W’lık maksimum çıkış gücü, %39 optik verimlilik ile 1 MHz frekansda elde edilmiştir. Puls süresi frekansdan bağımsız ve pompa gücünden hemen hemen bağımsız olarak 19 ns ölçülmüştür. Puls süresi öncelikle Pockels hücre anahtarlama süresi tarafından belirlenir. Kullanılan hücre için voltajın %0’dan %100’e yükselme süresi, kavitenin tur süresi 4.5 ns olduğundan 25 ns olarak ölçülmektedir [56].

4.3 Kavite İçi İkinci Harmonik Üretimi

Soğurum çok düşük olduğundan malzeme işlenmesinde birçok uygulama için 1 μm civarındaki dalga boyu uygun değildir. Örneğin silisyumun (silicon) işlenmesi için UV ya da yeşil spektrum aralığında bir dalga boyu tercih edilir. Kavite boşaltımının kullanıldığı bir lazer kurulumu temel alındığında 515 nm’lik dalga boyunda bir pulslu lazer ışınması kavite içi SHG ile üretilebilir. Benzer bir kurulum Ti:safir (Ti:Al₂O₃ olarak bilinen titanyum safir) lazer pompalaması için tasarlanmıştır.

Deneyisel düzenek, bir kavite boşaltım disk lazeri kurulumuna göre biraz değişikliğe uğramıştır (Şekil 4.10). Burada doğrusal olmayan kristal bir uç ayna önüne yerleştirilmiştir. Yeşil renkli dalga boyu ışımayı kavite içi kızıl ötesi gücünden ayırmak için iki renkli bir ayna (dihroic mirror) kullanılmıştır. Doğrusal olmayan kristal olarak 7 mm uzunluğunda bir LBO (Lithium triborate) kristal kesme kullanılmıştır. 50 μm kalınlıklı bir erimiş silis etalonu (fused silica etalon) kavitedeki çıkış pulslarının spektral band genişliğinin sınırlandırılması için kullanılır. Kavite, uygulanan maksimum anahtarlama gerilimi 3 kV olan ve tek bir BBO kristali içeren bir Pockels hücresi tarafından anahtarlansmıştır.



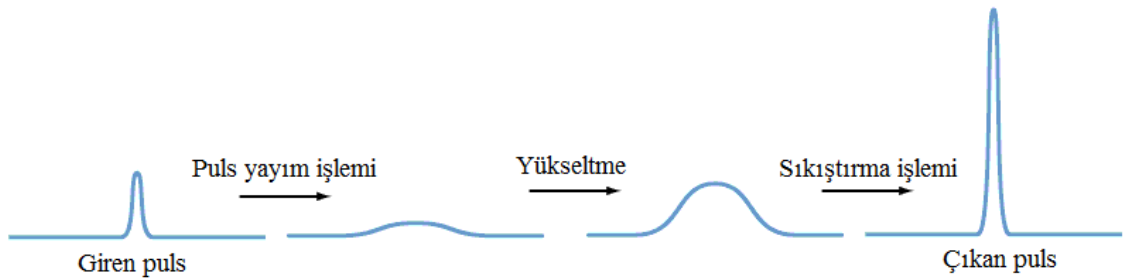
Şekil 4.10: Kavite içi ikinci harmonik üretimi deney düzeneği [56].

BBO kristale gerilim uygulaması yok iken kavite kapalıdır ve kavite içinde puls birikimi oluşur. Kavite içi gücün bir kısmı LBO kristal içinde dönüştürülür ve çift renkli ayna içinden geçerek dışarı atılır. Yüksek voltaj Pockels hücreye uygulandığında geriye kalan kavite içi gücün TFP üzerinden boşaltımı sonuç olarak aynı zamanda yeşil renkli dalga boylu pulsun sonlanmasına neden olur [56].

4.4 Puls Yükseltimi

Yükselticilerde çok kısa (ultra) optik pulsalar için meydana gelen optik puls yoğunlukları o kadar yüksek olabilir ki kazanç ortamında ya da başka optik elemanda

doğrusal olmayan puls bozulması hatta puls yıkımı meydana gelebilir. Bu durum başlangıçta radar teknolojisi bağlamında geliştirilen ancak daha sonra optik yükselticilere uygulanan daraltılmış puls yükseltimi (CPA-Chirped-Pulse Amplification) yöntemi ile etkin bir şekilde önlenir. Pulsar yükseltici ortamdan geçmeden önce güçlü bir dağıtıcı eleman vasıtasıyla geçici olarak çok daha uzun bir süreye yayılır. Böylece pulsar, kazanç ortamında zararlı etkilerin önleneyeceği bir pik gücü seviyesine düşürülür (Şekil 4.11). Kazanç ortamından sonra puls yayılmasının giderildiği ve pulsarın giriş puls sürelerine benzer bir süreye zamansal olarak sıkıştırıldığı bir kompresör kullanılmaktadır. [57].



