

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



**İKİ YÖNLÜ YANSIMA DAĞILIM FONKSİYONLARI KULLANILARAK NESNE
AYDINLATMA TEKNİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Lütfü BAYRAK

Bilgisayar Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışmanı :Yrd. Doç. Dr. Ahmet ÇINAR

OCAK-2018

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

İKİ YÖNLÜ YANSIMA DAĞILIM FONKSİYONLARI KULLANILARAK
NESNE AYDINLATMA TEKNİKLERİNİN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Lütfü BAYRAK

(111129110)

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 2 Şubat 2018

Tezin Savunulduğu Tarih : 31 Ocak 2018

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Ahmet ÇINAR (F.Ü.)

Diğer Jüri Üyeleri : Yrd. Doç. Dr. Ebubekir ERDEM (F.Ü.)

Doç. Dr. Muhammed Fatih TALU (İ.Ü.)

OCAK-2018

ÖNSÖZ

“İki Yönlü Yansıma Dağılım Fonksiyonları Kullanılarak Nesne Aydınlatma Tekniklerinin İncelenmesi” başlıklı bu çalışma Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Bilgisayar Mühendisliği Anabilim Dalı, Yazılım bilim dalında yüksek lisans tezi olarak hazırlanmıştır.

Bu çalışmanın hazırlanmasında, yönlendirici ve bilgilendirici destek ve öğretilerinden dolayı tez danışmanım Yrd. Doç. Dr. Ahmet ÇINAR hocama ve manevi desteklerini benden esirgemeyen aileme teşekkürlerimi sunarım.

Lütfü BAYRAK

OCAK-2018

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	II
İÇİNDEKİLER	III
ÖZET	V
SUMMARY	VI
ŞEKİLLER LİSTESİ	VII
TABLO LİSTESİ	IX
1. GİRİŞ	1
2. OPTİK BİLİMİ	4
2.1.Optik Biliminin Tarihsel Gelişimi.....	4
2.2.Işığın Bir Ortamda İzlediği Yol.....	6
2.2.Yansıma Kanunları.....	8
2.3.Işığın Kırılması.....	10
2.4.Kırılma Etkileri.....	13
2.5. Kritik Açısı.....	15
2.6.Kırılma ve Dağılma	16
3. KOORDİNAT SİSTEMLERİ	19
3.1. Kartezyen Koordinat Sistemi	19
3.1.1.Kartezyen Koordinat Sisteminde Uzaklık.....	21
3.1.2. Kartezyen Koordinat Sisteminde Alan.....	21
3.1.3. Kartezyen Koordinat Sisteminde Hacim.....	22
3.2.Silindirik Koordinat Sistemi.....	23
3.1.2. Silindirik Koordinat Sisteminde Uzaklık	24
3.1.3.Silindirik Koordinat Sisteminde Alan	24
3.1.4.Silindirik Koordinat Sisteminde Hacim	26
3.2.Küresel Koordinat Sistemi	26
3.2.1. Küresel Koordinat Sisteminde Uzaklık.....	28
3.2.2.Küresel Koordinat Sisteminde Alan	28
3.2.3.Küresel Koordinat Sisteminde Hacim.....	29
4. ÇİFT YÖNLÜ YANSIMA DAĞILIM FONKSİYONU	30
4.1. Çift Yönlü Yansıma Dağılım Fonksiyonunun Tanımı ve Özellikleri	30
4.2. BRDF Fonksiyonunun Simetrisi	33

4.3. Enerji Çevrimi	33
4.4. BRDF Parametrizasyonları.....	35
4.5.Genel Sınıflandırma.....	37
4.6.Fiziksel Yansıma Modelleri	38
4.6.1. Torrance-Sparrow BRDF.....	39
4.6.2. Beard-Maxwell BRDF	40
4.6.3.Cook-Torrance BRDF	41
4.6.4.Kajiya BRDF	43
4.6.5. Poulin-Fournier BRDF	43
4.6.6. He-Rorrance-Sillion-Greenberg BRDF	44
4.6.7. Oren-Nayar BRDF.....	45
4.6.8. Coupled BRDF	46
4.6.9. Ashikhmin-Shirley BRDF	47
4.6.10.Granier-Heidrich BRDF	48
4.7. Empirik Reflektans Modelleri	48
4.7.1.Minnaert BRDF	48
4.7.2. Phong BRDF.....	49
4.7.3.Blinn BRDF	49
4.7.4.Lewis BRDF	50
4.7.5.Neumann-Neumann BRDF	50
4.7.6.Strauss BRDF	51
4.8.Deneysel Yansıma Modelleri	53
4.8.1.Ward BRDF	53
4.8.2. Schlick BRDF.....	54
4.8.3. Lafortune BRDF	55
4.9. BRDF İçin Fonksiyon Yaklaşımı	56
4.10.Temel Fonksiyonlar	57
5. SONUÇ ve DEĞERLENDİRMELER	59
REFERANSLAR	70
ÖZGEÇMİŞ	76

ÖZET

Filmlerdeki özel efektler, oyunlar, sanal gerçeklik uygulamaları, iç ve dış mekân tasarımları ve daha birçok alanda gerçekliği yakalamak önemli bir etkidir. Bilgisayar grafiklerinde gerçekliği yakalamak için geliştirilmiş pek çok algoritma vardır. Işığın geliş yönü, yansıma yönü, yüzey üzerine düştüğü nokta, dalga boyu ve yüzeyin geçirgenliği gibi birçok parametre yüzeyler üzerindeki aydınlatmayı hesaplamak ve simüle etmek için hesaba katılan değerlerdir. Bunların yanı sıra maddelerin fiziksel özellikleri de yansımaya etkileyen faktörlerdendir. Örneğin bir ayna ile plastik bir top üzerindeki yansıma aynı değildir. İki Yönlü Yansıma Dağılım Fonksiyonları (Bidirectional Reflectance Distribution Functions- BRDFs) bu anlamda yüzeyin aydınlatılması ve ne kadar ışığın yansıtılması gerektiğini hesaplayan fonksiyonlardır. Konuyla ilgili ilk çalışmayı Alman matematikçi, fizikçi ve gökbilimci olan Johann Heinrich Lambert gerçekleştirmiş ancak geliştirilen model gerçeklikten o kadar uzak kalmaktadır ki (Lambert modeline örnek olarak sadece kil ve ay yüzeyi örnek verilebilir ancak verilen bu örnekler Lambert modelinde ki kadar mat değildir.) var olan hiçbir maddeyi temsil edememektedir. Bu amaçla gerçekliği elde etmek veya bir nebze dahi olsa gerçekliğe yaklaşmak için birçok yansıma modeli geliştirilmiştir.

Bu tez çalışmasında geliştirilen birtakım İki Yönlü Yansıma Dağılım Fonksiyonları (Bidirectional Reflectance Distribution Functions- BRDFs) incelenmiş ve değerlendirmelerde bulunulmuştur.

Anahtar Sözcükler: Bidirectional Reflectance Distribution Functions, Lighting in Computer Graphics, Lambert BRDF.

SUMMARY

Investigation of Object Lighting Techniques by Using Two Directional Reflection Distribution Functions

It is important to capture the reality of movies, special effects, games, virtual reality applications, interior and exterior designs, and many more in the field. There are many algorithms developed to capture reality in computer graphics. Many parameters such as direction of arrival of light, direction of reflection, point on the surface, wavelength and permeability of the surface are the values that are taken into account to calculate and simulate the illumination on the surfaces. Besides these, the physical properties of the materials are also factors that affect the reflection. For example, the reflection on a plastic ball with a mirror is not the same. Bidirectional Reflectance Distribution Functions (BRDFs) are functions that calculate the surface illuminance and how much light should be reflected. Johann Heinrich Lambert, the German mathematician, physicist, and astronomer, performed his first work on the subject but the developed model is so far from reality that it can not represent any existing material (As an example of the Lambert model, only clay and lunar surface can be given, but these examples are not as matte as the Lambert model). For this purpose, many reflection models have been developed to achieve reality, or to approach reality to a certain degree.

Bidirectional Reflectance Distribution Functions- BRDFs have been investigated and evaluated in this thesis study.

Key Words: Bidirectional Reflectance Distribution Functions, Lighting in Computer Graphics, Lambert BRDF

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1. BRDF'nin vektörel olarak gösterimi	2
Şekil 2.1. İbn Sahl'ın kırılma kanunu keşfini gösteren yazısının tekrar üretilmiş bir sayfası	6
Şekil 2.2. Bir ışının x kalınlığında bir malzeme ile temasının ardından detektöre varışı. 7	
Şekil 2.3. İki ortamı birbirinden ayıran bir yüzeyde yansıyan ve kırılan ışın.	9
Şekil 2.4. Aynanın dönüşünün yansıma açısına açısal olarak iki kat etkisinin gösterimi. 9	
Şekil 2.5. Düzlemsel bir aynada oluşan görüntünün yerinin belirlenmesi	10
Şekil 2.6. E noktasındaki biz gözlemciye göre düzlemsel bir aynada oluşan görüntü ters görünür.	10
Şekil 2.7. Paralel yüzeylerdeki transparan bir plakada ışığın yer değişimi.	13
Şekil 2.8. Bir ışık hüzmesinin paralel yüzeyli bir cam plakadan geçmesi sonucu iraksaklığının yer değişime sebep olması.	13
Şekil 2.9. Kırılma sayesinde oluşan sığlaşma etkisi.	14
Şekil 2.10. Kırılmanın kritik açısı	15
Şekil 2.11. Dürbünlerde kullanılan Pro prizmaları.....	16
Şekil 2.12. Üçgen prizma ile beyaz ışık hüzmesinin dağılması ve renklere bölünmesi. D_v mor rengin sapma açısı ve D_g kırmızı ışığın sapma açısıdır.....	17
Şekil 2.13. Minimum sapma açısı	18
Şekil 3.1. Bir telin Kartezyen koordinat sisteminde x ekseninde gösterilmesi	19
Şekil 3.2. Sabit yp noktası için Kartezyen koordinat sisteminde alan görünümü	20
Şekil 3.3. Birim vektör seçimi	21
Şekil 3.4. Kartezyen koordinat sisteminde iki nokta arasında ki uzaklık.....	21
Şekil 3.5. Kartezyen koordinat sisteminde bir küpün üst yüzey alan gösterimi.....	22
Şekil 3.6. Kartezyen koordinat düzleminde hacim gösterimi.....	22
Şekil 3.7. Silindirik koordinat düzlemi ve bir noktanın açısal gösterimi	23
Şekil 3.8. Silindirik koordinat sisteminde iki farklı noktanın birim vektörler ile gösterimi	23
Şekil 3.9. Silindirik koordinat sisteminde iki nokta arasında ki uzaklık	24
Şekil 3.10. Silindirik koordinat sisteminde p uzaklığında ki bir alanın gösterimi	25
Şekil 3.11. Silindirik koordinat sisteminde x - y düzlemi üzerinde ki bir alanın gösterimi	25
Şekil 3.12. Silindirik koordinat sisteminde hacim.....	26

Şekil 3.13. Küresel koordinat sistemi	27
Şekil 3.14. Küresel koordinat sisteminde iki nokta arasında ki uzaklık.....	28
Şekil 3.15. Küresel koordinat sisteminde alan	29
Şekil 3.16. Küresel koordinat sisteminde hacim	29
Şekil 4.1. Ω_x vektörleri için azimut açılarını (φ) ve yükselme açılarını (θ) içeren küresel koordinatlar. Koordinatlar \mathbf{n}_x ' ile alakalı Z eksenine Ref_n sistemine (sol) ve \mathbf{h} ile alakalı Z eksenine Ref_n sistemine (sağ) sistemine relatif olabilirler. Kırmızı çizgi $\varphi = 0$ olan vektörleri göstermektedir.	37
Şekil 4.2. Lokal koordinat sisteminde gelen ve yansıyan vektörlere relatif açılar.	40
Şekil 4.3. Uzaklık ve yükseklik parametreleri ile kontrol edilen anizotropi.	44
Şekil 4.4. D^2 üzerinden tanımlanan bir disk baz alan Neumann-Neumann BRDF'si.....	51
Şekil 5.1. Cook-Torrance BRDF yansıma örneği.....	60
Şekil 5.2. Kajiya BRDF yansıma örneği	61
Şekil 5.3. Oren-Nayar BRDF yansıma örneği.....	62
Şekil 5.4. Ashikhmin-Shirley BRDF yansıma örneği	63
Şekil 5.5. Minnaert BRDF yansıma örneği	64
Şekil 5.6. Phong BRDF yansıma örneği.....	65
Şekil 5.7. Blinn BRDF yansıma örneği	66
Şekil 5.8. Neumann-Neumann BRDF yansıma örneği.....	67
Şekil 5.9. Ward BRDF yansıma örneği	68
Şekil 5.10. Schlick BRDF yansıma örneği.....	69

TABLO LİSTESİ

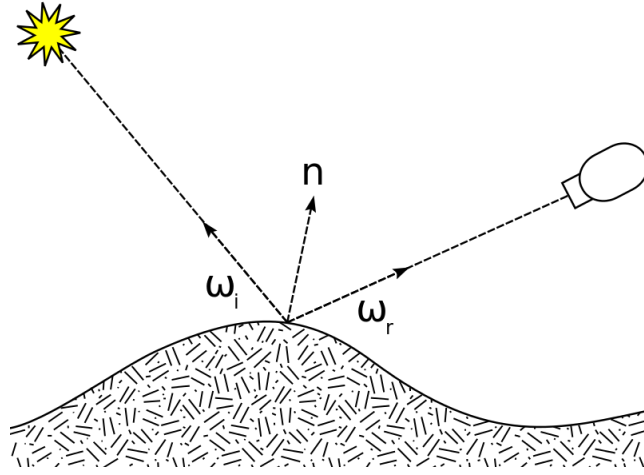
Tablo 2.1. Kırılma indisleri	11
---	----



1. GİRİŞ

Bilgisayar grafiklerinde yapılmakta olan çalışmaların önemli bir kısmı gerçekçiliği ve niteliği artırmak üzerinedir. Gerçekçiliği sağlama için aydınlatma modelleri ve yüzey kaplama yöntemleri kullanılmaktadır. Gelişen ekran kartı teknolojileri bizlere gerçekliği sağlamada makine gücü anlamında kolaylıklar sağlarken kullanılan algoritmalar var olan bu teknolojiye ek olarak bizlere hesaplama ve gerçekliği elde etmede kolaylık sağlamakta ve yön vermektedirler. Aydınlatma/aydınlanma modelleri ışık kaynaklarından çıkan fotonların sahne üzerinde oluşturduğu aydınlanma şiddetini hesaplamada ve birim yüzeye düşen aydınlatma miktarlarının belirlenmesinde kullanılmaktadır. Nesnenin karanlıkta kalan yüzeylerinde oluşan karartma (gölgelendirme) miktarının hesaplanması ve aydınlık kısmında kalan yüzeylerin ışık kaynağıyla yaptıkları açı değerine göre ne kadar olacağı yine aydınlatma algoritmaları ile belirlenmektedir.

Her ne kadar donanımsal olarak güçlü cihazlar geliştirilse de hesapsal işlemlerin karmaşıklığı algoritmik anlamda çalışmaların devam etmesine ve daha iyi aydınlatma algoritmalarının geliştirilmesine sebebiyet vermektedir. Bu nedenle, bilgisayar grafiklerinde ve bilgisayar vizyonunda ışık ve materyallerin (materiels)/dokuların (textures) etkileşimi (interaction) önemli bir problemdir. Karmaşık yüzeylerin görünüşünü modelleyebilmek için, bu yüzeyler üzerinde ki aydınlatma işlemlerinin tam olarak tanımlanması ve hesaplanabilmesi gerekmektedir. Bu amaçla, İki Yönlü Yansıma Dağılım Fonksiyonu (Bidirectional Reflectance Distribution Function) [18] yüzeyin görünüşünü modellemek için kullanılmaktadır.



Şekil 1.1. BRDF'nin vektörel olarak gösterimi [18]

Bir malzemenin yansımaya etken faktörler genel olarak ışığın geliş yönü, yansımaya yönü, yüzey üzerine düştüğü nokta, dalga boyu ve yüzeyin geçirgenliği gibi birçok parametreden bahsedilebilir. Bu parametrelerin her birinin hesaplamaya olan etkisi ve yüzeyin biçimi ele alındığında oluşan denklem ve hesaplamalar maliyetli bir hale dönüşmektedir. Bu nedenle yansımaya hesaplanabilmesi için iki yönlü yansımaya dağılım fonksiyonları (BRDFs) kullanılmaktadır.

Genel olarak BRDF gelen ışık vektörünün, yansıyan ışık vektörü, dalga boyu ve yüzey pozisyonu gibi birtakım parametrelere bağlıdır. Çoğunlukla BRDF tanımına yüzey pozisyonu dâhil edilmez. Bu nedenle BRDF gelen ışık vektörü, yansıyan ışık vektörü ve ışığın dalga boyuna bağlıdır. Bu değişim Şekil 1.1'de gösterilmiştir. Bu tür BRDF modellerine pozisyon bağımsız BRDF denir. En kaliteli görüntü hesaplayıcılar (render ve oyun motorları gibi) dahi dalga boyu nedeniyle oluşan polarizasyon etkisini dikkate almamaktadırlar. Bu nedenle genelde BRDF modellerine dalga boyu dâhil etmek yerine ışığın kırmızı, mavi ve yeşil renk kanalları için ayrı ayrı hesaplaması yapılmaktadır.

BRDF modelleri analitik fonksiyonlar kullanılarak modellenmektedir. Bu BRDF modelleri fiziksel tabanlı, olgusal ve deneysel yansımaya modelleri olarak sınıflandırılabilir. Analitik BRDF modellerinin birçoğu doğrusal olmayan parametrelere sahip olduğundan teoride ölçülebilmesine rağmen pratikte gerçekleştirilmesi imkânsız modelleri teşkil etmektedir. Bu nedenle bu doğrusal olmayan parametrelerin tahmininde Monte Carlo gibi olasılık hesaplama yöntemlerinden yararlanılmaktadır.

Tezin geri kalan kısımları Őu Şekilde organize edilmiŐtir. İkinci bölümde fizikte ışık yasaları ve yansıma işlemlerinden bahsedilmiŐtir. Bu bölümde bir yüzeyin aydınlanması için fizikte geçerli olan kurallar ve hesaplama işlemleri incelenmiş ve parametreler detaylandırılmıŐtır. Üçüncü bölümde uzaysal dönüşümlere yer verilmiştir. Dördüncü bölümde BRDF terimi ayrıntılı biçimde incelenmiş ve BRDF'nin özellikleri, izotropik ve anizotropik yapılarda BRDF'nin açıklanmasına, olgusal, fiziksel tabanlı ve deneysel BRDF algoritmaları açıklanmıŐtır. Beşinci bölümde sonuç ve değerlendirmelere yer verilmiştir.



2. OPTİK BİLİMİ

2.1. Optik Biliminin Tarihsel Gelişimi

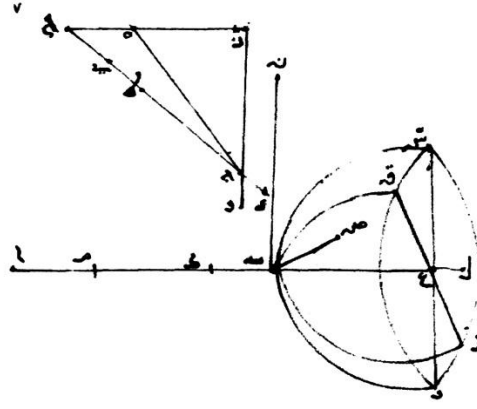
Günümüzde sanal bir ortam üzerinde tasarlanan bir nesneye tasarlanan çeşitli ışık kaynaklarından gelen ışınlar neticesinde oluşacak olan sanal görüntünün bir monitör üzerinden kullanıcıya yansıtılmasını sağlamak amacı ile çalışmalar yapılmaktadır. Fakat bu çalışmaların temelini anlamak için optik biliminin tarihsel gelişimine göz atmak gerekir.

Tarihsel olarak ışık filozofların ve bilim adamlarının ilgi odağı olmuştur. Filozoflar doğası ile ilgilenirken bilim adamları fenomenlerini aydınlatmaya çalışmışlardır. Antik Mısırlılar ışığın gizemini çözmeye çalışmış ve yapısını öğrenmeye çalışmışlardır [1]. Filozofik açıdan bakılınca çabaları sonuçsuz kalmıştır fakat pratikte kırılma kanunlarını uygulayan mekanizmalar kurabilmişlerdir. Ayrıca Yunanlılar da ışığın yapısını anlayabilmek için çözümler yapmışlardır ve görsel ışın kapsamını bulmuşlardır. Çalışmaları neticesinde ışığın sapmasını keşfetmişlerdir [2]. Yunanlıların optik alanında yaptığı buluşlardan en önemlisi Arşimed aynasıdır. Aristo [3], genel olarak hissiyat ile ilgilenmiş ve ışığın görsel yapısını reddederek ses ile ışık arasında var olan titreşimsel ilişki ile ilgilenmiştir [4]. 11. yüzyılda görsel ışın tezi Iraklı Ibn Al-Haytham tarafından tamamen reddedilmiştir [5] ve çalışmaları optik alanında devrimsel yenilikler getirmiştir [6, 7]. Ibn Al-Haytham'ın çalışmaları optik bilimini filozofik çerçeveden çıkartıp fiziksel ve matematiksel bilimler alanına getirmiştir [5].

Snell ve Descartes [8] kırılma fenomenini çalışmışlardır ve ışığın hızının çevreleyen ortamın yoğunluğu kadar olabileceğini bildirmişlerdir. Bu tez Fermat tarafından çalışılmıştır [9] ve sonuç olarak ortama indisler eklenmiştir. Bu modern oluşum sadece geometrik optik alanı ile ilgilenerek ışığın yansıma kırılma ve emilme fenomenlerini incelemeye çalışmıştır. Fakat 17. yüzyılda Grimaldi basit bir deneyle ışık ile gölge arası geçişlerin bu teoriyle açıklanmasının yapılamayacağını gözlemlemiştir [10]. Newton'un parçacık teoremine olan desteğine karşın [11] (Newton'a göre ışığın hareketi mekanik ve yerçekimi kurallarına uyan parçacıkların hareketi ile sağlanmaktadır) Huygens Grimaldi'nin gözlemlerine dayanan yeni bir teori

geliştirmiştir. Işığın yayınmasını aralıksız küresel ışık kaynaklarının oluşumu olarak açıklamıştır [12].

14. yüzyılın başlarında ince plakaların renkleri üzerindeki bazı deneylerin ardından, T. Young ışık ışınları arasındaki etkileşimin karanlık oluşturabileceğini yani girişim fenomenini keşfetmiştir [13]. Huygens gibi Young'da titreşim teorisini baz almıştır. Ayrıca kırılmayı hesaplayan bir cihaz geliştirmiştir. Işık ve ses arasındaki ilişkiye olan araştırmaları onun ışık titreşimlerinin dikey olduğunu keşfetmesini sağlamıştır [14]. Fresnel tersine yayınma esnasında aynı özelliklerdeki ışın için dalgaların yokluğunun Huygens'in teoremi tarafından karşılanmadığını düşünmüştür. Huygens'in teoremini, Young'un girişim teoremi ile kombine ederek bazı yeni hipotezler üretmiştir. 19. yüzyılın sonlarında G. Kirchhoff Huygens ve Fresnel tarafından öne sürülen difraksiyon teoremine daha derin bir matematiksel süreç kazandırmış ve Fresnel'in hipotezini ışığın parçacık doğasının bir sonucu olarak değerlendirmiştir. Birkaç yıl sonra Kirchhoff'un çalışması Sommerfeld tarafından ilk yaklaşım olarak değerlendirilmiştir. Daha sonra Rayleigh ile birlikte Rayleigh Sommerfeld difraksiyon teorisini geliştirmiştir. Bunun ardından difraksiyon terimi ışığın cisimler ile teması ardından oluşan yansıma, kırılma, yayınma ve dağılma terimlerinin yanına eklenmiştir. Sommerfeld bu fenomeni "difraksiyon, ilk doğrultudan gelen herhangi bir ışın hüzmesinin kırılma veya yansıma ile açıklanamayan hareketi" olarak tanımlamaktadır [15]. Şekil 2.1'de Ibn Sahl'ın kırılma kanunu ile ilgili yaptığı çalışmadan bir kesit gösterilmektedir.



