

**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GAUSS, BESSEL VE AIRY HÜZMELERİ İLE FEMTOSANİYE LAZER –  
MALZEME ETKİLEŞİMLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
Berna YALIZAY**

**Anabilim Dalı : Fizik Mühendisliği**

**Programı : Fizik Mühendisliği**

**OCAK 2011**



**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GAUSS, BESSEL VE AIRY HÜZMELERİ İLE FEMTOSANİYE LAZER –  
MALZEME ETKİLEŞİMLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
Berna YALIZAY  
509081115**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 20 Aralık 2010  
Tezin Savunulduğu Tarih : 27 Ocak 2011**

**Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Selçuk AKTÜRK (İTÜ)  
Diğer Jüri Üyeleri : Doç. Dr. Günay BAŞAR (İTÜ)  
Yrd. Doç. Dr. Ergün ŞİMŞEK (BÜ)**

**OCAK 2011**



## ÖNSÖZ

Bu tezde sunmuş olduğum çalışmalarında bana destek olan birçok kişiye teşekkürlerimi sunmak isterim.

Öncelikle yüksek lisans eğitimim süresince sunduğu mükemmel rehberlik için tez danışmanım Yrd. Doç. Dr. Selçuk Aktürk'e içtenlikle teşekkür ederim. Çalıştığım konuyu bana tanıtan ve sevdiren değerli hocam Selçuk Aktürk'ün, fizik çalışma hayatımda çok önemli bir yeri vardır. Ondan öğrendiğim bilimsel araştırma ilkeleri tüm hayatım boyunca bana eşlik edecektir. Tüm çalışmalarımız boyunca bana harcadığı emek ve gösterdiği sabır için kendisine ayrıca teşekkür etmek isterim.

Selçuk Aktürk'ün grubuna dahil olarak değerli kişilerle çalışma fırsatı yakaladım. Deneysel çalışmalarında bana yardımcı olan tüm çalışma arkadaşlarıma katkıları için teşekkür ederim.

Ayrıca lisans eğitimim sırasında hayatıma giren ve bugüne kadar birçok güzelliği, zorluğu birlikte yaşadığım değerli arkadaşlarım, bu çalışmam boyunca da bana çok büyük destek olmuşlardır. Sabırla yanımda oldukları ve katkıları için onlara teşekkür ederim.

Son olarak bugüne kadar maddi manevi hiç bir desteğini eksik etmeyen babama, anneme ve ağabeyime, aileme, sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Ocak 2011

Berna YALIZAY



## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

|                                                               |      |
|---------------------------------------------------------------|------|
| ÖNSÖZ.....                                                    | v    |
| İÇİNDEKİLER .....                                             | vii  |
| KISALTMALAR .....                                             | ix   |
| ÇİZELGE LİSTESİ.....                                          | xi   |
| ŞEKİL LİSTESİ.....                                            | xiii |
| ÖZET.....                                                     | xvii |
| SUMMARY .....                                                 | xvii |
| 1. GİRİŞ .....                                                | 1    |
| 1.1 Lazer Tipleri .....                                       | 1    |
| 1.1.1 He – Ne Lazeri .....                                    | 1    |
| 1.1.2 Yb katkılı lazerler.....                                | 2    |
| 1.2 Femtosaniye Lazerler .....                                | 4    |
| 1.2.1 Femtosaniye lazerin karakteristiği .....                | 4    |
| 1.2.2 Femtosaniye lazerlerin uygulama alanları .....          | 5    |
| 1.3 Femtosaniye Lazer Mikro İşleme.....                       | 6    |
| 1.3.1 Femtosaniye atımların katılarla olan etkileşimleri..... | 6    |
| 1.3.1.1 Absorpsiyon ve iyonizasyon .....                      | 6    |
| 1.3.1.2 Enerji durulması .....                                | 8    |
| 1.3.1.3 Malzeme modifikasyonu .....                           | 11   |
| 1.4 Hüzme Şekillendirme .....                                 | 13   |
| 1.5 Plazmonik.....                                            | 14   |
| 2. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK.....                                | 15   |
| 2.1 Doğrusal Olmayan Optiğe Giriş.....                        | 15   |
| 2.2 Doğrusal Olmayan Optik Etkileşimler .....                 | 15   |
| 2.2.1 İkinci harmonik üretimi.....                            | 15   |
| 2.2.2 Fark frekans üretimi ve frekans toplanması .....        | 17   |
| 2.2.2.1 Frekans toplanması .....                              | 18   |
| 2.2.2.2 Fark frekans üretimi .....                            | 19   |
| 2.2.3 Faz eşlemesi .....                                      | 19   |
| 2.3 Deneysel Sonuçlar .....                                   | 23   |
| 3. HÜZME ŞEKİLLENDİRME .....                                  | 29   |
| 3.1 Gauss Hüzmeleri .....                                     | 29   |
| 3.2 Bessel Hüzmeleri.....                                     | 34   |
| 3.2.1 Fresnel kırınımı .....                                  | 35   |
| 3.2.2 Bessel hüzmelerinin üretimi.....                        | 36   |
| 3.3 Deneysel Sonuçlar .....                                   | 39   |
| 4. AIRY HÜZMELERİ.....                                        | 47   |
| 4.1 Giriş.....                                                | 47   |
| 4.2 Airy Hüzmeleri Üreten Optik Eleman.....                   | 49   |
| 4.3 Deneysel Sonuçlar .....                                   | 52   |

|                                                   |           |
|---------------------------------------------------|-----------|
| <b>5. BESSEL HÜZMELERİ İLE METAL İŞLEME .....</b> | <b>57</b> |
| 5.1 Giriş.....                                    | 57        |
| 5.2 Deneysel Sonuçlar .....                       | 59        |
| <b>6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA .....</b>              | <b>61</b> |
| <b>KAYNAKLAR.....</b>                             | <b>63</b> |
| <b>ÖZGEÇMİŞ .....</b>                             | <b>69</b> |

## KISALTMALAR

|            |                                                                 |
|------------|-----------------------------------------------------------------|
| <b>YAG</b> | : İttriyum Alüminyum Grena (Yttrium Aluminium Garnet)           |
| <b>ICF</b> | : İçsel Hapsedilme Füzyonu (Internal Confinement Fusion)        |
| <b>SHG</b> | : İkinci Harmonik Üretimi (Second Harmonic Generation)          |
| <b>SFG</b> | : Frekans Toplanması (Sum-Frequency Generation)                 |
| <b>DFG</b> | : Fark Frekans Üretimi (Difference Frequency Generation)        |
| <b>OR</b>  | : Optik Doğrultma (Optical Rectification)                       |
| <b>TEM</b> | : Enine Elektrik ve Manyetik (Transverse Electric and Magnetic) |
| <b>CCD</b> | : Işığa Hassas Elektronik Aygıt (Charge Coupled Device)         |
| <b>BBO</b> | : Beta Baryum Borat                                             |



## ÇİZELGE LİSTESİ

|                                                                                                                                       | <b><u>Sayfa</u></b> |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|
| <b>Çizelge 1.1 :</b> BBO kristalinin optik özellikleri .....                                                                          | 16                  |
| <b>Çizelge 1.2 :</b> BBO kristalinin fiziksel özellikleri.....                                                                        | 16                  |
| <b>Çizelge 2.1 :</b> Lazerin çıkış gücüne bağlı $2\omega$ , $3\omega$ ve $4\omega$ frekanslarının güçleri. ....                       | 26                  |
| <b>Çizelge 2.2 :</b> Lazerin çıkış gücüne bağlı $2\omega$ , $3\omega$ ve $4\omega$ frekanslarının yüzde verimleri.....                | 26                  |
| <b>Çizelge 3.1 :</b> Farklı dalga boyları ve farklı ortamlar için her bir aksikonla elde edilen Bessel hüzmelerinin özellikleri. .... | 45                  |



## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa

|                   |                                                                                                                                                                    |    |
|-------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Şekil 1.1</b>  | : Tipik bir He – Ne lazerinin basit şematik gösterimi [1]. ....                                                                                                    | 1  |
| <b>Şekil 1.2</b>  | : He – Ne lazeri enerji seviyeleri [1]. ....                                                                                                                       | 2  |
| <b>Şekil 1.3</b>  | : Yb – YAG lazerinde enerji seviyeleri şeması [2]. ....                                                                                                            | 3  |
| <b>Şekil 1.4</b>  | : a) Doğrusal absorpsiyon. b) Multifoton absorpsiyonu. c) Çığ<br>iyonlaşması.....                                                                                  | 8  |
| <b>Şekil 1.5</b>  | : Erimiş silis üzerinde farklı enerji değerlerinde oluşturulan yapısal<br>değişiklikler. a) Düşük enerji. b) Orta dereceli enerji. c) Yüksek<br>enerji. [25] ..... | 13 |
| <b>Şekil 2.1</b>  | : a) İkinci harmonik üretiminin geometrisi. b) Enerji seviyeleri<br>diagramı.....                                                                                  | 16 |
| <b>Şekil 2.2</b>  | : a) Etkileşimin geometrisi. b) Enerji seviyesi temsili. ....                                                                                                      | 18 |
| <b>Şekil 2.3</b>  | : a) Fark frekans üretimi geometrik temsili. b) Fark frekans üretimi<br>enerji seviyeleri temsili. ....                                                            | 19 |
| <b>Şekil 2.4</b>  | : BBO kristalinin dalga boyuna bağlı sıradan ve sıradan olmayan<br>dalgalardan kırılma indisi değişikliği.....                                                     | 22 |
| <b>Şekil 2.5</b>  | : Dalganın kristalde aldığı yola bağlı olarak üretilen ikinci<br>harmonik gücünün faz eşleminin gerçekleştiği ve<br>gerçekleşmediği durumlara bağlı değişimi. .... | 22 |
| <b>Şekil 2.6</b>  | : İkinci harmonik üretimi deney düzeneği. ....                                                                                                                     | 23 |
| <b>Şekil 2.7</b>  | : BB1-E03P kodlu dielektrik aynanın dalga boyuna bağlı geçirgenlik<br>oran grafiği [51]. ....                                                                      | 23 |
| <b>Şekil 2.8</b>  | : Üçüncü harmonik üretimi deney düzeneği. ....                                                                                                                     | 24 |
| <b>Şekil 2.9</b>  | : Thorlabs FGUV5 kodlu filtrenin dalga boyuna bağlı geçirgenliği<br>[52]. ....                                                                                     | 24 |
| <b>Şekil 2.10</b> | : Thorlabs FGS900 kodlu filtrenin dalga boyuna bağlı geçirgenliği<br>[52]. ....                                                                                    | 25 |
| <b>Şekil 2.11</b> | : Dördüncü harmonik üretimi deney düzeneği.....                                                                                                                    | 25 |
| <b>Şekil 2.12</b> | : $2\omega$ frekans gücünün temel harmonik gücüne bağlı değişimi.....                                                                                              | 26 |
| <b>Şekil 2.13</b> | : $3\omega$ frekans gücünün temel harmonik gücüne bağlı değişimi.....                                                                                              | 27 |
| <b>Şekil 2.14</b> | : $4\omega$ frekans gücünün temel harmonik gücüne bağlı değişimi.....                                                                                              | 27 |
| <b>Şekil 3.1</b>  | : Gauss hüzmelerinin ilerlemesi [53]. ....                                                                                                                         | 33 |
| <b>Şekil 3.2</b>  | : Yüksek mertebe Hermite – Gauss hüzmelerinin şiddet dağılımları. ....                                                                                             | 34 |
| <b>Şekil 3.3</b>  | : Kırınım geometrisi [58]. ....                                                                                                                                    | 35 |
| <b>Şekil 3.4</b>  | : d çapına sahip dairesel bir açıklık aracılığı ile Bessel hüzmelerinin<br>üretilmesi [59]. ....                                                                   | 37 |
| <b>Şekil 3.5</b>  | : Aksikon kullanılarak Bessel hüzmeleri üretimi [59]. ....                                                                                                         | 37 |
| <b>Şekil 3.6</b>  | : Gauss hüzmelerinin odak etrafındaki profilinin incelenmesi için<br>kurulan deney düzeneği.....                                                                   | 39 |
| <b>Şekil 3.7</b>  | : Gauss hüzmelerinin deneysel olarak elde edilen profili.....                                                                                                      | 40 |

|                   |                                                                                                                                                                                                |    |
|-------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Şekil 3.8</b>  | : Gauss hüzmesinin deneysel olarak elde edilen radyal konuma bağlı şiddet grafiği. ....                                                                                                        | 40 |
| <b>Şekil 3.9</b>  | : Gauss hüzmesinin kuramsal olarak elde edilen radyal konuma bağlı şiddet grafiği. ....                                                                                                        | 41 |
| <b>Şekil 3.10</b> | : Bessel hüzmesinin odak etrafındaki profilinin incelenmesi için kurulan deney düzeneği. ....                                                                                                  | 41 |
| <b>Şekil 3.11</b> | : Bessel hüzmesinin deneysel olarak elde edilen profili (netlik için şiddetin kare kökü alınarak resmedilmiştir). ....                                                                         | 42 |
| <b>Şekil 3.12</b> | : Bessel hüzmesinin kuramsal olarak elde edilen profili (netlik için şiddetin kare kökü alınarak resmedilmiştir). ....                                                                         | 42 |
| <b>Şekil 3.13</b> | : Bessel hüzmesinin deneysel olarak elde edilen radyal şiddet dağılımı. ....                                                                                                                   | 43 |
| <b>Şekil 3.14</b> | : Bessel hüzmesinin kuramsal olarak elde edilen radyal şiddet dağılımı. ....                                                                                                                   | 43 |
| <b>Şekil 3.15</b> | : Bessel hüzmesinin deneysel olarak elde edilen konuma bağlı şiddet grafiği. ....                                                                                                              | 44 |
| <b>Şekil 3.16</b> | : Bessel hüzmesinin kuramsal olarak elde edilen konuma bağlı şiddet grafiği. ....                                                                                                              | 44 |
| <b>Şekil 4.1</b>  | : Uzamsal ışık dönüştürücüsünün ardışık piksellerine uygulanan voltajlar aracılığı ile oluşturulan optik yol farkı [69]. ....                                                                  | 50 |
| <b>Şekil 4.2</b>  | : (Sol) optik elemanın silindirik mercekler kullanılarak oluşturulması. (Sağ) deneyde kullanılan optik elemanın uzamsal fazın kübik polinom ile karşılaştırılması [71]. ....                   | 51 |
| <b>Şekil 4.3</b>  | : Airy hüzmesinin profilinin görüntülenmesi için kurulan deney düzeneği. ....                                                                                                                  | 52 |
| <b>Şekil 4.4</b>  | : Bir boyutta Airy hüzmesinin profili. ....                                                                                                                                                    | 53 |
| <b>Şekil 4.5</b>  | : (a) Fourier dönüşüm merceğinin odak noktasında ölçülen şiddet profili. (b) Hesaplanan şiddet profili. (c) İlerleme yönü boyunca hüzmenin şiddet tepe noktasının ölçülen konumları [71]. .... | 54 |
| <b>Şekil 4.6</b>  | : Teorik olarak (sol) ve deneysel olarak (sağ) elde edilen iki boyutlu Airy – Gauss hüzmesi şiddet profilleri [71]. ....                                                                       | 54 |
| <b>Şekil 5.1</b>  | : Femtosaniye lazer ile titanyum üzerinde oluşturulan kanalın yandan görünüşü. ....                                                                                                            | 57 |
| <b>Şekil 5.2</b>  | : Asferik tasarımla sferik aberasyonun düzeltilmesi [74]. ....                                                                                                                                 | 58 |
| <b>Şekil 5.3</b>  | : Bessel hüzmeleri kullanılarak metal nano yapıların oluşturulması için kurulan deneysel düzenek. ....                                                                                         | 59 |
| <b>Şekil 5.4</b>  | : Metal üzerinde oluşturulan nano kanallar. ....                                                                                                                                               | 60 |

## GAUSS, BESSEL VE AIRY HÜZMELERİ İLE FEMTOSANİYE LAZER – MALZEME ETKİLEŞİMLERİNİN İNCELENMESİ

### ÖZET

Lazer teknolojisinde oldukça önemli bir gelişme olan femtosaniye lazerlerin femtokimya, nükleer füzyon, doğrusal olmayan optik ve femtosaniye lazer işleme gibi birçok uygulama alanı bulunmaktadır. Femtosaniye lazerlerin özellikle doğrusal olmayan optik ve femtosaniye lazer işleme alanlarında oldukça fazla geniş bir uygulama potansiyeli vardır.

Femtosaniye mikro-işleme alanı femtosaniye lazerin getirdiği birçok avantaj nedeni ile önem kazanmıştır. Atımların etki süresinin çok kısa olması diğer işleme yöntemlerine göre çok daha hasarsız ve kaliteli işleme imkanı sağlamaktadır. Bu sayede mikroakışkan kanalları, dalga kılavuzları gibi hassas işleme gerektiren uygulamaların femtosaniye lazerler ile gerçekleştirilmesi mümkün olmuştur. Saydam malzemelerden metallere kadar birçok malzeme çeşidi ile çalışılabilir olması da femtosaniye lazerlerin sağladığı diğer önemli avantajlardan biridir.

Doğrusal olmayan optikte harmonik üretimi, fark frekans üretimi ve frekans toplanması gibi temel olaylar femtosaniye lazerlerin sağlamış olduğu yüksek ışın şiddeti nedeniyle kolaylıkla gözlenebilmektedir. Yapılan deneylerde, BBO kristalinden geçirilen  $\omega$  frekansındaki lazerin faz eşlemesi olarak adlandırılan koşulun yerine getirilmesiyle  $2\omega$ ,  $3\omega$  ve  $4\omega$  frekanslarına sahip bileşenlerini elde etmek mümkün oldu. Her bir bileşen yüzde yüz verim ile oluşmamasına rağmen malzeme üzerinde işleme yapmaya yeterli enerji değerleri elde edildi.

Femtosaniye lazerlerin bu uygulama alanlarının yanısıra lazer hüzmelerinin şekillendirilmesi ve bu şekillendirilmiş hüzmelerin malzemeler ile olan etkileşimleri oldukça ilgi çekmiştir. Günümüzde birçok lazer TEM<sub>00</sub> olarak bilinen temel Hermite – Gauss ya da Laguerre – Gauss modunda hüzmeler üretmektedir. Yapılan çalışmalar özel yöntemler aracılığıyla bu hüzmelerin şekillendirilebileceğini göstermiştir.

Bu çalışmada ilk olarak Gauss hüzmelerinin bir aksikondan geçirilerek Bessel hüzmelerine çevrilebileceği ve bu hüzmelerin kırınımsız olarak ilerlediği gözlemlendi. Sonrasında da Airy hüzmelerinin de aynı özelliği taşıdığı gösterildi. Bu sayede her iki durumda da ışık, Gauss moduna kıyasla daha uzun mesafe odaklı kalabilmektedir. Airy hüzmeleri, bu özelliğinin yanısıra ivmelenme özelliğine de sahiptir. Gauss hüzmeleri uygulanan kübik fazın ardından Optiksel Fourier dönüşüm uygulanarak Airy – Gauss hüzmelerine çevrilebilir. Ancak Airy hüzmelerinin oluşturulmasında kullanılan mevcut yöntemler pahalı faz dönüştürücülerine ve özel doğrusal olmayan optik elemanlara ihtiyaç duymaktadır. Bu tez çalışması kapsamında bir pozitif ve bir negatif silindirik mercekle kullanılarak ivmelenen Airy hüzmeleri üreten optik eleman tasarımı gerçekleştirildi ve yapılan deneylerde bahsi geçen optik elemanla oluşturulan Airy hüzmelerinin beklendiği gibi neredeyse kırınımsız ve ivmelenerek hareket ettiği gözlemlendi. Tasarımı yapılan bu optik eleman sayesinde Airy hüzmeleri alanında yapılacak çalışmaların artacağını ve hızlanacağını öngörmek mümkündür.

Şekillendirilmiş hüzmelerin başlı başına bir çalışma konusu olmasının yanı sıra malzemelerle olan etkileşimleri de büyük önem taşır. Özellikle Gauss hüzmelerine kıyasla daha uzun mesafe odaklı kalıyor olmaları birçok alanda avantaj sağlar. Örneğin Bessel hüzmeleri, kullanılan aksikon merceğinin yarım koni açısına bağlı olarak, cam içerisinde 18 cm kadar odaklı kalabilir. Bu işlenecek malzemenin hareket ettirilmesine gerek kalmadan tek seferde çok daha kusursuz işlemenin yapılabileceği anlamına gelir. Yarım koni açısının arttırılmasıyla odak noktasının boyutu küçülmekte bu da nanometre boyutunda işlemenin mümkün olmasını sağlar. Bu tez çalışması kapsamında yapılan çalışmalar neticesinde Bessel hüzmeleri kullanılarak metaller üzerinde nanometre boyutunda yapıların oluşturulabileceği görüldü. Bu gelişmenin özellikle plazmonik üretimini çok daha kolaylaştıracağını öngörmek mümkündür.

Airy hüzmeleri henüz Bessel hüzmeleri kadar çalışılmış bir alan değildir. Ancak Bessel hüzmelerinden farklı olarak ivmelenme özelliği sayesinde farklı uygulama alanları bulacağını söylemek mümkündür.

# **ANALYSIS OF INTERACTIONS BETWEEN FEMTOSECOND LASER AND MATERIAL WITH GAUSS, BESSEL AND AIRY BEAMS**

## **SUMMARY**

Femtosecond lasers that are an important development in laser technology has many application fields such as femtochemistry, nuclear fusion (inertial confinement fusion: ICF), nonlinear optics, and femtosecond laser machining. In particular, femtosecond lasers have a huge potential in the field of nonlinear optics and femtosecond laser processing.

Femtosecond micromachining field has gained importance because of the many advantages that femtosecond laser brought. Very short pulse duration provides more quality machining without any damage than other machining methods. Though, microfluidic channels, waveguides which require precision machining applications has been possible to realize with femtosecond lasers. Ability to work with many materials ranging from transparent materials to metals is one of the other important advantage that femtosecond lasers provide.

The basic interactions in nonlinear optics such as second harmonic generation, sum or difference frequency generation, can easily be observed because of the high beam intensity of femtosecond laser. By abiding to the rule of phase matching while passing a  $\omega$  frequency laser through BBO crystal, It has been possible to obtain laser's harmonics with frequencies of  $2\omega$ ,  $3\omega$  and  $4\omega$ . Even though each component does not converge with a hundred percent efficiency, the obtained energy of the harmonics is sufficient to machine the material.

Just as these fields of femtosecond lasers have, shaping of the laser beams and interactions of these shaped beams with material, has drawn attention. Many of lasers that are in use, produce beams in mode of basic Hermite-Gauss or Laguerre – Gauss which are known as TEM<sub>00</sub>. Previous studies have shown that such beams can be shaped through special methods.

For instance, Bessel beams propagate in a quasi-diffraction-free manner, exhibiting lines of foci much longer than the Rayleigh distances of focused Gaussian beams. A Bessel-like beam can be easily formed by passing a Gaussian laser beam through an axicon. Recently, Siviloglou et al. demonstrated that Airy beams also propagate diffraction-free. Similarly to Bessel beams, the beam intensity stays high over much longer distances than conventionally focused Gaussian beams. Differently from Bessel beams, however, Airy beams also exhibit “acceleration”. Gaussian laser beams can be converted to Airy–Gauss beams by introduction of cubic spatial phase followed by optical Fourier transform with a lens. Airy beam generation methods have practical limitations due to the requirement of expensive modulators and special nonlinear optical materials. It has been demonstrated that by using standard, inexpensive and readily available cylindrical lenses, a new optical element can be constructed for Airy beam formation. As expected, airy beams that were formed via this optical element, have moved almost free of diffraction and with acceleration.

Through this designed optical element, it is possible to foresee a rise and acceleration in research of Airy beams.

While shaped beams are a standing field of research on its own, its interactions with material also carries a great importance. Because the airy beam intensity stays high over much longer distances than conventionally focused Gaussian beams, advantages arise in many field of application. For instance, Bessel beams can stay focused in the fused silica within a range of 18 cm, depending on the half conic angle of axicon. Thus, the material to machine, can be processed more flawlessly and without moving. By increasing the half conic angle, the spot size is decreased and thus machining at nano scale becomes possible. After the experiments, it is shown that by using Bessel beams, structures at nano scale can be created on metals. It is possible to foresee that this development will simplify plazmonic generation.

Airy beams are not as far as researched as Bessel beams but unlike Bessel beams, Airy beams have the property of acceleration, thorough which different application fields will be found.

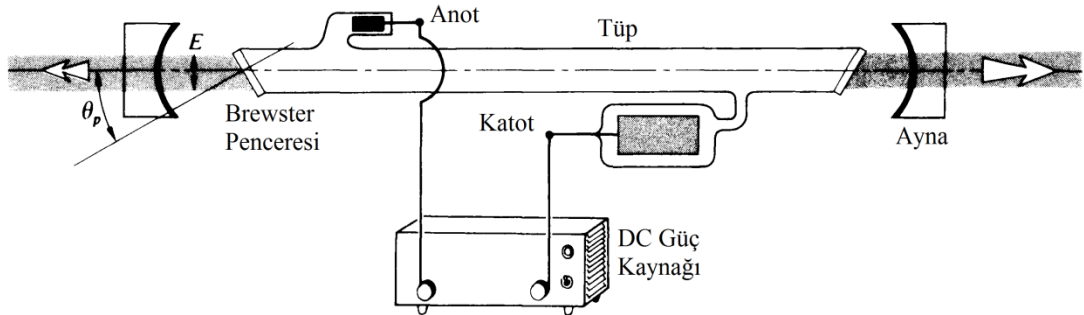
## 1. GİRİŞ

### 1.1 Lazer Tipleri

Lazerlerin üretildikleri aktif ortama göre birçok çeşidi bulunmaktadır. En temelde gaz lazeri, sıvı lazerleri, katıhal lazerleri ve yarıiletken lazerler olmak üzere sınıflandırılabilirler. Her bir sınıfta aktif ortamın çeşitliliğine bağlı birden fazla lazer tipi vardır. Gaz lazerlerinde atom, molekül, iyon veya metal buharı kullanılarak lazer ortamları oluşturulabilmektedir. Bu sınıfta atom lazerlerine verilebilecek en iyi örnek Helyum – Neon (He – Ne) lazeridir. Aynı şekilde katıhal lazerlerinde de ortama bağlı birçok lazer tipi vardır. Yb katkılı lazerler katıhal lazerlerine verilebilecek diğer bir örnektir.

