

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ATMOSFERİK TÜRBÜLANS KOŞULLARININ LAZER IŞINININ
YAYILIMINA ETKİSİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fehmiye YILDIZ

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Hamza KURT

AĞUSTOS, 2017

Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı

.....
Prof. Dr. Osman EROĞUL
Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığını onaylarım.

.....
Doç. Dr. Tolga GİRİCİ
Anabilimdalı Başkanı

TOBB ETÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 151211030 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi **Fehmiye YILDIZ**'ın ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "**ATMOSFERİK TÜRBÜLANS KOŞULLARININ LAZER İŞİNİNİN YAYILIMINA ETKİSİNİN İNCELENMESİ**" başlıklı tezi **11.08.2017** tarihinde aşağıda imzaları olan jüri tarafından kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Hamza KURT**
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. Bülent TAVLI (Başkan)**
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Yard. Doç. Dr. Gökhan BAKAN
Atılım Üniversitesi

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, alıntı yapılan kaynaklara eksiksiz atıf yapıldığını, referansların tam olarak belirtildiğini ve ayrıca bu tezin TOBB ETÜ Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Fehmiye YILDIZ

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ATMOSFERİK TÜRBÜLANS KOŞULLARININ LAZER IŞINININ

YAYILIMINA ETKİSİ

Fehmiye YILDIZ

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hamza KURT

Tarih: Ağustos 2017

Uzun yıllardır araştırma konusu olan atmosferik türbülans lazer tabanlı bir çok sistem için en kritik parametrelerden birisidir. Türbülanslı bir ortamda ilerleyen lazer ışını ısı, basınç ve nem farklılıklarından dolayı farklı kırılma indisine sahip hava paketçikleri ile karşılaşarak çeşitli bozunmalara uğramaktadır.

Bu tez çalışmasında, öncelikle MATLAB kullanılarak kaynaktan çıkan Gaussian lazer ışını modellenmiştir. Daha sonra türbülanslı atmosferi oluşturabilmek için rastgele faz ekran modeli uygulanarak menzil boyunca belirli aralıklarda faz ekranları modellenmiştir. Faz ekranları modellenirken kullanılan spektrum modeli Non-Kolmogorov spektrum modelidir. Bu model kapsamında atmosferik iç ve dış ölçek büyüklüğü sırasıyla cm ler ve m ler cinsinden tanımlanmıştır. Gaussian lazer ışınının atmosferik türbülanslı ortamda ilerlemesinin benzetimini için ise kaynaktan çıkan lazer ışını, oluşturulan faz ekranlarından geçirilerek menzil boyunca lazer ışınında meydana bozunmalar nümerik olarak hesaplanmıştır. Ayrıca aynı parametrelere sahip lazer ışını vakum ortamında ilerlerken alıcı düzleminde meydana gelen benek genişlikleri hesaplanmıştır. Böylece türbülanslı atmosferde yayılan lazer ışınının alıcı düzleminde meydana gelen benek genişlikleri ile karşılaştırılmıştır.

Modelleme sonucunda menzil uzunluğu artttıkça türbülans parametresinin lazer ışınına etkisinin arttığı gözlenmiştir. Kaynaktan çıkan lazer ışınının benek genişliği atmosferik türbülanstan ne düzeyde etkileneceğinin bir göstergesi olarak ortaya çıkmıştır. Verici düzleminde benek genişliği ne kadar büyük olursa, türbülans parametresinin etkisi o derece azalma göstermektedir.

Anahtar Kelimeler: Non-Kolmogorov atmosferik spektrum, Faz-ekran modeli, Gaussian ışın modeli, Benek genişliği.



ABSTRACT

Master of Science

THE EFFECT OF PROPAGATION OF THE LASER BEAM ON THE ATMOSPHERIC TURBULENCE CONDITIONS

Fehmiye YILDIZ

TOBB University of Economics and Technology
Institute of Natural and Applied Sciences
Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Prof. Dr.Hamza KURT

Date: August 2017

Atmospheric turbulence which have been the research subject for many years is one of the most critical parameters for systems based on laser. Due to differences in temperature, pressure and humidity, the laser beam propagating in turbulence medium encounters turbulence eddy with different refractive index and various disturbances might be observed.

In this thesis, Gaussian laser beam exiting from the source is simulated using MATLAB. Then phase screens are modeled at certain distances through interval by applying a random phase screen model to create atmospheric turbulence medium. When phase screens are modeled, the spectrum model used is Non-Kolmogorov spectrum model. Within this model, the atmospheric inner and outer scale diameter is defined in terms of cm and m, respectively. The distorted beam is numerically computed by passing the generated phase screens through the media to simulate the propagation of Gaussian laser beam in atmospheric turbulence. In addition, when the laser beam with the same parameters is propagating in the vacuum medium, the spot diameter in the receiving plane is calculated. Thus, the laser beam spot diameter emitted in the turbulent atmosphere is compared with the spot diameter in the receiving

plane. According to the model it is showed that as interval increases, the effect of the turbulence parameter on laser beam increases. The spot diameter at the source plane is showed how the atmospheric turbulence will affect to it. The larger the spot diameter in the transmitter plane, the less the effect of the turbulence parameter.

Keywords: Non-Kolmogorov atmospheric spectrum, Phase-screen model, Gaussian beam model, Spot diameter.



TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezim boyunca araştırmalarımın her aşamasında bilgi ve önerilerini esirgemeyen değerli danışman hocam Hamza KURT'a, kıymetli tecrübelerinden faydalandığım TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine ve tüm Nanofotonik Araştırma Grubu üyelerine teşekkürlerimi sunarım.

Beni bu günlere getiren değerli annem Asuman KELEŞ ve babam Mustafa KELEŞ'e bana olan güvenlerinden dolayı sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ve sevgili kardeşlerim Kevser Nesibe KELEŞ, Habibe KELEŞ ve Emirhan KELEŞ'e benim için her zaman mutluluk kaynağı olup, moral verdikleri için teşekkür ederim.

Ve sevgili eşimin bana kazandırdığı ikinci ailem olan Selahattin YILDIZ, Sukün YILDIZ ve Berna YILDIZ'a teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamın tamamlanmasında en büyük katkıya sahip olan biricik eşim Berk YILDIZ'a, her konuda yardımlarını hiç esirgemediği, bir çok fedakarlık göstererek, desteğiyle beni ayakta tuttuğu için teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR	viii
ŞEKİL LİSTESİ.....	x
TABLO LİSTESİ	xii
KISALTMALAR	xiii
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Tezin Amacı.....	2
2. ATMOSFERİK TÜRBÜLANS	3
2.1 Klasik Türbülans Teorisi.....	7
2.2 Türbülans Yapı Parametresi Modelleri	11
2.2.1 Termosonde.....	11
2.2.2 Hufnagel-Valley 5/7.....	12
2.2.3 CLEAR I	13
2.3 Non-Kolmogorov türbülans modeli	13
2.4 Optik Türbülans Etkileri	14
2.5 Kırılma İndisi Değişimleri için Güç Spektrum Modelleri	18
2.5.1 Kolmogorov spektrumu	18
2.5.2 Tatarski spektrumu.....	19
2.5.3 Von Karman spektrumu	19
2.5.4 Modifiye edilmiş (Modified) atmosferik spektrum.....	20
3. ANALİTİK MODEL YAKLAŞIMI	21
3.1 Gaussian Işını Dalga Modeli.....	21
3.2 Verici ve Alıcı Işın Parametreleri	25
3.2.1 Parıldama indisi.....	26
3.2.2 Işın gezinmesi (wander) ve genişlemesi	28
4. NÜMERİK MODEL YAKLAŞIMI	33
4.1 Rastgele Faz Ekran Modeli	33
4.2 Simülasyon Metot ve Parametreleri.....	37
5. TEMEL GAUSSIAN IŞINI İÇİN NÜMERİK HESAPLAMALAR	41
5.1 Sayısal Analiz: Senaryo 1	41
5.2 Sayısal Analiz: Senaryo 2	45
5.3 Sayısal Analiz: Senaryo 3	48
5.4 Sayısal Analiz: Senaryo 4	50
5.5 Sayısal Analiz: Senaryo 5	53
5.6 Sayısal Analiz: Senaryo 6	56
5.7 Sayısal Analiz: Senaryo 7	58
6. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	61
KAYNAKLAR	63
EKLER.....	67
ÖZGEÇMİŞ.....	81

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 : Atmosfer katmanları[1].....	4
Şekil 2.2 : Rayleigh saçılması [1].....	5
Şekil 2.3 : Mie saçılması [1].....	6
Şekil 2.4 : Atmosferik soğurma ve saçılma spektrumu [9].....	6
Şekil 2.5 : Kolmogorov kaskat teorisi [10].....	8
Şekil 2.6 : 1980 yılında gün içerisinde saate bağlı olarak ölçülmüş C_n^2 değeri[1]... 10	
Şekil 2.7 : Termosonde cihazı [21].....	11
Şekil 2.8 : Hufnagel Valley modeline göre C_n^2 profili [21].....	13
Şekil 2.9 : Cassegrain açıklığından çıkan 1064nm lazer ışınının görüntüsü [28].....	15
Şekil 2.10 : Güçlü türbülans altında 1 km ilerledikten sonraki görüntüsü [28].....	15
Şekil 2.11 : Güçlü türbülans altında 5 km ilerledikten sonraki görüntüsü [28].....	15
Şekil 2.12 : Fried eş uyumluluk uzunluğu şematiği.....	16
Şekil 2.13 : Kaynak lazeri ve işaretleme lazeri gösterimi [30].....	17
Şekil 2.14 : Kırılma indisi dalgalanmalarının spektral modelleri [1].....	20
Şekil 3.1 : Düzlem dalgalar.....	22
Şekil 3.2 : Küresel dalgalar.....	22
Şekil 3.3 : Sırasıyla yakınsayan, odaklanmış ve iraksayan lazer ışını [1].....	23
Şekil 3.4 : Gaussian lazer ışınının genlik profili [1].....	24
Şekil 3.5 : Parıldama oluşum şematiği [39].....	27
Şekil 3.6 : Işın gezinmesi.....	29
Şekil 3.7 : Işın yayılması.....	29
Şekil 3.8 : Işın gezinmesi sonucunda ortaya çıkan etkin spot yarıçapı.....	30
Şekil 4.1 : Yayılım doğrultusu boyunca sıralanmış rastgele faz ekranları.....	34
Şekil 4.2 : 256x256 lık bir matriste oluşturulmuş rastgele faz ekran görüntüsü.....	35
Şekil 4.3 : Farklı büyüklükte iç ve dış ölçek parametreleri için faz ekranları.....	36
Şekil 4.4 : Faz ekran oluşturma algoritması.....	38
Şekil 4.5 : Rastgele faz ekranlarından Gaussian ışının yayılım algoritması.....	39
Şekil 5.1 : Senaryo 1 için kaynaktan çıkan lazer ışınının kesit alan görüntüsü.....	42
Şekil 5.2 : Kaynaktan çıkan Gaussian lazer ışınının görüntüsü.....	42
Şekil 5.3 : Kaynaktan çıkan lazer ışınının yan kesit görüntüleri.....	43
Şekil 5.4 : Senaryo 1 için 500 m de elde edilen türbülans yapı parametresi.....	43
Şekil 5.5 : Senaryo 1 için 500 m mesafe yayılım sonrası Gaussian ışın profili.....	44
Şekil 5.6 : Senaryo 1 için 1000 m mesafe sonrasında elde edilen ışın profili.....	44
Şekil 5.7 : Senaryo 1 için 5000 m mesafe de elde edilen ışın profili.....	45
Şekil 5.8 : Senaryo 2 için 500 m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	46
Şekil 5.9 : Senaryo 2 için 1000 m uzaklıkta elde edilen ışın profili.....	47
Şekil 5.10 : Senaryo 2 için 5000 m mesafe uzaklıkta Gaussian ışın profili.....	47
Şekil 5.11 : Senaryo 3 için 500 m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	48
Şekil 5.12 : Senaryo 3 için 1000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	49
Şekil 5.13 : Senaryo 3 için 5000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	49

Şekil 5.14 : 2.5 cm yarıçaplı kaynak lazeri.....	50
Şekil 5.15 : Kaynak lazeri Gaussian profili.....	50
Şekil 5.16 : Kaynak lazeri x ve y eksenleri yan kesit görüntüleri.....	51
Şekil 5.17 : Senaryo 4 için 500m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	52
Şekil 5.18 : Senaryo 4 için 1000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	52
Şekil 5.19 : Senaryo 4 için 5000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	53
Şekil 5.20 : Senaryo 5 için 500m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	54
Şekil 5.21 : Senaryo 5 için 1000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	55
Şekil 5.22 : Senaryo 5 için 5000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	55
Şekil 5.23 : Senaryo 6 için 500m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	56
Şekil 5.24 : Senaryo 6 için 1000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	57
Şekil 5.25 : Senaryo 6 için 5000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.....	57
Şekil 6.1 : Adaptif optik şematiği [50].....	78
Şekil 6.2 : Adaptif optikli ve optiksiz elde edilen görüntüler [51].....	78
Şekil 6.3 : Adaptif optikli ve optiksiz görüntü yoğunlukları [51].....	79



TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 5.1 : Senaryo 1 için girilen parametreler.....	41
Tablo 5.2 : Senaryo 1 için olması vakum ortamında elde edilen spot yarıçapları.	42
Tablo 5.3 : Düşük türbülanslı ortamda ilerleyen lazer ışının yarıçap değerleri.	45
Tablo 5.4 : Senaryo 2 için girilen parametreler.....	46
Tablo 5.5 : Orta şiddetli türbülanslı ortamda ilerleyen ışınının yarıçap değerleri.	47
Tablo 5.6 : Senaryo 2 için girilen parametreler.....	48
Tablo 5.7 : Güçlü türbülanslı ortamda ilerleyen lazer ışınının yarıçap değerleri.....	49
Tablo 5.8 : Senaryo 4 için girilen parametreler.....	51
Tablo 5.9 : Senaryo 2 vakum ortamında elde edile spot yarıçapı değerleri.....	52
Tablo 5.10 : Güçlü türbülanslı ortamda ilerleyen lazer ışınının yarıçapı değerleri ...	53
Tablo 5.11 : Senaryo 5 için girilen parametreler.....	54
Tablo 5.12 : Güçlü türbülanslı ortamda ilerleyen lazer ışınının yarıçap değerleri.....	55
Tablo 5.13 : Senaryo 6 için girilen parametreler.....	56
Tablo 5.14 : Güçlü türbülanslı ortamda yayılan lazer ışınının yarıçap değerleri.	57
Tablo 5.15 : 1. durum için kullanılan parametreler.....	58
Tablo 5.16 : 2. durum için kullanılan parametreler.....	59
Tablo 5.17 : Korelasyon işlemi sonuçları	59

KISALTMALAR

AO	: Adaptif Optik
TM	: Enine Manyetik
TE	: Enine Elektrik



SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
$C_n^2, C_n^2(h)$	Kırılma indis yapı parametresi
C_T^2	Sıcaklık yapı parametresi
$D_n(R)$	Kırılma indisi yapı fonksiyonu
$D_{RR}(R)$	Hız yapı fonksiyonu
$D_T(R)$	Sıcaklık yapı fonksiyonu
$G(s,R;L)$	Green fonksiyonu
h	Yükseklik
$I(r,L)$	Işın parlaklık düzeyi
l_0	İç ölçek büyüklüğü
L_0	Dış ölçek büyüklüğü
$n(R)$	Kırılma indisi
$n_1(R), n_1(r,z)$	Kırılma indisinde rastgele değişimler
Q_m, Q_l	Boyutsuz iç ölçek parametresi
Q_0	Boyutsuz dış ölçek parametresi
Re	Reynolds sayısı
r_0	Fried parametresi
$U_0(R), U_0(r,z)$	Serbest uzayda kompleks alan büyüklüğü
$U(R), U(r,z)$	Rastgele ortamda kompleks alan büyüklüğü
$u(r,z)$	Yayılan dalga alanı
W_0	Verici düzlemindeki ışın yarıçapı
W_{LT}, W_{ST}, W_e, W	Alıcı düzlemindeki ışın yarıçapları
α, β	Gamma-gamma dağılım parametreleri
α_0	Verici düzlemindeki kompleks parametre
Θ_0	Verici düzlemindeki ışın eğrilik parametresi
Θ	Alıcı düzlemindeki ışın eğrilik parametresi
Θ_e, Λ_e	Alıcı düzlemindeki etkin ışın parametreleri
κ	Skaler uzaysal dalga sayısı
κ_1	İç ölçek dalga sayısı parametresi
κ_0	Dış ölçek dalga sayısı parametresi
λ	Dalgaboyu
Λ_0	Verici düzlemindeki ışının Fresnel oranı
Λ	Alıcı düzlemindeki ışının Fresnel oranı
σ_R^2, σ_1^2	Düzlem dalga için Rytov varyansı
σ_B^2	Gaussian ışın dalgası için Rytov varyansı
σ_1^2	Parıldama indisi
$\Phi_n(\kappa)$	Kırılma indisinin 3-boyutlu uzaysal güç spektrumu

1. GİRİŞ

Son yıllarda lazerler kullanım alanlarının çeşitliliği açısından oldukça yoğun ilgi görmektedir. Bu alanlar özellikle karadan-havaya, havadan-yere olan optik haberleşme sistemleri, optik frekans bandında radar uygulamaları, astronomik uygulamalar, yüksek enerji lazer sistemleri gibi uygulamalardır. Gelişen bu uygulamaların yayılım ortamları çoğu zaman atmosfer olduğundan, ışığın dalga özelliğinden gelen yayılım etkilerinin yanı sıra ortamdan gelen katkılarla ışığın yayılım özellikleri değişime uğramaktadır. Bu durum atmosferde lazer yayılım olayının istatistiksel modellenmesine gereksinimi doğurmaktadır.

Atmosferin kırılma indisinde meydana gelen rastgele dalgalanmalar havanın türbülans hareketine neden olan mikroskobik sıcaklık dalgalanmaları ile ilişkilendirilir [1-2]. Bu kırılma indisi değişimleri küçük olmasına rağmen, atmosferde kilometrelerce ilerleyen bir dalga için kümülatif etkisi oldukça büyüktür. En genel tanımı itibariyle atmosferik türbülans, dünya yüzeyi ve hava arasındaki sıcaklık farklılığından meydana gelen kırılma indisi değişimidir. Bu kırılma indisi değişimi lazer ışınının uzaysal eş-konumluluğunu zayıflatır ve atmosferde ilerleme süresi boyunca enerji dağılımını bozar. Böylece lazer ışınının karakteristiği zamana ve mesafeye bağlı olarak değişim gösterir. Bu değişim lazer işaretleme sistemlerinde lazer ışının odaklama kısıtına, serbest uzay optik haberleşme ve radar sistemlerinde lazer ışının sinyal/gürültü oranının artmasına, yüksek enerjili lazer silah sistemlerinde ise lazer gücünde önemli derecede düşüş meydana getirir.

Atmosferik sıcaklık değişimleri ve bununla birlikte rüzgar hızı değişimleri sabit olmayan lokal hava parçacıklarını meydana getirir. Kararsız hava kütleleri rastgele bölünerek daha küçük hücreler haline gelirler. Böylece en büyük hücre boyutu, türbülansın etkin dış ölçeği olarak tanımlanır ve L_0 ile gösterilir. Etkin iç ölçek olarak

tanımlanan, en küçük hücre boyutu ise l_0 olarak belirtilir. Rastgele büyüklüklere sahip bu türbülans hücreleri düşük, yüksek kırılma indisine sahip değişken bölgelerin oluşmasına sebep olur.

1.1 Tezin Amacı

Yayılm ortamı atmosfer olan lazer uygulamalarında lazer hüzme sapmalarını en aza indirmek için sapma miktarının analiz edilmesi gerekmektedir [3-4]. Örneğin, serbest uzay optik haberleşme sistemlerinde alıcı ve verici açıklık optimizasyonu hesaplanan sapma miktarlarına göre yapılmaktadır [5]. Bir diğer uygulama olan yüksek enerji lazer silah sistemlerinde hedefe enerji yoğunluğu dağılmamış bir benek (spot) iletilebilmek için türbülans sonucu meydana gelebilecek bozulmaların hesaplanarak, optik tasarımın uygun şekilde yapılması gerekmektedir [6]. Proje kapsamında atmosferde ilerleyen lazer hüzmesinin atmosferik etkiler nedeniyle hüzmede meydana gelen bozulmaların modellenmesi ve hesaplanması amaçlanmaktadır. Bu sayede lazer ışınının taşıdığı bilginin veya enerjinin uzak mesafelerdeki alıcılara erişimi için gerekli parametrelerin belirlenmesi sağlanacaktır.

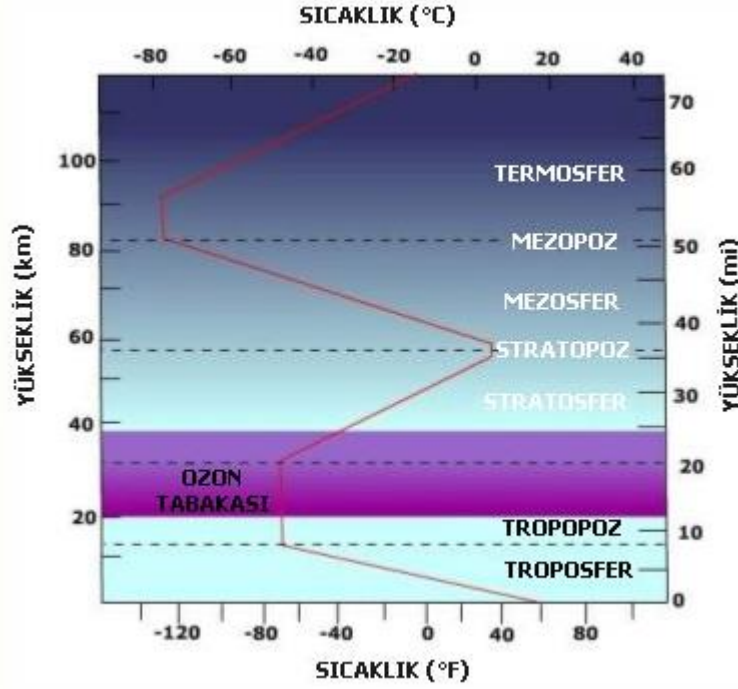
2. ATMOSFERİK TÜRBÜLANS

Atmosferik türbülans, atmosferde sıcaklık ve hava hareketinin aktarımında meydana gelen rastgele değişimler olarak tanımlanır. Bu değişimler hem uzaysal hem de zamansal olarak havanın kırılma indisinin değişime sebep olur [7]. Atmosferde yayılan optik dalga, kırılma indisinde meydana gelen bu değişimlerden etkilenecek bozulmaya uğrar.

Atmosferde oluşan saçılma, soğurma gibi etkiler lazer ışığında zayıflamaya neden olur. Kırılma indisindeki değişimler ise parlaklık dalgalanmalarına neden olur. Bu da ışın gezinmesi, genişlemesi, optik dalganın uzaysal eş uyumluluğunun kaybolması gibi etkilere sebep olur [8].

Bu konu yıllarca astronomi biliminin dikkati çekmiştir. Çünkü optik dalgada görülen bozulma, gökyüzü cisimlerinin görüntülenme derecesini ve kalitesini düşürmektedir. Bu bozulmaları inceleyebilmek için serbest uzayda ilerleyen bir optik dalga üzerindeki türbülansın etkilerini gösteren fiziksel bir modele ihtiyaç duydular. Son yıllarda bu problem yalnızca astronomi biliminin değil, atmosferik yol boyunca ilerleyen ışık ile çalışan lazer haberleşme sistemleri, lazer silahları, radar sistemleri gibi birçok uygulamada çalışan bilim insanlarının problemi olmuştur.

Atmosfer boyunca optik dalga yayılım teorisi türbülansın büyüklüğüne göre farklı durumlar içerir. Bunun için en önemli parametre hava durumudur. Bu yüzden atmosferin yapısını bilmek oldukça önemlidir.



Şekil 2.1 : Atmosfer katmanları [1].

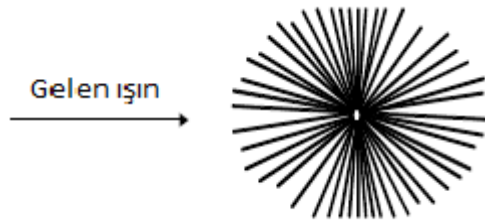
Atmosfer kısaca yeryüzünü saran hava tabakası olarak tanımlanır. Troposfer tabakası dünyanın atmosferik ağırlığının %75 ini içerir ve maksimum hava sıcaklığı dünyanın yakın yüzeyde olacağından, en sıcak atmosfer tabakası tropoferdir. Atmosferdeki su buharının %99'u bu tabakada bulunmaktadır. Yükseldikçe havanın soğumasının durduğu bölgeye tropopoz denir. Troposfer ile stratosferin arasında kalan bölgedir. Hava sıcaklığı -55°C de sabit kalmaktadır. Stratosfer katmanında ise ozon etkisinden dolayı sıcaklık yükseklikle artış gösterir. Üst bölgelerinde sıcaklık $+50^{\circ}\text{C}$ e kadar çıkabilir. Bunun sebebi ise morötesi ışınların burada emilmesidir. Stratopoz sınırı da Mezosfer ile Stratosfer katmanları arasında bir izolasyon oluşturur. Mezosfer katmanında sıcaklık yükseklikle azalır ve atmosferin en soğuk katmanıdır. Bu nedenle buz halinde parçacıklar oluşabilir. Son olarak ise termosfer katmanında hava sıcaklığı hızlanarak artar ve gece ile gündüz arasında 600°C civarında fark vardır. Atmosferin katmanları Şekil 2.1 de gösterilmiştir.