لانه ان ماتة عليها سطح مستوي غيره فلا ان هذا السطح يتقطع سطحه بغير
 على نقطة تـ فلا بد من ان يتقطع احد خطي بـ ن بعض فليكن ذلك
 الخط بـ ن والعصل المشترك بين هذا السطح وبين سطح قطع قـ ر
 خط بـ ن فلا ان هذا السطح ياتر مسيطر على نقطة تـ فخط
 بـ ن ياتر سطح قطع قـ ر على نقطة تـ وكذلك خط بـ ن وهذا حال
 فلا ياتر مسيطر على نقطة تـ سطح مستوي غيره سطح بـ ن صـ ن

Şekil 2.1. Ibn Sahl'ın kırılma kanunu keşfini gösteren yazısının tekrar üretilmiş bir sayfası [16]

2.2. Işığın Bir Ortamda İzlediği Yol

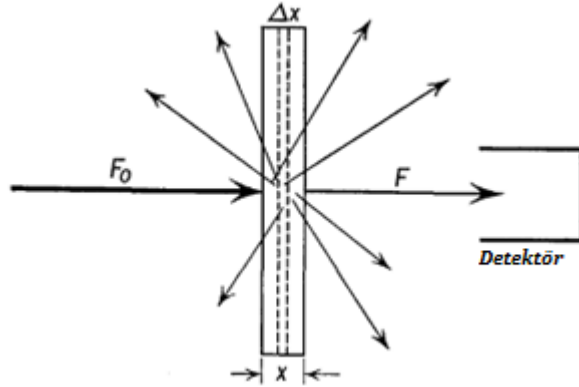
Bir ortamda ışık hareket ederken radyant enerjinin bir miktarı emilir ve iç enerji olarak dönüşür diğer kısmı ise çeşitli doğrultularda dağılır. Işık dalga setlerinden kaynaklanan titreşen elektrik alanı ile bir miktar elektron ortama geçer. Bu durum dağılmış elektro manyetik radyasyonu oluşturur. Bu dağılma malzemenin görünümünde rol oynar. Örneğin gökyüzünün mavi olmasının sebebi güneş ışınlarının bir kısmının havada dağılmasından kaynaklıdır. Stratosferde gökyüzü neredeyse siyah görünmektedir. Hava molekülleri düşük dalga boylu ışıkları dağıtmakta daha etkindir ve bu yüzden dağılımın sonucu mavi olarak görünmektedir. Küçük dalga boyları direkt ışımadan yayınırken havanın kalın kısımlarından geçerken daha kırmızı hale gelir. Bundan dolayı gün doğumu sabah güneşinden daha kırmızı görünür. Şafağın oluşumunu ışığın havada saçılması gerçekleştirir. Mikrodalga iletişimleri iletili ve alıcı antenler arasındaki mesafe, mikrodalgaların düz çizgi yayılım prensibinden dolayı yeryüzü eğimliliği ile limitlidir.

Şekil 2.2'ye göre eğer aydınlatıcı akı F 'nin bir demet ışını Δx kalındığında bir malzemeye temas ederse gelen akının bir kısmı malzemede ısı olarak absorbe edilir ve bir kısmı da gelen ışıdan bağımsız olarak dağılır. Detektöre erişen aydınlatıcı akı ΔF

miktarınca azalır ve bu kayıp kütlenin kalınlığına bağlıdır. Böylece aşağıdaki denklemi elde ederiz:

$$\Delta F/F = -\mu\Delta x \quad (2.1)$$

Denklem 2.1’de μ absorpsiyon sabitidir. Denklemdeki eksi işareti kalınlıktaki pozitif bir artışın aydınlatıcı akıyı azaltacağını göstermektedir.



Şekil 2.2. Bir ışının x kalınlığında bir malzeme ile temasının ardından detektöre varışı

Gelen akı F_0 x kalınlığında bir kütleye temas ettiğinde, ayrılan akı F ’nin değeri Denklem 2.2 ile edilebilir.

$$\int \frac{dF}{F} = - \int_0^x \mu dx$$

$$\ln \frac{F}{F_0} = -\mu x$$

$$F = F_0 e^{-\mu x} \quad (2.2)$$

Bu denkleme göre ışındaki aydınlatıcı akı eksponansiyel olarak malzeme tarafından absorbe edilir. Absorpsiyon sabiti μ dalga boyu λ ya ve radyasyonun geçtiği malzemenin doğasına bağlıdır.

Bir ışık huzmesi iki ortamı birbirinden ayıran bir yüzeye ulaştığında –örneğin hava ve cam arasındaki yüzey- ışığın bir kısmı ilk ortama tekrar yansır ve diğer kısmı ikinci ortama girer. Diğer ortama giren ışığa kırılan ışık denir. Eğer iki ortam arasındaki ayırım noktası pürüzsüzse ilk ortama olan yansımaya tamamen yansıma ya da yansıtıcı yansıması denir. Eğer yüzey pürüzlü ise ışığın yayınlı yansıması gerçekleşir.

Genelde parlatılmış pürüzsüz bir metal gelen ışığın yaklaşık olarak %90'ını yansıtırken parlatılmış pürüzsüz bir cam yüzey 0° - 60° geliş açıları için ışığın %4 – 10'unu yansıtır. Metallerde kırılan ışık yüzeyin çok ince bir kısmında emilir bundan dolayı metallerin absorpsiyon sabiti çok yüksektir. Camlarda ise görünebilir ışık absorpsiyon sabiti çok düşüktür.

Elektriksel direnç, geçirgenlik gibi etmenler ışığın iletimini etkilemektedir. Bu özellikler frekansa bağlıdır. Yani düşük frekansta iyi iletken olanlar yüksek frekanslarda iyi iletken olamayabiliyorlar. Genelde elektriksel iletkenliği yüksek olan malzemelerin ışık geçirgenliği düşüktür. Aynı şekilde optik olarak iyi iletkenler genelde elektriği iyi iletmezler. Elektriksel özelliklerin frekans ile olan bağımlılığını göz önüne alırsak görülebilir ışığı iletebilen malzemelerin kızılötesi veya ultraviyole ışınlarla opak kalabileceğini düşünebiliriz. Bütün metaller görülebilir ışığa karşı opakken x ışınlarını iletmeleri mümkündür. Camın yüzeyini ince bir tabaka gümüş ile kaplayarak gelen ışığın yarısını yansıtan diğer yarısını da ileten bir ayna yapmak mümkündür. Bu durumda ise tabaka çok ince fakat elektrik rezistansı fazla olacaktır.

Yansıma ve kırılma olayları ışık ve malzemenin içerisindeki partiküllerin etkileşimlerinin de eklenmesiyle detaylı bir şekilde çalışılabilecekken, ışığın homojen bir ortam içerisinde düz çizgiler halinde hareket ettiğini varsaymak işimizi kolaylaştırır. Bu hareketlerin doğrultusu ışık ışını olarak adlandırılır. Bu ışınlar malzemede yansıdığı noktalara doğru açılarla çizilerek en basit hesaplama yöntemi yapılır. Yalnız bu yöntem en basit yaklaşımlardan birisidir. Bu yaklaşıma geometrik optik denir.

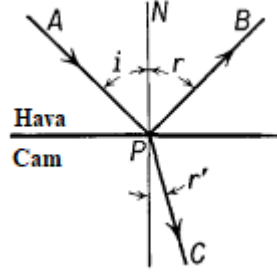
2.2.Yansıma Kanunları

Bir ışık huzmesi iki ortamı birbirinden ayıran pürüzsüz bir yüzeye temas ettiğinde geliş açıları, yansıma ve kırılma yüzeye çizilen bir normal ile hesaplanır. Normal verilen bir noktadan yüzeye çizilen bir diktir. Şekil 2.3'de NP P noktasından yüzeye çizilen bir normaldir, AP gelen ışındır, PB yansıyan ışın ve PC kırılan ışındır. Geliş açısı i gelen ışın ile normal arasındaki açıdır, r yansıma açısı yansıyan ışın ile normal arasındaki açı, kırılma açısı r' ise kırılan ışın ile normal arasındaki açıdır.

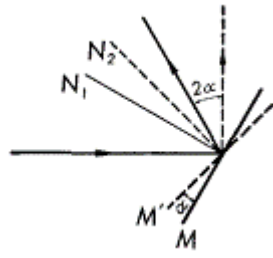
Yansımanın iki kanunu şu şekilde belirtilebilir:

- Gelen ışın, normal ve yansıyan ışın aynı düzlemedir.
- Geliş açısı yansıma açısına eşittir.

Yansıma kanunları 10. yüzyıldan beri bilinen empirik kanunlardır.



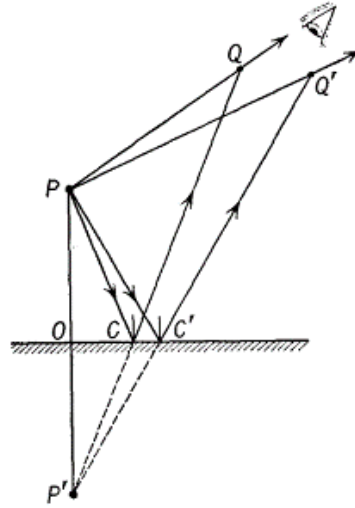
Şekil 2.3. İki ortamı birbirinden ayıran bir yüzeyde yansıyan ve kırılan ışın



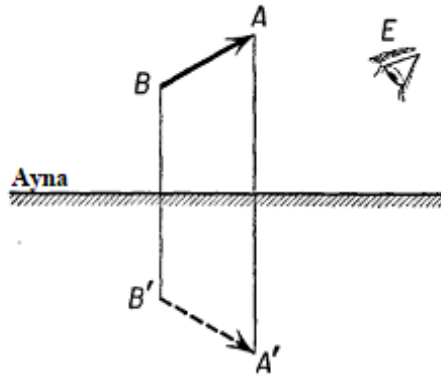
Şekil 2.4. Aynanın dönüşünün yansıma açısına açısal olarak iki kat etkisinin gösterimi

Ayna ufak bir α açısında döndüğünde geliş açısı ve yansıma açısı da aynı oranda azalır veya artar. Şekil 2.4'de görüldüğü gibi bir düzlemsel ayna M α açısı boyunca dönerse yansıyan ışın 2α dönecektir.

Bir aynanın yansıtma yüzeyine direkt olarak gözlerini çevirmiş olan bir gözlemci aynadan yansıyan ışınları görür. Şekil 2.5'de göz QC ve $Q'C'$ ışınlarını görmektedir ve bu ışınların aynanın arkasındaki nokta P' den geldiğini görmektedir. Eğer gözlemcinin başı P noktasına doğru dönerse QP ve $Q'P$ ışınları gözüne belir ve ışınların P noktasından geldiğini düşünür. Eğer ayna mükemmel bir yansıtıcı ise gözlemci P gerçek yüzeyi ile P' sanal yüzeyini aynı parlaklıkta görür. P' noktası P noktasının aynasındaki görüntü noktası olarak adlandırılır. QC ve $Q'C'$ ışınları P' den gelmemektedir fakat o şekilde görülmektedir ve bu yüzden P' P 'nin sanal görüntüsü olarak adlandırılmaktadır. Bir düzlemsel ayna gerçek bir nesnenin sanalını oluşturur ve o görüntü gerçek obje ile ayna arasındaki mesafe kadar aynanın gerisinde bulunmaktadır.



Şekil 2.5. Düzlemsel bir aynada oluşan görüntünün yerinin belirlenmesi



Şekil 2.6. E noktasındaki biz gözlemciye göre düzlemsel bir aynada oluşan görüntü ters görünür

Eğer belirli bir boyutta bir obje, Şekil 2.6'deki BA oku gibi, bir aynanın önüne yerleştirilirse nesnenin her noktası aynanın arkasında görünür. Bundan dolayı B noktası B' da A noktası ise A' da görünür. Aynaya bakan bir gözlemci BA okunun $B'A'$ sanal görüntüsünü görür pozisyondan bağımsız olarak. E 'deki bir gözlemci gerçek okun başını sağında görürken aynada solunda görür. Aynada oluşan objenin boyutu gerçeğiyle aynıdır. Görüntü aynanın ışık olmayan arka kısmında oluşur bu yüzden görüntüyü bir parça kâğıt veya camın üzerinde oluşturmak imkansızdır.

2.3. Işığın Kırılması

Kırılmanın gerçekleşmesinin sebebi ışığın farklı ortamlarda geçişi esnasında hızının değişmesidir. Kırılma terimi daha bilinmeden önceleri kırılma kanunları empirik

olarak belirlenmişti. İki yüzey geçişindeki ışığın kırılmasının deneysel gözlemleri aşağıdaki kanunlar ile özetlenebilir:

- Gelen ışın, normal ve kırılan ışın aynı düzlemedir.
- Monokromatik ışık için geliş açısının sinüs değerinin kırılma açısının sinüs değerine oranı sabittir.

Buna dayanarak Denklem 2.3'ü kullanabiliriz:

$$\sin i / \sin r' = n_r \quad (2.3)$$

Denklem 2.3'te i geliş açısı, r' kırılma açısı ve n_r relatif kırılma indisi olarak bilinen sabittir. Bu eşitlik genelde Snell kanunu olarak bilinmektedir.

Huygens tarafından 1678 yılında belirtildiği üzere relatif kırılma indisi ışığın iki ortamdaki hızlarının oranı olarak gösterilebilir.

$$n_r = v_1 / v_2 \quad (2.4)$$

Denklem 2.4'te v_1 ışığın ilk ortamdaki hızı iken v_2 ikinci ortamdaki hızıdır.

Bir düzlemin kırılma indisi n i ışığın ortama vakum ortamından gelişini göz önünde bulundurarak belirleyebilir. Denklem 2.4'ü kullanarak Denklem 2.5'te ki eşitliği buluruz.

$$n = c / v \quad (2.5)$$

Burada c ışığın vakumlu ortamdaki hızı ve v ise ışığın ortamdaki hızıdır. Kırılma sabiti n deneysel olarak oluşturulan tablolardan edinilebilir. Bir ortamdaki ışığın hızı frekansa de dolayısı ile dalga boyuna bağlı olduğundan kırılma indisleri dalga boylarına göre verilmektedir. Tablo 2.1'de bazı malzemeler için kırılma indisleri verilmiştir.

Tablo 2.1. Kırılma indisleri

Malzeme	Kırılma İndisi				
Dalga boyu	7,682 Å	6,563 Å	5,893 Å	4,681 Å	4,047 Å
Borosilikat Camı	1,5191	1,5219	1,5243	1,5301	1,5382
Yoğun cam	1,6441	1,6501	1,6555	1,6691	1,6901
Su 20°C	1,3289	1,3311	1,3330	1,3371	
Karbon Disülfid 18°C		1,6198	1,6255	1,6541	
Elmas			2,417		

Denklem 2.5'te birinci düzlem için kırılma indisi $n_1 = c/v_1$ şeklinde hesaplanırken ikinci düzlem için $n_2 = c/v_2$ olarak hesaplanabilir. İkinci denklemi birinciye bölersek Denklem 2.6'yı buluruz:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{c/v_2}{c/v_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

$$n_r = n_2/n_1 \quad (2.6)$$

Eğer geliş açısını Φ_1 kırılma açısını ise Φ_2 olarak adlandırırsak Snell kanunu Denklem 2.7'de ki gibi yazabiliriz:

$$n_1 \sin \Phi_1 = n_2 \sin \Phi_2 \quad (2.7)$$

Denklem 2.7'nin simetrikliğinden ışığın düzleminin tersinirliği gözlemlenebilir. Bundan dolayı ortam 1'in normali ile Φ_1 açısı yapacak şekilde gelen ışın ortam 2'nin normali ile Φ_2 açısı yapar ve bu durum ikinci ortamdan birinci ortama geçmesi ya da birinci ortamdan ikinci ortama geçmesi ile bağımsızdır.

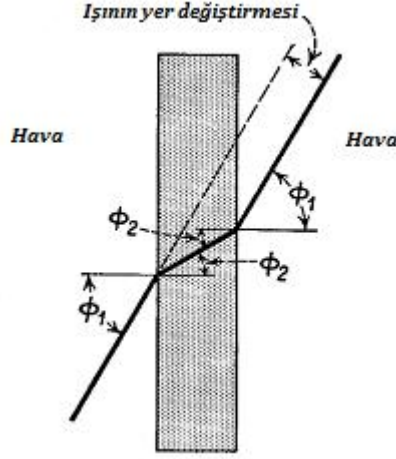
Kırılma indisi yüksek olan ortamlar genelde optik olarak yoğun ortam olarak adlandırılırken kırılma indisi düşük olan indisler optik olarak seyrek düzlemler olarak adlandırılır. Optik yoğunluk fiziksel yoğunluk ile pek alakalı göstermemektedir. Işığın v hızı Denklem 2.8'de görüleceği üzere elektromanyetik özellikler ile alakalıdır.

$$v = (\epsilon\mu)^{-3/2} \quad (2.8)$$

Bir ortamın ϵ dielektrik sabiti ve μ geçirgenliği bir ortamın birim hacmindeki molekül sayısına bağlıdır. Eğer mevcutta molekül yoksa dipol momenti de yoktur. Birim hacim başına etkiyen elektrik ve manyetik dipol momentleri direkt olarak birim hacim başına düşen molekül ile alakalıdır yani moleküller birbirinden ne kadar uzak olursa o kadar az etkileşim kurarlar tıpkı gazlarda olduğu gibi. Diğer malzemelerin aksine gazlarda ışık iletimi yoğunluk ile bağımlıdır. Yani gazlarda ϵ ve μ yoğunluk ile artarken ışık hızı azalır.

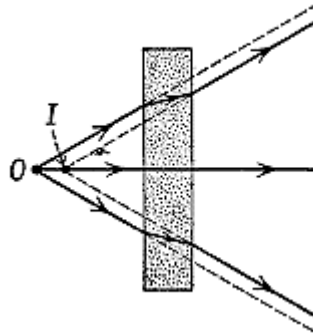
2.4.Kırılma Etkileri

Şekil 2.7’de ki gibi uzak bir kaynaktan gelen bir ışık huzmesi transparan bir ortamdan geçtiğinde ışın kendisine paralel olarak yer değiştirir fakat doğrultusu değişmez.



Şekil 2.7. Paralel yüzeylerdeki transparan bir plakada ışığın yer değişimi

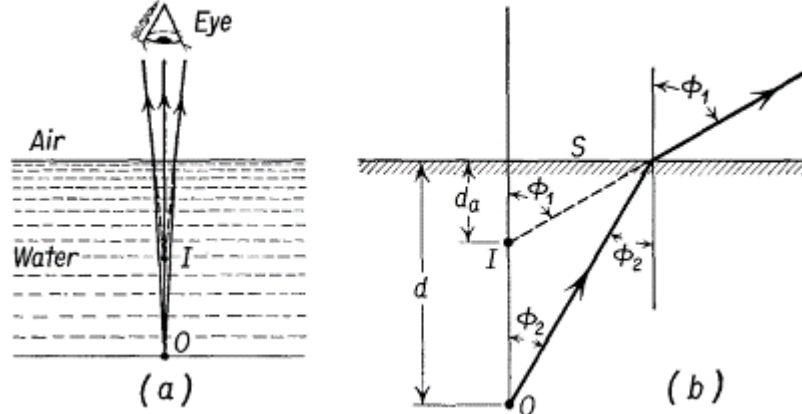
Transparan plakaya yakın olan kaynaktan çıkan ışınlar ıraksak olarak davranış gösterir. Plakaya gelen her ışın farklı miktarda yer değiştirme yapar. Eğer ıraksaklık çok yüksek değilse, Şekil 2.8’deki gibi ışınların I noktasından geldiği görülür. Yani camın kalınlığına bağlı olarak O ışık kaynağına nazaran biraz yer değiştirmiş olarak görülür.



Şekil 2.8. Bir ışık huzmesinin paralel yüzeyli bir cam plakadan geçmesi sonucu ıraksaklığının yer değişime sebep olması.

Bu şekildeki ışınların yönlerini tersine çevirirsek paralel plakalı camın ışık huzmesine etkisi onları tek noktada birleştirecek şekilde olacaktır. Bu yöntem kamera lenslerinin yakınlaştırma mesafesini ayarlamak için kullanılır.

Şekil 2.9 (a)'da bir miktar ışık hüzmesinin kırılmasının ardından oluşan ilginç bir etki daha görülmektedir. Şekilde O noktasından havuzun dibindeki bir noktaya gelen ışınların suyun dışındaki bir gözlemci tarafından gözlemlenmesi gösterilmektedir. Gözlemci tarafından ışık hüzmelerinin O noktasından daha yukarıda olan I noktasından geldiği görülmektedir ve bu durum da havuzun daha sığ olduğu yanılgısına yol açmaktadır.



Şekil 2.9. Kırılma sayesinde oluşan sığlaşma etkisi [16]

Şekil 2.9 (b)'deki bir ışının izlediği yolu tekrar formülize edersek Denklem 2.9'u elde ederiz.

$$n_1 \sin \Phi_1 = n_2 \sin \Phi_2 \quad (2.9)$$

Eğer Φ_1 ve Φ_2 açıları çok küçük değerlerse Denklem 2.10'da ki şekilde bir değişiklik yapabiliriz.

$$n_1 \tan \Phi_1 = n_2 \tan \Phi_2 \quad (2.10)$$

Şekil 2.9'a göre $\tan \Phi_1 = s/d_a$ ve $\tan \Phi_2 = s/d$ olarak hesaplanabilir. İki eşitliği göz önüne alırsak Denklem 2.11'i çıkartabiliriz.

$$n_1/d_a = n_2/d \quad (2.11)$$

Ortam 1 hava yani bu durumda da $n_1 = 1$ olduğundan n_2 için de n yazarak formülü Denklem 2.12'de ki hale getirebiliriz.

$$d_a = d/n \quad (2.12)$$

Denklem 2.12'ye göre transparan bir ortamın görünür derinliği d_a gerçek derinliğin ortamın kırılma indisine bölünmesi ile bulunur.

2.5. Kritik Açı

n_2 yüksek kırılma indisli bir bölgeden n_1 düşük kırılma indisine sahip bir bölgeye geçiş yapan bir ışın hüzmesi ayırım yüzeyin delip geçebilir ve ortam 1'e giriş yapabilir sadece ve sadece ϕ_2 geliş açısı ϕ_c kritik açıdan düşük ise. Eğer geliş açısı kritik açıdan yüksek ise ortam 2'ye tekrar yansiyacaktır. Snell Kanunu ele alırsak:

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \quad (2.13)$$

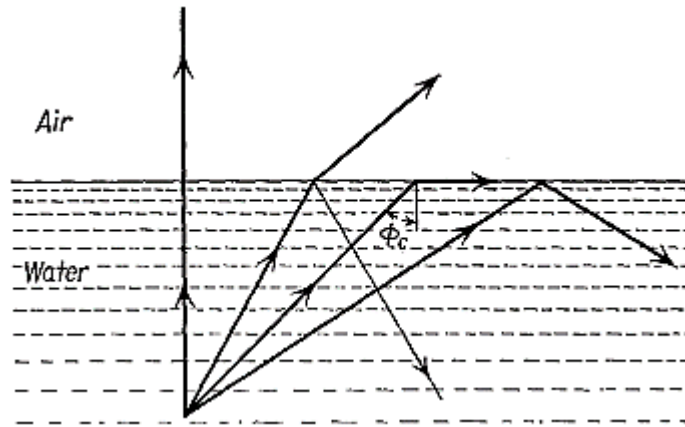
Denklem 2.12'de $n_2 > n_1$ olduğunda ϕ_1 açısı ϕ_2 açısından büyük olmalıdır ki ışın kırılarak normalden uzaklaşsın. ϕ_1 açısının alabileceği en yüksek değer 90° 'dir. Bundan dolayı ışığın ortam 1'e girebileceği en yüksek açı değerleri için Denklem 2.14'de ki eşitliği buluruz:

$$\sin \phi_2 = n_1/n_2 \quad (2.14)$$

Bu açı ϕ_c kritik açıdır. Hava seyrek bir ortamdır ve $n_1 = 1$ olacaktır. Bu şekilde denklemi düzenlersek:

$$\sin \phi_c = 1/n \quad (2.15)$$

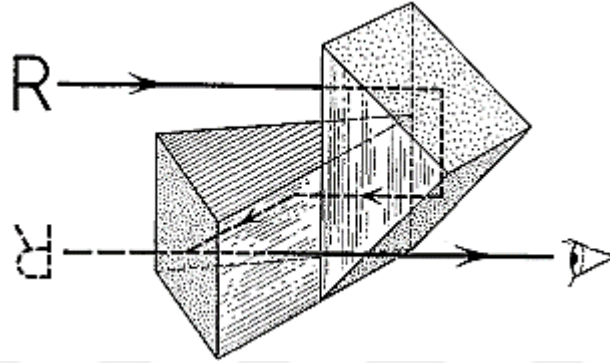
Denklem 2.15'i elde etmiş oluruz. Kritik açıdan yüksek geliş açıları için Snell kanunu görünümde bir çözüm sunmaktadır.



Şekil 2.10. Kırılmanın kritik açısı [16]

Şekil 2.10’da gösterildiği gibi geliş açısı kritik açıdan düşük olduğu sürece optik olarak yoğun ortamdan seyrek ortama gelen bir ışının bir miktarı yansır bir miktarı aktarılır. Kritik açıdan yüksek açılarda ise ışık tamamen yansır.

İç mükemmel yansımanın özelliklerini gümüş kaplanmış yüzeylerden ziyade cam prizmalardır çünkü en iyi gümüş yüzey bile gelen ışının bir kısmını absorbe eder. 45°’lik açılarla dürbünlerde bulunan prizmalar Pro prizması olarak adlandırılır ve her dürbün gözünde iki yansıma oluşturur ve görüntünün Şekil 2.11’de olduğu gibi ters olmamasını sağlar.

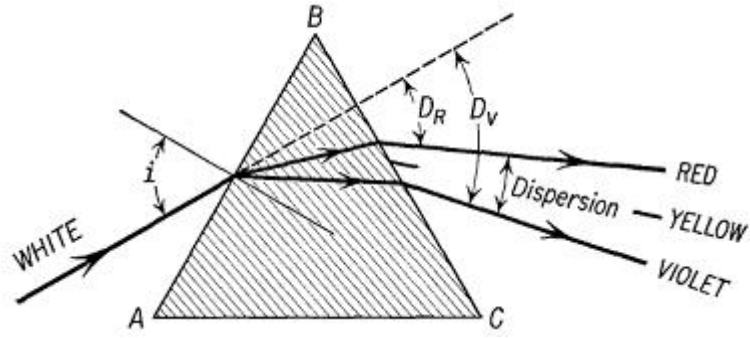


Şekil 2.11. Dürbünlerde kullanılan Pro prizmaları [16]

Prizmalar nesne veya dürbünün ön lensi ile göz arasındaki mesafeyi kısaltmak için kullanılır. Uzun bir parça plastik içi boş bir malzeme ışık borusu olarak kullanılabilir ve ışık içerisinden geçirilebilir ve dönüş noktalarında mükemmel yansıma ile bir uçtan bir uca aktarım sağlanabilir. Şekil 2.11’de dürbünlerde kullanılan prizma yapısı gösterilmiştir. Bu konsept şu an fiber optik alanında kullanılmaktadır. Bir miktar cam fiber bu sayede ışığı baştan sona kadar iletebilmektedir. Özellikle mide içi incelemelerde tıp alanında çok önemli yeniliklere yol açmıştır.