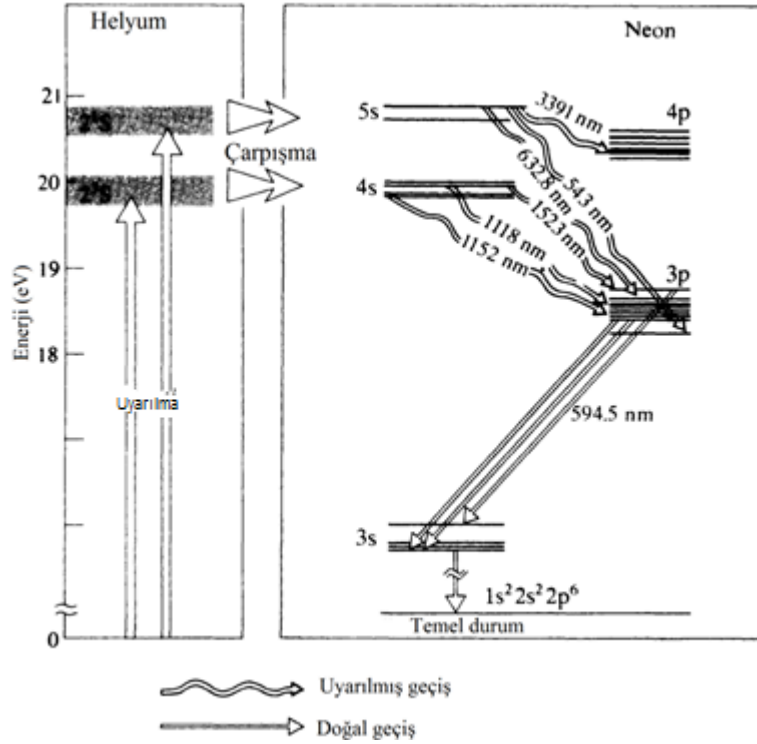
#### 1.1.1 He – Ne Lazeri

He – Ne lazeri en çok kullanılan lazer tiplerinden biridir. Çeşitli dalga boylarında ve gücü miliwatt mertebesinde lazer üretebilen gaz lazeridir. Bu dalga boylarını 543 nm (yeşil), 594 nm (sarı), 612 nm (turuncu), 633 nm (kırmızı) ve 1523 nm (kızıl ötesi) şeklinde sıralamak mümkündür [1]. Laboratuvar çalışmalarında genellikle 632,8 nm dalga boyuna sahip elektromanyetik spektrumda görünür bölgede çalışan lazerler kullanılır. He – Ne lazerler sürekli dalga üretirler. Şekil 1.1’de tipik bir He – Ne lazerinin şemasını görmek mümkündür.



Şekil 1.1 : Tipik bir He – Ne lazerinin basit şematik gösterimi [1].

Lazer, uyarılmış He atomlarının temel seviyedeki Ne atomları ile inelastik çarpışması sonucu üretilir. Bu çarpışma sonucunda Ne atomları yüksek enerji seviyelerine uyarılırlar. Bu sayede Ne atomlarının neredeyse hepsi üst enerji seviyelerinde yer alır. Bu sırada ortama gelen bir foton, uyarılmış yayınımlı başlatır (Şekil 1.2).



Şekil 1.2 : He – Ne lazeri enerji seviyeleri [1].

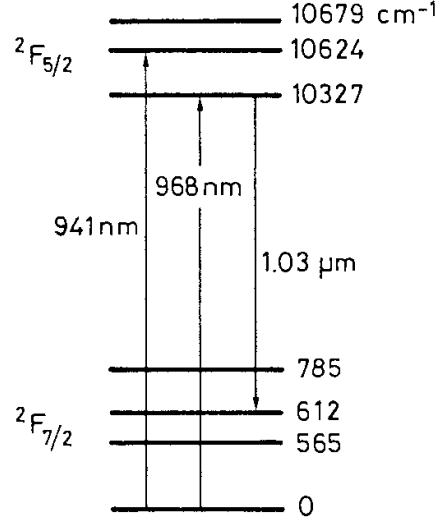
Tipik bir He – Ne lazerinde çıkış gücü 0.5 mW ile 5 mW arasında değişir. TEM<sub>00</sub> modunda hüzme üretirler. Ayrıca hüzme çapı yaklaşık 1 mm'dir. Toplam verimi ise yalnızca % 0,01 ile % 0,1 aralığındadır [1]. He – Ne lazerleri ile birden fazla dalga boyunda hüzme üretilebilmesine rağmen en çok kullanılanı kırmızı (632.8 nm) ışık üretenleridir.

Yapılan çalışmalarda kullanılan He – Ne lazer 632.8 nm dalgaboyunda hüzmeler üretir.

### 1.1.2 Yb katkılı lazerler

Yb katkılı lazerler yaklaşık üç seviyeli lazerlere verilebilecek en iyi örneklerdendir. 1030 nm dalga boyuna sahip hüzme üretir. Yaklaşık üç seviyeli sisteme sahip olduğundan yüksek şiddetli pompalama sağlayan yarıiletken lazer diyotları ile pompalama yapılır.

Örneğin Yb- YAG lazeri için basit bir enerji seviyesi şemasını Şekil 1.3'te görmek mümkündür [2]. İlk seviyeden 941 nm veya 968 nm ışık absorplayarak uyarılır ve ardından 1030 nm dalga boyunda ışık yayarak alt seviyeye iner.



**Şekil 1.3 :** Yb – YAG lazerinde enerji seviyeleri şeması [2].

Yb – YAG lazerleri genellikle dalga boyu 943 nm olan InGaAs veya Ti:Sapphire lazeri ile boyuna pompalama yöntemi kullanılarak uyarılır. Bu durumda optik verimlilik yaklaşık % 60 civarındadır.

$$n_q = \frac{h\nu}{h\nu_p} = \frac{\lambda}{\lambda_p}$$

Şeklinde ifade edilen kuantum verimliliği ise % 91,5'tir. Elde edilen ortalama güç ise maksimumda 50 W civarındadır [2]. Atım süresi genellikle femtosaniye mertebesinde olan bu lazerlerin kullanım alanları oldukça geniştir.

Çalışmalarda kullanılan femtosaniye lazer tipi Yb katkılı cam lazeridir. Yb-YAG lazeri ile aynı enerji diyagramına sahip bu lazerde de 1030 nm dalga boyunda hüzmeye üretilir. Gücü 1 mW ile 250 mW arasındadır ve atım etki süresi yaklaşık olarak 500 femtosaniyedir.

## 1.2 Femtosaniye Lazerler

### 1.2.1 Femtosaniye lazerin karakteristiği

Femtosaniye lazerler, etki süresi bir pikosaniyenin ( $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$ ) altında optik atımlar üreten çok hızlı lazerlerdir ve temel olarak etki süreleri adında da belirtildiği gibi femtosaniye ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ) mertebesinde.

Bu şekildeki çok kısa atımların üretilmesi mod kilitleme (mode-locking) adı verilen özel bir yöntemle mümkün olmaktadır [3]. Bu yöntemin temeli, lazer kovuğunun modları arasında sabit bir faz ilişkisinin oluşturulmasına dayanır. Bu tarz lazerlere faz-kilitli ya da mod-kilitli lazerler adı verilir. Lazerin modları arasındaki bu etkileşim lazer ışınının atımlar şeklinde üretilmesini sağlar. Lazerin özelliğine de bağlı olarak oldukça kısa etki süresi olan atımlar oluşabilmektedir.

Atım etki süresi yaklaşık 100 fs'den kısa olan atımların süresinin doğrudan optoelektronik yöntemlerle ölçmek zor olmaktadır, bunun için otokorelasyon [4], frequency-resolved optical gating [5], spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction [6], or multi photon intro-pulse interference phase scan [7] gibi çeşitli yöntemler kullanılmaktadır.

Mod – kilitleme teorisine göre, atımların etki süreleri lazerin büyüme ortamına (büyüme bant genişliğine) ve kovuk boyutuna (fark frekans üretimi) bağlıdır. Örneğin, titanyum katkılı safir (Ti:Sapphire) katı hal lazerinde 128 THz lik band genişliği mevcuttur ve 30 cm lik kovuk içerisinde teorik olarak 4 fs etki süresi olan atımlar oluşturulabilmektedir. Oysa ki bant genişliği 1.5 GHz olan tipik bir Helyum – Neon (He-Ne) aynı boyutlardaki bir kovukta etki süresi 300 ps olan atımlar üretilmektedir. Buradan uygun lazer ortamının seçilmesinin ne kadar önemli olduğu görülebilmektedir [8].

Genel olarak mod – kilitli katı hal lazerleri etki süreleri 30 ps'den 30 fs'ye kadar değişen aralıkta yüksek kalitede atımlar üretebilmektedir. 10 fs'nin altında etki süresi olan atımlar oluşturabilmek için Ti:Sapphire lazer ortamları en uygunlarıdır. Aynı zamanda neodim katkılı ya da iterbiyum katkılı büyüme ortamına sahip farklı diyet pompalı lazerler de aynı özellikte atımlar üretebilmektedir. Femtosaniye lazer osilatörleri tipik olarak nanojoule mertebesinde enerjiye sahip ve 100 MHz mertebesinde tekrarlama oranında darbeler üretirler. Osilatöre ek olarak

yükselticilerin eklenmesi ile tekrarlanma oranının düşürölüp darbe enerjisinin çok daha yüksek mertebelere ulaştırılması mümkündür.

### 1.2.2 Femtosaniye lazerlerin uygulama alanları

Femtosaniye lazerin uygulama alanları dört farklı sınıfta incelenebilir: femtokimya, nükleer füzyon, doğrusal olmayan optik ve femtosaniye lazer işleme. Rudolph A. Marcus [9] kimyasal sistemlerde elektron transfer reaksiyonları konusunda katkıda bulunmuş, Ahmed H. Zewail [10] ise femtosaniye spektroskopisi üzerine yaptığı çalışmalarla femtosaniye lazerin kimya alanındaki kullanımını güçlendirmiştir. Yüksek hızlı lazer tekniklerinin kullanımı sayesinde bir moleküldeki atomların kimyasal reaksiyon sırasında nasıl hareket ettiklerini görmek mümkün olmuştur. Femtosaniye spektroskopisinde yüksek hızlı bir lazer aracılığı ile iki atım moleküle gönderilir. Burada yüksek güçlü birinci atım molekülü üst enerji seviyelerine uyarır. İkinci atım ise kısa etki süresi aracılığı ile reaksiyon sırasında oluşan kısa yaşam süresine sahip moleküllerin tespit edilmesini sağlar. Bu yöntem özellikle biyokimyada protein katlanmalarının ve fonksiyonlarının detaylarının analiz edilmesinde de kullanılan bir yöntemdir [8].

Nükleer füzyon alanında, çok yüksek güçlü lazer kaynakları ile bir ICF (Inertial Confinement Fusion) sistemindeki yakıt paleti basınca ve ısıya tabi tutularak ateşleme sürecinin tamamlanması sağlanmaktadır [11]. Yapılan son çalışmalarda bu basınç ve ısıtma süreçlerinin birbirinden ayrılarak yeni bir ateşleme teknolojisinin geliştirilmesi söz konusu olmuştur [12]. Burada ısıtma süreci femtosaniye lazer ile gerçekleştirilecek, basınç sürecinde ise daha önceden de kullanılan yüksek güçlü lazerler kullanılacaktır. Çalışmaların olumlu bir şekilde sonuçlanması durumunda hedef için gerekli olan enerjinin çok daha azı ile gerçekleştirilebilecek olan füzyon olayında çok önemli bir adım atılmış olacaktır.

Femtosaniye lazerlerin geniş uygulama imkanı bulduğu diğer bir alan da doğrusal olmayan optiktir [13]. Harmonik üretimi, fark frekans üretimi, frekans toplanması, iki foton absorpsiyonu gibi çeşitli doğrusal olmayan optik etkilerin incelenebilmesinde gerekli olan yüksek ışık şiddeti femtosaniye lazerler aracılığı ile rahatlıkla elde edilebilmektedir [13].

Bunun yanı sıra, femtosaniye lazerlerin en önemli uygulama alanı mikro işlemedir. Femtosaniye lazerle malzemelerin minimum ölçüde mekanik veya termal

deformasyonla mikro işleme ve yüzeylerinin şekillendirilmesi mümkün olmaktadır. Enerjinin malzemeye çok kısa bir zaman aralığında, yani termal difüzyonun oluşmasından önce transfer edilmesi femtosaniye lazer kullanımını diğer rejimlere karşı avantajlı konuma getirir [8].

### **1.3 Femtosaniye Lazer Mikro İşleme**

Katı malzemelerin yüzeyinde ya da içerisinde mikrometre mertebesinde yapıların oluşturulmasında etki süreleri femtosaniye mertebesinde olan lazer atımlarının kullanılması süreci femtosaniye mikro işleme olarak adlandırılır. Çoğunlukla mikro işleme için Titanyum-Safir (Ti:Sapphire) lazerler kullanılır. Bu tip lazerlerde titanyum katkılı safir kristali ışının üretildiği ortam olarak kullanılır ve ışığın dalga boyu 800 nm civarındadır [14]. Bunun yanı sıra 1030 nm dalga boyuna sahip ışının üretildiği iterbiyum katkılı cam (Yb:Cam) lazeri de mikro işleme için uygun bir lazer tipidir. Femtosaniye lazer atımlarının hem soğurucu hem de geçirgen malzemeler ile olan etkileşimleri üzerinde yapılan çalışmalar optik dalga kılavuzları [15-22], mikroakışkan kanalları [23-29] gibi geniş uygulama alanları bulmuştur.

#### **1.3.1 Femtosaniye atımların katılarla olan etkileşimleri**

##### **1.3.1.1 Absorpsiyon ve iyonizasyon**

Femtosaniye lazer atımlarının malzemelerle olan etkileşimi, uzun etki süreli atımların veya sürekli dalgaların malzemelerle olan etkileşiminden iki yönüyle farklıdır. Birincisi, enerji aktarımı herhangi bir gevşeme süreci ile karşılaştırıldığında çok daha kısa bir sürede gerçekleşir. Elektronlar gelen lazer enerjisini absorbe eder ve ancak lazer atımları kesildiği zaman termalizasyon meydana gelir. İkinci durumda ise gelen femtosaniye lazer atımının enerjisi doğrusal olmayan absorpsiyon olayının meydana gelmesine yetecek kadar şiddetli olur ve malzeme gelen dalgayı normal bir şekilde absorplayamaz [30].

##### **Doğrusal absorpsiyon**

Femtosaniye lazer atımlarının doğrusal absorpsiyonu herhangi bir ışığın doğrusal absorpsiyonundan farklı değildir. Metal olmayan malzemelerde, değerlik bandında elektron tarafından işgal edilen en üst enerji seviyesi ile iletkenlik bandında bir elektron tarafından işgal edilmemiş en alt seviye arasında bir aralık (gap) mevcuttur.

Eğer foton enerjisi bu bant aralığının enerjisinden büyükse değerlik bandındaki bir elektronun iletkenlik bandına geçmesi mümkün olur böylece gelen ışın malzeme tarafından absorplanır (Şekil 1.4 a) [31]. Metallerde iletkenlik bandındaki seviyelerin bir kısmı elektronlar tarafından işgal edilir. Bu durumda fotonlar serbest taşıyıcılar tarafından absorplanır ve böylece bir elektron foton absorplayarak enerji, fononlarla olan etkileşimden momentum kazanır ve iletkenlik bandındaki üst enerji seviyelerine çıkar [32]. Eğer yeterli enerjiye sahip lazer ışını malzeme üzerine düşürülürse doğrusal absorpsiyon aracılığı ile aşınma gerçekleştirilebilir.

### **Doğrusal olmayan absorpsiyon**

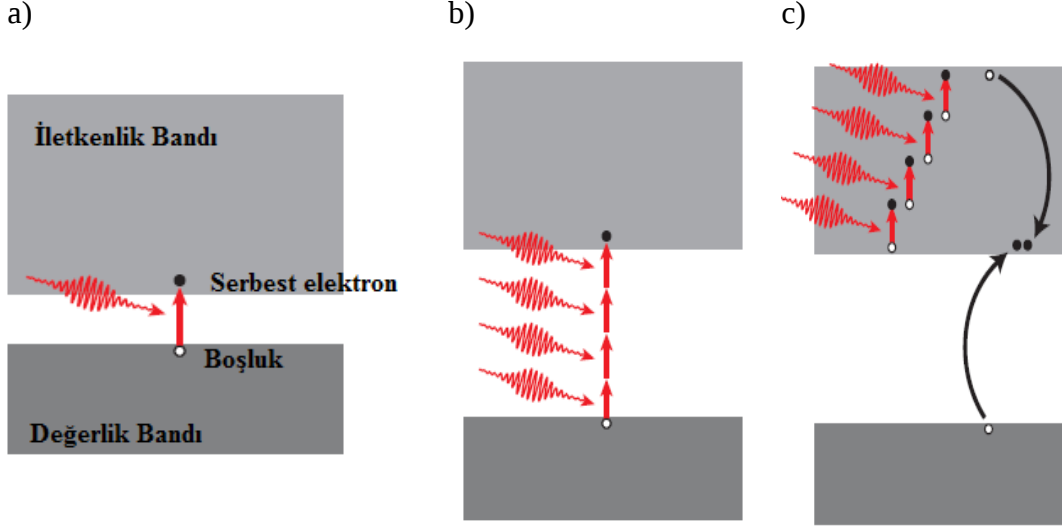
Lazer ışığının dalga boyu için şeffaf olan malzemelerde tek bir fotonun absorpsiyonu bir elektronu değerlik bandından iletkenlik bandına çıkaracak yeterli enerjiye sahip olmayabilir. Böyle durumlarda lazer enerjisinin absorpsiyonu ancak doğrusal olmayan süreçlerle gerçekleşebilir. Yeterli lazer enerjisi malzemeye verilirse doğrusal olmayan absorpsiyon aracılığı ile aşındırma ve kalıcı yapısal değişiklikler oluşturmak mümkün olur [13].

Doğrusal olmayan absorpsiyonda fotoiyonlaşma ve çift iyonlaşma olmak üzere iki farklı mekanizma rol oynar [33]. Fotoiyonlaşmada, elektronlar değerlik bandından iletkenlik bandına doğrudan lazer alanı ile çıkarılır. Lazerin frekansına ve şiddetine bağlı olarak iki farklı tipte fotoiyonlaşma gerçekleşir. Bunlar, multifoton iyonlaşması ve tünelleme iyonlaşmasıdır [34].

Tünelleme iyonlaşmasında lazerin elektrik alanı değerlik elektronunu atoma bağlayan potansiyeli aşmasını sağlayarak serbest elektron oluşturur. Bu tip doğrusal olmayan iyonlaşma güçlü lazer alanı ve düşük lazer frekansı olması durumunda gerçekleşir [8]. Daha yüksek frekanslarda bir elektron tarafından birden fazla fotonun rastgele absorplanmasıyla multifoton iyonlaşması gerçekleşir (Şekil 1.4 b). Absorplanan tüm fotonların toplam enerjisi bant aralık enerjisini geçmelidir,  $n\hbar\omega \geq E_g$ , burada  $E_g$  bant aralık enerjisi,  $\omega$  lazer frekansı,  $\hbar$  Planck sabiti ve  $n$  gerekli olan minimum foton sayısıdır.

Çift iyonlaşması iletkenlik bandında yer alan bir elektronun serbest taşıyıcı absorpsiyonu gerçekleştirmesi neticesinde oluşur. İletkenlik bandındaki bir elektron birden fazla lazer fotonunu absorplayarak iletkenlik bandının minimum enerji seviyesini aşar ve çarpışmalarla diğer bir elektronu iyonlaştırır. Sonuçta iletkenlik

bandının minimum değerinde iki elektron kalır (Şekil 1.4 c) [33-35]. Lazer alanı etki ettiği sürece bu süreç tekrarlanır ve iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu üstel olarak artar.



**Şekil 1.4:** a) Doğrusal absorpsiyon. b) Multifoton absorpsiyonu. c) Çığ iyonlaşması

### 1.3.1.2 Enerji durulması

Lazer radyasyonu öncelikli olarak değerlik ve iletkenlik bantlarındaki elektronik seviyeler ile etkileşir. Enerjiyi bu seviyeler arasında tutma zamanı lazer atımlarının etki sürelerine bağlıdır. Etki süresi çok kısa olan atımlar söz konusu olduğunda lazer atımı sonrasında elektronların enerji dağılımı termal olmayabilir. Örneğin, pikosaniye mertebesinde atım olduğunda bu termal olmayan dağılım sıcaklık ile karakterize edilen Fermi – Dirac dağılımına dönüşür. Sonrasında tutulan enerjinin elektronlardan örgüye aktarılması gibi olaylar söz konusu olur. Buna benzer olarak uzun süreli atımlar da mazleme üzerinde farklı etkileşimlere yol açar. Kısa etki süreli ve uzun etki süreli lazer atımlarının malzeme ile olan etkileşimleri arasındaki farkı anlamak için karakteristik zaman ölçeklerini hesaba katarak ilerlemek gerekir.

### Uzun atım etkileşimi

Herhangi bir sistemin enerji durulma süresinden çok daha uzun etki süresine sahip atımlarla (nanosaniye ya da daha uzun) olan etkileşimde tüm durulma süreçleri atım süresinden kısa sürede gerçekleşir. Bu durumda tüm sistem etkileşim süresi boyunca dengede olur.

Sistemin enerji korunumuna bakıldığında,  $V$  hacmindeki iç enerji değişimi bu hacim içinde absorplanan lazer ışığından ya da enerji difüzyonundan kaynaklanır. Bu durumda enerji değişimi şu şekilde tanımlanır.

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla(\vec{j}V) + SV \quad (1.1)$$

Burada  $\vec{j}$  enerji akısıdır. Bu iç enerji değişimi, birim hacimdeki özgül ısı kapasitesinin tanımı,  $\partial U/\partial t = C_i V \partial T/\partial t$ , kullanılarak sıcaklıkla ilişkilendirilebilir.

Isı kaynağı  $S$ , lazer radyasyonunun enerji kaybından yola çıkılarak hesaplanabilir,  $S = -(1 - R) \partial I/\partial z$ . Burada  $R$  yüzeyin yansıtıcılığı,  $I$  lazer şiddetidir. Beer kuralı kullanılarak,  $I(t, z) = I(t) \exp(-\alpha z)$ ,  $S$  şu şekilde yazılabilir,

$$S = I(t)A\alpha \exp(-\alpha z) \quad (1.2)$$

Burada,  $A = 1 - R$ , yüzey absorplama yeteneği ve  $\alpha$  malzemenin absorplama katsayısıdır. Birçok durumda enerji kaybı ısı difüzyonundan kaynaklanır ve aşağıdaki şekilde yazılır [31],

$$\vec{j} = -k\nabla T \quad (1.3)$$

Burada,  $k$  termal iletkenliğe karşılık gelir. Bu durumda (1.1) denklemi,

$$C_i \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k\nabla T) + S \quad (1.4)$$

şeklinde yazılır. Bu denklem parabolik ısı denklemi olarak adlandırılır.

Termofiziksel parametrelerin ( $C_i$ ,  $k$ ) ve optik parametrelerin ( $\alpha$ ,  $A$ ) sıcaklık bağımlılıkları (1.4) denklemini doğrusal olmayan hale getirmektedir. Dolayısı ile analitik çözüm sadece belirli durumlar için elde edilmektedir. Genellikle numerik olarak çözülmektedir.

Termal yayılımlılık,  $D = k/C_i$ , birçok metal için genellikle  $0.1 - 1 \text{ cm}^2/\text{s}$  aralığındadır. Bunun anlamı 10 ns etki süresi olan bir atımda ısı dalgası  $0.1 - 1 \text{ }\mu\text{m}$  kadar yol alacaktır. Bu mesafe optik nüfuz derinliğinden,  $\alpha^{-1}$ , çok daha fazladır. Bu daha küçük boyutlu işlemlerde de avantaj olarak kendini göstermektedir.

### Kısa atım etkileşimi

Atım süresinin femtosaniye ya da pikosaniye mertebesinde olması durumunda optik nüfuz derinliği, ısı difüzyon mesafesine neredeyse eşit hatta daha kısa olacaktır. Buna ek olarak kısa atımlar söz konusu olduğunda daha farklı etkileşimler de söz konusu olmaktadır. Bu durumda lazer atımının etki süresi sistemdeki enerji dengelenme süresinden, örneğin elektronların enerjisini örgüye aktarma süresinden daha kısadır. Bunun sonucunda çok kısa atımlarla olan ısınma sonucunda kuvvetli dengede olmama durumu ortaya çıkmaktadır. Bu kuvvetli dengede olmayan durumların teorik olarak incelenmesi oldukça zordur.

### Isı aktarımı

Yalıtkanlarda ve yarıiletkenlerde ısı transferi diğer malzemelerle karşılaştırıldığında oldukça azdır, çünkü elektronlar malzemelerde kendiliğinden bulunan yük ayırma kuvvetinden kaçamazlar. Genel olarak termal difüzyon metallerde çok daha fazla görülür çünkü metallerde sıcak elektronların yerini kolaylıkla soğuk elektronlar alabilir. Ancak, çok kısa etki süresi olan atımlar gönderildiğinde, metallerdeki ısı difüzyonu elektronlar ile örgü arasındaki kuvvetli dengede olmayan etkileşimler nedeni ile önemli ölçüde engellenir [36].

Elektronların enerjisi,  $k_B T_e$ , Fermi enerjisinden,  $E_F = mv_F^2/2$ , düşük olduğu durumda elektronların termal iletkenliği aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$k_e = \frac{C_e v_F^2 \tau}{3} = \frac{C'_e T_e v_F^2 \tau}{3} \quad (1.5)$$

Burada  $\tau$  elektron durulma süresidir ve elektron – fonon ve elektron – elektron çarpışmalarından belirlenir,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{eph}} + \frac{1}{\tau_{ee}} \quad (1.6)$$

Örgünün sıcaklığı Debye sıcaklığından büyükse,  $T_i \geq \Theta = \hbar \omega_D / k_B$ , burada  $\omega_D$  Debye frekansdır (maksimum fonon frekansı), örgünün tüm salının modları uyarılmış durumdadır ve elektron – fonon çarpışma frekansı için aşağıdaki yaklaşım yapılabilir [31], [37].

$$\frac{1}{\tau_{eph}} \sim k_B T_i / \hbar \quad (1.7)$$

Elektron – elektron çarpışma frekansı için de aşağıdaki yaklaşımı yapmak mümkündür [30].

$$\frac{1}{\tau_{ee}} \sim (k_B T_e)^2 / \hbar E_F \quad (1.8)$$

Elektronlarla örgü dengede olduğu durumda,  $T_e = T_i$ , uzun etki süreli atımların metalle etkileşimi sırasında  $\tau_{eph} < \tau_{ee}$  koşulu yerine getirilir ve elektron dengelenme süresi yaklaşık olarak elektron – fonon çarpışması dengelenme süresine eşit olur,  $\tau \approx \tau_{eph}$ . Buna karşılık, çok kısa etki süreli atımlar elektron sıcaklığının örgü sıcaklığından çok daha fazla olmasına yol açan kuvvetli dengede olmayan etkileşimlere sebep olur,  $T_e \gg T_i$ . Bu durumda  $\tau_{eph} > \tau_{ee}$  olur ve,  $\tau \approx \tau_{ee}$  durumu mümkün olur. İyi bilinen denge durumundaki davranışlara zıt olacak şekilde elektron dengelenme süresi elektron – elektron çarpışmaları tarafından belirlenir. Bu kısa etki süreli atımlarla ısı difüzyonunun minimum değere indirilebileceğini gösterir.

### 1.3.1.3 Malzeme modifikasyonu

Dengede olmayan fiziksel olaylar nedeni ile çok kısa atım lazerleri ile gerçekleştirilen aşındırma süreçlerini teorik olarak incelemek zordur. Bu süreçte aşırı ısıtılmış sıvılarda olduğu gibi termodinamik olarak sabit olmayan durumlar etkin rol oynarlar.

