

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FRESNEL MERCEKLERİ VE TEKNOLOJİK UYGULAMA ALANLARI

İBRAHİM DAYAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK BÖLÜMÜ

DANIŞMAN

PROF. DR. MEHMET HİKMET YÜKSELİCİ

İSTANBUL, 2017

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FRESNEL MERCEKLERİ VE TEKNOLOJİK UYGULAMA ALANLARI

İbrahim DAYAN tarafından hazırlanan tez çalışması 15.06.2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Prof. Dr. M. Hikmet YÜKSELİCİ
Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. M. Hikmet YÜKSELİCİ
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Günay BAŞAR
İstanbul Teknik Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Birsal CAN ÖMÜR
Yıldız Teknik Üniversitesi

ÖNSÖZ

Yüksek Lisans boyunca değerli vakitlerini ayıran, çalışkanlığı ile bana her zaman örnek olan, kendisinden birçok konuda istifade ettiğim ve tecrübe kazandığım, yüksek lisans öğrenimim boyunca birlikte çalışmaktan onur duyduğum, saygıdeğer hocam ve tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Mehmet Hikmet YÜKSELİCİ'ye teşekkürlerimi sunarım.

Ders döneminde yardımlarını, fikirlerini, bilgi ve deneyimlerini paylaştan, çalışmalarına destek olan saygıdeğer YTÜ Fizik Bölümü Öğretim Üyelerine;

Lisans ve Yüksek Lisans boyunca desteklerini ve sevgilerini esirgemeyen aileme ve değerli arkadaşlarım Okan ÖZDEMİR'e ve Anıl KAR'a,

Teşekkürlerimi, sevgilerimi ve saygılarımı sunarım.

Haziran, 2017

İbrahim DAYAN

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	vi
KISALTMA LİSTESİ.....	vii
ŞEKİL LİSTESİ.....	viii
ÖZET	x
ABSTRACT.....	xii
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
1.1 Literatür Özeti	1
1.2 Tezin Amacı	2
1.3 Hipotez	2
BÖLÜM 2	
KIRINIM VE FRESNEL	3
2.1 Işın Optiğinin (Geometrik Optik) Temel Kavramları	3
2.2 Fakülteler	3
2.3 Kırınım	4
2.4 Franhoufer Kırınımı	4
2.5 Fresnel Kırınımı	4
2.6 Fresnel Merceği	4
2.7 Fresnel Merceğinin Teknolojik Uygulama Alanları	5
BÖLÜM 3	
GEOMETRİK OPTİK	7
3.1 Huygens İlkesi	8
3.2 Snell Kırılma Yasası	9
3.3 Kırınım	10

3.4	Sonuçlar	14
BÖLÜM 4		
	DALGA OPTİĞİ	18
4.1	Gausyen Işın	18
4.1.1	Düzlem Dalga Çözümü	20
4.1.2	Paraksiyel Yaklaşım	20
4.2	Gausyen Optik	21
4.2.1	Kompleks Parametre: $q(z)$	22
4.2.2	Rayleigh Genişliği	22
4.3	Konveks Lensin Transformasyon Özelliği	24
4.4	Işın Yayılma Metodu (BPM)	26
4.5	Dalga Optiği için Sonuçlar	28
BÖLÜM 5		
	SONUÇ VE ÖNERİLER	36
	KAYNAKLAR	42
	ÖZGEÇMİŞ	44

SİMGE LİSTESİ

C_{opt}	Optik Konsantrasyon Oranı
$\mathcal{D}$	Kırınımdan sorumlu lineer diferansiyel operatör
η_{PV}	Dönüştürme etkinliği(Conversion Efficiency)
$\eta_{(PV.STC)}$	Standart test koşullarındaki dönüştürme etkinliği ($\eta_{(PV.STC)}=15$)
F	Fourier Transformasyon
$h(x,y;d_0)$	Uzaysal impuls tepkisi (Spatial Impulse Response)
k	Dalga Sayısı
n	Kırıcılık İndisi
ψ	Gausyen ışın dağılımı
$R(z)$	Gausyen dalganın z noktasındaki eğrilik yarıçapı
$\mathcal{S}$	Uzay bağımlı operatör
θ	Gausyen ışının diverjansı
t_f	Konveks lensin transformasyon özelliği
W	Yarık Genişliği
$w(z)$	Gausyen ışının z noktasındaki bel genişliği
Z_R	Rayleight Genişliği

KISALTMA LİSTESİ

BPM	Beam Propagation Method
FPVC	Fresnel Lens Photovoltaic Concentrator
PV	Photovoltaic
PVCM	Photovoltaic Conversion Material
QN-UC	Quantum Nanostructure-UC
RED-UC	Rare-earth-doped micro- and nano-crystals
TTA-UC	Triplet-Triplet Annihilation upconversion
UC	Up-Conversion

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2. 1	PV sistemlerinde kullanılan Fresnel merceklerinin şematik diyagramı.	5
Şekil 3. 1	Dalga cephesi ve Huygens'in bahsettiği dalgacıklar. Her dalga cephesi, dalgacıkları (wavelets) barındıran bir zarf gibidir. Dalga cephesindeki herbir nokta bir sonraki dalga cephesini oluşturmak üzere 'harekete geçen' bağımsız kaynak gibi işlev görür. Burada AB ve CD eğileri iki dalga cephesini temsil etmektedir.....	8
Şekil 3. 2	Huygens ilkesinden hareketle Snell yasasının doğrulanması. AB gelen dalgacıkları taşıyan dalga cephesini gösterirken, A'B' kırılan dalga cephesinin ilerleyişini göstermektedir.....	9
Şekil 3. 3	Dar bir açıklıktan geçerek oluşan girişim deseni.....	10
Şekil 3. 4	600 nm'lik düzlem dalgaların 60 mm'lik açıklığa gönderilmesiyle uzak alanda oluşan girişim deseni ve merkezde oluşan aydınlık nokta; Arago Spot. (Dikey eksen perde üzerindeki konumu, yatay eksen ise şiddeti göstermektedir)	11
Şekil 3. 5	Düzlem dalgaların 6 mm'lik açıklıktan geçip açıklığın 25000 katı mesafede oluşturduğu girişim deseni. Bir önceki grafiğe göre merkezdeki baskın aydınlık alanın genişliği artarak; artan açıklığa yaklaşmaktadır.....	12
Şekil 3. 6	0 - Sonsuz arasındaki engelle gelen düzlem dalgaların engelden hemen sonra oluşturduğu girişim deseni.....	13
Şekil 3. 7	Merceğin küresel yüzeyinden kaynaklı 'küresel sapınç'	14
Şekil 3. 8	Dışa doğru eğrilik yarıçapı artan Fresnel Lens	14
Şekil 3. 9	Küresel Sapınç; siyah ışınlar küresel merceğe, kırmızı ışınlar Fresnel merceğine gelen ışınları kırılımını göstermektedir. Fresnel merceğinde artan diş sayısı ile optik eksene yakın ve uzak noktalardan gelen ışınlar arasındaki mesafe azalmaktadır.....	15
Şekil 3. 10	Diş yoğunluğuna göre ve gelen ışının optik eksenden olan uzaklığına göre oluşan odak derinliği.....	15
Şekil 3. 11	Mercek yüzeyindeki mikro-kusurlara kaynaklık eden noktalara ulaşan ışığın her yöne dağılması	16
Şekil 3. 12	Üretim kusurlarından kaynaklı yüzey ve şekil bozukluklarına sahip Fresnel merceğinin taranmış bir görüntüsü [4].....	17
Şekil 4. 1	Rayleigh mesafesindeki gaussien ışın	23
Şekil 4. 2	Bel genişliğinin (üst) ve eğrilik yarıçapının (alt) değişimi. $z=0$ 'da eğrilik yarıçapı sonsuza gitmekte.....	23
Şekil 4. 3	Sıfır noktasında sonsuz eğrilik yarıçapına sahip olan gaussien ışın.	23

Şekil 4. 4	f odak uzaklığına sahip konveks lensin önüne konmuş şeffaf bir cismin üzerine gelen düzlem dalgalar: a) Fiziksel Durum b) Blok diyagram [5].....	25
Şekil 4. 5	Işın Yayınım Metodunun Akış Diagramı [5].....	28
Şekil 4. 6	mm başına 20 dişe sahip mercekten geçen gausyen dalganın mercekten sonraki ışın şiddeti profili. (Işın şiddeti birim şiddet I_0 cinsindendir ve mercek $z=0$ 'da bulunmaktadır).....	29
Şekil 4. 7	mm başına 20 dişe sahip mercekten geçen gausyen dalganın mercekten sonraki bel genişliği. (Mercek $z=0$ 'da bulunmaktadır).....	30
Şekil 4. 8	mm başına 2000 diş yoğunluğuna sahip mercekte gausyen dalganın mercekten sonraki ışın profili (x eksenı dalganın geldiği düzlemi z eksenı ise ilerlediği düzlemi göstermektedir.z eksenı ise birim ışık şiddetini göstermektedir.) Mercekten önceki maksimum ışık şiddeti değeriyle aynı mertebede kalarak gelen dalga yoluna devam etmektedir.....	31
Şekil 4. 9	mm başına 2000 diş yoğunluğunda gausyen ışının mercekten sonraki bel genişliği. Bu diş yoğunluğunda bel genişliği mercekten sonra daraldığı gözlenmemektedir.	32
Şekil 4. 10	Fresnel Bölge Plakasına gelen 600 nmlik düzlem dalgaların plakadan sonra $x=2m$ 'de oluşturduğu şiddet deseni. Plaka $x=0$ 'da bulunmaktadır. Gelen dalga ise y düzleminde.	33
Şekil 4. 11	Fresnel Bölge Plakasına 400 nmlik düzlem dalgaların gönderilmesiyle plaka arkasında $x=2$ noktasında oluşan şiddet deseni. Küçülen dalga boyu ile daha 'keskin' bir odak oluşmuştur.	34
Şekil 4. 12	Gelen dalga boyunun, bölge plakasındaki transparan kısımların genişliklerine yaklaştırılmasıyla elde edilen şiddet deseni. Artan dalga boyuyla odaklanma kaybolmaktadır.....	35
Şekil 5. 1	Görece düşük diş yoğunluğuna sahip (mm başına 100) mercek üzerine gönderilen 10^{-5} m lik dalga boyuna sahip ışının mercekten sonraki ışın profili. Işın şiddetinde herhangi bir sıçrama gözükmemektedir.	37
Şekil 5. 2	Görece düşük diş yoğunluğuna sahip (mm başına 100) mercek üzerine gönderilen 10^{-5} m lik dalga boyuna sahip ışının mercekten sonraki bel genişliği	38
Şekil 5. 3	1.5 AM'lik koşullarda oluşan emme ve yayma aralığı. QN-UC (mor): Nanoyapılardaki UC ,TTA-UC (mor): Üçlü yoketme UC materyaller, RED-UC (yeşil): Nadir toprak elementleri ile katkılanmış UC materyaller. (Dikey eksen spectral radyasyonu (W/m-nm), yatay eksen ise gelen ışığın daşga boyunu (nm) göstermektedir). [16]	40

FRESNEL MERCEKLERİ VE TEKNOLOJİK UYGULAMA ALANLARI

İbrahim DAYAN

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Mehmet Hikmet YÜKSELİCİ

Yakınsak küresel bir mercek küresel kusura sahiptir. Bunun sonucunda merceğin ekseninden uzaklaştıkça yakın-eksenel yaklaşım geçerliliğini yitirir, görüntü bulanıklaşır ve enerji odak etrafında dağılır. Bunu düzeltmenin bir yolu merceğin yüzeyinin eğriliğini değiştirmeden kademeli olarak inceltmektir. Kalınlığı azalan böyle bir mercek küçük cihazlarda rahatlıkla kullanılabilir. Fresnel merceği adı verilen böyle bir mercek çok sayıda dişlerden oluşur. Dişlerin sayısına bağlı olarak böyle bir mercek ışın optiği veya dalga optiği kullanılarak incelenebilir.

Bu tez çalışmasında kırılma (Snell) yasası kullanılarak odak düzleminde oluşan görüntü ele alınmış ve diş sayısı, eksenden olan uzaklığa, yüzeylerin sabit tutulan veya eğriliği değiştirilen eğrilik yarıçaplarına, dalga boyu ile değişen kırılma indisine bağlı olarak odak uzaklığının değişimi araştırılmış ve bir bilgisayar benzetim programı yazılmıştır. Dişlerin sayısı arttıkça merceğin yüzeyi aynı bir kırınım ağı gibi ışığı kırınıma uğratar, bu nedenle geometrik optik yüksek diş sayılarında iyi sonuç vermez.

Tezin sonraki aşamasında belli bir dalga boyu ve genişliğindeki monokromatik düzlem faz cephelerine sahip gausyen dalgaların, $\exp(jk_0(x^2+y^2)/2f)$ faz transformasyon formülüne sahip bir ince mercekten geçtikten sonraki odaklanmasını ışın yayılım metodu (BPM) ile MATLAB programında modelleyerek farklı diş yoğunluklarında merceğin odaklama özelliğine dair odak civarında oluşan ışın şiddeti ve bel genişliği hakkında sonuçlar elde edilmiştir.

Son olarak hangi noktada ışın optiğinden dalga optiğine geçilmesi gerektiği ile ilgili somut değişkenler elde edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Fresnel merceği, kırınım, yakın-eksenel yaklaşım, küresel kusur

FRESNEL LENS AND TECHNOLOGICAL APPLICATIONS

İbrahim DAYAN

Department of Physics

MSc. Thesis

Adviser: Prof. Dr. Mehmet Hikmet YÜKSELİCİ

Convergent spherical lens has a spherical aberration. As a result of this as long we move away from axis of the lens, the paraxial approximation lose its validity, image is blurred and energy distort around focal point. One way to get it fix this is to make the lens gradually thinner without changing the curvature of the lens. Such a lens which width is reduced is easily used at small devices. This type of lens that is called 'Fresnel Lens' comprise of many grooves. Such a lens can be studied using wave optics or ray optics, depending on the numbers of the grooves.

In this thesis study, we handled the image composed at the focal plane using refraction (Snell) law and investigated changing of the focal point depending on the number of grooves, the distance from axis, the curvature of radius of the surfaces which is fixed or modified, the refractive index that is changed with wave length and wrote a computer simulation program. As long as the number of grooves increase, the surface of the lens refract the incoming light like a diffracting grating, because of this the ray optic gives us not any good results.

In the next stage of the thesis we have obtained results about property of focusing of the lens with different groove density in respect of beam intensity and beam waist which are formed after the lens around focal point, modeling that focusing of gaussian waves which have monochromatic plane phase fronts and certain wavelength and beam waist after the thin lens that has ' $\exp(jk_0(x^2+y^2)/2f)$ ' phase transformation formula, taking into consideration Beam Propagation Method (BPM) and MATLAB program.

Lastly, we obtained concrete variables about at which point we must go from ray optic to wave optic.

Keywords: Fresnel Lens, Diffraction, Paraxial Approximation, Spherical Aberration

1.1 Literatür Özeti

Kademeli yüzeye sahip ve düzlem tarafı oyulmuş bir şekilde önerdiği merceklerle Fresnel merceğinin ilk örneği Count Buffon tarafından 1748 yılında verilmiştir. Buffon'un çalışması daha sonra Condorcet ve Sir D. Brewster tarafından kademeli halka lensler kullanılarak takip edilmiştir. Asferik Fresnel lensler 1822 yılında Augustin Jean Fresnel (1788-1827) tarafından icat edilmiştir. Fresnel'in orjinal lensleri daha sonra deniz fenerlerinde kullanılmıştır. Geniş açıklığı (aperture) ve düşük soğurma özelliği 1900'lerden önce deniz fenerlerinde kullanılan zayıf lambalar yüzünden çok büyük bir önem arz etmekteydi.

1950'lere kadar camdan yapılan Fresnel lensleri 1822'de kullanılan aynı aşındırma (grinding) ve cilalama (polishing) teknikleri kullanılarak yapılmıyordu. Ucuz Fresnel lensleri, camın yüksek yüzey geriliminden dolayı, sıcak camın metal kalıplara preslenmesiyle yapılmıyordu. Bu şekilde yapılan Fresnel lensleri gerekli detayları karşılayamadığından zayıf kalıyordu.

Yaklaşık son kırk yıldır, optik açıdan önde gelen plastikler, kompresyon ve enjeksiyon kalıplama teknikleri, bilgisayar kontrollü mekanik işleme gibi imkanlar yüksek optiksel kalitede Fresnel merceklerinin üretimini sağlamış ve geniş uygulama alanları yaratmıştır. Modern bilgisayar kontrollü mekanik işleme yöntemleri her bir Fresnel merceğinin yüzeyindeki dişin incelikle ve büyük bir hassasiyetle üretilmesine imkan vermesiyle, gelen paralel ışınların hepsinin tek ve aynı odak noktasında toplanması sağlanmıştır.