2.6.Kırılma ve Dağılma

Işığın bir ortamdaki hızı ortamın doğasına ve ışığın dalga boyuna bağlıdır. Bir dalganın titreşim hızının dalga boyuna bağlı olduğu ortamlara dağıtıcı ortam denir. Eğer Şekil 2.12’deki gibi bir beyaz ışık huzmesi üçgen cam prizmanın AB yüzüne ulaşırsa karşı taraftan çıkan ışınlar beyazdan ziyade kırmızı, turuncu, yeşil, mavi gibi değişen renklerde oluşur. AB yüzeyine i açısı ile gelen beyaz ışık kırılmış ve dağılmıştır.



Şekil 2.12. Üçgen prizma ile beyaz ışık hüzmesinin dağılması ve renklere bölünmesi. D_V mor rengin sapma açısı ve D_R kırmızı ışığın sapma açısıdır [16]

Şekil 2.12’de değişik dalga boyları veya renkler kırılma indisine bağlı olarak değişik miktarlarda oluşmaktadır. Dağılan ışınlar prizmada değişik hızlarda ilerler ve tekrar AC yüzeyinde kırılarak daha fazla sapma yaparlar. Daha yüksek kırılma indisi daha yüksek sapma açısına yol açar. Bu yüzden cam için kırılma indisi en düşük olan kırmızı en az sapmayı gösterirken mor kırılma indisinin düşüklüğünden daha fazla sapma gösterir.

Eğer monokromatik bir ışık hüzmesi yani tek dalga boylu bir ışık hüzmesi bir ABC transparan üçgen prizmasına yönlendirilirse ışın D sapma açısında orijinal yönünden sapacaktır. Eğer geliş açısı prizmayı gelen ışığa göre kaydırarak değiştirilirse sapma açısı da ayrıca değişecektir. Geliş açısı i ve çıkış açısı e birbirine eşit iken prizmadaki ışınlar prizmanın BC tabanına paralel iken sapmanın hesaplanması kolaydır (Şekil 2.13). Minimum sapma açısı D_m ile prizmanın iki kırılma yüzeyi arasındaki A açısı, prizmanın malzemesinin kırılma indisi n arasında, minimum sapmanın olduğu zamanlarda basit bir ilişki vardır. Şekil 2.13’de D_m iç açıları $i - r'$ olan ikizkenar bir üçgenin dış açısıdır.

3. KOORDİNAT SİSTEMLERİ

3.1. Kartezyen Koordinat Sistemi

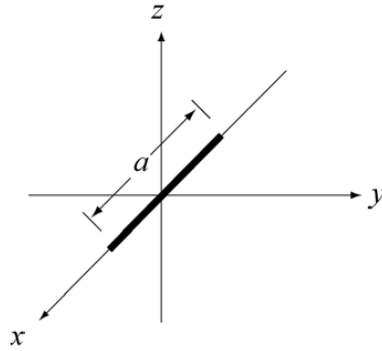
Bir koordinat sistemi dört temel unsurdan oluşur

- Orijin seçimi
- Eksen seçimi
- Her eksen için pozitif yön seçimi
- Her eksen için birim vektör seçimi
- Orijin seçimi

Orijin yani kaynak noktası seçimi üzerinde işlem yapılacak sistemin başlangıcının belirtildiği noktayı ifade eder. Örneğin bir telin orta noktası veya işlem yapmak için seçilecek herhangi bir noktası olabilir.

- Eksen seçimi

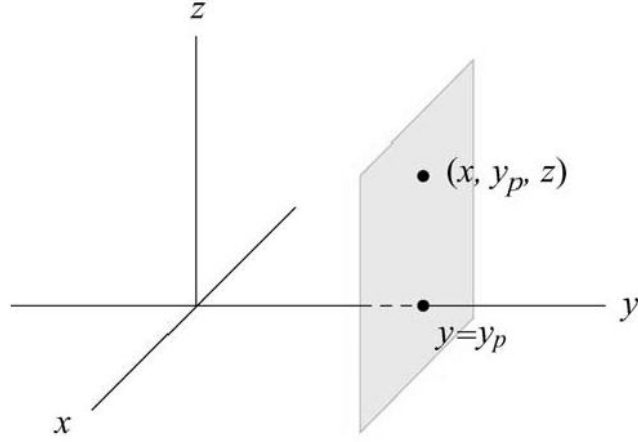
En yaygın olarak bilinen Kartezyen koordinat sistem eksenleri x eksen, y eksen ve z eksenleridir. Örneğin yukarıda ki örnekte bahsedilen telin Kartezyen koordinat sisteminde x eksenine yerleştirilmesi Şekil 3.1’de belirtildiği gibidir.



Şekil 3.1. Bir telin Kartezyen koordinat sisteminde x ekseninde gösterilmesi

Şekil 3.2’de ki gibi her bir P noktası bu uzay sisteminde üçlü değerler olarak (x_p, y_p, z_p) ifade edilir. Bu değerlerin aralığı $-\infty < x_p < +\infty$, $-\infty < y_p < +\infty$ ve $-\infty < z_p < +\infty$ olarak gösterilir. Bu eksenler üzerinde ki herhangi birini sabit kalma durumu

örneğin $y = y_p$ sabit bırakılacak olursa, bu sabit değer kümesinin gösterimi $S_{y_p} = \{(x,y,z) \in S \text{ her bir } y = y_p\}$ şeklinde olur. Bu veri kümesinde S_{y_p} bir alanı ifade eder.



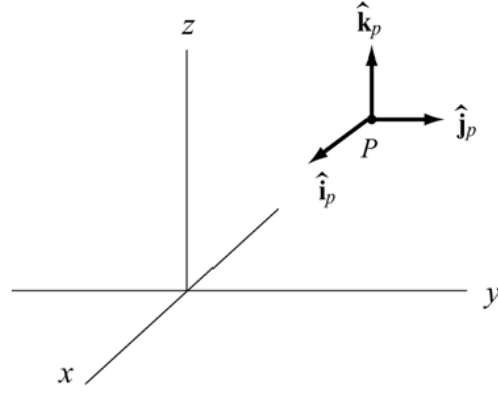
Şekil 3.2. Sabit y_p noktası için Kartezyen koordinat sisteminde alan görünümü

- Her eksen için pozitif yön seçimi

Kartezyen koordinat sistemi (bir kâğıt üzerine çizilecek olursa) x-y düzlemiyle ifade edilir. Çizilen düzlem üzerinde yatay eksen x eksenini ve dikey eksen y eksenini ifade eder. Yatay eksen üzerinde başlangıç noktasının sağında kalan değerler pozitif (+) değerleri ve solunda kalan değerler negatif (-) değerleri göstermekte kullanılır. Benzer şekilde dikey eksen üzerinde başlangıç noktasının yukarında kalan değerler pozitif (+) değerleri ve aşağısında kalan değerler negatif (-) değerleri göstermekte kullanılır

- Her eksen için birim vektör seçimi

Birim vektör eksenler üzerindeki bir birimlik uzaklığı ifade eder. Kartezyen koordinat sisteminde birim vektör (i_p, j_p, k_p) ile gösterilir burada $|i_p| = 1$, $|j_p| = 1$ ve $|k_p| = 1$ 'dir. i_p değeri x eksenini üzerinde yer alan P noktasının yönünü belirtmek için kullanılır. Aynı şekilde j_p ve k_p değerleri y ve z eksenlerindeki yönleri ifade ederler. Bu durum Şekil 3.3'de gösterildiği gibidir.

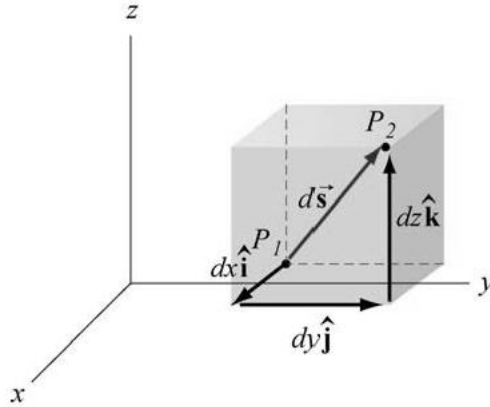


Şekil 3.3. Birim vektör seçimi

3.1.1. Kartezyen Koordinat Sisteminde Uzaklık

Şekil 3.4'e göre kartezyen koordinat sisteminde P_1 ve P_2 noktaları arasındaki uzaklık Denklem 3.1'de ki gibidir.

$$d\vec{s} = dx\vec{i} + dy\vec{j} + dz\vec{k} \quad (3.1)$$

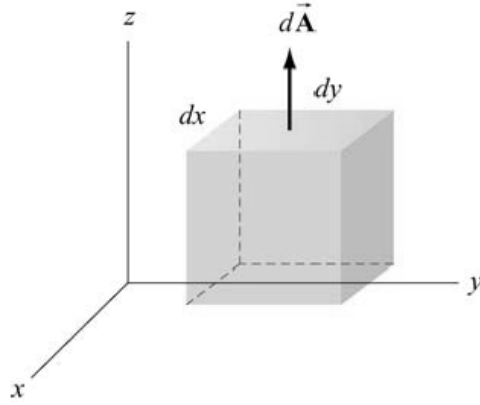


Şekil 3.4. Kartezyen koordinat sisteminde iki nokta arasında ki uzaklık

3.1.2. Kartezyen Koordinat Sisteminde Alan

Kartezyen koordinat sisteminde x ve y eksenlerinde yer alan bir alanın gösterimi Denklem 3.2'de ki şekildedir.

$$dA = (dx)(dy) \quad (3.2)$$



Şekil 3.5. Kartezyen koordinat sisteminde bir küpün üst yüzey alan gösterimi

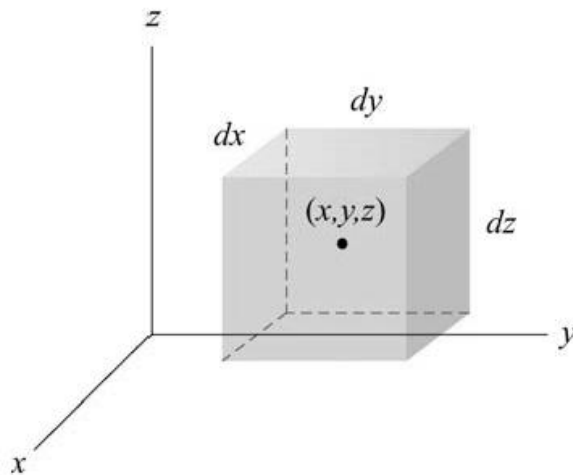
Şekil 3.5'te alan vektörleri $d\vec{A}$ alan yüzeyine dik olan vektörü ifade eder. Burada $x - y$ düzlemlerinde hesaplanan bir alanın alan vektörü Denklem 3.3'de ki şekilde ifade edilir.

$$d\vec{A} = dx dy \vec{k} \quad (3.3)$$

3.1.3. Kartezyen Koordinat Sisteminde Hacim

Şekil 3.6'ya göre kartezyen koordinat sisteminde yer alan bir hacmin gösterimi Denklem 3.4'te ki şekildedir.

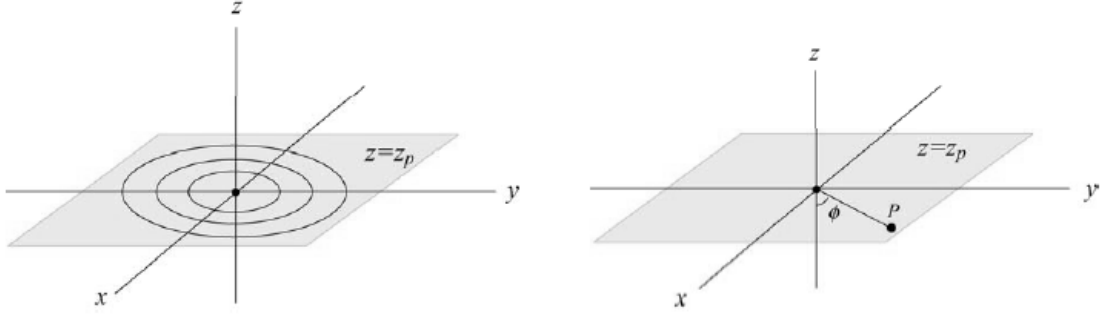
$$dV = dx dy dz \quad (3.4)$$



Şekil 3.6. Kartezyen koordinat düzleminde hacim gösterimi

3.2.Silindirik Koordinat Sistemi

Şekil 3.7’de Z eksenini sabit kalmak şartıyla r vektörünün z eksenini etrafında döndürülerek oluşturulan açısal koordinat sistemidir. Silindirik koordinat sisteminde bir P noktası (p, θ, z) değerleriyle ifade edilir. Burada p; noktanın x ve y eksenlerindeki izdüşümü, θ ; x eksenini ile yaptığı açı ve z ise z eksenindeki değerini ifade eder.

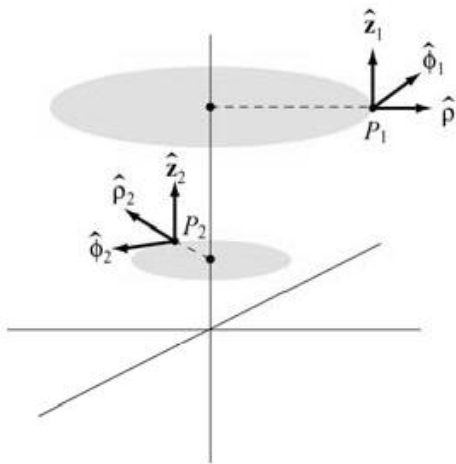


Şekil 3.7. Silindirik koordinat düzlemi ve bir noktanın açısal gösterimi

Noktanın x ve y eksenlerindeki kartezyen dönüşümü $x = p \cos \theta$ ve $y = p \sin \theta$ şeklindedir. Burada $p = \sqrt{x^2 + y^2}$ ve $\theta = \tan^{-1}(y/x)$ dir. Sayısal olarak $0 \leq p < \infty$ ve $0 \leq \theta \leq 2\pi$ aralığındadır.

Şekil 3.8’de gösterilen birim vektörler Denklem 3.5’te verilmiştir.

$$\begin{aligned}\vec{p} &= \cos \theta \vec{i} + \sin \theta \vec{j} \\ \vec{\phi} &= -\sin \theta \vec{i} + \cos \theta \vec{j}\end{aligned}\quad (3.5)$$

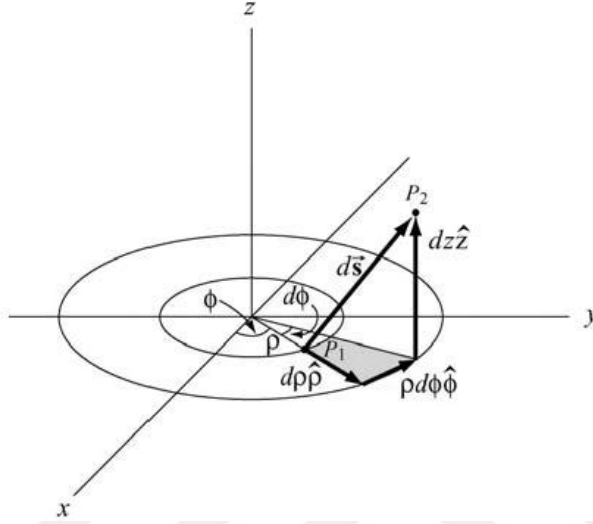


Şekil 3.8. Silindirik koordinat sisteminde iki farklı noktanın birim vektörleri ile gösterimi

3.1.2. Silindirik Koordinat Sisteminde Uzaklık

Şekil 3.9'a göre silindirik koordinat sisteminde P_1 ve P_2 noktaları arasındaki uzaklık Denklem 3.6'da verilmiştir.

$$d\vec{s} = dp\vec{\rho} + p d\theta \vec{\phi} + dz\vec{k} \quad (3.6)$$



Şekil 3.9. Silindirik koordinat sisteminde iki nokta arasında ki uzaklık

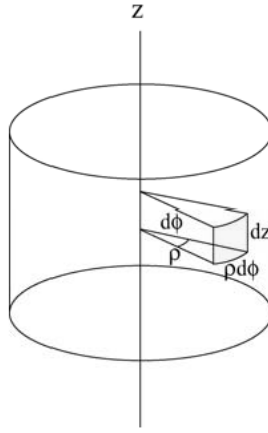
3.1.3. Silindirik Koordinat Sisteminde Alan

Şekil 3.10'a göre silindirik koordinat sisteminde p uzaklığında bir alanın denklemi Denklem 3.7'de ki gibidir.

$$dA = p d\theta dz \quad (3.7)$$

Denklem 3.7'de ki alan yüzeyine dik olan alan vektörü Denklem 3.8'de ki gibidir.

$$d\vec{A} = p d\theta dz \vec{\rho} \text{ 'dir.} \quad (3.8)$$



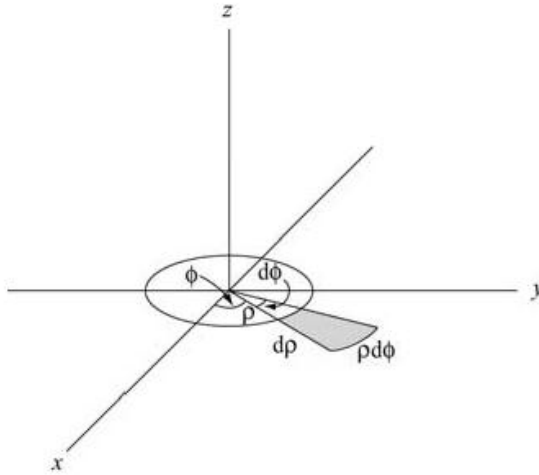
Şekil 3.10. Silindirik koordinat sisteminde ρ uzaklığında ki bir alanın gösterimi

Şekil 3.11'e göre x - y düzlemi üzerinde ki bir alanın denklemi Denklem 3.9'de ki gibidir.

$$dA = \rho \, d\theta \, d\rho \quad (3.9)$$

Denklem 3.9'da ki alan yüzeyine dik olan alan vektörü Denklem 3.10'da ki gibidir.

$$d\vec{A} = \rho \, d\theta \, d\rho \, \vec{k} \quad (3.10)$$

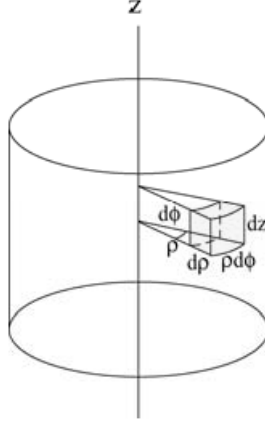


Şekil 3.11. Silindirik koordinat sisteminde x - y düzlemi üzerinde ki bir alanın gösterimi

3.1.4.Silindirik Koordinat Sisteminde Hacim

Şekil 3.12'ye göre silindirik koordinat sisteminde yer alan bir hacmin gösterimi Denklem 3.11'de ki şekildedir.

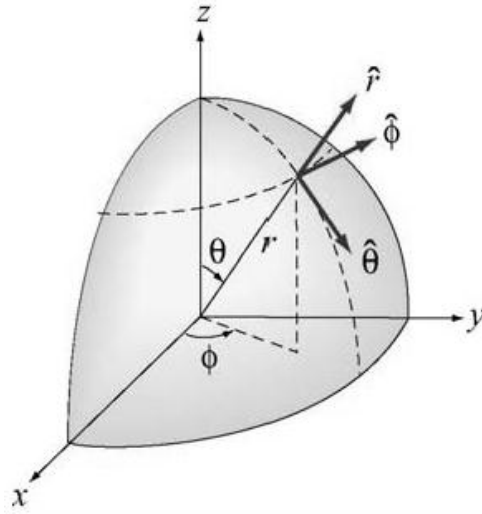
$$dV = \rho \, d\theta \, d\rho \, dz \quad (3.11)$$



Şekil 3.12. Silindirik koordinat sisteminde hacim

3.2.Küresel Koordinat Sistemi

$0 \leq r < \infty$ olmak üzere bir başlangıç noktası etrafında r yarıçaplı bir vektörün tüm yönlerde döndürülmesiyle oluşturulan açısal koordinat sistemidir. Şekil 3.13'te gösterilen küresel koordinat sisteminde bir P noktası (r, θ, ϕ) değerleriyle ifade edilir. Burada r ; P noktasının merkez noktasına olan uzaklığı, θ ; P noktasının pozitif z eksenine yaptığı açı ve ϕ ; P noktasının pozitif x eksenine yaptığı açıyı ifade eder.



Şekil 3.13. Küresel koordinat sistemi

Sayısal değer olarak $0 \leq r < \infty$, $0 \leq \theta \leq \pi$ ve $0 \leq \phi \leq 2\pi$ aralığındadır. (r, θ, ϕ) değerlerini kartezyen koordinat sisteminde ifade edecek olursak Denklem 3.12’de gösterildiği gibi ifade ederiz.

$$x = r \sin \theta \cos \phi$$

$$y = r \sin \theta \sin \phi$$

$$z = r \cos \theta \quad (3.12)$$

Benzer şekilde (r, θ, ϕ) değerleri Denklem 3.13’te gösterilmiştir.

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right)$$

$$\phi = \tan^{-1}(y/x) \quad (3.13)$$

Birim vektörler de benzer şekilde koordinat dönüşümüyle ilişkilendirilir. Birim vektörlerim gösterimi Denklem 3.14’te gösterildiği gibidir.

$$\vec{r} = \sin \theta \cos \phi \vec{i} + \sin \theta \sin \phi \vec{j} + \cos \theta \vec{k}$$

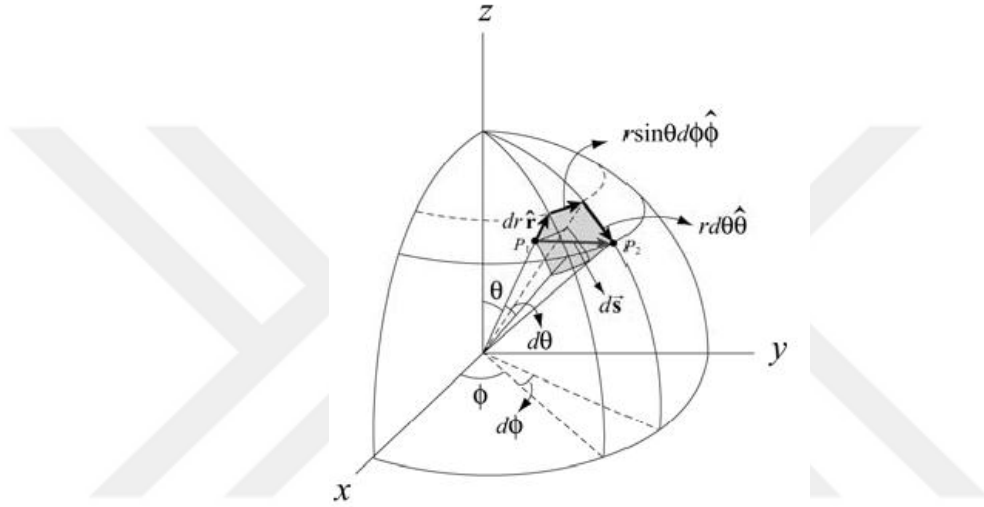
$$\vec{\theta} = \cos \theta \cos \phi \vec{i} + \cos \theta \sin \phi \vec{j} - \sin \theta \vec{k}$$

$$\vec{\varphi} = -\sin\theta\vec{i} + \cos\phi\vec{j} \quad (3.14)$$

3.2.1. Küresel Koordinat Sisteminde Uzaklık

Şekil 3.14'e göre küresel koordinat sisteminde iki nokta arasında ki uzaklık;

$$d\vec{s} = dr\vec{r} + r d\theta\vec{\theta} + r \sin\theta d\phi\vec{\varphi} \quad (3.15)$$



Şekil 3.14. Küresel koordinat sisteminde iki nokta arasında ki uzaklık

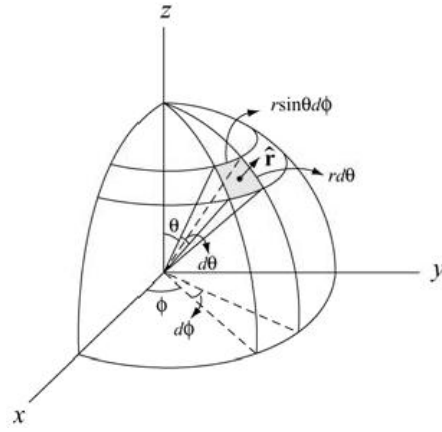
3.2.2. Küresel Koordinat Sisteminde Alan

Şekil 3.15'e göre küresel koordinat sisteminde alan Denklem 3.16'da gösterilmiştir.

$$dA = (r d\theta)(r \sin\theta d\phi) = r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.16)$$

Denklem 3.16'ya göre alan vektörü Denklem 3.17'de belirtilen şekildedir.

$$d\vec{A} = r^2 \sin\theta d\theta d\phi \vec{r} \quad (3.17)$$

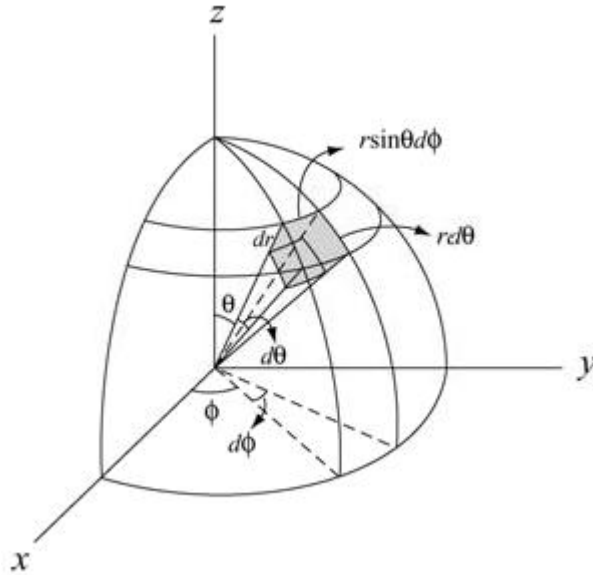


Şekil 3.15. Küresel koordinat sisteminde alan

3.2.3. Küresel Koordinat Sisteminde Hacim

Şekil 3.16'ya göre Küresel koordinat sisteminde hacim Denklem 3.18'de gösterilmiştir.

$$dV = r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi \, dr \quad (3.18)$$



Şekil 3.16. Küresel koordinat sisteminde hacim

4. ÇİFT YÖNLÜ YANSIMA DAĞILIM FONKSİYONU

Bilgisayar grafik sistemlerinde en önemli hedeflerden biri dijital obje modellerinden sentetik görüntüler elde edilmesidir. Örneğin bazı uygulamalar için foto realizm gerektiğinde bu görüntüler belli derecede görsel gerçekçilik içermelidir. Görsel gerçekçilik, görüntünün dijital modelle oluşturulmasının ardından insan gözünün bu görüntü ile objenin fotoğrafı arasında çok az fark yakalaması anlamına gelmektedir.