Yapılan son çalışmalar, çok kısa atım aşındırmasında lazerin etki etmesinden hemen sonra iki adımda aşındırma gerçekleştiğini göstermiştir [38]. Öncelikle yüzeyde optik nüfuz derinliği mertebesindeki bir kısım, elektron yayını, süblimleşme ve plazma durumuna geçiş aracılığı ile aşındırılır. Bu aşındırma süreci nanosaniye ya da daha kısa sürede meydana gelir. Kalan ısı malzemeye nüfuz eder ve parçacıkların termal kaynamaya uğrayarak yaklaşık 10 ns içerisinde yayılmasını sağlar.

İlk adımda aşındırılan parçacıklar özellikle eşik enerji değerine yakın çalışıldığında lazer enerjisinin çoğunu alır. Böylece sonrasında malzemeye aktarılacak ısı minimum olur. Bu durum yalnızca femtosaniye lazerlerle mümkün olur, aşındırma bölgesinin etrafına minimum zarar verilir.

Yarıiletkenler ve şeffaf malzemeler için de kısa atım lazer aşındırması temel olarak metallere benzer. En temel fark, metallerde etkileşim sırasında elektron yoğunluğu sabit kalırken yarıiletken ve şeffaf malzemelerde bantlar arasındaki geçişler, doğrusal olmayan alan ve çığ iyonlaşması nedeni ile sabit kalmaz. Şeffaf malzeme ile kısa atımlı lazer etkileştiğinde doğrusal olmayan alan aracılığı ile serbest elektronlar üretilir ve bu serbest elektronlar çığ iyonlaşmasında tohum elektron rolünü alır.

Aşındırma eşiği incelendiğinde şeffaf ve yarıiletken malzemeler için metallerin aksine atım süresine bağlı sabit bir değer olmadığı görülür. Bu direkt olarak doğrusal olmayan absorpsiyon sürecinin bir sonucudur. Artan şiddete bağlı olarak absorpsiyon arttığından, atım süresi azaldıkça eşik enerji de azalır.

Sonuç olarak kısa atımlı lazer mikroişleme, ısı aktarımından kaynaklanan hasarların minimuma indirilmesi ve etkileşim sürecinin optik nüfuz derinliği ile belirlenmesinden dolayı çok yüksek bir potansiyel taşımaktadır. Düşük enerjiler söz konusu olduğunda ihmal edilebilir derecede alanın ısıdan etkilenmesi ve pürüzlü yapının oluşmaması nedeni ile yüksek hassasiyette işleme yapılabilir. Ayrıca şeffaf malzemeler için eşik enerji değeri, en aza indirilen ısı kayıpları nedeni ile çok daha düşüktür.

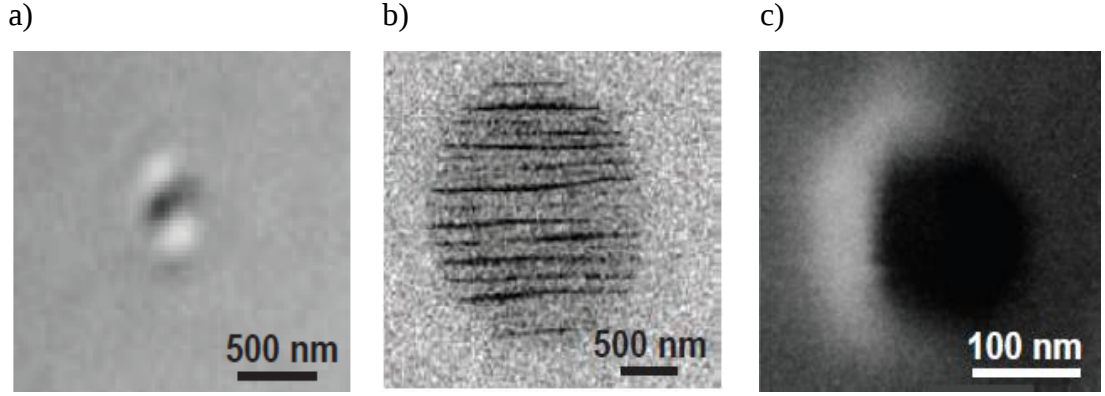
### **Şeffaf malzemelerde femtosaniye lazer etkileşimi**

Femtosaniye lazer şeffaf malzemelerde bulk içine odaklandığında doğrusal olmayan absorplama aracılığı ile enerjisi emilir ve malzeme içerisinde yüzeye hasar vermeden yapısal değişikliklere neden olur. Bu yapısal değişiklikler temel olarak üç farklı grupta incelenebilir; eş yönlü kırılma indisi değişikliği [17], [39], çift kırınımlı kırılma indisi değişikliği [40], [41] ve boşluk oluşturma [42]. Oluşturulan yapı lazerin parametrelerine (atım süresi, dalgaboyu, enerji, tekrarlama oranı), malzeme parametrelerine (bant aralığı, termal özellikler) ve odaklama becerisi olarak da bilinen sayısal darlığına (Numerical Aperture, NA) bağlıdır. Gerekli parametreler elde edildiğinde sadece lazer enerjisini değiştirerek aynı malzeme üzerinde bu üç farklı yapıyı da oluşturmak mümkündür (Şekil 1.5).

Eş yönlü kırılma indisi değişikliğinde malzeme sanki etki anında eriyip hızlıca tekrar katılır (Şekil 1.5 a) [43-45]. Erimiş siliste genel davranışın aksine etki altında kalan

bölgenin kırılma indisi yükselir [46], [47]. Camlarda tipik termal olaylar gerçekleşir ve etki altında kalan bölgenin kırılma indisi ve yoğunluğu azalır [44], [48].

Çift kırınımlı kırılma indisi değişikliğinde etki altında kalan bölgede nanometre boyutunda paralel çatlaklar meydana gelir [49].



**Şekil 1.5 :** Erimiş silis üzerinde farklı enerji değerlerinde oluşturulan yapısal değişiklikler. a) Düşük enerji. b) Orta dereceli enerji. c) Yüksek enerji. [30]

Erimiş siliste çatlaklar huzme ilerleme yönüne ve polarizasyona dik olarak oluşur. Bu yapıların elektron plazma yoğunluğunda yani yapısal değişikliğe yol açan girişim olayı neticesinde meydana geldiği düşünülmektedir [49].

Çok yüksek enerjilerde lazer odaklandığı noktadaki malzemeyi kopararak etrafa saçılmasına yol açar ve böylece malzemede boşluk oluşturur. Mikropatlama olarak da adlandırılan bu olay malzeme içerisinde gerçekleştiğinden kopan parçacıklar uzaklaştıkça yer bulamaz ve boşluğun etrafına ilerleyerek yoğun bir kabuk oluştururlar [42], [50].

#### 1.4 Hüzme Şekillendirme

Lazer ışınının radyal şiddet dağılımı genel olarak Gauss fonksiyonu şeklindedir. Yapılan çalışmalar özel yöntemler aracılığı ile Gauss modundaki lazer hüzmelerinin şekillendirilebileceğini göstermiş ve bu konu son yıllarda oldukça ilgi çekmiştir [51]. Özellikle Bessel ve Airy fonksiyonlarına çevrilen lazer hüzmeleri sağladıkları avantajlar nedeni ile araştırma konusu olmuştur.

## 1.5 Plazmonik

1980'li yıllarda deneysel olarak, ışık dalgalarının, bir metal ve dielektrik ara yüzeyine doğru şartlar altında yönlendirilmesinin metal yüzeyindeki dalgalar ile hareketli elektronlar arasında bir rezonans etkileşimine neden olduğu gösterilmiştir [52]. Bir başka ifadeyle, yüzeydeki elektronların salınımı ile metalin dışında bulunan elektromanyetik alandakiler eşleşmektedir. Bunun sonucunda yüzey plazmonları oluşmakta ve elektronların yoğunluk dalgaları ara yüzeyde ilerlemektedir [52], [53].

Son yıllarda, yaratıcı olarak tasarlanmış metal-dielektrik ara yüzeylerinde dış ortamdaki elektromanyetik dalgalarla aynı frekansa sahip fakat çok daha kısa dalga boylu yüzey plazmonların oluşturulabildiği bulunmuştur [54]. Bu ortamda plazmonlar, bilgiyi iç bağlantı olarak adlandırılan nano yapıli teller üzerinden mikroişlemcinin bir bölümünden diğler bölümüne taşıyabilmektedir. Plazmonik iç bağlantıları, yonga tasarımcılarına daha küçük ve hızlı transistorların yapımı için büyük bir avantaj sağlayacaktır. Yonga tasarımcıları, yonga üzerinden hızlı veri aktarımı şu an gerçekleştirebilmektedir [53].

Optik sinyallerin, ışığın kullanılması ile plazmon olarak tanımlanan elektron yoğunluk dalgalarının üretilmesi sonucunda, küçücük teller içerisinde sıkıştırılabilircek olması birçok gelişmenin önünü açacaktır. Ancak metal nano yapıların oluşturulmasındaki zorluklar plazmoniklerin üretilmesinde yeni yöntem arayışlarına yol açmıştır. Bunlardan bir tanesi de femtosaniye lazerler yardımı ile metal nano yapıların oluşturulmasıdır. Femtosaniye lazer kullanarak bir dielektrik üzerine nano kalınlıkta kaplanmış metalde nano boyutta kanallar oluşturularak plazmonikler için gerekli olan periyodik metal yapıları oluşturmak mümkündür.

## 2. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK

### 2.1 Doğrusal Olmayan Optiğe Giriş

Elektrik ve manyetik alan şiddetlerinin birinci dereceden daha yüksek kuvvetlerinin etkin rol oynadığı bölge *doğrusal olmayan optik* bölgesi olarak adlandırılır. Işığın yayılmasının, klasik açıklamasında üst üste gelme, yansıma, kırılma v.b. elektromanyetik ışığın alanıyla, ortamı oluşturan atomsal sistemin tepkisi arasında doğrusal bir bağlantı olduğu varsayılır. Ancak aşırı şiddetli bir ışık demetinin önemli ölçüde doğrusal olmayan optik etkiler meydana getirmesi beklenebilir.

Doğrusal olmayan optiğin en temel olayı ikinci harmonik üretimidir. Bunun için polarizasyonu yani birim hacimdeki dipol momenti düşünülürse, polarizasyonun bilinen (lineer) optikte uygulanan elektrik alan kuvvetine doğrusal olarak bağımlı olduğu bilinir ve aşağıdaki şekilde ifade edilir [13].

$$\tilde{P}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \tilde{E}(t) \quad (2.1)$$

Burada  $\chi^{(1)}$  doğrusal alınganlıktır. Doğrusal olmayan optikte, optiksel karşılık yukarıdaki denklemin genelleştirilmiş hali ile ifade edilir. Polarizasyon ifadesi kuvvet serisine açılırsa,

$$\begin{aligned} \tilde{P}(t) &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} \tilde{E}(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}^3(t) + \dots \\ &\equiv \tilde{P}^{(1)}(t) + \tilde{P}^{(2)}(t) + \tilde{P}^{(3)}(t) + \dots \end{aligned} \quad (2.2)$$

Burada  $\chi^{(2)}$  ve  $\chi^{(3)}$  ifadeleri sırasıyla ikinci ve üçüncü doğrusal olmayan optik alınganlık olarak bilinir.

### 2.2 Doğrusal Olmayan Optik Etkileşimler

#### 2.2.1 İkinci harmonik üretimi

Verilen bir madde için  $\tilde{P}(E)$  fonksiyonu  $E$  ye göre tek bir fonksiyon ise, ikinci denklemden  $E$  nin çift kuvvetlerinin sıfır olması gerekir. Cam veya su gibi

eşdoğrultusal bir ortamda olan da budur. Simetri merkezli kalsit gibi kristallerde koordinat eksenlerinin tümünün tersine çevrilmesi fiziksel nicelikler arasındaki bağıntıları değişmez bırakmalıdır. Bundan dolayı bu tür maddelerle çift harmonik oluşturulamaz. Bununla birlikte üçüncü harmonik üretimi olabilir. İkinci harmoniklik koşulu olan bir kristalin simetri merkezinin bulunmaması, piezoelektriklik için de gereklidir. Basınç altındaki bir piezoelektrik kristali simetrik olmayan yük dağılımı haline girerek bir gerilim oluşturur. Otuz iki kristal sınıfından yirmisi bu türden olup ikinci harmonik için kullanılabilir [1]. Genellikle kullanılan kristaller BBO (Beta Baryum Borat), KDP (Potasyum Dihidrojen Fosfat), KTP (Potasyum Titanil Fosfat), Lityum Niyobat'tır [55]. Deneysel çalışmalarda kullanılan BBO kristalinin optik ve fiziksel özellikleri Çizelge 1.1 ve Çizelge 1.2'de verildiği gibidir [56].

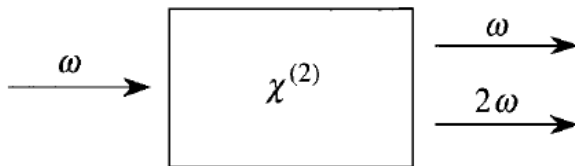
**Çizelge 1.1 :** BBO kristalinin optik özellikleri.

|                      |                               |           |             |
|----------------------|-------------------------------|-----------|-------------|
| Geçirgenlik Aralığı: | 196 nm ~ 2200 nm              |           |             |
| Kırılma İndisleri:   | 1030 nm için                  | 1.655 (o) | 1.539 (e.o) |
|                      | 515 nm için                   | 1.676 (o) | 1.556 (e.o) |
|                      | 343 nm için                   | 1.710 (o) | 1.579 (e.o) |
| Soğurma Katsayısı:   | $\alpha < 0.1\%/cm$ (1030 nm) |           |             |

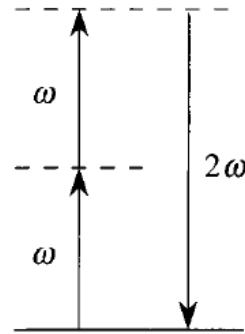
**Çizelge 1.2 :** BBO kristalinin fiziksel özellikleri.

|                 |                                        |
|-----------------|----------------------------------------|
| Kristal Yapısı  | Trigonal                               |
| Boyutları       | 0.5cm – 0.5cm – 0.5cm                  |
| Erime Noktası   | 1095°C                                 |
| Geçiş Noktası   | 926°C                                  |
| Yoğunluk        | 3.85 g/cm <sup>3</sup>                 |
| Renk            | renksiz                                |
| Özgül Isı       | 0.49 cal/g°C                           |
| Isıl İletkenlik | 1.2 W/(mK) (dik), 1.6 W/(mK) (paralel) |

a)



b)



**Şekil 2.1 :** a) İkinci harmonik üretiminin geometrisi. b) Enerji seviyeleri diagramı.

Elektrik alan kuvveti aşağıdaki şekilde ifade edilirse,

$$\tilde{E}(t) = E e^{-i\omega t} + c. c. \quad (2.3)$$

Burada  $\chi^{(2)}$  alınganlık değerinin sıfır olmadığı bir kristal kullanılır. Buna göre bunun gibi bir kristalde meydana gelen polarizasyon aşağıdaki şekilde yazılabilir;

$$\tilde{P}^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t) \quad (2.4)$$

ya da

$$\tilde{P}^{(2)}(t) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E E^* + (\varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 e^{-2i\omega t} + c. c.) \quad (2.5)$$

İkinci dereceden polarizasyona sıfır frekansının (birinci terim) ve  $2\omega$  frekansının katkıda bulunduğu görülür. Birinci terimin elektromanyetik radyasyona sebep olmadığını söylemek gerekir (çünkü ikinci dereceden türevi sıfıra gider). Birinci terim optik doğrultma adı verilen bir sürece katkıda bulunur [13].

İkinci harmonik üretimini farklı frekanslardaki fotonların değişimi olarak düşünmek mümkündür. Şekil 2.1'de (b) ye göre  $\omega$  frekansındaki iki foton soğurulur ve yerine  $2\omega$  frekansındaki bir foton oluşur.

### 2.2.2 Fark frekans üretimi ve frekans toplanması

Doğrusal olmayan bir dielektrik içinde farklı frekanslı iki veya daha çok ışın demetinin karıştırılmasıdır [13]. Doğrusal olmayan alınganlığı  $\chi^{(2)}$  olan bir optik ortamda iki farklı frekans içeren elektrik alanı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir,

$$\tilde{E}(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c. c. \quad (2.6)$$

Polarizasyonun ikinci dereceden katkısı,  $\tilde{P}^{(2)}(t) = \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t)$

$$\begin{aligned} \tilde{P}^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} [ & E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \\ & + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c. c. ] + 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} [E_1 E_1^* + E_2 E_2^*] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Bu ifadeyi aşağıdaki notasyonla ifade etmek mümkündür;

$$\tilde{P}^{(2)}(t) = \sum_n P(\omega_n) e^{-i\omega_n t} \quad (2.8)$$

Buna göre,

$$P(2\omega_1) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1^2 \quad (SHG)$$

$$P(2\omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_2^2 \quad (SHG)$$

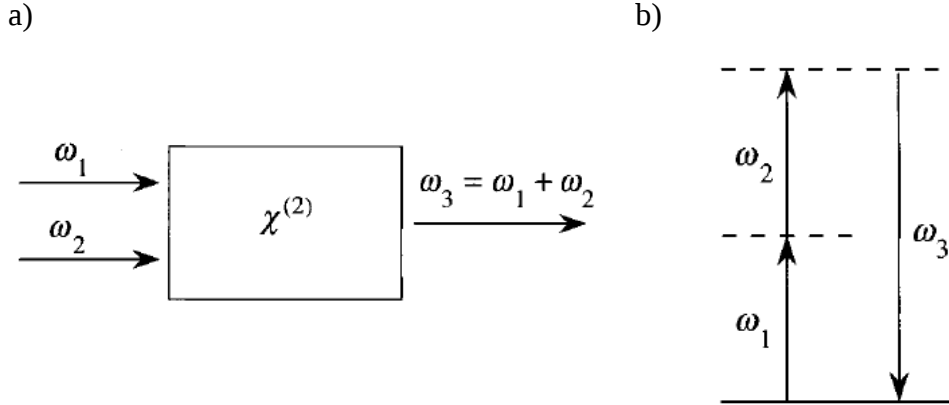
$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \quad (SFG)$$

$$P(\omega_1 - \omega_2) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2^* \quad (DFG)$$

$$P(0) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*) \quad (OR)$$

Genellikle bu frekans bileşenlerinden yalnızca biri kayda değer bir şiddette ortaya çıkar. Uygulama olarak giriş radyasyonunun polarizasyonunun uygun seçilmesi ve doğrusal olmayan kristalin ayarlanması ile hangi bileşenin ortaya çıkacağı ayarlanabilmektedir [13].

### 2.2.2.1 Frekans toplanması



**Şekil 2.2 :** a) Etkileşimin geometrisi. b) Enerji seviyesi temsili.

Daha önce yazılan denkleme göre frekans toplayıcısının kompleks genliği aşağıdaki gibidir,

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \quad (2.9)$$

Frekans toplanması ikinci harmonik üretimine çok benzerdir ancak burada iki farklı frekansa sahip dalga gönderilir. Şekil 2.2’de etkileşimin geometrisini ve enerji seviye temsilini görmek mümkündür.

### 2.2.2.2 Fark frekans üretimi

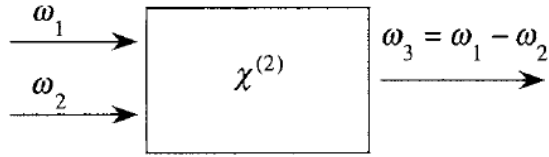
Fark frekans üretimi doğrusal olmayan polarizasyondan yola çıkılarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilir,

$$P(\omega_1 - \omega_2) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2^* \quad (2.10)$$

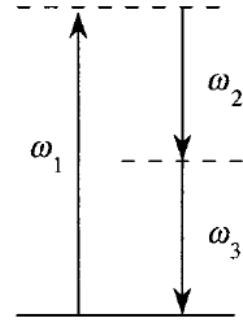
Frekans toplanması ile fark frekans üretimi arasındaki önemli fark Şekil 2.3'teki (b) şikkında net bir şekilde görülmektedir. Bu süreç optik parametrik yükseltme olarak da bilinir [13].

Burada atom  $\omega_1$  frekansındaki bir fotonu absorplayarak daha yüksek bir enerji seviyesine geçer.  $\omega_2$  frekanslı bir alan ile etkileşime sokularak iki foton emisyonu gerçekleştirilir.

a)



b)



**Şekil 2.3 :** a) Fark frekans üretimi geometrik temsili. b) Fark frekans üretimi enerji seviyeleri temsili.

### 2.2.3 Faz eşlemesi

Harmonik üretimi, fark frekans üretimi ve frekans toplanması gibi faz duyarlı doğrusal olmayan optik olaylarda etkili bir sonucun elde edilmesi için faz eşlemesinin elde edilmesi önemlidir.

İkinci harmoniğin üretiminde bu olay incelenebilir.  $\omega$  frekansına sahip monokromatik düzlem dalga'nın kristal içerisinde z-ekseni boyunca ilerlediği düşünülürse, dalga'nın elektrik alanı,

$$E_\omega(z, t) = \frac{1}{2} \{E(z, \omega) \exp[i(\omega t - k_\omega z)] + c. c.\} \quad (2.11)$$

şeklinde yazılabilir [2]. Bu durumda doğrusal olmayan polarizasyon aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$P_{2\omega} = \frac{1}{2} \{E^2(z, \omega) \exp[i(2\omega t - 2k_\omega z)] + c. c.\} \quad (2.12)$$

Denklem (2.12),  $2\omega$  frekansı ile salınan ve  $2k_\omega$  ilerleme sabitine sahip bir dalgayı tanımlar. Buradan yola çıkarak, denklem (2.11)'de belirtilen elektrik alana sahip frekansındaki bir dalganın doğrusal olmayan bir ortamda ilerlerken  $2\omega$  frekansına sahip dalga üretilmesine yol açacağı görülmektedir. Üretilen ikinci harmoniğin elektrik alanı,

$$E_{2\omega}(z, t) = \frac{1}{2} \{E(z, 2\omega) \exp[i(2\omega t - k_{2\omega} z)] + c. c.\} \quad (2.13)$$

şeklinde yazılabilir [2]. (2.12) ve (2.13) denklemleri karşılaştırıldığında bu sürecin verimli bir şekilde gerçekleşmesi için önemli bir koşulun yerine getirilmesi gerektiği görülür. Polarize olan dalganın faz hızı ( $v_P = 2\omega/2k_\omega$ ) ile üretilen dalganın faz hızı ( $v_E = 2\omega/k_{2\omega}$ ) birbirine eşit olmalıdır. Bu koşulu,

$$k_{2\omega} = 2k_\omega \quad (2.14)$$

şeklinde yazmak mümkündür. Bu koşul sağlanmadığı takdirde kristal içerisinde  $l$  kadar ilerleyen polarize dalganın fazı ile  $(2k_\omega l)$ , üretilen dalganın fazı  $(k_{2\omega} l)$  birbirinden farklı olur. Bu durumda faz farkı,  $(2k_\omega - k_{2\omega})l$ , ilerleme mesafesi,  $l$ , ile artar ve üretilen dalga uygun faza sahip olmadığından ilerleme mesafesine bağlı olarak sönmelenir. Bu sebeple denklem (2.4)'teki koşul *faz eşleşmesi* olarak da adlandırılır [2].

Bu koşulu dalga sayıları açık şekilde ifade edilerek yazılırsa,

$$\frac{2\pi n_{2\omega}}{\lambda/2} = \frac{4\pi n_\omega}{\lambda} \quad (2.15)$$

elde edilir. Bu eşitlik sadeleştirilirse,

$$n_{2\omega}^e = n_\omega^o \quad (2.16)$$

koşulu yazılabilir. Frekansa bağlı olarak kırılma indisinin değişeceği göz önünde bulundurulursa denklem (2.16)'da belirtilen koşul yalnızca biri sıradan ve diğeri sıradan olmayan iki dalga için geçerli olur. Denklem (2.16)'daki  $e$  ve  $o$  indisleri bu durumu belirtir. Burada sıradan dalga ve sıradan olmayan dalga tanımları ışığın kutuplanmasına göre yapılır. Kristalin simetri eksenini ile ışığın ilerleme yönü bir düzlem oluşturur. Eğer ışığın kutuplanması bu düzleme dikse sıradan dalga, düzlemde ise sıradan olmayan dalga olarak adlandırılır.

Çiftkırıcılık olarak da adlandırılan bu olay ikinci harmonik üretimi için düşünülecek olursa  $\omega$  frekansında sıradan bir dalga kristalle etkileştikten sonra oluşan  $2\omega$  frekansında sıradan olmayan bir dalga oluşur. Bunun nedeni faz eşlemesi koşulunun ancak bu şekilde yerine getirilebilmesidir.

BBO kristali için dalga boyuna bağlı kırılma indisi sıradan ve sıradan olmayan dalgalar için dispersiyon formülü ile hesaplanabilir [57]. Buna göre,

$$n_o^2 = 2.7405 + \frac{0.0184}{\lambda^2 - 0.0179} - 0.0155\lambda^2 \quad (2.17)$$

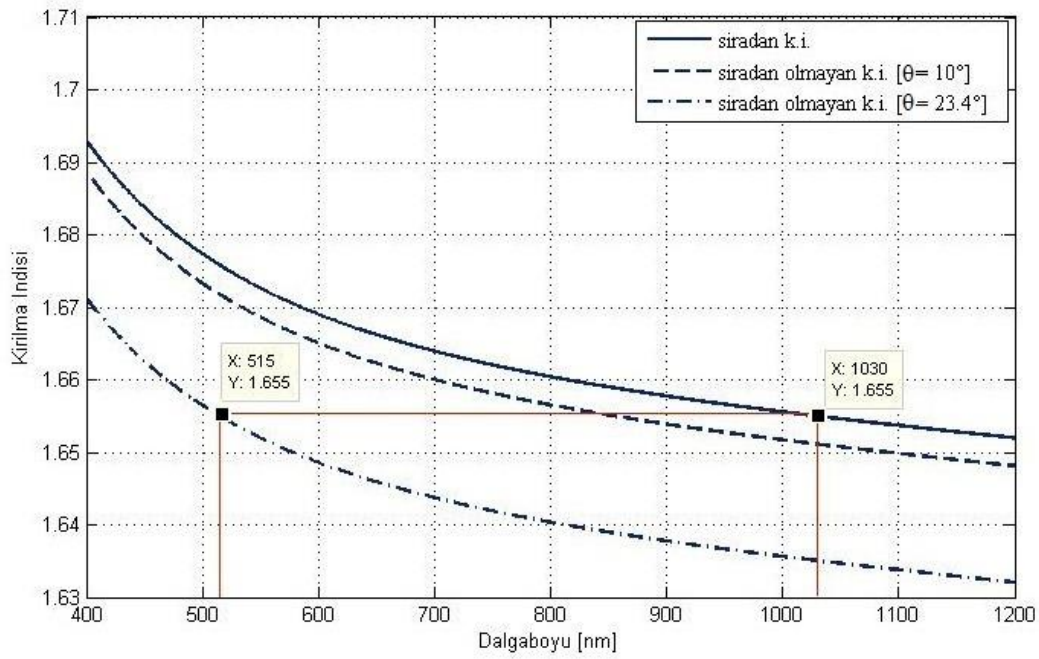
$$n_e^2 = 2.3730 + \frac{0.0128}{\lambda^2 - 0.0156} - 0.0044\lambda^2 \quad (2.18)$$

Denklem (2.17) ve (2.18)'de verilen dispersiyon formülleri  $0.22 \mu m < \lambda < 1.06 \mu m$  aralığındaki dalga boyları için geçerlidir.