Şu anda Fresnel mercekleri yönlendirici (collimator), toplayıcı (collector), kondensatör, büyütücü olarak; yakın kızıl ötesi, pasif kızıl ötesi uygulamalarında, termometrelerde, güneş enerji toplayıcılarında (solar energy collector) kullanılmaktadır.

1.2 Tezin Amacı

Bu tezde amacımız öncelikle kırınımı, geometrik optik ve dalga optiğinin temel kavramlarını anlayıp, fresnel merceği üzerinden giderek, mercekteki diş sayısını arttırdığımızda hangi durumda ışın optiğinden dalga optiğine geçmemiz gerektiğini belirlemek olacaktır. Bunu, önce klasik bir yol ile gidip, yani Snell yasasını kullanıp, Fresnel merceği üzerine gönderilen ışınların odak noktalarını belirledikten sonra mercekteki diş sayısını arttırdığımızda uygulamamız gereken formülün ve yaklaşımın ne olduğunu araştırarak yapacağız.

1.3 Hipotez

Fresnel merceği modellenirken mercekte bulunan diş sayısı belli bir ölçütü/sayıyı aştığında artık ışın optiği/geometrik optiği değil dalga optiğinin kullanılması gerektiğini, merceğe gönderilen ışığın dalga boyunun mercekte bulunan dişlerin boyutları civarında olmaya başladığından böyle bir yaklaşımın daha doğru sonuç vereceğini düşünüyoruz.

KIRINIM VE FRESNEL

2.1 Işın Optiğinin (Geometrik Optik) Temel Kavramları

Işın, optikte, ışığın dalga cephesine dik doğrultuda olan ve enerjinin akış yönünü belirleyen idealize bir modelidir. Işınlar gerçek ışın alanını ayırık ışınlara bölüp bu ışınları ışın izleme yoluyla ışığın optik sistemler üzerinden yayılımını modellemek için kullanılmaktadır. Bu çoğu kompleks optik sistemlerin bile matematiksel olarak analiz edilip veya bilgisayar aracılığıyla simüle edilmesini mümkün kılmaktadır. Işın izleme, Maxwell denklemlerinin yaklaşık çözümlerini kullanmaktadır; lakin bu yaklaşım ışığın dalga boyundan çok daha büyük nesnelerin içinden veya etrafından geçtiği durumlarda geçerlidir. Işın teorisi girişim ve kırınım gibi olayları açıklayamamaktadır. Bunun için ışığın dalga teorisi gereklidir.

Işın optiğin daha sofistike bir çıkarımı Fermat Prensibi aracılığıyla yapılabilmektedir. Bu prensib ışık ışının izleyeceği yolun en az zamanı gerektirecek şekilde olduğunu belirtmektedir.

2.2 Fakülteler

Işığın girim ve kırınım olgularının açıklanabilmesi için 1678 yılında hollandalı bilim adamı Huygens ışığın dalga teorisini ortaya koyarak mevzu bahis olguları açıklığa kavuşturmuştur. Bu teorisinde Huygens ışık dalgaları üzerindeki her bir noktanın birer dalga kaynağı olarak kabul edilebileceğini göstermiştir. Young 1801 yılında göstermiş olduğu çift yarık deneyiyle ışığın dalga teorisi önem kazanmıştır.

2.3 Kırınım

Kırınım bir dalganın bir engel veya bir yarık ile karşılaştığı durumlarda gerçekleşmektedir. Tam olarak tanımı, bir engelin veya bir açıklığın kenarlarından geçerken ışıktaki oluşan bükülmedir. Klasik fizikte bu olgu dalgaların girişimi üzerinden Huygens-Fresnel ilkesi ile açıklanmaktadır. Bu karakteristik davranış dalganın kendi dalga boyu civarında olan bir engel veya aralıkla karşılaştığı durumlarda geçerli olmaktadır. Kırınım, kırınımı gerçekleştiren ışık veya sesin dalga boyu ile kırılmaya neden olan engel veya aralığın (aperture) boyutlarının oranına göre fresnel ve franhoufer kırınımı olmak üzere ikiye ayrılmaktadır.

2.4 Franhoufer Kırınımı

Uzak alan kırınımı olarak da bilinen bu tip kırınım ışığın dalga boyunun ışığın karşılaştığı engele paralel ve monokromatik bir şekilde gelmesi ile oluşur ve görüntü düzleminin yarıktan/engelden çok yarığın/engelin boyutlarına göre çok daha uzak mesafelerde olması ile gerçekleşir. Matematiksel olarak ifade edersek $W^2 / L \lambda \ll 1$ olduğu durumlarda geçerlidir. Burada W yarık genişliği, L yarık-görüntü ekranı arası uzaklık ve λ ışığın dalga boyudur.

2.5 Fresnel Kırınımı

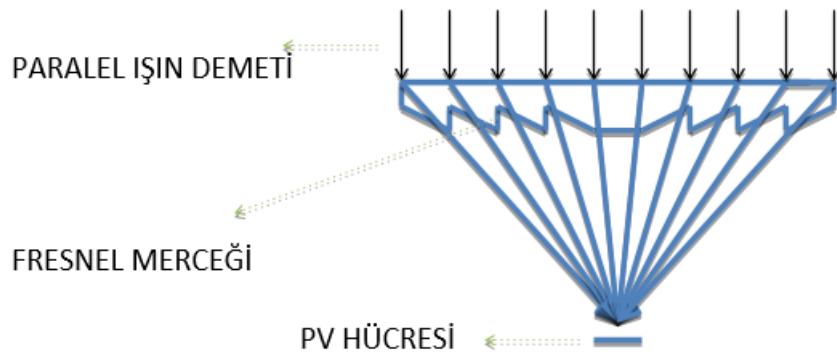
Yakın alan kırınımı olarak da bilinen bu olgu ışığın dalga boyunun yarık boyutları civarında olup geçtiği yarık projeksiyon arası mesafesinin belli bir ölçüye kadar kısa olmasıyla gerçekleşmektedir. Bu ölçü Fresnel numarası dediğimiz bir ifadeyle belirlenebilir. F ile gösterdiğimiz $W^2 / L \lambda$ ifadesinin birden büyük eşit olmasıyla Fresnel kırınımı gerçekleşir. Eğer yarık-projeksiyon düzlemi arttırılırsa kırılan dalgalar düzlem dalgalar haline geleceğinden Fresnel kırınımı limiti aşılmış olup Franhoufer kırınımı gerçekleşir hale gelecektir [1].

2.6 Fresnel Merceği

Geleneksel lenslerin kalınlığının belli bir ölçüde indirgenip, böylelikle daha hafif olması sağlanan ve daha az ışın kaybı sağlayan ve eğri yüzeyinde eşmerkezli dışlar (point focus) veya paralel dışlar (line focus) oluşturularak meydana getirilen lenslerdir. Bu

dişler nokta odaklanma sağlamak için merkezden dışa doğru gittikçe her bir dişin açısı (acting angle) arttırılması gerekmektedir. Herbir dişi (prism) geçen ışınlar hafifçe farklı bir açıda kırılıp belli bir noktada odaklanmaktadırlar.

Fresnel Mercekleri 10'dan 500'ün üzerine varan konsantrasyon oranlarına sahip olacak şekilde yüksek enerji akısı oluşturabilecek performans sergileyebilmektedir. Yalnız, bazı durumlarda belli takip sistemleri (tracking systems) ve doğrudan radyasyon gerekmektedir. Şekil 2. 1 bir Fresnel merceğinin güneş ışınlarını küçük bir alana odaklamasını göstermektedir.



Şekil 2. 1 PV sistemlerinde kullanılan Fresnel merceğinin şematik diyagramı.

2.7 Fresnel Merceğinin Teknolojik Uygulama Alanları

Fresnel lensleri genel olarak kolimatör (yönlendirici), kollektör (toplayıcı) ve büyütücü olarak kullanılabileceği gibi, spesifik olarak konsantre Güneş enerjisi uygulamalarıyla, güneş enerjisi üretiminde, hidrojen üretiminde, foto-biyaktörlerde, matelik materyallerin yüzey modifikasyonlarında, güneş ışığı aydınlatmalarında, ve güneş ışığı basınçlı lazerlerde kullanılmaktadır.

Bu çalışmalardan gözükmektedir ki görüntüleme Fresnel lensleri solar konsantre sistemlerinin temel amacı güneş enerjisi üretimine yöneliktir. Çünkü Fresnel lensleri optiksel dizaynda esneklik sağladığından, böylelikle soğurucu üzerinde yekpare bir akış sağlayarak, fotovoltaik hücrelerin etkinliği için gerekli parametrelerden birini sağlamış olmaktadır.

Fresnel lensleri ayrıca görüntülemenin ön planda olmadığı (non-imaging) sistemlerde de uygulama alanı bulmaktadır. Solar enerjinin konsantrasyonunda görüntüleme kalitesi gerekmediğinden; daha çok solar disk ölçüsüyle ve solar spektrum ile 'baş edecek' şekilde esnek dizayna sahip olması gerekmektedir. Bu yüzden, görüntülemenin önemli olmadığı uygulamalarda (non-imaging) kullanılan Fresnel lensleri yüksek konsantrasyon oranına ve kısa odak uzaklığı ile akış dağılımı elde edebilmek için konveks bir şekle sahiptir. Görünteleme merkezli olmayan uygulamalarda kullanılan Fresnel merceklerinin ana karakteristiği konsantrasyon oranlarıdır (yani geometrik konsantrasyon oranı C) ki genel olarak C 10'dan küçük için düşük, 10 ve 100 arası orta ve 100'den büyük için yüksek olarak kategorize edilir.

GEOMETRİK OPTİK

Fresnel merceklerini öncelikle geometrik optik ile modelleyeceğimizden ve mercek yüzeyindeki her bir diş ayrı bir kırıcı yüzey oluşturacağı için burada kullanacağımız kırılma yasalarına değinmekte fayda var.

Işının dalga karakteri ışının kullanıldığı ilgili optik bileşenlerin boyutlarına nazaran belli bir yaklaşıklık bölgesinde görmezden gelinebilir. Bu yaklaşıklık bölgesi geometrik optik olarak bilinir. Işının dalga karakteri ihmal edilmediğinde ise bu durum dalga optiği alanına girer. Yani;

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} (\text{dalga optiği}) = (\text{geometrik optik})$$

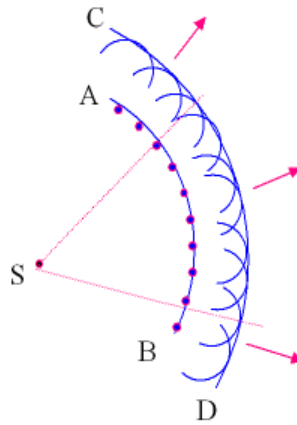
şeklinde ifade edebiliriz. Işığın dalga boyu gündelik eşyaların boyutlarına göre çok küçük olmasından ışık üzerine yapılan ilk gözlemler ışık olgularının geometrik optik ile açıklanabileceğini düşündürmüştür. Zira Newton, belirli şekle ve ‘keskin’ sınırlara sahip gölgelerin oluşmasını ışığın parçacık tabiatına yormuştur. Lakin Newton’un kendi döneminde bile ışığın dalga karakterine dair ipuçları olduğu biliniyordu; örneğin bazı eğilmeler gözlenmekteydi. Cizvit Francesco Grimaldi bir gölge kenarındaki ince yapıyı, ışığın doğrusal yayılması ile açıklanamayacak bir yapı olduğunu fark etmişti [2]. Bir engel civarındaki ışık dalgalarının bu eğilmesi ‘kırınım’ olarak adlandırılmaya başlandı.

Ama bundan önce ışığın bir ortama girerken yaşadığı iki önemli fenomen hakkında bilgi edinilmişti: Yansıma ve Snell Yasası. Biz burada Snell Yasası ile ilgileneceğiz.

3.1 Huygens İlkesi

Huygens 1678 yılında ışığın dalga cepheleri forumunda yayıldığı fikrini öne sürmüştü. Aslında ışığın dalgalardan oluştuğu düşüncesine benzer düşünceler Takiyuddin, Grimaldi ve optik biliminin kurucusu olarak kabul edilen İbni Heysem tarafından Huygens'ten önce ortaya atılmıştır. Takiyuddin ve İbni Heysem bir ışık kaynağından çıkan ışığın her yöne dağılacakını, nihayetinde bir küre teşkil edeceğini söyler. İtalyan fizikçi Maria Grimaldi ise ışığın girişimi ve kırınımına dair yaptığı deneylerden vardığı sonuca göre ışığın dalgalardan oluşması gerektiğini belirtmiştir. Lakin, bu meseleyi en donanımlı bir şekilde Huygens ele almıştır. Işığın sadece “dalgalardan” oluştuğunu açıklamakla kalmayıp nasıl dalga oluşturduğunu da açıklayan Huygens bunu açıklarken bu yeni modelde ışığın kırınımını ve yansımalarını da çalışmalarına dahil eder.

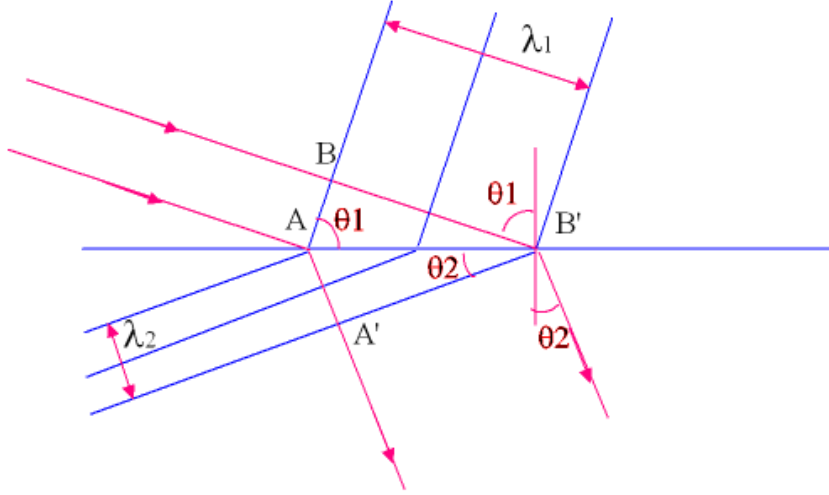
Huygens ilkesine göre noktasal kaynaktan çıkan bir dalganın her hangi bir anda ulaştığı konumda, yani dalga sınırında o konumdaki parçacıkların her biri küresel dalgacıklar yayar. Şekil 3. 1, AB ve CD dalga cepheleri arasındaki bu dalgacıkları ve bu dalgacıkların dalga cephesi üzerinden ilerleyişini göstermektedir. Bu halde bir dalga sınırı üzerindeki her bir nokta bir başka dalganın merkezini oluşturmaktadır [3]. Dalga cephesi küresinin çapı yeterince büyük olduğunda bu dalgalar düzlem dalga (plane waves) olarak kabul edilebilirler.



Şekil 3. 1 Dalga cephesi ve Huygens'in bahsettiği dalgacıklar. Her dalga cephesi, dalgacıkları (wavelets) barındıran bir zarf gibidir. Dalga cephesindeki her bir nokta bir sonraki dalga cephesini oluşturmak üzere 'harekete geçen' bağımsız kaynak gibi işlev görür. Burada AB ve CD eğileri iki dalga cephesini temsil etmektedir.

3.2 Snell Kırılma Yasası

Şimdi Huygens'in bahsettiği dalga cepheleri fikrini Snell Kırılma Yasası'nı türetmek için kullanacağız.



Şekil 3. 2 Huygens ilkesinden hareketle Snell yasasının doğrulanması. AB gelen dalgacıkları taşıyan dalga cephesini gösterirken, A'B' kırılan dalga cephesinin ilerleyişini göstermektedir.