Bu gerçekçilik görüntüdeki geometri ve malzemelerin detaylı bir modelinin yapılması ile elde edilebilir. Görsel gerçekçiliğin temeli modelleme için harcanan çabanın bir kısmının malzemenin ışığı yansıtma karakteristiklerine ayrılmasını içerir. Bu durum fiziksel modeller kullanılarak malzemenin yansıtıcı özelliğinin yönlenme özelliklerinin karakterize edilmesi ile sağlanır. Bu modeller etkili küresel aydınlanma hesaplama algoritmaları ile uyumlu olmalıdır.

Malzemelerin yansıtma özelliklerinin karakterizasyonu yansıyan radyansın dağılımını fonksiyonun belirlenmesi ile sağlanabilir. Bu fonksiyon BRDF'dir (Bidirectional Reflectance Distribution Function).

4.1. Çift Yönlü Yansımada Dağılım Fonksiyonunun Tanımı ve Özellikleri

Gerçekçi görüntülerin oluşturulması radyans fonksiyonuna yapılan yaklaşımlarının sayısal olarak hesaplanmasıyla gerçekleşir (L ile gösterilir). L fonksiyonunun render aşamasında önemi fotoğraf kameralarında ve insan görsel sisteminde basit ve gerçeğe yakın modeller oluşturulmasında kullanılabileceğinden kaynaklanmaktadır. [17].

Radyans, saçılma, yansımada ve kırılma olaylarına hangi elektromanyetik radyasyonunu etkili olduğundan ve malzeme karakteristiğinden etkilenir. Yansımada elektromanyetik enerjinin çarptığı yüzeyin ve ortamın aynı tarafından frekans değişikliği yaşamadan ayrılmasına denir [18]. BRDF yansımada için kullanışlı bir modeldir. Genelde malzemedeki yüzey altı saçılımları ve yansımaları veya ayrılan ortamı göz önüne almayız. Ayrıca bütün fotonların aynı dalga boyu λ ile t anlık zamanında yansıdığını ve ışığın anpolarize olduğunu varsayabiliriz. Fakat bazı BRDF

modelleri bu fenomenlerin bazılarının etkilerini BDRF açılımlarına etkilemektedir ve bu sayede belirli durumlar için daha detaylı gözlem elde edilebilmektedir.

Bir radyant gücü iki farklı kırılma indisine sahip yüzey arasında bulunan pürüzsüz ve kısmi olarak düzlemsel bir yüzeye çarptığında gelen akının bir kısmı kaynağın olduğu ortama geri yansıtılır ve diğer kısım diğer yüzeye geçer. Fresnel denklemleri yansıyan ve aktarılan gücün dağılımını gelen ışığın gücünün, yönünün ve polarizasyon derecesinin bir fonksiyonu olarak karakterize eder [19].

x 'den ayrılan fotonların (ya da yaklaşan) \mathbf{u} (birim uzunluk yön vektörü, $\mathbf{u} \in \Omega_x$ ve $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_x \geq 0$, burada \mathbf{n}_x x konumunda yüzey tanjant düzlemine dik olan birim uzunluk vektörü). Yansıma işlemi yansıyan fotonların x 'i keyfi yönlerde dağılmasına sebep olur. BRDF sadece malzeme karakteristiğine bağlıdır. Ω_x değerini katı açı hesabıyla belirlendiğini varsayıp σ ile gösterebiliriz. Ayrıca σ_p 'yi korunmuş katı açı hesabı olarak varsayabiliriz. $D\sigma_p(\mathbf{u}) := (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_x) d\sigma(\mathbf{u})$, $\mathbf{u} \in \Omega_x$ diyebiliriz.

Birim zaman ve birim alan başına düşen x noktası etrafına ulaşan toplam radyan enerjiyi hesaplayabiliriz. Bu değer x noktasında irradyans olarak tanımlanır ve $E(x)$ olarak yazılır ve birimi $W.m^{-2}$ 'dir. Bu hesaplamayı sadece bir yarım küre bölgesi için verilen doğrultulardan gelen bütün fotonlar için kısıtlayabiliriz $R_i \square \Omega_x$. Bunu $\Phi_i(x \leftarrow R_i)$ şeklinde yazabiliriz. Φ_i sembolünü Ω_x in hesaplanmasında yardımcı eleman olarak kullanabiliriz. Gelen toplam enerji $\Phi_i(x \leftarrow R_i)$ maruz kalan düzlemin bir parçasının rastgele yönlerde foton yansıtmasına (x 'den başlayarak) sebep olmuş olabilir. Yansıyan kısımlardan hangilerinin diğer bir bölgeye geçtiğini hesaplamak mümkündür $R_0 \square \Omega_x$. Bu enerjiyi $F_r(x, R_0 \leftarrow R_i)$ şeklinde yazabiliriz. Φ_i ve F_r fonksiyonları E ile aynı birimdedir ve hesaplama fonksiyonları olarak değerlendirilebilirler (Sırası ile Ω_x ve $\Omega_{x,x}$ Ω_x 'de).

Φ_i ve F_r fonksiyonlarının ikisi birden σ_p ölçümleri referans alınırsa süreklidirler. Bunun sebebi her $R_i, R_0 \square \Omega_x$ için, eğer $\sigma_p(R_i) = 0$ ise $\Phi_i(x \leftarrow R_i)$ aynı şekilde eğer $\sigma_p(R_i) = 0$ ya da $\sigma_p(R_0) = 0$ ise $F_r(x, R_0 \leftarrow R_i) = 0$ olacaktır. Bu süreklilik Radon-Nikodym türevinin (çift, her F_r argümanı için bir kere) kullanılarak F'_r, F''_r olmak üzere iki adet fonksiyon türetilmesine yardımcı olacaktır.

$$F'_r(x, R_0 \leftarrow R_i) := \frac{dF_r}{d\sigma_p}(x, R_0 \leftarrow R_i)$$

$$F_r''(x, w_0 \leftarrow R_i) := \frac{dF_r'}{d\sigma_p}(x, w_0 \leftarrow R_i) \quad (4.1)$$

F_r' fonksiyonu ikinci argümanı olan R_i 'de (w_0 yönünde R_i bölgesinden gelen enerjinin yansıma sonrası yoğunluğu) hesaplama fonksiyonu olarak düşünülebilir. F_r'' ise x noktasından w_0 yönüne, w_i 'den x pozisyonuna ayrımsal miktarda güç ulaşması sebebi ile, yansıyan ayrımsal güç yoğunluğu olarak adlandırılabilir. Birimi $Watt.metre^{-2}.steradyan^{-2}$ şeklindedir.

Φ_i ve F_r kullanılarak L_i ve L_r fonksiyonları tanımlanabilir.

$$L_i(x \leftarrow w_i) := \frac{d\Phi_i}{d\sigma_p}(x \leftarrow w_i)$$

$$L_x(x \leftarrow w_0) := F_r'(x, w_0 \leftarrow \Omega_x) \quad (4.2)$$

L_i fonksiyonu x 'e w_i 'den ulaşan gücün yoğunluğudur ve gelen radyans olarak adlandırılır. L_r fonksiyonu ise x 'den w_0 yönüne yansıyan enerjinin yoğunluğudur ve yansıyan radyans olarak adlandırılır. İki değer de $W.m^{-2}.steradyan^{-1}$ birimindedir.

f_r ile gösterilen BRDF fonksiyonu $w_i, w_0 \in \Omega_x$ olmak üzere iki vektörün bir fonksiyonudur ve Denklem 4.3'te ki şekilde gösterilebilir.

$$f_r(x, w_0 \leftarrow w_i) := \frac{F_r''(x, w_0 \leftarrow w_i)}{L_i(x \leftarrow w_i)} \quad (4.3)$$

Buradan f_r 'nin w_i 'den birim ışığa kaynaklı w_0 'dan yansıyan radyans miktarı olduğu çıkartılabilir. Birimler $steradyan^{-1}$ 'dir. İki negatif olmayan enerji yoğunluğunun oranı olmasından kaynaklı f_r ayrıca negatif değildir ayrıca sınırsızdır. BRDF'nin önemli bir özelliği L_i 'nin bağımsız olması ve sadece x noktasının etrafında ki malzeme karakteri ile bağımlı olmasıdır.

Denklem 4.1 ve Denklem 4.3 kullanılarak F_r' 'nin Denklem 4.2'de açılması ve BRDF ağırlık fonksiyonu olarak ele alınarak yansıyan radyansı gelen radyansın ağırlık bazında toplam integrali olarak ele almak mümkündür.

$$L_r(x \rightarrow w_0) := F_r'(x, w_0 \leftarrow \Omega_x) \quad (4.4)$$

$$= \int_{\Omega_x} dF_r'(x, w_0 \leftarrow w_i)$$

$$\begin{aligned}
&= \int_{\Omega_x} F_r''(x, w_0 \leftarrow w_i) d\sigma_p(w_i) \\
&= \int_{\Omega_x} f_r(x, w_0 \leftarrow w_i) L_i(x \rightarrow w_i) d\sigma_p(w_i)
\end{aligned}$$

Denklem 4.4'te x noktasındaki albedo (çift yarım küre reflektansı) miktarı toplam çıkan enerjinin gelen enerjiye oranıdır. $\rho(x)$ olarak yazılır ve Denklem 4.5'te ki şekilde gösterilebilir.

$$\rho(x) := \frac{F_r(x, \Omega_x \leftarrow \Omega_x)}{\Phi_i(x \leftarrow \Omega_x)} \quad (4.5)$$

Bazı durumlarda tek bir enerji gelme yönüne karşın her yönde yansıyan enerjinin toplam miktarının belirlenmesi önemlidir. Bu yönlensel yarımküre reflektansıdır ρ_{dh} ile gösterilir ve Denklem 4.6 ile tanımlanır.

$$\rho_{dh}(x \rightarrow w_i) := \int_{\Omega_x} f_r(x, w_0 \leftarrow w_i) d\sigma_p(w_0) \quad (4.6)$$

Hem albedo hem de yönlensel yarım düzlemsel reflektans sadece BRDF'ye bağlıdır.

4.2. BRDF Fonksiyonunun Simetrisi

Helmholtz Karışıklık Kuramına göre BRDF simetriktir [20].

$$\forall u, v \in \Omega_x: f_r(x, u \leftarrow v) = f_r(x, v \leftarrow u) \quad (4.7)$$

Bu özellik sadece belirli ışık polarizasyon derecelerinde geçerlidir [4, 5]. Fakat bilgisayar grafiklerinde ve bilgisayar görüntü literatüründe genellikle bu özelliğe uyulduğu görülmektedir fakat bazı araştırmacılar simetrik olmayan BRDF modellerinin renderleme sistemlerindeki etkilerini incelemişlerdir [22].

4.3. Enerji Çevrimi

Enerji çevrimi ulaşan enerjiden daha fazla enerjinin yansıtılamayacağını göstermektedir. Bundan dolayı $\rho_x \leq 1$ olur. Sonuç olarak herhangi bir L_i kısmi olarak

doğrudur çünkü ışık tek bir doğrultudan (w_i) gelmektedir ve bu durum $\rho_{dh}(x \leftarrow w_i) \leq 1$ şeklinde açıklanabilir. Denklem 4.6'dan Denklem 4.8'de ki eşitsizliği elde ederiz.

$$\forall v \in \Omega_x : \int_{u \in \Omega_x} f_r(x, u \leftrightarrow v) d\sigma_p(u) \leq 1 \quad (4.8)$$

Simetriden dolayı, ikinci değişken üzerinde de uygularsak doğru çıkar. Çoğu BRDF çıkan albedoyu doğru şekilde bağlamak için her birinde farklı olacak şekilde formülizasyonlarında normalizasyon faktörü içerirler.

Bir BRDF negatif olmayan, enerji çevrimini içeren ve çift taraflı ise akla yatkındır. Döngüsel simetrilerinin varlığına göre BRDF fonksiyonları iki grupta toplanabilir. Ω_x 'deki vektörler için aradyanlarının döngüsel dönüşümünü Rot_α olarak kabul edelim (n_x ekseninde). Eğer $f_r(x, Rot_\alpha w_0 \leftrightarrow Rot_\alpha w_i)$ ise malzeme izotropiktir ve α 'dan bağımsızdır aksi durumda ise anizotropiktir.

x 'den w_0 doğrultusuna ayrılan toplam radyans $L(x \rightarrow w_0)$, yayılan radyanların $L_e(x \rightarrow w_0)$ olarak tanımlanır (malzemede yansıma sonucu oluşmayan radyan) ve yansıyan radyanların $L_r(x \rightarrow w_0)$ olarak tanımlanır. w_i 'den x 'e gelen radyans diğer bir nokta olan y 'den çıkan ve ters yönde olan radyansa eşittir ($L_i(x \leftarrow w_i) = L(y \rightarrow w_i)$) çünkü boş bir alanda radyanslar düz çizgiler halinde muhafaza edilir. Bundan dolayı Denklem 4.4 kullanılarak L radyans fonksiyonunun vakum altındaki değeri Denklem 4.9'da ki şekilde yazılabilir:

$$L(x \rightarrow w_i) = L_e(x \rightarrow w_0) + \int_{\Omega_x} f_r(x, w_0 \leftrightarrow w_i) L(y \rightarrow -w_i) d\sigma_p(w_i) \quad (4.9)$$

Bu denklem bir noktadaki radyansı görüntüdeki diğer noktadaki radyansların ağırlıklı integral toplamı şekline getirmektedir ve rendering denklemi olarak adlandırılmaktadır. f_r kernel L bilinmeyen fonksiyon olmak üzere Fredholm tipi integral eşitliklerinin ikinci türüne bir örnektir. Tekil bir çözümünün varlığı kanıtlanabilir ve f_r enerji çevrimine uymaktadır.

Belirtildiği üzere Global Aydınlanmada esas amaçlanan L radyans fonksiyonunun değerlerinin hesaplanması. Fakat Denklem 4.9'da L fonksiyonun iki tarafta da olmasından kaynaklı olarak karmaşıktır ve L fonksiyonunun öz yinelemeli karakteri olarak yorumlanmaktadır. Radyans Küresel Aydınlanmada genelde Monte

Carlo (MC) ve Sınırlı Element integrasyon yöntemleriyle hesaplanmaktadır çünkü genelde L için analitik bir açılım elde etmek imkansızdır [23].

4.4.BRDF Parametrizasyonları

Denklem 4.5'deki orijinal BRDF tanımı ana denklemin $\Omega_x \times \Omega_x$ olduğunu göstermektedir. Fakat her BRDF modeli Ω_x 'in nasıl vektörler gösterdiğine bağlı olarak değişik formüller kullanılarak ifade edilebilir. Bu durum değişik formül karmaşıklığına yol açmaktadır ve hesaplamalarda veriler yerleştirilirken farklı doğruluk oranlarına sebebiyet vermektedir. Ayrıca BRDF hesaplamalarında zaman karmaşası ve sayısal kesinlik sorunlarına yol açmaktadır.

Parametrizasyonlar sebebiyle Ω_x 'de çeşitli yön vektörleri kullanırız:

- **Tanjant vektörü (t)**, bu vektör \mathbf{n}_x ' diktir ve x yüzeyine tanjanttır. BRDF gösterimlerinin referans alınması için bölgesel olarak kullanılır. İzotropik BRDF'ler herhangi bir tanjant vektörü kullanabilir fakat anizotropik BRDF'ler için bu vektör BRDF oryantasyonunu düzenleyen dış bir parametre olarak ele alınır (\mathbf{n}_x etrafındaki oryantasyonlar baz alınarak). Şekil 4.1'de \mathbf{n}_x ve \mathbf{h} vektörleri gösterilmiştir.
- **Bitanjant vektörü (b)**, $\mathbf{b} := \mathbf{n}_x \times \mathbf{t}$ şeklinde gösterilir.
- **Yarımyol vektörü (h)** $\mathbf{h} := (\mathbf{w}_i + \mathbf{w}_o) / \|\mathbf{w}_i + \mathbf{w}_o\|$ şeklinde gösterilir.
- \mathbf{b}' vektörü $\mathbf{n}_x \times \mathbf{h} / \|\mathbf{n}_x \times \mathbf{h}\|$ şeklinde tanımlanır. $\mathbf{n}_x = \mathbf{h}$ olması durumunda \mathbf{b}' vektörü \mathbf{b} 'ye eşit olur.
- \mathbf{t}' vektörü $\mathbf{b}' \times \mathbf{h}$ olarak tanımlanır.

Parametrizasyonlar genelde lokal referans çerçevelerine dayanır. Yukarıda tanımlanan vektörleri kullanarak X, Y ve Z eksenleri sırası ile \mathbf{t} , \mathbf{b} , \mathbf{n}_x olacak şekilde Ref_n referans çerçevesini oluşturabiliriz. Ayrıca Z eksenini yarımyol vektörü \mathbf{h} , Y eksenini \mathbf{b}' ve X eksenini \mathbf{t}' olan Ref_h eksenini tanımlayabiliriz. Bu referans çerçeveler Ω_x içerisinde çeşitli muhtemel parametreler tanımlamamıza imkân sağlar.

Küresel kartezyen koordinatları: bu durumda, \mathbf{w}_i ve \mathbf{w}_o vektörleri dünya koordinatında 3 tanımlamalı olarak gösterilir ve görüntüleme modelinde dünya referans sistemine relatif olan koordinatlar obje geometrisini göstermek için kullanılır.

Yerel kartezyen koordinatları: $\mathbf{w}_i = (x_i, y_i, z_i)$ ve $\mathbf{w}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ tekrar üç tanımlamalardır fakat bu tanımlamalar lokal referans çerçevesi Ref_n 'e relatiftir. Bundan dolayı Denklem 4.10'da ki eşitlikler kullanılır.

$$\begin{aligned} x_i &:= \mathbf{w}_i \cdot \mathbf{t} & y_i &:= \mathbf{w}_i \cdot \mathbf{b} & z_i &:= \mathbf{w}_i \cdot \mathbf{n}_x \\ x_0 &:= \mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{t} & y_0 &:= \mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{b} & z_0 &:= \mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{n}_x \end{aligned} \quad (4.10)$$

Küresel koordinatlar: bu durumda vektörler iki tanımlamalı olarak verilir: $\mathbf{w}_i = (\varphi_i, \theta_i)$ ve $\mathbf{w}_0 = (\varphi_0, \theta_0)$ şeklinde. Her parça azimutal açı ve normal açı içerir sırası ile. Bu açılar Denklem 4.11'de ki lokal koordinatlar ile tanımlanabilir.

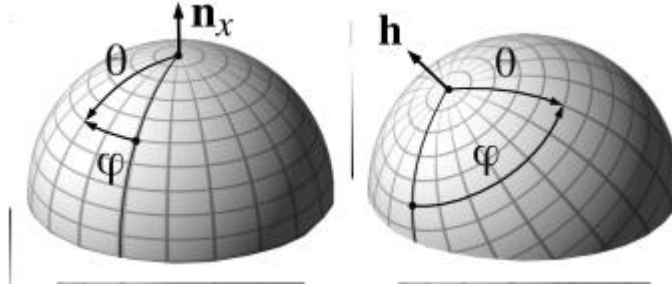
$$\begin{aligned} \varphi_i &:= \text{atan2}\left(\frac{y_i}{x_i}\right) & \theta_i &:= \arccos(z_i) \\ \varphi_0 &:= \text{atan2}\left(\frac{y_0}{x_0}\right) & \theta_0 &:= \arccos(z_0) \end{aligned} \quad (4.11)$$

İzotropik BRDF'ler için küresel koordinatlar: bu BRDF'ler sadece φ_i ve φ_0 arasındaki farklılıklara bağlıdır. Bundan dolayı BRDF'yi üç veri halinde tanımlamak mümkündür; θ_i , θ_0 ve φ_Δ , burada $\varphi_\Delta := \varphi_0 - \varphi_i$ 'dir.

Yarım açı değişikliği parametrizasyonu: bu parametrizasyon Rsinkiewicz tarafından gösterilmiştir [24]. Bu parametrizasyon hesaplamalarda reflektansa fonksiyonel yaklaşıma iyi uyum sağlamaktadır. Ref_n 'ye relatif \mathbf{h} küresel koordinatlarında BRDF tanımlanır ve (φ_d, θ_d) olarak yazılır sırası ile. Bu açılar Denklem 4.12'de yer alan şekilde tanımlanabilir.

$$\begin{aligned} \varphi_h &:= \text{atan2}\left(\frac{y_h}{x_h}\right) & \theta_h &:= \arccos(\zeta_h) \\ \varphi_d &:= \text{atan2}\left(\frac{y_d}{x_d}\right) & \theta_d &:= \arccos(\zeta_d) \\ x_h &:= \mathbf{h} \cdot \mathbf{t} & y_h &:= \mathbf{h} \cdot \mathbf{b} & z_h &:= \mathbf{h} \cdot \mathbf{n}_x \\ x_0 &:= \mathbf{w}_i \cdot \mathbf{t}^l & y_0 &:= \mathbf{w}_i \cdot \mathbf{b}^l & z_0 &:= \mathbf{w}_i \cdot \mathbf{h} \end{aligned} \quad (4.12)$$

İzotropik BRDF'ler φ_h 'dan bağımsızdır ve bundan dolayı bu tarz BRDF'ler θ_h, θ_d ve φ_d terimleri ile tanımlanır.



Şekil 4.1. Ω_x vektörleri için azimut açıları (φ) ve yükselme açıları (θ) içeren küresel koordinatlar. Koordinatlar \mathbf{n}_x ' ile alakalı Z eksenine Ref_n sistemine (sol) ve \mathbf{h} ile alakalı Z eksenine Ref_h sistemine (sağ) sistemine relatif olabilirler. Kırmızı çizgi $\varphi = 0$ olan vektörleri göstermektedir.

4.5. Genel Sınıflandırma

Genel BRDF modelleri empirik, teorik ve deneysel olarak üç gruba ayrılır.

Empirik: Esas olarak bir yansıma türünün taklidine istinaden tasarlanan formüllerdir. Parametreler ile hesaplanabilen bir model elde edilir fakat arkasındaki fizik kuralları göz önüne alınmaz.

Fiziksel: Bu modellerde fizik kanunları kullanılarak ışık saçılımı uygun olarak simüle edilmeye çalışılır. Kompleks açılım ve yüksek hesaplama uğrasına sebebiyet verdikleri için genelde render sistemlerinde kullanılmazlar.

Deneysel: Işık kaynağı ve sensor pozisyonlarını çeşitli şekillerde mekanik olarak çeşitlendiren gonioreflektometre kullanılarak elde edilen BRDF'lerdir. Bu süreç saatler alabilir ve genelde veriler bazı açısal çözünürlükler için sınırlıdır. Deneysel teknikler içinde tek bir fotoğraf ile birçok BRDF örneği elde eden ve dijital kamera kullanan yöntemler de vardır. Gerekli yoğunlukta veri bu tarz yöntemler için bulunmamaktadır.

Bu bölümde yukarıda verilen ana gruplardan BRDF örnekleri verilecektir. Örnek olarak BRDF modellerinden uygulamada istenilen özellikler incelenecek ve verilen örneklerin ne kadar uygun olduğu karşılaştırılacaktır.

Bilgisayar grafiği alanında hem gerçekçi hem de uygun olmaları için yansıma modellerinin bazı özellikler içermeleri gerekmektedir;

1. Fiziksel olarak makul; negatifliği olmayan, karşılığı olan ve enerji çevrimine uyan. Bu özelliklere sahip bir BRDF bir render sisteminde kolayca uygulanabilir ve enerjinin yanlış üretilmesi problemlerini egale edebilir.

2. Model parametreler ile ayarlanabilir olmalı. Bu parametreler isteğe bağlı olmalı.
3. Bir cihaz ile elde edilenleri de içerecek şekilde malzeme yelpazesi geniş olmalıdır.
4. Doğada bulunan BRDF fonksiyonlarına yakın olmalı ve yönlensel yayılma ile Fresnel davranışlarını içermelidir.
5. Küresel aydınlanma renderleme algoritmalarına efektif olarak empoze edilebilmeli ve Monte-Carlo integrasyonunda örneklendirme işlemi için hızlıca uygunluk vermelidir.
6. İdeal sadeleştirmelerden kaçınarak yansıma bileşenlerini (yayılma, yönlensel yayılma, yansıtıcı) kendi bünyesinde içermelidir.