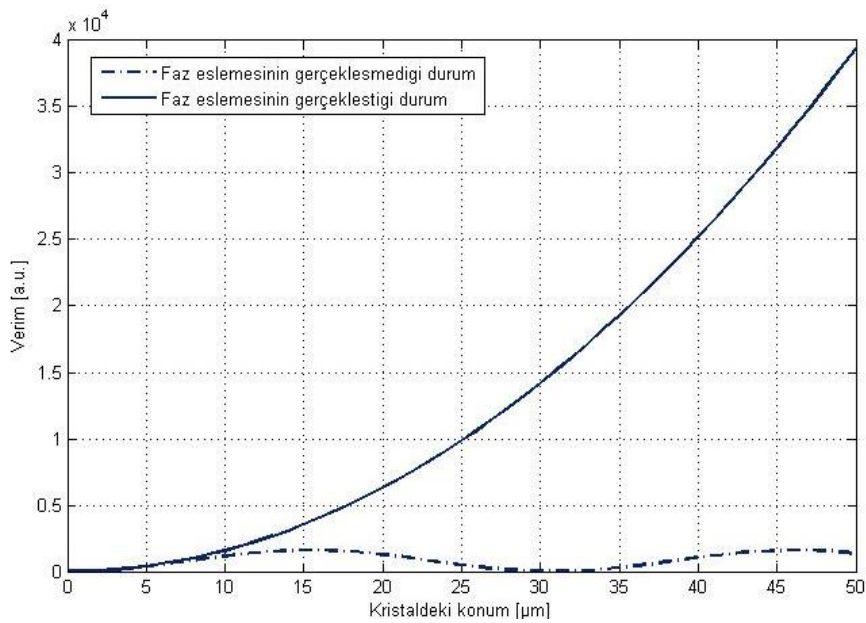
Sıradan olmayan dalgalar için kırılma indisi polarizasyonun kristalin simetri eksenini ile yaptığı açıya bağlı olarak da değişir. Bu durumda sıradan olmayan dalga için açıya bağlı kırılma indisi şu şekilde yazılır [57],

$$n_e(\theta) = \frac{n_e n_o}{(n_o^2 \cos^2 \theta + n_e^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (2.19)$$

Şekil 2.4'ten de görülebileceği gibi sıradan olmayan dalganın kırılma indisi, ışığın kutuplanmasının kristalin simetri eksenini ile yaptığı açıya bağlıdır. Bu açı  $23.4^\circ$  olduğunda faz eşlemesi koşulu  $\omega$  ve  $2\omega$  frekansları için sağlanır. Bu durumda ikinci harmonik en yüksek verimle elde edilir.



**Şekil 2.4 :** BBO kristalinin dalga boyuna bağlı sıradan ve sıradan olmayan dalgalar için kırılma indisi değişikliği.



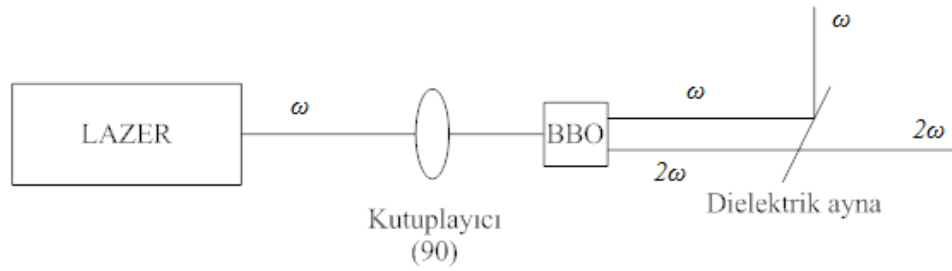
**Şekil 2.5 :** Dalganın kristalde aldığı yola bağlı olarak üretilen ikinci harmoniğin gücünün faz eşlemesinin gerçekleştiği ve gerçekleşmediği durumlara bağlı değişimi.

Şekil 2.5'ten de görülebileceği gibi faz eşlemesinin gerçekleşmesi durumunda oluşan ikinci harmoniğin gücü artmaktadır [58]. Grafikte kesikli çizgi ile gösterilen eğri faz eşlemesi koşulunun sağlanmadığı durumu, diğeri de faz eşlemesinin gerçekleştiği durumu göstermektedir.

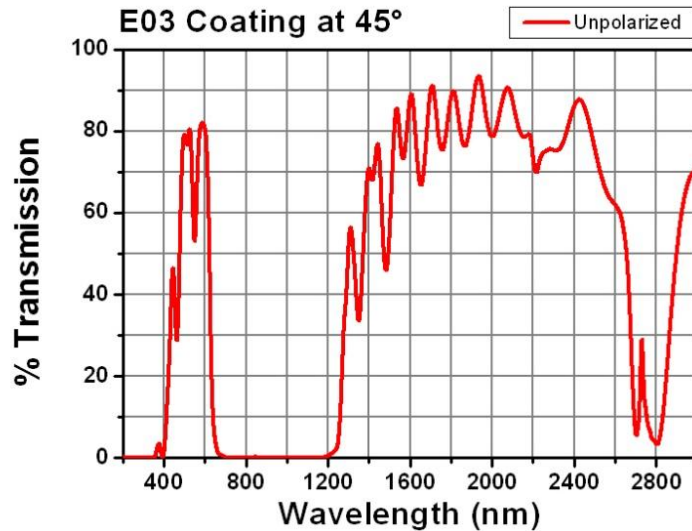
### 2.3 Deneysel Sonuçlar

Doğrusal olmayan optik alanındaki en önemli etkileşimlerden biri harmonik üretimidir. Belirli açılarda kesilen beta-BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> (Beta Baryum Borat) kristali aracılığı ile lazerin temel frekansı iki, üç veya dört katına çıkarılabilmektedir. Düzeneklerde kullanılan temel ışığın dalga boyu 1030 nm, tekrarlama oranı 1 kHz'dir.

İkinci harmoniğin üretilmesi için  $\omega$  frekansına sahip ışık, polarizasyonun simetri eksenini ile yapacağı açı 23.4° olacak şekilde kesilen BBO kristalinden geçirilir. Kristalin çıkışında ışığın belli bir kısmı  $2\omega$  frekansında elde edilir. Bu durumda bir dielektrik ayna yardımıyla  $\omega$  ve  $2\omega$  frekansları birbirinden ayrılabilir. Şekil 2.6'daki düzenekte ikinci harmoniğin elde edilmesinde kullanılan optik elemanları görmek mümkündür. Burada kullanılan dielektrik aynanın (Thorlabs E03P) frekansa bağlı geçirgenlik grafiği Şekil 2.7'de verilmiştir.

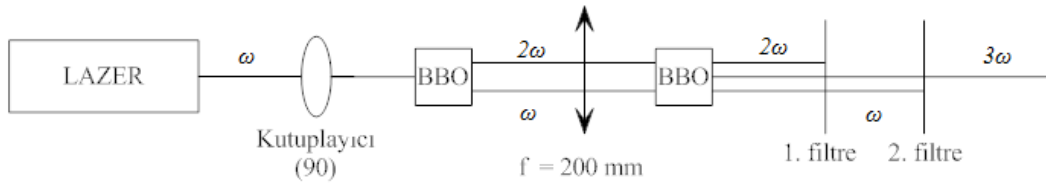


Şekil 2.6 : İkinci harmonik üretimi deney düzeneği.

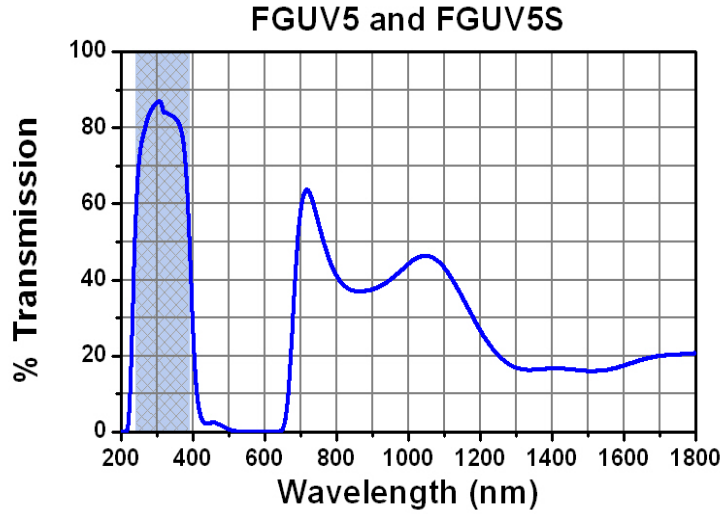


Şekil 2.7 : BB1-E03P kodlu dielektrik aynanın dalga boyuna bağlı geçirgenlik oran grafiği [59].

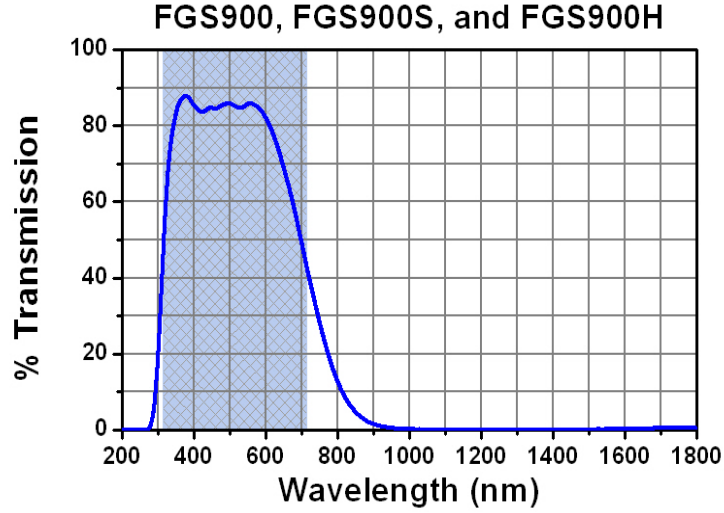
Üçüncü harmonik üretiminde frekans toplanması olayı etkin rol oynar. Bunun için ikinci harmonik kristalinden sonra polarizasyonun simetri eksenine göre  $38^\circ$  olacak şekilde kesilen diğer bir BBO kristali (üçüncü harmonik kristali) yerleştirildi ve bu kristalin çıkışında  $\omega$ ,  $2\omega$  ve  $3\omega$  frekanslarına sahip ışınlar elde edildi.  $\omega$  ve  $2\omega$  frekanslarının sistemden ayrılması için 515 nm dalga boyunu absorplayan filtre (Thorlabs FGUV5) ve 1030 nm dalga boyunu absorplayan filtre (Thorlabs FGS900) kullanıldı. Şekil 2.8’de düzeneğin şemasını görmek mümkündür. Bahsi geçen filtrelerin dalga boyuna bağlı geçirgenlik grafikleri Şekil 2.9 ve Şekil 2.10’da verilmiştir. Sistemde kullanılan 200 mm odak uzaklığına sahip mercek verimi arttırmak amacıyla kullanıldı.



Şekil 2.8 : Üçüncü harmonik üretimi deney düzeneği.

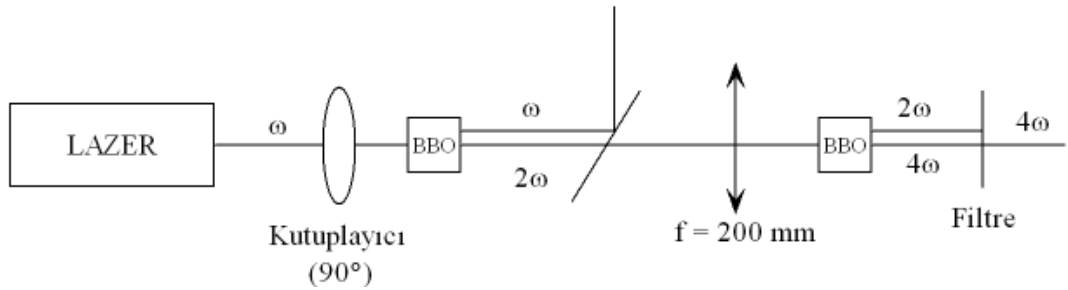


Şekil 2.9 : Thorlabs FGUV5 kodlu filtrenin dalga boyuna bağlı geçirgenliği [60].



**Şekil 2.10 :** Thorlabs FGS900 kodlu filtrenin dalga boyuna bağlı geçirgenliği [60].

Dördüncü harmonik üretimi de ikinci harmonik üretimine çok benzer şekilde gerçekleşir. Burada temel frekans olacak şekilde üretilen ikinci harmonik, polarizasyonun simetri eksenine ile yapacağı açı  $43^\circ$  olacak şekilde kesilen diğer bir BBO kristalinden geçirildi ve çıkışta belli bir oranda dördüncü harmonik elde edildi. İkinci kristalinden sonra  $2\omega$  ve  $4\omega$  frekanslarını birbirinden ayırmak için Şekil 2.11’de de görüldüğü gibi filtre (Thorlabs FGUV5) kullanıldı.



**Şekil 2.11 :** Dördüncü harmonik üretimi deney düzeneği.

Bahsi geçen tüm harmonikler temel frekansın şiddetine bağlı olarak belirli verimlerle elde edilir. Özellikle üçüncü ve dördüncü harmoniklerin verimlerinin artırılabilmesi için BBO kristalinden sonra odak uzaklığı 200 mm olan bir mercekle kullanılır. Merceğin odak noktasının yakınına yerleştirilen ikinci BBO kristali sonrasında daha yüksek verimle ikinci ve üçüncü harmonikler elde edilir. Çizelge 2.1 ve Çizelge 2.2’de temel frekanstaki optik güce karşılık ölçülen  $2\omega$ ,  $3\omega$  ve  $4\omega$  frekanslarının optik güçleri ve bunların yüzde oranları görülmektedir. Ölçüm için fotonların oluşturduğu termal etkiyi temel alan güç ölçer kullanıldı.

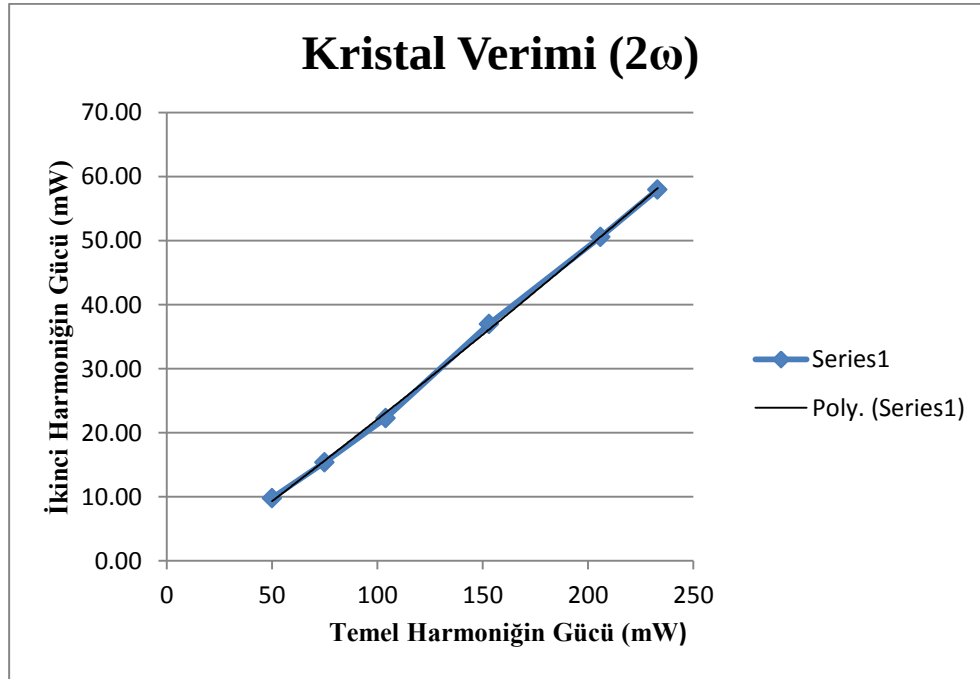
**Çizelge 2.1 :** Lazerin çıkış gücüne bağlı  $2\omega$ ,  $3\omega$  ve  $4\omega$  frekanslarının güçleri.

| Lazer Çıkış Gücü [mW] | $2\omega$ Gücü [mW] | $3\omega$ Gücü [mW] | $4\omega$ Gücü [mW] |
|-----------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| 50                    | 9,80                | 0,37                | 0,30                |
| 75                    | 15,40               | 0,70                | 0,46                |
| 104                   | 22,30               | 1,07                | 0,52                |
| 153                   | 37,00               | 2,10                | 0,66                |
| 206                   | 50,60               | 3,42                | 1,30                |
| 233                   | 58,00               | 4,70                | 1,60                |

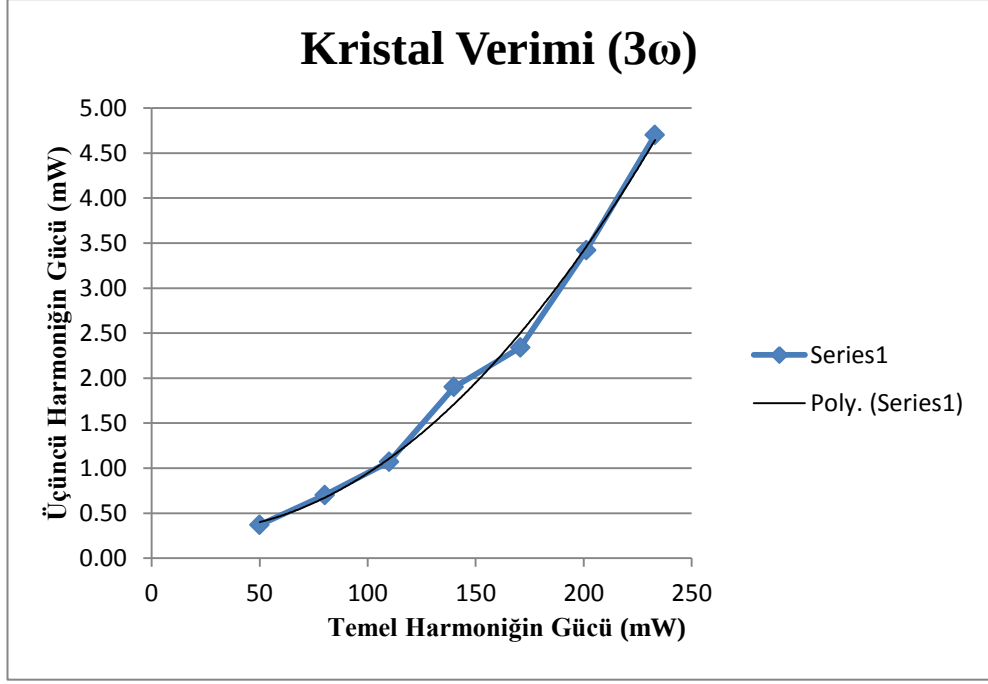
**Çizelge 2.2 :** Lazerin çıkış gücüne bağlı  $2\omega$ ,  $3\omega$  ve  $4\omega$  frekanslarının yüzde verimleri.

| Lazer Çıkış Gücü [mW] | Verim- $2\omega$ (%) | Verim- $3\omega$ (%) | Verim- $4\omega$ (%) |
|-----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 50                    | 19,60                | 0,74                 | 0,60                 |
| 75                    | 20,53                | 0,93                 | 0,61                 |
| 104                   | 21,44                | 1,03                 | 0,50                 |
| 153                   | 24,18                | 1,37                 | 0,43                 |
| 206                   | 24,56                | 1,66                 | 0,63                 |
| 233                   | 24,89                | 2,02                 | 0,69                 |

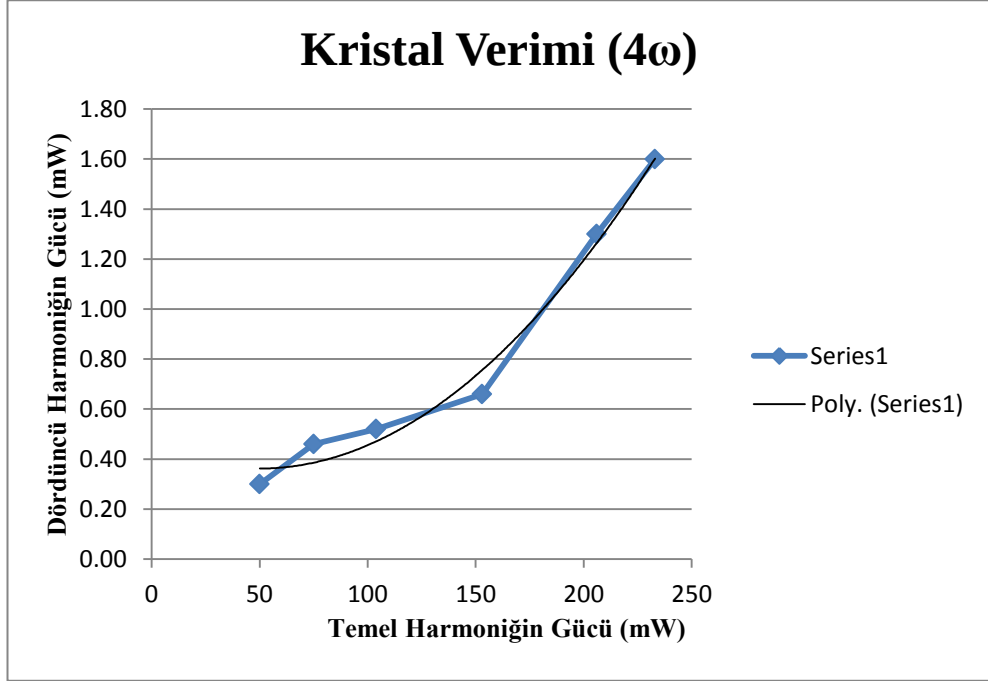
Şekil 2.12, Şekil 2.13 ve Şekil 2.14’te de her bir harmoniğin temel frekansın gücüne bağlı grafikleri verilmiştir. Çizelgelerden de görülebileceği gibi temel frekansın gücüne bağlı olarak elde edilen verim artmaktadır. Örneğin  $2\omega$  frekansı için yapılan ölçümlerde maksimum yaklaşık %25 verim elde edilebilirken lazerin gücü düşürüldüğünde bu oran %19’a kadar düşmektedir.



**Şekil 2.12 :**  $2\omega$  frekans gücünün temel harmonik gücüne bağlı değişimi.



**Şekil 2.13 :**  $3\omega$  frekans gücünün temel harmonik gücüne bağlı değişimi.



**Şekil 2.14 :**  $4\omega$  frekans gücünün temel harmonik gücüne bağlı değişimi.

Diğer harmonikler için de temel frekansın gücüne bağlı olarak elde edilen verim artmaktadır. Üçüncü harmonik maksimum %2, dördüncü harmonik ise %0,6 verimle elde edilebilmektedir. Ayrıca burada düzeneklerde kullanılan dielektrik aynaların ve filtrelerin geçirme ve yansıtma oranları da göz önünde bulundurulmalıdır. Bu durumda her bir kristalin verimlerinin daha yüksek olduğunu görmek mümkündür.



### 3. HÜZME ŞEKİLLENDİRME

Lazer kovukları genel olarak Hermite-Gauss veya Laguerre-Gauss modlarında hüzmeler üretirler. Her iki durum için de temel mod  $TEM_{00}$  olarak adlandırılır ve pratikte en çok bu mod kullanılır. Gauss modunda oluşturulan lazer hüzmelerinin çeşitli yöntemlerle farklı şekillere çevrilmesi mümkündür. Öncelikle Gauss modunun kuramsal olarak incelenmesi doğru olacaktır.

#### 3.1 Gauss Hüzmeleri

Enine elektrik alan ve şiddet dağılımları Gauss fonksiyonu formunda olan elektromanyetik dalgalar Gauss hüzmeleri olarak adlandırılırlar. Gauss hüzmeleri paraksiyal yaklaşımla elde edilen Helmholtz denkleminin çözümüdür. Paraksiyal yaklaşımda ışının optik eksene çok yakın ilerlediği düşünülür. Bu durumda ışın sistemin optik eksenine  $\theta$  açısı yaptığı düşünülürse sistem için,

$$\sin \theta \approx \tan \theta \approx \theta \quad (3.1)$$

ifadesi geçerli olur. Öncelikle homojen Helmholtz denklemi elektrik alan için ifade edilirse,

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega) + k^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.2)$$

yazılabilir. Düzlem dalganın z-ekseni boyunca ilerlediği düşünülürse elektrik alan aşağıdaki gibi ifade edilebilir [61].

$$E(\vec{r}, \omega) = u(\vec{r}, \omega) \exp(-ikz) \quad (3.3)$$

Burada  $u(\vec{r}, \omega)$  fonksiyonu dalganın uzaysal değişimini ifade eder.  $f$  herhangi bir fonksiyon olmak üzere gradyent operatörü için aşağıdaki denklik önemlidir.

$$\text{grad}(f) = \vec{\nabla} f = \vec{\nabla}_{tr} f + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} f \quad (3.4)$$

Burada enine gradyan operatörü,

$$\vec{\nabla}_{tr} f = \hat{x} \frac{\partial}{\partial x} f + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} f \quad (3.5)$$

şeklindedir. (3.3) ve (3.4) denklemi kullanılarak  $\vec{\nabla} E(\vec{r}, \omega)$ ,

$$\vec{\nabla} E(\vec{r}, \omega) = \left\{ \vec{\nabla}_{tr} u(\vec{r}, \omega) + \hat{z} \left[ \frac{\partial}{\partial z} u(\vec{r}, \omega) - iku(\vec{r}, \omega) \right] \right\} \exp(-ikz) \quad (3.6)$$

halini alır. Denklem (3.2)'de laplasyen operatörünün etki etmiş olduğu terim şu şekilde çözümlenebilir,

$$\begin{aligned} \nabla^2 E(\vec{r}, \omega) &\equiv \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} E(\vec{r}, \omega) \\ &= \left[ \vec{\nabla}_{tr} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \right] \left\{ \vec{\nabla}_{tr} u(\vec{r}, \omega) \right. \\ &\quad \left. + \hat{z} \left[ \frac{\partial}{\partial z} u(\vec{r}, \omega) - iku(\vec{r}, \omega) \right] \right\} \exp(-ikz) \\ &= \left[ \vec{\nabla}_{tr} \cdot \vec{\nabla}_{tr} u(\vec{r}, \omega) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} u(\vec{r}, \omega) - i2k \frac{\partial}{\partial z} u(\vec{r}, \omega) \right. \\ &\quad \left. - k^2 u(\vec{r}, \omega) \right] \exp(-ikz) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Herhangi bir f fonksiyonu için enine laplasyen operatörü,

$$\vec{\nabla}_{tr}^2 f = \frac{\partial^2}{\partial x^2} f + \frac{\partial^2}{\partial y^2} f \quad (3.8)$$

şeklinde yazılabilir [61]. Bu durumda Helmholtz denklemi şu şekilde çözümlenmiş olur;

$$\vec{\nabla}_{tr}^2 u(\vec{r}, \omega) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} u(\vec{r}, \omega) - i2k \frac{\partial}{\partial z} u(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.9)$$

Paraksiyal yaklaşım yapılmadığı zaman sistem için Helmholtz denklemi (3.9)'da belirtilen şekilde yazılır. Bu denklem için paraksiyal yaklaşım aşağıdaki şekildedir [61].