Şekil 3. 2'de AB dalga cephesi gelen ışını, A'B' dalga cephesi ise kırılan ışını 'taşımaktadır'. Dikkate alınmalıdır ki her dalga cephesi onu taşıyan ışına dik doğrultudadır. AB dalga cephesinin A ucundaki dalgacık (wavelet) iki yüzeyi ayıran düzleme ilk varan noktadır. BB' mesafesinden dolayı B dalgacı Δt süre kadar sonra varmaktadır. Burada $BB' = v_1 \Delta t$ eşitliği mevcut olup, v_1 dalga cephesinin birinci ortamdaki hızını vermektedir. Bu arada arayüzeye ulaşan A noktası BB' mesafesinden daha kısa olan AA' mesafesini alır. Burada $AA' = v_2 \Delta t$ şeklindedir. Buradaki önsavımız ikinci ortamdaki dalga hızının birinci ortamdaki hızdan daha yavaş olduğu şeklindedir. Bu yüzden ışık ikinci ortama girdiğinde normale doğru yaklaşmalıdır. ABB' ve AA'B' üçgenleri aynı hipotenüse sahiptir. BB' kenarını gören açı ile gelen ışının normal ile yaptığı açı birbirine eşittir; ikisi de θ_1 . AA' kenarını gören açı ile de kırılan ışının normal ile yaptığı açı eşittir. Şimdi Snell yasasını türetmek için gerekli olan bilgilere sahibiz:

$$\sin(\theta_1) = BB' / AB' \quad (3.1)$$

$$\sin(\theta_2) = AA' / AB' \quad (3.2)$$

yukardaki eşitlikleri altalta oranlarsak;

$$\frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)} = BB' / AA' \quad (3.3)$$

$$\frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)} = v_1 \Delta t / v_2 \Delta t \text{ ise ;} \quad (3.4)$$

$$\frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)} = v_1 / v_2 \quad * \quad (3.5)$$

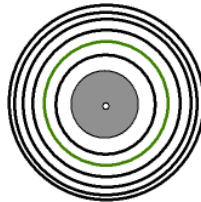
$$n = c/v \text{ olduğundan; } n_1 = c/v_1, n_2 = c/v_2 \quad (3.6)$$

‘*’ eşitliği;

$$\frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)} = n_2 / n_1 \text{ haline gelir.} \quad (3.7)$$

3.3 Kırınım

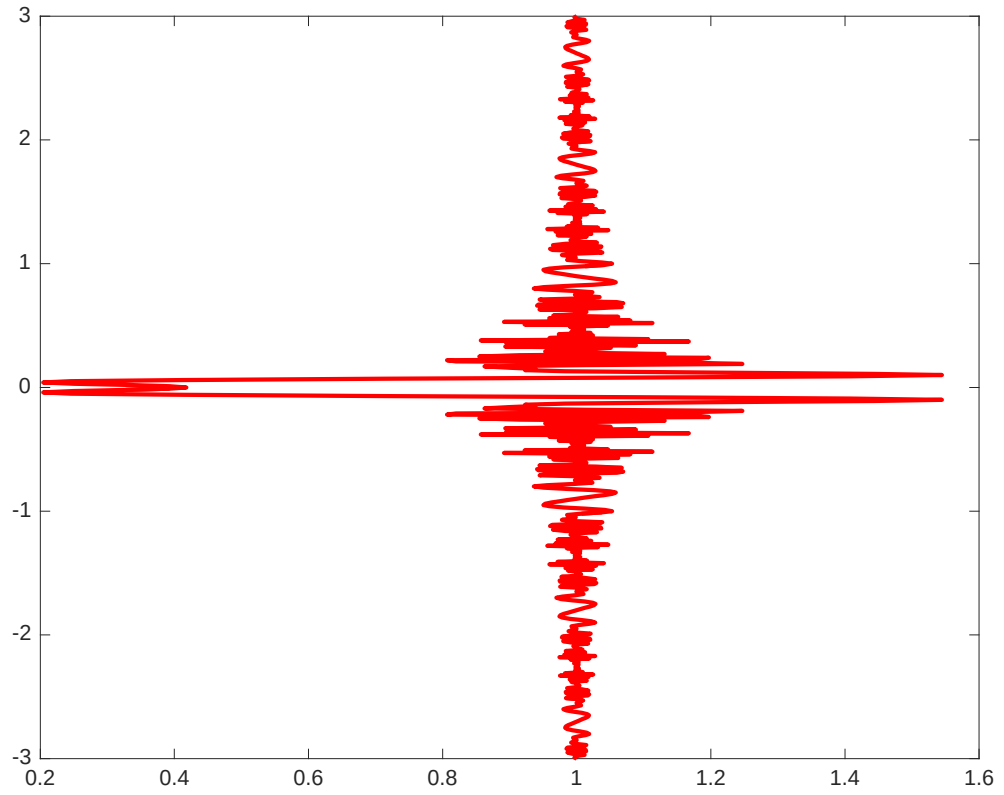
Kırınım ışık dalgalarının keskin kenarlar veya açıklıklar üzerinden geçerek bükülmesi olayıdır. Bir deliğe (opening) veya açıklığa (aperture) varan dalga cephesindeki her nokta bağımsız birer dalga yaratan dalgacık kaynağı gibi davranacaktır. Açıklığı geçen dalgacıklar girişime uğrayıp perde üzerinde bir desen oluşturacaktır. Eğer açıklığın veya deliğin büyüklüğü ışığın dalga boyuna göre yeterince büyükse perde üzerinde (a açıklığın büyüklüğüyle orantılı olarak) açıklığın şekli oluşacaktır; bununla birlikte, eğer açıklığın genişliği ışığın dalga boyu ile mukayese edilecek kadar küçük ise (örneğin birkaç dalga boyu kadar) keskin girişim desenleri ortaya çıkacaktır. Aşağıdaki resimde küçük bir açıklığı geçen dalga cephelerinin oluşturduğu girişim desenini görmektesiniz.



Şekil 3. 3 Dar bir açıklıktan geçerek oluşan girişim deseni.

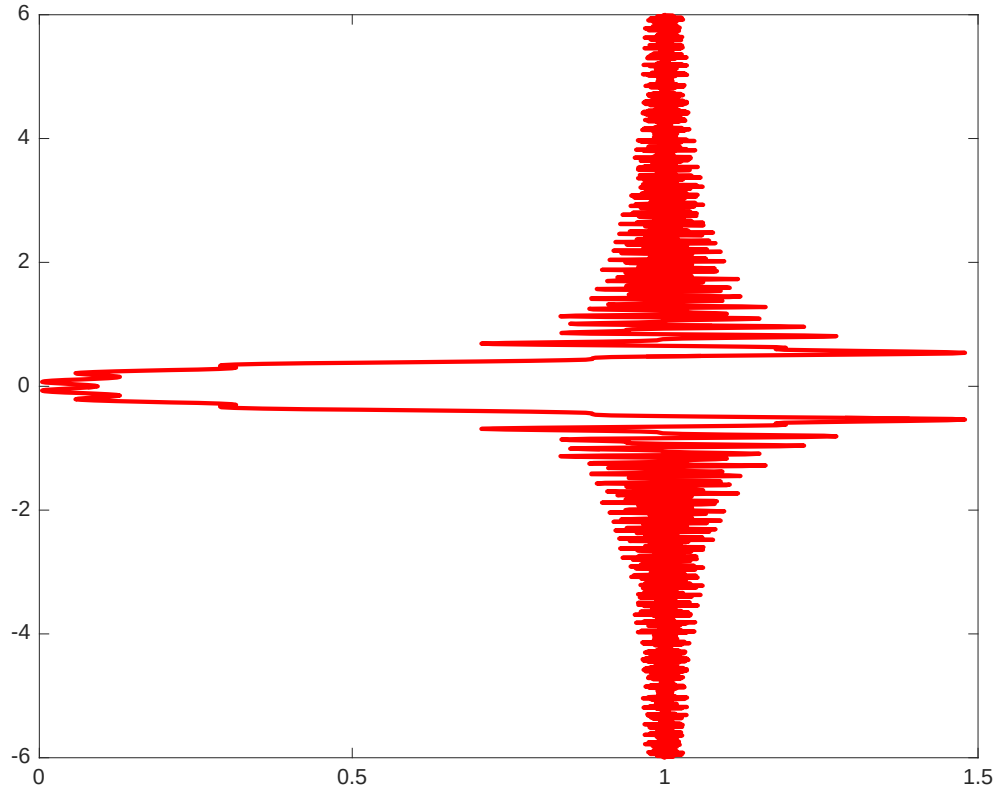
Şekil 3. 3’de merkezdeki aydınlık nokta Poisson Noktası (Poisson Spot/ Arago Spot) olarak bilinmektedir. Matlab programında Fresnel-Kirchoff integrallerini kullanarak,

600 nm'lik düzlem dalgaları 60 mm'lik açıklığa gönderdiğimizde ve perdeyi açıklığın 25000 katı kadar mesafeye yerleştirdiğimizde bu noktayı görebiliriz:



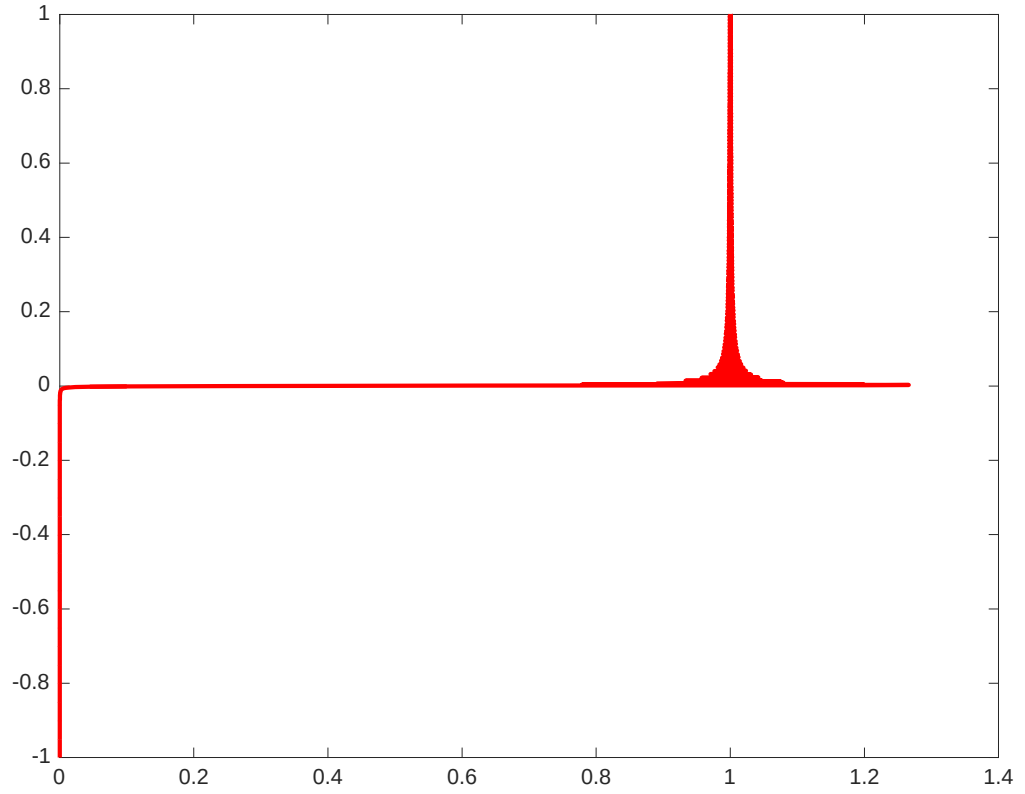
Şekil 3. 4 600 nm'lik düzlem dalgaların 60 mm'lik açıklığa gönderilmesiyle uzak alanda oluşan girişim deseni ve merkezde oluşan aydınlık nokta; Arago Spot. (Dikey eksen perde üzerindeki konumu, yatay eksen ise şiddeti göstermektedir)

Şekil 3. 4'de sıfır noktasında bir sıçrama gözükmemektedir. Eğer açıklığın genişliğini biraz daha arttırsak; örneğin 60 mm'den 6 mm'ye getirirsek merkezdeki baskın olan aydınlık bölge, Şekil 3. 5'de görüldüğü gibi, gittikçe artmakta ve açıklığın mesafesine yaklaşmaktadır.



Şekil 3. 5 Düzlem dalgaların 6 mm’lik açıklıktan geçip açıklığın 25000 katı mesafede oluşturduğu girişim deseni. Bir önceki grafiğe göre merkezdeki baskın aydınlık alanın genişliği artarak; artan açıklığa yaklaşımaktadır.

Eğer kaynak veya ekran herhangi bir engele veya açıklığa yeterince yakın ise dalga cepheleri küresel olmakta ve onların oluşturduğu girişim deseni oldukça karışık olabilmektedir. Örneğin dikey ekseninde sıfır eksi sonsuz arasını tamamen kaplayacak şekilde bir engel oluşturduğumuzda ve bu engelin üzerine gelen düzlem dalgalarının engelden geçtikten sonra oluşturduğu desene baktığımızda Şekil 3. 6’yı görürüz.

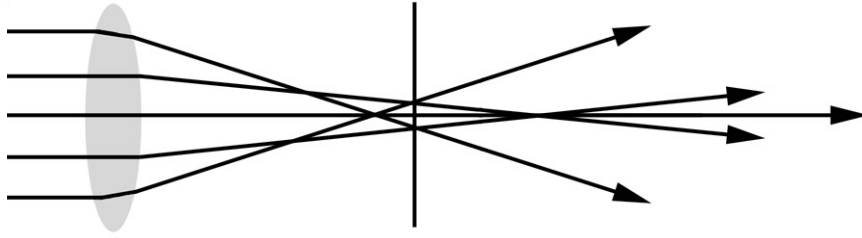


Şekil 3. 6 0 - Sonsuz arasındaki engеле gelen düzlem dalgaların engelden hemen sonra oluşturduğu girişim deseni

Şekil 3. 6'dan çıkan sonuçtan da görüldüğü gibi geometrik optik sıfır seviyesinin aşağısı için karanlık bölge olarak öngörürken ışığın dalga tabiatından kaynaklanan bükülme olayı bu bölgenin bir kısmını da aydınlık yapmaktadır. Eğer kaynak ve ekran açıklıktan çok uzaksa bu durumda yarığa veya ekrana gelen dalga cepheleri neredeyse düzdür. Bu durumdaki kırınım Fraunhofer ismiyle adlandırılır. Fraunhofer kırınımı, kaynağın yarık veya açıklıktan çok uzak olduğu, dolayısıyla yarığa ulaşan dalga örüntülerinin (pattern) neredeyse düz çizgiler şeklinde olduğu durumda oluşmaktadır. Tek yarık kırınımında kırınım deseni yarık genişliğine bağlıdır. Eğer yarık mesafesi yeterince geniş ise (dalga boyunun birkaç katı) perde üzerine düşen 'merkezi' aydınlık alan yarık genişliğini yeterince iyi tanımlayabilir. Eğer, açıklık yeterince küçük; kullanılan ışığın dalga boyu ile hemen hemen aynı ölçüdeyse girişim deseni çok daha keskin bir şekilde gözükcektir.

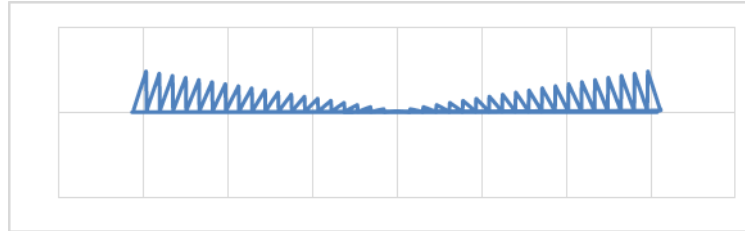
3.4 Sonuçlar

Bir küresel merceğe gelen ışınların merceği geçtikten sonra farklı odak noktalarından geçmesi ‘küresel sapınç’ olarak adlandırılır. Merceğin yatay eksenine daha yakın olarak gelen ışınlar, merceğin ekseninden daha uzaktan gelenlere (Periphery) göre daha az kırılırlar ve mercekten sonra optik eksenini farklı noktalarda keserler. Diğer bir deyişle merceğe gelen paralel ışık ışınları merceği geçtikten sonra aynı nokta yakınsamazlar. Bu durum görüntüdeki çözünürlüğü ve berraklığı (clarity) bozduğu için keskin görüntüler elde etmeyi zor hale getirir. Aşağıda küresel bir lenste gerçekleşen küresel sapınç (spherical aberrations) gösterilmektedir.

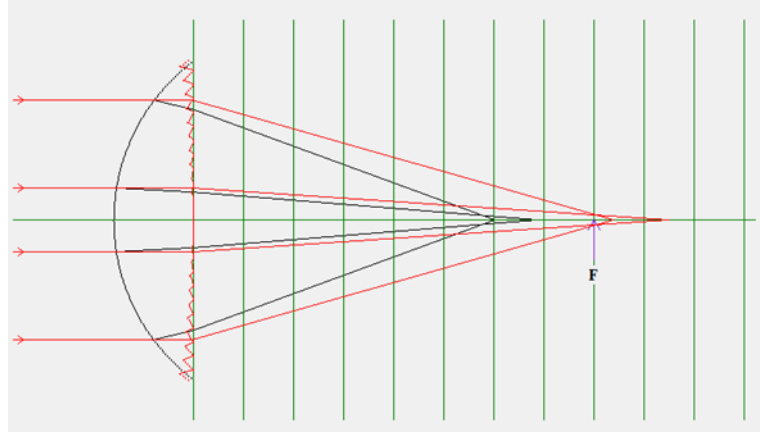


Şekil 3. 7 Merceğin küresel yüzeyinden kaynaklı ‘küresel sapınç’

Buradaki küresel sapıncı gidermek için merkezden dışa doğru eğrilik yarıçapı artan dişlere sahip bir Fresnel lens kullanılabilir. ‘Dışa doğru’ artan eğrilik yarıçapına sahip dişler periferyal ışınları olduğundan daha öteye odaklayarak odak derinliğini azaltacaktır. Böyle bir mercek ve bu merceğe gelen ışınların nasıl bir yol izlediği, sırasıyla Şekil 3. 8 ve Şekil 3. 9’da görünmektedir.