4.6.Fiziksel Yansıma Modelleri

İdeal Yansıma: İdeal yansıtıcı yansımasında, yansıma kanununa istinaden verilen doğrultudan gelen ışın tek bir doğrultuda yansır. Bu durumdaki BRDF bir delta direkt dağılımıdır. δ yansıma doğrultusu \mathbf{r} haricinde 0'dır. Bu durum radyans hesaplamasını önemli ölçüde azaltır.

$$L_r(x \rightarrow \mathbf{w}_0) = L_i(x \leftarrow \mathbf{w}_0)$$

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \rho_s(\mathbf{w}_i)\delta(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) \quad (4.13)$$

Denklem 4.13'te ρ_s ilgili noktadaki yansıtıcı reflektansdır ve δ ise Denklem 4.14'te ki gibi tanımlanır.

$$\delta(\mathbf{r}_u, \mathbf{v}) \stackrel{\text{def}}{=} \begin{cases} \infty & \mathbf{v} = \mathbf{r}_u \\ 0 & \text{değilse} \end{cases} \quad (4.14)$$

Bu BRDF için yarım küre integrali gelen ve yansıyan doğrultuları yüzey normaline relatif olarak aynı açıdalarsa 1'dir ve diğer durumlarda 0'dır.

Yayınma yüzeyi bütün gelen ve giden doğrultular için aynı değerde bir BRDF'ye sahiptir. Bu hesaplamaları önemli ölçüde azaltır ve bundan dolayı gerçek dünyada saf yayınma malzemeleri olmamasına rağmen, sıklıkla kullanılmaktadır. Bu BRDF Denklem 4.15'te ki şekilde açılabilir.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{\rho_d}{\pi} \quad (4.15)$$

Denklem 4.15'te ρ_d yayınma yansımadır (Gelen toplam enerjinin yansıyan enerji fraksiyonudur ve terminolojik olarak $\frac{\Phi_r(x \rightarrow R_0)}{\Phi_i(x \leftarrow R_i)}$ gösterilir. Formülde π normalizasyon için vardır ve doğrultuların yarım küresi için $\cos(\mathbf{v})$ integrasyonu yansıya bilirligi veya aklık derecesini verir.

4.6.1. Torrance-Sparrow BRDF

Bu BRDF izotropik malzemeler için en iyi fiziksel yansımaya modellerinden bir tanesidir. Diğer modeller için öncü kabul edilmektedir ve formülasyonu ışın izleme benzeri bir simülasyonla doğrulanmıştır [25]. Polarize ışığı ele alır ve pürüzlü yüzeyler için kullanılır [26, 27]. Pürüzlülük eşit uzunlukta mikro yüzeycik olarak adlandırılan mikroskobik konkavlıkların V formları kullanılarak modellenir. Yönelimleri rastgeledir ve dağılımları parametreler ile kontrol edilir dolayısı ile değişik derecelerde pürüzlülüğü simüle etmek mümkündür. BRDF fonksiyonunun nihai hali Denklem 4.16'da ki gibidir.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{k_d}{\pi} \frac{k_s}{4\pi(n \cdot \mathbf{w}_i)} D(\mathbf{h}) F(\mathbf{w}_0) G(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) \quad (4.16)$$

Yukarıdaki terimi ayrı olarak ele alırsak:

- Mikro yüzeycik dağılımı $D: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ için $\int_{\Omega} D(\mathbf{h}) = 1$ olarak ele alındığında \mathbf{h} vektörüne relatif olan mikro yüzeyciklerin normallerinin dağılımı ve m ile parametrizasyonu elde edilmektedir. Çoğu araştırmacı Denklem 4.17'de ye alan Gauss açılımı tercih etmektedir fakat Beckmann dağılımı da sıklıkla kullanılır [28].

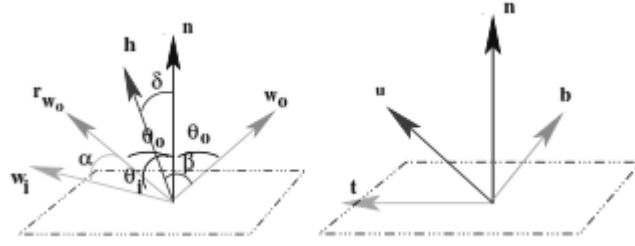
$$D(\mathbf{h}) = \frac{1}{m^2 \cos(\delta)^4} \exp\left(\frac{\cos(\delta)^2 - 1}{m^2 \cos(\delta)^2}\right) \quad (4.17)$$

- Fresnel faktörü $F(\mathbf{w}_0) \in [0, 1]$ bütün yüzeyden yansıyan ışığın fraksiyonunu vermektedir. Hesaplaması dikey ışık polarizasyonlarının ve paralel ışık polarizasyonlarının sabitlerinin kombinasyonu ile yapılır. Bu hesaplama Gendel de Schlick yaklaşımı uygulanmaktadır [29].
- Geometrik kayıp faktörü $G(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) \in [0, 1]$ iki doğrultu için uygulanır ve maskeleye veya gölgeleme ile ışık oranını yüzey tarafından engellenmediği

varsayılmaktadır. Bu model Denklem 4.18’de yer alan formül geliştirilerek bu etkileri elde etmektedir.

$$G(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \min \left\{ 1, \frac{2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{h})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}_0)}{(\mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{h})} \frac{2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{h})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}_i)}{(\mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{h})} \right\} \quad (4.18)$$

Bu mikro yüzeycik modeli D, F ve G fonksiyonlarının hesaplamaları çeşitli varyasyonlar önerenler için temel oluşturmuştur. Şekil 4.2 verilen bir yüzey noktasında yerel yansıma için vektör sistemlerini göstermektedir ve bahsi geçecek olan yansıma modelleri için referans oluşturacaktır.



Şekil 4.2. Lokal koordinat sisteminde gelen ve yansıyan vektörlere relatif açıları.

4.6.2. Beard-Maxwell BRDF

Bu BRDF çok spesifik bir malzeme tipine yoğunlaşır; boyalı yüzeyler. Nihai model ilk katmandaki $f_{r,sup}$ olarak adlandırılan yerel yansıtıcı (normali \mathbf{n}) yansımasının ve iç tabakalarda gelen yansımanın hacimsel oranda yaklaşımını ve iç yüzey saçılımının ($f_{r,vol}$) kombinasyonunu ele alır [30]. Bu durum Denklem 4.19’da gösterilmiştir.

$$f_r(x, \lambda, \mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = f_{r,sup}(\lambda, \mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) + f_{r,vol}(\lambda, \mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) \quad (4.19)$$

Yüzeysel bir bileşen yüzeyin ilk tabakasındaki yansımayı ele alır. İlk tabaka normaleri D ’nin statik dağılımına göre yönlendirilen mikro yüzeycikler ile temsil edilir (Torrance-Sparrow ’da kullanıldığı gibi). Ayrıca dielektrikler için Fresnel terimi F ile işlenebilir ($\kappa = 0, \eta = 1,65$).

$$f_{r,sup}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = -\frac{F(\beta)}{F(0)} \frac{f_r(\mathbf{h}) \cos^2(\mathbf{h})}{\cos(\mathbf{w}_0) \cos(\mathbf{w}_i)} SO(\mathbf{w}_0, \mathbf{h}, \tau, \nu)$$

$$f_r(\mathbf{h}) = \frac{F(0)D(\mathbf{h})}{4 \cos(\mathbf{w}_0) \cos(\mathbf{w}_i)} \quad (4.20)$$

Torrance-Sparrow ile benzer şekilde yüzey aynı gölgeleme ve maskeleme olasılığı üzerine modellenmiştir. Işık aynı formda engellenmediği için bu modellerdeki bu etki aynı değildir. Denklem 4.20'de ki SO terimi her iki durumu da özetlemektedir ve τ ile ν değerlerinden bağımsızdır. Bu değerleri Denklem 4.21'de ki veriden elde etmektedir:

$$SO(\mathbf{w}_0, \mathbf{h}, \tau, \nu) = \frac{1 + \frac{\theta_h}{\nu} e^{-2\beta/\tau}}{1 + \frac{\theta_h}{\nu}} \left(\frac{1}{1 + \frac{\Phi_h \theta_{\mathbf{w}_0}}{\nu}} \right) \quad (4.21)$$

Hacimsel bileşen ışığın iç yüzey saçılmasının basit bir modelidir (burada ışığın depolarize olduğu varsayılmıştır):

$$f_{r,vol\lambda}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{2\rho_\nu f(\beta)g(\theta_h)}{\cos(\mathbf{w}_0)\cos(\mathbf{w}_i)} \quad (4.22)$$

Denklem 4.22'de $\rho_\nu \theta_{\mathbf{w}_0} = \theta_{\mathbf{w}_i}$ ve $f(\beta) = g(\theta_h)$ iken yüzeyin ölçülen reklektansdır.

Westlund ve Meyer modifiye edilmiş Beard-Maxwell modeline uyum sağlayan 400 malzemenin olduğu bir BRDF veritabanı yayımlamış ve bunu *NEF-BM* olarak adlandırmışlardır [31]. Bu modifikasyonda orijinal formül Φ_h parametresi ve f ile g fonksiyonları düşürülerek bir basitleştirme uygulanmıştır.

4.6.3.Cook-Torrance BRDF

Geometrik optik teoriler ve önceki çalışmalar baz alınarak Cook ve Torrance tarafından sadece \mathbf{h} vektörü boyunca yönlenen mikro yüzeyciklerin nihai yansımaya yol açtığı şekilde bir fikir türetilmiştir. Bu model ayrıca rendering alanına metalik ve ametalik yüzeylerden farklı yeni bir yüzey daha eklemiştir [32].

Yansıma yayınma ve k_d ve k_s parametrelerinin yayınan enerji fraksiyonunu kontrol ettiği yansıtıcı parçaları olan yayınarak veya yansıyarak reflekte olan parçaların enerjinin bir kombinasyonu olarak tanımlanmaktadır. Bu parametre malzemenin bir karakteristiği olarak ele alınır. Bu yayınma terimi klasik Lambert yansıması ile gösterilir. Yansıtıcı terimi Torrance-Sparrow modelindeki F , D ve G fonksiyonlarıdır [33]. Bu durumda normalize yarım yol vektörü ayna gibi işlev gören hayali bir yüzey simüle etmektedir ve Fresnel terimi parlatılmış yüzeyin yansımasını reprezente etmektedir.

Bu çalışmanın esas amaçlarından bir tanesi optimize edilmiş bir Fresnel formülizasyonu geliştirilerek bu modeli Bilgisayar Grafiği alanında daha uygulanabilir hale getirmektir. Orjinal formülizasyonda yansıyan enerji kırılma indisi η 'ye ve absorpsiyon sabiti κ 'ya bağlıdır. Bazı malzemeler için her iki değer de bilinmemektedir fakat kırılma değerinin normal doğrultusunda sabit olduğunu varsayarak bir yaklaşım yapabiliriz. Bu durumda dalga boyuna bağlı olan sabitleri çözmek için: η 'yi $F\left(\frac{\pi}{2}\right) = 1$ ve $\kappa = 0$ κ 'yı da $F(0)$ için $\eta = 1$ olacak şekilde varsayarsak basitleştirilmiş Fresnel açılımı aşağıdaki şekilde olur:

$$F(\theta) = \frac{1}{2} \frac{(b-c)^2}{(b+c)^2} \left\{ 1 + \frac{[c(b+c)-1]^2}{[c(b-c)+1]^2} \right\} \quad (4.23)$$

Denklem 4.23'te $b^2 = \eta^2 + c^2 - 1$ ve $c = \cos(\theta)$ 'dir

Bazı yüzeyler m eğimi ($m \in \mathbb{R}^+$) ile kontrol edilen iki veya daha fazla pürüzlülük skalasına sahiptir ve iki veya daha fazla dağılım fonksiyonu kullanılarak modellenenirler [28]. Bu gibi durumlarda D her biri farklı m değerine sahip olan dağılım fonksiyonlarının ağırlıklı ortalaması olarak alınır. m değeri küçük ise mikro yüzeycik normalleri yansıma yönüne yönelir. m değeri büyüdükçe dağılım genişler ve daha üniform hale gelir. Denklem 4.24'te yer alan D bir Gauss dizilimidir.

$$D(\mathbf{h}) = \cos(\beta) e^{-\left(\frac{a}{m}\right)^2} \quad (4.24)$$

Geometrik bozunma faktörü G mikro yüzeyciğin başka bir yönü tarafından gölgelenmesi ve maskelenmesi için kullanılır. Torrance-Sparrow modelinden ayıran en temel özellik budur. Yansıtıcı bileşenin nihai gösterimi Denklem 4.25'te gösterilen şekildedir.

$$f_{r,s}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{F(\beta)}{\pi} \frac{D(\mathbf{h})G(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i)}{\cos(\mathbf{w}_0)\cos(\mathbf{w}_i)} \quad (4.25)$$

Bu modelin diğer BRDF gösterimlerine nazaran esas dezavantajı parametrelerin sezgisel olarak oluşturulamamasıdır. Kullanıcının iyi sonuçlar elde edilene kadar değerler ile denemeler yapması gerekmektedir. Bir diğer sorun ise fonksiyonun bazı açılarda enerji dönüşümü kanunu ile uyumsuz olmasıdır.

4.6.4.Kajiya BRDF

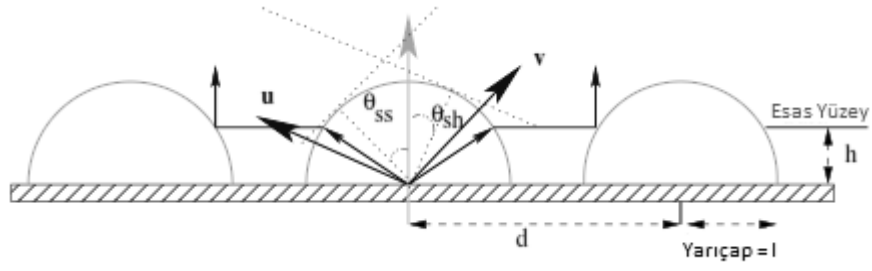
Kajiya modeli yansıyan ışık yoğunluğunun analitik formunu hesaplayan anizotropik bir modeldir [33]. Kirchoff yaklaşımını baz alır ve radyans denklemini kullanır. Ayrıca yüksek hesaplama maliyeti içermektedir.

Bu model en yakın tanjant düzlemini kullanan basitleştirilmiş sert bir yüzeyi ele alır. Bu çalışmada Kajiya her yüzeyel ışık ile alakalı bir olay gerçekleştiğinde reflektansı hesaplayıp bir tabloda depolamaktadır. Lineer polarizasyon için bu işlemin ardından tablodaki değerler kullanılır. Polarize olmayan ışığın özelliklerini ve Fresnel terimlerini keşfeden yeni bir sayısal teknik içerse de bu model çoğu önemli yansıma fenomeni bakımından yoksundur. Ek olarak enerji dönüşümü net değildir.

4.6.5. Poulin-Fournier BRDF

Poulin ve Fournier gelen ışının yansımını ve kırılmasını anizotropik malzemeler için içeren bir model tanıtmışlardır [34]. Anizotropi bir seri optik özellikleri ve anizotropi özellikleri yükseklik ve uzaklıkları ile değişen birbirine paralel silindirlerin sıkıca birbirine paketlenmesi şeklinde gösterilmiştir. Bu yüzey esas yüzeye eklenen veya esas yüzeyden çıkartılan silindirlerin dağılımı ile modellenmiştir. Nu durum Şekil 4.3'te gösterildiği gibidir. Bu yansıma veya kırılma fenomeni silindirlerin dikine kesitlerinde gerçekleşmektedir yani $\mathbf{b} = \mathbf{n} \times \mathbf{t}$ olan binormal düzlem BN' de oluşmaktadır. Yani bu durumda yerel sistemin \mathbf{n} , \mathbf{t} ve \mathbf{b} vektörlerinden oluştuğunu varsaymaktayız.

Anizotropi derecesini kontrol etmek için bu model iki parametre kullanmaktadır: silindirler arası mesafe $d \in [0, \infty]$ ve esas yüzeyden yükseklik $h \in [0, \infty]$. $d = 0$ iken model Torrance Sparrow BRDF'si olmaktadır. $d = 2$ iken silindirlerin normaleri π değerinde farklılıklar göstermektedir ve maksimum anizotropiyi elde ederiz. Fakat eğer $d > 2$ olursa normal vektörü olan hayali bir esas yüzey ortaya çıkar ve ışığın kırılmasında artık bu yüzey söz sahibi olur. Bu esas yüzey yayınarak yansıyan yoğunluk $\cos(\mathbf{w}_i)$ ve Blinn modeli sabiti $\cos(\mathbf{h})^n$ kombinasyonu kullanılarak modellenerek yansıyan ışık ele alınmaya çalışılır. Esas yüzeyin yüksekliği h parametresi ile kontrol edilir. h değerinin yükselmesi normal varyasyonlarına sebep verir anizotropi etkisinin azalmasına yol açar.



Şekil 4.3. Uzaklık ve yükseklik parametreleri ile kontrol edilen anizotropi.

Yansıyan ışığın miktarı gelen ışın ile silindirin parlayan kısmının ve görünebilir kısmının ve aynı şekilde esas yüzeye ulaşma durumunda bu kısımdan da yansıyan ışığın belirlenmesi ile hesaplanır. Hesaplamaları yapmak için silindirin esas yüzeydeki uzunluğu, görünebilir ve aydınlanmış silindir kısımları ve esas yüzeyin aydınlanmış kısımlarının bilinmesi gerekir. Bu model ayrıca gölgeleme ve maskeleye etkilerini de içermektedir. Gözlem doğrultusundan veya diğer silindirlerden söz konusu silindirin kendisini gizlemeye başladığı açılarının θ_{sh} 'ın bilinmesi gerekmektedir. Aynı şekilde kendisi veya yanındaki silindirle gözlemciye ulaşan ışıkları silindirin engellemeye başladığı açılarının θ_{ss} da hesaplanması gerekir.

Bu kırılma hesaplaması basit bir hariçlik dışında silindirler negatif veya ters modellenmiş ise aynıdır. Bu model enerji çevrimine uygun değildir ve görsel sonuçlar parametreleri doğru yerleştirmek ile alakalıdır.

4.6.6. He-Rorrance-Sillion-Greenberg BRDF

En iyi ve kompleks fiziksel BRDF modellerinden birisidir [35]. Işığın dalga benzeri yapısından kaynaklı kırılma ve yayınma davranışlarını ele almaktadır. Çoğu parametre izotropik malzemelere göredir. Açık gibi parametreler geometrik ve dalga boyu λ , kırılma indisi η ve pürüzlülüğü karakterize eden σ ve τ gibi parametreler fizikseldir.

BRDF üniform yayınma yansıması, mükemmel yansıtıcı ve yönlenimsel difüze yansıma bileşenlerinin tespiti ile başlar. Bu modelin tasarımcıları küresel harmonik içeren bir bozunmayı baz alan ve pürüzlü yüzeyler için Kichoff Teorisini kullanan bir tarifte bulunmaktadır. Yansıma dağılım fonksiyonları f_r^{ud} ve f_r^{dd} ve aydınlanmış yüzeylerde yönlenimsel yoğunluk dağılımları için bir yaklaşım ele alınmıştır. Mükemmel yansıtıcı bileşen f_r^{sp} Fresnel denklemleri ile gösterilmiştir. Üç bileşen için

türetilen denklemleri toplayarak Denklem 4.26'da yer alan kompleks BRDF eşitliğini elde ederiz.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = a(\lambda) + \frac{|F(\theta_{\mathbf{w}_0})|^2 \exp(-g(\sigma, \lambda)) S(\tau)}{\cos(w_i)} \cdot \zeta + \frac{F(\mathbf{b}, \mathbf{p}) S(\tau)}{\cos(w_0) \cos(w_i)} \cdot \frac{\tau^2}{16\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m \exp(-g(\sigma, \lambda))}{m! \cdot m} \exp\left(\frac{w^2, \tau^2}{4m}\right) \quad (4.26)$$

Denklem 4.26'da a ortam dalga boyu fonksiyonu, g efektif yüzey pürüzlülüğü, σ pürüzlülük genliğinin bir parametresi, S gölge fonksiyonu, τ otokorelesyonun belirlenmesinde bir parametre, ζ delta direk fonksiyonu, F Fresnel fonksiyonundan elde edilen bir fonksiyon, \mathbf{b} ikiye ayrılmış birim vektör, \mathbf{p} gelen polarizasyon durum vektörü ve \mathbf{w} ise dalga vektör değişimidir.

4.6.7. Oren-Nayar BRDF

Oren ve Nayar modeli klasik Lambert yaklaşımını bir yayınma için uygulamasıdır [36, 37]. Bu model geometrik optik ile mat yüzeylerin görüntüsünün bakış ile bağımlılığını açıklayabilmektedir ve bu yüzden bu BRDF fiziksel veya teorik olarak sınıflandırılabilir.

Bu modelde maskeleye ve gölgeleme gibi ışık blokeleme olaylarına ek olarak mikro yüzeycikler arası yansımalar da limitli miktarlarda olsa da ayrıca göz önüne alınır. Oyukların yönelimi yüzey pürüzlülüğünün hesaplaması olan α_m açıları için standart deviasyonda Gauss fonksiyonu baz alınarak gerçekleşir. 0 ile 1 arasında değişir. Kirli malzemeler ışığı ışığın arkasına yansımaya daha fazla yatkındır. Bu karakteristik α_m parametresi ile kontrol edilir. Daha büyük α_m daha fazla retro yansıtıcı malzeme anlamına gelir.

Verilen bir geliş açısında, toplam yansıyan radyans olukların reflektans değerlerinin ve birbirlerinin arasındaki ışık çevriminin radyanslarının integralidir. Oren ve Nayar nihai denklemin analitik olarak çözümünü zor bulmuş ve Denklem 4.27'de ki gibi bir fonksiyonel yaklaşım izlemişlerdir.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{\rho}{\pi} (A + B \max(0, \cos(\Phi \mathbf{w}_i, \Phi \mathbf{w}_0)) \sin(a) \tan(b)) \quad (4.27)$$

Denklem 4.27'de yer alan parametreler Denklem 4.28'de belirtildiği şekildedir.

$$\begin{aligned}
a &= \max(\theta_{w_0}, \theta_{w_i}) & b &= \min(\theta_{w_0}, \theta_{w_i}) \\
A &= 1 - 0,5 \frac{a_m^2}{a_m^2 + 0,33} & B &= 0,45 \frac{a_m^2}{a_m^2 + 0,09}
\end{aligned} \tag{4.28}$$

Eğer $a_m = 0$ olursa yukarıdaki açılım Lambert Kanununa eşit olacaktır (ayrıca $A = 1$, $B = 0$). Trigonometrik dönüşümlerin uygulanması bu BRDF'nin iyileşmesine yardımcı olacaktır.

4.6.8. Coupled BRDF

Shirley ve arkadaşları mat yüzeylerin gösterimi için bir model tanıtmışlardır [38]. Coupled model olarak adlandırılmasının sebebi yayınma ile olan ve yansıtıcıdan gerçekleşen yansımaları kombine etmesidir. Uygulanabilir, fiziksel bazlıdır ve Monte-Carlo render algoritmalarına uygundur. Yansıtıcı yansıması için model dielektrik ve hava ile temas halinde parlatılmış bir düzlemsel yüzeyi ele alır. Mat bileşen ise nerdeyse sabit ve izotropik olarak düşünülür. İkisini kombinasyonu Denklem 4.29'da belirtilen şekildedir.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = F(\theta_{w_0}) + kR_m f(\theta_{w_0})f(\theta_{w_i}) \tag{4.29}$$

Denklem 4.29'da k normalizasyon sabitidir ve R_m model parametresi olarak verilen mat bileşenin reflektansdır. Sonuç olarak $f(\theta)$ 'yı Fresnel teriminin Schlick yaklaşımı ile basitleştirirsek [23]:

$$f(\theta) \propto (1 - (1 - \cos(\theta))^5) \tag{4.30}$$

Denklem 4.30'da ki yaklaşımda enerji dönüşümünü sağlamak için sınırlamalar uygulanırsa ve uç açılarda Fresnel teriminin 1 yayınma bileşeninin sıfır olduğu düşünülürse Denklem 4.31'de ki eşitlik elde edilir.

$$R_0 + 2\pi k \int_0^{\pi} f(\theta_{w_i}) d\sigma(\mathbf{w}_i) = 1 \tag{4.31}$$

Ardından k Denklem 4.32'de ki şekilde çözümlenirse:

$$k = \frac{21}{20\pi(1-R_0)} \tag{4.32}$$

Denklem 4.32’de yer alan R_0 0,03 ile 0,06 arasında değişen başka bir parametredir. Sonuç olarak Denklem 4.33’te belirtilen denklemi elde ederiz.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = [R_0 + (1 - \cos(\mathbf{w}_0))^5(1 - R_0)]f_{r,s}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) + kR_m[1 - (1 - \cos(\mathbf{w}_0))^5] [1 - (1 - \cos(\mathbf{w}_i))^5] \quad (4.33)$$

4.6.9. Ashikhmin-Shirley BRDF

Ashikhmin ve Shirley basit ve sezgisel parametreler kullanan anizotropik bir mikro yüzeycik modeli geliştirmiştir [40]. Genel olarak anlamlı olan mikroyüzeyciklerden herhangi bir BRDF türetilbilir. Mikroyüzeyciklerin dağılımının yarım yol vektörünün anizotropisini iki parametre belirler. Bu parametreler bir elipsin eksenleri ile ilişkilidir: X ve Y eksenlerden sırası ile e_x ve e_y ’nin \mathbf{h} boyunca yönlenmesi şeklindedir. Elips yarı çapı ve Φ açısı yöneliminin yardımı ile üstel bir değer olan e hesaplanır. Dağılım fonksiyonu Denklem 4.34’te ki gibidir.

$$D(\mathbf{h}) = \sqrt{(e_x + 1)(e_y + 1)(\mathbf{h} \cdot \mathbf{n})^{e_x \cos^2(\Phi_h) + e_y \sin^2(\Phi_h)}} \quad (4.34)$$

Trigonometrik kurallar uygulanarak $D(\mathbf{h})$ üsteli elde edilir. $\zeta_h = 1$ iken Denklem 4.35’te ki eşitlikler tanımsız olur.

$$\cos^2(\Phi_h) = \frac{x_h^2}{1 - \zeta_h^2} \quad \sin^2(\Phi_h) = \frac{y_h^2}{1 - \zeta_h^2} \quad (4.35)$$

Çalışmanın bu hali parlatılmış veya boyanmış bir tabaka ile kaplı difüze yüzeyler içindir [41]. Örnek olarak leke kaplı bir ahşap masa gösterilebilir. Normale dik difüzedir fakat yanal görüntüde neredeyse yansıtıcıdır. Fresnel eşitlikleri bu fenomeni açıklamaktadır ve bir yansıtıcı ve bir difüze olmak üzere iki tabakanın pozisyonlanması üzerine modellenir.