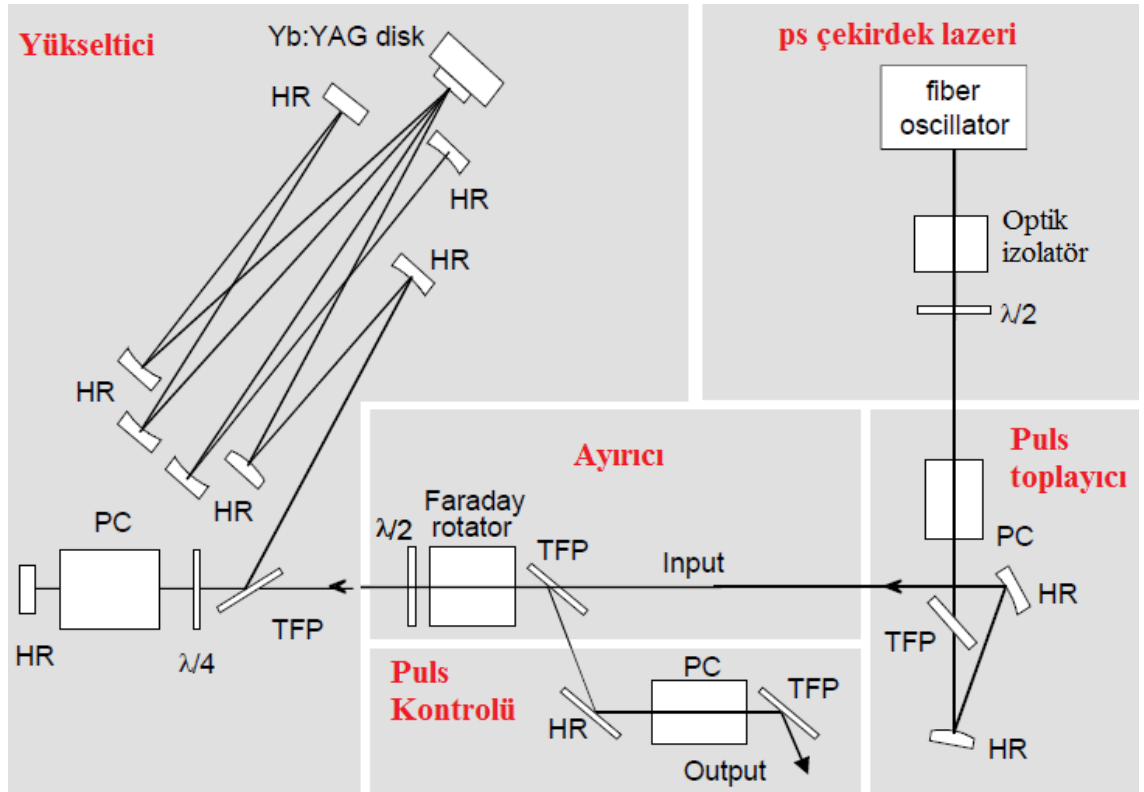
Şekil 4.11: Daraltılmış puls yükseltimindeki pulsun gelişim süreci.

Diğer lazer geometrileri ile karşılaştırıldığında kazanç ortamının küçük uzunluğu, ultra kısa pulsarın yükseltilmesi sırasındaki doğrusal olmayan odaklanmayı bastırır. Sonuç olarak diğer katı hal ultra kısa puls yükselticileri ile karşılaştırıldığında daha küçük ve daha ucuz kırınım ızgaraları gerektiren, önemli ölçüde daha küçük zamansal uzama ile CPA gerçekleştirilebilmektedir [54]. İnce yassı dairesel lazer geometrisinin bu üstün özellikleri tek geçiş kazancının %10 ile %15 arasında azalmasına mal olur. Bu eksilme birden fazla geçişin veya diskin seri kombinasyonu ile hafifletilebilmektedir [27, 51, 58].

Yüksek enerjili kısa puls üretimi için bir ana osilatörün ardından tekrarlı (regenerative) bir yükselticinin kullanıldığı bir kurulum kullanılır [56, 59, 60]. Bu türden bir yükseltici kullanımı, kazancı düşük olan disk üzerinden çok sayıda geçiş ile toplamda daha yüksek kazanç elde edilebilmesini ve geniş bir puls süresi aralığında/yelpazesinde yüksek enerjili ve yüksek ortalama güçteki lazer pulsarının oluşturulmasını mümkün kılar. Maksimum puls süresi yükseltici boşluğu içindeki tur zamanı ile sınırlı olup tipik olarak birkaç 10 ns aralığındadır. Minimum puls süresi

yükseltici lazer kristalinin kazanç band genişliği ve doğrusal olmayan etkiler ile belirlenir.

Bir tekrarlı ince disk yükselticinin şematik çizimi Şekil 4.12’de gösterilmektedir. Bir CW-mod kilitli fiber osilatör-ana osilatör çekirdek lazer olarak görev yapmaktadır. Bu çekirdek lazer 40 MHz’lik bir frekansa 1.45 nJ enerjili pulslar üretir. Ortalama 1030.3 nm dalga boyunda 5.3 ps’lik puls süresine sahip çekirdek pulsları elde edilir. Diğer taraftan bir optik izolator, osilatörü geri beslemeden korur. Bir Pockels hücre ve bir kutuplayıcı ince film (Thin Film Polarizer-TFP) içeren puls toplayıcı (pulse picker), yükselticinin frekansına göre çekirdek pulslarının frekansı ve çekirdek lazerin arka plan gürültüsünü (noise) azaltmak için kullanılır [56].



Şekil 4.12: Bir tekrarlı ince disk yükseltici deney düzeneği [56].

Yükselticide istenen enerjiye yükseltilecek olan gerekli özelliklerdeki (puls uzunluğu ve dalga boyu) pulslar ana osilatörde üretilir. İnce disk yükseltici çekirdek lazerden bağımsız çalışır; gelen herhangi bir pulsun doğru dalga boyuna ve yükseltici rezonatörün tur süresinden daha kısa süreli bir pulsa yükseltilmesi mümkündür. Pulsların pikosaniye veya femtosaniye mertebesine yükseltilmeleri için uygun puls

uzunluklu (yani yükseltildikten sonraki istenilen puls süresinden biraz daha kısa) bir ana osilatör kullanılır [13].