Serbest uzayda lazer ışının yayılımında türbülansın yanısıra etkili bir diğer parametreler ise soğurma ve saçılmadır. Bunlar genellikle elektromanyetik radyasyonun azalmasının dalgaboyuna bağlılığına işaret eder. Atmosferde H_2O , CO_2 , CO , NO_2 ve ozon gibi temel soğurucular bulunmaktadır. Atmosfer genel olarak soğurucu bir yapıya sahiptir. Atmosferde foton yayılırken enerjisini kinetik enerjiye

çeviren gaz molekülleri tarafından soğurulmaya uğrar. Ve bu durum atmosferde ısıya sebep olur. Atmosferde genellikle O₂ ve O₃ soğurulması, 0.2 µm' nin altındaki dalgaboylarında ışıma gerçekleşirken, görünür bölge dalgaboylarında oldukça küçük bir soğurma eğilimi göstermektedir.

Atmosfer yapısal olarak homojen olmayan bir yapıya sahip ve rastgele özellikler göstermesinden dolayı sadece istatistiksel olarak modellenenmektedir. Ve atmosferik etkiler, lazer ışık kaynağının çıkış gücünün düşük olması durumları için lineer kabul edilir. Ancak kaynaktan çıkan lazer ışınının gücü yüksek olduğunda lineer olmayan durumlar ile karşılaşılır ve bu da yeni atmosferik etkilerin ortaya çıkmasına sebep olur. Isıl parılda (thermal blooming) bu etkilere en genel örnek olarak gösterilmektedir. Tüm bu etkiler bir araya geldiğinde sistem performansının zayıflamasına neden olmaktadır. Ve anlık olarak küçük değişimler gibi görünselerde toplam iletim uzunluğu gözönünde bulundurulduğunda alıcı düzlemindeki ışık şiddetinde değişimlere ve gürültüye neden olmaktadır.

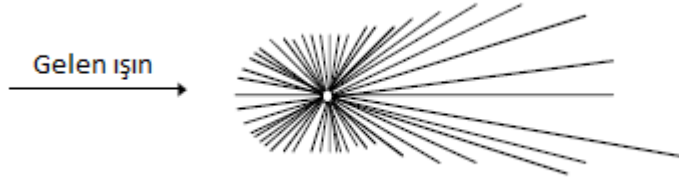
Rayleigh yasası olarak bilinen birinci derece saçılma radyasyonun dalgaboyundan daha küçük büyüklükteki hava moleküllerinin neden olduğu saçılmadır. Rayleigh saçılması moleküler saçılma olarak da adlandırılır. Saçılma katsayısı λ^{-4} ile orantılıdır. Küçük hava molekülleri için 3µ den daha büyük dalgaboylarında saçılma önemsiz sayılacak derecededir. 1 µm nin altında ki dalgaboylarında mavi ışık diğer görünür dalgaboylarından daha fazla saçılma yarattığı için Rayleigh saçılması gökyüzünün mavi renkte olmasının sebebidir. Bu saçılma atmosferin üst kısımlarında meydana gelen baskın bir saçılmadır.



Şekil 2.2 : Rayleigh saçılması [1].

Bir diğer saçılma türü olan Mie scattering ise radyasyon dalgaboyu büyüklüğünde olan hava molekülleri ile gerçekleşir. Su buharı ve toz tanecikleri Mie saçılmasının temel

nedenleridir. Rayleigh saçılması ile karşılaştırıldığında, daha uzun dalga boylarını etkileme eğiliminde olduğu görülür.



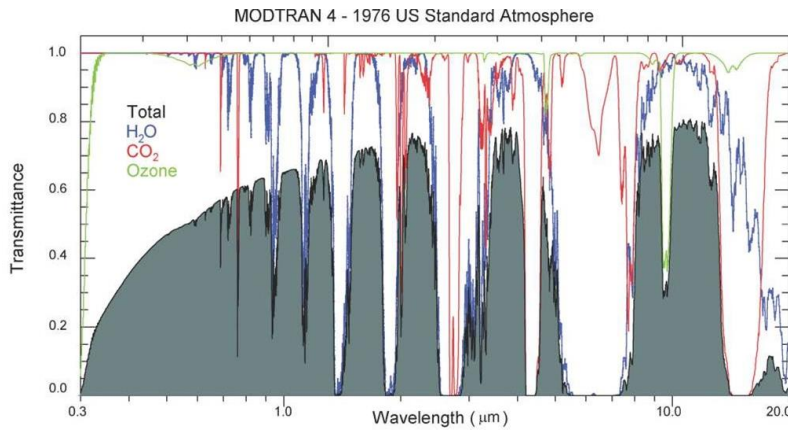
Şekil 2.3 : Mie saçılması [1].

Atmosferde L uzunluğu boyunca yayılan bir lazer ışınının iletimini bulmak için Beer's Yasası'ndan yararlanılır.

$$\tau = \exp[-\alpha(\lambda)L] \quad (2.1)$$

Denklem (2.1)' de, $\alpha(\lambda)=A_\alpha+S_\alpha$, A_α zayıflama katsayısı ve S_α saçılma katsayısı olarak tanımlanır.

Ticari bir yazılım paketi olan MODTRAN' dan elde edilen dalgaboyu geçirgenlik grafiği aşağıdaki şekilde verildiği gibidir.



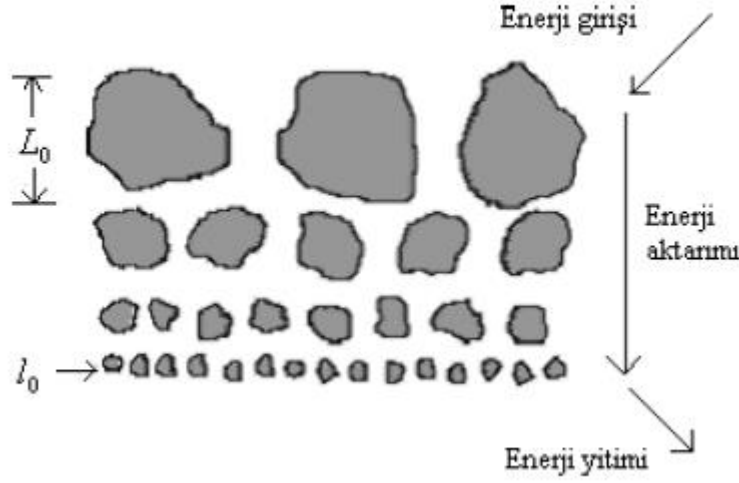
Şekil 2.4 : Atmosferik soğurma ve saçılma spektrumu [9].

Bilimin en zor konularından biri olan atmosferik türbülans hakkındaki ilk çalışma 1941 yılında Obukhov'un kısa dalgaboylu ışınların atmosferdeki yayılımını inceleyebilmek için başladığı kırılma indisi değişimlerini anlama çalışmalarıdır [10].

Daha sonra bu çalışma Tatarski için bir taslak oluşturmuş ve Kolmogorov istatistiksel hipotezinin ortaya atılmasına bir adım olmuştur [11]. Konu hakkında şimdiye değin birçok teori ortaya atılmıştır. Bunlardan en yaygın bir şekile kabul görüleni A. N. Kolmogorov tarafından üretilen teoridir [12]. Türbülans teorisinin ardından türbülans akışında sıcaklık alan yapısı incelenmiş ve kırılma indisi değişimleri ile sıcaklık değişimleri ilişkilendirilmiştir [13-14-15].

2.1 Klasik Türbülans Teorisi

Klasik türbülans teorisinde atmosfer, katmanlı ve türbülanslı olmak üzere 2 farklı hareket durumu ile tanımlanır. Katmanlı akışta, akış hızı düzgün iken, türbülanslı akışta düzgün olmayan dinamik bir akış mevcuttur. Ve düzgün olmayan akıştan dolayı türbülans girdaplarını yaratan rastgele alt akışlar meydana gelir. Türbülans üzerine yapılan ilk çalışmalarda boyutsuz Reynolds sayısı, $Re = V\ell/\nu$ tanımlandı [15]. Denklemden, V , hız karakteristiği (m/sn), ℓ , akış boyutu (m) ve ν , kinematik akışkanlık (m^2/s) olarak tanımlanmaktadır. Akışkan bir sıvının akışı kritik Reynolds sayısını aştığında, katmanlı hareketten daha kaotik bir duruma geçiş gerçekleşir. Bu süreç türbülans olarak adlandırılır. Türbülans aslında Navier-Stokes eşitlikleriyle tanımlanan lineer olmayan bir süreçtir. Ancak matematiksel olarak çözüme ulaşmanın zorluğundan dolayı, Kolmogorov bazı varsayımlar, basite indirgemeler yaparak istatistiksel türbülans teorisini geliştirmiştir [16]. Türbülans hava akışı, türbülans dış ölçek büyüklüğünden L_0 , türbülans iç ölçek büyüklüğüne l_0 , değişkenlik gösteren çeşitli ölçek büyüklüklerinde hava kütleleri (girdap) ile temsil edilir. Ve türbülansın ihtiyaç duyduğu enerji kaynağı, atmosferik türbülans için solar radyasyondur. Dünya yüzeyinde farklı noktalarda solar ısınmanın farklı derecelerinden dolayı sıcaklık farklılıkları meydana gelir. Bu sıcaklık homojensizliği büyük ölçeklerde enerji kaynağı aktarım ya da rüzgâr mukavemeti ile azaltılır. Kolmogorov kaskat teorisine göre enerji kaynağı, rüzgâr hızı arttıkça kritik Reynolds sayısı aşılanaya kadar artış gösterir. Bu durum rastgele büyüklüklere sahip, kararlı olmayan lokal hava kütlelerini oluşturur. Eylemsizlik kuvvetinin etkisiyle büyük hava kütleleri L_0 ve l_0 ölçekleri arasında kalacak şekilde rastgele parçalanarak daha küçük hava kütlelerini meydana getirirler. Şekil 2.3'de Kolmogorov'un kaskat türbülans teorisini belirtilen şematik bir yaklaşım yer almaktadır [17].



Şekil 2.5 : Kolmogorov kaskat teorisi[10].

Yaklaşık olarak 100 m'nin üzerindeki durumlarda türbülans dış ölçek büyüklüğü L_0 gözlem noktasının temel seviyesinden yüksekliğin derecesiyle lineer olarak artış gösterir. Kolmogorov analizinde, L_0 'dan daha küçük hava kütlelerinin istatistiksel olarak homojen ve izotropik olduğu varsayımı yapılır. Böylece hız, kırılma indisi gibi özellikleri sabit artış gösterir. Türbülans iç ölçek büyüklüğü dünya yüzeyine yakın bölgelerde 1-10 mm mertebelerinde iken troposfer ve stratosfer de cm ve daha büyük mertebelere sahiptir. Bu sayılar atmosferik koşullar, bölge, yükseklik ve diğer faktörlere göre önemli derecede değişkenlik gösterebilir.

Atmosferik türbülansın neden olduğu kırılma indisi değişimleri optik dalga yayılımında en önemli parametredir [1].

$$n(\vec{r}) = n_0 + n_1(\vec{r}) \quad (2.2)$$

Denklemden (\vec{r}) uzayda bir nokta, $n_0 = \langle n(\vec{r}) \rangle \cong 1$ atmosferik basınçta havanın kırılma indisinin ortalama değeri, $n_1(\vec{r})$ kırılma indisinin ortalama değerinden rastgele sapma miktarı olarak tanımlanır. Bu yüzden $\langle n_1(\vec{r}) \rangle = 0$ dır. Yayılan bir optik dalga tek bir frekansta ilerlediği için hesaplamalarda kırılma indisindeki zaman değişimleri ihmal edilebilir. Ve denklem aşağıdaki gibi bir denkleme dönüşür.

$$n(\vec{r}) = 1 + n_1(\vec{r}) \quad (2.3)$$

Bu nedenle kırılma indisindeki değişimler sıcaklık ve basınç değişimleri ile ilişkilendirilir. Optik dalga boylarında havanın kırılma indisi Denklem (2.2)'deki gibi tanımlanır [1].

$$n(r) = 1 + 77.6x10^{-6}(1 + 7.52x10^{-3}\lambda^{-2}\frac{P(r)}{T(r)}) \quad (2.4)$$

$$\cong 1 + 7.99x10^{-5}\frac{P(r)}{T(r)} \quad (2.5)$$

Burada T, Kelvin cinsinden sıcaklığı, P, milibar cinsinden basıncı tanımlar. Nem değişimleri yalnızca uzak-kızılötesi bölgede katkı getirir, basınç değişimleri ise ihmal edilir. Bu yüzden spektrumun görünür ve yakın-kızılötesi bölgelerinde kırılma indisi değişimlerinin en temel sebebi rastgele meydana gelen sıcaklık değişimleridir. $n(\vec{r})$ 'ın kovaryans fonksiyonu şu şekilde ifade edilir.

$$B_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = B_n(\vec{r}_1, \vec{r}_1 + \vec{r}) = \langle n_1(\vec{r}_1)n_1(\vec{r}_1 + \vec{r}) \rangle + n_0^2 \quad (2.6)$$

Denklem (2.6)' da, \vec{r}_1 ve \vec{r}_2 uzayda 2 nokta ve $\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ dir. Türbülans ortamı izotropik ve homojen ise, kovaryans fonksiyonu skaler uzaklık fonksiyonuna indirgenir ve $\vec{r} = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ elde edilir. Bu durumda türbülans yapı fonksiyonu ile ilişkilidir ve asimptotik bir davranış sergiler [1].

$$D_n(R) = 2[B_n(0) - B_n(R)] = \begin{cases} C_n^2 l_0^{-4/3} R^2 & 0 \leq R \ll l_0 \\ C_n^2 R^{2/3} & l_0 \ll R \ll L_0 \end{cases} \quad (2.7)$$

Denklem (2.7)' de, C_n^2 kırılma indisi yapı parametresidir ve yapı sabiti olarak da tanımlanır. Bu parametre yüksekliğin bir fonksiyonudur ve birimi $m^{-2/3}$ ifade edilir. Kırılma indisi yapı parametresi sıcaklık yapı sabiti C_T^2 ile ilişkilidir.

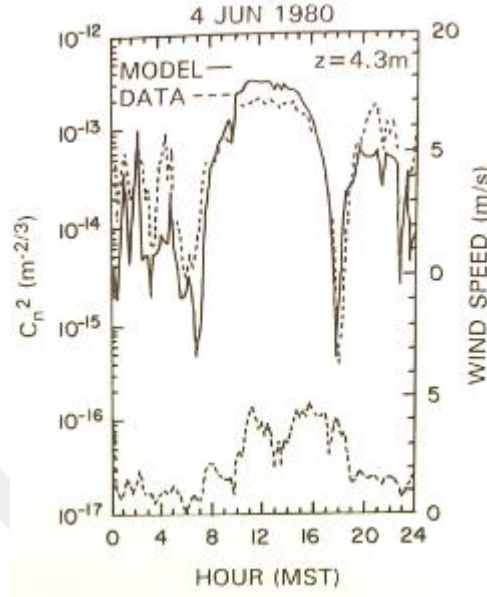
$$C_n^2 = [77.6x10^{-6}(1 + 7.52x10^{-3}\lambda^{-2})\frac{P}{T^2}]^2 C_T^2 \quad (2.8)$$

Kırılma indisi parametresi atmosferik türbülansın seviyesini belirten bir parametredir. Bu parametre jeografik lokasyona, yüksekliğe ve günün hangi zaman diliminde bulunduğuyla ilgili olarak değişkenlik göstermektedir. Parametrik modellerle formülize edilen kırılma indisi parametresinde en yaygın kullanılan model Hufnagel-Valley modelidir [18-19]. Böylece C_n^2 aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$C(h)_n^2 = A \exp\left(-\frac{h}{100}\right) + 5.94x10^{-53} \left(\frac{v}{27}\right)^2 h^{10} \exp\left(-\frac{h}{1000}\right) + 2.7x10^{-16} \exp\left(-\frac{h}{1500}\right) \quad (2.9)$$

Denklem (2.9)' da A, yapısal sabitin yeryüzündeki nominal değeri, h, metre cinsinden yükseklik, v, m/s cinsinden etkin rüzgâr hızıdır. En yaygın olarak $A=1.7 \times 10^{-14} m^{-2/3}$ ve $v=21 m/s$ değerleri kullanılır. Yere yakın atmosferik kanallarda ($h < 18.5 m$), $C_n^2(h)$

güçlü türbülans için $10^{-13}m^{-2/3}$, zayıf türbülans için $10^{-17}m^{-2/3}$ ve yukarı değerler arasında değişir.



Şekil 2.6 : 1980 yılında gün içerisinde saate bağlı olarak ölçülmüş C_n^2 değeri [1].

C_n^2 parametresi şekilden de görüleceği üzere gün doğuşu ve batımı sırasında en az değeri alırken, gün ortasında ise maksimum değeri almaktadır. Bunun yanı sıra gece atmosferi ısıtan ya da soğutan herhangi bir etki bulunmadığından havadaki akış hızı minimum seviyededir. Böylece C_n^2 parametresi gece en düşük değeri alırken, gündüz maksimum değeri almaktadır.

Ancak C_n^2 lokal türbülansı karakterize ettiği için, belirli bir yol boyunca türbülans büyüklüğü tanımlanırken yeterli değildir. C_n^2 uzun bir yol boyunca değişkenlik gösterebilir. Bu nedenle optik bir yol boyunca türbülans tanımlanırken en uygun olanı diğer parametreleride göz önünde bulundurmalıdır. Bu parametrelerden bir tanesi Fried parametresidir. Fried parametresi, atmosferik uyumluluk uzunluğu olarak da adlandırılır. Atmosferik etkilerden meydana gelen aberasyonların ortalama karekökünün 1 radyana eşit olduğu dairesel alanın büyüklüğü olarak tanımlanır. Bu parametre yol boyunca C_n^2 nin integrali alınarak bulunur.

$$r_0 = (0.423k_0^2 \int_0^L C_n^2(h) dz)^{-3/5} \quad (2.10)$$

Denklem (2.10)' da, k_0 , optik dalga sayısı, z , optik yol uzunluğu, h ise yüksekliktir [20]. r_0 'ın küçük olması güçlü türbülans ve görüntüleme teleskopları için düşük çözünürlüğü gösterir. Bunun tam aksine r_0 'ın büyük olması ise zayıf türbülans değerlerine karşılık gelir.

2.2 Türbülans Yapı Parametresi Modelleri

Atmosferik türbülans yapı parametresi için şimdiye değin bir model ortaya atılmıştır. Bazı modeller minimum girişler ve basit eşitlikler ile ifade edilirken, bazıları kompleks matematiksel hesaplamalarla ifade edilir [21]. Standart modeller analitik bir eşitliği ya da eşitlikler setini kullanarak optik türbülansı hesaplar. Bu modeller bir eşitliği ya da termosonde verisinden türetilmiş eşitlikler sistemini içermektedir. Bu tür hesaplamalar için yükseklik, basıncı seviyesi, rüzgar hızı gibi değerler gerekmektedir. Bu modeller en genel olarak Hufnagel-Valley 5/7, CLEARI olarak ikiye ayrılabilir.

2.2.1 Termosonde

Termosonde, sıcaklık yapı sabitini yerinde ölçen ve balonla tasınan cihaz paketleridir. Termosonde örneğine aşağıdaki şekilde yer verilmiştir.



şekil 2.7 : Termosonde cihazı [21].

Bu cihaz 1 metrelik bir strafor borunun uçlarındaki problemlerden oluşur. Problemler arasında bulunan ince telin üzerindeki direncin değişmesiyle Obukhov-Kolmogorov türbülans teorisine göre sıcaklık değişimleri hesaplanır.

Obukhov-Kolmogorov türbülans teorisine göre sıcaklık yapı sabiti denklemi:

$$C_T^2 = \left\{ \frac{[T(r_1) - T(r_2)]^2}{r^{2/3}} \right\} \quad (2.11)$$

Şeklindedir. Denklem (2.11)' de, $r=r_1-r_2$ m, $T(r_1)$ ve $T(r_2)$ ise sırasıyla r_1 ve r_2 deki sıcaklık değerleri olarak tanımlanır. Sıcaklık yapı sabiti yüzeyden 30 km deniz seviyesi yüksekliğine kadar her 7 ila 8 metre de dikey olarak ölçülür. Problemler güneş nedeniyle ısındığı için bu ölçümler genellikle gece saatlerinde yapılmaktadır.

Termosonde yerden aldığı sıcaklık bilgisine dayanarak ölçüm yapar ve aşağıdaki denklemi kullanarak yüksekliği bir fonksiyonu olarak C_n^2 değerini hesaplar [22].

$$C_n^2 = C_T^2 \left\{ 79 \times 10^{-6} \frac{p}{T^2} \right\}^2 \quad (2.12)$$

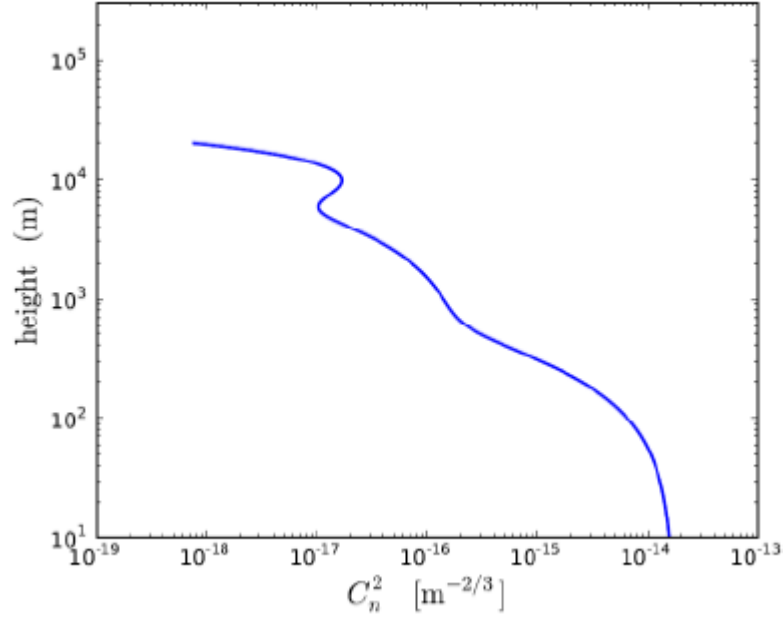
2.2.2 Hufnagel-Valley 5/7

1974 yılında Hufnagel tarafından yıldızların parıldamasına dayalı olarak tanımlanan bir modeldir. Hufnagel metrolojik rüzgar parametreleri ile spektrum parıldamalarını ilişkilendirmeye çalışmıştır. Ancak diğer modellerde olduğu gibi belirli kısıtlamalar ile karşılaşmıştır [18]. Bu model yüzeyden 3 km den 24 km e orta düzey de lokasyonlar için geçerli olmuştur.

Bu modelin en güncel versiyon Hufnagel-Valley 5/7 olarak isimlendirilmiştir. Bu modele göre C_n^2 aşağıdaki denklemdeki gibi hesaplanmaktadır [19].

$$C_n^2 = A \left[2.2 \times 10^{-53} h^{10} \exp\left(-\frac{h}{100}\right) \left(\frac{v}{27}\right)^2 + 1 \times 10^{-16} \exp\left(-\frac{h}{1500}\right) \right] \quad (2.13)$$

Denklem (2.13)' de, A yükseklik ve zamanın fonksiyonu olan bir parametredir, $A=e^{r(h,t)}$ dir.



Şekil 2.8 : Hufnagel Valley modeline göre C_n^2 profili.

2.2.3 CLEAR I

Bu model Hufnagel modeli gibi geniş araştırmalar sonucunda 1984 yılında geliştirilmiştir. Bu çalışma termosondeden toplanan verileri ve yıldızların parıldama ölçümlerini birleştirerek elde edilmiştir. Termosonde verisi için bir profil 18 gece boyunca alınan ölçümlerin aritmetik ortalamasından elde edilmiştir. Aynı prosedür art arda toplanan 30 gece parıldama ölçer verileri içinde yapılmıştır. Ve her iki profil ortalaması bir diğeri ile karşılaştırılmıştır [23].