BRDF yansıtıcı ve difüze terimler için ağırlıkça ortalama alınarak genişletilebilir: $f_r = f_{r,s} + f_{r,d}$. Yansıtıcı yansıması için \mathbf{h} boyunca dağılım ve Fresnel teriminin Schlick yaklaşımı uygulanırsa Denklem 4.36 elde edilir [13].

$$f_{r,s}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{D(\mathbf{h})F(\mathbf{w}_i)}{8\pi(\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_0)\max(\cos(\mathbf{w}_0), \cos(\mathbf{w}_i))} \quad (4.36)$$

Difüze terimi karşılıklı ve enerji çevrim özelliklerini sağlayacak ve BRDF'yi uygulanabilir hale getirecektir. Bu durum Denklem 3.37'de belirtilen şekildedir.

$$f_{r,d}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{28k_d}{23\pi} (1 - \rho_s) \Lambda(\mathbf{w}_0) \Lambda(\mathbf{w}_i)$$

$$\Lambda(\mathbf{u}) = \left(1 - \left(1 - \frac{\cos(\mathbf{u})}{2} \right)^5 \right) \quad (4.37)$$

4.6.10. Granier-Heidrich BRDF

Grainer ve Heidrich modeli eski metalleri veya yağlı transparan dış yüzey ile kaplı kirli yüzeyleri kolayca modelleyen bir BRDF'dir [42]. Bu iki modellen tabaka gelen ışığın dalga boyunu kullanarak aşağıdaki iki fenomeni simüle eder:

1. Gelen ışın demeti ile giden ışın demeti arasındaki faz farkının sebebi diğer tabakaya aktarımdan kaynaklıdır.
2. Kırılma indisi dalga boyuna bağlıdır, $\eta(\lambda)$ ve değişik renklerde ışık yansımına sebep olur (prizma gibi). Bu iç ve dış yüzeylerin farklı normal dizilimlerinin olduğu paralel olmayan tabakaların bir modeli ile elde edilir.

Model λ 'ya bağımlı olduğundan $R = 645$ nm, $G = 525$ nm ve $B = 445$ nm olacak şekilde RGB renk modeli kullanılarak bir ilk yaklaşım yapılır. Dış tabaka için η_1 terimi vakumu temsil edecek şekilde başka bir basitleştirme daha yapılabilir ($\eta_1 \leq \eta_2$). Bu varsayım aktarımın her zaman olduğu varsayar. Sonuç olarak yansıma terimi R ve aktarım terimi T 'nin bir kombinasyonu olan bir BRDF elde edilir. R yansıtıla bilirligin direkt aydınlanmadan kaynaklanan kosinüsüdür.

4.7. Empirik Reflektans Modelleri

4.7.1. Minnaert BRDF

Minnaert tarafından ay yüzeyi reflektansını modellemek için ilk verilen modeldir [43]. Bu model sadece aya değil sınırlara yakın yerlerde renk kararması görmemiz gereken objelere gölgeleme yapmak için de kullanılabilir. Bu model iki parametre ile kontrol edilir: ρ_d ve karartma ile ilgili k üsteli. Bu şekil parametresi genelde 0 ile 2 arasında değişir. $k = 1$ iken bu fonksiyon Lambert fonksiyonuna eşittir. Bu BRDF'nin analitik açılımı Denklem 4.38'de belirtildiği gibidir.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{\rho_d}{\pi} (\cos(\mathbf{w}_0) \cos(\mathbf{w}_i))^{k-1} \quad (4.38)$$

4.7.2. Phong BRDF

Phong hala popüler bir BRDF modelidir ve Lambert olmayan yüzeyler için ilk açıklamadır [44]. Kosinüs-lob bazlı BRDF türlerinden birisidir ve burada lob terimi klasik Phong benzeri BRDF şeklinden gelmektedir. Temel olarak enerji çevrimi ve katıllığa uymayan empirik bir BRDF modelidir fakat basitliği bilgisayar grafikleme alanında en çok kullanılanlardan birisi olmasını sağlamaktadır. Esas olarak bu model Torrance-Sparrow modelinin basitleştirilmiş halidir ve G ve F faktörleri düşürülmüştür ve D Denklem 4.39'da belirtilen şekilde indirgenmiştir.

$$D(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = (\mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{w}_i})^n \quad (4.39)$$

Denklem 4.39'da $n \in [0, \infty]$ yansıtıcı aydınlanmasının şeklini karakterize eder (mattan daha parlak bir yüzeye kadar). Dahası Denklem 4.40'da ki gibi bu model Schlick tarafından verilene benzer bir üstel bir operatör ile daha hızlı hale gelebilir [39].

$$\cos^n(\alpha) \approx \frac{\cos(\alpha)}{n - n\cos(\alpha) + \cos(\alpha)} \quad (4.40)$$

İkinci ve üçüncü parametreler yansıtıcı k_s ve yayınma k_d sabitleridir ve 0 ile 1 arasında değer almaktadırlar. Yansıtıcı lobun Lambert yayınma BRDF'si ile lineer kombinasyonunu oluşturmaktadırlar. Kesin fiziksel belirginliğin olmaması ve iki bileşenin lineer olarak kombine edilmesi enerjinin yükselmediği durumlarda sorun yaratabilir. Phong yansıma modeli Denklem 4.41'de yer almaktadır.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = k_s (\mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{w}_i})^n \quad (4.41)$$

4.7.3. Blinn BRDF

Blinn BRDF'si ayrıca Blinn-Phong yansıma modeli olarak bilinir ve hem DirectX hem de OpenGL render sistemlerinde kullanılır. Blinn \mathbf{h} yarım yol vektörü normalle eş doğrultulu olduğu zaman en yüksek yansımayı yaptığını bildirmiştir [45]. O yüzden bu vektör normal ile birleşme olarak kullanılarak yansıtıcı aydınlanması bulunur. Bu yolla Phong BRDF'si $\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}$ yerine $\mathbf{n} \cdot \mathbf{h}$ eklenerek düzenlenir ve bu durum

daha az hesaplamaya yol açar ve yansıma vektörünü bulmak gereksizdir. Denklem 4.42’de Blinn BRDF’ sine ait yansıma ve dağılım fonksiyonu yer almaktadır.

$$D(\mathbf{h}) = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{h})^n = \cos(\delta)^n$$

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = k_s (\mathbf{n} \cdot \mathbf{h})^n \text{ ve } k_d + k_s = 1 \quad (4.42)$$

4.7.4.Lewis BRDF

Önceki çalışmaları gözden geçirerek Lewis, özellikleri üzerine bir çalışma yapmıştır [46]. Phong ve Cook-Torrance gibi modeller enerji çevrimine ve karşılıklılığa uygun değildi bu yüzden Lewis daha uygulanabilir bir yöntem geliştirdi. Yüzey modellemesi baz alınarak mikro yüzeyciklerin referansı ile uygulanabilirliğe yol açan D normal dağılımıdır. Ele alınan mikro yüzeyciklerin toplam alan değerleri ele alınan yüzeyin alanı ile aynı olmalıdır. Enerji çevriminin Denklem 4.43’de yer alan şekilde olacağını varsayarsak Phong dağılımı $D(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}_v)^n$ şeklinde olur ve normalizasyon faktörü ise $c = \frac{\pi+2}{2\pi}$ şeklindedir. Eğer normalizasyonu Blinn BRDF modeline uygularsak enerji çevrimi sağlanır.

$$\int_{\Omega} D(\mathbf{h}) \cos(\mathbf{h}) d\sigma(\mathbf{h}) = 1 \quad (4.43)$$

Modifiye edilmiş BRDF Lewis olarak adlandırılır. Lewis BRDF’si Denklem 4.44’te belirtilen şekildedir.

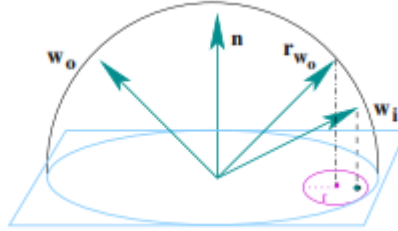
$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = k_s \frac{\pi+2}{2\pi} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{h})^n \quad (4.44)$$

4.7.5.Neumann-Neumann BRDF

Neumann-Neumann BRDF modelinde Monte-Carlo bazlı render algoritmasına kolayca uygulanabilir yeterli olan bir fonksiyon yer almaktadır [47]. Metallerin, plastiklerin, seramiklerin ya da geri yansıtıcı malzemelerin hatta anizotropik reflektans için bile yazarlar bu BRDF’yi bir baz model üzerine oturtmuşlardır. İki anahtar fikir yer almaktadır. Birincisi BRDF birim disk D^2 ve dolayısı ile σ_p hesaplaması kullanılmaktadır. İkincisi ise yansıma vektörünün P projeksiyonu yarıçapı r ($r \neq 0$) C diskinin merkezidir.

Şekil 4.4'te Neumann-Neumann BRDF'si gösterilmiştir. BRDF fonksiyonu Denklem 4.45'te belirtilen şekilde sabit değerlidir.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \begin{cases} \frac{1}{\pi r^2} & \text{eğer } P(\mathbf{w}_i) \in (P(\mathbf{r}_{\mathbf{w}_0}), r), \\ \text{Değilse } 0 & \end{cases} \quad (4.45)$$



Şekil 4.4. D^2 üzerinden tanımlanan bir diski baz alan Neumann-Neumann BRDF'si [47]

Yüzey mükemmel yansıtıcıdan $r = 0 + \varepsilon$, mükemmel difüzyona $r = 2$ değer alabilir ve model yönelimsel yarı küresel reflektansın basit hesaplamasını mümkün kılar. Bu durum Denklem 4.46'da belirtildiği şekildedir.

$$\rho(\mathbf{w})_0 = r \cdot \text{Alan}(C(P(\mathbf{r}_{\mathbf{w}_0}), r)) \quad (4.46)$$

İlk modeli kullanarak başka BRDF'ler oluşturmak mümkündür. Örneğin geri yansıtıcı bir model için \mathbf{h} kolayca uzaklık fonksiyonu $\mathbf{g} = \mathbf{w}_0 - \mathbf{w}_i$ olarak değiştirilebilir. Sonuç olarak ışık geliş doğrultularında baskın olarak yansıyacaktır. Ya da bu BRDF'ye başka bir örnek olarak eksenleri A ve B olan E elipsini C çemberinin yerine anizotropik yüzeyleri betimlemek için yerleştirerek ve uzaklık fonksiyonunu eliptik eğri için düzenleyerek yapılabilir. Neumann-Neumann BRDF'si en genel haliyle Denklem 4.47'de belirtilen şekildedir.

$$f_{r,aniso}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \begin{cases} \frac{1}{abn} & \text{eğer } P(\mathbf{w}_i) \in E(P(\mathbf{r}_{\mathbf{w}_0}), a, b), b \leq B/A \\ \frac{1}{\text{Alan}(E)} & \text{eğer } P(\mathbf{w}_i) \in E(P(\mathbf{r}_{\mathbf{w}_0}), a, b), B/A < b \leq 2 \\ \text{Değilse } 0 & \end{cases} \quad (4.47)$$

4.7.6. Strauss BRDF

Strauss BRDF'si metalleri ve yarı yansıtıcı pikler veren parlak yüzeyleri karakterize eden empirik bir modeldir [48]. Strauss önceki BRDF modellerinde

malzemelerin görünüşlerinin taklit edilmesinin istenildiğinde doğru değerlerin seçilmesinin zorluğundan bahsetmiştir. Bu model herhangi bir kullanıcının değişik malzeme özellikleri için belirleyebileceği birkaç sezgisel parametreyi baz almaktadır.

- Kromatik renk C veya yüzey rengi (0 ile 1 arasında).
- Yansıtıcı rengi C_x hesaplanan parlak renk (parametre değildir).
- Pürüzlülük: $s = 0$ olduğunda mükemmel difüze yüzey vardır ve $s = 1$ olduğunda yüzey ayna gibi davranır. Bu değer yansıtıcı ve difüze arasındaki oranı ve yansıtıcı aydınlanma şeklini etkiler.
- Metallik: $m = 1$ olduğunda yüzey ful metalik ve $m = 0$ olduğunda bu özellikten yoksunluk vardır. Bu durum sonuç görüntünün difüze özelliğini değiştirir ve ayrıca yansıtıcı renginin hesaplanmasını etkiler.
- Transparanlık: $t = 0$ olduğunda tamamen opak bir yüzey elde edilir ve $t = 1$ olduğunda ışık ortamda yansımaz ortam boyunca ilerler. İletkenlik değeri t normal geliş doğrultusunda kullanılan değerdir.
- Kırılma indisi n : aktarılan ışık hızmasının yönünü hesaplamak için kullanılır.

Strauss Reflektans modeli difüze ve yansıtıcı bileşenlerin lineer kombinasyonunu kullanır ve k_d ve k_s olan iki sabit ile kontrol edilir.

$$\begin{aligned} f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) &= k_d f_{r,d}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + k_s f_{r,s}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) \\ &= k_d \cos(\mathbf{w}_i) dr_d C + k_s r_s C_s \end{aligned} \quad (4.48)$$

Denklem 4.48' de ihtiyaç duyulan değerleri elde etmek için bu model bazı basit işlemler yapar.

$$\begin{aligned} r_d &= (1 - s^3)(1 - t) & d &= (1 - ms) \\ r_n &= (1 - t) - r_d & e &= \frac{3}{1-s} \\ r_j &= \min[1, r_n + (r_n + k_j)j] & k_j &= 0,1 \\ r_s &= [-(\mathbf{h} \cdot \mathbf{w}_i)]^e r_j & j &= F(\alpha)G(\alpha)G(\delta) \end{aligned} \quad (4.49)$$

Denklem 4.49'da r_j 'nin anlamı Fresnel ile geometrik terime benzerdir. İki sabit değer kullanır: $k_f = 1,12$ ve $k_g = 1,01$. Model F ve G 'yi önden hesaplayarak basitliğini korur. Ayrıca metaller için yansıma renginin yüzey rengi ile aynı olmadığını varsayar.

$$C_s = \begin{cases} C_1 & \text{eğer metal değilse} \\ C_1 + m(1 - F(\alpha))(C - C_1) & \text{eğer metalse} \end{cases} \quad (4.50)$$

Denklem 4.50'de C_1 $\pi/2$ yansıma açısında elde edilen beyaz yansıma açısına eşittir.

4.8. Deneysel Yansıma Modelleri

4.8.1. Ward BRDF

Anizotropi için geliştirilen önceki BRDF modellerinin hesaplanmasının zahmetli olmasından dolayı Ward tarafından yüzey örneğinin yansımasının elde edilmesi ve anizotropik malzemelerin yansımasının matematiksel olarak tanımlanması için bir model geliştirmiştir [49]. Ward BRDF'si standart derivasyonla kontrol edilen bir Gauss lobu kullanır. Modelin izotropik versiyonu için parametre α_m 'dir. Model yarım yol vektörü \mathbf{h} 'i ve yansımanın difüze ve yansıtıcı bileşenleri için iki sabit kullanır. Bu BRDF deneysel hesaplamalar kullanılarak değerlendirilebilir. Matematiksel açılım Denklem 4.51'de ki gibidir.

$$f_{r,iso}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{k_s}{\sqrt{\cos(\mathbf{w}_0)\cos(\mathbf{w}_i)}} \frac{\exp\left[-\tan^2\left(\frac{(\mathbf{h}\cdot\mathbf{n})}{\alpha_m}\right)\right]}{4\pi\alpha_m^2} \quad (4.51)$$

İdeal yansımada üstel kısım sıfır olacaktır. Normalizasyon faktörü $\frac{1}{4\pi\alpha_m^2}$ bu fonksiyonun yarım kürenin yön fonksiyonuna uygulanabilmesini sağlar. Gauss sayesinde uç bu model gözlem açılarında render sistemlerinde kaçınılması gereken yüksek değerler vermektedir (özellikle α_m 0,2 civarındayken) [51]. Normalizasyon teriminin kullanımı bu sayısal dengesizliklerin önüne geçmektedir.

Bu BRDF'nin bir anizotropik versiyonu α_x ve α_y eksenleri kullanan Gauss elipsi içermektedir.

$$f_{r,ani}(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{k_s}{4\pi\alpha_x\alpha_y\sqrt{\cos(\mathbf{w}_0)\cos(\mathbf{w}_i)}} e^{\left[\frac{\left[\frac{(\mathbf{h}\cdot\mathbf{x})}{\alpha_x}\right]^2 + \left[\frac{(\mathbf{h}\cdot\mathbf{y})}{\alpha_y}\right]^2}{(\mathbf{h}\cdot\mathbf{n})^2} \right]}$$

$$(\mathbf{h}\cdot\mathbf{x}) = \frac{\sin(\theta_{\mathbf{w}_0})\cos(\Phi_{\mathbf{w}_0}) + \sin(\theta_{\mathbf{w}_i})\cos(\theta_{\mathbf{w}_i})}{|\mathbf{h}|}$$

$$(\mathbf{h}\cdot\mathbf{y}) = \frac{\sin(\theta_{\mathbf{w}_0})\sin(\Phi_{\mathbf{w}_0}) + \sin(\theta_{\mathbf{w}_i})\cos(\Phi_{\mathbf{w}_i})}{|\mathbf{h}|}$$

$$(\mathbf{h}\cdot\mathbf{n}) = \frac{\sin(\theta_{\mathbf{w}_0}) + \cos(\theta_{\mathbf{w}_i})}{|\mathbf{h}|}$$

$$|\mathbf{h}| = \left[2 + 2\sin(\theta_{\mathbf{w}_0})\sin(\theta_{\mathbf{w}_i})(\cos(\Phi_{\mathbf{w}_0})\cos(\Phi_{\mathbf{w}_i}) + \sin(\Phi_{\mathbf{w}_0})\sin(\Phi_{\mathbf{w}_i})) + 2\cos(\theta_{\mathbf{w}_0})\cos(\theta_{\mathbf{w}_i}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.52)$$

Denklem 4.52’de ye alan denklemlerde de görüldüğü gibi bu BRDF çok uygulanabilir değildir fakat geliştirilmesi çok kolaydır. Ayrıca direk örneklendirme yöntemi vardır ve hesaplanan verilerle iyi uyuşur.

4.8.2. Schlick BRDF

Schlick BRDF’si mikroyüzeycik modelini, Fresnel denklemlerini ve izotropi ve anizotropi arasındaki dengeyi sağlayan bir dizi parametreyi baz alır [29, 50]. Schlick Coupled BRDF’ye iki tabakalı heterojen yüzey kullanarak farklı bir bakış açısı getirmiştir. Dış tabaka yansıtıcı yansıması ve iç yüzey ise difüze yarı yüzey saçılması için kullanılmıştır. Homojen yüzeyler tek C_λ , r , p değerleri ile tek yüzey modeli kullanılır. Heterojen yüzeyler için ise C_λ , r , p ve C'_λ , r' , p' değerleri ile çift tabaka modeli kullanılır.

- C_λ λ ’ya bağımlı reflektanstır ve 0 ile 1 arası değer alır.
- $r \in [0,1]$ pürüzlülüğü tarif eder. $r = 0$ iken ayna $r = 1$ iken mükemmel difüze yüzeydir.
- $p \in [0,1]$ izotropiyi tarif eder. $p = 0$ iken full anizotropi ve $p = 1$ iken full izotropi anlamına gelir.

Bu parametrelerin anlamı hem tek hem de çift tabaka için aynıdır. Bu durum $S(u)$ 'nun C_λ için hesaplaması ile $S'(u)$ 'nin C_λ' için hesaplamasını aynı yapmaktadır sadece parametre değerleri değişmektedir. Bu BRDF modeli Denklem 4.53'de belirtildiği gibi açılabilir.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = R((\mathbf{n} \cdot \mathbf{h}), (\mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{h}), (\mathbf{w}_i \cdot \mathbf{n}), (\mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{n}), \Phi_h) \quad (4.53)$$

Denklem 4.53'te reflektans fonksiyonu R 'nin hesaplanması gereken argümanları (t, u, v, v', w) şeklindedir. Bu durumda $R(t, u, v, v', w) = S(u, C_\lambda)D(t, v, v', w)$ tek tabaka için bu denklemi elde ederiz ve çift tabakası için Denklem 4.54'ü elde ederiz.

$$R(t, u, v, v', w) = S(u, C_\lambda)D(t, v, v', w) + [1 - S'(u, C_\lambda')]S'(u, C_\lambda')D'(t, v, v', w) \quad (4.54)$$

Denklem 4.54'te yansıtıcı terimi $S(u, C_\lambda)$ Fresnel teriminin bir yaklaşımıdır ve $D(t, v, v', w)$ terimi arayüzeylerde ışığın Emilimi ve yansıma sonrası tekrar Emilimini göstermektedir. Yönlenimsel terim $G(v, r)$ mikro yüzeyciklerin geometrisine referans olur ve anizotropiyi $Z(t, r)$ zenit açısına ve $A(w, p)$ azimut açısına bağlı olarak modeller. Yönlenimsel terim Denklem 4.55'te belirtildiği gibi açılabilir.

$$D(t, v, v', w) = \frac{G(v)G(v')}{4\pi vv'} Z(t)A(w) + \frac{(1-G(v)G(v'))}{4\pi vv'} \quad (4.55)$$

4.8.3. Lafortune BRDF

En çok fonksiyonel BRDF modellerinden birini Lafortune ve arkadaşları tanıtmışlardır [51]. Gerçek yüzeyler de hesaplamalar için kullanılmaktadır ayrıca Phong BRDF'nin daha uygun ve enerji çevrimine uyan bir genellemesidir. Normal doğrultu etrafında yansıma operatörü ile $\mathbf{r}_u = 2(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{u}$ standart referans sisteminde açılabilir, $\mathbf{r}_u (-x_u, -y_u, z_u)$ 'ya eşittir ve bu durum orjinal vektöre uygulandığında $(-1, 1, 1)$ şeklinde bir skala faktörüne yol açar. Genelleştirme uygularsak, yansıma operatörü için bir M matrisi kullanılır: $f_r \propto (\mathbf{w}_0 \cdot M\mathbf{w}_0)^n$. Modifiye edilmiş Phong açılımı Denklem 4.56'da belirtilen şekildedir.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = (\mathbf{w}_0 \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{w}_i})^n = (\mathbf{w}_i \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{w}_0})^n \quad (4.56)$$

Eğer M matrisinin diyagonalini \mathbf{o} vektörü ile açarsak $(1, 1, 1)$ 'de \mathbf{o} vektörü ile bir geri yansıma meydana gelir. Bir lobdan daha fazla kullanarak bu BRDF elde edilen malzemelerden veri sunabilir. N lobların sayısı olarak düşünürsek nihai açılım Denklem 4.57'de belirtilen şekilde olur.

$$f_r(\mathbf{w}_0, \mathbf{w}_i) = \frac{\rho_d}{\pi} + \sum_{l=1}^N (\mathbf{w}_i \cdot (x_u x_{o_l}, y_u y_{o_l}, z_u z_{o_l}))^{n_l} \quad (4.57)$$

4.9. BRDF İçin Fonksiyon Yaklaşımı

Uygun analitik modeller her zaman istenilen yüzey için uygulanabilir değildir. Bazen formülizasyonları render sistemleri için kullanışlı değildir. Bu limitleri aşmak için birtakım araştırmacılar hesaplanan reflektans verilerinden çeşitli teknikler geliştirerek BRDF modelleri üzerinde kullanmışlardır. Bu strateji gerçek malzemelerden veriler kullanarak küresel aydınlanmaya gerçekçilik katmaya faydalı olmuştur. Fakat işlemin yüksek doğruluğundan dolayı yüksek miktarda depo alanı ve işlem zamanı gerektiğinden dolayı elde edilen reflektans verileri direkt olarak kullanılamaz.

Bu probleme genel bir çözüm olarak uygun bir fonksiyon alanı seçerek bu alanda hesaplanan BRDF fonksiyonunu bu alana sığacak şekilde indirgemektir. Aşağıda bu sebeple uygulanan bazı yöntemler listelenmiştir:

- Gauss lobu [49] veya kosinüs loblarının toplamı [51] gibi temel fonksiyonlar.
- Küresel harmonikler [52].
- Ayrılabilir fonksiyonların ağırlıkça ortalaması [53-55].
- Zernike polinomları [56].
- Fonksiyonların türetilmesi (faktörizasyon) [57, 58].

BRDF'ler ganioreflektometre ile de elde edilebilir. Ganioreflektometre her birkaç derecede bir ışık ve sensörü bir alan için gelen ve giden ışınların yakalanarak BRDF hesaplamasına yardımcı olur. Kirliliklerin giderilmesinin ardından uygun bir BRDF elde edilir.