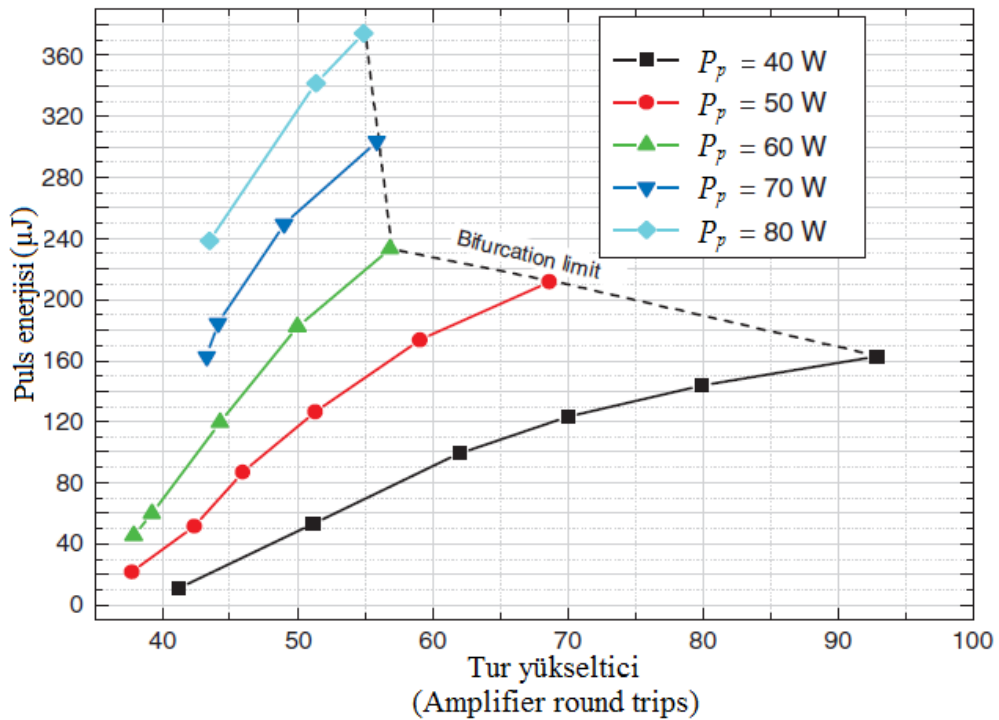
TFP, Faraday döndürücüsü (rotator) ve yarım dalga plakasından oluşan ayırma birimine (seperation) geçen pulsar yükseltici boşluğuna gönderilir. Boşluk 6 mm'lik bir açıklığa sahip bir BBO Pockels hücre ile anahtarlanmıştır. Bu kurulumdaki en fazla frekans 200 kHz olmuştur. Yükseltici boşluğundaki Pockels hücre puls genişlemesine neden olan doğrusal olmayan etkilerin ana nedenidir. Pulsar 180 µm kalınlığında, %9 katkılı Yb:YAG ince disk ile güçlendirilir. Krsital 3.3 mm'lik disk çapına odaklanan 280 W'a kadar pompa gücü ile 940 nm'de pompalanır. Yükseltici boşluğunda diske iki kez çukur ayna düzenlemesi yapılarak tur kazancı artırılır. Belirli bir tur sayısından sonra Pockels hücredeki gerilim değeri saydamlığı sağlayacak ve puls kutuplayıcı aynadan geçerek serbest kalacaktır. 6 mm açıklığında olan ek bir BBO Pockels hücresi çıkış pulslarının anahtarlamasında kullanılır [56].

Yükseltici içindeki ince diskin kazancı küçük olduğundan (çalışma koşullarına bağlı olarak döngü başına %10-40) istenen puls enerjisini elde etmek için yükseltici içindeki döngülerde pulsarın %50 ile %200 arasında yükseltilmesi gerekir. Aksi takdirde, verim bariz bir şekilde azalır. Bu nedenle, iç kayıplarının mümkün olduğu kadar küçük olduğu bir rezonatörün tasarlanması çok önemlidir. Çekirdek lazeri olarak, 1.8 ps puls süresine sahip bir osilatörün kullanımı; pikosaniye pulsarının 1kHz frekansda yaklaşık 5 mJ enerjiye ve 20 kHz'de yaklaşık 1 mJ enerjiye kadar yükseltilmesine imkan verir [61-63]. 200 kHz'lik daha yüksek bir frekans değeri kullanımında yaklaşık 0,3 mJ'e ulaşılmıştır [64]. Bu tür yüksek frekanslarda puls enerjisi azalmakta olup, ortalama lazer gücü ise frekansdan neredeyse bağımsızdır.