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} u(\vec{r}, \omega) \ll i2k \frac{\partial}{\partial z} u(\vec{r}, \omega) \quad (3.10)$$

Bunun anlamı, dalğanın uzaysal değişim fonksiyonun türevi şeklinde ifade edilen boyuna değişimlerin, dalğanın sanal kısmına oranla çok küçük olduğudur. Bu durumda (3.9) denkleminde ikinci terim ihmal edilebilir. Paraksiyal yaklaşımla Helmholtz denklemi,

$$\vec{\nabla}_{tr}^2 u(\vec{r}, \omega) - i2k \frac{\partial}{\partial z} u(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.11)$$

halini alır. Bu denklem dalga denkleminin paraksiyal yaklaşımı olarak adlandırılır.

Bu denklemin çözümüne ulaşmak için öncelikle Helmholtz denkleminin bilinen çözümüne yani küresel dalga fonksiyonuna paraksiyal yaklaşım uygulanabilir.

$$\begin{aligned} \frac{\exp(-ikr)}{r} &\equiv \frac{\exp(-ik\sqrt{x^2 + y^2 + z^2})}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\ &= \frac{\exp[-ikz(\sqrt{1 + (x^2 + y^2)/z^2})]}{z(\sqrt{1 + (x^2 + y^2)/z^2})} \\ &\approx \frac{\exp(-ikz)}{z} \exp[-ik(x^2 + y^2)/2z] \end{aligned} \quad (3.12)$$

Bu yaklaşımla elde edilen çözüm paraksiyal dalga denkleminin çözümüdür ve Gauss hüzmesi olarak adlandırılır [61];

$$u_G(\vec{r}, \omega) = u_G(\rho, z, \omega) = A_G \exp(-iP(z)) \exp\left[-\frac{ik\rho^2}{2q(z)}\right] \quad (3.13)$$

Burada  $\rho^2 = x^2 + y^2$  dir. Denklem (3.13) paraksiyal dalga denkleminde yerine koyulursa,

$$\begin{aligned} \exp(-iP(z)) \vec{\nabla}_{tr}^2 \exp\left[-\frac{ik\rho^2}{2q(z)}\right] - i2k \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \exp(-iP(z)) \exp\left[-\frac{ik\rho^2}{2q(z)}\right] \right\} \\ \approx 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

olur. Operatör işlemleri gerçekleştirilirse,

$$\exp(-iP(z)) \exp\left[-\frac{ik\rho^2}{2q(z)}\right] \left\{ -\frac{ik}{q(z)} \left[ 2 - \frac{ik\rho^2}{q(z)} \right] - i2k \left[ -i\frac{d}{dz}P(z) + \frac{ik\rho^2}{2q^2(z)}\frac{d}{dz}q(z) \right] \right\} \approx 0 \quad (3.15a)$$

Elde edilir. Bu denklem daha basit forma getirilebilir;

$$\frac{d}{dz}P(z) + \frac{i}{q(z)} + \frac{k\rho^2}{2q^2(z)} \left[ 1 - \frac{d}{dz}q(z) \right] \approx 0 \quad (3.15b)$$

Bu durumda herhangi bir  $\rho$  için bu denklem iki kısma ayrılabilir;

$$\frac{k\rho^2}{2q^2(z)} \left[ 1 - \frac{d}{dz}q(z) \right] \approx 0 \quad \rightarrow \quad \frac{d}{dz}q(z) = 1 \quad (3.15c)$$

$$\frac{d}{dz}P(z) + \frac{i}{q(z)} \approx 0 \quad \rightarrow \quad \frac{d}{dz}P(z) = -\frac{i}{q(z)} \quad (3.15d)$$

Her iki denklemin çözümü şu şekildedir;

$$q(z) = z + q_0 \quad (3.16a)$$

$$P(z) = -i \ln[q(z)] = -i \ln[z + q_0] \quad (3.16b)$$

Küresel bir dalganın paraksiyal yaklaşımı ile karşılaştırıldığında  $q(z)$ , eğrilik yarıçapı  $R(z)$  ve genişlik  $w(z)$  cinsinden şu şekilde yazılır;

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + q_0} = \frac{1}{R(z)} + \frac{-2i}{kw^2(z)} \quad (3.17)$$

İntegrasyon sabitlerinin belirlenmesi için herhangi bir referans noktasında,  $z = 0$ , düzlemsel dalga cephesi koşulu ele alınır. Bu noktada  $R(0) = \infty$  olur.

$$\frac{1}{R(0)} = 0 \quad \text{ve} \quad \frac{1}{q(0)} = \frac{-2i}{kw^2(0)}$$

elde edilir. Buna göre,

$$q_0 = -\frac{kw^2(0)}{2i} = i\frac{\pi w^2(0)}{\lambda} = iL_F \quad (3.18)$$

bulunur. Burada,  $L_F = kw^2(0)/2 = \pi w^2(0)/\lambda$ , Fresnel mesafesi, kırınım mesafesi ya da eş odak parametresi olarak adlandırılır [61]. Bu parametre cinsinden denklem (3.17),

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + q_0} = \frac{1}{z + iL_F} = \frac{z - iL_F}{z^2 + L_F^2} \quad (3.19)$$

şeklinde yazılır. Sanal ve gerçek kısımlar birbirine eşitlenirse,

$$R(z) = z \left[ 1 + \frac{L_F^2}{z^2} \right] \quad (3.20)$$

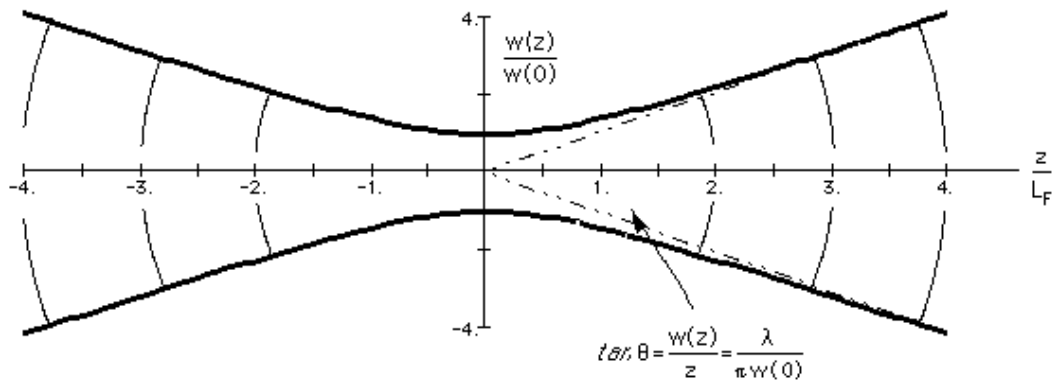
$$w^2(z) = w^2(0) \left[ 1 + \frac{z^2}{L_F^2} \right]$$

olarak bulunur. Bu ifadelerden yola çıkarak temel modtaki Gauss hüzmesinin dalga fonksiyonu şu şekilde yazılır,

$$u_G(\rho, z, \omega) = A_G \exp(-iP(z)) \exp \left[ -\frac{ik\rho^2}{2q(z)} \right] \quad (3.21)$$

$$= A_G \frac{w(0)}{w(z)} \exp \left( -i \operatorname{atan} \left[ \frac{L_F}{z} \right] \right) \exp \left[ -\frac{ik\rho^2}{2R(z)} \right] \exp \left[ -\frac{\rho^2}{w^2(z)} \right]$$

Genellikle bu denklemden yola çıkılarak elde edilen Şekil 3.1 incelendiğinde Gauss hüzmesinin ilerleyişini anlamak daha kolay olmaktadır.

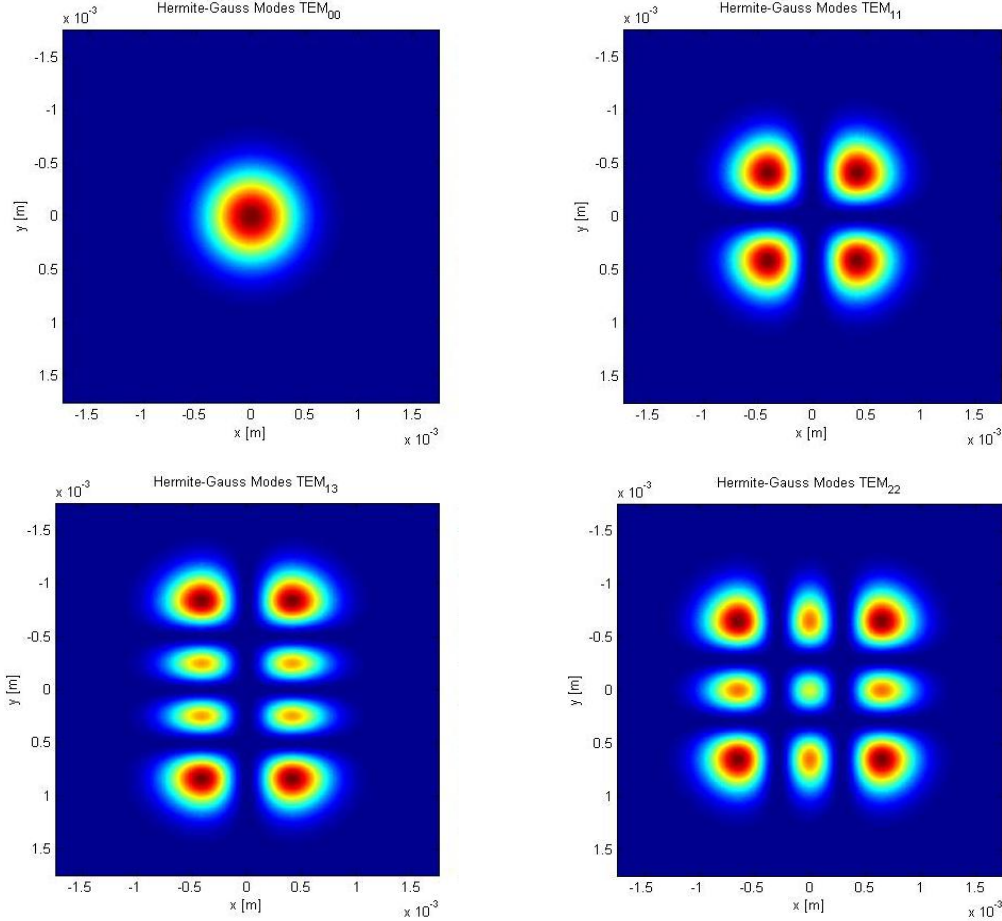


**Şekil 3.1 :** Gauss hüzmesinin ilerlemesi [61].

Denklem (3.21) Gauss hüzmesinin temel durumunu verir. Paraksial dalga denkleminin daha genel bir çözümü Hermite – Gauss hüzmeleridir.

$$u_{H-G}^{nm}(\rho, z, \omega) = A_{H-G}^{nm} \frac{w(0)}{w(z)} H_n\left(\sqrt{2} \frac{x}{w}\right) H_m\left(\sqrt{2} \frac{y}{w}\right) \times \exp[i[n + m + 1] \tan^{-1}(z/L_F)] \exp\left[-\frac{ik\rho^2}{2R(z)}\right] \exp\left[-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right]$$

Şekil 3.2’de Hermite – Gauss hüzmelerinin şiddet dağılımlarını görmek mümkündür.



**Şekil 3.2 :** Yüksek mertebe Hermite – Gauss hüzmelerinin şiddet dağılımları.

### 3.2 Bessel Hüzmeleri

Paralel olarak üretilen monokromatik bir hüzmelerin belirgin bir yayılmaya uğramadan ilerlediği mesafe Rayleigh mesafesi olarak tanımlanır ve aşağıdaki şekilde ifade edilir,

$$z_R = \frac{\pi r_0^2}{\lambda}$$

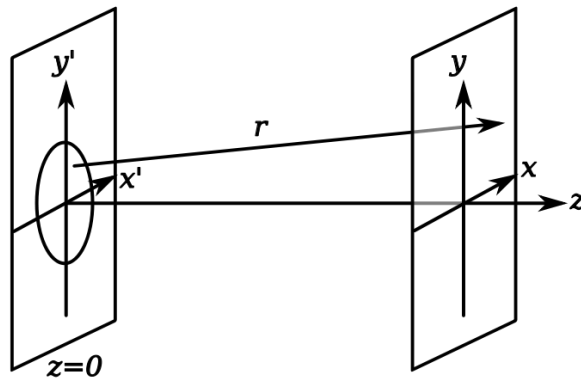
Burada  $\lambda$  ışığın dalga boyu,  $r_0$  da başlangıçtaki hüzmelerin yarıçapıdır. Bu sonuç dalga denkleminin çözümü olan Gauss hüzmelerine ait bir sonuçtur. Yapılan

alışmalar farklı bir dalga sınıfının da Maxwell dalga denkleminin çözümü olduğunu göstermiştir [62]. Bu çözümün temsil ettiği dalganın kırınımına uğramadan sürekli bir şekilde odaklı kaldığı tespit edilmiştir. Teorik olarak ilgi çekici olan bu sonucun fiziksel olabilmesi için gerekli olan süreksizliklerin oluşturulamayacak olması sebebi ile gerçeklik taşımamaktadır. Ayrıca daha sonra bu oluşan dalganın kırınımsız olarak ilerleyebilmesi için sonsuz enerji taşıması gerekmektedir [63]. Son olarak Durnin tarafından kırınımsız ilerleyen sıfırıncı derece Bessel fonksiyonunun dalga denkleminin tam olarak çözümü olduğu ispatlanmış [64] ve deneysel olarak yaklaşık kırınımsız ilerleyen dalgalar gözlemlenmiştir [65].

Işığın doğası gereği meydana gelen kırınım olayının belirli şartlar altında ortadan kaldırılabilir olması ilgi çekici bir durumdur. Bu durumun kuramsal olarak anlaşılmasında Fresnel Kırınım Teorisinin incelenmesi önem taşır.

### 3.2.1 Fresnel Kırınımı

Fresnel kırınımı, bir dalganın bir aralıktan ectikten sonra yakın alanda meydana gelen kırınım süreci olarak tanımlanır. Dalganın eçtiği aralık ile görüntünün oluştuğu ekran arasındaki mesafeye bağılı olarak değişik şekil ve boyutlarda kırınım eğrileri oluşur [66]. En temel olaylardan biri olan kırınımın ışığın ilerlemesi sürecinde ihmal etmek mümkün değildir. Bu sebeple yakın mesafe kırınım etkisini hesaba katmak için Fresnel yaklaşımı önemlidir. Dalganın bu süreçte nasıl ilerlediğini bulmak için Fresnel kırınım integrali kullanılabilir. Buna göre  $(x', y')$  konumundaki bir dalganın  $(x, y)$  konumundaki durumunu elde etmek mümkün olmaktadır (Şekil 3.3).



Şekil 3.3 : Kırınım geometrisi [66].

Buna göre Fresnel kırınım integrali kullanılarak x-y düzlemindeki elektrik alan ifadesini bulmak mümkün olmaktadır.

Kartezyen koordinatlarda,

$$E(x, y, z) = -i \frac{\exp \left[ ikz + \frac{ik}{2z} (x^2 + y^2) \right]}{\lambda z} \times \iint \exp \left[ \frac{ik}{2z} (x'^2 + y'^2 - 2xx' - 2yy') \right] E(x', y') dx' dy' \quad (3.22)$$

(3.22) denkleminde belirtilen integralin çözümü için,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-Ax^2 + Bx + C) dx = \sqrt{\frac{\pi}{A}} \exp \left( \frac{B^2}{4A} + C \right) \quad (3.23)$$

eşitliği kullanılabilir. Denklem (3.22)'nin silindirik koordinatlardaki karşılığı,

$$E(r, \phi, z) = -i \frac{\exp \left[ ikz + \frac{ik}{2z} r^2 \right]}{\lambda z} \times \int \exp \left( \frac{ik}{2z} r'^2 \right) E(r') J_0(krr'/z) r' dr' \quad (3.24)$$

Hankel dönüşümü,

$$\int_0^{\infty} \rho \exp(-\alpha \rho^2) J_0(\beta \rho) d\rho = \frac{\exp(-\beta^2/4\alpha)}{2\alpha} \quad (3.25)$$

şeklinde ifade edildiğine göre denklem (3.24),

$$E(r, \phi, z) = \frac{\exp \left[ ikz + \frac{ik}{2z} r^2 \right] \exp(-ir/2)}{\lambda k} \quad (3.26)$$

halini alır.

### 3.2.2 Bessel hüzmelerinin üretimi

TEM<sub>00</sub> modunda bir hüzmelerin konik bir mercekten (aksikon) veya dairesel bir açıklıktan geçirilmesiyle ideal Bessel hüzmesine oldukça yakın sonuçlar elde edilebilmektedir [51]. Şekil 3.4'te Gauss hüzmelerinin dairesel bir açıklıktan

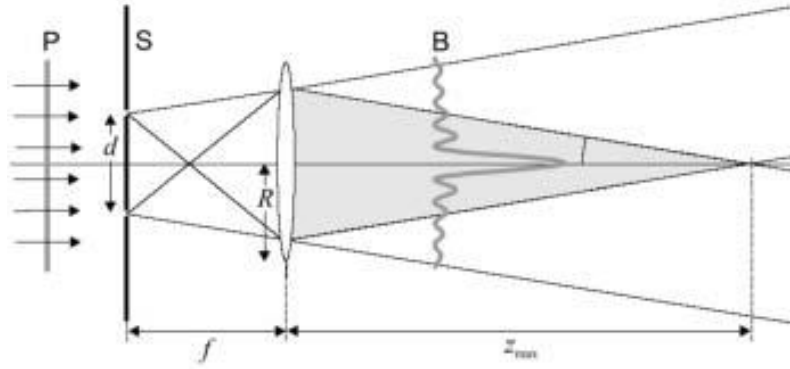
geçirilerek Bessel hüzmesinin elde edilişini görmek mümkündür. Bu sistemde  $d$  açıklığın çapı,  $f$  görüntü merceğinin odak uzaklığı olmak üzere,

$$\tan \beta = \frac{d}{2f} \quad (3.27)$$

yazılabilir. Burada  $\beta$  yarım koni açısıdır. Geometrik olarak da ilerleme mesafesi,

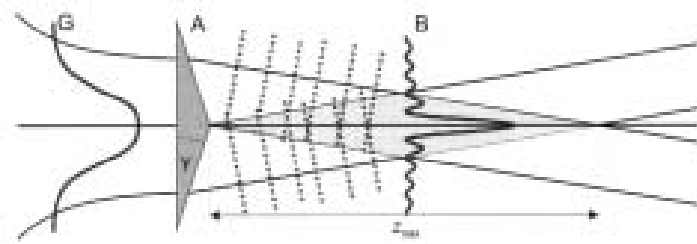
$$z_{max} = \frac{R}{\tan \beta} \quad (3.28)$$

Şeklinde bulunur. Burada  $R$  görüntü merceğinin yarıçapıdır.



**Şekil 3.4 :**  $d$  çapına sahip dairesel bir açıklık aracılığı ile Bessel hüzmesinin üretilmesi [51].

Bir Bessel hüzmesi konik mercek (aksikon) kullanılarak da üretilebilir [67], [68]. Şekil 3.5'te bir aksikon aracılığı ile Bessel hüzmesi üretimi görülebilir. Burada  $\gamma$  aksikon derecesidir.



**Şekil 3.5 :** Aksikon kullanılarak Bessel hüzmesi üretimi [51].

Bir aksikondan geçen Gauss hüzmesi  $r$ 'ye bağlı bir faz farkı kazanır. Bu faz farkı dalga vektörü, aksikon derecesi ve aksikonun kırılma indisi cinsinden şu şekilde ifade edilir,

$$\phi(r) = kr \tan \gamma (1 - n) \quad (3.29)$$

Küçük  $\gamma$  değerleri için,  $\tan \gamma \cong \gamma$  yaklaşımı yapılır. Dolayısı ile denklem (3.29),

$$\phi(r) = kr\gamma(1 - n) \quad (3.30)$$

halini alır. Yarım koni açısı,  $\beta = \arcsin(n \sin \gamma) - \gamma \cong (n - 1)\gamma$  olarak yazılabilir. Ayrıca  $r$  yönündeki dalga vektörü,  $k_r = k \sin \beta \cong k\beta$  olur ve bu iki ifade kullanılarak  $k_r = k(n - 1)\gamma$  şeklinde yazılır. Bu durumda faz farkı,

$$\phi(r) = -k_r r \quad (3.31)$$

Bu faz farkı denklem (3.24)'te tanımlanan dalga denklemindeki integral ifadesinin içerisine üstel çarpan olarak etki eder.  $E(r') \propto \exp(-r'^2/w_0^2)$  olduğu da hesaba katılarak aksikondan geçen Gaussyen dalganın alacağı şekil Henkel dönüşümü yardımıyla şu şekilde bulunur,

$$E(r, z) \propto \int \exp\left(\frac{ik}{2z} r'^2\right) \exp(-r'^2/w_0^2) \exp(-ik_r r) J_0(k r r' / z) r' dr' \quad (3.32)$$

Bu integral için kararlı faz yaklaşımı kullanılarak [69],

$$I(r, z) \cong \frac{4k_r P}{w_0} \frac{z}{z_{max}} J_0^2(k_r r) \exp\left(-\frac{2z^2}{z_{max}^2}\right) \quad (3.33)$$

Burada  $P$  hüzmelin toplam gücü,  $w_0$  bel kısmındaki nokta büyüklüğü,  $z$  boyuna konumu ve  $z_{max} = w_0 / \tan \beta$  eksenel şiddetinin maksimum olduğu konumdur.

Fresnel – Kirchoff integralinin sayısal olarak çözülmesi ile de denklem (3.33)'teki sonuç elde edilir [70], [71].

Gauss dalgası için toplam güç,

$$P_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{2} I_0 \quad (3.34)$$

olur ve maksimum şiddet  $r = 0$  ve  $z = z_{max}/2$  konumunda ölçülür. Bu durumda oluşan Bessel hüzmeleri için maksimum şiddet,

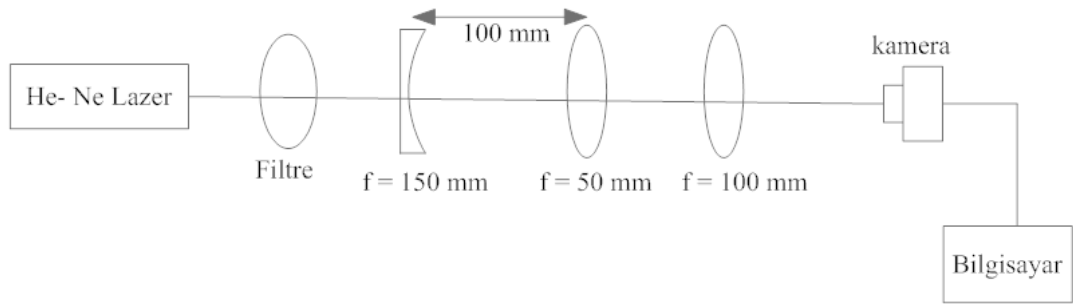
$$I_{max} = \frac{\pi}{\sqrt{e}} k_r w_0 I_0 \quad (3.35)$$

şeklinde ifade edilir.

### 3.3 Deneysel Sonuçlar

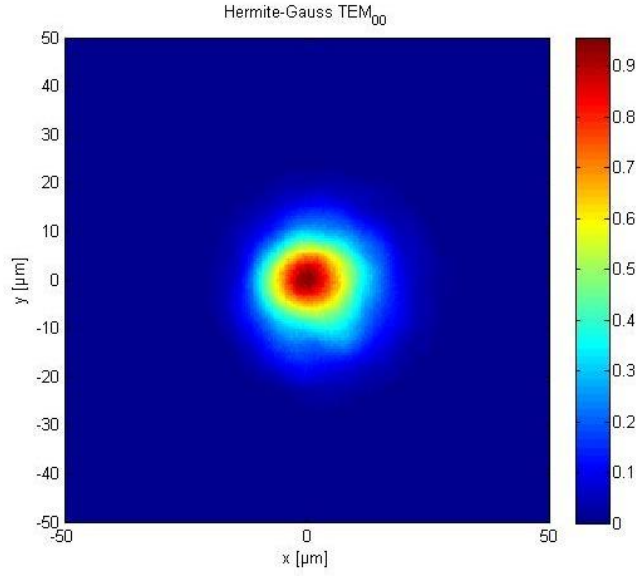
Bessel hüzmelerinin en önemli özelliği kırınıma uğramıyor olmaları ve bu sebeple Gauss hüzmelerine oranla çok daha uzun mesafe odaklı kalabiliyor olmalarıdır. Bu durumu deneysel olarak gözlemlemek için belirli bir mesafe boyunca elde edilen Gauss ve Bessel hüzmelerinin profilleri karşılaştırıldı.

Gauss hüzmelerinin odak noktası etrafındaki profilinin elde edilmesi için He – Ne lazeri kullanılarak Şekil 3.6'daki düzenek kuruldu.

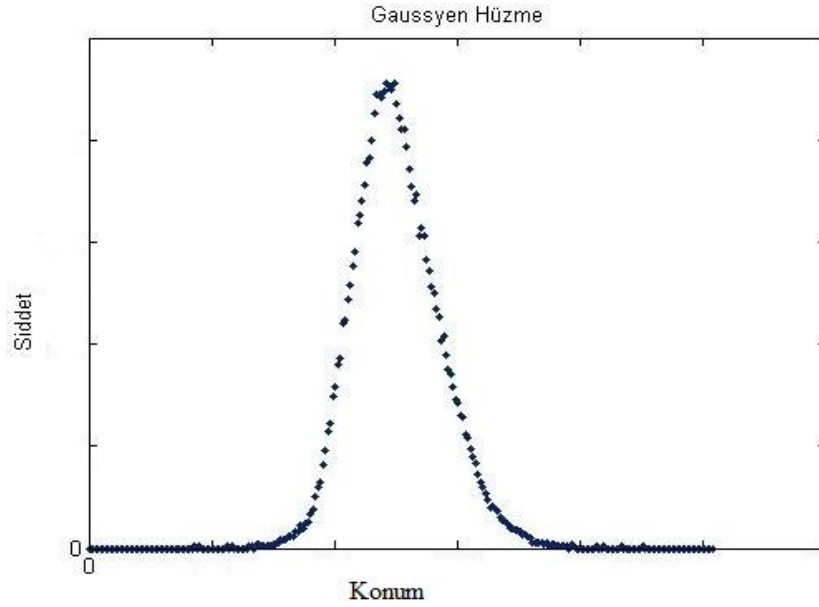


**Şekil 3.6 :** Gauss hüzmelerinin odak etrafındaki profilinin incelenmesi için kurulan deney düzeneği.

He – Ne lazerinin çıkışında öncelikle lazer hüzmelerinin şiddetinin düşürülmesi için filtre kullanıldı. Sonrasında gelen hüzmelerin çapını arttırmak amacı ile teleskop kuruldu. Bunun için 150 mm odak uzaklığına sahip negatif merceğin 100 mm sonrasına 50 mm odak uzaklığına sahip pozitif mercek yerleştirildi. Bu teleskop sayesinde gelen hüzmelerin çapı üç katına çıkartıldı. Teleskop sonrasına da Gauss hüzmelerinin odaklanması için 100 mm odak uzaklığına sahip pozitif mercekten yararlanıldı. Bu durumda elde edilen hüzmelerin odak noktasındaki profili Şekil 3.7'de görüldüğü gibidir. Deneysel olarak elde edilen şiddetin radyal eksenindeki dağılımı Şekil 3.8'de verildiği gibidir.