Veriler elde edildikten sonra (genelde yarımküreye gelen ve giden doğrultular için bir dizi reflektans değeri olur.) kirliliği elimine etmek için filtrelemek ve verilen fonksiyon boşluğu için gereken yaklaşımı yapmak gerekir. Bu projeksiyon (Ortonormal

temel setler ile oluşturulan fonksiyon alanları için) veya diğer şemalar için lineer olmayan fonksiyon kullanılarak yapılır. Genelde yaklaşım kalitesi ve hafıza tüketimi arasındaki denge için uygun bir sıkıştırma şeması kullanılabilir.

Sıkıştırma modellenmiş (f') ile hesaplanmış (f) veri arasındaki hatayı minimize etmek için birkaç optimizasyon tekniği ile yapılır. Hesaplanan veri bir dizi n reflektans değeridir $\{f_1, f_2, \dots, f_n\}$ ve f' fonksiyonu da n kadar set için hesaplanabilir $\{f'_1, f'_2, \dots, f'_n\}$. Fonksiyon yaklaşımının amacı f' ile f fonksiyonları arasındaki mesafeyi minimize eden bir f' fonksiyonu bulmaktır. Genelde Denklem 4.58' de yer alan iki hata metriği kullanılır.

$$\text{RMS hata } \sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i (f'_i - f_i)^2}$$

$$\text{Relatif RMS hata } \sigma_r = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i \left(\frac{f'_i - f_i}{f_i} \right)^2} \quad (4.58)$$

Relatif RMS daha uygun görünmesine rağmen $f'_i \neq 0$ iken $f_i = 0$ olan numuneler için bir hariciyet yaratmak gerekir. Bu hata metriği ayrıca L^2 metriği olarak gelen ve giden küresel düzlemler için kullanılabilir. Verinin güvenilir olmadığı malzemeler için uygulandığında bu metrik avantajlı olabilir. Bu durum çok uç açılarda ortaya çıkabilir (80 dereceden fazla açılar).

Fonksiyon yaklaşımı ayrıca bilinen BRDF modellerini elde etmek için kullanılabilir çünkü bu durum render sistemlerinde uniform bir yaklaşım kullanılarak birçok BRDF'nin karşılanabilmesini sağlar. Tam olarak bilinen bir analitik modele indirgeme ayrıca doğruluğu ve performansı sınamak için kullanılabilir.

4.10. Temel Fonksiyonlar

Yansıtıcı BRDF'ler tek Gauss lobu ile, Phong loblarının ortalaması ile veya diğer BRDF modellerine ayarlanarak indirgenebilir. Bu tarz bir gösterim birincil bir fonksiyonu fiziksel bir modele veya reflektans hesaplamasına indirger. Bu gösterim pozitif, karşılıklı ve enerji çevrimine uygun olmalıdır.

Temel fonksiyonlar lineer değilse BRDF'nin parametrelerinin belirlenmesi için lineer olmayan optimizasyon teknikleri kullanılmalıdır. Bu durumda ortalama kare

hatasının minimize edilmesi için reflektans fonksiyonunun Levenberg-Marquardt tekniği kullanılabilir [59]. Bu yöntem diğerlerine nazaran daha az sabit terim gerektirir ve tek bir fonksiyon gelen ve giden doğrultular için bütün BRDF'yi kapsayabilir.



5. SONUÇ ve DEĞERLENDİRMELER

Bilgisayar simülasyonlarında, modelleme ve animasyonlarında yaygın olarak kullanılan Çift Yönlü Yansıma Dağılım Fonksiyonları (Bidirectional Reflectance Distribution Functions- BRDFs) gün geçtikçe önem kazanmakta ve birçok çalışmanın içerisinde yer almaktadır. Qiang Xing ve arkadaşları [60], atmosferde gerçekleşen hava olaylarının simülasyonunda çift yönlü yansıma dağılım fonksiyonlarından faydalanmıştır. Feng Lu ve arkadaşları [61], izotropik yapılarda gerçek yeryüzü materyalleri üzerindeki yansımayı oluşturmak için ışık kaynağı tahmini üzerine çalışma yapmış ve yaptığı çalışmada çift yönlü yansıma dağılım fonksiyonlarını kullanmıştır. Düzgün olmayan aydınlatmalarla doğru biçimde yansıma açısının oluşturulması ve sahnenin hem şekil hem de ışık kaynaklarını tahmin edilmesi üzerine çalışmışlardır. Mohamed Ibrahim ve arkadaşları [62], moleküler dinamikte çok büyük ölçekli parçacık simülasyonlarında kaynaklanan maliyet ve görüntü kalitesi üzerine çalışma yapmıştır. Yaptığı çalışmada molekül modellemesinde kullanılan Phong BRDF modelinin büyük veri yoğunluklarında oluşan görüntü kalitesi üzerine incelemelerde bulunmuş ve daha etkili bir model sunmayı amaçlamışlardır. Dong Li ve arkadaşları [63], yaprak kimyasının modellenmesi yüzey yansımaları ve kimyasal bileşenlerin modellenmesi üzerine çalışmışlardır. Çalışmalarında yaprak yüzeyinin ve kimyasal bileşenlerin simülasyonunda çift yönlü yansıma fonksiyonlarına ek olarak sürekli yansıma dönüşümünü de uygulamışlardır. Bunlara ek olarak yapılan bazı çalışmalarda uzaktan algılama yoluyla kulu alanların tespiti, bilgisayar simülasyonlarında bina modellerinde güneş ışını kazanımı hesabı ve bunlar gibi daha birçok akademik yayında (bahsi geçen çalışmalar 1 Ocak 2018 tarihinden itibaren yayınlanmıştır.) çift yönlü yansıma dağılım fonksiyonları kullanılmıştır.

Yukarıda belirtilen örnek çalışmalardan da görüldüğü üzere Çift Yönlü Yansıma Dağılım Fonksiyonları sadece bilgisayar animasyonlarında değil termodinamik, kimya, biyoloji, inşaat, yapay zekâ uygulamaları, sezgisel algoritmalar ve daha birçok alanlarda kullanılmakta ve yeni alanlarda da etkili bir çalışma konusu oluşturmaktadır. Gelecekte Çift Yönlü Yansıma Dağılım Fonksiyonları daha birçok alanda simülasyon, hesaplama ve tahmin yöntemlerinde yer alacaktır.

Sonuç kısmının devamında bahsi geçen yansıma modellerinin kullanım alanları, geliştirme nedenleri, artı ve eksileri yer almaktadır. Bazı modellerin simülasyon görüntülerinde Walt Disney Animasyon Stüdyoları tarafından geliştirilen BRDF uygulaması kullanılmıştır.

- Torrance-Sparrow BRDF

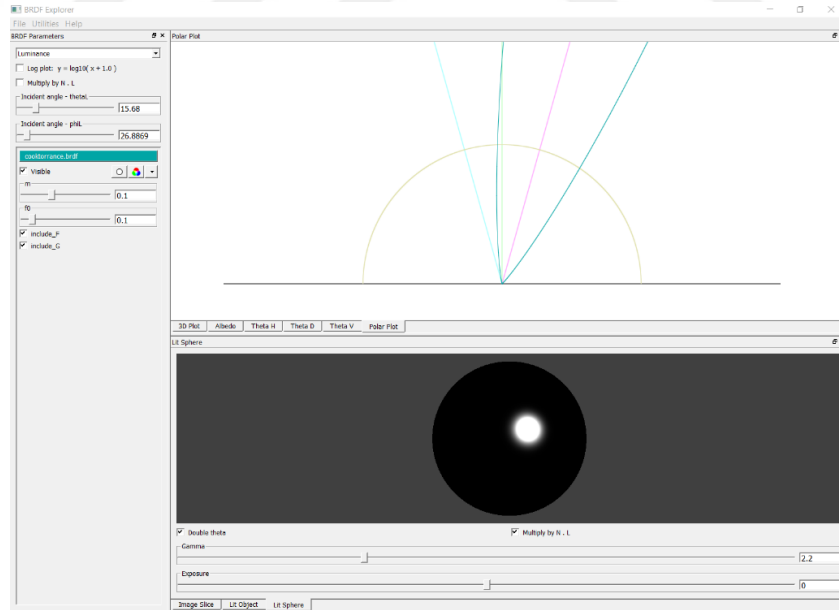
BRDF modelleri arasında yaygın olarak kullanılan ve birçok yeni modelin oluşturulmasında temel niteliği taşıyan fiziksel bir yansımaya modelidir. Plastik modelleme yaygın olarak kullanılmaktadır. Torrance-Sparrow yansıtma modeli pürüzlü yüzeyler için uygun sonuçlar verdiği için modellemenin yanı sıra nesne tespiti gibi uygulamalarda yüzey pürüzsüzlüğünün belirlenmesinde kullanılmıştır.

- Beard-Maxwell BRDF

Beard-Maxwell yansımaya modeli, gerçekçi görüntü sentezinde kullanılmak üzere yeni bir yerel yansımaya modeli olarak sunulmuştur. Beard-Maxwell modeli, birçok bilgisayar grafik yansımaya modelinden önce olduğundan ve var olan yerel yansımaya modellerine dahil edilen birkaç özelliği içerdiğinden, tarihsel anlamda da önemlidir. Başlangıçta boyalı yüzeylerdeki pastel görünümü taklit eden bir yansımaya modelidir.

- Cook-Torrance BRDF

Fiziksel bir model olan Cook-Torrance yansımaya modeli metalik ve ametalik yüzeylerdeki yansımaya modellemek için kullanılmaktadır. Şekil 5.1’de Cook-Torrance yansımaya modelinde ışın yansımaya ve yüzey dağılımı gösterilmiştir.

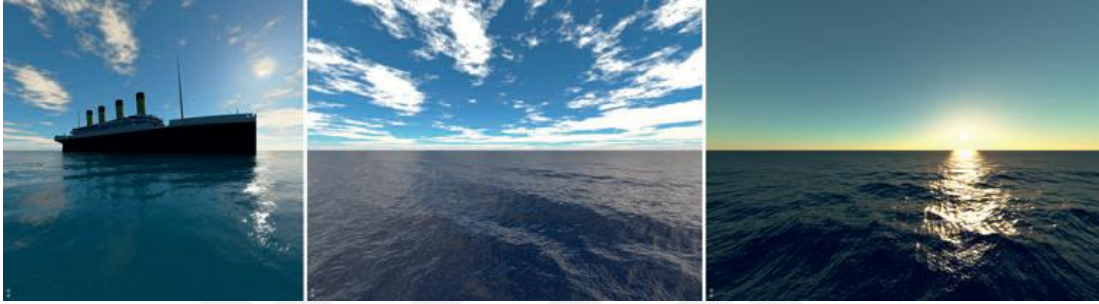


Şekil 5.1. Cook-Torrance BRDF yansımaya örneği

- Kajiya BRDF

Homojen olmayan yapılarda yansıyan ışık yoğunluğunu hesaplamada kullanılan anizotropik bir model olan Kajiya yansımaya modeli genel olarak akışkanların

modellenmesinde kullanılmaktadır. Model yansımaya değerlerini bir tabloda depoladığından dinamik olarak değişen akışkan yüzeylerindeki yansımaya hesaplamada elverişli nitelik taşımaktadır. Yaygın olarak yapılan örneklerde okyanus gibi çevresel ışıktan faydalanılan sahnelerde kullanılmıştır. Verilerin depolanması çevresel ışıktan kaynaklanan tüm yönlerden gelen ışıkların dinamik olarak hesaplanmasına olanak tanımaktadır. Eric Bruneton, Fabrice Neyret ve Nicolas Holzschuch yaptığı çalışmalarda dinamik yansımaya etkilerini incelemiştir. Şekil 5.2’de Kajiya yansımaya modelinde ışın yansımaya ve yüzey dağılımı gösterilmiştir.



Şekil 5.2. Kajiya BRDF yansımaya örneği

- Poulin-Fournier BRDF

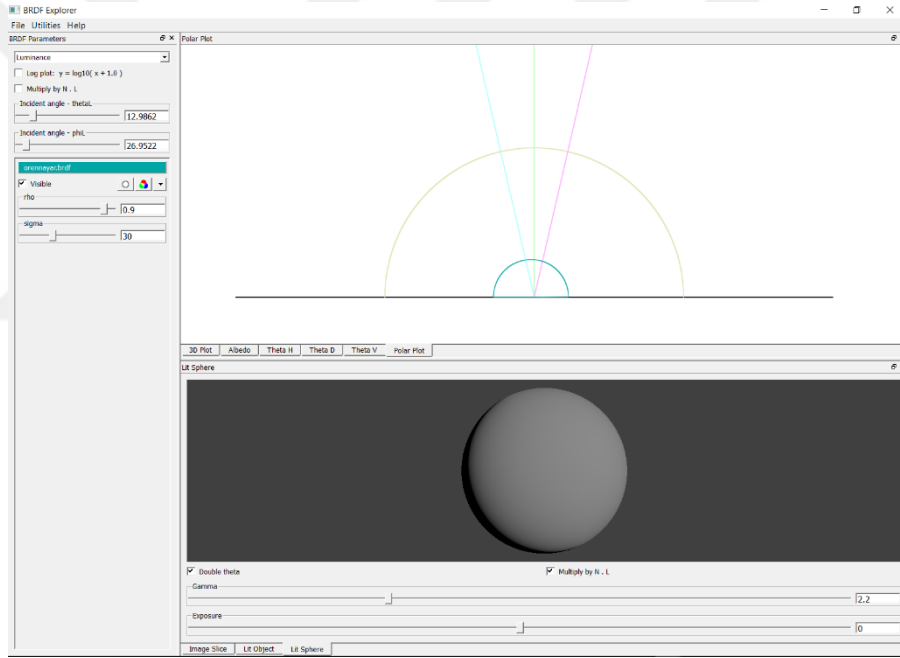
Torrance-Sparrow yansımaya modelini temel alarak geliştirilen fiziksel tabanlı bir yansımaya modelidir. Anizotropik yüzeylerde yansımaya modellemeyi daha kolay bir hale getirmek için modellenmiştir. Torrance-Sparrow yansımaya modeli izotropik yapılar için belirli bir yönde rasgele dağılan ışık yoğunluğunu normaler boyunca takip ettiğinden izlenmesi kolay bir nitelik taşımaktadır ancak yüzey dağılımı anizotropik olduğunda bu durum söz konusu olmaz ve istatistiksel olarak tatmin edici sonuçlar elde edilemez. Bu amaçla Poulin-Fournier yansımaya modeli geliştirilmiştir. Kürk ve parlak metal yüzeyleri gibi yüzey normalinin etrafında döndürüldüğünde yansımaya değiştiği anizotropik yüzeylerde çalışmış ve yayınladıkları makalelerde bununla ilgili çalışmalara yer vermişlerdir.

- He-Rorrance-Sillion-Greenberg BRDF

Işığın dalga benzeri yapısından kaynaklı kırılma ve yayınma davranışlarını ele alan fiziksel tabanlı bir yansımaya modelidir. İzotropik malzemelerin gösterilmesine katkıda bulunur. En iyi ve kompleks yansımaya modellerinden biri olsa da hesaplama maliyetinin yüksek olması bu yansımaya modelinin dezavantajıdır.

- Oren-Nayar BRDF

Empirik bir model olan Lambert modelinin eksik yönlerinden yola çıkarak geliştirilen fiziksel tabanlı bir BRDF modelidir. Sıva, kil, kum ve kumaş gibi mat nesnelerin modellenmesinde kullanılmaktadır. Şekil 5.3’de Oren-Nayar yansımada modelinde ışın yansımaları ve yüzey dağılımı gösterilmiştir. Oren-Nayar BRDF modeli Lambert modelin izotropik dağılımından kaynaklanan homojen dağılıma sahip olmayan pürüzlü ve simetrik olmayan yani izotropik olmayan yüzeylerdeki yansımada dağılımını modellemek ve yüzey yansımalarından kaynaklanan gölgeleme etkisiyle oluşan homojen olmayan ışık dağılımını modellemek için oluşturulmuştur. Bu modelde Lambert modelinin aksine yüzeyin az dahi olsa bir parlaklığa sahip olduğu gerçeği üzerinde durulmuş ve gerçekleştirilen deneylerde bunun üzerinde durulmuştur.



Şekil 5.3. Oren-Nayar BRDF yansımada örneği

- Coupled BRDF

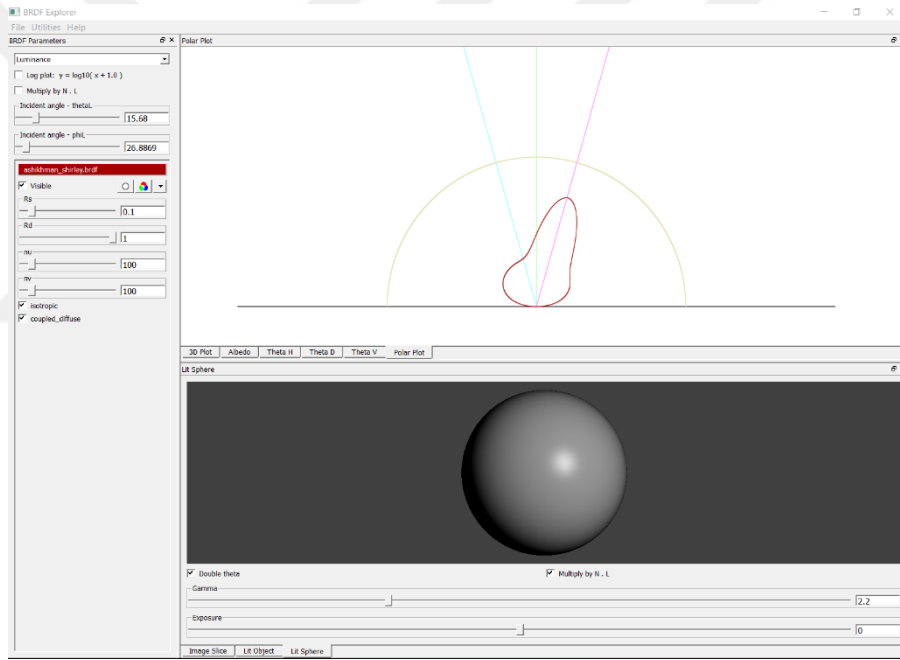
Bu algoritma parlak yüzeylere sahip olan dielektrik maddelerin modellenmesinde kullanılmaktadır. Yüzeyde oluşan pürüzlerle ilgilenmemekte ve fiziksel bir model niteliği taşıdığından fiziksel tabanlı modellemelerde uygulanabilir nitelik taşımaktadır. Modelleme ve bilgisayar animasyonları açısından pürüzlü olan yüzeylerin belirlenmesinde etkili olmaması ve bump (kabartma) işlemi için elverişli

nitelik taşınması algoritma için dezavantajlar oluşturmaktadır. Tüm bu dezavantajlar algoritmanın geliştirilebilir nitelik taşıdığını göstermektedir.

Algoritmayla ilgili yapılan diğer çalışmalar bahsi geçen dezavantajlar üzerine olup uygulanabilir nitelik taşınmasından ziyade sadeleştirme ve iyileştirmeler üzerinedir. Yapılan birtakım çalışmalarda parlak yüzeylerden ziyade mat yüzeylerin de bu algoritmayla modellenilebilir olduğunu gösterebilmek üzeredir.

- Ashikhmin-Shirley BRDF

Anizotropik modellerde yansımayı modellemek için Phong yansıma modeli üzerine geliştirilen fiziksel tabanlı bir yansıma modelidir. Metal gibi pürüzsüz parlak yüzey görünümüne sahip yüzeyler için geliştirilmiştir. Şekil 5.4'te Ashikhmin-Shirley yansıma modelinde ışın yansıma ve yüzey dağılımı gösterilmiştir.



Şekil 5.4. Ashikhmin-Shirley BRDF yansıma örneği

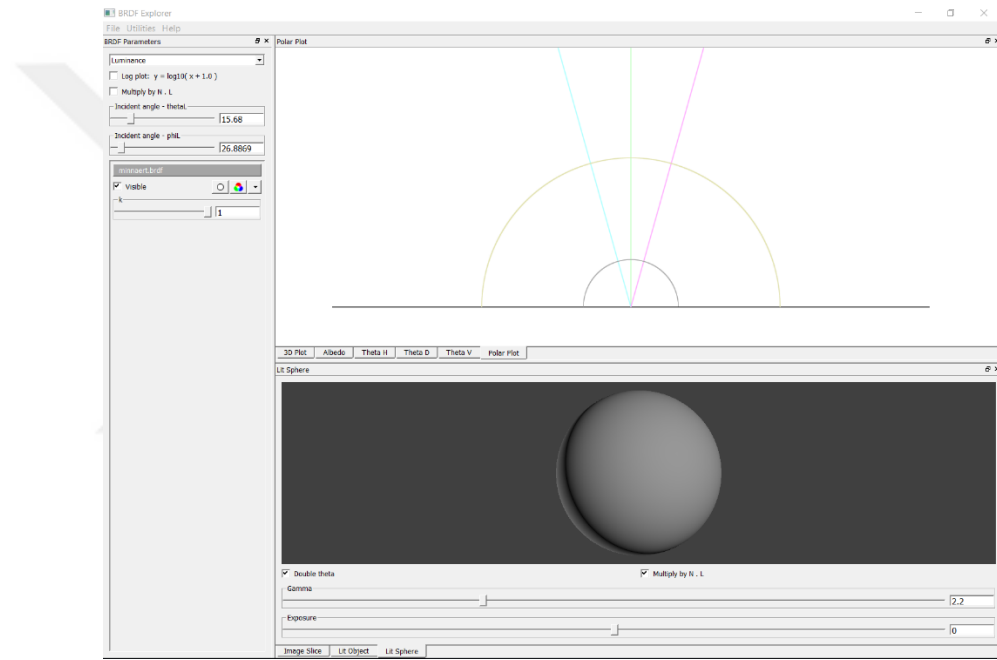
- Granier-Heidrich BRDF

Empirik bir model olan Phong modelinin geliştirilmesi üzerine ortaya çıkan ve yaygın olarak kullanılan bir modeldir. Bu model metalik parlak yüzeylerin modellenmesi için geliştirilmiş ve fiziksel bir model niteliği taşımaktadır. Model ayrıca renk dağılımının düzensiz olduğu yüzeylerde oluşan yansımanın modellenmesi için de elverişli nitelik taşımaktadır. Fiziksel tabanlı bir model olmasının avantajlarının yanı sıra kabartmalı yüzeylerin modellenmesi için de oldukça elverişlidir.

Phong modelini üzerine geliştirilen fiziksel bir model olması nedeniyle mat yüzeylerin modellenmesinde olumsuz durum sergilemektedir.

- Minnaert BRDF

Kara yüzeylerinin Lambert olmayan yansıtıcı davranışını nispeten daha iyi tanımlayabilmek için geliştirilmiş olan bu model ilk olarak ay yüzeyindeki yansımayı modellemek için geliştirilmiş ve kullanılmıştır. Şekil 5.5'te Minnaert yansıma modelinde ışın yansıma ve yüzey dağılımı gösterilmiştir. Rahman ve arkadaşları 1993 yılında kara yüzeyleri (toprak, otlak vs. gibi) üzerinde yansıma modellerini geliştirmek için Minnaert modeli üzerinde çalışmalar yapmıştır.

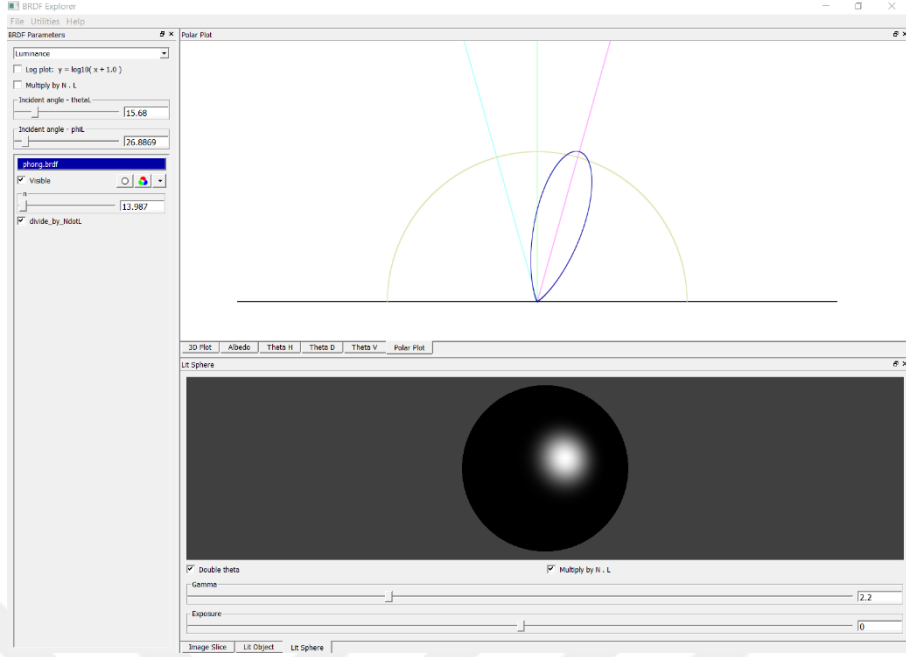


Şekil 5.5. Minnaert BRDF yansıma örneği

- Phong BRDF

Fiziksel tabanlı bir yansıma modeli olmamasına rağmen en yaygın kullanılan yansıma modellerinden biridir. Metalik yüzey yansımalarının modellenmesinde kullanılmaktadır. Şekil 5.6'da Phong yansıma modelinde ışın yansıma ve yüzey dağılımı gösterilmiştir. Birçok simülasyon programında (Autodesk Maya, Autodesk 3ds Max, Houdini ve birçok CAD programı) hazır olarak kullanılmaktadır.