CLEAR I modeli 4 farklı yükseklik tabakası için optik türbülansı karakterize eder.

$$\log C_n^2 = \begin{cases} 0 & h < 1.23 \text{ km} \\ -10.7025 - 4.3507h + 0.814h^2 & 1.23 < h < 2.13 \text{ km} \\ -16.2897 + 0.0335h - 0.0134h^2 & 2.13 < h < 10.34 \text{ km} \end{cases} \quad (2.14)$$

$$\log C_n^2 = \left\{ -17.0577 - 0.449h - 0.0005h^2 + 0.6181e^{-5 \left(\frac{h-15.5617}{3.466} \right)^2} \right. \quad 10.34 < h < 30 \text{ km}$$

2.3 Non-Kolmogorov türbülans modeli

Uzun yıllardır atmosferik türbülans Kolmogorov'un güç spektral yoğunluk modeline göre tanımlanmıştır. Ancak bazı deneysel çalışmalar Kolmogorov teorisinin

atmosferin istatiksels durumunu tam olarak açıklayabilmek için yetersiz kaldığını göstermiştir. Bu nedenle serbest uzay lazer sistemlerin performansının en temel kısıtlayıcı etmeni olan atmosferik türbülans bilimde sürekli olarak araştırma konusu olmuştur. Bu kapsamda klasik türbülans teorisi olarak bilinen Kolmogorov türbülans modeline ek olarak Non-Kolmogorov türbülans modeli modellenmiştir [24-25-26]. Kolmogorov türbülans modelinde güç spektrum yoğunluğunun standart olan 11/3 katsayısı, Non-Kolmogorov türbülans modelinde 3 ile 5 arasında bir değer olarak seçilir [27]. Böylece büyüklük faktörü 0.033 değeri Non-Kolmogorov türbülans teorisinde değişken bir hal alır. Böylece en genel güç spektrum yoğunluğu,

$$\varphi_n(\kappa) = A(\alpha)\check{C}_n^2\kappa^{-\alpha} \quad 0 \leq \kappa < \infty, 3 < \alpha < 4 \quad (2.15)$$

Şeklinde ifade edilir. Denklem (2.15)' de $\alpha = \gamma + 3$, spektral indeks, ve $\check{C}_n^2 = \beta C_n^2$, birimi m- γ genelleştirilmiş yapı parametresidir.

Ve $A(\alpha)$,

$$A(\alpha) = \frac{1}{4\pi^2} \Gamma(\alpha - 1) \cos\left(\frac{\alpha \pi}{2}\right) \quad 3 < \alpha < 4 \quad (2.16)$$

Denklem (2.16)' da $\Gamma(x)$, gamma fonksiyonunu tanımlar.

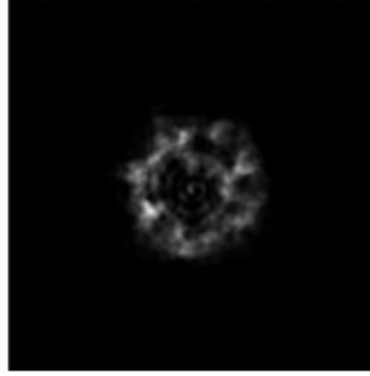
Denklem (2.16)' da $\alpha=11/3$ konulursa, $A(11/3)=0.033$ bulunur. Bu da Kolmogorov güç spektrum yasasındaki değere karşılık gelir [1].

2.4 Optik Türbülans Etkileri

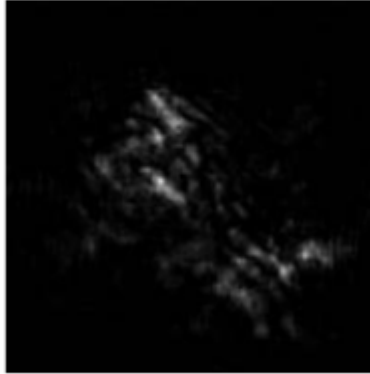
Bir önceki bölümlerde bahsedildiği gibi türbülansın yayılan bir optik dalgada önemli derecede olumsuz etkiler yaratmaktadır. Aşağıdaki şekilde Fiorino ve arkadaşları tarafından yapılan bir deneyde türbülansın etkileri gösterilmektedir [28].



Şekil 2.9 : Cassegrain açıklığından çıkan 1064nm lazer ışınının görüntüsü [28].



Şekil 2.10 : Güçlü türbülans altında 1 km ilerledikten sonraki görüntüsü [28].



Şekil 2.11 : Güçlü türbülans altında 5 km ilerledikten sonraki görüntüsü [28].

Belirtilen optik sistemde adaptif optik kullanılmamıştır. Adaptif optik, sistemin performansını artırabilmek ve türbülans etkilerini enaza indirmek için kullanılan bir optik sistemdir. Bu sistem türbülansın neden olduğu bozulmaları algılayabilmek için bir işaret lazeri içerir. Ve işaret lazerinin faz bilgisinden, bu fazın konjügesi giden lazer ışınına uygulanır. Ve giden lazer yolu ile işaret lazeri boyunca türbülans kaynaklı olarak farklılıklar artış gösterir. Bu da uzaysal, açısal ve zamansal olarak farklı problemlere yol açar [29].

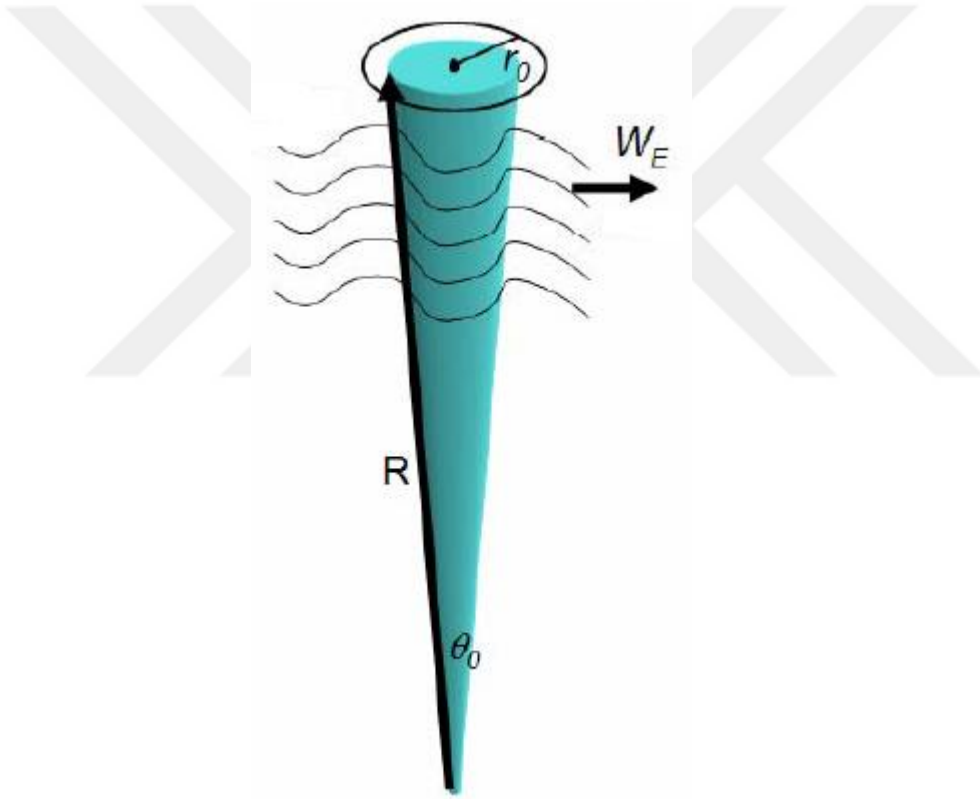
Uzaysal olarak bozulma Fried eş uyumluluk uzunluğu, r_0 ile belirtilir. Bu parametre optik bir sistemin türbülans etkisini karakterize eden en önemli parametrelerden

biridir. Bu nedenle r_0 optik türbülansın gücünü belirtmede kullanılır. Eş uyumluluk uzunluğu kırılma indisi dalgalanmalarının etkisini optik yol boyunca tanımlar ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$r_0 = \left[\frac{2.905}{6.88} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int C_n^2(z) \left(\frac{R-z}{R} \right)^{5/3} dz \right]^{-2/3} \quad (2.17)$$

Denklem (2.17)'de, $C_n^2(z)$, yüksekliğin fonksiyonu olarak kırılma indisi yapı parametresi ($m^{-2/3}$), R , mesafe (m), z , yükseklik (m).

Fiziksel olarak Fried parametresi, ışının fazının önemli derecede değişmediği durumdaki çemberin yarıçap büyüklüğü şeklinde tanımlanır.



Şekil 2.12 : Fried eş uyumluluk uzunluğu şematığı [30].

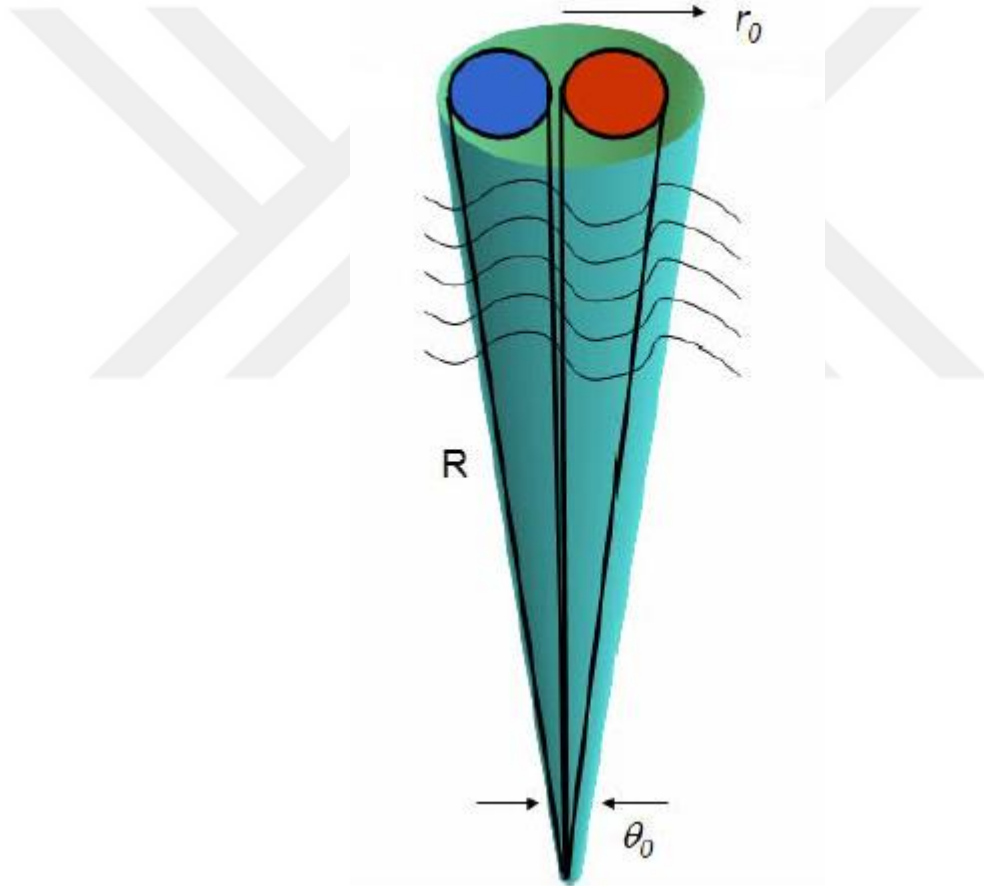
Şekilde W_E , rüzgar hızı vektörü, R , uzunluk, θ_0 , kaymış izdüşümsel (isoplanatic) açı olarak belirtilir. Ve çap eş uyumluluk uzunluğuna eşit olana kadar görüntü çözünürlüğü açıklık büyüklüğü ile artış gösterir. Adaptif optik kullanılmadan, eş uyumluluk uzunluğundan daha büyük açıklık büyüklüğü görüntü çözünürlüğünde bir artış ile sonuçlanmaz. Yüksek enerjili lazerlerin atmosferik yayılımında, r_0 in büyük

değerleri zayıf türbülans ve küçük bozulmaları temsil ederken, r_0 in küçük değerleri güçlü türbülans ve daha büyük ışın bozulmalarına karşılık gelmektedir [30].

Açısal bozulmanın ölçüsü ise izdüşümsel açı ile karakterize edilir. Bu açı değeri dikey yol boyunca kırılma indisi dalgalanmalarının etkisini temsil eder ve aşağıdaki denklemdeki gibi tanımlanır.

$$\theta_0 = [2.905 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \int C_n^2(z) \left(\frac{R-z}{R}\right)^{5/3}]^{-3/5} \quad (2.18)$$

Denklem (2.18)' de, $C_n^2(z)$, kırılma indisi yapı parametresi ($m^{-2/3}$), R , mesafe (m), z ise yüksekliktir (m). Bu açı değeri işaret lazeri ve kaynak lazeri arasındaki faz farkının küçük olduğu yerdeki maksimum açı değeri olarak tanımlanır.



Şekil 2.13 : Kaynak lazeri ve işaretleme lazeri gösterimi [30].

Bu kapsamda işaret lazeri ve kaynak lazeri bu açı ile düşmezse, sistem performansı düşer [29]. Ve küçük açı değerleri güçlü türbülans değerini gösterirken, büyük değerler daha zayıf türbülans şiddeti olarak tanımlanır.

Uzaysal bozulma ise Greenwood frekansı ile karakterize edilir. Greenwood frekansı giden lazer ışını ve işaret lazer arasındaki zamansal farklılık olarak tanımlanır.

$$f_G = [0.102 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \int C_n^2(z) W_{E^{\frac{5}{3}}}(z) dz]^{3/5} \quad (2.19)$$

Denklem (2.19)'da W_E , rüzgar hızını göstermektedir.

Bu frekans değeri, optik sistemin türbülans atmosferini düzeltebilmek için ne kadar hızlı yanıt verdiğinin bir ölçüsüdür.

2.5 Kırılma İndisi Değişimleri için Güç Spektrum Modelleri

İstatiksel olarak homojen ve izotropik atmosfer varsayımı altında, kırılma indisi değişimi uzaysal güç spektrum yoğunluğu kovaryans fonksiyonun 3-boyutlu Fourier dönüşümü ile ilişkilidir [1].

$$\begin{aligned} \varphi_n(\kappa) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} B_n(R) \exp(-iK \cdot R) d^3R \\ &= \frac{1}{2\pi^2\kappa} \int_0^{\infty} B_n(R) \sin(\kappa R) R dR \end{aligned} \quad (2.20)$$

Burada, $\kappa = |K|$ skalar dalga sayısıdır. Ters Fourier dönüşümü özellikleriyle kovaryans fonksiyonu aşağıdaki gibi belirtilir.

$$B_n(R) = \frac{4\pi}{R} \int_0^{\infty} \kappa \varphi_n(\kappa) \sin(\kappa R) d\kappa \quad (2.21)$$

Sonuç olarak spektrum ve yapı fonksiyonu arasındaki bağlantı Denklem (2.22)'deki gibi olur.

$$D_n(R) = 2[B_n(0) - B_n(R)] = 8\pi \int_0^{\infty} \kappa^2 \varphi_n(\kappa) \left(1 - \frac{\sin(\kappa R)}{\kappa R}\right) d\kappa \quad (2.22)$$

Korelasyon ve kovaryans fonksiyonları uzaysal bölgede de ifade edilirken, güç spektrumu dalga sayısı temsilidir.

2.5.1 Kolmogorov spektrumu

Optik dalga yayılımında, kırılma indisi değişimleri genellikle sıcaklıkta meydana gelen küçük değişimlerden kaynaklanır. Nem ve basınçtaki değişimler çoğunlukla ihmal edilebilir. Bu yüzden, kırılma indisi değişimi uzaysal güç spektrum fonksiyonunun sıcaklık için ifade edilen fonksiyon ile aynı olduğu kabul edilir. Sıcaklık değişimleri de hız değişimleri ile benzer spektral güç yasasına uyar. Böylece

eylemsizlik alt sınırında, yapı fonksiyonu için 2/3 güç yasası esas alınarak, kırılma indisi değişimlerinin güç spektrum yoğunluğu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\varphi_n(\kappa) = 0.033C_n^2\kappa^{-11/3}, \quad 1/L_0 \ll \kappa \ll 1/l_0 \quad (2.23)$$

Verilen bu ifade Kolmogorov güç spektrumu olarak tanımlanır. K , uzamsal frekans olarak tanımlanır ve değeri $2\pi/(\text{girdap büyüklüğü})$ olarak belirtilir. Kolmogorov güç spektrumu matematiksel ifade olarak basit yapıya sahip olduğu için, genellikle teorik hesaplamalarda bu ifade kullanılır. Teorik olarak, bu spektrum modeli denklemden verildiği üzere yalnızca eylemsizlik aralığında $1/L_0 \ll \kappa \ll 1/l_0$ geçerlidir. İç ölçek sıfıra ve dış ölçek sonsuza gittiği sürece Kolmogorov güç spektrumu kullanılır.

2.5.2 Tatarski spektrumu

İç ve dış ölçek etkilerinin ihmal edilemediği durumlarda, Kolmogorov güç spektrum yasasının revize olması gerekir. Tatarski, Denklem (2.16) ile belirtilen denklemden yüksek dalga sayılarında spektrumun tepesini kırpan bir Gaussian fonksiyonun eklenmesi gerektiğini önerdi [19]. Bu durumda Tatarski spektrum modeli aşağıdaki denklem ile verilir.

$$\varphi_n(\kappa) = 0.033C_n^2\kappa^{-11/3}\exp\left(\frac{-\kappa^2}{\kappa_m^2}\right), \quad \kappa \gg \frac{1}{L_0}; \quad \kappa_m = 5.92/l_0 \quad (2.24)$$

Bu model matematiksel bir uyumluluk için geliştirilmiştir. Bu yüzden Denklem (2.24)'de $1/L_0=0$ için $\kappa=0$ da bir tekillik söz konusudur. Bu da yapı fonksiyonunun olduğunu ancak kovaryans fonksiyonunun olmadığı anlamına gelir.

2.5.3 Von Karman spektrumu

Von Karman spektrumu, Tatarski spektrumunun modifiye edilmiş halidir. Bu spektrum modelinde $\kappa < 1/L_0$ için sonsuz değildir.

$$\varphi_n(\kappa) = 0.033C_n^2 \frac{\exp\left(\frac{-\kappa^2}{\kappa_m^2}\right)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}}, \quad 0 \leq \kappa < \infty; \quad \kappa_0 = 1/L_0 \quad (2.25)$$

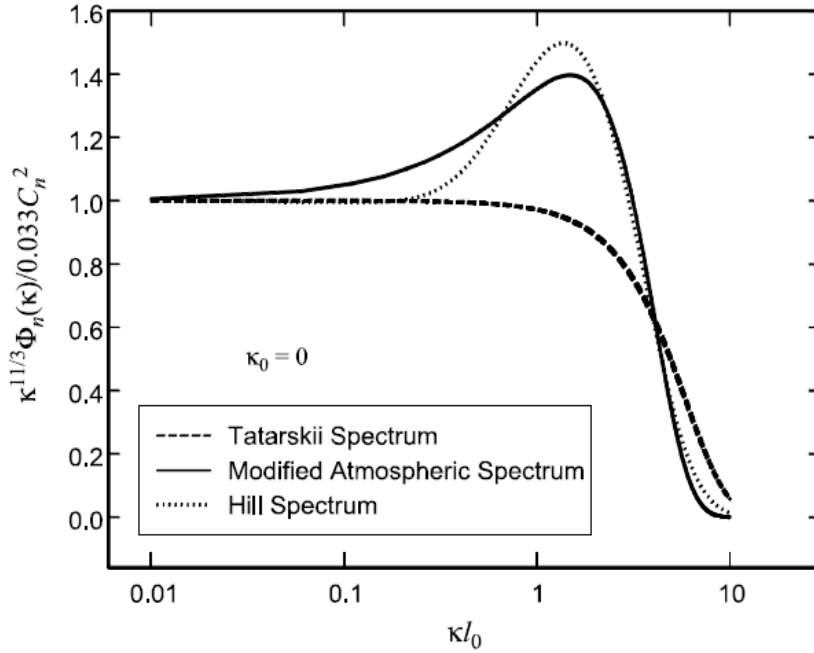
Eylemsizlik alt sınırında, hem Tatarski hem Von Karman spektrumları Kolmogorov spektrumuna indirgenebilir.

2.5.4 Modifiye edilmiş (Modified) atmosferik spektrum

Tatarski ve Von Karman spektrumları matematiksel uyumluluğu sağlamaktadır ancak fiziksel modellere uygun değildir [1]. Bu spektrum modelleri yalnızca eylemsizlik bölgesinde doğru davranış gösterirler. Örneğin bu modellerin hiçbiri $1/l_0$ a yakın yüksek dalga sayılarında bir artış içermezler. Bu artış spektrumda $\kappa^{-11/3}$ ile tahmin edilenden daha düşük hızda azalmaya neden olur. Champagne ve grubu söz konusu artışı sıcaklık verileri ile açıklamışlardır [31]. Kırılma indisi sıcaklık ile aynı spektral yasaya uyduğu için, artış kırılma indisi değişim spektrumunda görünür. Hill deneysel verilere uyumluluk gösteren hidrodinamik bir güç spektrum modeli önermiştir [32]. Andrews ve grubu tarafından Hill spektrumu için analitik bir model geliştirilmiştir [33]. Ve bu yaklaşım ‘modified atmosferik spektrum’ olarak isimlendirilmiştir.

$$\varphi_n(\kappa) = 0.033C_n^2 \left[1 + 1.802 \left(\frac{\kappa}{\kappa_l} \right) - 0.254 \left(\frac{\kappa}{\kappa_l} \right)^{7/6} \right] \frac{\exp\left(\frac{-\kappa^2}{\kappa_l^2}\right)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}} \quad (2.26)$$

Denklem (2.26)’ da $0 \leq \kappa < \infty$, $\kappa_l = 3.3/l_0$ dir.



Şekil 2.14 : Kırılma indisi dalgalanmalarının spektral modelleri [1].

3. ANALİTİK MODEL YAKLAŞIMI

Kırılma indisi, sıcaklık ve yoğunluk değişimlerinden kaynaklı olarak atmosferin durumu sürekli olarak değişmektedir. Kaynaktan gönderilen bir lazer ışını kırılma indisi uzaysal dağılımının rastgele değiştiği bir atmosferde yayılırken temelde parıldama (scintillation), ışın gezinmesi (beam wander) ve ışın genişlemesi (beam spreading) olmak üzere üç etkiye maruz kalır. Bu bölümde temel Gaussian dalga modeli ve bu dalga'nın serbest uzayda ilerlerken dalga üzerinde meydana gelen değişiklikler incelenecektir.

3.1 Gaussian Işını Dalga Modeli

Bu başlıkta en düşük dereceli düzlemsel dalga TEM₀₀ olarak adlandırılan enine elektromanyetik Gaussian dalga'nın serbest uzayda yayılımı incelenecektir. Serbest uzayda ilerleyen bir lazer ışını, elektromanyetik dalgalar gibi Maxwell denklemleri ile ifade edilir. Matematiksel olarak bir optik dalga, $U(r,t)$, konum $r=(x,y,z)$ ve zaman t 'nin reel bir fonksiyonu olarak tanımlanır. Dalga eşitliği aşağıdaki verilen denklemdeki gibidir.

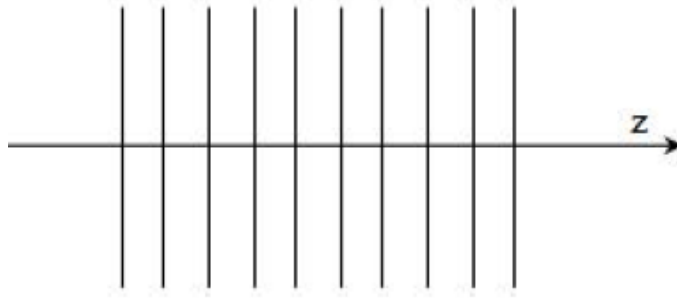
$$\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (3.1)$$

Denklem (3.1)' de, ∇^2 Laplasyan operatörüdür. $U(r,t)$ 'yi kompleks fonksiyon cinsinden yazarsak, $U(r,t)=u(r).e^{i\omega t}$ şeklinde bulunur. Burada $u(r)$, kompleks genlik ve ω , açısal frekans olarak ifade edilir. Elde edilen çözümü dalga eşitliğinde yerine yazarsak, Helmholtz denklemini elde ederiz.

$$(\nabla^2 + k^2)u(r) = 0 \quad (3.2)$$

Burada k , optik dalga sayısı ve $r=(x^2+y^2)^{1/2}$ dir. Edinilen denklemin çözümleri düzlemsel ya da küresel dalga şeklindedir.

Düzlemsel dalga, eş fazlı paralel dalga düzlemlerinden meydana gelir. En basit hali ile aşağıdaki gibi gösterilebilir.



Şekil 3.1 : Düzlem dalgalar.