Yb:KY(WO₄)₂ (İterbiyum katkılı Potasyum İtriyum Tungstat), ince disk puls yükselticilerinde lazer aktif ortam olarak kullanılmaktadır. Bu malzemenin tek avantajı Yb:YAG'a nazaran daha geniş bir kazanç spektrumunun olmasıdır. Bu nedenle daha da kısa pulsar oluşturularak yükseltilebilmektedir. Bir deneyde çekirdek lazeri olarak yaklaşık 500 fs uzunluklu ve 1 nJ enerjili puls veren bir Yb:Glass osilatörü kullanılmıştır. Bu pulsar 900 fs'den daha az bir puls süresi ile 100 µJ puls enerjisi üzerine yükseltilebilmektedir [13, 65]. Bu malzeme ile ayrıca 270 fs puls süreli ve yükseltim sonrası pulsarın bir optik ağ kompresörle (grating compressor) sıkıştırıldığı çekirdek pulsarları kullanılarak 116 µJ çıkış enerjisinde 40

kHz frekansda 250 fs'lik bir puls uzunluğu daraltılmış puls yükseltimi olmadan elde edilmiştir [66]. Yükseltici içindeki geniş ışın çapından dolayı (Pockels hücre içinde 2mm) puls uzaması, 1 ps altındaki puls süresi değerklerine doğrusal olmayan etkiler ile sınırlandırılabilir.

Bu sonuç daha ayrıntılı olarak bir Yb:KLu(WO₄)₂ ince-disk ile ölçeklendirilmiştir. şekil 4.13'de Yb:KLu(WO₄)₂ ince disk ölçeklendirmesi yapılarak 50 kHz frekansda farklı pompa güçleri için puls enerjileri (maksimum 395 µJ'a kadar) gösterilmiştir.



şekil 4.13: Yükseltilmiş pulsaların enerjisi, frekans 50 kHz [13].

4.5 Yüksek Puls Enerjili İnce Yassı Dairesel Lazerler

İnce disk yükselticileri ile daha yüksek enerjilerin üretimi de mümkündür. Kavite boşaltımı ile 100 Hz ve 25 ns'de 280 mJ'e ulaşılmıştır. Tekrarlı bir yükselticide de 100 Hz ve 8 ns'de 240 mJ gerçekleştirilmiştir [56]. Puls enerjisinin ayrıntılı ölçeklenmesi, geometrik çok geçişli (multipass) yükselticiler ile tekrarlı yükselticilerin birleştirilmesiyle mümkün olmaktadır. Bu yapı, isteğe bağlı çok kısa tepki süreli pulsarı sağlayabilen bir sistem gerçekleştirmek için geliştirilmiştir. Disk boyunca 12 çift ışın geçişi kullanan özel olarak tasarlanmış bir Q-anahtarlamalı ince yassı dairesel lazerde, başlangıç enerjisine bağlı olarak bir yükseltme elde edilir.

Sistem elektronik tetikleme sinyalinden sonra maksimum 400 ns gecikme ile 48 mJ'e kadar enerji oluşturur [67].

Benzer bir geometrik çoklu geçiş yükselticisi, geliştirilmesi çalışmaları devam eden CPA ince disk sisteminde kullanılmıştır. Burada amaçlanan 100 Hz'lik bir frekans ve 5 ps'den az puls süresi ile yaklaşık 1 J puls enerjisi elde etmektir. Bir tekrarlı ince disk yükseltici ve çok geçişli bir yükselticinin kombinasyonu ile 2 ns'ye uzatılmış pulslar 320 mJ puls enerjisine yükseltilmiştir; ~ 180 mJ puls enerjisi ile ~ 2 ps'ye kadar sıkıştırılabilirlik gösterilmiştir [68].

Bu sonuçlardan ince yassı dairesel lazer tasarımı oluşturmanın ve femtosaniye-nanosaniye arasındaki tüm puls süreleri için pulsları yüksek enerjilere yükseltmenin mümkün olduğu görölmektedir.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

İnce yassı dairesel lazer; eş zamanlı olarak yüksek güç, yüksek verimlilik ve mükemmel ışın kalitesi ile diyot pompalı katı hal lazerleri oluşturmayı sağlayan yenilikçi bir kavram olup, mevcut lazer sistemleri içerisinde verimliliği önemli oranda arttıran özgün ve ileri teknolojinin kullanıldığı bir yapıdır.

İnce yassı dairesel lazer yapılarında, ince ve disk şeklindeki etkin bir ortam bir yüzü üzerinden soğutulur, eş zamanlı olarak soğutulmuş yüzey rezonatörün hareketli veya uç aynası olarak kullanılır. Soğutulan yüzey; sıcaklık gradiyentini ve yanı sıra ışın yayılımı yönünde enine faz bozulmasını en aza indirmektedir. Burada kristal, yarı sonlu bir pompalama düzeninde pompalanmaktadır ve bu durumda pompa ışını eğik bir açı ile kristale düşmektedir. Kristalin kalınlığına ve katkılama düzeyine bağlı olarak pompalama lazer disk üzerinden soğutulmaktadır. Üstün özelliklerinden biri kusursuz ışın üretmeleri olan ince yassı dairesel lazerlerin toplam yüksek verimliliği, lazer diyotların daha iyi ışın kalitesi ve daha yüksek miktarda ışın geçişinin elde edilmesiyle sağlanmaktadır. İnce yassı dairesel lazer tasarımı için sıcaklık ve ısıнын neden olduğu gerilme sınırlamaları oldukça önemlidir. Yüksek güçte ince yassı dairesel lazerlerin tasarımı soğutma yöntemine bağlı olarak iki şekilde gerçekleştirilmiştir. Birincisi “klasik tasarım”, olup soğutucu üzerine diskin lehimlemesi, diğeri ise disk üzerinde “şeffaf destek” yapının kullanımı ile diske direkt soğutmanın uygulanmasıdır. Sinyal kazancı diskteki olası uyarımın azalmasına neden olmaktadır.