Yaygın olarak kullanılmasının yanı sıra birçok BRDF modelinin geliştirilmesinde kullanılmıştır.

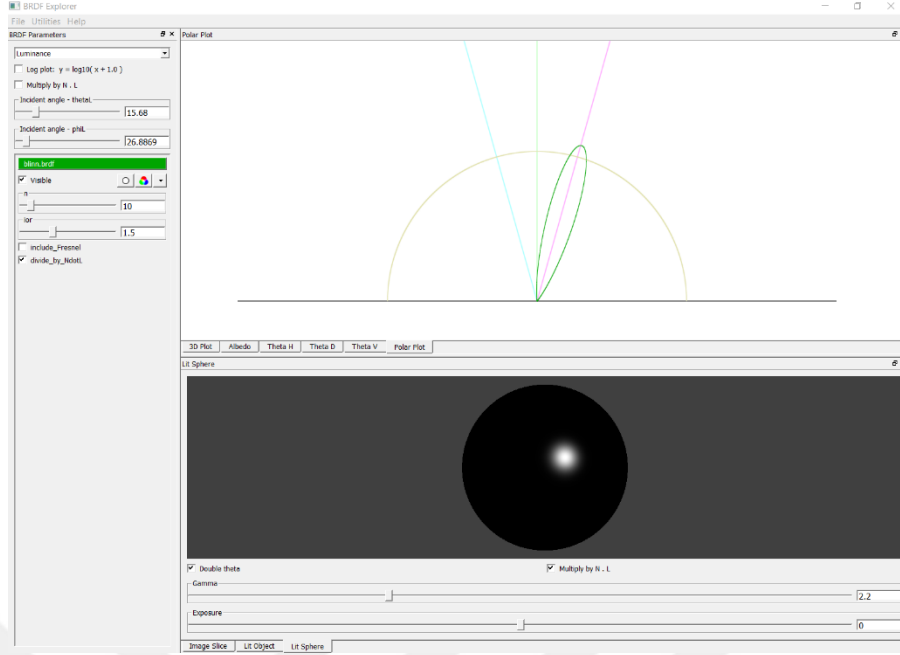


Şekil 5.6. Phong BRDF yansıma örneği

- Blinn BRDF

Empirik bir model olan Phong yansıma modelinin geliştirilmesiyle oluşturulan bir BRDF modelidir. Blinn-Phong modeli olarak da adlandırılmasının nedenleri arasında Phong modelinin sadeleştirilmesi esastır. Bilgisayar grafiklerinde Phong kadar parlak bir görünüm elde edememesi nedeniyle plastik türü modellerde ki yansımanın modellenmesinde kullanılır. Şekil 5.7’de Blinn yansıma modelinde ışın yansıma ve yüzey dağılımı gösterilmiştir.

Blinn yansıma modeli birçok modelleme ve CAD programında yaygın olarak kullanılmaktadır.



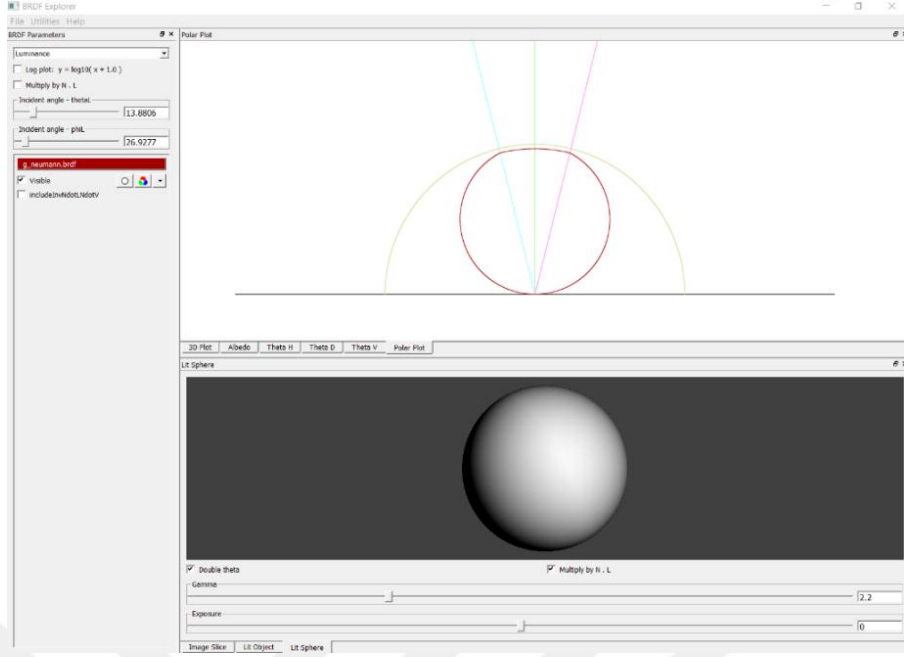
Şekil 5.7. Blinn BRDF yansıma örneği

- Lewis BRDF

Phong, Torrance-Sparrow, Neumann-Neumann, Minnaert, Cook-Torrance gibi yansıma modellerini inceleyerek Lewis uygulanabilir empirik bir yansıma modeli geliştirmiştir. Çalışmasında geliştirilen yansıma modelinde diğer yansıma modellerindeki gölgelendirme işlemi daha makul ve iyi görünümlü bir hale getirmeyi amaçlamıştır. Fiziksel açıdan daha uygun bir gölgelendirme sağlamayı amaçlasa da geliştirilen model empiriktir.

- Neumann-Neumann BRDF

Metal, plastik, seramik, retro-yansıtıcı boyalar, anizotropik malzemeler gibi yansıtıcı niteliğe sahip materyallerde ki yansımayı modellemek için geliştirilmiş bir yansıma modelidir. Şekil 5.8'de Neumann-Neumann yansıma modelinde ışın yansıma ve yüzey dağılımı gösterilmiştir. Geliştirilen model sade bir yapıya sahiptir ve birçok malzeme üzerindeki yansımayı modelleyebilmeyi amaçladığından ticari programlar için kullanım kolaylığı sunmaktadır. Yansıma modelinde amaç metalik özelliklerin hızlı ve gerçekçi görüntülenmesini sağlamaktır. VR uygulamaları için kullanışlı nitelik taşımaktadır.



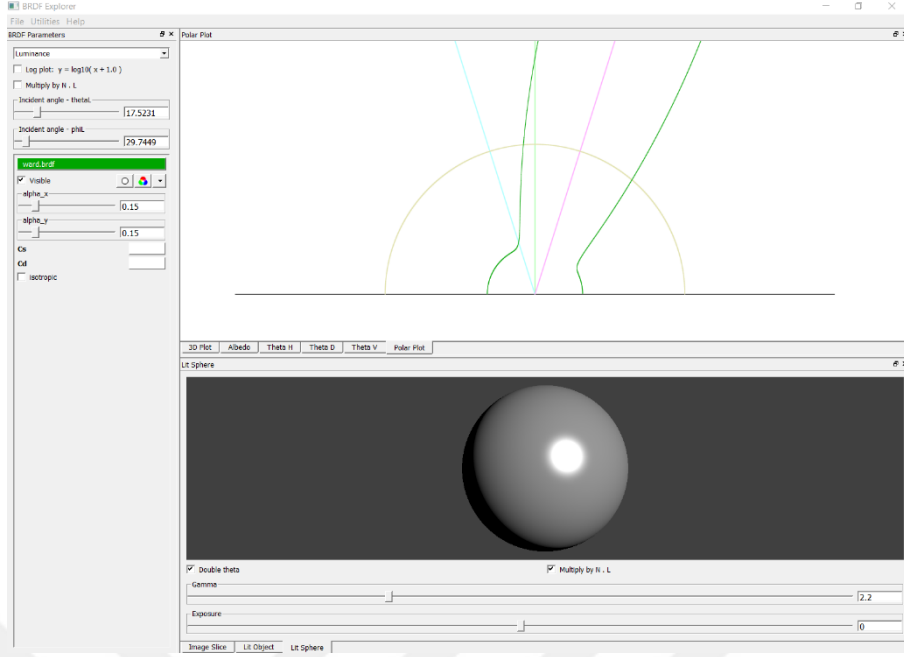
Şekil 5.8. Neumann-Neumann BRDF yansımaya örneği

- Strauss BRDF

Metal ve diğer parlak yüzeylerdeki yansımayı modellemek için geliştirilen empirik bir yansımaya modelidir. Strauss'a göre diğer yansımaya modellerinde malzemenin görünümünü ayarlamak için birçok parametre bulunmaktadır ve bu parametrelerdeki değişimleri tahmin etmek kullanıcılar için zorluk ifade etmektedir. Bunun yerine geliştirdiği yansımaya modelinde az sayıda parametre kullanarak da yansımının elde edileceğini belirtmiştir.

- Ward BRDF

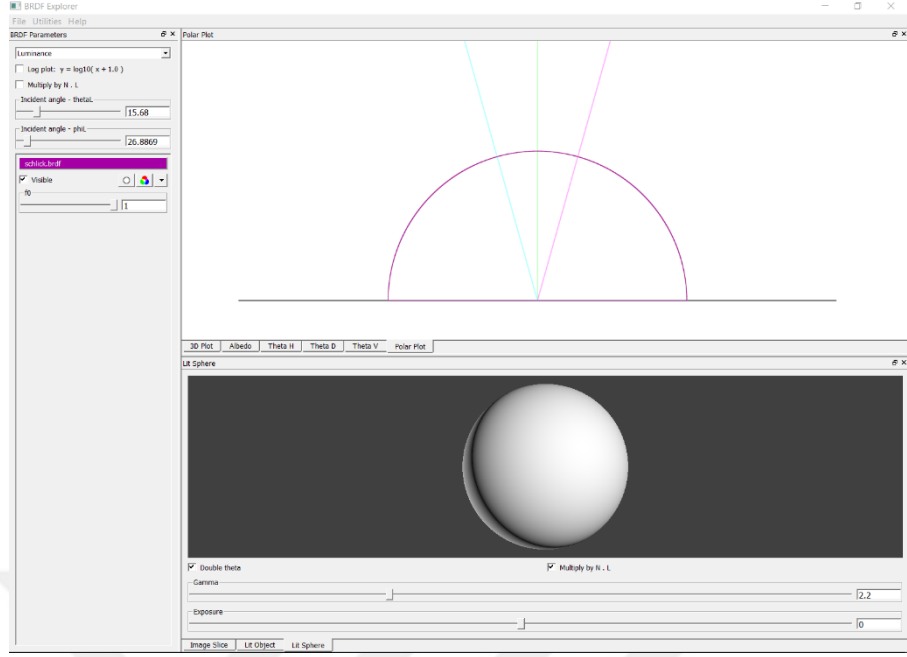
Bilgisayar grafiklerinde yaygın olarak kullanılan Ward yansımaya modeli anizotropik modellerdeki yansımayı modellemek için geliştirilmiştir. Parlak yüzeyler üzerindeki aklığı modelleme Ward modeli oldukça başarılıdır. Şekil 5.9'da Ward yansımaya modelinde ışın yansımaya ve yüzey dağılımını gösterilmiştir.



Şekil 5.9. Ward BRDF yansımaya örneği

- Schlick BRDF

Metal, cam, kâğıt gibi homojen yüzeyleri ve plastik, deri, düz veya seramik boyalı yüzeylerde ki yansımayı modellemek için geliştirilen bir yansımaya modelidir. Şekil 5.10'da Schlick yansımaya modelinde ışın yansımaya ve yüzey dağılımı gösterilmiştir. İzotropik ve anizotropik malzemeler arasındaki dengeyi sağlamak için bir dizi parametre kullanılmaktadır ve çift katmanlı bir yansımaya modelidir. Deneysel olarak geliştirilen bir yansımaya modelidir. Bu nedenle yapılan çalışmalar fiziksel tabanlı bir yapıya elverişli değildir.



Şekil 5.10. Schlick BRDF yansıma örneği

- Lafortune BRDF

Phong yansıma modeli üzerine geliştirilen bir yansıma modelidir. Boya, cilt gibi parlak yüzeyler üzerindeki yansımayı ele alan bir yansıma modelidir. Küresel aydınlatmadan kaynaklanan sorunların giderilmesi üzerine çalışmalar yapmıştır. Lafortune ayrıca çift yönlü ışık yolu izleme üzerine çalışmalar yaparak ışığın yayılımı ve izlediği yol üzerine de çalışmalarda bulunmuştur.

REFERANSLAR

1. Rey, "Les sciences orientales avant les grecs," Paris, 1942.
1. Mugler, "Les origines de la science grecque chez Homère," Paris, 1964.
2. Aristote, "Petits traités d'histoire naturelle," translation to French, Paris, 1953.
3. T. Henri-Martine, "Hypothèse astronomique de Pythagore," Rome, 1872.
4. R. Rashed, "Le discours de la lumière d'Ibn Al-Haytham," Traduction française critique Rev. d'hist. des Sci., T. XXI, 1968
5. Mieli, "La science arabe et son rôle dans l'évolution scientifique mondiale, par Aldo Mieli. Avec quelques additions de Henri-Paul-Joseph Renaud, Max Meyerhof, Julius Ruska, E. J. Brill, Leiden 1938 et 1966.
6. E. Wiedermann, "Zu Ibn Al-Haithams Optik," Archiv f. Geschichte der Naturwissen-schaft III, 1-53, 1910.
7. J. Le Goff, "Les intellectuels au Moyen Age," Paris, 1957.
8. P. de Fermat, "Varie opera. math.," Tolasea, 1679.
9. F. M. Grimaldi, "Physico-mathesis de Lumine, coloribus et irride," Bologna, 1665.
10. Newton, "Principes mathématiques de la philosophie naturelle," (Translation to French 1756), Paris 1966.
11. Huygens, "Traité d'optique," réédition, Paris, 1920.
12. T. Young, "The bakerian lectures. On the theory of light and colours," Phil. trans., 1802.
13. T. Young, "Outlines of experimentals and inquiries respecting sound and light," Phil. trans., 1800.
14. Sommerfeld, "Optics, Lectures on theoretical Physics," Vol. IV, Academic Press Inc., New-York, 1954.
15. R. Rashed, "A pioneer in anaclastics: Ibn Sahl on burning mirrors and lenses," Isis, 81, pp. 464-491, 1990.
16. SHIRLEY P.: Physically Based Lighting Calculations for Computer Graphics. Phd. dissertation, University of Illinois at Urbana Champaign, December 1990.

17. NICODEMUS F. E., RICHMOND J. C., HSIA J. J., GINSBERG I. W., LIMPERIS T.: Radiometry. Jones and Bartlett Publishers, Inc. USA, 1992, ch. Geometrical considerations and nomenclature for reflectance, pp. 94–145
18. ECHT E.: Optics. Addison-Wesley, 2002.
19. HELMHOLTZ H.: Treatise on physiological optics. Nature 1, 17 (1925), 358–382
20. CLARKE F., PARRY D.: Helmholtz reciprocity: Its validity and application to reflectometry. Lighting Research and Technology 1, 17 (1985), 1–11.
21. EACH E.: Robust Monte Carlo methods for light transport simulation. Ph.d. dissertation, Stanford University, 1997
22. DUTRÉ P., BALA K., BEKAERT P.: Advanced global illumination. Ak Peters Series. AK Peters (CRC Press), 2006
23. RUSINKIEWICZ S.: A new change of variables for efficient BRDF representation. In Ninth Eurographics Workshop on Rendering (June 1998), pp. 11–23
24. MEISTER G., WIEMKER R., MONNO R., SPITZER H., STRAHLER A.: Investigation on the torrance-sparrow specular BRDF model. In Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings (1998), IEEE International, pp. 2095–2097
25. TORRANCE K., SPARROW E.: Off-specular peaks in the directional distribution of reflected thermal radiation. In Journal of Heat Transfer (May 1966), pp. 223–230.
26. TORRANCE K., SPARROW E.: Theory for offspecular reflection. In Journal of the Optical Society of America (September 1967), no. 9.
27. BECKMANN P., SPIZZICHINO A.: The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces. Pergamon Press, New York, 1963. Reprinted in 1987 by Artech House Publishers, Norwood, Massachusetts
28. SCHLICK C.: An inexpensive BRDF model for physically-based rendering. In Proc. Eurographics'94, Computer Graphics Forum (1994), no. 3, pp. 233–246
29. MAXWELL J. R., BEARD J., WEINER S., LADD D., LADD S.: Bidirectional reflectance model validation and utilization. Tech. rep., AFAL-TR-73-303, Environmental Research Institute of Michigan (ERIM), October 1973.

30. WESTLUND H. B., MEYER G. W.: A BRDF database employing the beard-maxwell reflection model. Graphics Interface 2002 proceedings Calgary Alberta 2729 May 2002 (2002), 189.
31. COOK R., TORRANCE K.: A reflectance model for computer graphics. ACM Computer Graphics (SIGGRAPH'81 Proceedings) 1, 1 (1982), 7–24.
32. KAJIYA J. T.: Anisotropic reflectance models. In Computers Graphics, ACM Siggraph'85 Conference Proceedings (July 1985), no. 4, pp. 15–21.
33. POULIN P., FOURNIER A.: A model for anisotropic reflection. In SIGGRAPH '90: Proceedings of the 17th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA, August 1990), no. 4, ACM Press, pp. 273–282.
34. HE X., TORRANCE K., SILLION F., GREEN-BERG D.: A comprehensive physical model for light reflection. In SIGGRAPH '91: Proceedings of the 18th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA, July 1991), no. 4, ACM Press, pp. 175–186.
35. OREN M., NAYAR S.: Generalization of lambert's reflectance model. In SIGGRAPH '94: Proceedings of the 21st annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA, 1994), ACM Press, pp. 239–246
36. OREN M., NAYAR S.: Visual appearance of matte surfaces. Science 267, 5201 (February 1995), 1153–1156
37. SHIRLEY P., HU H., SMITS B., LAFORTUNE E.: A partitioners' assessment of light reflection models. In Pacific Graphics 97 conference proceedings (1997), pp. 40–49.
38. SCHLICK C.: A fast alternative to phong's specular model. In Graphics Gems. Eds Paul Heckbert, Academic Press, 1994, pp. 363–366.
39. ASHIKHMIN M., SHIRLEY P.: An anisotropic phong BRDF model. Journal on Graphics Tools 5, 2 (2000), 25–32
40. ASHIKHMIN M., PREMOZE S., SHIRLEY P.: A microfacet-based BRDF generator. In SIGGRAPH '00: Proceedings of the 27th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, USA, 2000), ACM Press/Addison-Wesley Publishing Co., pp. 65–74.

41. GRANIER X., HEIDRICH W.: A simple layered rgb BRDF model. *Graph. Models* 65, 4 (2003), 171–184.
42. MINNAERT M.: The reciprocity principle in lunar photometry. *Astrophysical Journal*, 3 (1941), 403–410.
43. PHONG B.-T.: Illumination for computer generated pictures. In *Computers Graphics, ACM Siggraph'75 Conference Proceedings* (New York, NY, USA, June 1975), no. 6, ACM Press, pp. 311–317.
44. BLINN J. F.: Models of light reflection for computer synthesized pictures. In *SIGGRAPH '77: Proceedings of the 4th annual conference on Computer graphics and interactive techniques* (New York, NY, USA, 1977), ACM Press, pp. 192–198.
45. LEWIS R. R.: Making shaders more physically plausible. *Computer Graphics Forum* 13, 2 (1994), 109–120.
46. NEUMANN L., NEUMANN A.: A New Class of BRDF Models with Fast Importance Sampling. Tech. Rep. TR-186-2-96-24, December 1996.
47. STRAUSS P. S.: A realistic lighting model for computer animators. *IEEE Computer Graphics Applications* 10, 6 (1990), 56–64.
48. WARD G. J.: Measuring and modeling anisotropic reflection. In *Computers Graphics, ACM Siggraph'92 Conference Proceedings* (July 1992), no. 4, pp. 265–272.
49. SCHLICK C.: A customizable reflectance model for everyday rendering. In *Fourth Eurographics Workshop on Rendering, Eurographics'93* (June 1993), no. 93, pp. 73–84.
50. LAFORTUNE E. P., FOO S.-C., TORRANCE K. E., GREENBERG D. P.: Non-linear approximation of reflectance functions. In *SIGGRAPH '97: Proceedings of the 24th annual conference on Computer graphics and interactive techniques* (New York, NY, USA, 1997), ACM Press/Addison-Wesley Publishing Co., pp. 117–126.
51. WESTIN S. H., ARVO J. R., TORRANCE K. E.: Predicting reflectance functions from complex surfaces. In *Computers Graphics, ACM Siggraph'92 Conference Proceedings* (New York, NY, USA, July 1992), no. 2, ACM Press, pp. 255–264.

52. FOURNIER A.: Separating reflection functions for linear radiosity. In Proceedings of the Eurographics Rendering Workshop 1995 (June 1995), Eurographics, pp. 296–305.
53. KAUTZ J., MCCOOL M. D.: Interactive rendering with arbitrary BRDFs using separable approximations. In Proceedings of the 10th Eurographics Workshop on Rendering (June 1999), Eurographics, pp. 281–292.
54. LAWRENCE J., RUSINKIEWICZ S., RAMAMOORTHY R.: Efficient BRDF importance sampling using a factored representation. In Proceedings of the 2004 SIGGRAPH Conference (August 2004), no. 3, ACM Transaction of Graphics, pp. 496–505.
55. KOENDERINK J. J., VAN DOORN A. J., STAVRIDIS M.: Bidirectional reflection distribution function expressed in terms of surface scattering modes. In ECCV '96: Proceedings of the 4th European Conference on Computer Vision-Volume II (London, UK, 1996), Springer-Verlag, pp. 28–39.
56. MCCOOL M. D., ANG J., AHMAD A.: Homomorphic factorization of BRDFs for high-performance rendering. In SIGGRAPH 2001, Computer Graphics Proceedings (2001), Fiume E., (Ed.), ACM Press / ACM SIGGRAPH, pp. 185–194.
57. LATTAZ L., KOLB A.: Homomorphic factorization of BRDF-based lighting computation. In SIGGRAPH '02: Proceedings of the 29th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA, 2002), ACM, pp. 509–516.
58. GILL P., MURRAY W., WRIGHT M.: Practical Optimization. Academic Press, 1981.
59. Xing Q., Wu B., Yan N., Yu M. and Zhu W.: Sensitivity of BRDF, NDVI and Wind Speed to the Aerodynamic Roughness Length over Sparse Tamarix in the Downstream Heihe River Basin. Molecular Diversity Preservation International and Multidisciplinary Digital Publishing Institute. Remote Sens. 2018, 10, 56
60. Lu F., Chen X., Sato I. and Sato Y.: SymPS: BRDF Symmetry Guided Photometric Stereo for Shape and Light Source Estimation. IEEE TRANSACTIONS ON PATTERN ANALYSIS AND MACHINE INTELLIGENCE, VOL. 40, NO. 1, JANUARY 2018

61. Ibrahim M., Wickenhauser P., Rautek P., Reina G. and Hadwiger M.: Screen-Space Normal Distribution Function Caching for Consistent Multi-Resolution Rendering of Large Particle Data. IEEE TRANSACTIONS ON VISUALIZATION AND COMPUTER GRAPHICS, VOL. 24, NO. 1, JANUARY 2018
62. Li D., Cheng T., Jia M., Zhou K., Lu N., Yao X., Tian Y., Zhu Y. and Cao W.: PROCWT: Coupling PROSPECT with continuous wavelet transform to improve the retrieval of foliar chemistry from leaf bidirectional reflectance spectra. Remote Sensing of Environment 206 (2018) 1–14



ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

- **İsim:** Lütfü BAYRAK
- **Doğum Yeri:** PALU
- **Doğum Tarihi:** 24.01.1987
- **Uyruğu:** TC
- **Medeni Durumu:** Bekâr
- **Askerlik Durumu:** Yapıldı
- **Ehliyet:** B
- **Telefon No:** 0538 941 09 78
- **E-Mail Adresi:** lutfu_bayrak@hotmail.com



İŞ TECRÜBELERİ

- 2008 - 2010 Pana Film Stüdyoları NRZ Animasyon
- 2010 - Şubat 2011 ARPOD
- Şubat 2011 - Haziran 2011 STY Yazılım
- Haziran 2011 - Eylül 2013 Yonca CBS
- Eylül 2013 - Halen Cumhuriyet Üniversitesi (Öğretim Görevlisi)

ÖĞRENİM DURUMU

- 2018 Fırat Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Bilgisayar Mühendisliği (Yüksek Lisans)
- 2011 Fırat Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Bilgisayar Mühendisliği
- 2005 Elâzığ Lisesi Yabancı Dil Ağırlıklı Lise
- 2001 Karşıyaka İlköğretim Okulu

YABANCI DİL VE DÜZEYİ

- İngilizce (Orta Seviye)

PROGRAMLAMA BECERİLERİ

- C# (İleri Seviye), Visual Basic (Orta Seviye), Java (Orta Seviye), Android (Orta Seviye)
- Unity (Orta Seviye), Autodesk Maya (İleri Seviye)
- Silverlight (Orta Seviye), WPF (Orta Seviye),

- SQL (İleri Seviye), MYSQL (İleri Seviye), PostgrSQL (İleri Seviye), MongoDB (İleri Seviye)
- Devexpress Toollari Kullanimi (İleri Seviye), Entity Framework (İleri Seviye), MVC (Orta Seviye)
- P16F877 Entegre Programlama (Orta Seviye), Arduino, Raspberry pi

SAHİP OLDUĞU BELGELER

- 2007 Fırat Üniversitesi Bilgisayar Mühendisliği Onur Belgesi
- 2007 Fırat Üniversitesi Bilgisayar Mühendisliği Yüksek Onur Belgesi