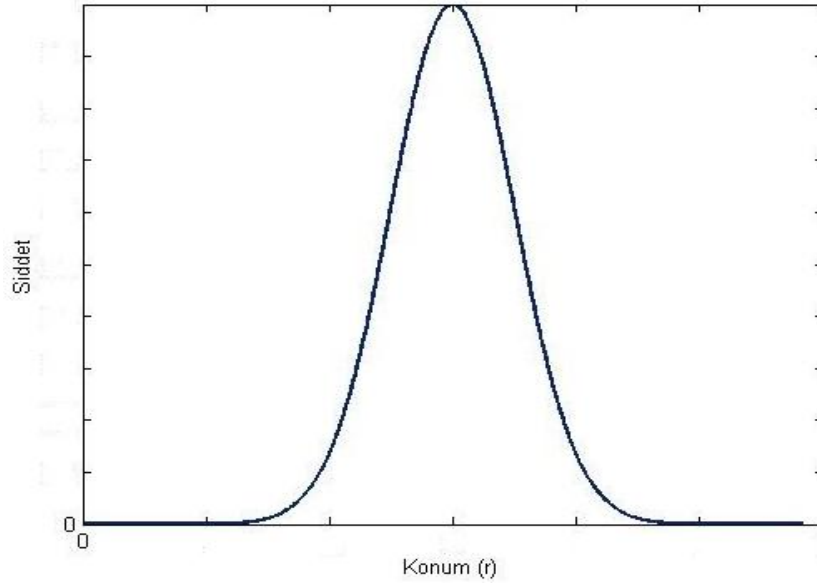


**Şekil 3.7 :** Gauss hüzmesinin deneysel olarak elde edilen profili.



**Şekil 3.8 :** Gauss hüzmesinin deneysel olarak elde edilen radyal konuma bağlı şiddet grafiği.

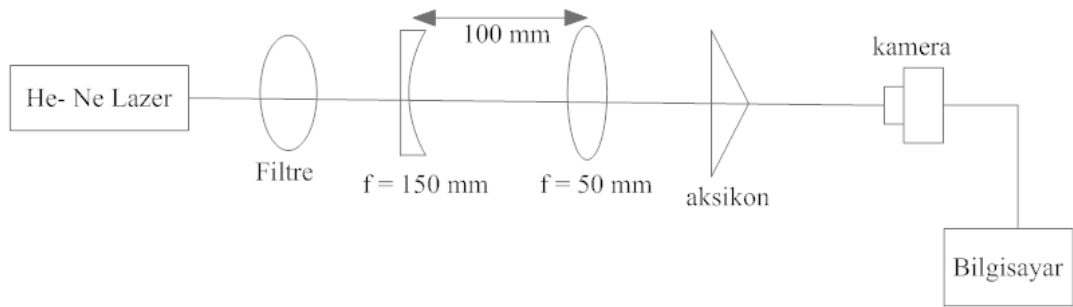
Ayrıca kuramsal olarak da Gauss hüzmesinin radyal eksenindeki şiddet dağılımı incelenirse Şekil 3.9’da verilen grafik elde edilir.



**Şekil 3.9 :** Gauss hüzmesinin kuramsal olarak elde edilen radyal konuma bağlı şiddet grafiği.

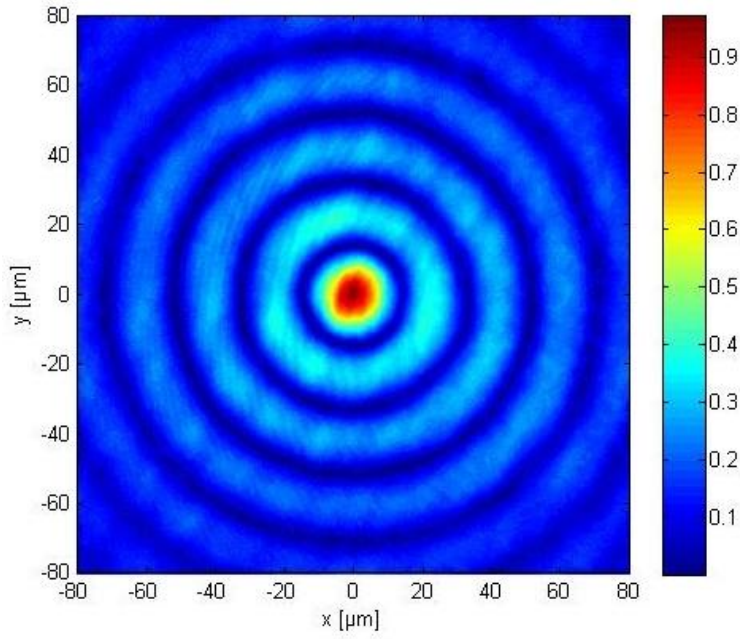
Bir Bessel hüzmesinin profili incelendiğinde konuma bağlı şiddet grafiğinin yaklaşık olarak Bessel fonksiyonu ile aynı dağılıma sahip olması beklenir.

Gauss hüzmesinin elde edilmesine benzer şekilde Bessel hüzmelerinin profilinin incelenmesi için He – Ne lazeri kullanıldı ve Şekil 3.10'daki düzenek kuruldu.

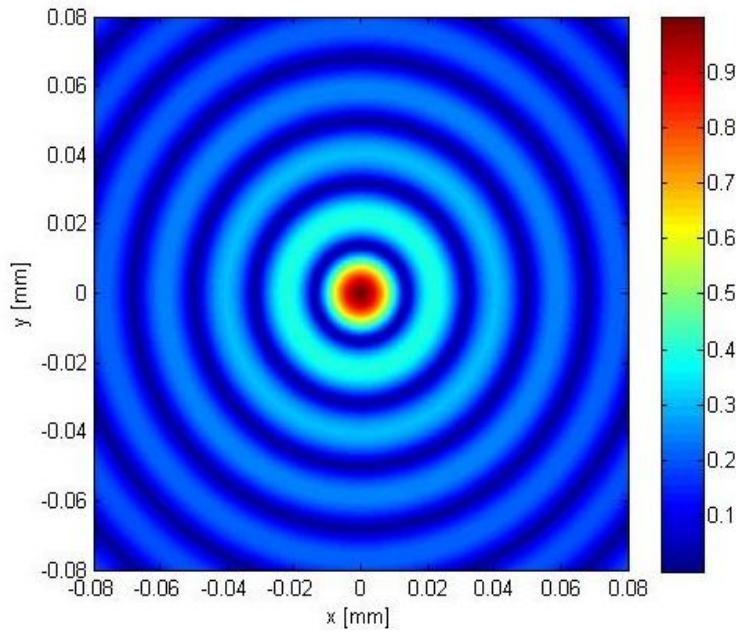


**Şekil 3.10 :** Bessel hüzmesinin odak etrafındaki profilinin incelenmesi için kurulan deney düzeneği.

Bessel hüzmesinin profilinin incelenmesinde Gauss hüzmesinden farklı olarak 100 mm'lik pozitif merceğe yerine 1 derecelik aksikon kullanıldı. Bölüm 3.2'de belirtildiği gibi konik yüzeye sahip aksikon merceği Bessel fonksiyonuna çok benzer profile sahip hüzmeler üretmektedirler. Şekil 3.11'de  $1^\circ$  lik aksikon ile oluşturulan hüzmenin odak noktasının CCD kamera ile alınmış görüntüsünü ve Şekil 3.12'de kuramsal karşılaştırmasını görmek mümkündür.

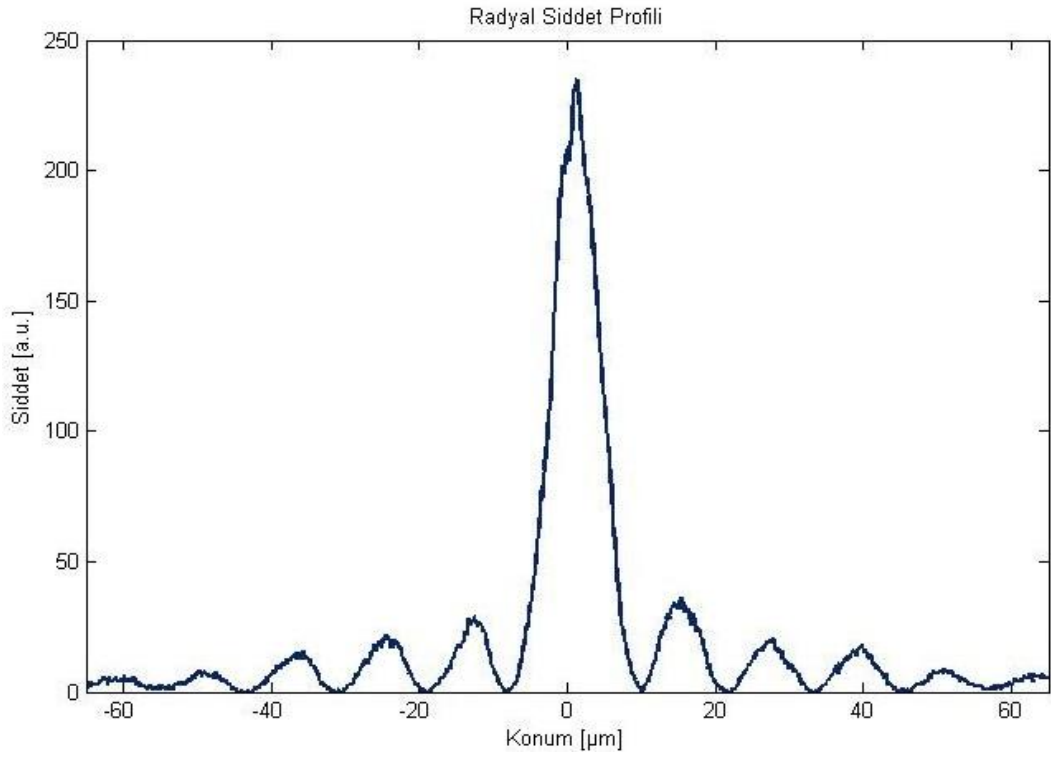


**Şekil 3.11 :** Bessel hüzmesinin deneysel olarak elde edilen profili (netlik için şiddetin kare kökü alınarak resmedildi).

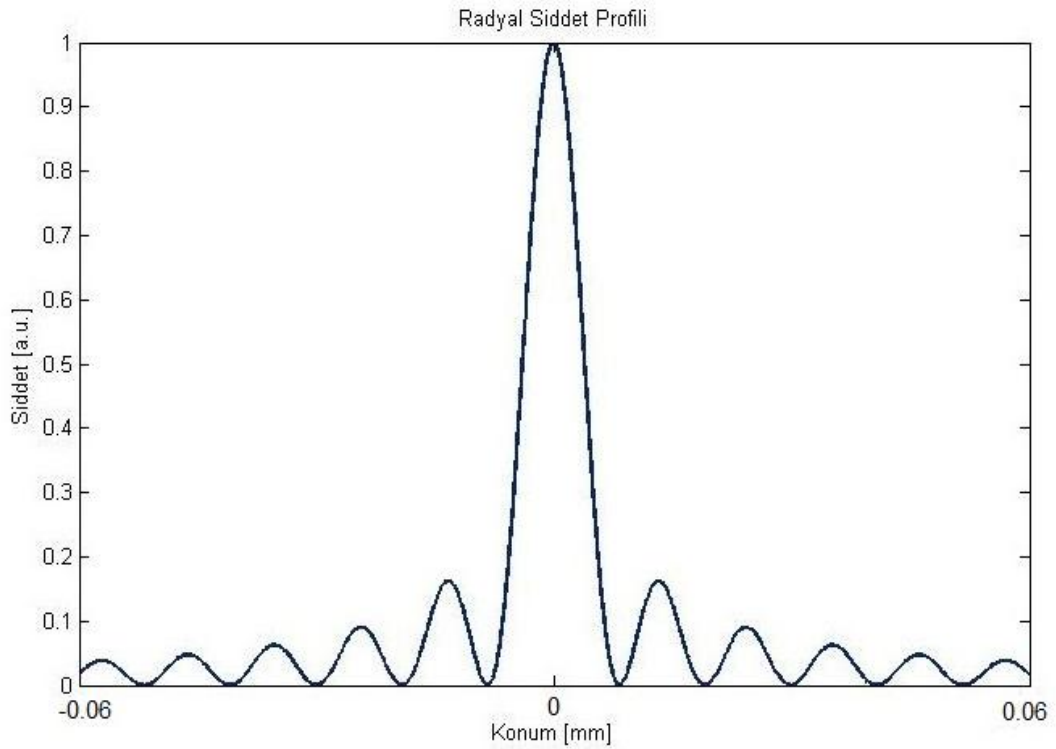


**Şekil 3.12 :** Bessel hüzmesinin kuramsal olarak elde edilen profili (netlik için şiddetin kare kökü alınarak resmedildi).

Ayrıca aynı aksikon ile oluşturulan Bessel hüzmesinin radyal eksenindeki şiddet dağılımının deneysel sonuçları Şekil 3.13 ve kuramsal sonuçları Şekil 3.14'teki gibidir.



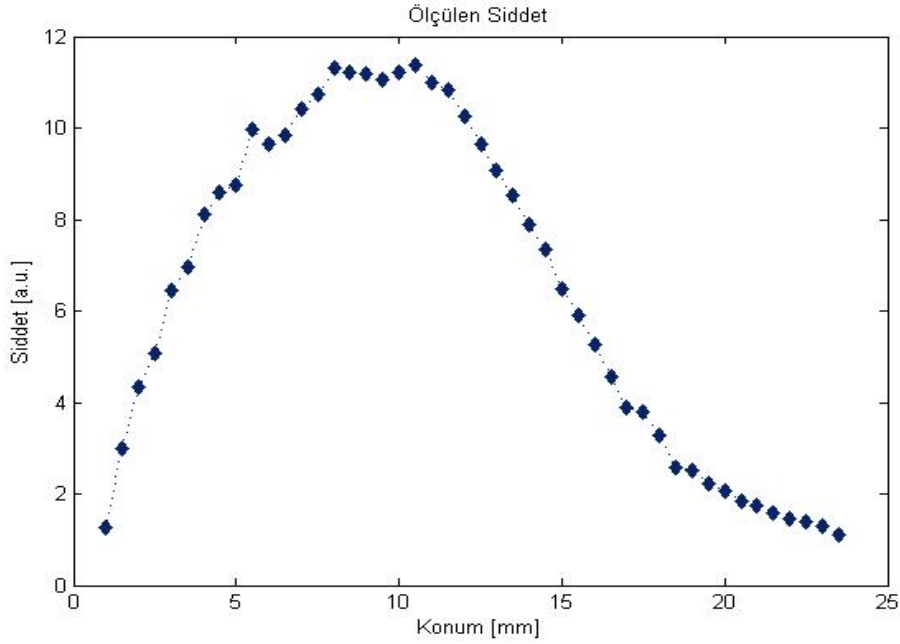
**Şekil 3.13 :** Bessel hüzmesinin deneysel olarak elde edilen radyal şiddet dağılımı.



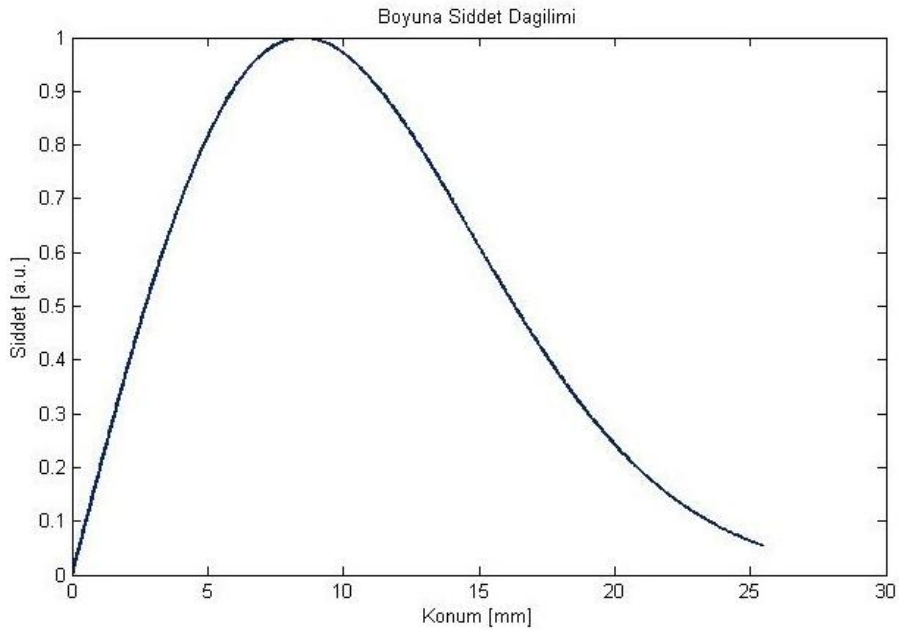
**Şekil 3.14 :** Bessel hüzmesinin kuramsal olarak elde edilen radyal şiddet dağılımı.

Bunun yanısıra bir CCD kamera yardımıyla odak etrafındaki belirli bir aralıkta Bessel hüzmelerinin ( $10^\circ$  aksikon) profili kaydedilerek şiddetin ilerleme mesafesine bağlı nasıl değiştiği incelendiğinde Şekil 3.15’de görülen grafik elde edildi.

Şekil 3.15’de elde edilen Bessel hüzmesinin ilerleme yönüne bağlı şiddetinin nasıl değişeceği kuramsal olarak da elde edildi (Şekil 3.16).



**Şekil 3.15 :** Bessel hüzmesinin deneysel olarak elde edilen konuma bağlı şiddet grafiği.



**Şekil 3.16 :** Bessel hüzmesinin kuramsal olarak elde edilen konuma bağlı şiddet grafiği.

Bu iki grafik karşılaştırıldığında deney sonuçlarının kuramsal olarak beklenen sonuçların birbirine çok yakın olduğu görülür.

Farklı açılara sahip aksikonlarla bu süreç tekrarlanabilir ve Şekil 3.15'e çok benzer sonuçlar elde edilir.

Her bir aksikonun farklı ortamlar için ve dalga boyuna bağlı, yarım koni açısını ( $\beta$ ), etkin odak uzaklığını ( $f_{eff}$ ), maksimum hüzmeye şiddetini ( $I_{max}$ ), merkez çapını ( $d_{cnt}$ ) ve etkin odaklı kalma mesafesini ( $z_{Reff}$ ) bölüm 3.2'deki bilgilerden yola çıkarak hesaplamak mümkündür. Çizelge 3.1, 0.5, 1, 5, 10 ve 25 derecelik aksikonlar için hesaplanan bu büyüklükleri göstermektedir. Burada  $\lambda_1 = 1030 \text{ nm}$ 'dir. Hüzmeye çapı 2 mm alınarak hesaplamalar gerçekleştirildi.

**Çizelge 3.1 :** Farklı dalga boyları ve farklı ortamlar için her bir aksikonla elde edilen Bessel hüzmelerinin özellikleri.

| Hava                   |                                  |                                 |                       |                                 |                                 |                        |
|------------------------|----------------------------------|---------------------------------|-----------------------|---------------------------------|---------------------------------|------------------------|
| $\lambda \text{ (nm)}$ | $\alpha \text{ (}^\circ\text{)}$ | $\beta \text{ (}^\circ\text{)}$ | $f_{eff} \text{ (m)}$ | $d_{cnt} \text{ (}\mu\text{m)}$ | $I_{max} \text{ (girişe göre)}$ | $z_{Reff} \text{ (m)}$ |
| $\lambda_1$            | 0.5                              | 0.225                           | 0.1273                | 200.75                          | 45.65                           | 0.2546                 |
|                        | 1                                | 0.450                           | 0.0636                | 100.36                          | 91.32                           | 0.1273                 |
|                        | 5                                | 2.260                           | 0.0127                | 19.99                           | 458.46                          | 0.0253                 |
|                        | 10                               | 4.584                           | 0.0062                | 9.87                            | 928.95                          | 0.0125                 |
|                        | 25                               | 12.793                          | 0.0022                | 3.56                            | 2573.90                         | 0.0044                 |
| $\lambda_1/2$          | 0.5                              | 0.231                           | 0.1241                | 97.88                           | 93.64                           | 0.2483                 |
|                        | 1                                | 0.462                           | 0.0621                | 48.93                           | 187.30                          | 0.1241                 |
|                        | 5                                | 2.318                           | 0.0124                | 9.75                            | 940.37                          | 0.0247                 |
|                        | 10                               | 4.702                           | 0.0061                | 4.81                            | 1905.70                         | 0.0122                 |
|                        | 25                               | 13.146                          | 0.0021                | 1.73                            | 5287.30                         | 0.0043                 |
| $\lambda_1/3$          | 0.5                              | 0.239                           | 0.1198                | 62.99                           | 145.50                          | 0.2397                 |
|                        | 1                                | 0.478                           | 0.0599                | 31.49                           | 291.03                          | 0.1198                 |
|                        | 5                                | 2.402                           | 0.0119                | 6.27                            | 1461.30                         | 0.0238                 |
|                        | 10                               | 4.872                           | 0.0059                | 3.09                            | 2961.90                         | 0.0117                 |
|                        | 25                               | 13.657                          | 0.0021                | 1.11                            | 8234.00                         | 0.0041                 |
| $\lambda_1/4$          | 0.5                              | 0.252                           | 0.1138                | 44.87                           | 204.34                          | 0.2276                 |
|                        | 1                                | 0.504                           | 0.0569                | 22.43                           | 408.73                          | 0.1138                 |
|                        | 5                                | 2.529                           | 0.0113                | 4.47                            | 2052.40                         | 0.0226                 |
|                        | 10                               | 5.134                           | 0.0056                | 2.20                            | 4161.40                         | 0.0111                 |
|                        | 25                               | 14.448                          | 0.0019                | 0.79                            | 11604.00                        | 0.0039                 |

**Çizelge 3.1:** (Devam) Farklı dalga boyları ve farklı ortamlar için her bir aksikonla elde edilen Bessel hüzmelerinin özellikleri.

| Cam (Fused Silica) |              |             |                      |                       |                                |                       |
|--------------------|--------------|-------------|----------------------|-----------------------|--------------------------------|-----------------------|
| $\lambda$ (nm)     | $\alpha$ (°) | $\beta$ (°) | $f_{\text{eff}}$ (m) | $d_{\text{cnt}}$ (μm) | $I_{\text{max}}$ (girişe göre) | $z_{\text{Reff}}$ (m) |
| $\lambda_1$        | 0,5          | 0,155       | 0,1846               | 291,10                | 45,65                          | 0,3692                |
|                    | 1            | 0,310       | 0,0923               | 145,53                | 91,32                          | 0,1846                |
|                    | 5            | 1,559       | 0,0184               | 28,99                 | 458,46                         | 0,0368                |
|                    | 10           | 3,159       | 0,0091               | 14,31                 | 928,95                         | 0,0181                |
|                    | 25           | 8,784       | 0,0032               | 5,16                  | 2573,90                        | 0,0065                |
| $\lambda_1/2$      | 0,5          | 0,158       | 0,1814               | 143,05                | 93,64                          | 0,3629                |
|                    | 1            | 0,316       | 0,0907               | 71,52                 | 187,30                         | 0,1814                |
|                    | 5            | 1,586       | 0,0181               | 14,24                 | 940,37                         | 0,0361                |
|                    | 10           | 3,215       | 0,0089               | 7,03                  | 1905,70                        | 0,0178                |
|                    | 25           | 8,953       | 0,0032               | 2,53                  | 5287,30                        | 0,0063                |
| $\lambda_1/3$      | 0,5          | 0,162       | 0,1771               | 93,10                 | 145,50                         | 0,3543                |
|                    | 1            | 0,324       | 0,0886               | 46,55                 | 291,03                         | 0,1771                |
|                    | 5            | 1,625       | 0,0176               | 9,27                  | 1461,30                        | 0,0353                |
|                    | 10           | 3,294       | 0,0087               | 4,57                  | 2961,90                        | 0,0174                |
|                    | 25           | 9,192       | 0,0031               | 1,65                  | 8234,00                        | 0,0062                |
| $\lambda_1/4$      | 0,5          | 0,168       | 0,1711               | 67,44                 | 204,34                         | 0,3421                |
|                    | 1            | 0,335       | 0,0855               | 33,72                 | 408,73                         | 0,1710                |
|                    | 5            | 1,682       | 0,0170               | 6,71                  | 2052,40                        | 0,0340                |
|                    | 10           | 3,413       | 0,0084               | 3,31                  | 4161,40                        | 0,0168                |
|                    | 25           | 9,555       | 0,0030               | 1,19                  | 11604,00                       | 0,0059                |

Kırınımsız hüzmeler Durnin'in yaptığı çalışmalardan bu yana oldukça ilgi çekmiştir ve oldukça geniş uygulama alanı bulmuştur. Bessel hüzmeleri deneysel olarak gözlenene kadar sağladığı avantajlara karşılık sahip olduğu olumsuzlukları görmek mümkün olmamıştır. Gücün Bessel halkalarına dağılıyor olması basitçe toplam gücün artırılması ile giderilebilecek bir sorun gibi görünmesine rağmen bazı durumlar için deneysel zorluklar oluşturmaktadır [51]. Buna rağmen Bessel hüzmeleri birçok alanda başarısını kanıtlamıştır. Gauss hüzmeleri ile gerçekleştirmenin mümkün olmadığı birtakım mikro-işleme teknikleri Bessel hüzmeleri aracılığı ile rahatlıkla yapılabilmektedir.

## 4. AIRY HÜZMELERİ

### 4.1 Giriş

İlk olarak 1979 yılında Berry ve Balazs'ın yaptığı çalışma ile yayılmadan ilerleyen Airy dalga paketinin Schrödinger denkleminin çözümü olduğu gösterilmiştir [72]. Bu özelliği ile Bessel çözümüne çok benzeyen Airy hüzmelerinin diğer en önemli özelliği etki eden herhangi bir potansiyel olmamasına rağmen ivmeleniyor olmasıdır.

Airy – Gauss dalga paketinin paraksiyal dalga denkleminin çözümü olduğu gösterilebilir.

