

FİZİK LAB. 3 (OPTİK) ÇALIŞMA NOTLARI

İçindekiler

1. Dalgalar

1.1. Tanımlar

1.2. İlerleyen Dalga

1.3. Kararlı (Durağan) Dalga

1.4. İki Ucu Sabit Bir Telde Kararlı Dalgalar

2. Işığın Doğası

2.1. Elektromanyetik Dalgalar

2.1.1. Maxwell Denklemleri

2.1.2. Elektromanyetik Dalgaların Hızı

2.1.3. Elektromanyetik Spektrum

2.1.4. Elektromanyetik Dalgaların Saydam Bir Ortamda İlerlemesi ve Kırılma İndisi

2.2. Işığın Tanecik Modeli

2.3. Işığın Dalga Modeli

2.3.1. Girişim

2.3.2. Huygens İlkesi

2.3.3. Çift Yarıktaki Girişim Deneyi (Young Deneyi)

2.3.4. Newton Halkaları

2.3.5. Kırınım

2.3.6. Kırınım Ağı

2.3.7. Kutuplanma (Polarizasyon)

2.3.7.1. Işık Dalgalarında Kutuplanma

2.3.7.2. Kutuplanmış Işık Elde Etme Yöntemleri

2.3.7.3. Kutuplanma Çeşitleri

3. Işığın Bir Ortamda Yayılması

3.1. Geometrik Optikte Işın Yaklaşımı

3.2. Işığın Yansıması

3.3. Tam Yansıma

3.4. Işığın Soğurulması

3.5. Işığın Dispersiyonu

3.6. Renk

3.6.1. Cisimlerin Işığı Yansıtması

3.6.2. Işığın Filtrelerden Geçışı

4. Aynalar

4.1. Düzlem Aynalar

4.2. Küresel Aynalar

5. Mercekler

6. Optik Aygıtlar

6.1. Büyüteç

6.2. Mikroskop

6.3. Teleskop

7. Laboratuarda Kullanılan Aletler

1. Dalgalar

1.1. Tanımlar

Harmonik (Periyodik) Hareket: Eşit zaman aralıklarında kendini tekrarlayan harekete denir. Harmonik hareket yapan cisim sabit bir nokta etrafında doğrusal bir yörüngede ileri geri yer değiştiriyorsa bu harekete *basit harmonik hareket* denir.

Genlik: Dalganın denge konumundan itibaren maksimum yer değiştirmesine denir.

Periyot: Tam bir titreşim için dalganın geçtiği yoldaki bir noktanın geçirdiği zamana denir. Diğer bir veya dalganın bir dalga boyu mesafeyi alması için geçen süre olarak da tanımlanabilir.

Dalga Boyu: Dalga üzerindeki iki bitişik tepe veya çukur arasındaki uzaklığa denir.

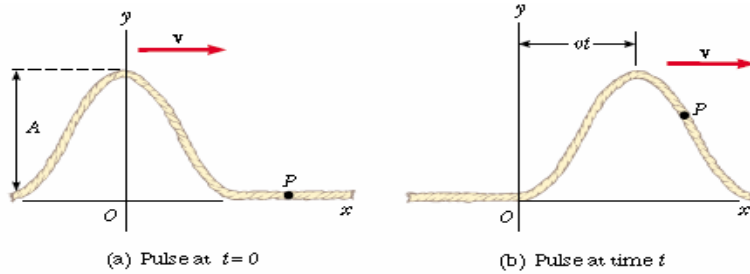
Frekans: Bir saniyede sabit bir noktadan geçen işaretli dalga noktasının (tepe, çukur veya işaretli herhangi bir yeri) sayısıdır.

Açısal frekans: Birim zamanda sabit bir noktadan geçen işaretli dalga noktasının (tepe, çukur veya işaretli herhangi bir yeri) taradığı açıdır.

Mekanik Dalgalar: Tel, ses, su gibi maddesel ortamın hareketini gerektiren dalgalara denir.

Dalganın faz hızı:

$$v = \frac{dx}{dt}$$



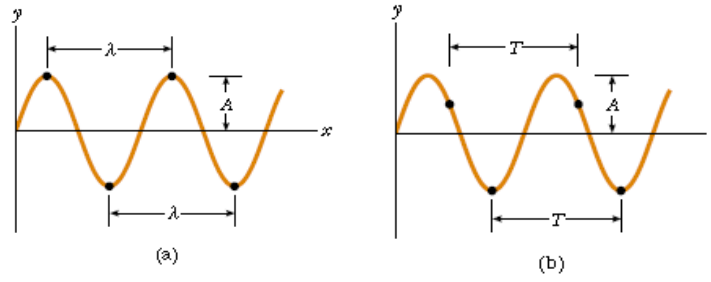
Şekil 1.1 Dalganın yayılma hızı

Enine dalga: Ortamın parçacıkları dalganın hareket doğrultusuna dik hareket ediyorsa bu tür dalgalara *enine dalga* denir. Örn: ışık, tüm elektromanyetik dalgalara,..

Boyuna dalga: Ortamın parçacıkları dalganın hareket doğrultusuna paralel hareket ediyorsa bu tür dalgalara *boyuna dalga* denir. Örn: ses dalgaları,..

1.2. İlerleyen Dalga

Bir ucu bir yere sabitlenmiş bir uzun ip düşünelim serbest ucundan ani hareket ettirdiğimizde tek bir dalga atması meydana gelir ve belirli bir hızla hareket eder. Bu tip dalgaya *ilerleyen dalga* denir.