Şimdiye kadar yapılan tüm çalışmalar, kurulum ve işletmesi kolay olan yüksek güç lazerleri için ince yassı dairesel lazer tasarımının potansiyelini göstermektedir. Özellikle ince yassı dairesel lazer tasarımının basit ölçeklendirme yasaları ve birçok lazer aktif malzemeye kolay uyarlanması, ince yassı dairesel lazer tasarımının mevcut endüstriyel lazer sistemlere uygulanmasını desteklemektedir. Günümüzde birçok ince yassı dairesel lazer tasarımı dünya çapındaki şirketler tarafından üretilmektedir. Bu üretimler, ince yassı dairesel lazerlerin laboratuvarından endüstriye

olan gerçek uygulamalarla kendi yolunu başarılı bir şekilde bulduğunu göstermektedir. Bu şirketlerden bazıları da, endüstriyel ince yassı dairesel lazeri dünyaya pazarlamaktadırlar. Daha fazla şirketin önümüzdeki birkaç yıl içinde piyasaya gireceği beklenmektedir. Jenoptik Laser, Optik, Systeme GmbH gibi şirketler yeşil, kırmızı ve mavi spektral aralığında (8 W'a kadar yeşil, 0,8 W'a kadar mavi ve 2 W'a kadar kırmızı) yüksek güçlü ince yassı dairesel lazer üretimini yapmaktadırlar. Ayrıca markalama ve delme işlemi için 40 W'a kadar Q-anahrarlı ince disk lazer üretmektedirler.

Rofin-Sinar Laser GmbH şirketi 750 W'dan 18 kW'a kadar çıkış gücü ile lazer işleme malzemeleri sunmaktadır; bu lazerler 20µm çekirdek çapı ile optik fiber içinde birleştirilmiştir. Triumph Laser GmbH + CoKG şirketi 250 W'dan 16 kW'a kadar çıkış gücünde ince yassı dairesel lazerler üretmektedirler. Bu lazerler iyi ışın kalitelerinden dolayı (aynı güç aralığında CO₂ lazerleriyle karşılaştırılabilir) yüksek güç malzeme işlemi için son derece idealdirler [13].

Sürekli dalga dahil katı hal lazerlerinin neredeyse tüm operasyonel modları, femtosaniye-nanosaniye zaman aralığındaki puls işlemi ve lazer yükseltimi, diğer lazer tasarımlarıyla karşılaştırıldığında daha iyi özelliklere sahip bu tasarımla yapılandırılabilirliği görülmektedir. Ortalama 1 GigaWatt mertebesinde güç üretim kapasitesi olan klasik bir nükleer güç istasyonu, femto saniye pulslarının terawatt mertebesinde güçler sağlayabilir oluşu ile karşılaştırıldığında, çok kısa bir lazer pulsunun ulaşılabilir pik gücünün bu nükleer güç istasyonundan 1000 kat daha fazla olduğu görülür. Yeni nesil bir femto saniye lazer teknolojisi ile saniyede birkaç bin terawattlık güç seviyeli puls üretimi gerçekleştirmek mümkün görünmektedir. İşte bu teknolojik gelişme, kalın çubukları veya plakaları kullanan geleneksel katı hal lazerleri ile karşılaştırıldığında yüksek güçlerde daha fazla kararlılık/istikrar gösteren ince yassı dairesel lazerin özellikleri ile mümkün olacaktır.

Gelecekte yeni malzemeler farklı dalga boylarında değişik olanakların kapılarını açacaktır. Yeni nesil femto saniye lazer puls üretim yaklaşımlarının mikro kozmos dünyasındaki ultra hızlı süreçlerin incelenmesindeki gelişmeleri destekleyerek, atom altı parçacıkların hareketlerinin şimdiye kadar mümkün olandan çok daha ayrıntılı bir şekilde gözlemlenebilmesine olanak sağlaması beklenmektedir.

KAYNAKLAR

1. Schawlow, A.L. ve Townes, C.H., 1958. "Infrared and Optical Masers" Physical Review, 112, 6, 1940-1949.
2. Maiman, T.H., 1960. "Stimulated Optical Radiation in Ruby" Nature., 187, 4736, 493-494.
3. Davarcıoğlu, B., 1987. "Katı-Hal Lazerleri", Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
4. Koechner, W., 2006. "Solid-State Laser Engineering", Rhodes. W. T. (Editor), Sixth Revised and Updated Edition, Springer Series in Optical Sciences, USA.
5. Griffiths, D. J., 1996. "Elektromagnetik Teori", İkinci Baskıdan Çeviri, Karaoğlu, B. (Çeviren), Arte BilgiTek Yayınları, İstanbul.
6. Aksoy, Ç., 2011. "(In₁₀Ga₉₀)Se yarıiletken kristalinin ve amorf ince filmlerinin doğrusal olmayan optik soğurma özellikleri", Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı, Ankara.
7. Corn, R. M. ve Higgins, D. A., 1994. "Optical second harmonic generation as a probe of surface chemistry", Chemical Reviews, 94, 1, 107-125.
8. Sutherland, R. L., 2003. "Handbook of Nonlinear Optics", Thompson, B. J. (Editor), Second Edition, Marcel Dekker Press, New York, USA.
9. İnce, H. T., 2005. "Zaman ayarlı laser spektroskopisinin teorik incelenmesi", Yüksek Lisans Tezi, Osmangazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
10. Nelson, C. ve Crist, J., 2012. "Predicting laser beam characteristics", Laser Technik Journal, 9, 1, 36-39.
11. Lacovara, P., Choi, H. K., Wang, C. A., Aggarwal, R. L., ve Fan, T. Y., 1991. "Room - temperature diode - pumped Yb:YAG laser", Optics Letters, 16, 14, 1089-1091.
12. DeLoach, L. D., Payne, S. A., Krupke, W. F., Smith, L. K., Kway, W. L., Tassano, J. B, ve Chai, B. H. T., 1993. "Laser and Spectroscopic Properties of Yb-Doped Apatite Crystals", Advanced Solid-State Lasers, New Orleans, Louisiana United States, LM3.