Paraksiyal dalga denklemi,

$$i \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} = 0 \quad (4.1)$$

Burada  $s = x/x_0$ , ve  $\xi = z/kx_0^2$  şeklinde tanımlanmıştır. Yayılmayan Airy dalga paketi bu denklem için çözümdür,

$$\phi(\xi, s) = Ai(s - (\xi/2)^2) \exp[i(s\xi/2) - i(\xi^3/12)] \quad (4.2)$$

Başlangıçtaki dalga fonksiyonu  $\xi = 0$  konumunda şu şekilde verilir,

$$\phi(s, \xi = 0) = Ai(s) \exp(as) \quad (4.3)$$

Hüzme sonsuz enerji taşıdığından dalga fonksiyonu şu şekilde yazılır.

$$\phi(s, \xi) = Ai[s - (\xi/2)^2 + ia\xi] \exp \left[ as - \left( \frac{a\xi^2}{2} \right) - \frac{i\xi^3}{12} + \frac{ia^2\xi}{2} + \frac{is\xi}{2} \right] \quad (4.4)$$

Gelen dalganın Fourier dönüşümü alınmalıdır. Ancak aşağıdaki integral sonucunun bilinmesi bu aşamada işe yarayacaktır.

$$\int_{-\infty}^{\infty} Ai(t) \exp(ut) dt = \exp(u^3/3) \quad (4.5)$$

Bu durumda gelen dalganın Fourier dönüşümü,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} Ai(s) \exp(as) \exp(-ik's) ds &= \int_{-\infty}^{\infty} Ai(s) \exp[s(a - ik')] ds \\ &= \exp\left\{\frac{1}{3}[a^3 - 3a^2ik' - 3ak'^2 + ik'^3]\right\} \\ &= \exp(-ak'^2) \exp\left(\frac{1}{3}k'^3 - ia^2k'\right) \exp\left(\frac{a^3}{3}\right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

denklemini verir. Bu denklem için aşağıdaki yaklaşımları yapmak mümkündür. Çok uzak bir nokta için Fraunhofer yaklaşımı şu şekildedir,

$$k' = \frac{kx}{z} \quad (4.7a)$$

Bu ifade bir Fourier dönüşüm merceği için,

$$k' = \frac{kx}{f} \quad (4.7b)$$

Şeklindedir. Burada  $k$  dalga sayısıdır ve  $k = 2\pi/\lambda$ 'ye eşittir. Ayrıca Fourier dönüşümü ölçü teorisine göre,

$$\mathcal{F}\{\tilde{E}(x/x_0)\} = E(k'x_0) \quad (4.8)$$

olur. Bu durumda alanın Fourier dönüşümü şu hali alır,

$$\begin{aligned} E(x) &\propto \exp\left(-a \frac{k^2 x_0^2}{f^2} x^2\right) \exp\left[\frac{i}{3} \left(\frac{kx_0}{f}\right)^3 x^3 - ia^2 \frac{kx_0}{f} x\right] \\ &= \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \exp\left(i \frac{\varphi_3}{3} x^3 - \varphi_1 x\right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Buna göre denklemde,

$$\varphi_3 = \left(\frac{kx_0}{f}\right)^3 \text{ ve } a = (f/kx_0w_0)^2 \quad (4.10)$$

şeklindedir. Ayrıca,

$$\varphi_1 = a^2 kx_0/f \quad (4.11)$$

Bu durumda Airy fonksiyonunun Fourier dönüşümünün kübik Gauss hüzmesi verdiğini söylemek mümkündür. Dikkat edilmesi gereken Gauss hüzmesine eşkil eden üçüncü dereceden bir ifadenin varlığıdır. Genel olarak şu şekilde ifade edilirse,

$$\int_{-\infty}^{\infty} Ai(t)e^{at}e^{-iwt}dt \propto \exp\left[-aw^2 + \frac{i}{3}w^3\right] \quad (4.12)$$

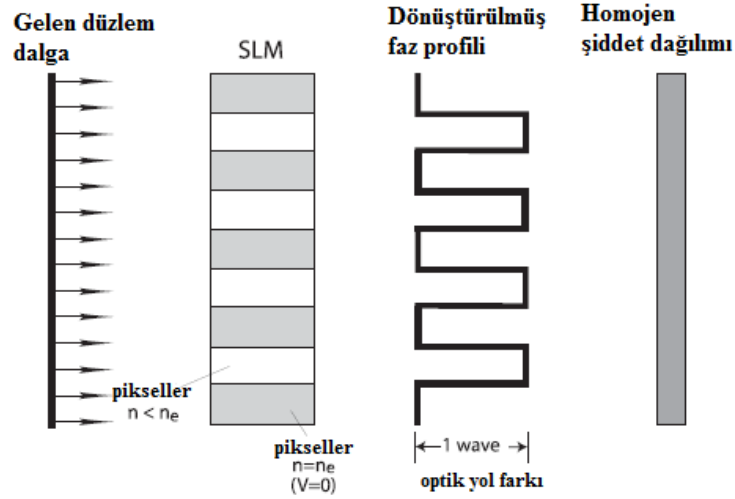
ya da

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-aw^2 + \frac{i}{3}w^3\right]e^{iwt}dw = Ai(t)e^{at} \quad (4.13)$$

şeklinde yazılır. Burada yola çıkılarak Airy hüzmesi üretmek için Gauss hüzmesine kübik bir faz uygulanması gerektiği ardından da Fourier dönüşüm merceğinden geçirilmesi gerektiğini söylemek mümkündür.

#### 4.2 Airy Hüzmeleri Üreten Optik Eleman

Gauss hüzmeleri uygulanan kübik fazın ardından Optiksel Fourier dönüşüm uygulanarak Airy – Gauss hüzmelerine çevrilebilir [73]. Bu hüzmeler havada kırımlı plazma kanalları oluşturmak için [74] ve optik tuzaklama yöntemi ile parçacıkları birbirinden ayırmak için kullanılabilmektedir [75]. İlk yapılan deneysel çalışmalarda gerekli olan faz farkı bilgisayar kontrollü uzamsal faz dönüştürme yöntemi ile oluşturulmuştur [73]. Bu yöntemde gelen dalganın şiddet dağılımını değiştirmeden faz kontrolü yapılır. Sıvı kristalin eksenine paralel olarak polarize edilen ışığın her bir piksele ayrı voltaj uygulamak suretiyle faz dönüşümü gerçekleştirilir. Bir optik yol farkı Şekil 4.1’de gösterildiği gibi oluşturulabilmektedir.

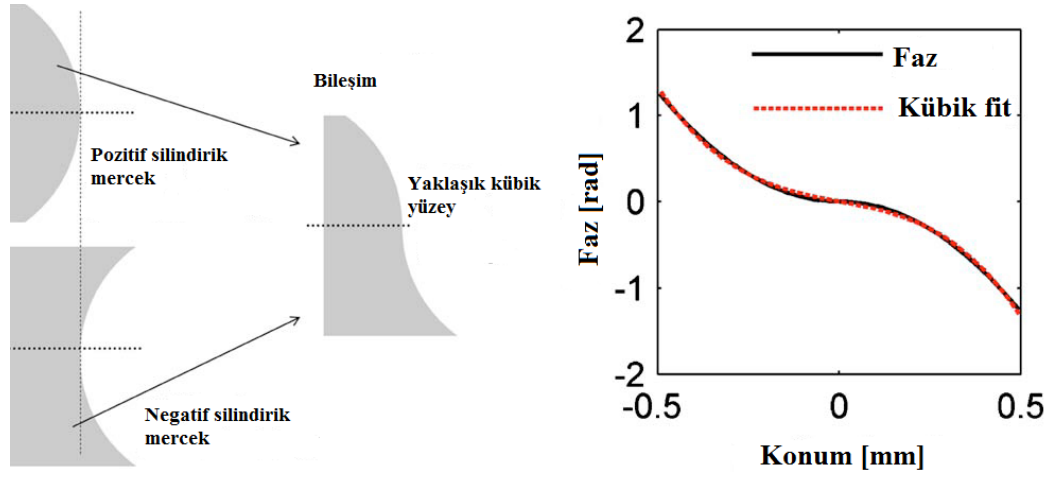


**Şekil 4.1 :** Uzamsal ışık dönüştürücüsünün ardışık piksellerine uygulana voltajlar aracılığı ile oluşturulan optik yol farkı [76].

Yapılan son çalışmalar doğrusal olmayan optik yöntemle Airy dalga paketlerinin oluşturulabileceğini göstermiştir [77]. Her iki yöntem de deneysel olarak iyi sonuçlar vermesine rağmen pahalı faz dönüştürücülerine ve özel doğrusal olmayan optik elemanlara ihtiyaç duymaktadır.

Pratik olarak Gauss hüzmesini Airy hüzmesine çevirecek daha kullanışlı bir optik eleman bu alandaki gelişmeleri daha da hızlandıracaktır. Yüzeyi kübik polinom şeklinde olan bir mercek bu iş için uygundur ancak bu tarz bir merceğin üretilmesi pratik olarak mümkün değildir. Ancak yapılan son çalışmalar biri negatif biri pozitif mercek olmak üzere iki mercek kullanılarak kübik yüzeye sahip bir mercek üretilabileceğini göstermiştir [78]. Şekil 4.2 (sol)'de üretim yöntemini görmek mümkündür. Eğrilik yarıçapları uygun bir yüzü düz diğer yüzü içbükey ve bir yüzü düz diğer yüzü dışbükey olan iki mercek ortadan kesilir ve birleştirilirse oluşan optik eleman üçüncü dereceden bir polinoma çok yakın bir yüzeye sahip olur (Şekil 4.2 sağ).

Oluşan yüzeyin en iyi yaklaşıklıkla kübik polinom şeklinde olması, merceklerin eğrilik yarıçaplarına ve kalınlıklarına bağlıdır. Merceklerin kalınlıkları yaklaşık olarak gelen hüzmenin çapı kadar alınır.



**Şekil 4.2 :** (Sol) Optik elemanın silindirik mercekler kullanılarak oluşturulması. (Sağ) deneyde kullanılan optik elemanın uzamsal fazın kübik polinom ile karşılaştırılması [78].

Niceliksel bir koşul elde etmek amacıyla optik eleman tarafından oluşturulan faz gecikmesi hüzmeye çapı için yazılırsa,

$$\frac{(n-1)kx^2}{2R} = \varphi_3 x^3 \quad (4.1)$$

denklemini  $x = w_0$  için,

$$\varphi_3 = \frac{(n-1)k}{2Rw_0} \quad (4.2)$$

şeklini alır. Burada  $n$  merceğin kırılma indisi,  $k$  dalga sayısı,  $R$  merceğin dışbükey yüzeyinin eğrilik yarıçapı,  $w_0$  gelen hüzmeyin yarıçapı ve  $\varphi_3$  kübik polinomun katsayısıdır. Optik elemanın uygun sonuç vermesi için kübik fonksiyon ile gerçek faz arasındaki fark maksimum  $\pi$  kadar olmalıdır. Bu durumda gerekli koşul türetilirse,

$$\frac{w_0^2}{R\lambda} \leq 10 \quad (4.3)$$

denklemini elde edilir. Burada  $\lambda$  gelen ışığın dalga boyudur. Daha önce bahsedildiği gibi bu özellikleri taşıyan optik elemandan geçen gelen dalganın elektrik alanı,

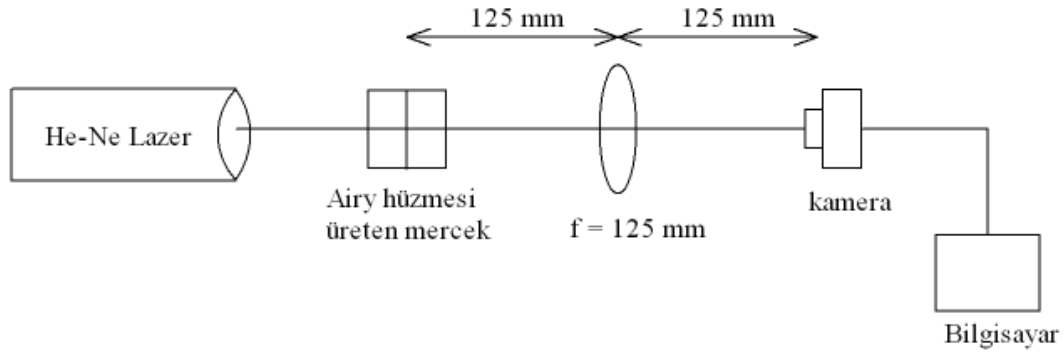
$$E(x) \propto \exp \left[ -\frac{x^2}{w_0^2} - i\varphi_3 x^3 \right] \quad (4.4)$$

şeklinde olur. Bu elektrik alana Fourier dönüşümün uygulanmasının ardından da Airy – Gauss hüzmesi elde edilir.

Yapılan deneysel çalışmalar yukarıdaki koşulları sağlayan bir optik elemanın beklendiği gibi ivmelenen Airy hüzmeleri üretebildiğini göstermiştir. Bu durum göz önüne alındığında yeni bir optik eleman tasarımı gerçekleştirildiği görülmektedir. Bu optik eleman önceden kullanılan yöntemlerin aksine pahalı olmayan iki silindirik mercek ile üretilebilmektedir. Sonuç olarak, bu merceğin üretiminin ve kullanımının kolay olması sebebi ile Airy hüzmeleri alanında yapılan çalışmaların hızlanacağını ve yeni alanların keşfedileceğini öngörmek mümkündür.

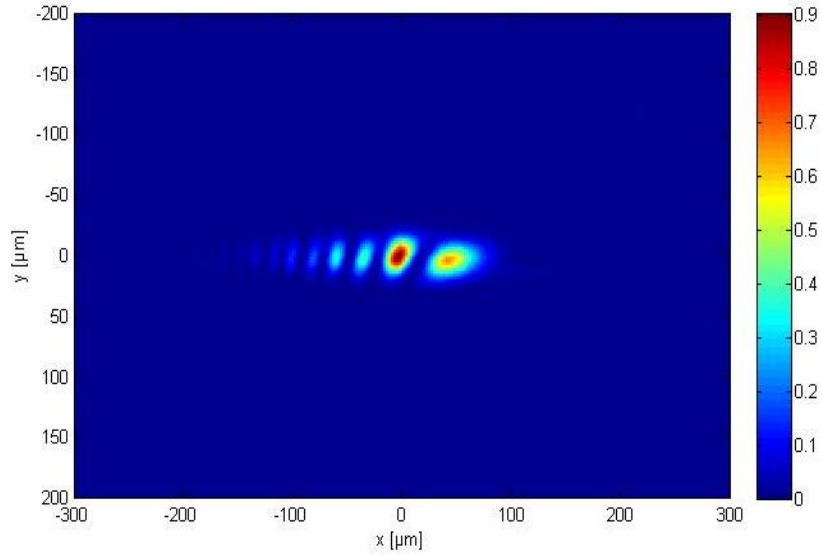
### 4.3 Deneysel Sonuçlar

Yapılan çalışmalarda ivmelenen Airy hüzmelerinin üretilmesi için bölüm 4.3’de anlatılan merceğin ilk örneği [79] kullanıldı. İlk örnekte eğrilik yarıçapları 500 mm olan içbükey ve dışbükey mercekler Şekil 4.2’de gösterildiği biçimde birleştirildi. Şekil 4.3’te gösterilen deney düzeneği kurularak Airy hüzmesinin şiddet profili CCD kamera ile görüntülendi (Şekil 4.4).



**Şekil 4.3 :** Airy hüzmesinin profilinin görüntülenmesi için kurulan deney düzeneği.

Kullanılan He – Ne lazerinin ( $\lambda = 632 \text{ nm}$ ) hüzme yarıçapı 1.6 mm olarak ayarlandı. Bu durumda  $w_0^2/R\lambda = 8.1$  olarak bulundu, bu da denklem (4.3)’ü sağlamaktadır.

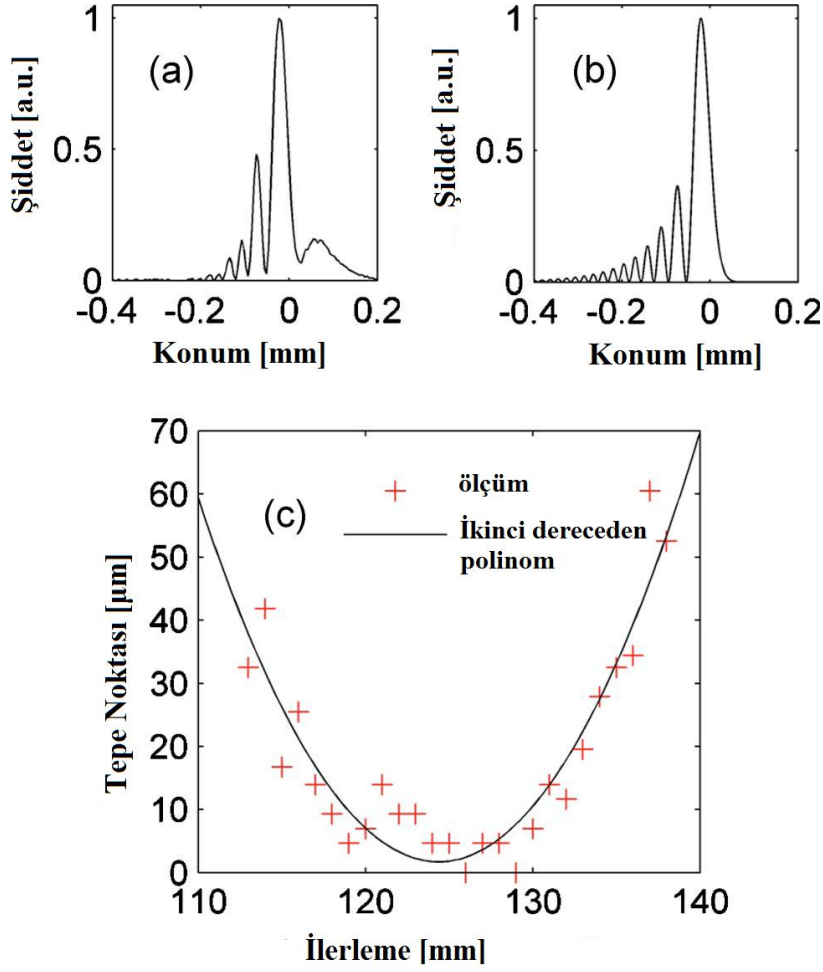


**Şekil 4.4 :** Bir boyutta Airy hüzmesinin profili.

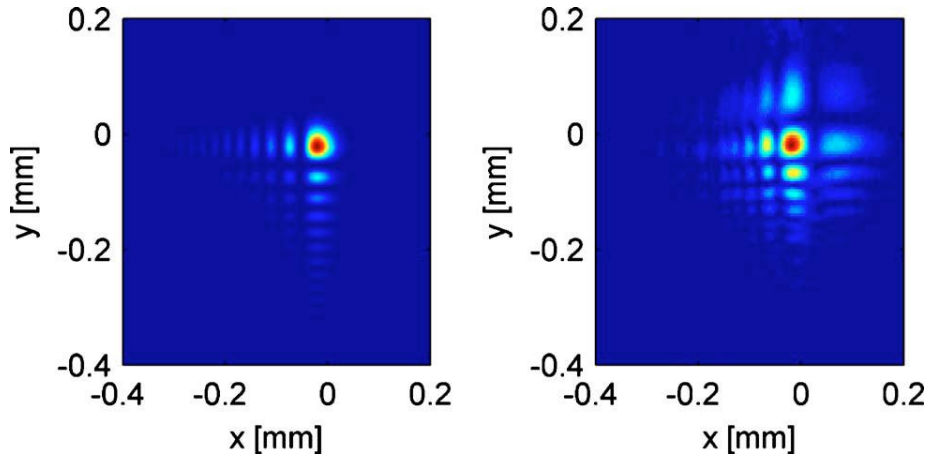
Belirli bir mesafe boyunca farklı düzlemlerde hüzmenin şiddet profili görüntülendi. Şekil 4.5 a’da bu yöntemle elde edilen enine şiddet profilinin grafiğini ve Şekil 4.5 b’de teorik sonuçtan elde edilen şiddet profilini görmek mümkündür. Ölçülen profil hesaplanan profile oldukça yakındır.

Hüzmenin ivmelenme özelliğini göstermek için maksimum şiddete sahip noktanın ilerleme mesafesine bağlı konumu ölçüldü. Airy hüzmesinin hareketine referans oluşturması için silindirik mercekler kaldırılarak Gauss hüzmesinin profili ölçüldü ve Airy – Gauss hüzmesinin bu noktalardan ne kadar uzaklaştığı kaydedildi. Sonuçları Şekil 4.5 c’de görmek mümkündür. Oluşan hüzmenin odak noktalarının konumu belirgin şekilde bir parabol üzerindedir. Bu durumda oluşan Airy – Gauss hüzmesinin ivmelendiği söylenebilir.

Uzamsal kübik fazın iki boyutta uygulanması durumunda Airy hüzmelerinin enine iki boyutta oluşturulması da mümkündür. İki boyutlu Airy hüzmesi üretmek için biri diğerine göre  $90^\circ$  döndürülerek yerleştirilen iki silindirik mercek kullanılır. Şekil 4.3’te bahsedilen düzenekte iki mercek kullanılarak alınan ölçüm sonucunda iki boyutlu Airy – Gauss hüzmesi oluşturuldu. Şekil 4.6’da teorik olarak (sol) ve deneysel olarak (sağ) elde edilen iki boyutlu Airy – Gauss hüzmesi şiddet profillerini görmek mümkündür [78].



**Şekil 4.5 :** (a) Fourier dönüşüm merceğinin odak noktasında ölçülen şiddet profili. (b) Hesaplanan şiddet profili. (c) İlerleme yönü boyunca hüzmelin şiddet tepe noktasının ölçülen konumları [78].



**Şekil 4.6 :** Teorik olarak (sol) ve deneysel olarak (sağ) elde edilen iki boyutlu Airy – Gauss hüzmeleri şiddet profilleri [78].

Sonuç olarak, yapılan kuramsal ve deneysel çalışmalar neticesinde ortaya konulan İvmelenen Airy hüzmeleri üreten optik eleman her ne kadar basit bir tasarım gibi

görünse de Airy hüzmeleri alanındaki çalışmaları da bir o kadar basitleştirecek önemli bir çalışmadır. Bu sayede Airy hüzmelerinin üretimindeki zorluk ortadan kaldırılmış ve bu alanda gerçekleştirilecek yeni çalışmaların, buluşların önü açılmıştır.

Elde edilen bu tasarımın Airy Hüzmelerinin dalga kılavuzu yazımı, mikroskopi, mikroakışkanlar, optik birleştirme ve optik manipülasyon gibi potansiyel uygulama alanlarındaki gelişmeleri hızlandıracağı görülmektedir. Bu gelişme bunlara benzer yeni alanların ortaya çıkmasında da önemli rol oynayacaktır.

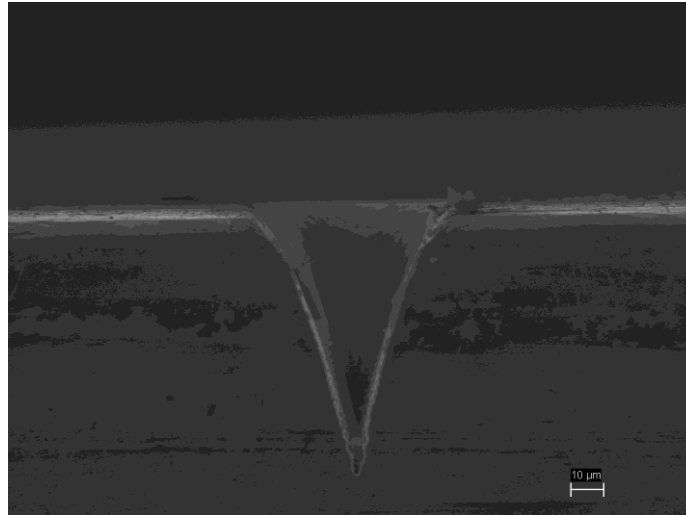


## 5. BESSEL HÜZMELERİ İLE METAL İŞLEME

### 5.1 Giriş

Femtosaniye lazerlerin en geniş kullanım alanlarından biri mazleme üzerinde mikro/nano yapılar oluşturmaktır. Lazerin sahip olduğu kısa atım süresi nedeniyle malzeme minimum ölçüde mekanik ve termal deformasyona uğrar. Özellikle Gauss hüzmeleri kullanılarak bu alanda birçok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalar kendilerine optik dalga kılavuzları, mikroakışkan kanalları gibi geniş uygulama alanları bulmuştur.

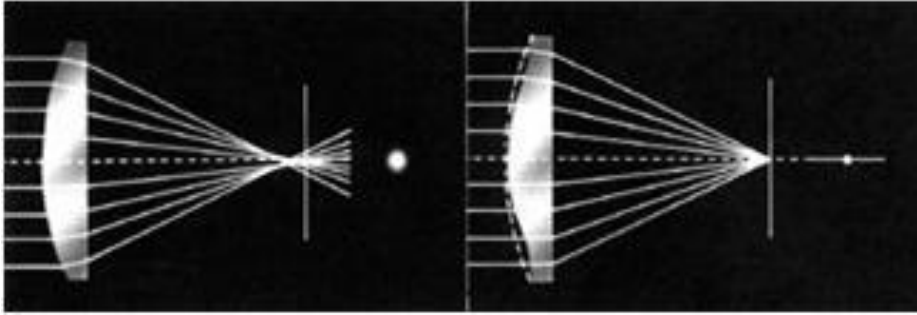
Femtosaniye lazerler ile birçok malzeme tipi üzerinde çalışılabilmektedir. Örneğin metal, cam, elmas, polimerler, silis, seramik v.b. çalışılan malzemelerdir. Özellikle metaller üzerinde işleme yapmak, çalışılan bölgede meydana gelen termal deformasyonlardan dolayı zordur [80]. Son gelişmelerle birlikte femtosaniye lazerler bu sorunun üstesinden gelmiştir ve metaller üzerinde yüksek kalitede mikro / nano işleme mümkün hale gelmiştir. Şekil 5.1’de titanyum üzerinde oluşturulan örnek bir kanalın kesitten bir görüntüsünü görmek mümkündür.



**Şekil 5.1 :** Femtosaniye lazer ile titanyum üzerinde oluşturulan kanalın yandan görünüşü.

Altın, gümüş gibi farklı metaller üzerinde de çalışmak mümkündür. Bu tip metallerde oluşturulan mikro/nano yapılar sayesinde plazmonik yapıların üretilebileceği düşünülmektedir. Burada önemli olan nano kalınlıktaki metal kaplamalar üzerinde oldukça yüksek kalitede nano yapıların periyodik olarak oluşturulabilmesidir. Bu amaçla odak noktasında hüzmeye çapını minimuma düşürmek gerekmektedir. Bu durumda bilinen pozitif silindirik mercekler yerine asferik mercek adını alan özel şekilli mercekleri kullanmak gerekmektedir.

Yüksek diyoptrili sferik bir lens optik eksene paralel gelen tüm ışınları tek bir noktada odaklayamaz. Sadece optik eksene yakın merkezdeki demetler odak noktasında kesişirler. Lensin periferik kısmına düşen ışınlar ise daha fazla kırılırlar ve optik eksenine, odak noktasının önünde keserler. Bu da kenar kısımlarda görüntü bulanıklığına yol açar. Asferik lenslerde ve merkezde kırılma miktarı aynı olacağından sferik aberasyon ortadan kaldırılmış olur (Şekil 5.2). Asferik lensler, perifer ve merkezdeki kırılma miktarları aynı olacak şekilde tasarlanmıştır.