En genel olaral düzlemsel bir dalga $z=0$ da;

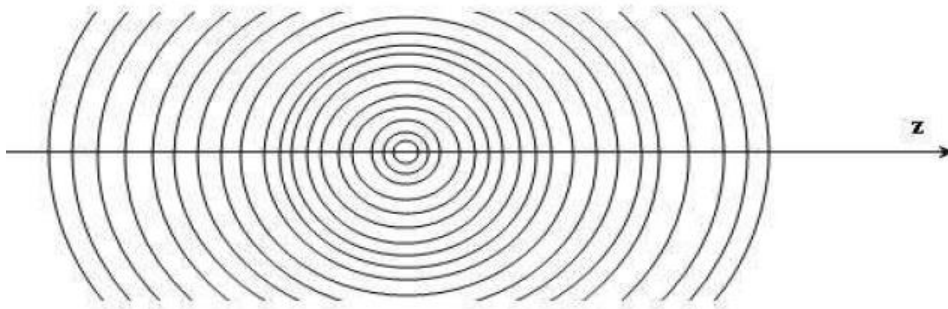
$$U(x, y, 0) = A_0 \exp(i\phi_0) \quad (3.3)$$

Şeklinde ifade edilir. Denklem (3.3)' de, A_0 , dalga genliği, ϕ_0 , dalga faz sabiti olarak tanımlanır. Düzlemsel dalganın z mesafesindeki durumu ise e^{-ikz} terimi eklenerek bulunur. Bu durumda,

$$U(x, y, 0) = A_0 \exp(i\phi_0) \exp(-ikz) \quad (3.4)$$

Olur.

Küresel dalga ise, isminde de anlaşılacağı gibi eş fazlı küresel yüzeylerden meydana gelir.



Şekil 3.2 : Küresel dalgalar.

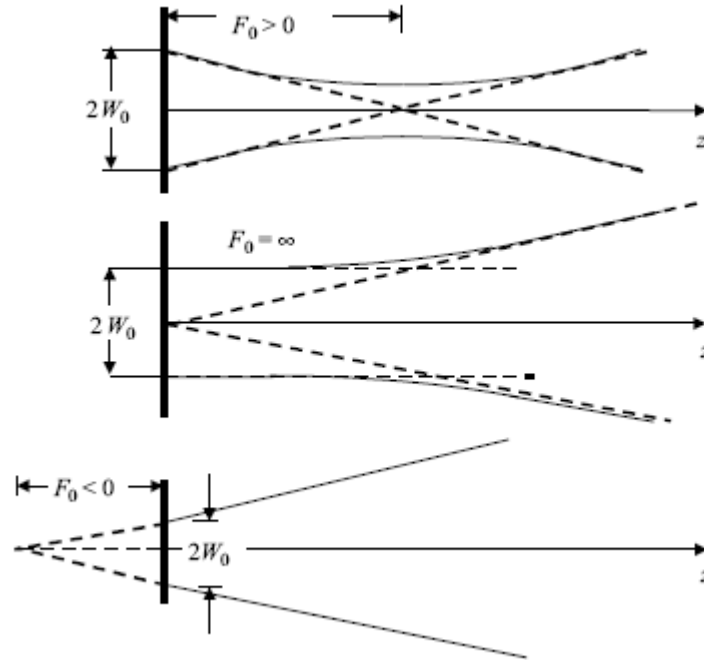
Küresel bir dalganın en genel ifadesi

$$U(r) = \frac{A}{r} \exp(-ikz) \quad (3.5)$$

Şeklinde. Denklem (3.5)' de, $r=(x^2+y^2+z^2)^{1/2}$ 0,0 noktasından uzaklığı, A, kompleks genliği, k ise dalga sayısını ifade eder. Küresel bir dalganın r mesafesindeki durumu Fresnel yaklaşımları kullanılarak ifade edilir.

$$U(r) = \frac{A}{r} \exp(-ikz) \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2z}\right) \quad (3.6)$$

Ancak düzlemsel ve küresel dalga yaklaşımları odaklama, kolime iletme ve ıraksama gibi özelliklerin ön planda tutulduğu durumlarda, dalganın yayılım özelliklerini belirtmede yetersiz kalmaktadır. Bu yüzden Gaussyen dalga modeli sunulmuştur. Sınır koşullarında düzlemsel ve küresel dalga modelleri Gaussyen dalga modeline indirgenebilir [15]. Dalganın yayıcı açıklığının $z=0$ düzleminde olduğu varsayılır. Ve bu düzlemde büyüklük dağılımı, etkin ışın yarıçapı W_0 (m) olan bir Gaussian fonksiyonu ile ifade edilir. Faz dağılımı ise, F_0 (m) ile tanımlanan bir paraboliktir. Bu durumda $F_0=\infty$ için kolime bir ışın, $F_0>0$ için yakınsayan bir ışın, $F_0<0$ için ise ıraksayan bir ışın formu elde edilir.



Şekil 3.3 : Sırasıyla yakınsayan, odaklanmış ve ıraksayan lazer ışını [1].

$$U(r) = A_0 \exp\left(\frac{-r^2}{W_0^2}\right) \exp\left(\frac{-ikr^2}{2F_0}\right) \quad (3.7)$$

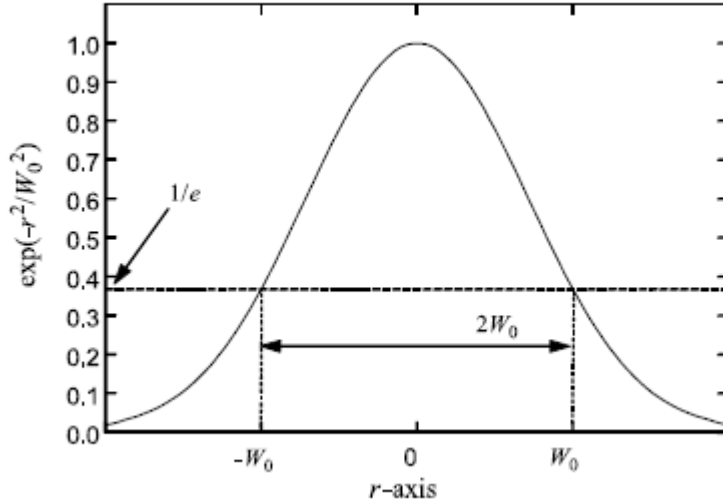
Burada, A_0 , maksimum genlik, W_0 , Gaussian ışınının alıcıdaki etkin ışın yarıçapı, F_0 , faz cephesi eğrilik yarıçapı, r , ışının merkezinden olan uzaklık olarak tanımlanır.

Kompleks parametre tanımlanırsa,

$$\alpha_0 = \frac{2}{kW_0^2} + i\frac{1}{F_0} \quad (3.8)$$

z eksenini boyunca $z=L$ uzaklığında Denklem (3.3) de yerine koyulursa,

$$U(r, L) = A_0 \exp\left(\frac{-1}{2} \alpha_0 kr^2\right) \quad (3.9)$$



Şekil 3.4 : Gaussian lazer ışınının genlik profili [1].

Gaussian dalganın optik alanı Huygens-Fresnel integrali ile ifade edilir [34].

$$U_0(r, L) = -2ik \iint_{-\infty}^{\infty} G(s, r; L) U_0(s, 0) d^2s \quad (3.10)$$

Denklem (3.10)' da $U_0(s,0)$ kaynak düzlemindeki optik alan, $G(s,r;L)$ paraksiyel yaklaşımlar kullanılarak tanımlanan Green fonksiyonudur. Green fonksiyonunun çözümü noktasal bir ışık kaynağının L uzunluğundaki bir mesafede, alıcı düzleminde oluşturduğu alanı ifade etmektedir.

$$G(s, r; L) = \frac{1}{4\pi L} \exp(ikL + \frac{ik}{2L} |s - r|) \quad (3.11)$$

Gaussian ışın dalga formülasyonunu integralde yerine koyarak, çözümlerse,

$$\begin{aligned} U_0(r, L) &= \frac{A_0}{p(L)} \exp\left(ikL - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_0 kr^2}{p(L)}\right)\right) \\ &= \frac{A_0}{1 + \alpha_0 iL} \exp\left(ikL - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_0 kr^2}{1 + \alpha_0 iL}\right)\right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Denklem (3.12)'de $p(L) = 1 - \frac{L}{F_0} + i \frac{2L}{kW_0^2}$ yayılım parametresi olarak tanımlanır.

3.2 Verici ve Alıcı Işın Parametreleri

Alıcı ve kaynak düzlemindeki ışın yarıçapı ve faz eğrilik yarıçapından faydalanarak alıcı ve kaynaktaki ışın parametrelerine fiziksel bir ifade tanımlanabilmektedir [35].

$$1 + \alpha_0 iL = \Theta_0 + \Lambda_0 \quad (3.13)$$

Denklem (3.13)'de verici düzlem eğrilik parametresi, Θ_0 ve verici Fresnel oranı, Λ_0 olarak tanımlanır. Bu parametreler birimsiz parametrelerdir.

$$\begin{aligned} \Theta_0 &= \text{Re}(1 + \alpha_0 iL) = 1 - \frac{L}{F_0} \\ \Lambda_0 &= \text{Im}(1 + \alpha_0 iL) = \frac{2L}{kW_0^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Re ve Im sırasıyla reel ve imajiner kısımlardır.

Θ_0 , odaklamadan kaynaklı dalga değişim büyüklüğü olarak ifade edilirken, Λ_0 , kırılmadan kaynaklı büyüklük değişimidir. Bu parametreleri kullanarak Gaussian dalga formunu tekrar yazarsak,

$$\begin{aligned} U_0(r, L) &= \frac{A_0}{\Theta_0 + i\Lambda_0} \exp\left(ikL - \frac{r^2}{W^2} - i \frac{1}{2} \frac{kr^2}{F}\right) \\ &= \frac{A_0 \exp\left(\frac{r^2}{W^2}\right)}{\sqrt{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2}} \exp\left(ikL - i \tan^{-1} \frac{\Lambda_0}{\Theta_0} - i \frac{kr^2}{2F}\right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Burada $A = A_0/\sqrt{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2}$ hem odaklama hem de kırılmadan kaynaklı etkiler yüzünden ışın üzerindeki büyüklük değişimini tanımlar. $\tan^{-1}\frac{\Lambda_0}{\Theta_0}$ terimi ise faz kaymasını temsil eder. Verici düzlemine benzer olarak alıcı düzleminde de faz cephesi eğrilik yarıçapı ve ışın yarıçapını tanımlamayacak olursak [35-36],

$$\Theta = 1 + \frac{L}{F}$$

$$\Lambda = \frac{2L}{kW^2} \quad (3.16)$$

$$W = W_0 \sqrt{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2} = \frac{W_0}{\sqrt{\Theta^2 + \Lambda^2}}$$

3.2.1 Parıldama indisi

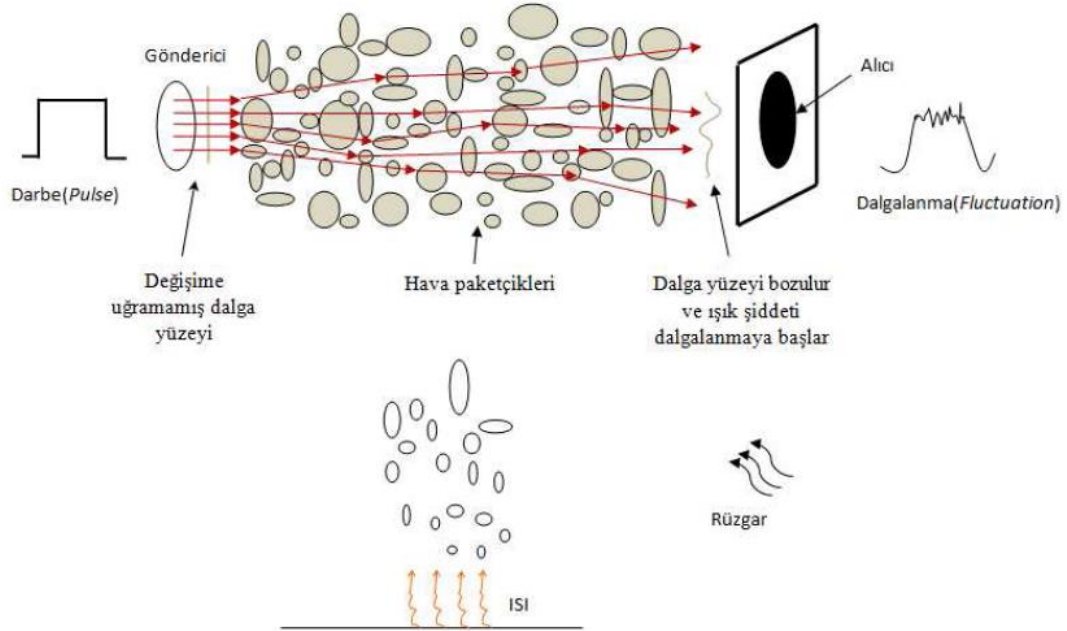
Önceki bölümlerle bahsettiğimiz gibi güneşin yeryüzünü ısıtması sonucu, ısınan hava yükselir ve farklı kırılma indisine sahip hava paketçiklerini oluşturur. Lazer ışının büyüklüğünden daha küçük boyutlardaki hava paketçikleri lazer ışınına kırınımına uğratır. Ve alıcı düzlemindeki ışık şiddeti zamansal ve uzaysal olarak değişir. Bunun sonucunda alıcı düzleminde dalgalanmalar ve faz oynamaları meydana gelir. Lazer ışınına meydana gelen bu değişimler parıldama olarak tanımlanır. Bu durum serbest uzay optik haberleşme sistemlerinde, lazer silah sistemlerinde, lazer ile uzaktan algılama sistemlerinde iletim performanslarında olumsuz etki yaratır.

Parlaklık dalgalanmaları ile ilgili deneysel ve teorik çalışmalar genellikle parıldama indisi konusunda işlenmiştir. Tatarskii dalga eşitliği için sapma yaklaşımını kullanmış, Lee ve Harp ise aynı sonuçları kullanarak fiziksel bir yaklaşım yapmıştır [38]. Bu kapsamda parlaklık dalgalanmaları değişiminin normalizasyonu olarak da belirtilen parıldama indisi aşağıdaki gibi tanımlanır [1]:

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 \quad (3.17)$$

$$\sigma_I^2 = \exp(\sigma_R^2) - 1$$

Denklem (3.17)' de, I , optik dalganın parlaklığını, açı parantezleri ise grup ortalamasını tanımlar. Parıldama indisi için şematik aşağıdaki şekilde gösterildiği gibi tanımlanmaktadır.



Şekil 3.5 : Parıldama oluşum şematığı [39].

Şekilde görüldüğü gibi sıcaklık değişimleri sonucunda hava paketçikleri merceğe davranarak, yayılan lazer ışınının yönünü değiştirir. Ve bu durumda lazer ışını alıcı düzleminin içine ya da dışına düşer. Bu durum serbest uzay haberleşme sistemlerinde iletişim performansında olumsuz etkilere neden olur.

Parıldama indisi, düzlemsel bir dalga için Rytov varyansı ile orantılı olduğu gösterilmiştir[1]. Rytov varyansı, zayıf türbülans altında düzlem dalgaların iletimi analiz edilirken kullanılan bir method olarak belirtilir.

$$E(r) = e^{\psi(r)} \quad (3.18)$$

Bu denklemde E için seri çözümü yapılırsa,

$$E(r) = \exp(\psi_0 + \psi_1 + \psi_2 \dots) \quad (3.19)$$

Ψ_1 terimi, dalga ilerlemesi boyunca rastgele ortamdan gelen etkiler için yaklaşım yapılır. Ve bu terim aşağıdaki gibi bir denkleme dönüşür.

$$\psi_1 = \chi + jS_1 \quad (3.20)$$

Denklem (3.20)' de, χ , alan genliğinin 1. derece dalgalanmasını, S_1 birinci derece faz dalgalanmasını temsil etmektedir. Türbülans şiddeti yeterince zayıf olduğunda, düzlem dalgada meydana gelen yoğunluk dalgalanmaları için Rytov çözümü, logaritmik olarak bir varyansı verir [1]. Ve aşağıdaki denklemdeki gibi tanımlanır.

$$\sigma_{InI_R}^2 = \langle (InI - \langle InI \rangle)^2 \rangle = 4\sigma_\chi^2 = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (3.21)$$

Denklem (3.21)' de, L , yayılım uzunluğu, k , optik dalga sayısıdır.

Türbülans şiddeti zayıf olmadığında, yukarıda belirtilen Rytov varyansı denklemi kullanılabilir. Ancak hesaplanan varyans ölçülen varyans ile örtüşme göstermeyebilir. Denklem analiz edildiğinde, türbülans şiddeti arttıkça ya da L menzil uzunluğu arttıkça logaritmik yoğunluk dalgalanma varyansı sınırsız olarak artış gösterdiği görülmektedir. Pratikte, logaritmik yoğunluk dalgalanma varyansı türbülans şiddeti arttıkça saturasyon görülebilir, ve şiddeti daha fazla artış gösterse bile varyans yavaş bir şekilde azalma gösterir.

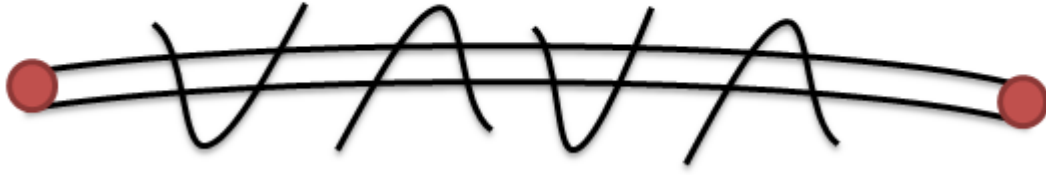
Bu durumda Rytov varyansı zayıf türbülans koşulları için 1 den çok küçük ($\sigma_R^2 \ll 1$), güçlü türbülans koşulları için ise 1 den büyük değerler ($\sigma_R^2 \gg 1$) alır.

Non-Kolmogorov türbülans durumu için ise Rytov varyansı aşağıdaki gibi tanımlanır [40].

$$\sigma_R^2(\alpha) = 1.23C_n^2 k^{3-\frac{\alpha}{2}} L^{\frac{\alpha}{2}} \quad (3.22)$$

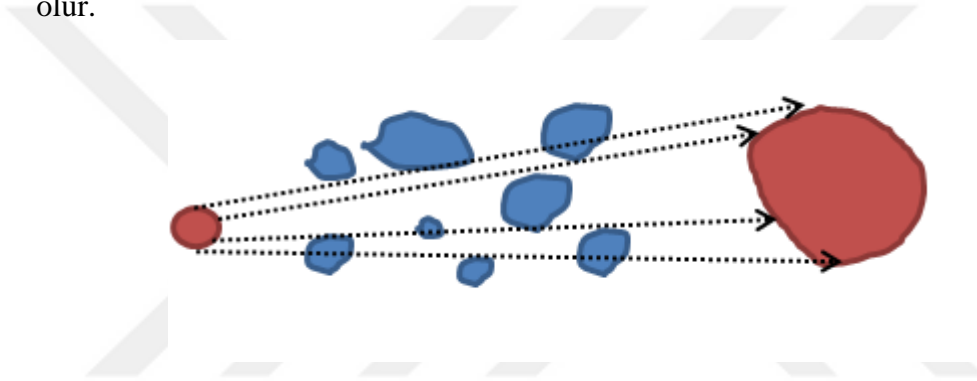
3.2.2 Işın gezinmesi (wander) ve genişlemesi

Optik türbülans altında ilerleyen bir lazer ışını, atmosferin düzensizliklerinden dolayı rastgele bozulmalara uğradığı önceki bölümlerde bahsedilmiştir. Bu durumda alıcı düzlemindeki ışın profilinde rastgele bir şekilde değişiklikler gözlenir. Bu fenomene ışın gezinmesi adı verilir. Bu fenomen istatikselsel olarak spotun orta noktasının yer değiştirme değişimi ya da spotun orta noktasının yer değiştirme büyüklük değişimi ile karakterize edilir. Kırılma indisi değişimlerinin bu etkisi astronomlar tarafından teleskopta meydana gelen titreme ya da faz oynaması şeklinde tanımlanır. Işın gezinmesine spotun büyüklüğünden daha büyük hava kütleleri neden olur.



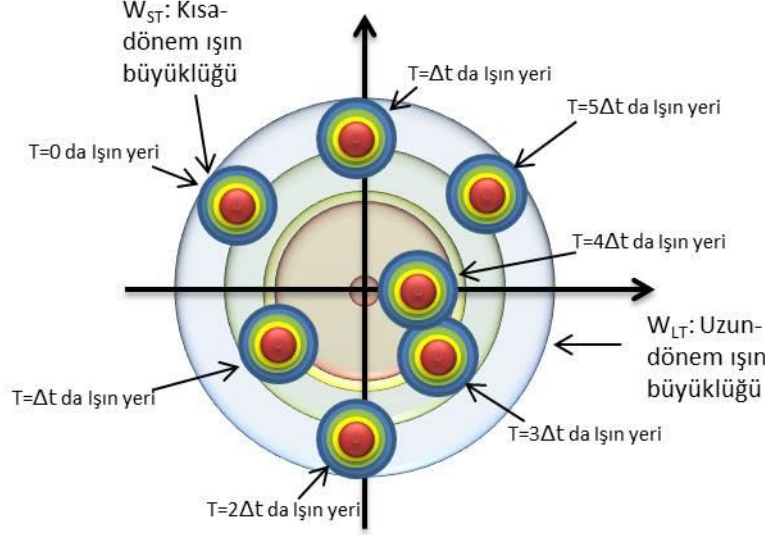
Şekil 3.6 : Işın gezinmesi.

Atmosferik türbülans altında uzun-dönem olarak tanımlanan ışın gezinmesinin yanısıra kısa-dönemde de ışın yayılmaya (spread) uğrar. Bu etki örneğin, astronomik uygulamalarda bir yıldızın teleskop görüntüsünde meydana gelen görüntü yayılma bozukluğudur. Işın yayılmasına spot büyüklüğünden daha küçük hava kütleleri neden olur.



Şekil 3.7 : Işın yayılması.

Böylece ışın yarıçapı kısa- dönem ve uzun-dönem olmak üzere iki ayrı şekilde ifade edilir [32]. Şekil 3.8'de türbülans etkisiyle ışında meydana gelen gezinme ve genişleme gösterilmiştir. Şekilde W_{LT} , uzun dönemde meydana gelen ışın yarıçapı iken, W_{ST} , kısa dönemde meydana gelen ışın büyüklüğü olarak tanımlanmaktadır.



Şekil 3.8 : Işın gezinmesi sonucunda ortaya çıkan etkin spot yarıçapı.

Rytov yaklaşımları altında ışın miktarı,

$$\langle I(0, L) \rangle = \frac{W_0^2}{W_{LT}^2} = \frac{W_0^2}{W^2(1 + T)} \quad (3.23)$$

Denklem (3.23)'de T, Kolmogorov türbülans modeline göre ışının genişleme miktarı olarak tanımlanır.

$$T = 4\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Lambda L \kappa^2 \xi^2}{k}\right) \right] d\kappa d\xi \quad (3.24)$$

Denklem (3.6)'da belirtildiği gibi Λ , alıcı düzlemindeki W yarıçapındaki ışının karakterizasyon parametresidir. Ve $\xi=1-z/L$ dir.

Genişleme miktarını Non-Kolmogorov türbülansına göre bulacak olursak,

$$T = 4\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Lambda L \kappa^2 \xi^2}{k}\right) \right] d\kappa d\xi \quad (3.25)$$

$$T = -2\pi^2 A(\alpha) \frac{1}{\alpha - 1} \Gamma\left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) \Lambda^{\frac{\alpha}{2}-1} \widetilde{C}_n^{\frac{\alpha}{2}} k^{3-\frac{\alpha}{2}} L^{\alpha/2-1}$$

Uzun-dönem spot yarıçapı hesaplırsak,

$$W_{LT}^2 = W^2 + W^2 T_{SS} + W^2 T_{LS} \quad (3.26)$$

Burada T_{SS} , küçük-ölçek katkılarını, T_{LS} ise büyük-ölçek katkılarını temsil eder. Böylece ilk iki terim kısa-dönem ışın yarıçapını, son terim ise alıcı düzlemindeki ışının merkezinin yer değişimi olarak tanımlanan uzun-dönem ışın yarıçapını belirtir.

$$W_{LT}^2 = W_{ST}^2 + \langle r_c^2 \rangle \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} \langle r_c^2 \rangle &= W^2 T_{LS} \\ &= 4\pi^2 k^2 W^2 \int_0^L \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) H_{LS}(\kappa, z) (1 - e^{-\frac{\Lambda L \kappa^2 \xi^2}{k}}) d\kappa dz \end{aligned} \quad (3.28)$$

Denklem (3.28)' de, $\xi=1-z/L$ dir. Ve filtre fonksiyonu olarak ifade edilen H_{LS} ,

$$\begin{aligned} H_{LS}(\kappa, z) &= \exp(-\kappa^2 W^2(z)) \\ &= \exp\left\{-\kappa^2 W_0^2 \left[\left(1 - \frac{z}{F_0}\right)^2 + \left(\frac{2z}{kW_0^2}\right)^2\right]\right\} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Olarak elde edilir. Bu fonksiyonu denklemde yerine koyarsak,

$$\langle r_c^2 \rangle = 1.303 C_n^2 k L^2 W^2 \Lambda \int_0^1 \xi^2 \int_0^\infty \kappa^{-\frac{2}{3}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_0^2}\right)\right] \times \exp[-\kappa^2 W_0^2 (\Theta_0 + \bar{\Theta}_0 \xi)^2] d\kappa d\xi \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} \langle r_c^2 \rangle &= 7.25 C_n^2 L^2 W_0^{-1/3} \int_0^1 \xi^2 \left\{ \frac{1}{|\Theta_0 + \bar{\Theta}_0 \xi|^{1/3}} \right. \\ &\quad \left. - \left[\frac{W_0^2 \kappa_0^2}{1 + W_0^2 \kappa_0^2 (\Theta_0 + \bar{\Theta}_0 \xi)^2} \right]^{1/6} \right\} d\xi \end{aligned} \quad (3.31)$$

elde edilir. Bu denklem ışının yer değiştirme miktarının en genel çözümüdür. kolime, iraksayan ve yakınsayan Gaussian ışın dalgaları için uygulanabilir.