13. Giesen, A, and Speicer, J., 2011. "Thin Disc Lasers", Injeyan, H., ve Goodno, G. D. (Editors), High Power Laser Handbook, McGraw Hill, NewYork, USA.
14. Giesen, A., Hügel, H., Voss, A., Wittig, K., Brauch, U., and Opower, H., 1994. "Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers", Applied Physics B, 58, 5, 365-372,
15. Giesen, A., Hügel, H., Voss, A., Wittig, K., Brauch, U., and Opower, H., 1994. "Diode - Pumped High-Power Solid - State Laser: Concept and First Results with Yb:YAG", Advanced Solid State Lasers, Salt Lake City, Utah United States, YL2.
16. Stewen, C., Contag, K., Larionov, M., Giesen, A., and Hügel, H., 2000. "A 1-kW CW Thin-Disc Laser", IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics, 6, 4, 650-657.
17. Mende, J., Spindler, G., Speiser, J., and Giesen, A., 2009. "Concept of Neutral Gain Modules for Power Scaling of Thin-Disc Lasers", Applied Physics B, 97, 2, 307-315.
18. Contag, K., Erhard, S., and Giesen, A., 2000. "Calculations of Optimum Design Parameters for Yb:YAG Thin Disc Lasers", Advanced Solid-State Laser, Davos Switzerland, ME2.
19. Contag, K., 2002. "Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers", Herbert Utz Verlag, München, Germany.
20. Speiser, J., and Giesen, A., 2007. "Numerical Modeling of High Power Continuous Wave Yb:YAG Thin Disc Lasers, Scaling to 14 kW", Advanced Solid-State Photonics, Vancouver, Canada, WB9.
21. Barnes, N. P., and Walsh, B. M., 1999. "Amplified spontaneous emission-application to Nd:YAG lasers", IEEE Journal Of Quantum Electronics, 35, 1, 101-109.
22. Negel, J. P., Voss, A., Ahmed, M. A., Bauer, D., Sutter, D., Killi, A., and Graf, T., 2013. "1.1 kW Average Output Power From A Thin-Diskmultipass Amplifier For Ultrashort Laser Pulses", Optics Letters, 38, 24, 5442-5445.
23. Saraceno, C. J., Emaury, F., Heckl, O. H., Baer, C. R. E., Hoffmann, M., Schriber, C., Golling, M., Suedmeyer, T., and Keller, U., 2012. "275 W Average Output Power From A Femtosecond Thin Disk Oscillator Operated In A Vacuum Environment", Optics Express, 20, 21, 23535-23541.
24. Teisset, C., Schultze, M., Bessing, R., Haefner, M., Prinz, S., Sutter, D., and Metzger, T., 2013. "300 W Picosecond thin-disk regenerative amplifier at 10 kHz repetition rate", Advanced Solid State Lasers Congr. Postdeadline, Paris, France, JTh5A.1.

25. Saraceno, C. J., Emaury, F., Schriber, C., Hoffmann, M., Golling, M., Südmeyer, T., and Keller, U., 2013. "Ultrafast thin-disk laser with 80 μ J pulse energy and 242W of average power", *Optics Letters*, 39, 1, 9-12.
26. Südmeyer, T., Kränkel, C., Baer, C. R. E., Heckl, O. H., Saraceno, C. J., Golling, M., Peters, R., Petermann, K., Huber, G., and Keller, U., 2009. "High-power ultrafast thin-disc laser oscillators and their potential for sub-100-femtosecond pulse generation", *Applied Physics B*, 97, 2, 281-295.
27. Ricaud, S., Jaffres, A., Wentsch, K., Suganuma, A., Viana, B., Loiseau, P., Weichelt, B., Abdou-Ahmed, M., Voss, A., Graf, T., Rytz, D., Hnninger, C., Mottay, E., Georges, P. and Druon, F., 2012. "Femtosecond Yb:CaGdAlO₄ Thin Disk Oscillator", *Optics Letters*, 37, 19, 3984-3986.
28. Wentsch, K. S., Zheng, L., Xu, J., Ahmed, M. A. and Graf, T., 2012. "Passively mode-locked Yb³⁺:Sc₂SiO₅ thin-disk laser", *Optics Letters*, 37, 22, 4750-4752.
29. Saraceno, C. J., Heckl, O. H., Baer, C. R. E., Golling, M., Südmeyer, T., Beil, K., Kränkel, C., Petermann, K., Huber, G. and Keller, U., 2011. "SESAMs for high-power femtosecond modelocking: Power scaling of an Yb:LuScO₃ thin disk laser to 23 W and 235 fs", *Optics Letters*, 19, 21, 20288-20300.
30. Beil, K., Saraceno, C. J., Schriber, C., Emaury, F., Heckl, O. H., Baer, C. R. E., Golling, M., Südmeyer, T., Keller, U., Krankel, C. and Huber, G., 2013. "Yb-doped mixed sesquioxides for ultrashort pulse generation in the thin disk laser setup", *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 113, 13-18.
31. Emaury, F., Saraceno, C. J., Debord, B., Dutin, C. F., Gerome, F., Südmeyer, T., Benabid, F. And Keller, U., 2013. "Pulse Compression of a High-Energy Thin-Disk Laser at 100 W of Average Power using an Ar-filled Kagome-Type HC-PCF", in *Proc. Conf. Lasers Electro-Opt.*, San Jose, CA, USA, JTh4J.1.
32. Emaury, F., Dutin, C. F., Saraceno, C. J., Trant, M., Heckl, O. H., Wang, Y. Y., Schriber, C., Gerome, F., Sudmeyer, T., Benabid, F. and Keller, U. 2013. "Beam delivery and pulse compression to sub-50 fs of a modelocked thindisk laser in a gas-filled Kagome-type HC-PCF fiber", *Optics Express*, 21, 4, 4986-4994.
33. Gottwald, T., Kuhn, V., Schad, S., Stolzenburg, C. and Killi, A., 2013. "Recent developments in high power thin disk lasers at TRUMPF laser", *Technologies for Optical Countermeasures X; and High-Power Lasers 2013: Technology and Systems*, Dresden, Germany, SPIE Conference Proceedings 8898, 1-7.
34. Saraceno, C. J., Pekarek, S., Heckl, O. H., Baer, C. R. E., Schriber, C., Beil, K., Kränkel, C., Huber, G., Keller, U. and Südmeyer, T., 2012. "Self-referenceable frequency comb from an ultrafast thin disk laser", *Optics Express*, 20, 9, 9650-9656.