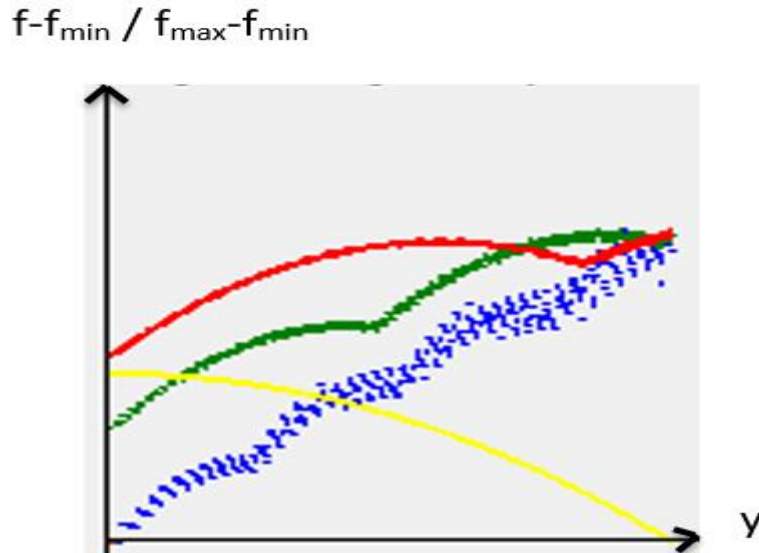


Şekil 3. 8 Dışa doğru eğrilik yarıçapı artan Fresnel Lens



Şekil 3. 9 Küresel Sapınç; siyah ışınlar küresel merceğe, kırmızı ışınlar Fresnel merceğine gelen ışınları kırılımını göstermektedir. Fresnel merceğinde artan dış sayısı ile optik eksene yakın ve uzak noktalardan gelen ışınlar arasındaki mesafe azalmaktadır.

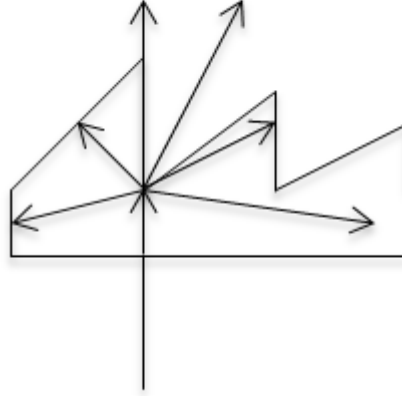
Şekil 3. 8’de merkezden dışa doğru eğrilik yarıçapı kademe kademe artan Fresnel Merceği’nin Visual Basic programında tasarlanmış bir modelini görmekteyiz. Şekil 3. 9’da ise küresel ince mercek ve Fresnel merceği arasındaki farkı göstermektedir. Siyah ışık ışınları küresel ince merceğe gelirken, kırmızı ışınlar Fresnel merceğine gelmektedir. Oluşan odak derinlikleri küresel mercekten göre Fresnel merceğinde, dışa doğru artan eğrilik yarıçapından dolayı daha azdır. Bu bilgileri esas alarak Fresnel lensleri modelleyecek bir kod yazdığımızda bulduğumuz sonuç Şekil 3. 10’da görüldüğü gibi olmaktadır:



Şekil 3. 10 Dış yoğunluğa göre ve gelen ışının optik eksenden olan uzaklığına göre oluşan odak derinliği.

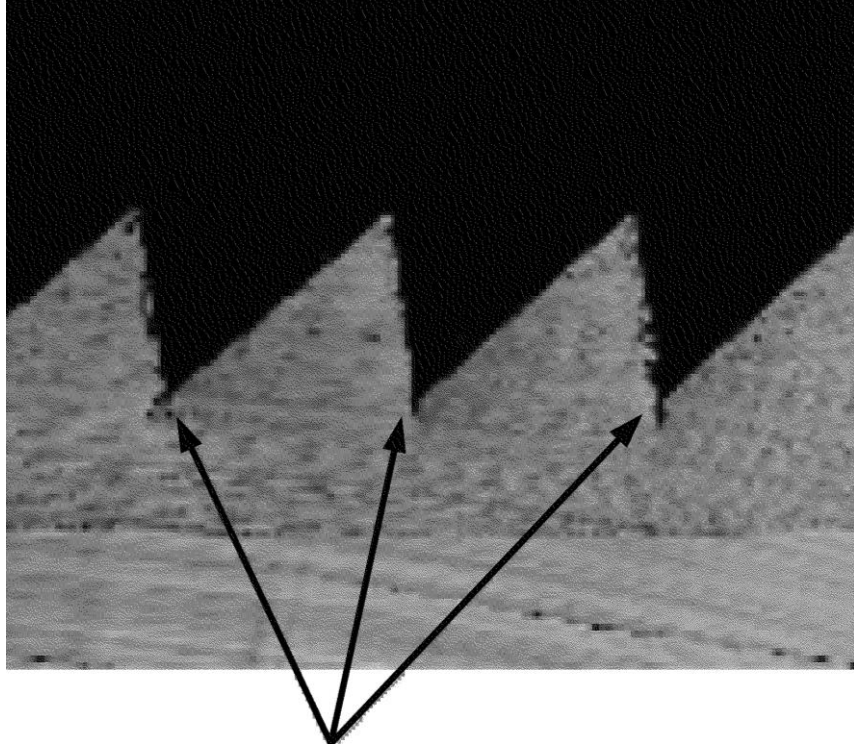
Şekil 3. 10'da dikey eksen bize odak noktasındaki değişimi vermektedir. Artan y değerine göre odak noktasındaki değişimin minimum olmasını; yani, lineer bir çizgi elde etmeyi beklemekteyiz. Mavi eğri mm başına 50 dişten alınan sonucu gösterirken; yeşil ve kırmızı eğriler; sırasıyla, 100 ve 200'lük diş yoğunluklarından alınan sonucu göstermektedir. Görüldüğü gibi artan diş yoğunluğuyla beraber optik eksenenden en uzaktaki dişlerin eğrilik yarıçaplarının artmasından dolayı $f_{min} - f_{max}$ arası azalarak daha lineer bir grafik elde etmekteyiz.

Eğer diş yoğunluğunu biraz daha arttırıp 400 yaparsak; sarı ile görülen eğriyi elde etmekteyiz. Şimdiki diş yoğunluklarına kadar elde ettiğimiz sonuçlar; artan diş yoğunluğuyla odak noktasının y eksenine bağımlılığı azalırken; 400 ve 400'den büyük dişler için bu bağımlılığın ciddi bir şekilde arttığı gözükmemektedir. Bunun sebebinin mercek üzerinde artan diş yoğunluğuyla beraber ortaya çıkan; Şekil 3. 11'de görüldüğü gibi gelen ışığı her yönde dağıtarak kontrastta ve ışığın iletiminde ciddi ölçüde kayıplara neden olan dişlerin alt bölgelerini oluşturan noktasal kusurların birim uzunluktaki sayısının artması olarak görüyoruz.



Şekil 3. 11 Mercek yüzeyindeki mikro-kusurlara kaynaklık eden noktalara ulaşan ışığın her yöne dağılması

Şekil 3. 12'de Fresnel merceğinin dişlerinin alt kısımlarındaki ışığın dağılımına sebebiyet veren noktaların (oklar ile gösterilen) taranmış görüntüsü verilmektedir. Bunun dışında pratikte; üretim tekniklerinden kaynaklı merceğin yapısındaki değişkenlikler ve kusurlar da iletim verimliliğindeki kayıplara, hayalet görüntülere ve zıtlık kaybı gibi istenmeyen optik etkilere sebep olabilmektedir.



Şekil 3. 12 Üretim kusurlarından kaynaklı yüzey ve şekil bozukluklarına sahip Fresnel merceğinin taranmış bir görüntüsü [4].

DALGA OPTİĞİ

Fresnel merceğini bir önceki bölümde geometrik optik kanunlarına bağlı kalarak inceleyip modelledik, şimdi de ışığın dalga karakterini göz önünde bulundurduğumuzda nasıl bir sonuç alacağımızı merak ediyoruz. Bu inceleme ve modellemeyi yaparken mercek üzerine gausyen ışın gönderdiğimiz durumu ele alacağız. Bunun için şimdi gausyen ışın ile alakalı çıkarımlarda bulunalım.

4.1 Gausyen Işın

Elektromanyetikte dört vektör niceliği ile ilgileniriz; elektrik alan şiddeti E (V/m), elektrik akı yoğunluğu D (C/m²), manyetik alan şiddeti H (A/m), ve manyetik akı yoğunluğu B (Wb/m²). Elektromanyetik alanların temel teorisi Maxwell denklemlerine dayanmaktadır. Diferansiyel formda şu şekilde ifade edilebilirler:

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (4.2)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (4.3)$$

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (4.4)$$

Burada J , akım yoğunluğunu (A/m²) ve ρ elektrik yük yoğunluğunu (C/m³) göstermektedir. J ve ρ elektromanyetik alan üreten kaynaklardır. Maxwell eşitlikleri;

elektiriksel alandaki (E ve B), manyetik alandaki (B ve H), ve kaynakları (ρ ve J) yöneten yasaları ifade etmektedir.

Bu dört eşitliğe ilaveten aşağıdaki eşitliği de yazmamız gerekmektedir;

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (4.5)$$

Manyetik olmayan ortam durumunda ise;

$$B = \mu_0 H \quad (4.6)$$

P ortamın polarizasyonu, ϵ_0 ve μ_0 boşluğun elektrik ve manyetik geçirgenliklerini temsil etmektedir. Lineer ve izotropik bir ortamda;

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 (1 + \chi) E = \epsilon E \quad (4.7)$$

ϵ genellikle bir tensor olup, izotropik bir ortamda bu genellikle bir sabite indirgenmektedir. Yükün olmadığı, ayrıca yalıtkanlığın mevcut olduğu bir ortamda ($\rho = 0$, ve $J = 0$)

$$\nabla \cdot D = \epsilon \nabla \cdot E = 0 \Rightarrow \nabla \cdot E = 0 \quad (4.8)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (4.9)$$

Maxwell denklemlerinden ışının yayılımı üzerine bir denklem elde edebilmek için;

$$\nabla \times (\nabla \times A) = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A \quad (4.10)$$

Eşitliğini eşitliğine uygular ve 4.8 denklemini göz önünde bulundurursak

$$\nabla \times (\nabla \times E) = -\nabla^2 E = -\nabla \times \frac{\partial B}{\partial t} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times H) = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (4.11)$$

Böylelikle manyetik olmayan ve hiçbir yükün olmadığı bir ortamda elektrik alanının yayılımını yöneten eşitliği elde etmiş oluruz:

$$\nabla^2 E - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (4.12)$$

Alan c hızında ilerlediği için $\epsilon\mu_0c^2 = 1$ 'dir.

4.1.1 Düzlem Dalga Çözümü

(4.12)'nin en basit çözümü düzlem dalga çözümüdür:

$$E = (\frac{1}{2})q e^{i(\omega t - k \cdot r)} n + c.c \quad (4.13)$$

Alan q genliğine sahip olmakla birlikte $n(n \perp k)$ yönünde polarize olup k yönünde ilerlemektedir. k dalga vektörü dalga boyuna:

$$|k| = \omega \sqrt{\epsilon\mu_0} = 2\pi/\lambda \quad (4.14)$$

şeklinde bağlıdır. Faz hızı ise

$$v_p = \frac{\omega}{k} = 1/\sqrt{\epsilon\mu_0} = \frac{c_0}{n} = \frac{c_0}{1+\chi} \quad (4.15)$$

şeklinde verilir. n ışığın ilerlediği ortamın kırıcılık indisidir.

4.1.2 Paraksiyel Yaklaşım

Zamandan bağımsız, sadece z yönünde ilerleyen $F(x,y,z)$ genliğine sahip bir alan düşünelim. Eğer alan sadece lineer olarak polarize olmuş ise sadece skalar formu kullanarak;

$$E(x, y, z, t) = (1/2)q(x, y, z) e^{i\omega t} n + c.c. \quad (4.16)$$

eşitliğini elde edebiliriz. Ayrıca, biz sadece enine değişimlerin çok daha yavaş olduğu; sadece z'ye bağımlı çözümlerle ilgileneceğiz. Bu, paraksiyel yaklaşımı oluşturacak. Bu koşullarda alanı;

$$q(x,y,z) = F(x,y,z) e^{-ikz} \quad (4.17)$$

şeklinde yazabiliriz. Son eşitliği bir önceki eşitliğe eklediğimizde;

$$(\partial_{xx} + \partial_{yy})F + \partial_{zz}F + (-2ik\partial_z F) = 0 \quad (4.18)$$

Paraksiyel yaklaşımda biz;

$$\left| \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right| \ll \left| \frac{\partial F}{\partial z} \right| \quad (4.19)$$

$$\left| \frac{\partial F}{\partial z} \right| \ll k|F| \quad (4.20)$$

eşitsizliğine sahibiz. Şimdi parabolik denklemi yazabiliriz;

$$\Delta_{\perp} F - 2ik \partial_z F = 0 \quad (4.21)$$

Bu eşitliği şu formda da yazabilirdik:

$$i \frac{\partial F}{\partial z} = (1/2k) \Delta_{\perp} F \quad (4.22)$$

Bu formda açıktır ki enine Laplasyan $\Delta_{\perp}$ ışının kırınımını göz önünde bulundurmaktadır.

4.2 Gausyen Optik

Parabolik denklem (4.4) enine laplasyenin silindirik koordinatlardaki formundan dolayı şu hale gelir:

$$(1/r) \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial F}{\partial r} \right) = 2ik \frac{\partial F}{\partial z} \quad (4.23)$$

$\psi(r)$ şeklinde Gausyen şekle sahip bir çözüm arayacağız. Her r için $\psi(r) = 1$ olacak; q kompleks bir sayı olmadıkça.

$$\psi(r) = e^{-i[p(z) + kr^2/2q(z)]} \quad (4.24)$$

Burada $p(z)$ kompleks fazı temsil edip dalgaın yayılımı ile değişmektedir. $q(z)$ ise eğriliği temsil etmektedir. Buradaki ana fikir p ve q üzerinde öyle sınırlar bulunmalı ki eşitlik (4.24) parabolik denklemin (4.23) kesinlikle bir çözümü olmalı. Son iki eşitliği göz önünde bulundurarak;

$$r^2 \frac{k^2}{q^2} \left(\frac{dq}{dz} - 1 \right) - 2k \left(\frac{dp}{dz} + i/q \right) = 0 \quad (4.25)$$

ki bu çözüm her r için bir çözüme sahiptir; fakat,

$$\frac{dq}{dz} = 1, \quad \frac{dp}{dz} + \frac{i}{q} = 0 \quad (4.26)$$

Eşitlik (4.25), şimdi, iki bağımsız birinci dereceden denklemle değiştirilmiştir.