Bu tez çalışmasında kolime ışın kullanılacağından ışının yer değiştirme miktarını kolime ışın için tanımlar isek,

$$\langle r_c^2 \rangle = 7.25L^2W_0^{-\frac{1}{3}} \int_0^L C_n^2(z) \left(1 - \frac{z}{L}\right)^2 \left\{ \frac{1}{\left|\theta_0 + \bar{\theta}_0\left(1 - \frac{z}{L}\right)\right|^{\frac{1}{3}}} - \left[\frac{W_0^2 \kappa_0^2}{1 + W_0^2 \kappa_0^2 \left(\theta_0 + \bar{\theta}_0\left(1 - \frac{z}{L}\right)\right)^2} \right]^{\frac{1}{6}} \right\} dz \quad (3.32)$$

$$\langle r_c^2 \rangle = 7.25L^2W_0^{-\frac{1}{3}} \left[1 - \frac{W_0^2 \kappa_0^2}{1 + W_0^2 \kappa_0^2} \right]^{\frac{1}{6}} \int_0^L C_n^2(z) \left(1 - \frac{z}{L}\right)^2 dz \quad (3.33)$$

$$\langle r_c^2 \rangle = 2.42C_n^2L^3W_0^{-\frac{1}{3}} \left[1 - \frac{W_0^2 \kappa_0^2}{1 + W_0^2 \kappa_0^2} \right]^{\frac{1}{6}} \quad (3.34)$$

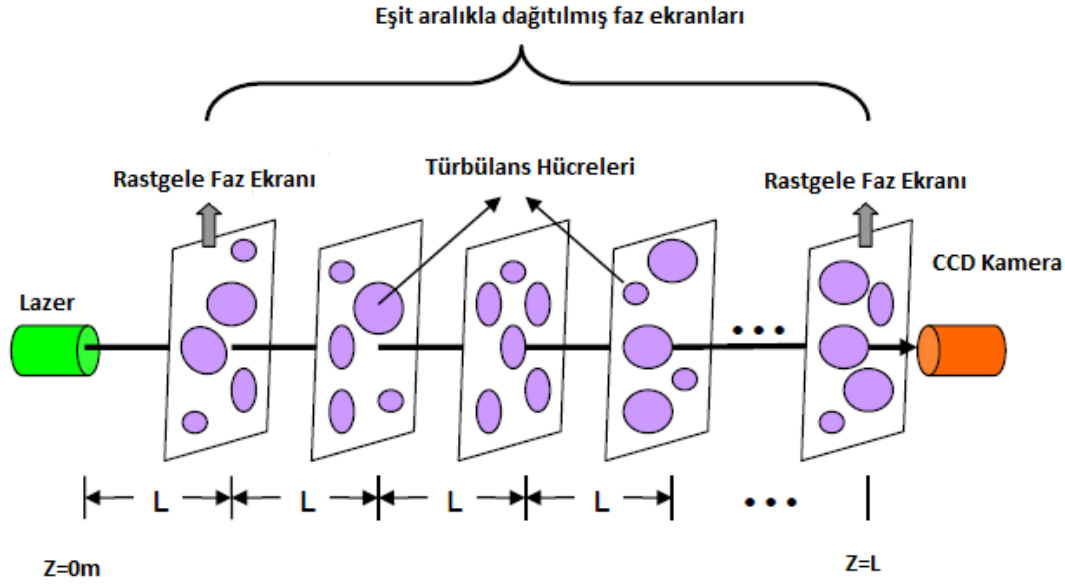
Denklem (3.34)' ü elde ederiz.

4. NÜMERİK MODEL YAKLAŞIMI

4.1 Rastgele Faz Ekran Modeli

Bu bölümde atmosferik türbülansı modellemek için kullanılan rastgele faz ekran metodolojisi anlatılacaktır. Türbülanslı bir ortamda lazer ışınının yayılım simülasyonu hakkında literatürde birçok çalışma bulunmaktadır [41-42-43]. Bunlardan en kullanışlı olanı rastgele faz ekran modelidir. Homojen olmayan bir ortam için faz ekran modeli işlemsel matematik olarak bilinen ayırık-adım metodunun fiziksel bir yorumudur [44]. Lineer olmayan bir ortamda dalga yayılımını çözümlmek için kullanılan ayırık adım yöntemi ilk olarak Hardin ve gurubu tarafından sunulmuştur [45]. Bu yöntem pratikte ilk olarak sualtı kaynak kanallarında akustik sinyallerde meydana gelen bozulmaları araştırabilmek için kullanılmıştır [46]. Daha sonra optik türbülans üzerindeki etkileri incelenmeye başlanmıştır [47].

Bu modelde atmosferik türbülans, kaynak düzlemi ve alıcı düzlemi arasına yayılım doğrultusu boyunca eşit aralıklarla yerleştirilen faz ekranları ile yaratılır. Rastgele faz ekran şematiği Şekil 4.1'de gösterilmiştir.



Şekil 4.1 : Yayılım doğrultusu boyunca sıralanmış rastgele faz ekranları.

z-doğrultusu boyunca ilerleyen bir optik dalğanın elektrik alanı $E(r,t)=f(x,y,z)e^{-ikz}$ olarak tanımlanır. Denklemden f, dalga genişliğini ifade eder. Bu denklemin dalga eşitliği için parabolik yaklaşımdan yararlanırsak,

$$2ik \frac{\partial f}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 f + Vf = 0 \quad (4.1)$$

Denklem (4.1)' de k, dalga sayısı ve V, optik potansiyeldir. f fonksiyonunun $z+\delta_z$ de ayrık-adım çözümü;

$$f(x, y, z + \delta_z) = e^{i\varphi(x,y,z)} F^{-1}[f(z, K_{\perp}) e^{iK_{\perp}^2 \delta_z / (2k)}] \quad (4.2)$$

F^{-1} , yayılım doğrultusuna dik düzlemde 2-boyutlu ters Fourier dönüşümü, $f(z, K_{\perp})$, z de Fourier dönüşümü, K_{\perp} , enine düzlemde dalga sayısı ve $\Phi(x,y,z)$, z den $z+\delta_z$ e kadar olan mesafede uzaysal fazı temsil eden bir fonksiyondur. Faz ve ortamın kırılma indisi değişiminin arasındaki bağıntı,

$$\varphi(x, y, z) = K \int_z^{\delta z+z} \Delta n(x, y, z) dz \quad (4.3)$$

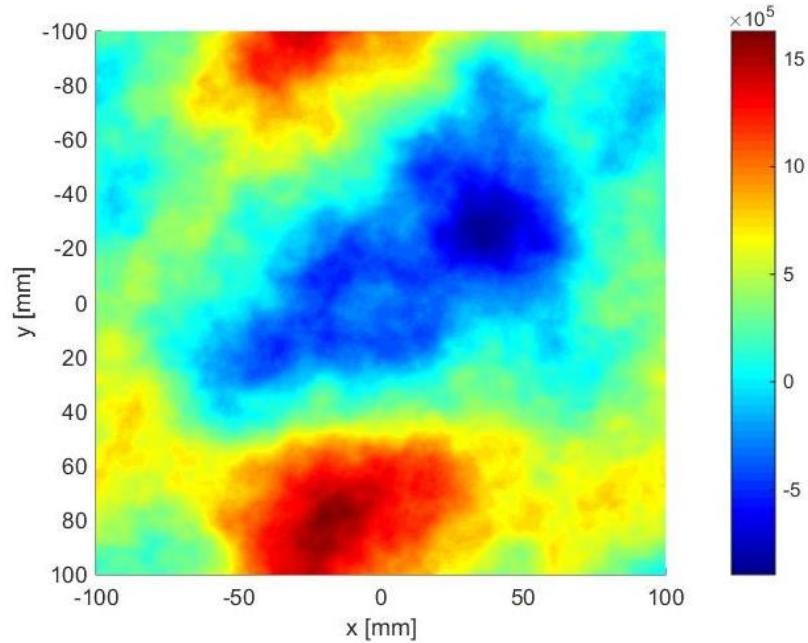
Bu metota göre, rastgele faz güç spektrumu;

$$\varphi(K_x, K_y) = 2\pi K^2 \delta_z \Phi_n(K_x, K_y, K_z = 0) \quad (4.4)$$

şeklinde elde edilir.

Her bir faz ekranı rastgele bir alan elde edebilmek için Gaussian gürültüsü ile filtrelenir [48]. Ve nümerik olarak uygulayabilmek için $A+iB$ rastgele kompleks sayılar oluşturulur. A ve B sayılarının normal dağılımı $N(0,1)$ olarak bilinen olasılık dağılımına uyabilmeleri için birbirinden bağımsız ve rastgele değişen sayılar olmalıdırlar. Ve bu matrisin boyutu $N \times N$ dir. Burada N , örnekleme sayısı olarak tanımlanabilir. Bu tez de örnekleme sayısı 256 olarak alınmıştır. Bu matris daha sonra $\Delta_\kappa^{-1} \sqrt{\theta_\theta(\kappa)}$ ile çoğaltılır. Burada $\Delta_\kappa^{-1} = 2\pi / N\Delta$ dir. Δ , ise uzaysal örnekleme zamanı olarak belirtilir. Son olarak rastgele spektral faz dağılımının ters Fouries dönüşümü alınarak $(A + iB)\Delta_\kappa^{-1} \sqrt{\theta_\theta(\kappa)}$ istenilen faz alanı elde edilir [49].

Bu çalışmada modifiye edilmiş atmosferik güç spektrum modeli kullanılmıştır. Tez kapsamında kırılma indisi yapı parametresi C_n^2 , $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ den $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ mertebeleri aralığında l_0 ve L_0 büyüklükleri değiştirilerek güçlü ve zayıf türbülans koşullarında Gaussian lazer ışınının nasıl bozulmaya uğradığı, hangi parametrelerin lazer ışınına nasıl etkilediği araştırılmıştır. Şekilde bu yöntem ile rastgele yaratılan faz ekran görüntüsü yer almaktadır.

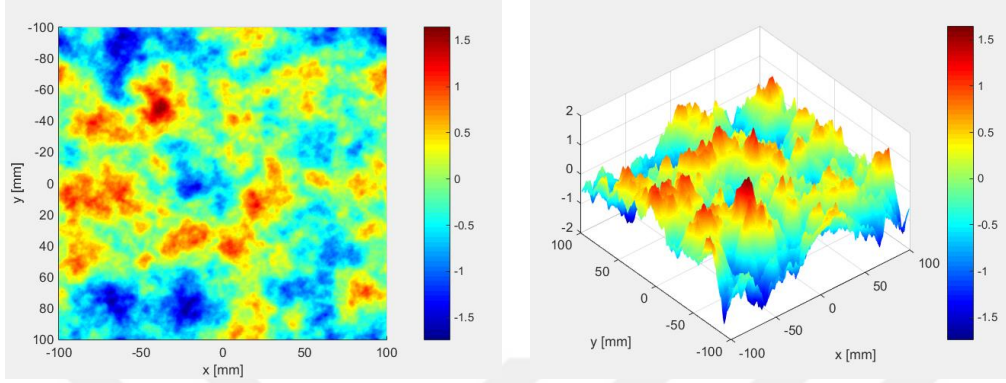


Şekil 4.2 : 256x256 lık bir matriste oluşturulmuş rastgele faz ekran görüntüsü.

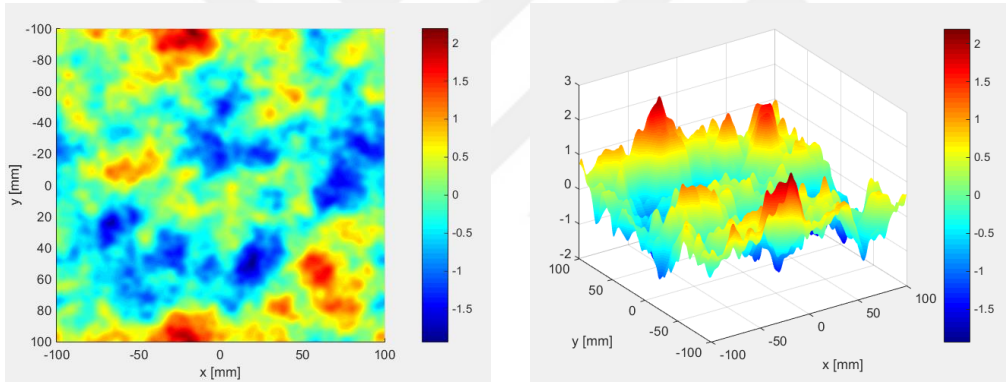
Şekil 4.2 de nümerik olarak elde edilmiş rastgele faz ekran görüntülerinin birleştirilmiş hali verilmiştir. Burada türbülansın iç ve dış ölçek büyüklük parametreleri

değiştirilerek farklı türbülans durumları simule edilebilir. Modifiye edilmiş atmosferik spektrum da rastgele faz ekran metodu kullanılarak, farklı büyüklüklerde iç ve dış ölçek büyüklükleri için değişik türbülans yapı parametreleri Şekil 4.3 de verilmiştir.

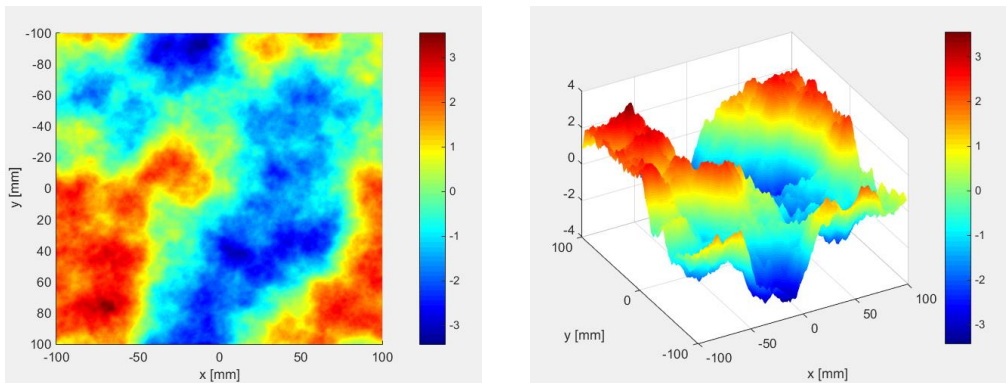
$L_0=1$ m ve $l_0=1$ cm



$L_0=1$ m $l_0=5$ cm

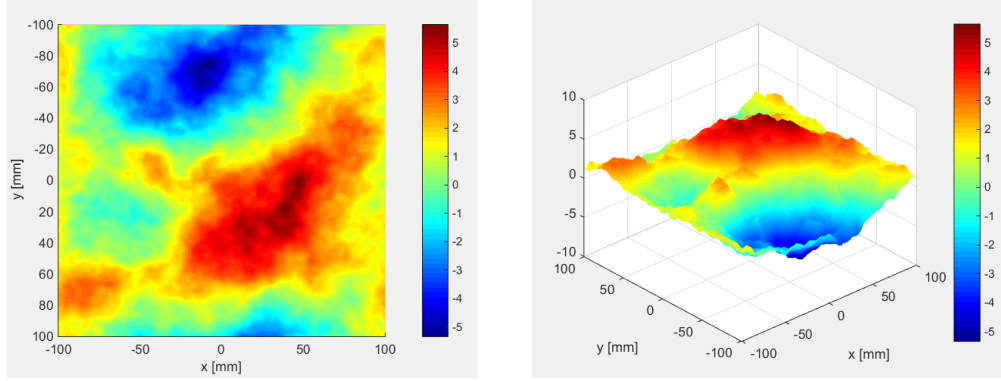


$L_0=10$ m $l_0=1$ cm



Şekil 4.3 : Farklı büyüklükte iç ve dış ölçek parametreleri için faz ekranları.

$$L_0=10 \text{ m } l_0=3 \text{ cm}$$

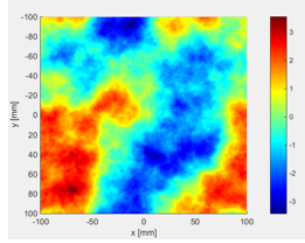
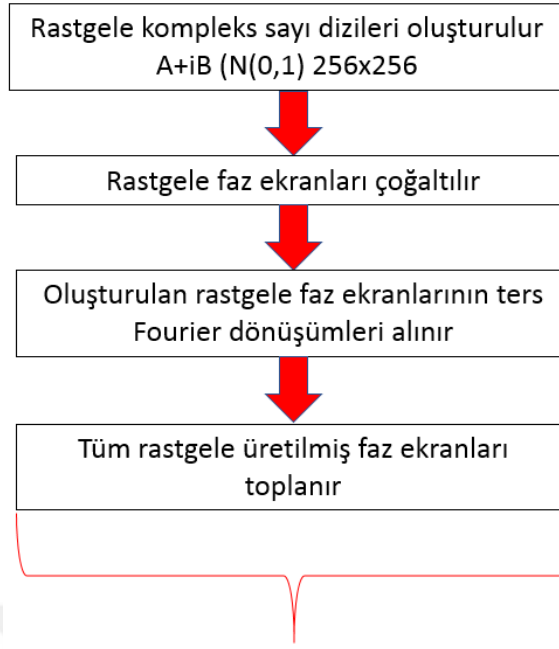


Şekil 4.3 : (Devam) Farklı büyüklükte iç ve dış ölçek parametreleri için faz ekranları.

Şekil 4.3 de gösterildiği gibi iç ölçek ve dış ölçek büyüklükleri değiştiğinde hem tek boyut hem de üç-boyutlu görsellerde ölçek büyüklükleri değişmektedir. Bu da iç ve dış ölçek büyüdüğünde nümerik olarak da türbülans hava paketçiklerinin büyüdüğünün hesaba katıldığını göstermektedir. Belirli bir ortamda ilerleyen ışık kendinden çok küçük parçacıklarla karşılaştığında etkilenme durumunda o derece düşmektedir. İç ve dış ölçek parametreleri büyüdüğünde modelleme sonucunda elde edilen grafiklerde de paketçiklerin büyüdüğü görülmektedir. Bu da türbülans şiddetinin arttığının bir göstergesidir.

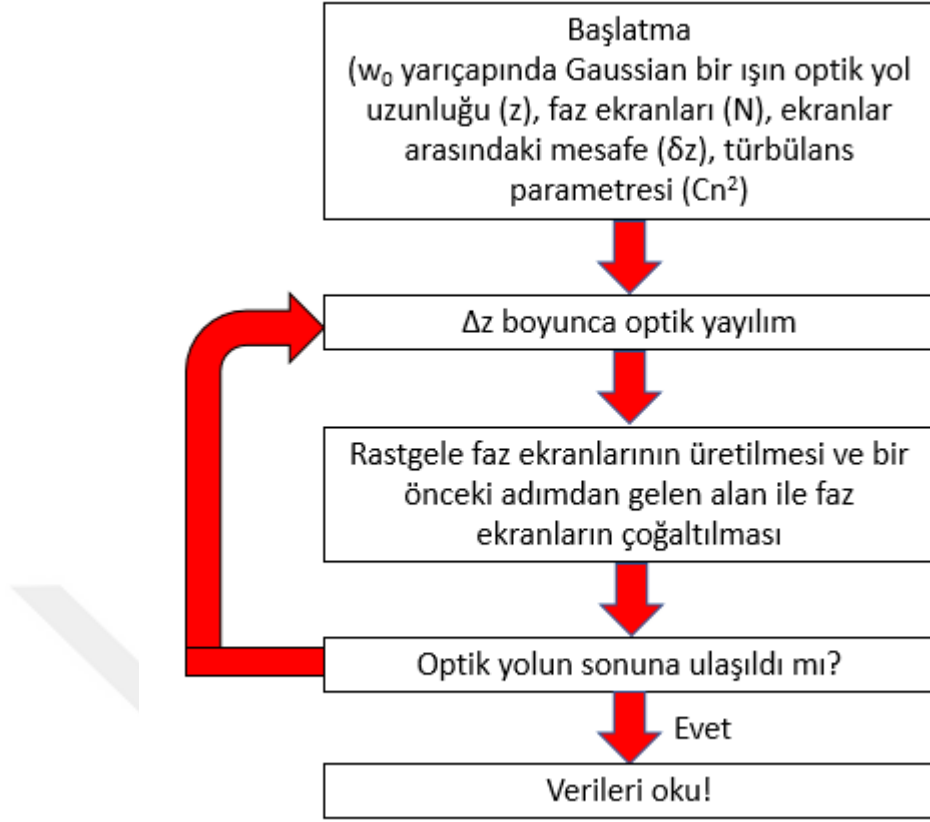
4.2 Simülasyon Metot ve Parametreleri

Önceki bölümde de belirtildiği gibi bu çalışmada 2-boyutlu rastgele faz ekran model kullanılmış, türbülanslı atmosfer ve bu atmosfer de yayılan optik dalga MATLAB ta modellenmiştir. Rastgele faz ekran oluşturulması metodunda faz ekranlarının sayısı türbülans şiddetine ve optik yayılım mesafesine bağlıdır. Bu tez çalışmasında türbülans şiddeti ve yayılım mesafesine bağlı olarak eşit aralıklarla konumlandırılmış 20, 10 ve 5 adet rastgele faz ekranları oluşturulmuş ve kullanılmıştır. Rastgele faz ekran oluşturma algoritması aşağıdaki şekilde verilmiştir.



Şekil 4.4 : Faz ekran oluşturma algoritması.

Rastgele oluşturulan faz ekranlarının ardından optik yol boyunca Gaussian ışının yayılım algoritması şekilde verilmiştir.



Şekil 4.5 : Rastgele faz ekranlarından Gaussian ışının yayılım algoritması.

Kaynaktan çıkan lazer ışını Gaussian ışın ve 5 cm yarıçapında modellenmiştir. Daha sonra lazer ışını ile optik yol boyunca oluşturulan rastgele faz ekranları çarpılmıştır. Modelde örnekleme sayısı 256, kullanılan dalga boyu $\lambda=1070$ nm'dir. Türbülans iç ve dış ölçek büyüklükleri Non-Kolmogorov türbülans modelinde, generalized atmosferik spektrum modeline göre tanımlanmış, farklı büyüklükler için nümerik ve analitik sonuçlar karşılaştırılmıştır.



5. TEMEL GAUSSIAN IŞINI İÇİN NÜMERİK HESAPLAMALAR

Bu bölümde temel Gaussian ışını için MATLAB kullanılarak yapılan nümerik hesaplamalar verilmiştir. Bu hesaplamalar kapsamında türbülans koşullarının ışın genişlemesine etkisi incelenmiştir.

5.1 Sayısal Analiz: Senaryo 1

Senaryo 1 olarak zayıf türbülanslı hava koşullarında 500 m, 1 km ve 5 km mesafe uzaklıklarda Gaussian ışının değişimine bakılmıştır. Diğer kullanılan parametreler aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 5.1 : Senaryo 1 için girilen parametreler.