35. Saraceno, C. J., Heckl, O. H., Baer, C. R. E., Schriber, C., Golling, M., Beil, K., Kränkel, C., Südmeyer, T. Huber, G. and Keller, U., 2012. "Sub-100 femtosecond pulses from a SESAM modelocked thin disk laser", *Applied Physics B*, 106, 3, 559-562.
36. Diebold, A., Emaury, F., Saraceno, C. J., Schriber, C., Golling, M., Südmeyer, T. and Keller, U., 2013. "62-fs pulses from a SESAM modelocked Yb:CALGO thin disk laser", *Optics Letters*, 38, 19, 3842-3845.
37. Contag, K., Karszewski, M., Stewen, C., Giesen, A., and Hügel, H., 1999. "Theoretical Modeling and Experimental Investigations of the Diode - Pumped Thin-Disc Yb:YAG Laser", *Quantum Electron.*, 29, 8, 697-703.
38. Ostermeyer M., Straessr A., 2007 "Theoretical investigation of feasibility of Yb:YAG as laser material for nanosecond pulse emission with large energies in the Joule range", *Optics Communications*, 274, 422-428.
39. Brown D. C., Vitali V. A., 2011. "Yb:YAG kinetics model including saturation and power conservation", *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, 47, 1, 3-12.
40. Gao, J., Larionov, M., Speiser, J., Giesen, A., Douillet, A., Keupp, J., Rasel, E. M., and Ertmer, W., 2002. "Nd:YVO₄ Thin Disc Laser with 5.8 Watts Output Power at 914 nm", *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2002) Technical Digest, Postconference Edition, Long Beach, California United States, CTu11*.
41. Gao, J., Speiser, J., and Giesen, A., 2005. "25-W Diode-Pumped Continuous-Wave Quasi-Three-Level Nd:YAG Thin Disc Laser", *Advanced Solid-State Photonics Technical Digest*, Vienna Austria, TuB34.
42. Kouznetsov, D., Bisson, J. F., Dong, J., Ueda, K. I., 2006 "Surface loss limit of the power scaling of a thin-disc laser", *Journal of the Optical Society of America B*, 23, 6 1074-1082.
43. Kingery, W.D., 1955. "Factors affecting thermal stress resistance of ceramic materials", *Journal of the American Ceramic. Society*, 38, 1, 3-15.
44. Musgrave, I. O., 2003 "Study of the Physics of the Power-Scaling of End-Pumped Solid-State Laser Sources Based on Nd:YVO₄", *PhD Thesis, University Of Southampton, Faculty of Engineering, Science & Mathematics, Optoelectronics Research Centre, England*.
45. Li, K., Wang, D., Chen, H., Guo, L., 2014. "Normalized evaluation of thermal shock resistance for ceramic materials", *Journal of Advanced Ceramics*, 3, 3, 250-258.
46. Marion, J., 1985. "Strengthened Solid-State Laser Materials", *Applied Physics Lett.*, 47, 7, 694-696.