4.2.1 Kompleks Parametre: $q(z)$

(4.8) eşitliğinin basit çözümü;

$$q(z) = z + \text{const} = z + iZ_R \quad (4.27)$$

Sabitin iZ_R şeklinde seçilmesi q 'nın gerçel olmayacağını garantilemektedir. Eğer öyle olsaydı; $\forall r, |\psi(r)| = 1$ olur ve enerji optik ekseninde sınırlı kalmazdı. O zaman;

$$\psi(r, z = 0) = e^{-ip(0)} \times e^{\frac{-kr^2}{2Z_R}} \quad (4.28)$$

$z = 0$ 'da optik eksenden uzaklaştıkça genlik hızlıca düşmektedir. Bu genlik $r_0 = \sqrt{2Z_R/k}$ 'da $1/e$ kadar düşmektedir. Bu bize önemli bir ölçü faktörü vermekte; $r_0 = w_0$ olarak;

$$Z_R = \pi w_0^2 / \lambda \quad (4.29)$$

Rayleigh genişliğini (Rayleigh Length) elde ederiz.

q dalga cephesinin eğrilik yarıçapı R ve ışının genişliği $w(z)$ ile gösterilebilir.

$$\frac{1}{q} = 1/z + iZ_R = (z - iZ_R) / (z + iZ_R) = 1/R(z) - i\lambda / \pi w(z)^2 \quad (4.30)$$

Buradan $w(z)$ 'yi ifade edebiliriz:

$$w(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{Z_R^2}\right) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right] \quad (4.31)$$

Eşitlik (4.10)'dan dalga cephesinin eğrilik yarıçapını elde edebiliriz:

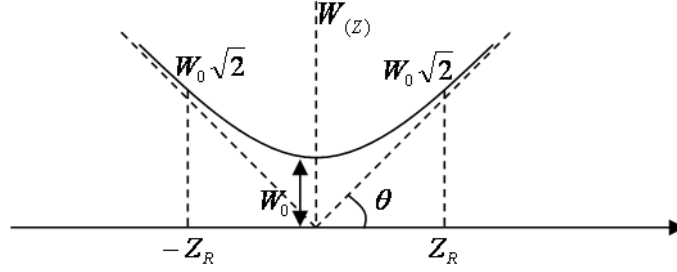
$$R(z) = z \left(1 + \frac{1}{\frac{z^2}{Z_R^2}}\right) = z \left[1 + 1/\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right] \quad (4.32)$$

$w(z)$ bir hiperboloidik bir fonksiyondur; öyle ki asimtotları optik eksen ile θ açısı ile ayrılmıştır. θ , ışının diverjansının bir ölçüsünü vermektedir.

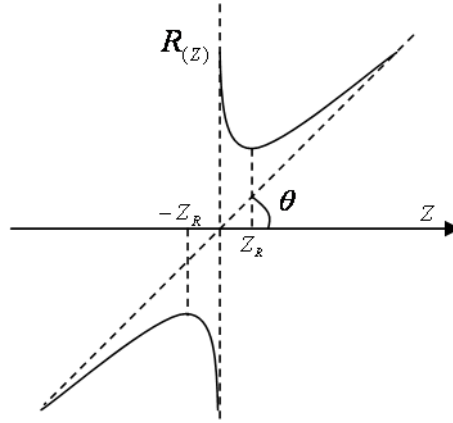
4.2.2 Rayleigh Genişliği

Z_R Rayleigh mesafesini temsil etmektedir. Yakın alanı uzak alandan ayıracak bir vasfa sahiptir. $z = \pm Z_R$ olduğunda belgenin genişliği; $w = w_0\sqrt{2}$ olmaktadır. $-Z_R$ 'dan $+Z_R$ 'ye ışın

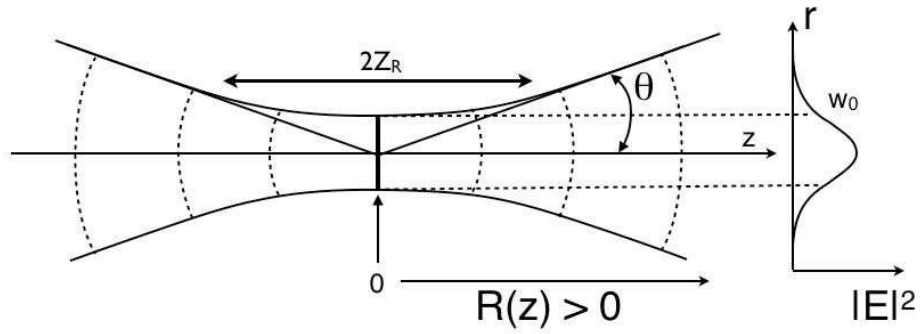
koşut (collimated) olarak düşünülebilir. Dolayısıyla yakın alan için sınır $z < Z_R$ iken; uzak alan için ise $z \gg Z_R$ şeklinde ifade edilir. Şekil 4. 1'de Rayleigh mesafesinde $w_0\sqrt{2}$ 'lik bel genişliğine sahip olan gausyen ışını göstermektedir.



Şekil 4. 1 Rayleigh mesafesindeki Gausyen ışın.



Şekil 4. 2 Bel genişliğinin (üst) ve eğrilik yarıçapının (alt) değişimi. $z=0$ 'da eğrilik yarıçapı sonsuza gitmekte.



Şekil 4. 3 Sıfır noktasında sonsuz eğrilik yarıçapına sahip olan gausyen ışın.

4.3 Konveks Lensin Transformasyon Özelliği

Lens bir faz nesnesi olduğu için onun transformasyon özelliği (t_f);

$$t_f = \exp[j (k_0/2f)(x^2 + y^2)] \quad (4.33)$$

şeklinde verilir. Bunun sebebi, lensin üzerine gelen düzlem dalga cephesinin lensten sonra $z=f$ civarında toplanmasını sağlayacak şekilde yakınsayan (converging, $f>0$ için) bir özelliğe sahip olmasından dolayıdır. Eğer lensin önüne şeffaf bir cisim ($t(x,y)$) koyar ve bunun üzerine kompleks bir dalga fonksiyonunun geldiğini farzederseniz; lensten hemen sonra oluşacak olan alan;

$$\psi_p(x,y)t(x,y)t_f(x,y) = \psi_p(x,y)t(x,y) \exp[j (k_0/2f)(x^2 + y^2)] \quad (4.34)$$

şeklinde verilir. Burada ideal lens durumu söz konusu olduğu için şeffaf cismin sonsuz incelikte olduğunu farz ettik. Basitlik için gelen kompleks dalga fonksiyonunu birim genlik düzlem dalga olarak alırsak ($\psi_p(x,y)=1$) lensten hemen sonraki durum; $t(x,y) \exp[j (k_0/2f)(x^2 + y^2)]$ şeklinde olur. Daha sonra $z=f$ civarındaki dağılımı bulmak için Fresnel kırınım formülünü kullanacak olursak;

$$\begin{aligned} \psi_p(x,y,z=f) &= \exp(-jk_0f) \left(\frac{jk_0}{2\pi z}\right) \exp[-j (k_0/2f)(x^2 + y^2)] \\ &\times \iint t(x',y') \exp[j (k_0/f)(xx' + yy')] dx' dy' \\ &= \exp(-jk_0f) \left(\frac{jk_0}{2\pi z}\right) \exp[-j (k_0/2f)(x^2 + y^2)] \times \mathcal{F}_{xy}\{t(x,y)\} \end{aligned} \quad (4.35)$$

$z=f$ noktasındaki dağılımı bulmuş oluruz. Burada x ve y $z=f$ civarındaki enine koordinatları göstermektedirler. Böylelikle, odak civarındaki kompleks alan $t(x,y)$ 'nin Fourier transformasyonu ile, bir faz farkıyla birlikte, orantılı olduğunu görmekteyiz. Eğer şeffaf cismin tamamen 'açık' olduğu durumu gözönünde bulundurursak, yani $t(x,y)=1$ olduğu farz edersek, düzlem dalganın tamamen odak noktası civarında odaklandığını gösteren şu ifadeyi yazabiliriz;

$$\psi_p(x,y,z=f) \propto \delta(x,y) \quad (4.36)$$

İraksak bir mercek için ise faz transformasyon özelliği;

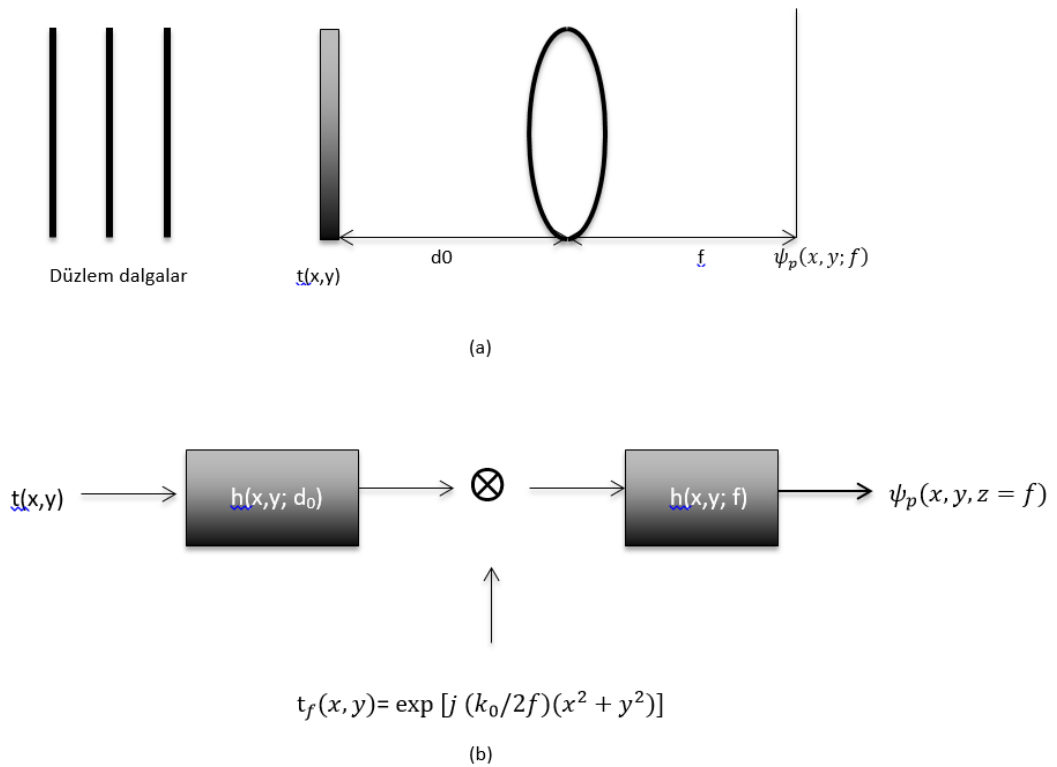
$$t_f = \exp[-j (k_0/2f)(x^2 + y^2)] \quad (4.37)$$

ile verilir. Tüm fiziksel lensler sonlu açıklığa (aperture) sahiptirler ve biz bunları sonsuz açıklığa sahip bir lensin hemen önüne konmuş olan şeffaf bir cisimle; lensin pupil fonksiyonu ile $(\rho_f(x,y))$ tanımlayabiliriz. Sonlu açıklığa sahip bir lense karşı şeffaf bir cismin $t(x,y)$ üzerine gelen düzlem dalgaının varlığı durumunda, merceğin arkasında odak noktasında oluşacak olan alan;

$$\psi_p(x,y,z=f) \propto \mathcal{F}_{xy}\{t(x,y)\rho_f(x,y)\} \quad (4.38)$$

denklemleri ile verilir.

Şekil 4. 4 ile sonsuz açıklığa sahip bir konveks lensin önüne d_0 mesafesinde konulmuş olan şeffaf bir cismin birim şiddete sahip düzlem dalga ile aydınlatılma durumu fiziksel ve blok diyagram ile gösterilmiştir. Blok diyagrama göre şunu yazabiliriz;



Şekil 4. 4 f odak uzaklığına sahip konveks lensin önüne konmuş şeffaf bir cismin üzerine gelen düzlem dalgalar: a) Fiziksel Durum b) Blok diyagram [5]

$$\psi_p(x,y,f) = \{[t(x,y)h(x,y;d_0)] t_f(x,y)\} * h(x,y,f) \quad (4.39)$$

ki bu eşitliği aynı zamanda şu şekilde açabiliriz;

$$\psi_p(x, y; f) = (jk_0/2\pi f) \exp(-jk_0(d_0+f)) \exp(-jk_0/2f(1-d_0/f)(x^2+y^2)) * F_{xy}(t(x, y)) \quad (4.40)$$

4.4 Işın Yayılma Metodu (BPM)

Bu metodu anlamak için önce paraksiyel dalga fonksiyonunu yazalım;

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{1}{2jk_0} \nabla_t^2 \psi - j\Delta n k_0 \psi \quad (4.41)$$

Bu denklemin operatör formdaki hali

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{S}) \psi \quad (4.42)$$

Burada $\hat{D} = \frac{1}{2jk_0} \nabla_t^2$ kırınımdan sorumlu lineer diferansiyel operatör iken, $\hat{S} = j\Delta n k_0$

‘uzay-bağımlı’ ya da ‘homojen olmayan operatör’ işlevi görmektedir. Genellikle operatörler ψ fonksiyonuna simultane etki ederler ve yukarıdaki operatör formda yazılan eşitliğin çözümü, eğer $\hat{D}$ ve $\hat{S}$ z boyutundan bağımsız ise, şu şekilde verilir;

$$\psi(x, y; z + \Delta z) = \exp[(\hat{D} + \hat{S})\Delta z] \psi(x, y; z) \quad (4.43)$$

Baker-Hausdorff formülüne göre, genellikle komute etmeyen iki operatör, $\hat{D}$ ve $\hat{S}$, için şu eşitliği yazabiliriz;

$$\exp(\hat{D}\Delta z) \exp(\hat{S}\Delta z) = \exp[\hat{D}\Delta z + \hat{S}\Delta z + \frac{1}{2}[\hat{D}, \hat{S}](\Delta z)^2 + \dots] \quad (4.44)$$

“ $[\hat{D}, \hat{S}] = \hat{D}\hat{S} - \hat{S}\hat{D}$ ” eşitliği, $\hat{D}$ ve $\hat{S}$ operatörlerinin komütasyonunu göstermektedir. Δz için birinci dereceden doğruluk için şunu elde ederiz;

$$\exp[(\hat{D} + \hat{S})\Delta z] \simeq \exp(\hat{D}\Delta z) \exp(\hat{S}\Delta z) \quad (4.45)$$

(4.45 eşitliği) bize kırınım ve homojenlikten sorumlu olan operatörlere birbirinden bağımsız davranılabileceğini gösterir. Dolayısıyla bu eşitlik şu hale gelir;

$$\psi(x, y; z + \Delta z) = \exp(\hat{S}\Delta z) \exp(\hat{D}\Delta z) \psi(x, y; z) \quad (4.46)$$

Bu eşitlikte sağ taraftaki ilk operator ($\exp(\hat{D}\Delta z)$) yayılımdan sorumlu operator olup z ve Δz arasındaki kırınımı hesaba katmaktadır. Diğer operator ise kırınımın söz konusu olmadığı durumdaki yayılımı ve ortamdaki homojenite bozukluğundan kaynaklı durumları karşılamak için vardır. Böylelikle, Fourier alanında $\exp(\hat{D}\Delta z)$ operatörünün uygulanması şu şekilde olur;

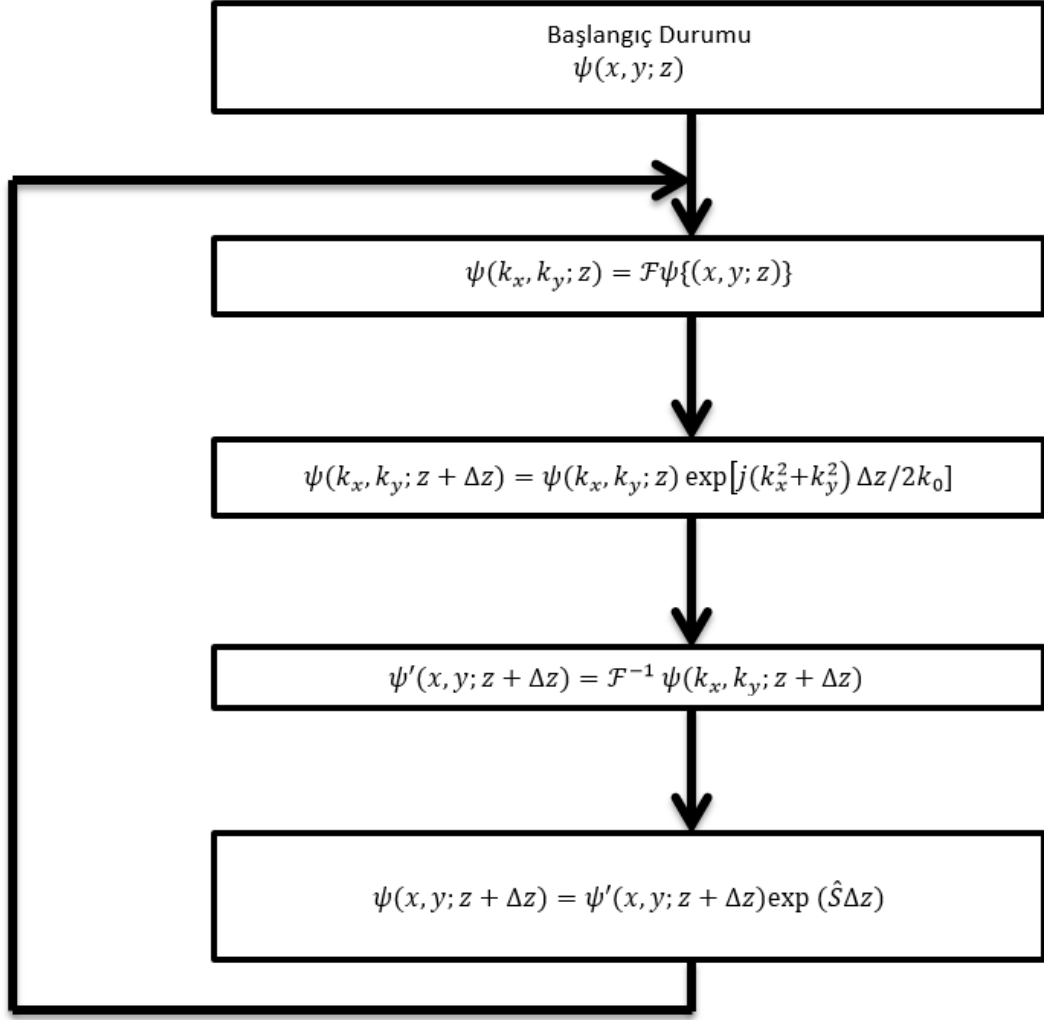
$$\exp(\hat{D}\Delta z) \psi = \mathcal{F}^{-1} \{ \exp[j(k_x^2 + k_y^2) \Delta z / 2k_0] \mathcal{F}\{\psi\} \} \quad (4.47)$$

' Δz ' için tek bir adımdaki algoritma ise;

$$\begin{aligned} \psi(x, y; z + \Delta z) &= \exp(\hat{S}\Delta z) \exp(\hat{D}\Delta z) \psi(x, y; z) \\ &= \exp(-j\Delta n k_0 \Delta z) \mathcal{F}^{-1} \{ \exp[j(k_x^2 + k_y^2) \Delta z / 2k_0] \mathcal{F}\{\psi(x, y; z)\} \} \end{aligned} \quad (4.48)$$

şeklinde yazılabilir.