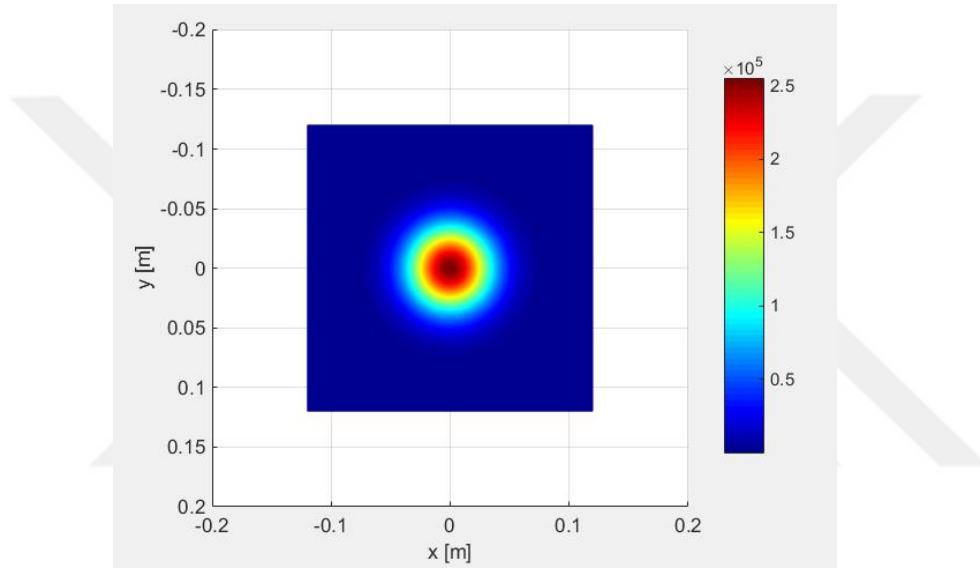
Kaynaktan çıkan ışın yarıçapı	W_0	5 cm
Matris büyüklüğü	$N \times N$	256
Örnekleme sayısı	M	5
Dalgaboyu	Λ	1070 nm
Dış ölçek büyüklüğü	L_0	10 m
İç ölçek büyüklüğü	l_0	0.001 m
Kırılma indisi parametresi	Cn^2	$1 \times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$
Menzil uzunluğu	L	500 m
Lazer gücü	P	1 kW
Güç yasası değeri	α	3.5

Bu parametrelere göre yapılan optik tasarımda kaynaktan çıkan 5 cm yarıçaplı ışının farklı mesafelerde olması gereken değerler aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

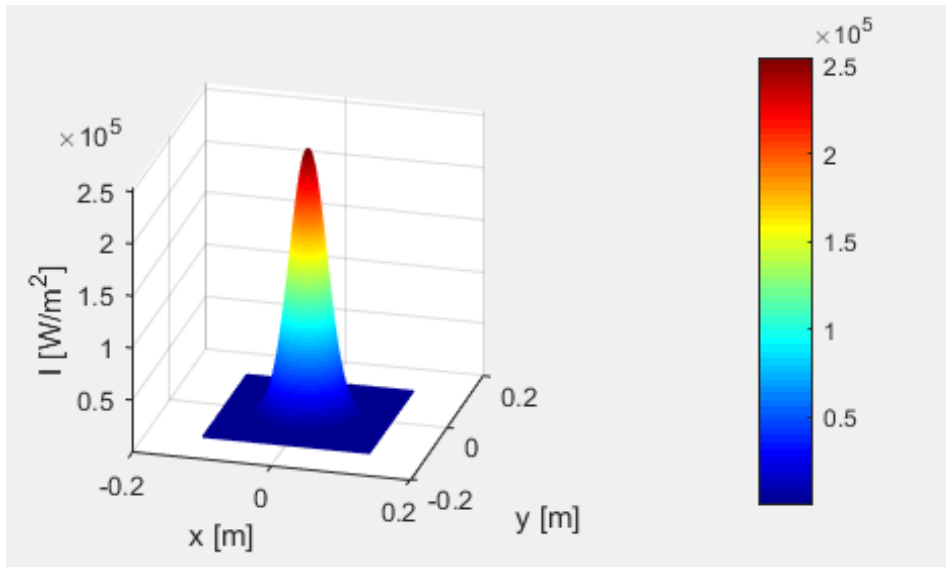
Tablo 5.2 : Senaryo 1 için olması vakum ortamında elde edilen spot yarıçapları.

Mesafe	Vakum ortamında olması gereken spot çapı
500 m	5.0116 cm
1 km	5.0462 cm
5 km	6.0498 cm

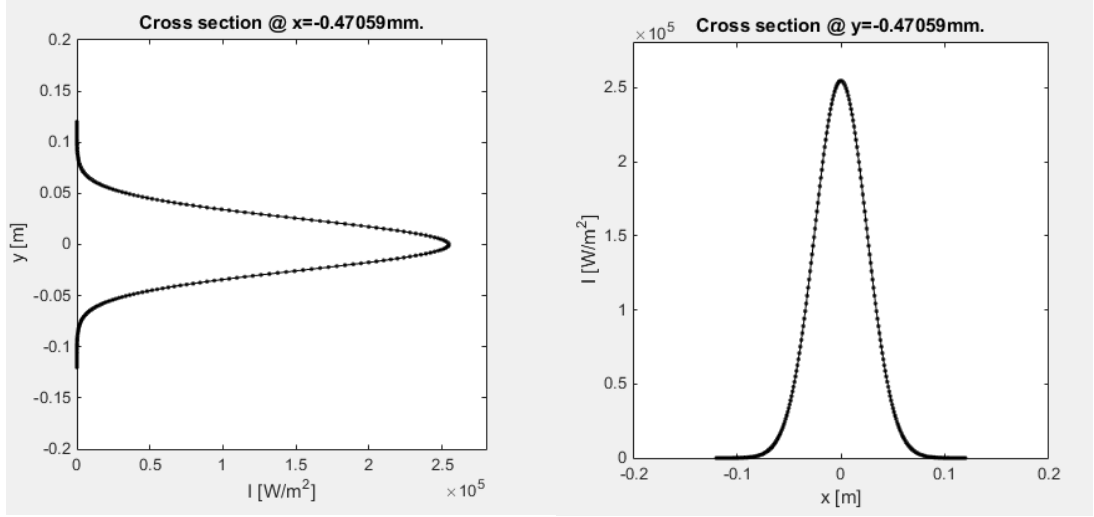
Kaynaktan çıkan lazer ışınının MATLAB' ta modellenmiş hali aşağıdaki şekillerde verilmiştir.



Şekil 5.1 : Senaryo 1 için kaynaktan çıkan lazer ışınının kesit alan görüntüsü.

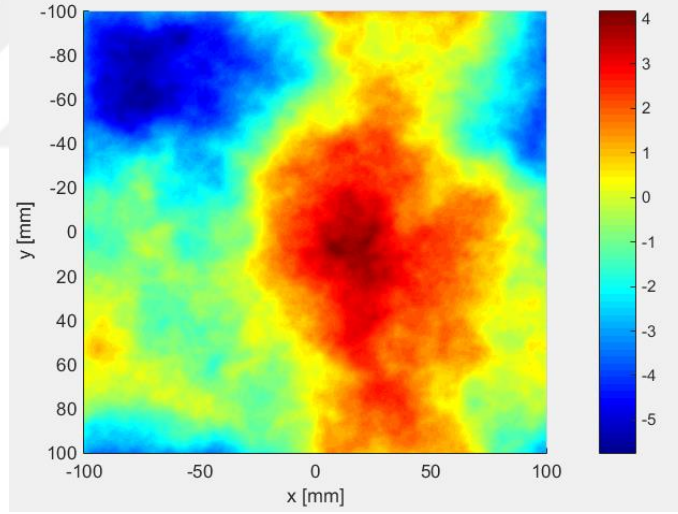


Şekil 5.2 : Kaynaktan çıkan Gaussian lazer ışınının görüntüsü.

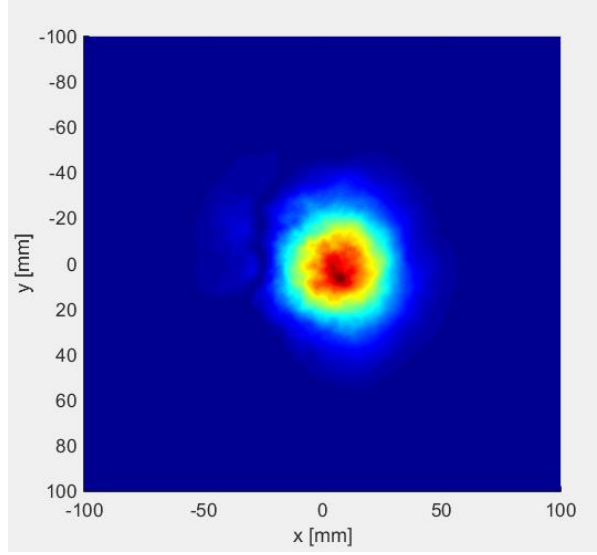


Şekil 5.3 : Kaynaktan çıkan lazer ışınının yan kesit görüntüleri.

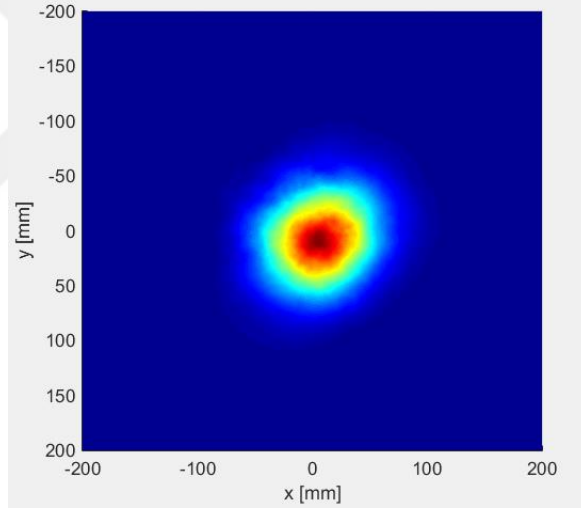
500 m mesafe uzaklıkta rastgele faz ekran modelini uygulanarak MATLAB'ta elde edilen türbülans parametresi aşağıdaki gibidir.



Şekil 5.4 : Senaryo 1 için 500 m de elde edilen türbülans yapı parametresi.

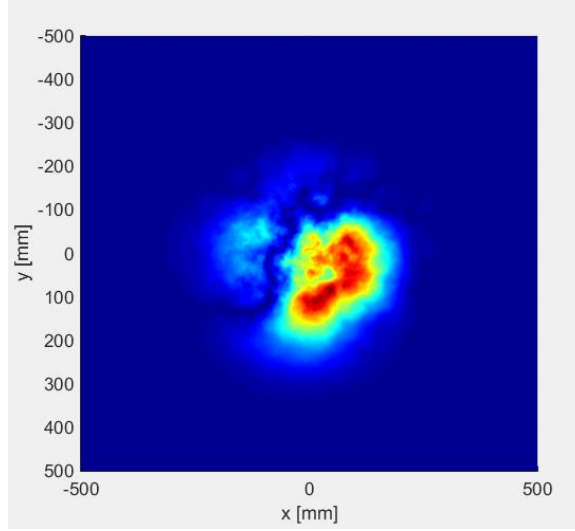


Şekil 5.5 : Senaryo 1 için 500 m mesafe yayılım sonrası Gaussian ışın profili.



Şekil 5.6 : Senaryo 1 için 1000 m mesafe sonrasında elde edilen ışın profili.

5000m mesafe uzaklıkta elde edilen ışın profili aşağıdaki gibidir.



Şekil 5.7 : Senaryo 1 için 5000 m mesafe de elde edilen ışın profili.

Senaryo 1 koşulları altında 3 farklı mesafede elde edilen ışının parametreleri incelendiğinde elde edilen tablo aşağıdaki gibidir.

Tablo 5.3 : Düşük türbülanslı ortamda ilerleyen lazer ışının yarıçap değerleri.

Mesafe	Elde Edilen Spot Yarıçapı
500 m	5.2 cm
1000 m	7.2 cm
5000 m	17.8 cm

Bu kapsamda, düşük türbülanslı atmosferde lazer ışını mesafe arttıkça bozunmaya başlıyor. Alıcı ile verici arasındaki mesafe arttıkça türbülans parametresi düşük bile olsa kayıplar meydana gelmektedir.

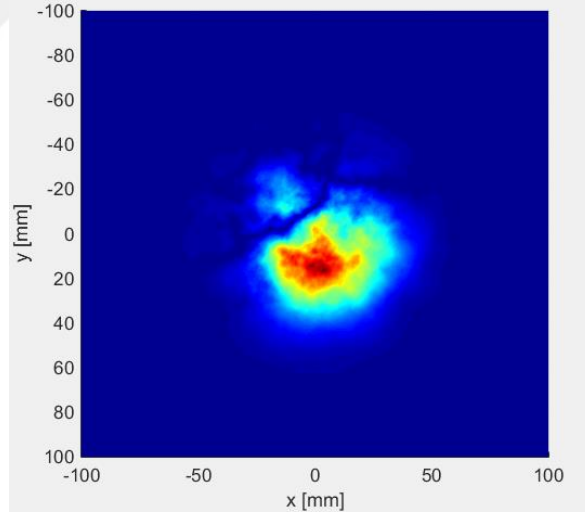
5.2 Sayısal Analiz: Senaryo 2

Senaryo 2 olarak orta dereceli türbülanslı hava koşullarında 500 m, 1 km ve 5 km mesafe uzaklıklarda Gaussian ışının değişimine bakılmıştır. Diğer kullanılan parametreler aşağıdaki gibidir.

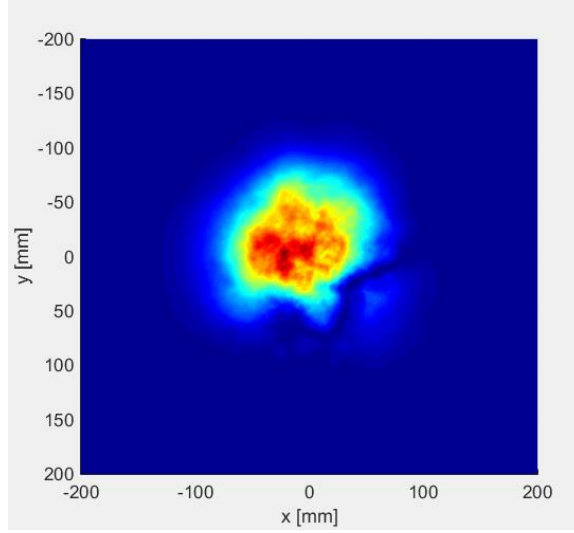
Tablo 5.4 : Senaryo 2 için girilen parametreler.

Kaynaktan çıkan ışın yarıçapı	W_0	5 cm
Matris büyüklüğü	$N \times N$	256
Örnekleme sayısı	M	10
Dalgaboyu	Λ	1070 nm
Dış ölçek büyüklüğü	L_0	10 m
İç ölçek büyüklüğü	l_0	0.001 m
Kırılma indisi parametresi	C_n^2	$5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
Menzil uzunluğu	L	500 m, 1 km, 5 km
Lazer gücü	P	1 kW
Güç yasası değeri	α	3.5

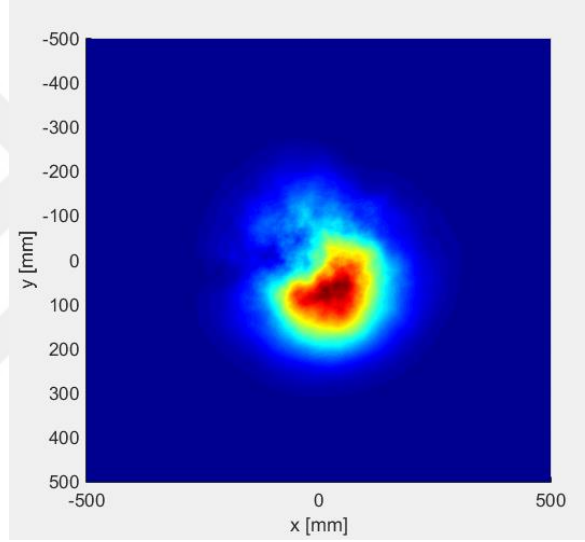
Nümerik senaryo 2 içinde kaynaktan çıkan ışın senaryo 1 de ki gibi modellenmiştir. Modellenen ışın aşağıdaki Şekil 5.1 de verilmiştir.



Şekil 5.8 : Senaryo 2 için 500 m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.9 : Senaryo 2 için 1000 m uzaklıkta elde edilen ışın profili.



Şekil 5.10 : Senaryo 2 için 5000 m mesafe uzaklıkta Gaussian ışın profili.

Tablo 5.5 : Orta şiddetli türbülanslı ortamda ilerleyen ışınının yarıçap değerleri.

Mesafe	Elde Edilen Spot Yarıçapı
500 m	5 cm
1000 m	9,1 cm
5000 m	20,5 cm

Bu kapsamda, orta şiddetli türbülanslı atmosferde lazer ışını düşük türbülanslı ortamda yayıldığı hali ile benzerlik gösterdiği sonucu çıkmaktadır. Ancak düşük türbülans ile karşılaştırıldığında mesafenin daha etkin bir parametre olduğu görülmektedir.

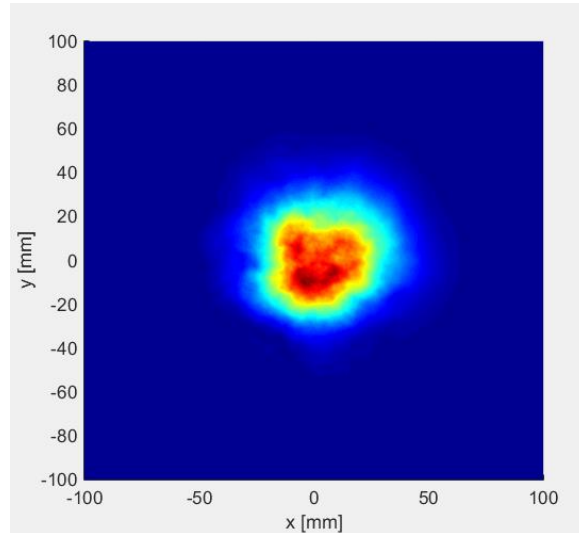
5.3 Sayısal Analiz: Senaryo 3

Senaryo 3 olarak güçlü türbülanslı hava koşullarında 500 m, 1 km ve 5 km mesafe uzaklıklarda Gaussian ışının değişimine bakılmıştır. Diğer kullanılan parametreler aşağıdaki gibidir.

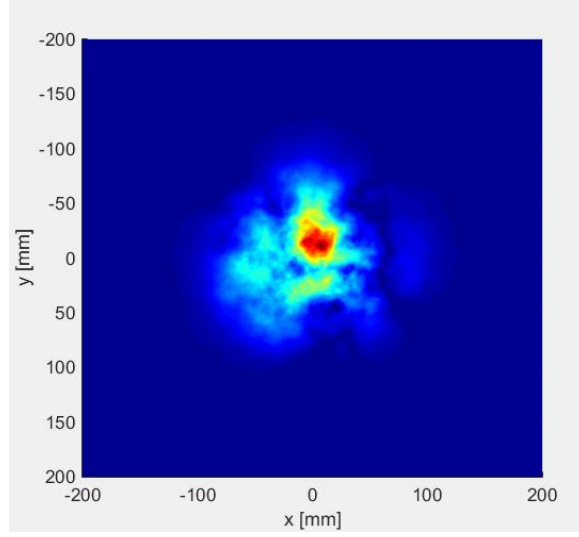
Tablo 5.6 : Senaryo 2 için girilen parametreler.

Kaynaktan çıkan ışın yarıçapı	W_0	5 cm
Matris büyüklüğü	$N \times N$	256
Örnekleme sayısı	M	10
Dalgaboyu	Λ	1070 nm
Dış ölçek büyüklüğü	L_0	10 m
İç ölçek büyüklüğü	l_0	0.001 m
Kırılma indisi parametresi	C_n^2	$1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
Menzil uzunluğu	L	500 m, 1 km, 5 km
Lazer gücü	P	1 kW
Güç yasası değeri	α	3.5

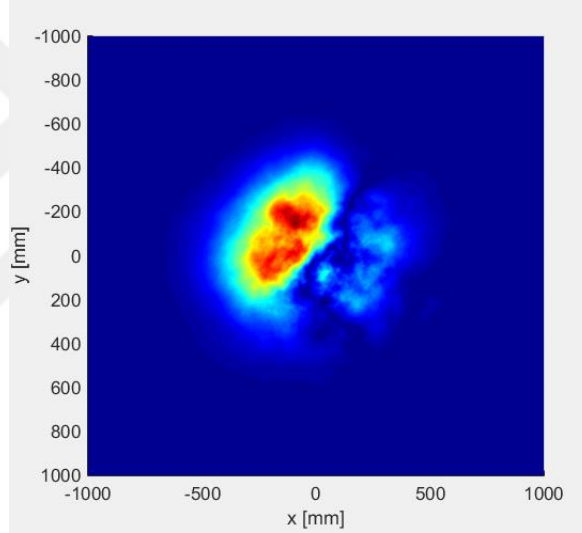
Senaryo 3 içinde kaynaktan çıkan ışın senaryo 1 de ki gibi modellenmiştir. Üç farklı menzil uzaklığı için lazer ışınında meydana gelen değişimler aşağıdaki şekillerde verilmiştir.



Şekil 5.11 : Senaryo 3 için 500 m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.12: Senaryo 3 için 1000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.13 : Senaryo 3 için 5000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.

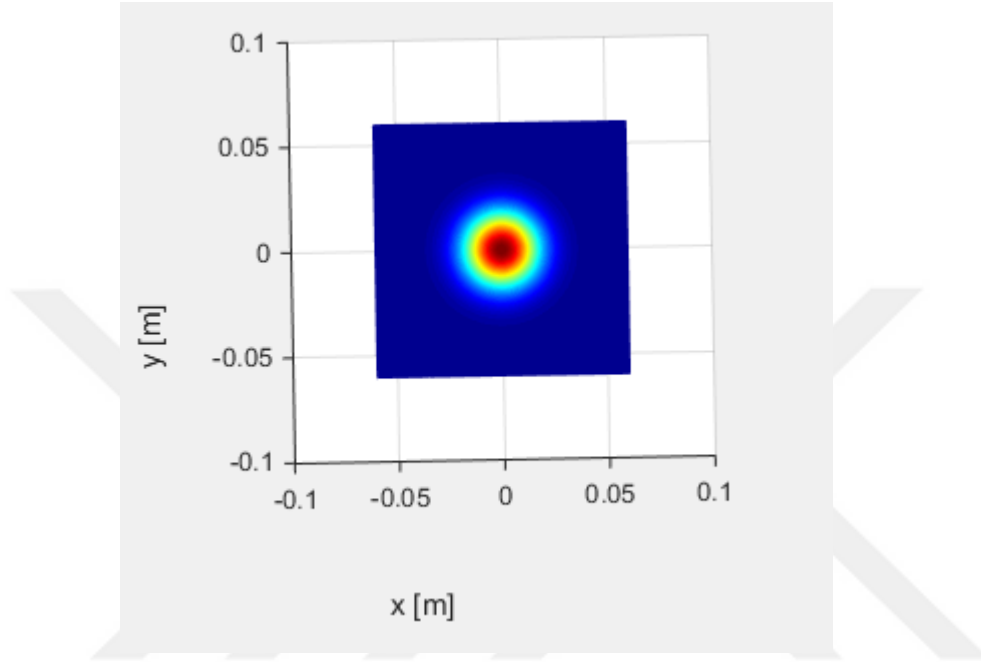
Tablo 5.7 : Güçlü türbülanslı ortamda ilerleyen lazer ışınının yarıçap değerleri.

Mesafe	Elde Edilen Spot Yarıçapı
500 m	5.6 cm
1000 m	11.2 cm
5000 m	34.9 cm

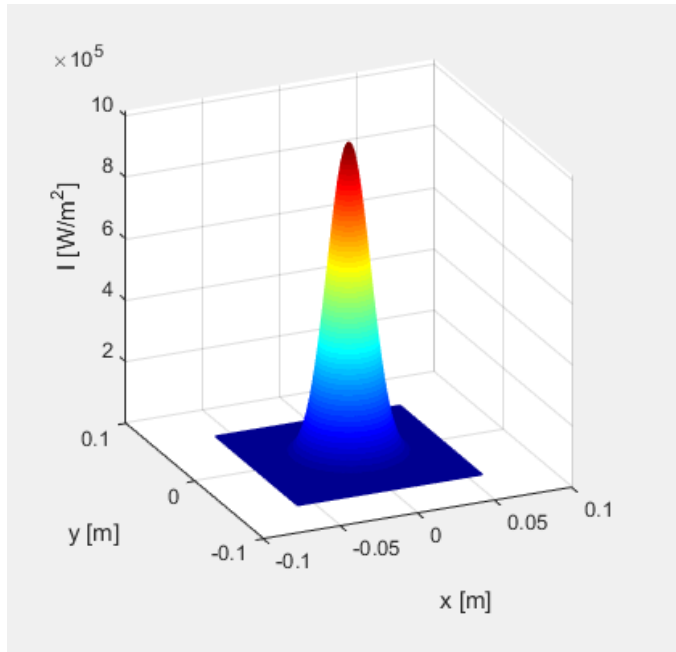
Tablodan da anlaşılacağı gibi türbülans değeri arttıkça lazer ışınının yarıçapında meydana gelen değişimde artmaktadır. Lazer ışını daha çok bozunmaya uğrayarak etkin yarıçapı büyümektedir.