47. Contag, K., Brauch, U., Erhard, S., Giesen, A., Johannsen, I., Karszewski, M., Stewen, C., and Voss, A., 1997. "Simulations of the Lasing Properties of a Thin Disc Laser Combining High Output Powers with Good Beam Quality", Modeling and Simulation of Higher-Power Laser Systems IV, San Jose, California, USA, SPIE Conference Proceedings 2989, 23-34.
48. Speiser, J., 2009. "Scaling of Thin-Disc Lasers—Influence of Amplified Spontaneous Emission", Journal of the Optical Society of America B, 26, 1, 26-35.
49. Lehmberg, R.H. ve Giuliani, J.L., 2003. "Simulation of Amplified Spontaneous Emission in High Gain Krf Laser Amplifiers", Journal Of Applied Physics, 94, 1, 31-43.
50. Speiser, J., 2009. "Thin Disc Laser-Energy Scaling," Laser Physics, 19, 2, 274-280.
51. Giesen, A. ve Speiser, J., 2007. "Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws", IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics 13, 3, 598-609.
52. Lobad, A., Newell, T., ve Latham, W., 2010 "6.5 kW, Yb:YAG Ceramic Thin-Disc Laser", International Symposium On High Power Laser Ablation, Santa Fe, New Mexico, USA, AIP Conference Proceedings 1278, 758-764.
53. Speiser, J., 2011, "The Thin Disk laser—A versatile laser source for beamed energy propulsion", Beamed Energy Propulsion: Seventh International Symposium, Ludwigsburg, Germany, AIP Conference Proceedings 1402, 7-18.
54. Fattahi, H., Barros, H. G., Gorjan, M., Nubbemeyer, T., Alsaif, B., vd., 2014. "Third-generation femtosecond technology", Journal of the Optical Society of America, 1, 1, 45-63
55. Stolzenburg, C., Giesen, A., Butze, F., Heist, P. and Hollemann, G., 2007 "Cavity Dumped Intracavity Frequency Doubled Yb:YAG Thin Disc Laser at 100 kHz Repetition Rate", Advanced Solid-State Photonics, Vancouver Canada, TuC4.
56. Stolzenburg, C., Voss, A., Graf, T., Larionov, M., ve Giesen, A., 2008. "Advanced Pulsed Thin-Disc Laser Sources", Solid State Lasers XVII: Technology and Devices, San Jose, California, USA, SPIE Conference Proceedings 6871, 68710H-1-68710H-14.
57. Strickland, D. ve Mourou, G., 1985. "Compression Of Amplified Chirped Optical Pulses", Optics Communications, 56, 3, 219-221.

58. Bauer, D., Zawischa, I., Sutter, D. H., Killi, A., ve Dekorsy, T., 2012. "Mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator with 41 μ J pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion", *Optics Express*, 20, 9, 9698-9704.
59. Hönninger, C., Johannsen, I., Moser, M., Zhang, G., Giesen, A. ve Keller, U., 1997. "Diode Pumped Thin Disc Yb:YAG Regenerative Amplifier", *Applied Physics B*, 65, 423-426.
60. Hönninger, C., Paschotta, R., Graf, M., Morier-Genoud, F., Zhang, G., Moser, M., Biswal, S., Nees, J., Mourou, G. A., Johannsen, I., Giesen, A., Seeber, W., ve Keller, U., 1999. "Ultrafast Ytterbium-Doped Bulk Lasers and Laser Amplifiers", *Applied Physics B*, 69, 1, 3-17.
61. Müller, D., Erhard, S. ve Giesen, A., 2001. "High Power Thin Disc Yb:YAG Regenerative Amplifier", *Advanced Solid-State Lasers*, Seattle, Washington, USA p. MF2.
62. Müller, D., Erhard, S. ve Giesen, A., 2001. "Nd:YVO₄ and Yb:YAG Thin Disc Regenerative Amplifier", *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, Maryland, USA, CWF6.
63. Müller, D., Giesen, A., and Hügel, H., 2003. "Picosecond Thin Disc Regenerative Amplifier", *XIV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers*, SPIE Conference Proceedings, 5120, 281-286.
64. Stolzenburg, C. ve Giesen, A., 2006. "Picosecond Regenerative Yb:YAG Thin Disc Amplifier at 200 kHz Repetition Rate and 62 W Output Power", *Advanced Solid-State Photonics*, Vancouver, Canada, MA6.
65. Beyertt, A., Müller, D., Nickel, D. ve Giesen, A., 2004. "CPA-Free Femtosecond Thin Disc Yb:KYW Regenerative Amplifier with High Repetition Rate", *Advanced Solid-State Photonics*, Santa Fe, New Mexico, USA, WA5.
66. Larionov, M., Butze, F., Nickel, D. ve Giesen, A., 2006 "Femtosecond Thin Disc Yb:KYW Regenerative Amplifier with Astigmatism Compensation", *Advanced Solid-State Photonics*, Vancouver, Canada, WB11.
67. Antognini, A., Schuhmann, K., Amaro, F.D., Biraben, F., Dax, A., Giesen, A., Graf, T., Hansch, T.W., vd., 2009. "Thin-Disc Yb:YAG Oscillator-Amplifier Laser, ASE, and Effective Yb:YAG Lifetime", *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, 45, 8, 983-995.
68. Tümmeler, J., Jung, R., Stiel, H., Nickles, P.V. ve Sandner, W., 2009. "High-repetitionrate chirped-pulse-amplification thin-disc laser system with joule-level pulse energy", *Optics Letters*, 34, 9, 1378-1380.

- 69. URL-1, rp-photonics.com/semiconductor_saturable_absorber_mirrors.html, 16.09.2014
- 70. URL-2, rp-photonics.com/mode_locking.html, 16.09.2014
- 71. URL-3, rp-photonics.com/slope_efficiency.html?s=ak, 16.09.2014
- 72. URL-4, rp-photonics.com/quasi_continuous_wave_operation.html, 16.09.2014
- 73. URL-5, rp-photonics.com/cavity_dumping.html, 16.09.2014
- 74. URL-6, rp-photonics.com/end_pumping.html?s=ak, 16.09.2014

ÖZGEÇMİŞ

Adı ve Soyadı : Ahmet Tarık ÖZOZAN

Doğum Tarihi ve Yeri : 20.06.1976 – Kilis

E-posta adresi : tarikozozan@hotmail.com

EĞİTİM BİLGİLERİ (Kurum ve Yıl)

Lisans : Cumhuriyet Üniversitesi, 2001