**Şekil 5.2 :** Asferik tasarımıyla sferik aberasyonun düzeltilmesi [81].

Odak mesafesi kısaldıkça daha da etkili olan sferik aberasyonlar malzemeler üzerinde kaliteli işleme yapmaya engel olmaktadır. Bu amaçla asferik mercekleri kullanmak tercih edilmektedir ancak asferik merceklerle odaklanan hüzmelerin odaklı kalma mesafesi (Rayleigh mesafesi) çok daha kısadır. Bu sebeple oluşturulan hüzmeye ile yapılan işleme sırasında malzemenin odak noktasından uzaklaşmamasını sağlamak oldukça zordur ve hassas hareket mekanizmaları veya mikroskop objektifleri gerektirir.

Son yıllarda şekillendirilmiş lazer hüzmeleri alanındaki gelişmeler birçok yeni araştırma alanı meydana getirmiştir. Bunlardan biri şekillendirilmiş lazer hüzmelerinin malzemeler ile olan etkileşimlerinin incelenmesidir. Bu alanda Bessel hüzmeleri ile yapılan çalışmalar Airy hüzmeleri ile yapılanlardan biraz daha fazladır.

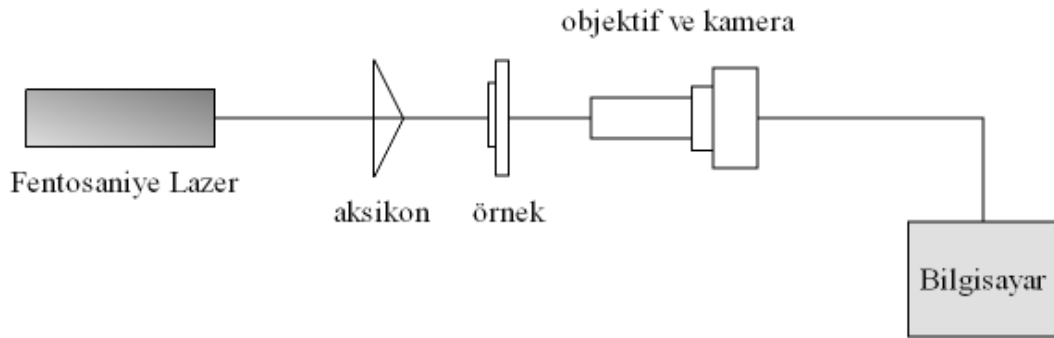
Bessel hüzmelerinin en önemli özelliği olan uzun mesafe odaklı kalması, malzeme işlemede birçok avantaj sağlamaktadır. Örneğin odak noktasında yapılan işleme sırasında malzemenin odak noktasından uzaklaşma olasılığı bir asferik merceğe göre daha azdır. Ayrıca Bessel hüzmelerinin bu özelliği sayesinde malzemeyi hiç hareket ettirmeden çok daha düzgün bir kanal oluşturmak mümkündür.

Bessel hüzmelerinin bu özelliğinden faydalanarak yeni alanlarda çalışma yapmak mümkündür.

## 5.2 Deneysel Sonuçlar

Plazmonikler üzerine yapılan çalışmalar bu alanın özellikle yonga teknolojisi için önemli bir gelişme olacağını göstermektedir. Ancak metal nano yapıların oluşturulmasındaki zorluklar plazmoniklerin üretilmesinde yeni yöntem arayışlarına yol açmıştır. Bunlardan bir tanesi de femtosaniye lazerler yardımı ile metal nano yapıların oluşturulmasıdır. Femtosaniye lazer kullanarak bir dielektrik üzerine nano kalınlıkta kaplanmış metalde nano boyutta kanallar oluşturularak plazmonikler için gerekli olan periyodik metal yapıları oluşturmak mümkündür.

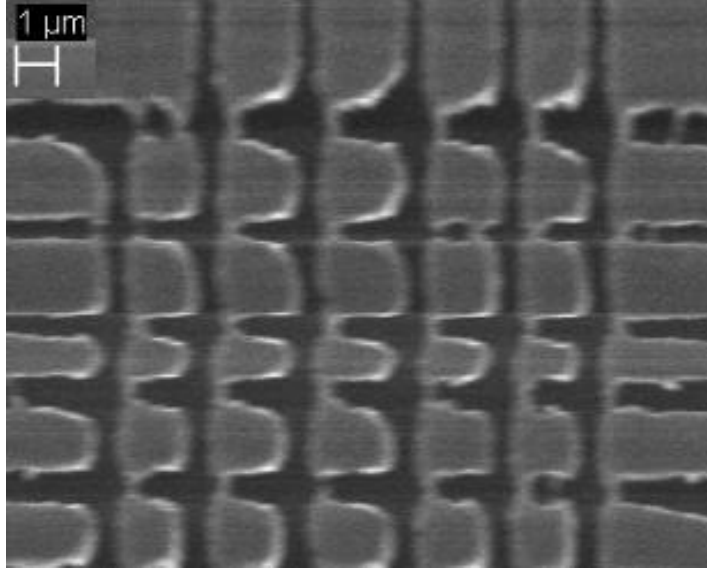
Bunun yanı sıra, Bessel hüzmeleri kullanılarak da nano yapıların oluşturulabileceği gösterildi. Şekil 5.3'te deneysel düzeneği görmek mümkündür. Bu sistemde atım etki süresi 500 fs olan lazer kullanıldı ve yaklaşık 0.5  $\mu$ J enerjisinde çalışıldı. Tekrarlama oranı 1 kHz olan lazerin dalga boyu ikinci harmonik üretimi yoluyla 515 nm'ye çevrildi.



**Şekil 5.3 :** Bessel hüzmeleri kullanılarak metal nano yapıların oluşturulması için kurulan deneysel düzenek.

Düzenekte kullanılan aksikonun yarım koni açısı  $25^\circ$  dir. Açı büyüdükçe daha küçük odak noktası elde edilebilir. Çizelge 3.1'den de görülebileceği gibi 515 nm dalga

boyunda ve gelen ışının çapı 1 mm olduğunda 25° lik aksikon ile çapı 0.0021  $\mu\text{m}$  olan bir nokta oluşturmak mümkün olur. Bu da amaçlandığı üzere metal üzerinde nano kalınlıkta yapılar oluşturmak için yeterlidir. Şekil 5.4'te bu sistemle altın üzerinde oluşturulan kanallara SEM ile bakıldığında kalınlıklarının 1  $\mu\text{m}$ 'den daha ince olduğu görülür.



**Şekil 5.4 :** Metal üzerinde oluşturulan nano kanallar.

Burada asıl önemli olan kanalları birbirlerine mümkün olduğunca yakın oluşturabilmektir. Bu kanalların nanometre mertebesinde mesafede birbirlerine yaklaştırılabilmesi durumunda ortaya çıkacak matrisin plazmonik özellikler göstereceği öngörülmektedir.

## 6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Lazerler genel olarak Hermite-Gauss veya Laguerre-Gauss modlarında hüzme üretirler. Yüksek mertebe modlar da üretilebiliyor olmasına rağmen en genelde TEM<sub>00</sub> modu üretilir. Şekil 3.2’den de görülebileceği gibi bu tip bir hüzmenin radyal eksende şiddet dağılımı Gauss fonksiyonu şeklindedir. Yapılan çalışmalar özel yöntemler aracılığı ile Gauss modundaki lazer hüzmelerinin şekillendirilebileceğini göstermiş ve bu konu son yıllarda oldukça ilgi çekmiştir.

İlk olarak, Gauss hüzmesinin bir axicon mercekten geçirilerek Bessel Hüzmesinin üretilebileceği gösterilmiş ve bu hüzemelerin kırınımsız olarak ilerlediği gözlenmiştir. Sonrasında da Airy hüzemelerinin de aynı özelliği taşıdığı gösterilmiştir. Bu sayede her iki durumda da ışık, Gauss moduna kıyasla daha uzun mesafe odaklı kalabilmektedir. Airy hüzmesi, bu özelliğinin yanısıra ivmelenme özelliğine de sahiptir.

Kuramsal olarak 1987 yılında Durnin tarafından keşfedilen Bessel hüzmeleri üzerinde birçok çalışma yapılmıştır. Deneysel olarak da oldukça yakın şekilde üretilebilen bu hüzmeler birçok uygulama alanı bulmuştur. Bessel hüzmeleri kullanılarak oluşturulan optik dalga kılavuzları bu uygulama alanlarından bir tanesidir. Işığın kılavuza hapsedilerek bilgi aktarımının gerçekleşmesi çok büyük bir gelişmedir ve bu çalışmaların yaygınlaşmasıyla yeni keşiflerin yapılabileceği öngörülmektedir. Ayrıca Bessel hüzmelerinin küçük noktaya odaklanabiliyor olması metaller üzerinde nano yapıların oluşturulabilmesine imkan sağlamakta, böylece plazmonik yapıların üretimine alternatif bir yöntemin geliştirilmesi de söz konusu olmaktadır.

Bunun yanısıra son dönemde ilgi toplayan diğer bir şekillendirilmiş hüzme Airy – Gauss hüzmeleridir. Bessel hüzmelerine benzer şekilde uzun mesafe odaklı kalan bu hüzmelerin diğer ilgi çekici özelliği ivmeleniyor olmasıdır. Belli bir mesafe boyunca hüzmenin maksimum şiddete sahip noktası parabolik olarak değişmektedir. Bu gelişme üzerine oldukça ilgi çeken Airy hüzmeleri üzerine yapılan çalışmalar özellikle Airy hüzmesi üretimindeki son gelişmelerle birlikte hızlanmaktadır. Ancak

bu çalışmaların henüz çok başında olunduğunu bu konuda geliştirilecek çok fazla şeyin olduğunu söylemek doğru olacaktır.

Sonuç olarak gelişen lazer teknolojiyiyle birlikte geline son nokta gelecekte birçok gelişmenin de nnn aılacağının göstergesidir.

## KAYNAKLAR

- [1] **Hecht, E.**, 2002. *Optics*, 4th ed. Addison-Wesley.
- [2] **Svelto, O.**, 2010. *Principles of Lasers*, 5th ed. Springer.
- [3] **Haus, H. A.**, 2000. "Mode locking of lasers," *IEEE J. Sel. Optics Quantum Electron*, vol. **6**, p. 1173.
- [4] **Diels, J. C. and Rudolph, W.**, 2006. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, 2nd ed. Academic.
- [5] **Trebinio, R.**, 2002. *Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses*. Springer.
- [6] **Iaconis, C. and Walmsley, I. A.**, 1998. "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," *Opt. Lett.*, vol. **23**, no. 10, pp. 792-794.
- [7] **Lozovoy, V. V., Pastirk, I., and Dantus, M.**, 2004. "Multiphoton intrapulse interference 4: Characterization and compensation of the spectral phase of ultrashort laser pulses," *Opt. Lett.*, vol. **29**, no. 7, pp. 775-777.
- [8] **Lee, S.**, 2008. "Femtosecond Laser Nanomachining and Applications to Micro/Nanofluidics for Single Cell Analysis", *PhD Thesis*, The University of Michigan.
- [9] **Url-1** "The Nobel Prize in Chemistry 1992," *Nobelprize.org*, 14-Feb-2011. [Online]. Available: [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/chemistry/laureates/1992/index.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/1992/index.html).
- [10] **Url-2** "Ahmed Zewail - Autobiography," *Nobelprize.org*, 14-Feb-2011. [Online]. Available: [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/chemistry/laureates/1999/zewail-autobio.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/1999/zewail-autobio.html).
- [11] **Url-3** "Inertial confinement fusion," *Wikipedia*, 2011. [Online]. Available: [http://en.wikipedia.org/wiki/Inertial\\_confinement\\_fusion](http://en.wikipedia.org/wiki/Inertial_confinement_fusion).
- [12] **Zweiback, J. et al.**, 2002. "Detailed study of nuclear fusion from femtosecond laser-driven explosions of deuterium clusters," *Physşcs of Plasmas*, vol. **9**, no. 7, pp. 3108-3120.
- [13] **Boyd, R. W.**, 2002. *Nonlinear Optics*, Second Ed.
- [14] **Moulton, P. F.**, 1986. "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>," *J. Opt. Soc. B*, vol. **3**, p. 125.
- [15] **Taccheo, S. et al.**, 2004. "Er : Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses," *Optics Letters*, vol. **29**, pp. 2626-2628.
- [16] **Streltsov, A. M. and Borrelli, N. F.**, 2001. "Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses," *Optics Letters*, vol. **26**, pp. 42-43.
- [17] **Florea, C. and Winick, K. A.**, 2003. "Fabrication and characterization of photonic devices directly written in glass using femtosecond laser pulses," *Journal of Lightwave Technology*, vol. **26**, pp. 246-253.
- [18] **Minoshima, K., Kowalevycz, A. M., Ippen, E. P., and Fujimoto, J. G.**, "Fabrication of coupled mode photonic devices in glass by nonlinear

- femtosecond laser materials processing,” *Optics Express*, vol. **10**, pp. 645-652, 2002.
- [19] **Kamata, M., Obara, M., Gattass, R. R., Cerami, L. R. and Mazur, E.**, 2005. “Optical vibration sensor fabricated by femtosecond laser micromachining,” *Applied Physics Letters*, vol. **87**.
  - [20] **Sikorski, Y., Said, A. A., Bado, P., Maynard, R., Florea, C., and Winick, K. A.**, 2000. “Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses,” *Electronics Letters*, vol. **36**, pp. 226-227.
  - [21] **Shah, L. and Arai, A. Y.**, 2005. “Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate,” *Optical Society of America*, vol. **13**, no. 16.
  - [22] **Davis, K. M., Miura, K., Sugimoto, N., and Hirao, K.**, 1996. “Writing Waveguides in Glass with a Femtosecond Laser,” *Optics Letters*, vol. **21**, pp. 1729-1731.
  - [23] **Masuda, M. et al.**, 2003. “3-D microstructuring inside photosensitive glass by femtosecond laser excitation,” *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, vol. **76**, pp. 857-860.
  - [24] **Iga, Y., Ishizuka, T., Watanabe, W., Itoh, K., Li, Y., and Nishii, J.**, 2004. “Characterization of micro-channels fabricated by in-water ablation of femtosecond laser pulses,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. **43**, pp. 4207-4211.
  - [25] **Bellouard, Y., Said, A., Dugan, M., and Bado, P.**, 2004. “Fabrication of high-aspect ratio, micro-fluidic channels and tunnels using femtosecond laser pulses and chemical etching,” *Optics Express*, vol. **12**, p. 17.
  - [26] **Li, Y. and Qu, S.**, 2010. “Fabrication of spiral-shaped microfluidic channels in glass by femtosecond laser,” *Materials Letters*.
  - [27] **Marcinkevicius, A. et al.**, 2001. “Femtosecond laser-assisted three-dimensional microfabrication in silica,” *Optics Letters*, vol. **26**, pp. 277-279.
  - [28] **Kim, T. N., Campbell, K., Groisman, A., Kleinfeld, D., and Schaffer, C. B.**, 2005. “Femtosecond laser-drilled capillary integrated into a microfluidic device,” *Applied Physics Letters*, vol. **86**, p. 201106.
  - [29] **Hnatovsky, C., Taylor, R. S., Simova, E., Bhardwaj, V. R., Rayner, D. M., and Corkum, P. B.**, 2005. “Polarization-selective etching in femtosecond laser-assisted microfluidic channel fabrication in fused silica,” *Optics Letters*, vol. **30**, pp. 1867-1869.
  - [30] **Cerami, L., Mazur, E., Nolte, S., and Schaffer, C. B.**, 2007. “Femtosecond laser micromachining.”
  - [31] **Ashcroft, N. W. and Mermin, N. D.**, 1976. *Solid state physics*. New York: Holt Rinehart and Winston.
  - [32] **Yu, P. Y. and Cardona, M.**, 2001. *Fundamentals of semiconductors : physics and materials properties*. Berlin ; New York: Springer.
  - [33] **Schaffer, C. B., Brodeur, A., and Mazur, E.**, 2001. “Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials using tightly-focused femtosecond laser pulses,” *Measurement Science and Technology*, vol. **12**, p. 1784.
  - [34] **Keldysh, L. V.**, 1965. “Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave,” *J. Exptl. Theoret. Phys.*, vol. **47**, pp. 1307-1314.
  - [35] **Stuart, B. C., Feit, M. D., Herman, S., Rubenchik, A. M., Shore, B. W., and Perry, M. D.**, 1996. “Nanosecond-to-Femtosecond Laser-Induced

- Breakdown in Dielectrics,” *Physical Review B-Condensed Matter*, vol. **53**, pp. 1749-1761.
- [36] **Kanavin, A. P. et al.**, 1998. “Heat transport in metals irradiated by ultrashort laser pulses,” *Physical Review B*, vol. **57**, pp. 14698-14703.
- [37] **Abrikosov, A.**, 1998. *Fundamentals of the Theory of Metals*. North-Holland, Amsterdam.
- [38] **Konig, J., Nolte, S., and Tunnermann, A.**, 2005. “Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses,” *Optics Express*, vol. **13**, pp. 10597-10607.
- [39] **Miura, K., Qiu, J. R., Inouye, H., Mitsuyu, T., and Hirao, K.**, 1997. “Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser,” *Applied Physics Letters*, vol. **71**, pp. 3329-3331.
- [40] **Sudrie, L., Franco, M., Prade, B., and Mysyrowicz, A.**, 2001. “Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses,” *Optics Communications*, vol. **191**, pp. 333-339.
- [41] **Sudrie, L., Franco, M., Prade, B., and Mysyrowicz, A.**, 1999. “Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses,” *Optics Communications*, vol. **171**, pp. 279-284.
- [42] **Schaffer, C. B., Jamison, A. O., and Mazur, E.**, 2004. “Morphology of femtosecond laserinduced structural changes in bulk transparent materials,” *Applied Physics Letters*, vol. **84**, pp. 1441-1443.
- [43] **Chan, J. W., Huser, T. R., Risbud, S., and Krol, D. M.**, 2001. “Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses,” *Optics Letters*, vol. **26**, pp. 1726 - 1728.
- [44] **Chan, J. W., Huser, T. R., Risbud, S. H., Hayden, J. S., and Krol, D. M.**, 2003. “Waveguide fabrication in phosphate glasses using femtosecond laser pulses,” *Applied Physics Letters*, vol. **82**, pp. 2371-2373.
- [45] **Chan, J. W., Huser, T. R., Risbud, S. H., and Krol, D. M.**, 2003. “Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses,” *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, vol. **76**, pp. 367-372.
- [46] **Bruckner, R.**, “Properties and structure of vitreous silica. I, 1970.” *Journal of Non- Crystalline Solids*, vol. **5**, pp. 123-175.
- [47] **Bruckner, R.**, 1971. “Properties and structure of vitreous silica. II,” *Journal of Non- Crystalline Solids*, vol. **5**, pp. 177-216.
- [48] **Nolte, S., Burghoff, J., Will, M., and Tuennermann, A.**, 2004. “Femtosecond writing of high-quality waveguides inside phosphate glass and crystalline media using a bifocal approach,” in *Commercial and Biomedical Applications of Ultrafast Lasers IV*, vol. **5340**, SPIE Bellingham, p. 164.
- [49] **Shimotsuma, Y., Kazansky, P. G., Jiarong, Q., and Hirao, K.**, 2003. “Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses,” *Physical Review Letters*, vol. **91**, p. 247405.
- [50] **Glezer, E. N. and Mazur, E.**, 1997. “Ultrafast-laser driven micro explosions in transparent materials,” *Applied Physics Letters*, vol. **71**, pp. 882-884.
- [51] **McGloin, D. and Dholakia, K.**, 2004. “Bessel beams: diffraction in a new light,” *Contemporary Physics*, vol. **46**, no. 1, pp. 15 -28.
- [52] **Raether, H.**, 1980. *Excitation of plasmons and interband transitions by*

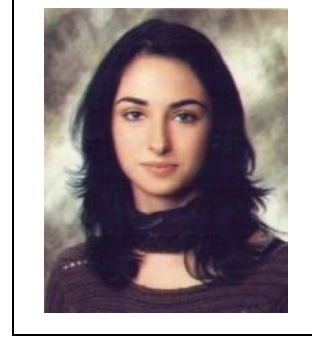
*electrons*. Springer-Verlag.

- [53] **Lewotsky, K.**, 2007. "The promise of plasmonics," *SPIE Newsroom*.
- [54] **Maier, S.**, 2007. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer.
- [55] **Url-4** "Nonlinear optics," *Wikipedia*, 2011. [Online]. Available: [http://en.wikipedia.org/wiki/Nonlinear\\_optics](http://en.wikipedia.org/wiki/Nonlinear_optics).
- [56] **Url-5** "Beta-Barium Borate," *United Crystals*, 2009. [Online]. Available: <http://www.unitedcrystals.com/BBOProp.html>.
- [57] **Bass, M. et al.**, *Handbook of Optics*, Third., vol. 4, 5 vols. OSA.
- [58] "Phase Matching." [Online]. Available: <http://www.nanobio.dk/Assets/Phase%20matching.pdf>.
- [59] **Url-6** "Backside Polished Mirrors Transmission Plots," *Thorlabs*, 2010. [Online]. Available: [http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup\\_ID=3831](http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=3831).
- [60] **Url-7** "Bandpass Colored Glass Filters Graphs," *Thorlabs*, 2010. [Online]. Available: [http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup\\_ID=3695&pn=FGUV5](http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=3695&pn=FGUV5).
- [61] **Jones, R. V.**, 2002. "The Paraxial Wave Equation Gaussian Beams in Uniform Media," *Harvard University*.
- [62] **LaPointe, M. R.**, 1991. *Review of Nondiffracting Bessel Beams*. NASA, p. 21.
- [63] **Bélangier, P. A.**, 1984. "Packetlike solutions of the homogeneous-wave equation," *JOSA A*, vol. 1, no. 7, pp. 723-724.
- [64] **Durnin, J.**, 1987. "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 4, no. 4, pp. 651 - 654.
- [65] **Durnin, J., Miceli, J. J., and Eberly, J. H.**, 1987. "Diffraction - Free Beams," *Physical Review Letter*, vol. 58, no. 15, pp. 1499 - 1501.
- [66] **Url-8** "Fresnel Diffraction," *Wikipedia*, 2010. [Online]. Available: [http://en.wikipedia.org/wiki/Fresnel\\_diffraction](http://en.wikipedia.org/wiki/Fresnel_diffraction).
- [67] **Mcleod, J. H.**, 1954. "The Axicon: A New Type of Optical Element," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 44, p. 592.
- [68] **Indebetouw, G.**, 1989. "Nondiffracting optical-fields - some remarks on their analysis and synthesis," *J. Opt. Soc. Am. A-Opt. Image Sci. Vis.*, vol. 6, pp. 150 – 152.
- [69] **Arlt, J. and Dholakia K.**, 2000. "Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon," *Opt. Commun.*, vol. 177, pp. 297-301.
- [70] **Akturk, S., Zhou, B., Pasquiou, B., Franco, M., and Mysyrowicz, A.**, 2008. "Intensity distribution around the focal regions of real axicons," *Opt. Commun.*, vol. 281, pp. 4240-4244.
- [71] **Born, M. and Wolf, E.**, 1999. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge Univ Pr.
- [72] **Berry, M. V. and Balazs, N. L.**, 1979. "Nonspreading wave packets," *Am. J. Phys.*, vol. 47, no. 3, pp. 264-267.
- [73] **Siviloglou, G. A., Broky, J., Dogariu, A., and Christodoulides, D. N.**, 2007. "Observation of accelerating Airy beams," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, pp. 213901–213904.
- [74] **Polynkin, P., Kolesik, M., Moloney, J. V., Siviloglou, G. A., and Christodoulides, D. N.**, 2009. "Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams," *Science*, vol. 324, pp. 229–232.
- [75] **Baumgartl, J., Mazilu, M., and Dholakia, K.**, 2008. "Optically mediated

- particle clearing using Airy wavepackets,” *Nat. Photonics*, vol. **2**, pp. 675–678.
- [76] **Url-9** “Spatial Light Modulator Principles,” Meadowlark Optics. [Online]. Available: [http://www.meadowlark.com/catalog/2009\\_2010\\_SpatialLightModulators.pdf](http://www.meadowlark.com/catalog/2009_2010_SpatialLightModulators.pdf)
- [77] **Ellenbogen, T., Voloch-Bloch, N., Ganany-Padowicz, A., and Arie, A.**, 2009. “Nonlinear generation and manipulation of Airy beam,” *Nat. Photonics*, vol. **3**, pp. 395–398.
- [78] **Yalizay, B., Soylu, B., and Akturk, S.**, 2010. “Optical element for generation of accelerating Airy beams,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. **27**, no. 10, pp. 2344-2346, 2010.
- [79] **Akturk, S.**, “Method and device for generation of accelerating Airy beams,” 31-Mar-2010.
- [80] **Rizvi, N. H.**, 2003. “Femtosecond laser micromachining: Current status and applications,” *RIKEN Review*, no. 50, pp. 107-112.
- [81] **Url-10** “Asiferik Camlar,” *Optisyonler*. [Online]. Available: <http://optisyonler.org/meslegin-incelikleri/235-asiferik-lensler.html>.



## ÖZGEÇMİŞ



**Ad Soyad:** Berna Yalızay

**Doğum Yeri ve Tarihi:** Fatih 02.12.1986

**Adres:** İstanbul Teknik Üniversitesi Ayazağa Kampüsü Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Müh. Bölümü Oda: B4-123 Maslak – Sarıyer / İstanbul

**Lisans Üniversitesi:** İstanbul Teknik Üniversitesi, Fizik Mühendisliği (2009)

### Yayın Listesi:

- Berna Yalızay, Burak Soylu, and Selcuk Akturk, "Optical element for generation of accelerating Airy beams," J. Opt. Soc. Am. A 27, 2344-2346 (2010)

### İş Tecrübesi:

- İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü Araştırma Görevlisi (2010 -...).
- ARI Teknokent Proje Geliştirme Planlama A.Ş., Kurumsal İlişkiler Asistanı (2008-2009).

### Kongre, Seminer, Yaz Okulu:

- 12. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalıştayı, İstanbul Teknik Üniversitesi (2010).
- IARS 2008 Mathematical Physics and Integrable Systems yaz okulu, Feza Gürsey Enstitüsü (2008).
- NanoTr 4 Konferansı, İstanbul Teknik Üniversitesi (2008).
- Workshop on New Directions in Complex Systems, İstanbul Teknik Üniversitesi (2006).

### Referanslar:

- Yrd. Doç. Dr. Selçuk Aktürk, İstanbul Teknik Üniversitesi, Öğretim Üyesi, Tel: +90 212 2853205
- Doç. Dr. Ali Yıldız, İstanbul Teknik Üniversitesi, Öğretim Üyesi, Tel: +90 212 2853294
- Nazire Peker, ARI Teknokent Proje Geliştirme Planlama A.Ş., Genel Müdür, Tel: +90 212 2903840