BPM metodu yukarıdaki süreci istenilen uzaklık tamamlanana dek tekrar eder. BPM metodunun akış diyagramı şematik olarak aşağıda görünmektedir [5].



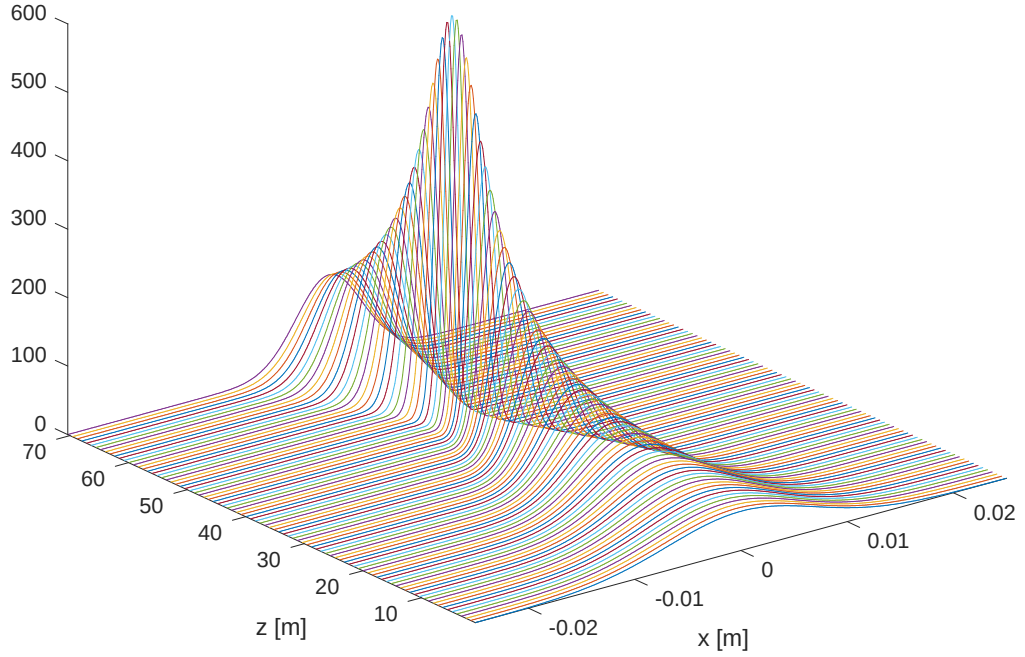
Şekil 4. 5 Işın Yayınım Metodunun Akış Diagramı [5]

4.5 Dalga Optiği için Sonuçlar

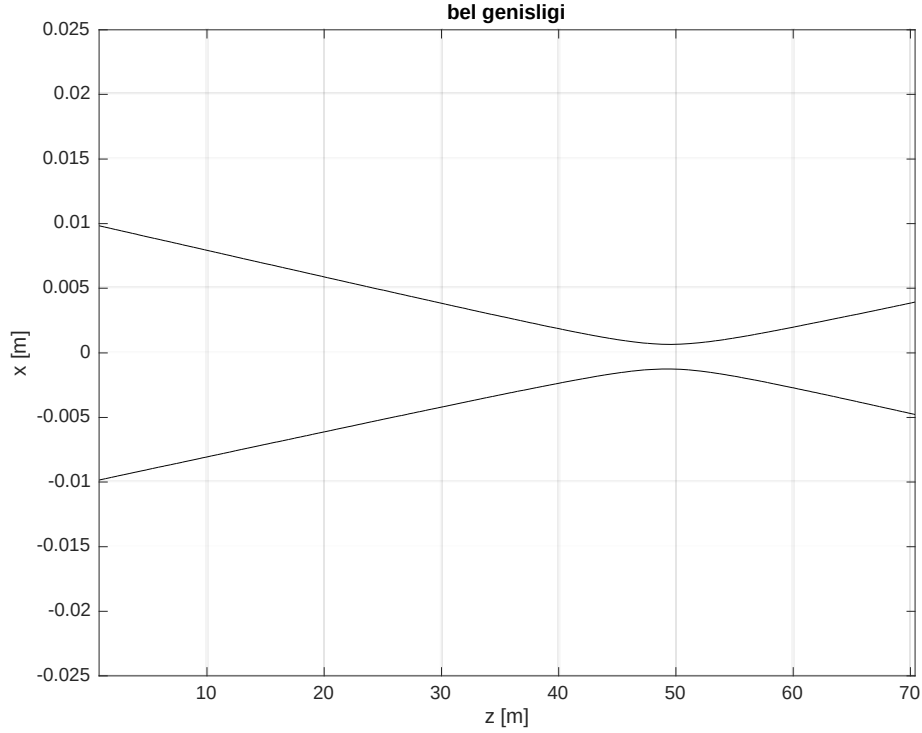
Yukarıdaki gausyen dalga bilgilerini, ideal ince merceğin fourier transformasyon özelliğini ve gausyen dalga için Fresnel kırınımı temelinde oluşturulmuş algoritmayı esas alarak Matlab programında yazdığımız kodda; 600 nm lik bir dalga boyuna ve 0.01m'lik bel genişliğine sahip monokromatik ve başlangıçta düzlem faz cephelerine sahip gausyen dalganın, $z=0$ 'a yerleştirilmiş ve $\exp(jk_0(x^2+y^2)/2f)$ faz transformasyon formülüne sahip bir ince mercekten geçtikten sonraki odaklanmasını inceledik. Öncelikle gausyen dalgayı merceğin transformasyon fonksiyonu ile çarpıp, yukarda yazdığımız algoritma gereği $\exp(\hat{S}\Delta z)=1$ olarak dalganın ilerlemesini sağladık. Fresnel

Merceğindeki diş yoğunluğu sayısını milimetre başına 20 olarak aldığımızda elde ettiğimiz sonucun grafikleri; ışın şiddeti durumu ve bel genişliği aşağıda görülmektedir.

z boyunca ışın durumu



Şekil 4. 6 mm başına 20 dişe sahip mercekten geçen gausyen dalgaının mercekten sonraki ışın şiddeti profili (Işın şiddeti birim şiddet I_0 cinsindendir ve mercek $z=0$ 'da bulunmaktadır).



Şekil 4. 7 mm başına 20 dişe sahip mercekten geçen gausyen dalganın mercekten sonraki bel genişliği. (Mercek z=0'da bulunmaktadır)

Lensin hemen önünde oluşturulan gausyen dalganın başlangıç maksimum değeri $82,69 \cdot I_0$ iken mercekten sonra odak noktası civarında oluşan ışın şiddeti $573,50 \cdot I_0$ şiddetinde olduğu gözlemlenmiştir. Bu da bize;

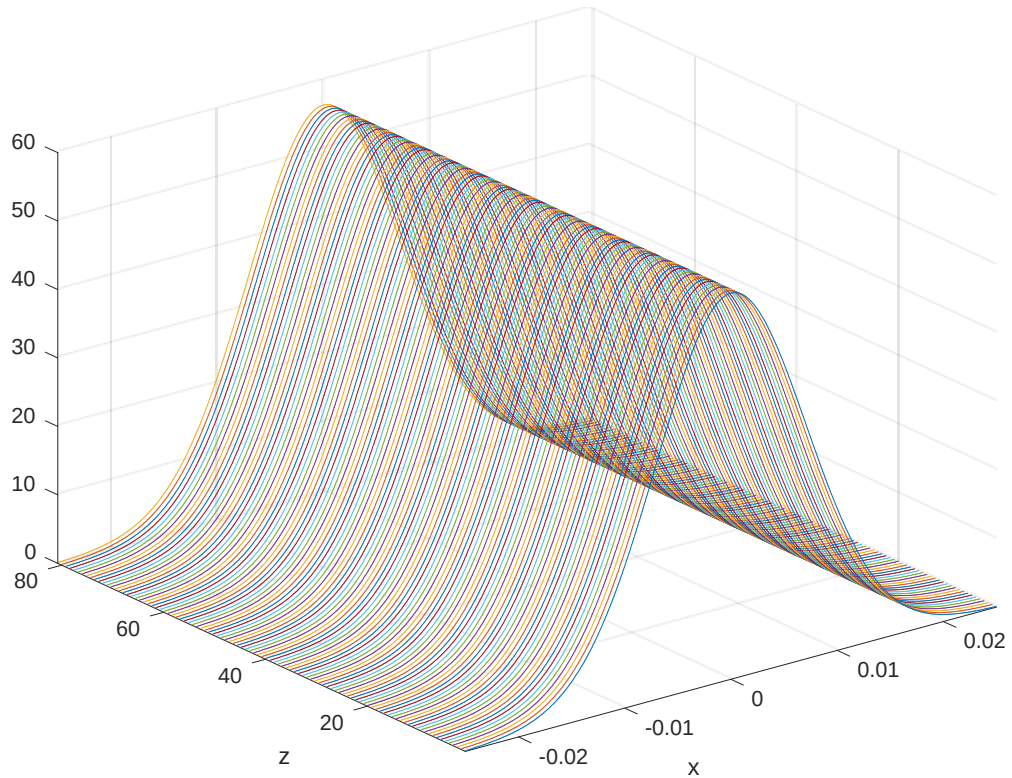
$$C_{opt} = \left[\left(\frac{1}{A_r} \right) \int I_r dA_r \right] / I_0 \quad (4.48)$$

formülünü kullanarak, optiksel konsantrasyon oranı için 100X değerini vermektedir. Geometrik konsantrasyon oranı için; lens açıklığından giren gausyen dalga alanı ile alıcı (reciever) üzerine düşen etkin alanı oranladığımızda elde ettiğimiz değer yine aynı mertebede; tam olarak 102,82 olarak çıkmaktadır. Elde ettiğimiz odak derinliği (Df) 23,875 m, elde ettiğimiz bel genişliği ise 0.987 mm olmaktadır. Mercekten sonra odaklanann gausyen dalga için Rayleigh mesafesi ise 4,837 m olarak çıkmaktadır.

Eğer diş yoğunluğunu on kat artırır; 200 diş/mm yaparsak, odaklanan pik değeri yüzde iki artarak $585 \cdot I_0$ değerine çıkmaktadır. Bu da bize diş yoğunluğunun arttıkça ışının odaklandığı alanın daha da küçülebileceğini göstermektedir. Aynı şekilde, beklenildiği gibi bel genişliği de 0.987 mm'den yüzde iki civarında azalarak 0.967 mm'ye

yaklaşmaktadır. Odak derinliği ise bir önceki değerden daha az bir değerde; 22,9 m olarak çıkmıştır.

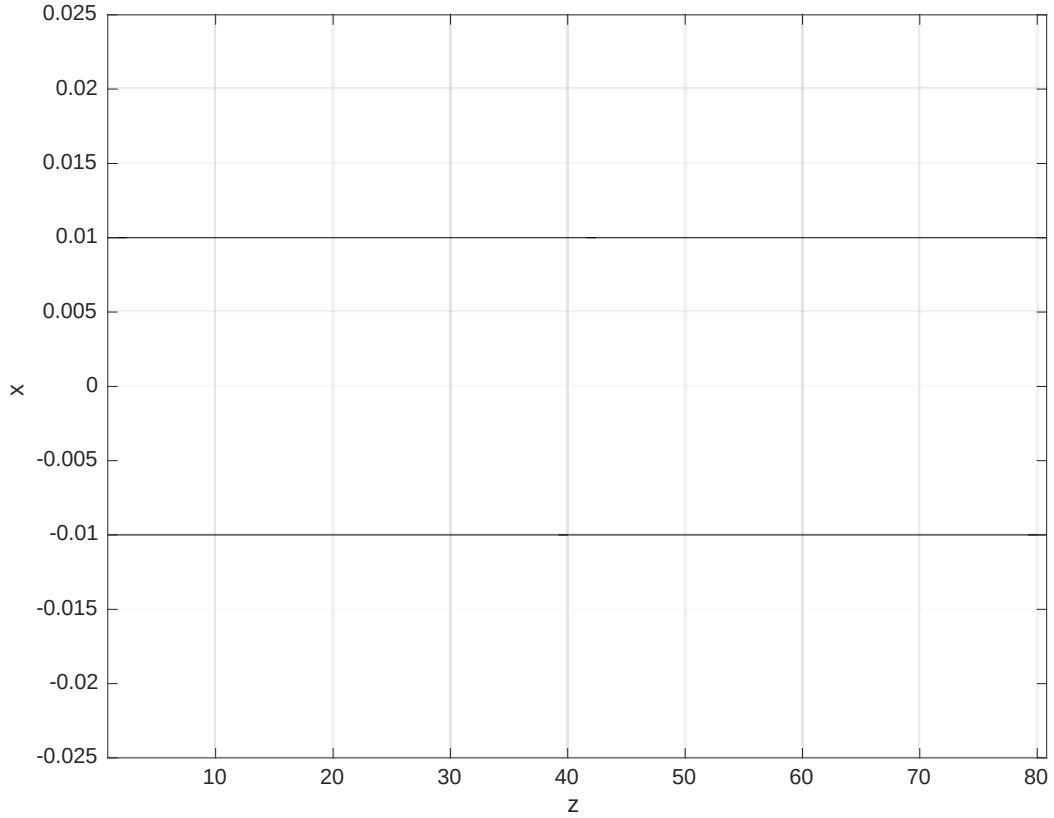
Diş yoğunluğunu 5 kat arttırıp; 1000 diş/mm yaptığımızda ise bulduğumuz şiddet 20 diş/mm yoğunluğuna göre yüzde 6 artarak $608 \cdot I_0$ şiddetine yükselmektedir. Bel genişliği ise ilk değere göre yine yüzde 6 değerinde azalış göstererek 0.926 mm mesefasına inmiştir. Bu bize PV hücrelerindeki etkin alanın ne kadar küçülebileceğini göstermekte ve maliyete ne kadar yardımcı olabileceğinin hesabını vermektedir. Yine elde ettiğimiz odak derinliği başlangıç diş yoğunluğuna göre yüzde 9 değerinde bir azalış göstererek 21 m civarına ulaşmaktadır.



Şekil 4. 8 mm başına 2000 diş yoğunluğuna sahip mercekte gausyen dalgaının mercekten sonraki ışın profili (x eksenı dalgaının geldiğı düzlemi z eksenı ise ilerlediğı düzlemi göstermektedir. z eksenı ise birim ışık şiddetini göstermektedir.) Mercekten önceki maksimum ışık şiddeti değeriyle aynı mertebede kalarak gelen dalga yoluna devam etmektedir.