5.4 Sayısal Analiz: Senaryo 4

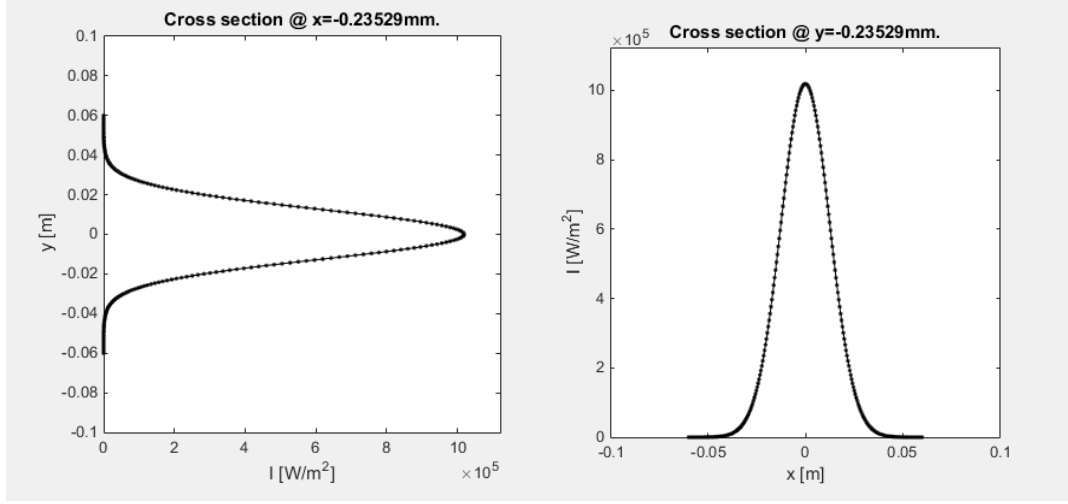
Senaryo 4 olarak verici optik sistemindeki ışın yarıçapının etkisi görmek amacıyla kaynaktan çıkan lazer ışının çapını küçülterek yine üç farklı menzil uzunluğunda ve üç farklı türbülans değerinde modellemeler yapılarak Gaussian ışının değişimi incelenmiştir.



Şekil 5.14 : 2.5 cm yarıçaplı kaynak lazeri.



Şekil 5.15 : Kaynak lazeri Gaussian profili.



Şekil 5.16 : Kaynak lazeri x ve y eksenleri yan kesit görüntüleri.

Senaryo da kullanılan parametreler aşağıdaki gibidir.

Tablo 5.8 : Senaryo 4 için girilen parametreler.

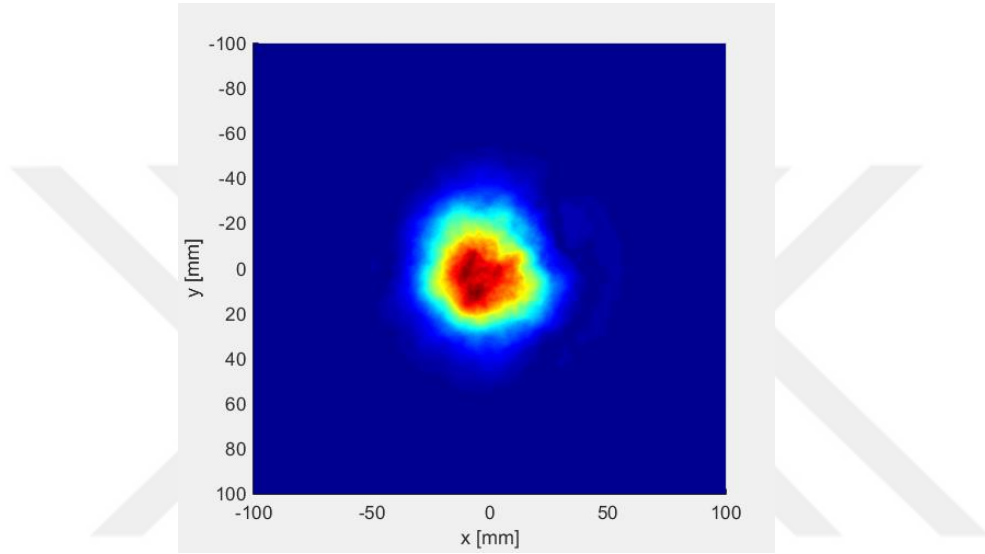
Kaynaktan çıkan ışın yarıçapı	W_0	2.5 cm
Matris büyüklüğü	$N \times N$	256
Örnekleme sayısı	M	10
Dalgaboyu	Λ	1070 nm
Dış ölçek büyüklüğü	L_0	10 m
İç ölçek büyüklüğü	l_0	0.001 m
Kırılma indisi parametresi	Cn^2	$1 \times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$
Menzil uzunluğu	L	500 m, 1 km, 5 km
Lazer gücü	P	1 kW
Güç yasası değeri	α	3.5

Bu parametrelere göre yapılan optik tasarımda kaynaktan çıkan 2,5 cm yarıçaplı ışının farklı mesafelerde olması gereken değerler aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

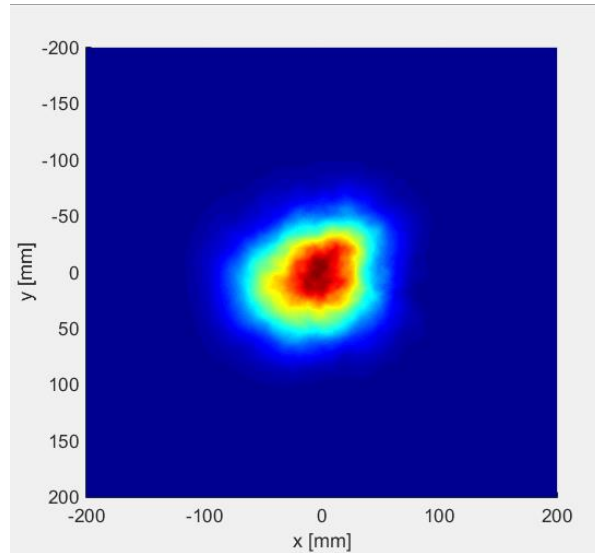
Tablo 5.9 : Senaryo 2 vakum ortamında elde edile spot yarıçapı değerleri.

Mesafe	Vakum ortamında olması gereken spot çapı
500 m	2.5 cm
1 km	2.8 cm
5 km	7.2 cm

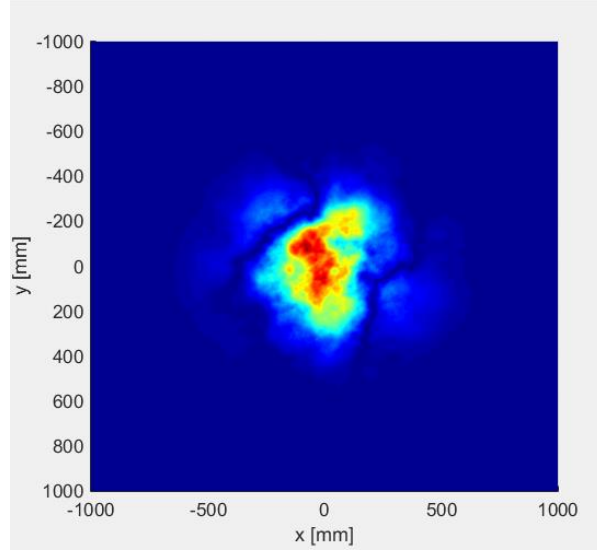
Farklı menzillerde elde edilen ışın profilleri aşağıdaki gibidir.



Şekil 5.17 : Senaryo 4 için 500m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.18 : Senaryo 4 için 1000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.19 : Senaryo 4 için 5000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.

Tablo 5.10 : Güçlü türbülanslı ortamda ilerleyen lazer ışınının yarıçapı değerleri.

Mesafe	Elde Edilen Spot Yarıçapı
500 m	3.6 cm
1000 m	5 cm
5000 m	42.7 cm

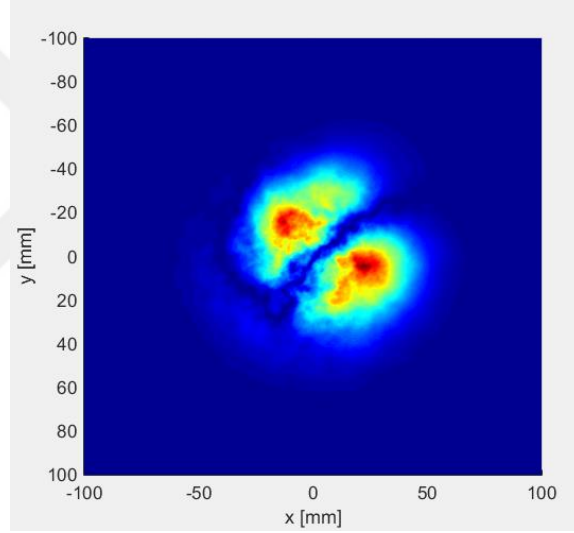
Tablodan görüldüğü gibi düşük türbülanslı atmosferden geçen lazer ışını menzil uzaklığı arttıkça etkin yarıçapı artış göstermektedir.

5.5 Sayısal Analiz: Senaryo 5

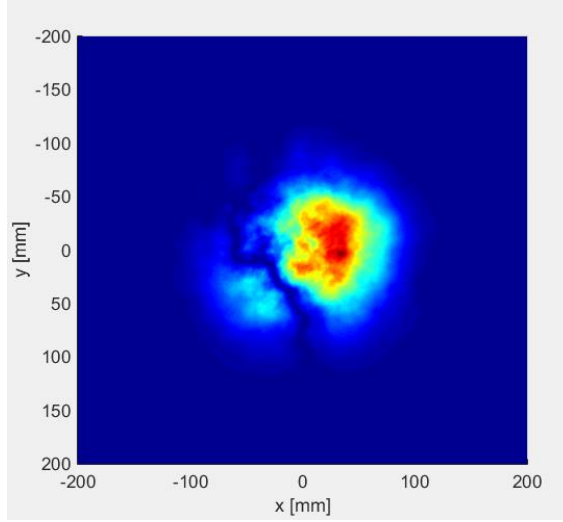
Senaryo 5, senaryo 4 deki verileri kullanarak yalnızca türbülans parametresini değiştirerek elde edilmiştir. Bu kapsamda orta dereceli türbülans değeri için yine üç farklı menzil de değişimler gözlenmiştir. Senaryo da kullanılan parametreler aşağıdaki gibidir.

Tablo 5.11 : Senaryo 5 için girilen parametreler.

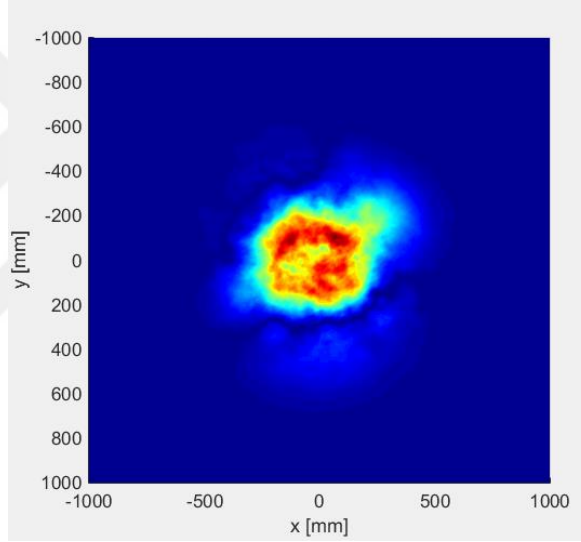
Kaynaktan çıkan ışın yarıçapı	W_0	2.5 cm
Matris büyüklüğü	$N \times N$	256
Örnekleme sayısı	M	10
Dalgaboyu	Λ	1070 nm
Dış ölçek büyüklüğü	L_0	10 m
İç ölçek büyüklüğü	l_0	0.001 m
Kırılma indisi parametresi	Cn^2	$5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
Menzil uzunluğu	L	500 m, 1 km, 5 km
Lazer gücü	P	1 kW
Güç yasası değeri	α	3.5



Şekil 5.20 : Senaryo 5 için 500m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.21 : Senaryo 5 için 1000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.22 : Senaryo 5 için 5000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.

Tablo 5.12 : Güçlü türbülanslı ortamda ilerleyen lazer ışınının yarıçap değerleri.

Mesafe	Elde Edilen Spot Yarıçapı
500 m	4.6 cm
1000 m	9.4 cm
5000 m	42.7 cm

Bu bağlamda lazer ışını yarıçapı küçüldüğünde orta dereceli türbülansdan daha çok etkilendiği görülmektedir.

5.6 Sayısal Analiz: Senaryo 6

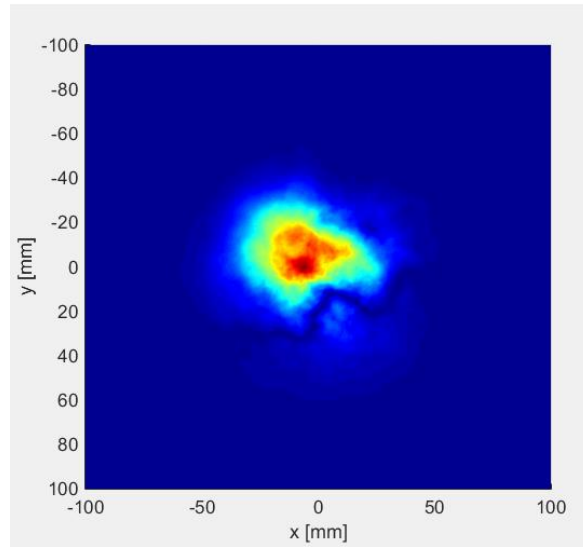
Senaryo 6 da ise, senaryo 4 deki verileri kullanarak sadece türbülans parametresini güçlü türbülans değeri olarak kaydederek üç farklı menzil de değişimler gözlenmiştir.

Senaryo da kullanılan parametreler aşağıdaki gibidir.

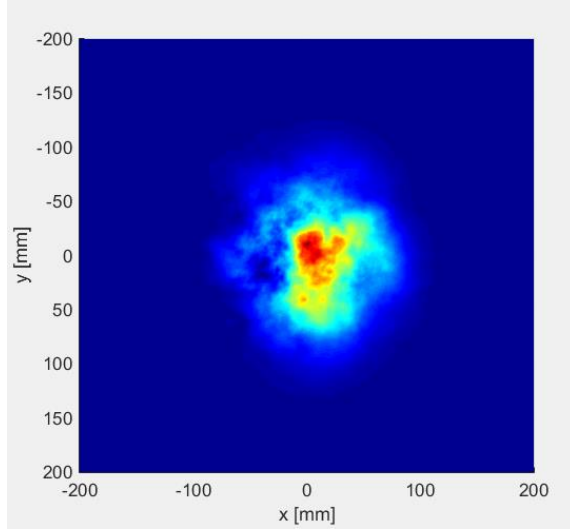
Tablo 5.13 : Senaryo 6 için girilen parametreler.

Kaynaktan çıkan ışın yarıçapı	W_0	2.5 cm
Matris büyüklüğü	$N \times N$	256
Örnekleme sayısı	M	10
Dalgaboyu	Λ	1070 nm
Dış ölçek büyüklüğü	L_0	10 m
İç ölçek büyüklüğü	l_0	0.001 m
Kırılma indisi parametresi	Cn^2	$1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
Menzil uzunluğu	L	500 m, 1 km, 5 km
Lazer gücü	P	1 kW
Güç yasası değeri	A	3.5

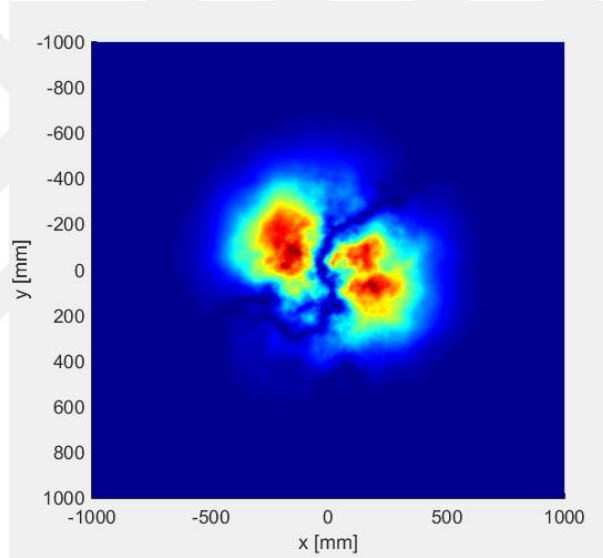
Elde edilen ışın profilleri şekillerde verilmiştir.



Şekil 5.23 : Senaryo 6 için 500m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.24 : Senaryo 6 için 1000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.



Şekil 5.25 : Senaryo 6 için 5000m uzaklıkta elde edilen ışın dağılımı.

Tablo 5.14 : Güçlü türbülanslı ortamda yayılan lazer ışınının yarıçap değerleri.

Mesafe	Elde Edilen Spot Yarıçapı
500 m	4.5 cm
1000 m	9.5 cm
5000 m	49 cm

Elde edilen veriler olması gereken ışın yarıçapları ile karşılaştırıldığında kaynaktan çıkan ışın yarıçapı küçüldükçe, lazer ışınının türbülansın daha çok etkilendiği sonucuna varılmaktadır.

5.7 Sayısal Analiz: Senaryo 7

Bu analizde ise kaynaktan çıkan Gaussian ışın görüntüsü ile belirli mesafede türbülans altında ilerlemiş Gaussian ışının görüntüsüne korelasyon işlemi uygulanarak görüntüler arasındaki benzetim araştırılmıştır. Bu amaç için MATLAB da corr fonksiyonu kullanılmıştır. MATLAB simülasyonları zaman aldığı için bu işlem zayıf ve güçlü türbülans koşulları için olmak üzere iki durum yapılmıştır. Birinci durum için kaynaktan çıkan ışın demeti çapı 10cm ve zayıf türbülans, ikinci durum için ise ışın demeti çapı 5cm ve güçlü türbülans için hesaplanmıştır. Böylece görüntü benzetim hem güçlü türbülans hemde zayıf türbülans koşulları için incelenmiştir.

1. durum için kullanılan senaryo parametreleri aşağıdaki gibidir.

Tablo 5.15 : 1. durum için kullanılan parametreler.

Kaynaktan çıkan ışın yarıçapı	W_0	5 cm
Matris büyüklüğü	$N \times N$	256
Örnekleme sayısı	M	5
Dalgaboyu	Λ	1070 nm
Dış ölçek büyüklüğü	L_0	10 m
İç ölçek büyüklüğü	l_0	0.001 m
Kırılma indisi parametresi	Cn^2	$1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
Menzil uzunluğu	L	500 m
Lazer gücü	P	1 kW
Güç yasası değeri	α	3.5

Tablo 5.16 : 2. durum için kullanılan parametreler.

Kaynaktan çıkan ışın yarıçapı	W_0	2.5 cm
Matris büyüklüğü	$N \times N$	256
Örnekleme sayısı	M	10
Dalgaboyu	Λ	1070 nm
Dış ölçek büyüklüğü	L_0	10 m
İç ölçek büyüklüğü	l_0	0.001 m
Kırılma indisi parametresi	Cn^2	$1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
Menzil uzunluğu	L	500 m, 1 km, 5 km
Lazer gücü	P	1 kW
Güç yasası değeri	α	3.5

Bu durumda iki görüntüye korelasyon işlemi yapıldığında x ve y eksenindeki değişim değerleri aşağıdaki gibidir.

Tablo 5.17 : Korelasyon işlemi sonuçları.

Türbülans Değeri	Mesafe	x-ekseni	y-ekseni
1×10^{-17}	500 m	$R_x=0,960$	$R_y=0,967$
	1000 m	$R_x=0,933$	$R_y=0,969$
	5000 m	$R_x=0,932$	$R_y=0,911$
1×10^{-13}	500 m	$R_x=0,866$	$R_y=0,973$
	1000 m	$R_x=0,803$	$R_y=0,953$
	5000 m	$R_x=0,936$	$R_y=0,840$

Tabloda belirtilen R_x değeri x eksenindeki değişim, R_y ise y eksenindeki değişimi ifade etmektedir. Tablodan görüleceği üzere görüntü benzetim kuramı olarak görüntüler arasında korelasyon işlemi uygulandıktan sonra türbülans şiddeti arttıkça ışının profili daha çok bozulduğu için görüntüler arasındaki benzerlik azalmıştır. Benzer olarak türbülans şiddeti hafif olduğunda görüntüler arasındaki benzerlik daha

yüksek bir değer olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu sonuçlarda simulasyonlar sonucunda ulaştığımız sonuçları doğrulamaktadır.



6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez kapsamında lazer tabanlı bir çok uygulamanın en büyük problemlerinden biri olan türbülans parametresi incelenmiştir. Tezin başlangıç bölümlerinde anlatıldığı gibi türbülans lazer ışığında hem genişlemeye hem gezinmeye hemde parılmadısına sebep olmaktadır. Bu da iletim ortamı atmosfer olan, lazer tabanlı sistemlerin aşılması gereken büyük problemlerinden biri olmuştur. Bu tez çalışmasında türbülans faz-ekran modeli baz alınarak MATLAB ortamında modellenmiştir. Aynı şekilde kaynaktan çıkan lazer ışını da MATLAB'ta modellenerek, yaratılan türbülans ortamından yayılması sağlanmış ve lazer ışığında meydana gelen değişimler gözlenmiştir.

Tez kapsamında elde edilen sonuçlar aşağıdaki sıralanabilir:

--Teorik olarak bilinen türbülanslı ortamdan geçen lazer ışığında meydana gelen yayılma nümerik olarak da modellenmiş ve türbülans şiddeti arttıkça lazer ışını yarıçapının genişlediği gözlenmiştir.

--Kaynaktan çıkan lazer ışınının çapı arttıkça, türbülans daha etkin bir parametre olmaya başladığı görülmüştür. Buna göre optik sistem tasarlanırken kaynaktan çıkan ışının çapı limitler doğrultusunda ne kadar büyük tasarlanırsa, türbülans etkilenme durumu okadar azalma göstermektedir.

--Türbülans şiddeti fazla olsa da, yakın mesafelerde lazer ışığında büyük değişimlere sebep olmamaktadır.

--Menzil uzunluğu arttıkça türbülans paketçiklerinin sayısı artacağından lazer ışınının daha çok etkilendiği görülmektedir.

--MATLAB yardımıyla yapılan korelasyon işlemi sonucunda menzil uzaklığı arttıkça görüntülerin benzerlik oranlarının azaldığı görülmüştür. Ayrıca türbülans koşulları kötüleştikçe ışın demetinde meydana gelen değişimleri korelasyon işlemi de

doğrulamıştır. Bu kapsamda türbülans yapı parametresi arttıkça ışın görüntüleri arasındaki benzerlik artmıştır.

Bu tez çalışmasından sonra gelecekte yapılması gerekenleri ise şu şekilde sıralayabiliriz:

--Faz-ekran modeli ile yaratılan türbülans modeli farklı yöntemler ile oluşturularak yöntemler kıyaslanabilir.

--Saha testi yapılarak model ile elde edilen sonuçlar karşılaştırılabilir.

--Saha testleri sonucunda elde edilen veriler ile model algoritması geliştirilebilir.



KAYNAKLAR

- [1] **Andrews, L.C., Phillips, R.L.**, (2005). Laser beam propagation through random media, SPIE Press, Bellingham, Washington.
- [2] **McCartney, E.J.**, (1976). Optics of the atmosphere, *Wiley*, New York.
- [3] **Prokes, A.**, (2009). Modelling of atmospheric turbulence effect on terrestrial FSO Link, *Radioengineering*, 18, 42-47.
- [4] **Fussman, C.R.**, (2014). High energy laser propagation in various atmospheric conditions utilizing a new, accelerated scaling code, *Master Thesis*, Institutional Archive of the Naval Postgraduate School.
- [5] **Meriç, H.**, (2001). Atmospheric turbulence modeling and aperture analysis for optimizing receiver design and system performance on free space optical communication links, *Master Thesis*.
- [6] **Penano, J.R., Hafizi, B.**, (2006). Propagation of high energy laser beams through atmospheric stagnation zones, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375-5320.
- [7] **Andrews, L.C., Phillips, R.L., Hopen, C.Y.**, (2001). Laser beam scintillation with application, SPIE Press, Bellingham, Washington.
- [8] **Cui, L. Cao, L.**, (2015). Theoretical expressions of long term spread and beam wander for Gaussian wave propagating through generalized atmospheric turbulence, *Optik*, 126,4704-4707.
- [9] www.modtran.spectral.com
- [10] **Birnik, B.**, (2013). The Kolmogorov-Obukhov theory of turbulence, SpringerBriefs in Mathematics.
- [11] **Tatarskii, V.I.**, (1971). The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation, national technical information service, Israel Program for Scientific Translations, Springfield, U.S. Dept. Commerce.
- [12] **Kolmogorov, A.N.**, (1941). The local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, *C. R. (Doki) Acad. Sci. U.S.S.R.*, 30, 301-305.
- [13] **Obukhov, A.M.**, (1949). Structure of temperature field in turbulent flow, *Translation Izv. Acad. Nauk S.S.S.R Ser. Geogr.*, 30, 301-305.
- [14] **Corrsin, S.**, (1951). On the spectrum of isotropic temperature _uctuations in isotropic turbulence, *J. Appl. Phys.* 22, 469-473.