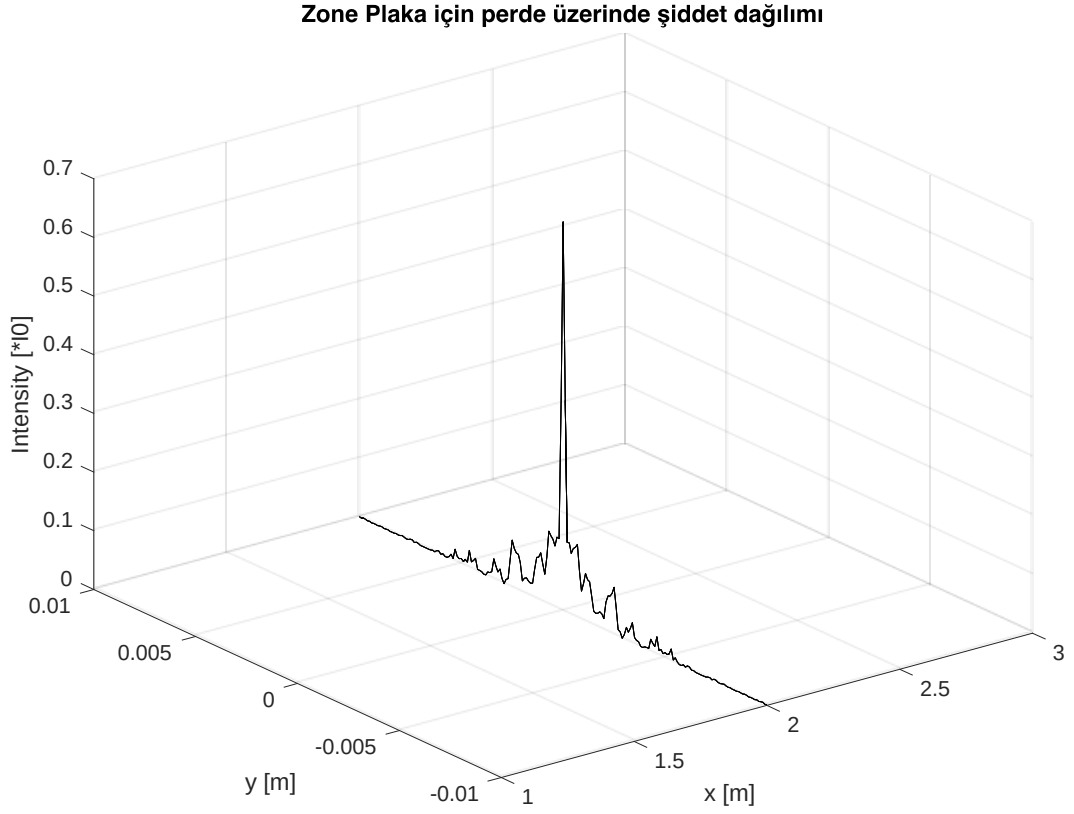
Eğer diş sayısını son değerden biraz daha; yaklaşık 2 kat arttırırsak; yani mm başına 2000 diş yaparsak elde ettiğimiz sonuçlarda ve dolayısıyla grafiklerde sapmalar

gözükmeye başlamaktadır. Örneğin, mercekten sonra elde ettiğimiz maksimum şiddet değeri başlangıçtakiyle aynı olmakta ve bel genişliği ise dolayısıyla değişmemektedir. Bu da bize merceğin artık mercek fonksiyonunu (bu dış yoğunluğunda) kaybettiğini göstermektedir.



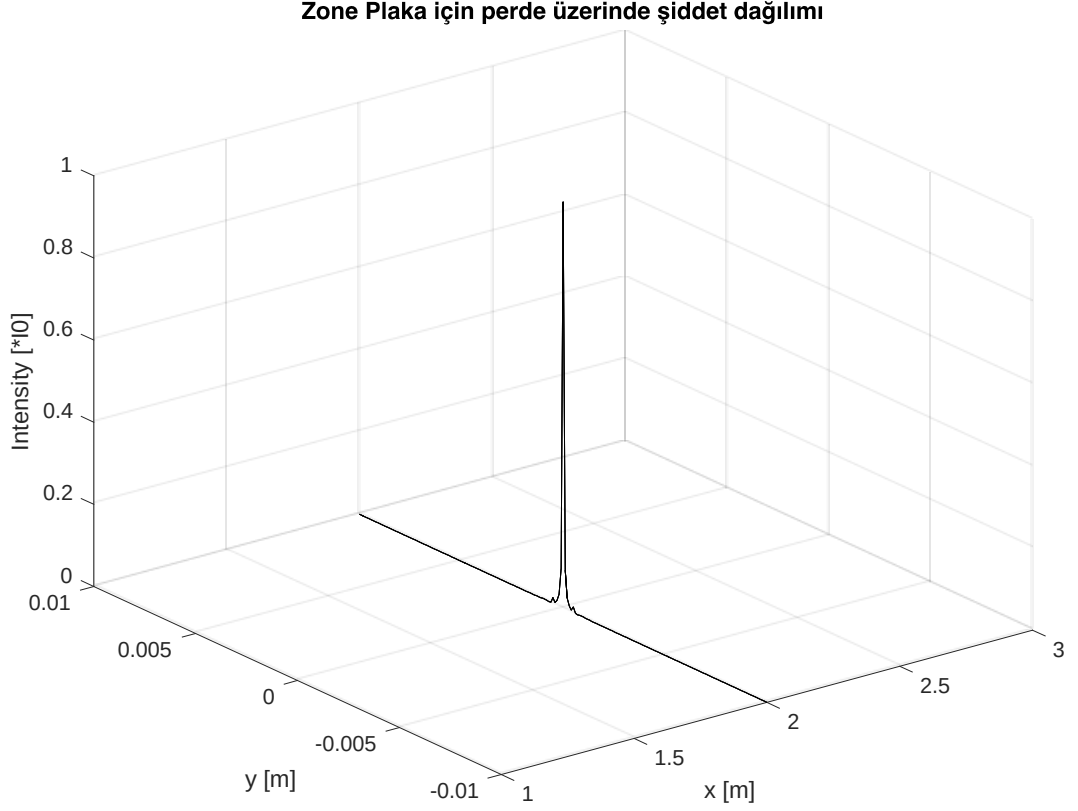
Şekil 4. 9 mm başına 2000 dış yoğunluğunda gausyen ışının mercekten sonraki bel genişliği. Bu dış yoğunluğunda bel genişliği mercekten sonra daraldığı gözlenmemektedir.

Bunun sebebi Fresnel merceğinin yüzeyindeki, yine geometrik optik modellemesindeki bozulmalara kaynaklık eden mercek yüzeyindeki mikro kusurlar olduğu gibi aynı zamanda dış boyutlarının kullandığımız ışının dalga boyutu mertebesine yani 10^{-7} mertebelerine yaklaşmasıdır. Çünkü dış sayısını düşük tutup dalga boyunu arttırdığımızda da yine aynı şekilde etkili bir odaklanma gözükmemektedir. Bu yorumun doğruluğunu araştırmak için Fresnel-Kirchoff integrallerini kullanıp bir 'Fresnel Bölge Plakası' (Zone Plate) modelleyerek kullanılan ışının dalga boyu mertebesinin palakadaki transparan bölgelerin mertebesine yaklaştırdığımızda nasıl bir sonuç alacağımıza bakalım.



Şekil 4. 10 Fresnel Bölge Plakasına gelen 600 nm'lik düzlem dalgaların plakadan sonra $x=2\text{m}$ 'de oluşturduğu şiddet deseni. Plaka $x=0$ 'da bulunmaktadır. Gelen dalga ise y düzleminde.

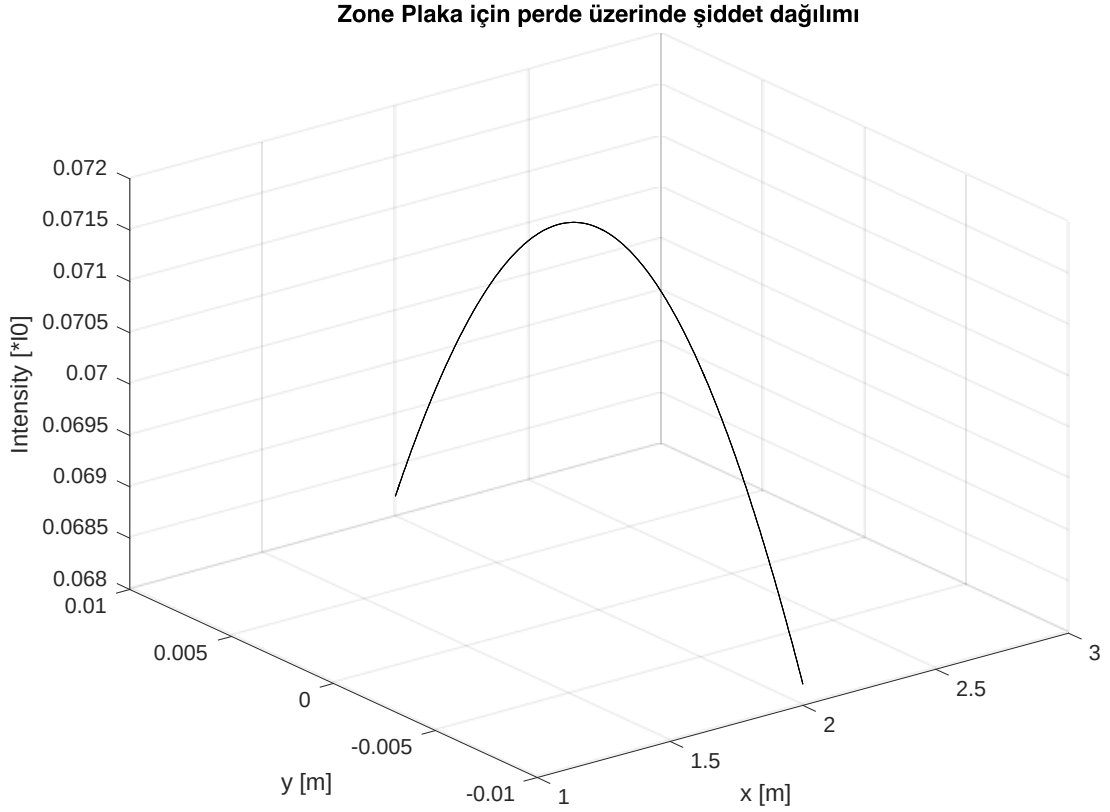
Yukarıdaki grafik $r_n = n\lambda(f + n\lambda)/4$ formülüne göre transparan ve opak bölgelerin sınırlarının belirlendiği bir plaka üzerine gelen 600 nm'lik düzlem dalga cephelerinin plakadan sonraki $x=f=2$ m'de oluşan şiddet dağılımını göstermektedir. Görüldüğü gibi $f=2$ 'de bir odaklanma söz konusu. Eğer dalga boyunu daha da küçültürsek 400 nm'ye getirirsek;



Şekil 4. 11 Fresnel Bölge Plakasına 400 nmlik düzlem dalgaların gönderilmesiyle plaka arkasında x=2 noktasında oluşan şiddet deseni. Küçülen dalga boyu ile daha ‘keskin’ bir odak oluşmuştur.

beklediğimiz gibi odak daha da keskinleşir. Bu sonuç, analitik olarak bilinen; çift yarık girişiminde birinci maksimumun konum değerini veren $y_m = m\lambda D/d$ formülüyle desteklenmektedir. Burada m birinci maksimumun dikey ekseninde konum mesafesini, D yarık perde uzaklığını, d ise yarıklar arası mesafeyi vermektedir. Dalga boyunu küçültünce ilk maksimumu veren girişim noktasının mesafesinin kısalması bulduğumuz sonucun doğruluğunu göstermektedir.

Dalga boyunu küçültmek yerine biraz daha büyütürsek; örneğin, yarık boyutlarına (10^{-3} mertebeleri) getirirsek bulacağımız sonuç;



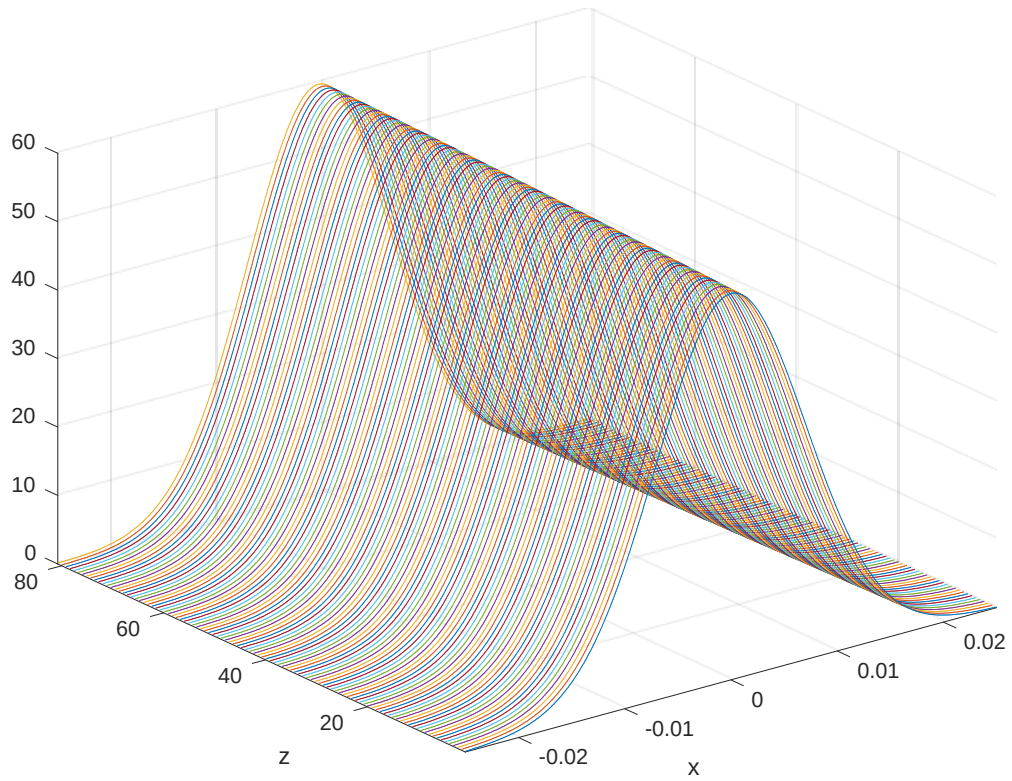
Şekil 4. 12 Gelen dalga boyunun, bölge plakasındaki transparan kısımların genişliklerine yaklaştırılmasıyla elde edilen şiddet deseni. Artan dalga boyuyla odaklanma kaybolmaktadır.

hiç yarık yokmuş gibi bir sonuç çıkacaktır. $y_m = m \frac{\lambda D}{d}$ formülüne göre etkin bir odaklanma göremeyeceğiz. Bu sonuç bize Fresnel merceğindeki dişlerinin yoğunluğunun artması ve nihayetinde dalga boyu mesafesine gelmesinde yorum yapma imkanı sağlamaktadır. Bölge Plakası kırıcılık(refraction) tabanlı değil de (diffraction) tabanlı sebeblerle çalışmaktadır. Fresnel merceğindeki diş yoğunluğuyla artan bozulmanın bir sebebinin dalga boyu-diş mesafesi olduğu yorumu Bölge Plakasında gerçekleşen bu durumla desteklenmektedir.

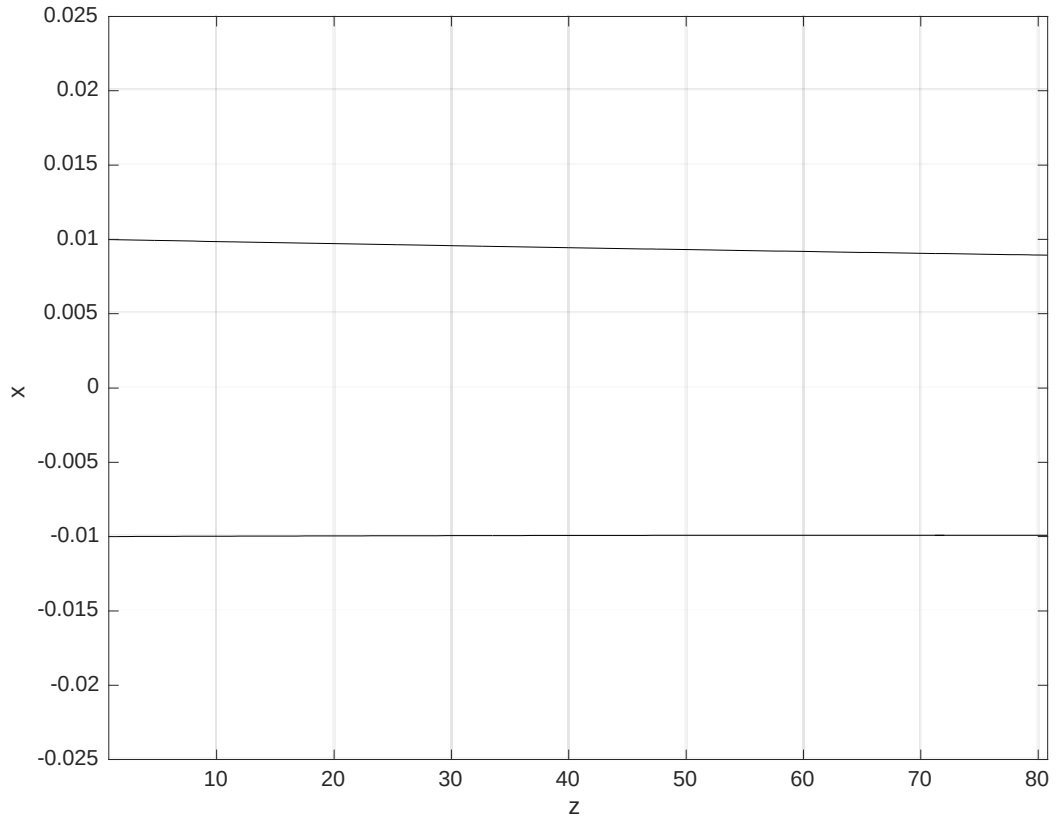
SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada Fresnel mercekleri ve çalışma prensipleri tanıtılmıştır. Ayrıca geometrik ve dalga optiği kullanılarak iki ayrı programda modellenmiştir. Bu çalışmada daha çok odaklandığımız konu ise Fresnel merceğinin yüzeyindeki diş sayısının odaklanmayı nasıl etkilediği olmuştur. Geometrik optik kanunlarına dayalı olarak merceği modellediğimizde mm başına 400 dişten sonra bozulmalar gözlenmiştir. Bu bozulmalar açık bir şekilde mercek yüzeyinde bulunan dişlerinin alt kısımlarındaki ışığı her yöne dağıtan noktalarının birim uzunluktaki sayısının artmasından kaynaklanmaktadır. Geometrik optik kurallarına göre çalıştığımızda ışının dalga boyunu dikkate almadığımız için ($\lambda = 0$) daha doğru bir yaklaşım olan ışın dalga tabiatını da dikkate alan dalga optiğini kullanarak modelleme yaptığımızda hangi diş yoğunluğunda bozulmalar gerçekleştiği gözlemlenmiştir. Bu çalışmada bulduğumuz katkılardan birincisi bu diş yoğunluğunun hangi sınırdan kötü sonuçlar vermeye başladığına; ne zaman geometrik optikten dalga optiğine geçmek gerektiğine dair elde ettiğimiz bilgidir. Bu geometrik optik için mm başına 400 diş iken; dalga optiği için yaklaşık 10^3 mertebesinde sonra bozulmalar gözükmeye başlamaktadır. Burada bulduğumuz ikinci katkı; dalga optiği ile yaptığımız modellemede gerçekleşen bozulmanın sadece noktasal kusurlardan değil; aynı zamanda ışının dalga boyunun diş aralıkları mesafesi mertebesine yaklaşması olduğunu göstermemizdir. Bu yorumu desteklen bir kanıt sunabilmek için Fresnel integrallerini esas alarak Fresnel bölge plakasını modelleyip, plaka üzerine gönderdiğimiz düzlem dalgaların dalga boylarını transparan bölgelerin mesafesine yaklaştırdığımızda elde ettiğimiz bozulmalardır. Dalga boyu transparan bölgelerin mesafelerine göre çok çok küçükken etkin bir odaklanma görürken, dalga boyu

arttığında odaklanma görememekteyiz. Bu da bize Fresnel merceğindeki artan dış yoğunluğunun sadece noktasal kusurlardan kaynaklı sebeplerden değil aynı zamanda küçülen dış mesafelerinin ışının dalga karakteriyle olan etkileşimi de bozulmaların bir sebebini teşkil ettiğini kanıtlamaktadır. Bunun başka açık bir kanıtı; düşük dış yoğunluğuna sahip Fresnel merceği üzerine yine dış boyutları mertebesinde ışın gönderdiğimizde aldığımız sonucun;



Şekil 5. 1 Görece düşük dış yoğunluğuna sahip (mm başına 100) mercek üzerine gönderilen 10^{-5} m lik dalga boyuna sahip ışının mercekten sonraki ışın profili. Işın şiddetinde herhangi bir sıçrama gözükmemektedir.



Şekil 5. 2 Görece düşük diş yoğunluğuna sahip (mm başına 100) mercek üzerine gönderilen 10^{-5} m lik dalga boyuna sahip ışının mercekten sonraki bel genişliği

şeklinde olması; yani yine etkin bir odaklanma görmeden ne ışın profilinin ne de dalga genişliğinin mercekten sonra değişmeden yoluna devam etmesidir.

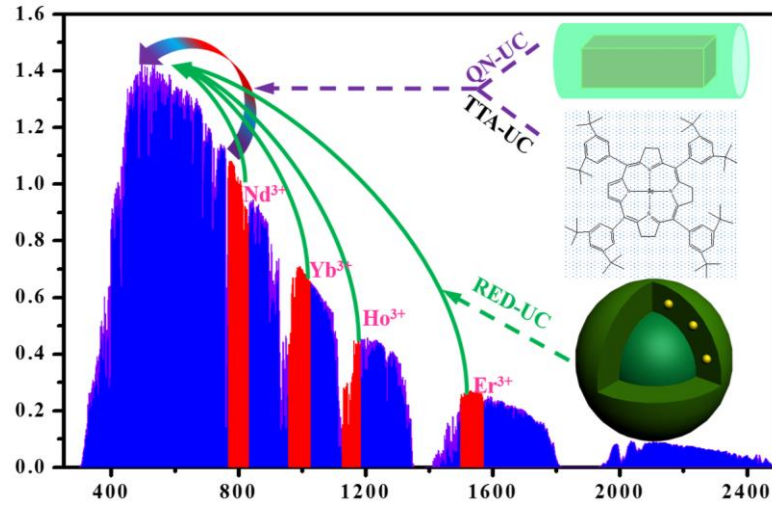
Fresnel merceğinde artan diş yoğunluğuyla beraber yoğunlaşan şekilsel/noktasal kusurları gidermek için lens yüzeyine diş derinliğin onda veya ellide biri oranında düşük kırıcılık indisine sahip sıvı bir kaplama malzemesi kaplanabilir. Öyle ki yüzeyine sıvı verilen mercek belli bir yoğunlukta ve miktarda ayarlanarak noktasal kusurların olduğu bölgeleri daha çok doldurarak ışığın dağılımını azaltacaktır [4].

Burada bahsettiğimiz Fresnel merceklerinin daha yaygın olarak kullanıldığı alan PV santralleridir. Bu santrallerde amaç gelen güneş enerjisini olabildiğince elektrik enerjisine çevirmektedir. Yukarıda ağırlıklı olarak üzerinde durduğumuz amaç Fresnel merceklerinin ışığı daha iyi nasıl odaklayacağı üzerinde durarak merceğin diş sayısı ve mercek üzerinde oluşan şekilsel kusurların nasıl giderileceği hakkında bilgi edinmekti.

Tüm bunlara rağmen PV panellerinde, gelen güneş enerjisi yeterli verimlilikte kullanılamamaktadır. Dünya yüzeyine gelen güneş enerjisi gücü 100.000 teravatı bulmakta ve bu, küresel ölçekte tüketilenin 10.000 katına tekabül etmektedir. Dünya yüzeyine ulaşan güneş ışıklarının yüzde 0.1'i ortalama yüzde onluk bir dönüştürme etkinliği (conversion efficiency) ile PV hücrelerine verilebilseydi şu anki enerji ihtiyacımızın tamamı karşılanmış olurdu. Bununla birlikte PV teknolojisindeki gelişmeler son yıllarda büyük bir artış göstermektedir [6,7]. PV istasyonlarından elde edilen gücün kilovat başına maliyeti yüksek olması diğer kaynaklarla rekabetini kısıtlayan noktayı oluşturmaktadır. Bu, geleneksel PV hücrelerindeki aşağı seviyelerde kalan dönüştürme veriminden kaynaklanmaktadır. Güneş ışığı spektrumunun yaklaşık yarısını oluşturan kızılötesi (700-2500 nm) bölgesi PV hücreleri tarafından soğrulamamasıyla en büyük kayıp mekanizması ortaya çıkmaktadır. Bu durum PV aygıtlarına değiştirilebilir band genişliğine sahip ışık absorbe eden materyaller yerleştirilerek çözüme ulaşılmaya çalışılmaktadır. Kristal silikon(c-Si), 2008 yılında, dünya üzerindeki PV hücrelerinin üretimindeki payı yüzde 90'lara vararak diğer güneş hücreleri çeşitlerini geride bırakmıştır [8]. Görece daha küçük band genişliğine (1.12eV) sahip tekli kristal silikonlarda bile, ki bu 1100 nm ye tekabül etmektedir, hala dünya yüzeyine ulaşan enerjinin yüzde yirmilerine tekabül eden kayıplar söz konusudur [9] Amorf silikonlar gibi daha yüksek band genişliğine sahip PV hücreleri ise 708nm ve üzerindeki dalga boylarına duyarlıdır. Bu durumda bile yakın kızıl ötesi bölge soğrulamamaktadır.

Foton yukarı çevirgen (UC) materyaller iletim kaybını en aza indirmek için PV hücrelerinin yüksek duyarlılığı olduğu bölgeye doğru iki büyük dalga boyunu bir tane daha düşük dalga boyuna çevirmeyi sağlayan mekanizmayı oluşturmaktadır. Bu teknik, solar spektrumu dönüştürerek tek eklemlilik(single-junction) PV hücreleri için Shockley-Queisser limitini (konsantre edilmemiş ve 1.35eV lik band genişliğine sahip yarıiletken material için %31 civarında) aşmamızı sağlar [10]. Trupke ve arkadaşları yoğunlaştırılmamış ışığın varlığında tekli ekleme sahip PV hücreler için teorik üst limitin yüzde kırklar civarında olduğunu göstermiştir [11]. Bu 1.1eV lik band genişliğine sahip kristal silikonlar için elde edilen Shockley-Queisser limitinin çok çok ötesindedir. Şekil 1

şematik olarak UC materyallerin kızılötesi bölgesindeki ışıkların güneş ışığının zirveye ulaştığı yere doğru gerçekleştirdiği dönüşümü göstermektedir:



Şekil 5. 3 1.5 AM’lik koşullarda oluşan emme ve yayma aralığı. QN-UC (mor): Nanoyapılardaki UC ,TTA-UC (mor): Üçlü yoketme UC materyaller, RED-UC (yeşil): Nadir toprak elementleri ile katkılanmış UC materyaller. (Dikey eksen spectral radyasyonu (W/m-nm), yatay eksen ise gelen ışığın dağa boyunu (nm) göstermektedir) [12].

Şu anda üç tip foton UC materyal öncelikli olarak araştırılmaktadır. Bunlardan ilki nadir toprak elementleriyle katkılanmış genellikle 800 nm üzerinde çalışan (belli katkılarla 800 nm ve aşağısına inilebilmektedir) mikro ve nano kristallerdir (RED-UC) [13]. İkincil olarak üçlü-üçlü yoketme mekanizmasına sahip malzemeler gelmektedir.(TTA-UC) Bu malzemelerin cevap aralığı 800 nmnin altındadır [14]. Burada; üçlü duruma sahip iki organik molekülün etkileşimi ile bir molekül üst seviyeye yükseltgenerek yayım frekansına ulaşmakta ve bu şekilde floresans durumuna gelmektedir. TTA-UC materyaller için uyarım enerjisi çok düşüktür (yalnızca birkaç mW/cm²) ki bu güneşin yaydığı radyasyonla karşılaştırılabilir seviyededir. Üçüncü kategoride de yine 800 nm ve altına cevap verebilen kuantum nanoyapılara sahip UC materyaller bulunmaktadır (QN-UC) [15]. Buradaki UC mekanizmasının gerçekleşmesi iki ayrı band genişliğine sahip ve tünel engeli ile ayrılmış kuantum noktalarını barındıran eşsiz bir dizayna sahip olan birleşik yarıiletken nanokristallerin kullanımına dayanmaktadır. Düşük electron geçişindeki bir elektronun uyarılması ve akabinde boşluğun band için soğurulması ile daha yüksek enerji seviyesine geçişine izin verilmektedir.

Fresnel lenslerin gelen ışığı PV hücreler üzerine yoğunlaştırmada kullanıldığı sistemlerde (FPVC- Fresnel lens PV Concentrator) elektrik dönüşüm etkinliği (electrical conversion efficiency) aşağıdaki eşitlikle hesaplanabilir [16]:

$$\eta_{PV} = \eta_{PV.STC} \times [1 + 0.005 \times (25 - T_{cell})] \quad (5.1)$$

Buradan görüldüğü üzere her 10°C 'lik artışta %5'lik verim kaybı ortaya çıkmaktadır. Bu sebepten ötürü biz burada bu mekanizmalardan her üçünün de PV hücrelerinden ziyade, merceğe katkılanarak yapılmasını daha doğru buluyoruz.

Sonuç olarak FPVC sistemlerinde dış yoğunluğunu 10^3 civarında tutar ve tek eklemlili silikon hücreler için 1100 nm ve ötesini de soğuracak şekilde UC materyaller ile Fresnel merceğini katkılırsak, hem PV hücrelere aktarılan ışık iletimini maksimum seviyesine ulaştırmış oluruz hem de uygun dış yoğunluğu sayesinde merceğin artan konsantrasyon oranı ile etkin PV hücre alanını azaltarak maliyeti düşürmüş oluruz.

KAYNAKLAR

- [1] Dullemond, K., (2015), Chapter on Diffraction, http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/lectures/obsastro_2010/Chapter_Diffraction.pdf, 5 Ocak 2017.
- [2] Pedrotti, L. S. ve Pedrotti, M., (2014). Optik, Üçüncü Baskıdan Çeviri, Palme Yayıncılık, Ankara.
- [3] Topdemir, H., (2013). Işığın Öyküsü, Tübitak Yayınları, 2. Baskı, Ankara.
- [4] Machida, A., (2011). Reducing micro-defects in Fresnel Lenses, <http://www.google.com/patents/US8520323>, 7 Mart 2017.
- [5] Kim, T., ve Poon, T.C., (2006). Engineering Optics with Matlab, World Scientific Publishing.
- [6] Lewis, N.S., Nocera, D.G., (2006). "Powering the planet: Chemical challenges in solar energy utilization.", Proc. Natl. Acad. Sci., 103:15729–15735.
- [7] Morton, O., (2006). "Solar energy: A new day dawning?: Silicon Valley Sunrise.", Nature, 443:19–22.
- [8] Saga, T., (2010). "Advances in crystalline silicon solar cell technology for industrial mass production", NPG Asia Mater, 2:96–102.
- [9] Chen, G.Y., Seo, J., Yang, C.H. ve Prasad, P.N., (2013). "Nanochemistry and nanomaterials for photovoltaics", Chem. Soc. Rev., 42:8304–8338.
- [10] Shockley, W. ve Queisser, H.J., (1961). "Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells.", J. Appl. Phys, 32:510.
- [11] Trupke, T., Shalav, A., Richards, B.S., Würfel, P. ve Green, M.A., (2006). "Efficiency enhancement of solar cells by luminescent up-conversion of sunlight", Sol. Energy Mater. Sol. Cells, 90:3327–3338.
- [12] Shang, Y., Hao, S., Yang, C. ve Chen, G., (2015). "Enhancing Solar Cell Efficiency Using Photon Upconversion Materials", Nanomaterials, 5:1782-1809.
- [13] Zhou, J., Liu, Q., Feng, W., Sun, Y. ve Li, F., (2015). "Upconversion Luminescent Materials: Advances and Applications", Chem. Rev., 115:395–465.
- [14] Zhao, J.Z., Ji, S.M. ve Guo, H.M., (2011). "Triplet-triplet annihilation based upconversion: From triplet sensitizers and triplet acceptors to upconversion quantum yields", RSC Adv., 1:937–950.

- [15] Deutsch, Z., Neeman, L. ve Oron, D., (2013). "Luminescence upconversion in colloidal double quantum dots", *Nat. Nanotechnol*, 8:649–653.
- [16] Wu, Y., Eames, P., Mallick, T. ve Sabry, M., (2012). "Experimental characterisation of a Fresnel lens photovoltaic concentrating system", *Solar Energy* 86:430–440.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : İbrahim DAYAN
Doğum Tarihi ve Yeri : 20.10.1988 / Mersin
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : dayan@tau.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fizik	Yıldız Teknik Üniversitesi	2013
Lise	Fen	İbrahim Turhan Lisesi	2005

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2016-...	Türk Alman Üniversitesi	Araştırma Görevlisi

YAYINLARI

Bildiri

1. Hikmet Yükselici, İbrahim Dayan, A Fresnel Lens Doped with Nonocrystals Semiconductors as a Concentrator to increase the conversion Efficiency of Solar Energy to Electrical Energy, 7th International Advances in Applied Physics and Materials Science Congress and Exhibition, April 22-26, 2017 Fethiye – Turkey