- [15] **Ishimaru, A.**, (1999). Wave Propagation and Scattering in Random Media, Wiley- IEEE Press, New York, NY.
- [16] **Kolmogorov, A.N.**, (1951). The local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, *Acad. Sci. U.S.S.R.*, 30, 301-305.
- [17] **Andrews, L.C., Phillips, R.L., Hopen, Y., Al-Habash, M.A.**, (1999). Theory of optical scintillations, *J. Opt. Soc. Am*, 16, 1417-1429.
- [18] **Yura, H.T., McKinley, W.G.**, (1983). Optical scintillation statistics for IR ground to space laser communications systems, *Applied Optics*, 22, 3353-3358.
- [19] **Tatarskii, V.I.**, (1971). The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation, Trans. for NOAA by Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem.
- [20] **Fried, D.L.**, (1967). Aperture averaging of scintillation, *J. Opt. Soc. Am*, 57, 169-175.
- [21] **Tofsted, D.H., O'Brien, S.G., Vaucher, G.T.**, (1994). An atmospheric turbulence profile model for use in army wargaming applications I, Army Research Laboratory, 2006
- [22] **Jumper, G.Y., Polchlopek, H.M., Beland, Murphy, E.A., Tracy, P., Robinson, K.** (1997). Balloon-Borne Measurements of Atmospheric Temperature Fluctuations, *AIAA*, 1997-2353.
- [23] **White, K.O., Garvey, D.M., Peterson, W.A., Eaton, F.D.**, (1985). Atmospheric Characterization at the HIDL Site CLEAR, *US Army Atmospheric Sciences Laboratory*, AD-B096 306, 70pp.
- [24] **Kyrazis, D.T., Wissler, J.B., Keating, D.B., Preble, A.J., Bishop, K.P.**, (1994). Measurement of optical turbulence in the upper troposphere and lower stratosphere, *Proc. SPIE 2120*, 43-55.
- [25] **Zilberman, A., Golbraikh, E., Kopeika, N.S., Virtser, A., Kupersmidt, I., Shtemler, Y.**, (2008). Lidar study of aerosol turbulence characteristics in the troposphere: Kolmogorov and non-Kolmogorov turbulence, *Atmos. Res*, 88, 66-77.
- [26] **Golbraikh, E., Kopeika, N.S.**, (2004). Behavior of structure function of refraction coefficients in different turbulent fields, *Applied Optics*, 43, 6151-6156.
- [27] **Rao, C., Jiang, W., Ling, N.**, (2000). Spatial and temporal characterization of phase fluctuations in non-kolmogorov atmospheric turbulence, *Applied Journal of Modern Optics*, 47,1111-1126.
- [28] **Fiorino, S.T** (2005). Atmospheric and Space Environmental Effects on Electromagnetic Propagation, School of Engineering and Management, Air Force Institute of Technology, Wright-Patterson AFB OH, Spring Quarter 2005.
- [29] **Beland, R.R.** (1993). Propagation through Atmospheric Optical Turbulence, *The Infrared and Electro-Optical Systems Handbook.*, 2.

- [30] **Fiorino, S.T.** (2005). METG 611, Atmospheric and Space Environmental Effects on Electromagnetic Propagation, School of Engineering and Management, Air Force Institute of Technology, Wright-Patterson AFB OH.
- [31] **Champagne, F.H., Friehe, C.A., LaRue, J.C., Wyngaard, J.C.,** (1977). Flux measurements, flux-estimation techniques, and fine-scale turbulence measurements in the unstable surface layer over land, . *Atmosp. Sci*, 34, 515-530.
- [32] **Hill, R.J.,** (1978). Models of the scalar spectrum for turbulent advection, *J. Fluid Mech.*, 88, 541-662.
- [33] **Andrews, L.C.,** (1992). An analytical model for the refractive index power spectrum and its application to optical scintillations in the atmosphere, *J. Mod. Opt.*, 39, 1849-1853.
- [34] **Eyyupoğlu, H.T., Baykal, Y., Cai, Y.,** (2010). Scintillation calculations for partially coherent general beams via extended Huygens-Fresnel integral and self-designed Matlab function, *Appl Phys. B.*, 100,597-609.
- [35] **Toselli, I., Andrews, L.C., Phillips, R.L., Ferrero, V.,** (2009). Free space optical system performance for a gaussian beam propagating through Non-Kolmogorov Weak Turbulence, *IEEE Trans. on Antennas and Prop.*, 57, 1783-1788.
- [36] **Toselli, I., Andrews, L.C., Phillips, R.L., Ferrero, V.,** (2009). Free space optical system performance for a gaussian beam propagating through Non-Kolmogorov Weak Turbulence, *IEEE Trans. on Antennas and Prop.*, 57, 1783-1788.
- [37] **Korotkova, O., Andrews, L.C., Phillips, R.L.,** (2004). Model for a partially coherent Gaussian beam in atmospheric turbulence with application in Lasercom, *Opt. Eng.*, 43, 330-341.
- [38] **Lee, R.W., Harp, J.C.,** (1969). Weak Scattering in Random Media , with Applications to Remote Probing, *Proc . IEEE*, 57, 375-406.
- [39] **Gökçe, M.C.,** (2012). Optiksel telsiz için yüksek dereceli Lorentz-Gauss lazer demetlerinin pırlıdama analizi ve değerdendirilmesi, *Master Thesis*.
- [40] **Toselli, I., Andrews, L.C., Phillips, R.L., Ferrero, V.,** (2007). Scintillation index of optical plane wave propagating through non Kolmogorov moderate-strong turbulence, *SPIE*, 6747.
- [41] **Schmidt, J.D.,** (2010). Numerical Simulation of Optical Wave Propagation with examples in Matlab, SPIE Press Bellingham, Washington.
- [42] **Martin, J.M., Flatte, S.M.,** (1990). Simulation of point-source scintillation through three-dimensional random media, *J. Opt. Soc. Am*, 7, 838-847.
- [43] **Martin, J.M., Flatte, S.M.,** (1998). Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-d random media, *Applied Optics*, 2711, 2111-2125.
- [44] **Godunov, S.K, Ryaben’kii, V.S.,** (1977). Finite Difference Schemes, Nauka, Moskva.

- [45] **Hardin, R.H., Tappert, F.D.**, (1973). Applciation of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations, *SIAM Review*, 15, 423.
- [46] **Flatte, S.M., Tappert, F.D.**, (1975). Calculation of the effect of internal waves on oceanic sound transmission, *J. of Acoust. Soc. Am.*, 58, 1151.
- [47] **Fleck, J.A., Morris, J.R., Feit, M.D.**, (1976). Time dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere, *Appl. Phys*, 10, 129.
- [48] **Chatterjee, M.R., Mohamed, F.H.A.**, (2014). Split-step approach to electromagnetic propagation through atmospheric turbulence using modified von Karman spectrum and planar apertures, *Optical Engineering*, 53, 1-17.
- [49] **Yüksel, H., Kunter, F.C.**, (2012). Optical propagation in a turbulent atmosphere using the split step method, *Proc. Of SPIE*, 8517, 1-7.
- [50] <http://cfao.ucolick.org/ao/how.php>
- [51] www.astro.caltech.edu

EKLER

EK1: Matlab kodları

EK 2: Adaptif Optik





EK 1

Matlab Kodları

```
clc
clear all
close all
function pdd=gauss(P,d,varargin)
%GAUSS Gaussian power density profile.
% PDD=GAUSS(P,d) returns a structure (struct) PDD with a Gaussian
% power density distribution of power P [Watt] and diameter d [m].
%
% PDD=GAUSS(P,d,N) returns the struct PDD of which the Gaussian
% power density PDD.ixy [W/m^2] is a N-by-N matrix, and the corresponding
% x and y vectors have length N. If not specified N equals 128.
%
% PDD=GAUSS(P,d,X,Y) returns the struct PDD of a Gaussian power density
% distribution at locations defined by the vectors X and Y.
nargs=max(size(varargin));
switch nargs
    case 0
        pdd=templ(0,0,P,d);
    case 1
        pdd=templ(0,0,P,d,varargin{1});
    case 2
        pdd=templ(0,0,P,d,varargin{1},varargin{2});
    otherwise
        error
end;
pdd.name='GAUSS'; %Overwrite name

function plotpdd(pdd)
%PLOTPDD Power density distribution plot.
% PLOTPDD(PDD) plots a contour plot, two cross section as well as a
% parametric mesh of the power density profile(s) in the struct PDD; one
```

```

% figure for each plane.
if nargin~=1
    error
end;
%Initialisation
n=max(size(pdd));
N=4; %Number of countours in contour plot
dig='%0.2E'; %format of data string (see SPRINTF for details)
cmap='default'; %default colormap (see GRAPH3D for more maps)
if n>25
    ButtonName=questdlg(['This will create ' int2str(n) ' power density figures.
Continue?'], ...
        'plotpdd', ...
        'Yes','No','No');
    if strcmp(ButtonName,'No')
        return;
    end;
end; %if

for j=1:n
    Io=max(max(pdd(j).ixy)); %Peak intensity
    colormap(cmap);
% pdd(j).ixy=rot90(pdd(j).ixy,-1);

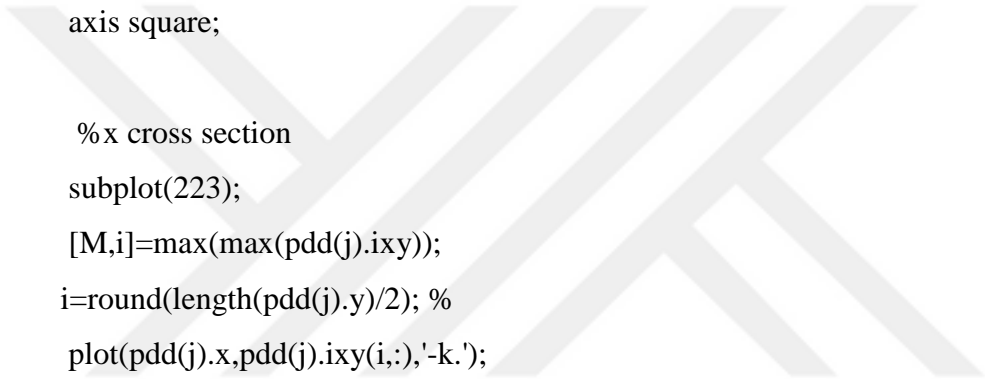
%Contour plot
subplot(221);
[cs,h]=contourf(pdd(j).x,pdd(j).y,pdd(j).ixy,N);
colorbar;
xlabel('x [m]');
ylabel('y [m]');
title(['I_{peak}=' num2pstr(Io) 'W/m^2, P=' num2pstr(pdd(j).power) 'W.']);

```

```

axis equal;

% y cross section
subplot(222);
[M,i]=max(max(pdd(j).ixy'));
i=round(length(pdd(j).x)/2); %
plot(pdd(j).ixy(:,i),pdd(j).y,'-k.');
```



```

ylabel('y [m]');
xlabel('I [W/m^2]');
title(['Cross section @ x=' num2pstr(pdd(j).x(i)) 'm.']);
a=axis; a(2)=Io*1.1; axis(a);
axis square;

% x cross section
subplot(223);
[M,i]=max(max(pdd(j).ixy));
i=round(length(pdd(j).y)/2); %
plot(pdd(j).x,pdd(j).ixy(i,:),'-k.');
```

```

xlabel('x [m]');
ylabel('I [W/m^2]');
title(['Cross section @ y=' num2pstr(pdd(j).y(i)) 'm.']);
a=axis; a(4)=Io*1.1; axis(a);
axis square;

% isometric
subplot(224);
mesh(pdd(j).x,pdd(j).y,pdd(j).ixy);
[m,i]=min(min(pdd(j).ixy'));
a=axis; axis([a(1:4) m M]);
axis vis3d;
xlabel('x [m]');
ylabel('y [m]');
zlabel('I [W/m^2]');
```

```

colorbar;
s="";
if isfield(pdd(j),'z')
    s=['@ z=' num2str(pdd(j).z) 'm.'];
    title(s);
    set(gcf,'name',s);
end;

if isfield(pdd(j),'name')
    set(gcf,'Name',[pdd(j).name s]);
end;
if ((n>1) && (j<n))
    figure; %Create new figure if there 2 planes or more
end;

end;

load gausyen; % gausyen.mat file loaded, gg data
N=256; % number of sampling points (grid resolution)
M=10; % number of sampling points at prop. distance
smax=0.325;

D=2*smax/N; % spatial sampling interval
D=2/N;
lamda=1070*10^-9; % wavelength,
k0=(2*pi)/lamda; % m
Cn2=1.*10^-17; % turbulence parameter, m
l0=0.001; % inner scale,m
L0=10; % outer scale, m
alpha=3.5; % spectral power law
kappa0=(2.*pi)/L0;
kappa1=3.3/l0;
a=1.802;

```

```

b=0.254;

Aalpha=(1/(4.*pi.^2)).*gamma(alpha-1).*cos(alpha*pi./2);
A1=2*((rand(N,N))-0.5);
B1=2*((rand(N,N))-0.5);
A=(A1+B1*1i);
chess=zeros(N,N);
for i=1:N
    for j=1:N
        chess(i,j)=(-1)^(i+j);
    end
end
Dk=(2*pi)/(N*D);
k1=linspace(-pi/D,pi/D,N);
k2=-linspace(-pi/D,pi/D,N);
[K1,K2] = meshgrid(k1,k2);
[~,r]=cart2pol(K1,K2);
K=r;

Fn=Aalpha*Cn2*[1+a.*(K./kappa1)-b.*(K./kappa1).^7/6].*[exp(-
(K.^2)/(kappa1.^2))]/(kappa0.^2+K.^2).^(11/6);

Z=5000; %distance, m
dz=Z/M;
Ftheta=2*pi*(k0.^2).*dz.*Fn;
% multiplication with the random complex numbers
B=A.*Dk.*sqrt(Ftheta);
% B3=inverse fourier transform of B
B3=ifft2(B,N,N)*(N^2);
% B4=the real part of the complex random phase field
B4=real(B3).*chess;
%%
gaussian=gauss(1000,0.1,256); % 10cm spot diameter

```

```

%%
x1 = linspace(-dz,dz,256);
y1 = linspace(-dz,dz,256);
figure
surf(x1,y1,B4); %turbulence
xlabel('x [mm]');
ylabel('y [mm]');
%zlabel('I [W/m^2]');
shading interp; colorbar()
colormap jet
view([0 -90])
hold on
figure
plotpdd(gaussian); %gaussian beam
shading interp; colorbar()
colormap jet
view([0 -90])
hold on
a1 = linspace(-dz,dz,256);
b1 = linspace(-dz,dz,256);
figure
surf(a1,b1,gg.*abs(B4)); %gaussian beam through the turbulence
xlabel('x [mm]');
ylabel('y [mm]');
zlabel('I [W/m^2]');
hold on
shading interp; colorbar()
colormap jet
view([0 -90])

alpha=3.5;%non-kolmogorov spectra power law
Cn2=1e-14;
lambda=1.070e-6; % wavelength m

```



```

L=5000; %propagation length m
W0=0.05; %spot radius at the transmitter, 0.055 m
k=(2.*pi)./lambda;
Fresnel2=(2.*L)./(k.*W0.^2);
W=sqrt(1+Fresnel2.^2)
Aalpha=[gamma(alpha-1)./(4.*pi^2)].*cos(alpha.*pi/2);
Fresnel=(2.*L)./(k.*W.^2);
a=1.802;
b=0.254;
beta=7/6;
C0=4.*pi; %chosen differently depending on the application
L0=10; %the turbulence outer scale
l0=0.001:0.0001:0.01; %the turbulence inner scale, both of these parameter are
depending on you
kappa0=C0./L0;
kappa1=3.3./l0;
x1=(0.5).*(kappa1.^(4-alpha)).*gamma((4-alpha)./2);
x2=(a/2).*kappa1.^(4-alpha).*gamma((5-alpha)./2);
x3=(b/2).*kappa1.^(4-alpha).*gamma((4+beta-alpha)./2);
x4=(0.5).*((kappa0.^2.*kappa1.^2)./(kappa0.^2+kappa1.^2)).^((4-
alpha)./2).*gamma((4-alpha)./2);
x5=(a./((2.*kappa1))).*((kappa0.^2.*kappa1.^2)./(kappa0.^2+kappa1.^2)).^((5-
alpha)./2).*gamma((5-alpha)./2);
x6=(b./2).*(kappa1.^beta).*((kappa0.^2.*kappa1.^2)./(kappa0.^2+kappa1.^2)).^((4-
alpha+beta)./2).*gamma((4-alpha+beta)./2);
T=(4/3).*k.*(L.^2).*(pi.^2).*Fresnel.*Cn2.*Aalpha.*(x1+x2-x3-x4-x5+x6);
Wlt=W.*sqrt(1+T);
Wlt_cm=Wlt.*100
rc2=(4/3).*pi.^2.*gamma((4-alpha)./2).*Aalpha.*Cn2.*L.^3.*W0.^(alpha-4).*[1-
((kappa0.^2.*W0.^2)./(1+kappa0.^2.*W0.^2)).^((4-alpha)./2)];
Wst=sqrt(Wlt.^2-rc2);
Wst_cm=Wst.*100
figure;

```

```
plot(10,Wlt_cm);  
xlabel('10');  
hold on  
plot(10,Wst_cm);
```



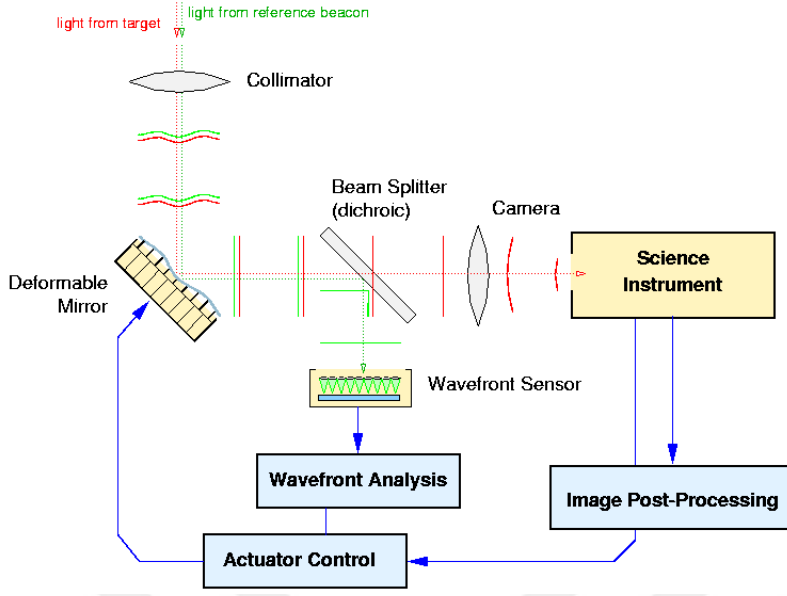
EK 2

Adaptif Optik (AO)

Adaptif optik (adaptive optics), fizik, kimya, elektronik ve bilgisayar bilimi alanlarını kapsayan hızla büyüyen bir multidisipliner bir alandır. Adaptif optik sistemi, bir ışık demetinin dalga cephesini düzeltmek için kullanılır. Tarihte bu sistemi en çok kullanan alanlardan biri astronomidir. Çünkü astronomlar, atmosferik türbülansın kaynaklanan sapmaları telafi edebilselerdi, daha yüksek çözünürlüklü görüntüler üretebileceklerini fark etmişlerdir. Çözünürlüğü yüksek görüntüler, astronomlara hafif cisimleri bile algılayabilme imkânı sunar. Bu kapsamda gökbilimciler atmosferik türbülansın olumsuz etkilerini gidermeye çalışırken, yüksek enerjili lazerler ile stratejik hedefleri yok etmeye çalışan bilim insanlarının da dikkatini çekmiştir. Adaptif optik bileşenlerinde katedilen adımlarla sayesinde mikroskopi, lazer ile iletişim, görme düzeltme, retina görüntüleme, uydu sistemleri, yüksek enerjili lazer sistemleri gibi birçok alanda kullanılmaya başlanmıştır. Oldukça geniş bir uygulama kitlesi olan adaptif optikler temelde zamanla değişen istenmeyen etkileri ortadan kaldırarak yüksek kalitede görüntüler elde etmeyi amaçlamaktadır.

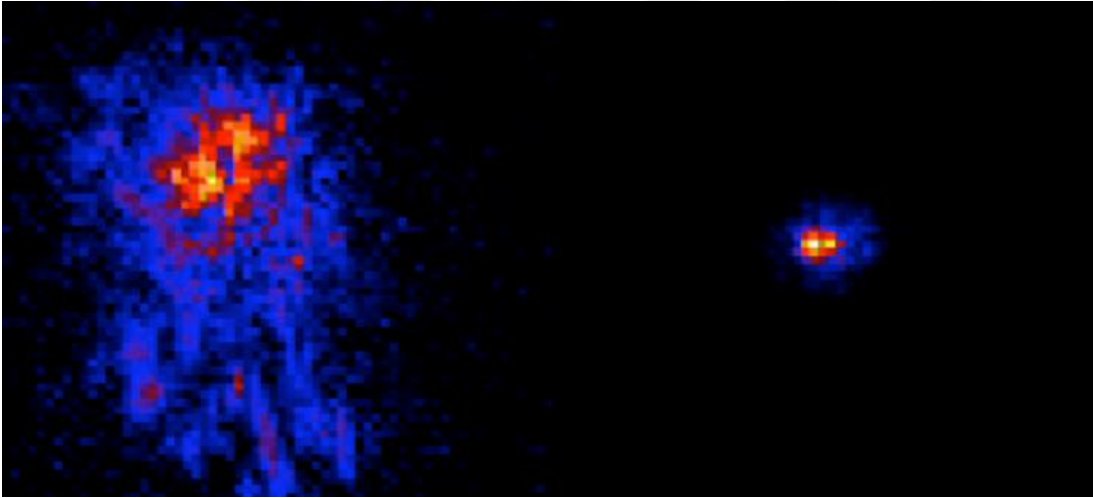
Tipik olarak bir adaptif optik sistemi üç bileşenden meydana gelir: (1) dalga cephesi sapmalarını ölçebilmek için dalga cephesi sensörü, (2) bozulmuş optik dalgayı değiştirebilmek için şekil değiştirebilen bir ayna, (3) deforme edilebilir aynanın bozulmuş dalga cephesi şeklini alabilmesi ve uygun şekli hesaplayarak, dalga cephesi sensörüne iletebilmesi için gerçek zamanlı kontrol yazılımıdır. Bu üç bileşenin çalışma prensibi kapalı döngü esasına dayanır.

Öncelikle optik dalga cephesi pozisyonunun bir fonksiyonu olarak faz ölçülür ve fazda meydana gelen aberasyonlar belirlenir, bir doğrulama hesaplanır, daha sonra doğrulama deforme edilebilir aynaya iletilerek yeniden şekillenir ve düzeltme sonucu izlenir. Bu işlem tekrar tekrar yinelenerek faz sapmaları zamana bağlı olarak ölçülür. Böylece adaptif optik sayesinde optik çözünürlük, görüntülenecek olan ışığın dalga cephesindeki sapmaları gidererek artırılmış olur.

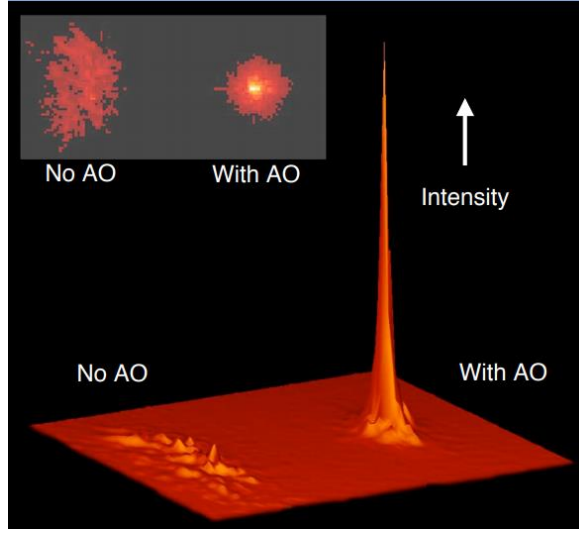


Şekil 6.1 : Adaptif optik şematığı [50].

Caltech de yapılan bir çalışmada adaptif optik kullanılarak ve kullanılmadan görüntüler karşılaştırılmıştır.



Şekil 6.2 : Adaptif optikli ve optiksiz elde edilen görüntüler [51].



Şekil 6.3 : Adaptif optikli ve optiksiz elde edilen görüntü yoğunlukları [51].



ÖZGEÇMİŞ

Ad-Soyad : Fehmiye YILDIZ
Uyruğu : T.C.
Doğum Tarihi ve Yeri : 03.03.1989 / Amasya
E-posta : fehmiye.keles@gmail.com

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2012, Ankara Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Fizik Mühendisliği

MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

Yıl	Yer	Görev
2012-2013	SDT Uzay ve Savunma Teknolojileri	ELD ve Güvenilirlik Mühendisi
2013-2015	Ulusal Nanoteknoloji ve Araştırma Merkezi – UNAM	Ar-Ge Proje Mühendisi
2015-	Roketsan A.Ş.	Güdümlü ve Fotonik Teknolojileri Mühendisi

YABANCI DİL: İngilizce

TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- **Yıldız, F.**, Kurt, H., 2017. Wave-optic analysis with phase screen method using Non-Kolmogorov atmospheric turbulence, *Proc. Of SPIE Remote Sensing, Warsaw, Poland.* (Accepted)

DİĞER YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- Yılmaz, Y.A., Hayran, Z., **Yıldız, F.**, Kılınc, T.O., Karabacak, C., Bor, E., Kurt, H., A., 2017. Guided-mode resonance based multicolor germanium infrared photodetector. *IEEE NUSOD, Copenhagen, Denmark*, 17, 209-210.