Şekil 1.2 Şematik bir dalga

Şekil 2'deki şematik dalga için A : genlik, λ : dalga boyu, t : zaman, x : konum, T : periyot'tur.

Dalga fonksiyonu: Sağa doğru ilerleyen dalga için

$$y = A \sin(kx - \omega t) \quad (1.2)$$

ile gösterilir. Burada k dalga sayısı

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.3)$$

Açısal frekans ve frekans için, sırasıyla

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad f = \frac{1}{T} \quad (1.4)$$

harmonik dalga hızı için

$$v = \frac{\omega}{k}; v = \lambda f \quad (1.5)$$

bağıntıları geçerlidir. Dalga fonksiyonu $x=0$, $t=0$ da sıfırdır. Ancak dalga fonksiyonunun $x=0$, $t=0$ için sıfırdan farklı olduğu durumlarda dalga fonksiyonu genellikle şu şekilde yazılır;

$$y = A \sin(kx - \omega t + \phi) \quad (1.6)$$

Burada ϕ faz sabitidir ve başlangıç şartları ile belirlenir.

1.3. Kararlı (Durağan) Dalga:

Zıt yönde yayılan iki özdeş dalganın üst üste binmesinden meydana gelen dalgadır. Ortamda ilerlemek yerine sabit duran noktalara düğüm noktaları denir ve enerji taşımazlar. Bu noktalarda dalganın genliği sıfırdır.

Üst-üste binme ilkesi: İki ya da daha fazla dalganın aynı lineer ortamda ilerlerken, ortamda herhangi bir noktadaki toplam yer değiştirmenin (bileşke dalga) tüm dalgaların yer değiştirmelerinin cebirsel toplamına eşit olduğunu ifade eder.

Kararlı dalganın dalga fonksiyonu:

$$y = (2A \sin kx) \cos \omega t \quad (1.7)$$

şeklinde gösterilir. Genliğin maksimum yani $2A$ olduğu karın noktalarının konumu,

$$\sin kx = \pm 1 \quad \text{yani} \quad kx = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \frac{7\pi}{2}, \dots \quad (1.8)$$

$$x = \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}, \dots = \frac{n\lambda}{4} \quad (n=1,3,5,\dots) \quad (1.9)$$

olmalıdır. Benzer şekilde; genliğin sıfır olduğu düğüm noktalarının konumu,

$$kx = \pi, 2\pi, 3\pi, \dots \quad (1.10)$$

$$x = \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3\lambda}{2}, \dots = \frac{n\lambda}{2} \quad (n=0,1,2,\dots) \quad (1.11)$$

olmalıdır.

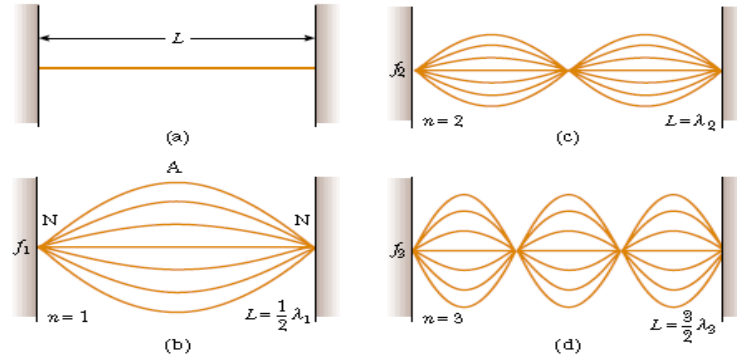
1.4. İki Ucu Sabit Bir Telde Kararlı Dalgalar:

Şekil 3’de kararlı dalgalar, iki ucu sabitlenmiş L uzunluklu tel üzerinde ilerleyen ve uçlardan yansıyan dalgaların sürekli üst-üste binmesi ile oluşur.

Normal kiplerde:

$$\lambda_n = \frac{2L}{n} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.12)$$

Burada n : titreşim kipidir. Dalga hızı v tüm frekanslar için aynıdır.



Şekil 1.3 İki Ucu Sabit Bir Telde Kararlı Dalgalar

Gergin telin doğal frekansı;

F: teldeki gerilme ve μ : birim uzunluk başına telin kütlesi olmak üzere,

$$f_n = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{F}{\mu}} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.13)$$

2. Işığın Doğası

17. yüzyılda Isaac Newton ışığın aynadan yansıması, sudan veya mercekten kırılması gibi birçok olayı inceleyerek Işığın Tanecik Modelini ortaya koymuştur. Bu modele göre ışık, çok küçük kütleli ve çok hızlı tanecikler (fotonlar) şeklinde doğrusal yollar boyunca her yöne yayılır. Bu kuram ile ışığın yansıması, kırılması, aydınlanma ve gölge olayları açıklanmaktadır. 1678 yılında ise Huygens tarafından Işığın Dalga Modeli ortaya konmuştur. Bu modelle ışığın yansıması, kırılması gibi olaylar dalga kuramıyla açıklanmaktaydı. 19.yüzyılın başlarında ise ışığın bir madde içinden geçerken hızının yavaşlaması, ışığın girişimi vb. bazı deneyler ışığın tanecik kuramıyla açıklanamamıştır. Başta Young, Frensel olmak üzere çeşitli araştırmacılar tarafından yapılan ışığın kırınımı, girişimi ve polarizasyonu deneyleri ile ışığın dalga özelliği kesinlik kazanmıştır. Ancak dalgaların doğası hakkında ayrıntılı bir bilgilere 1865 yılında Maxwell tarafından ortaya konulan ışığın elektromanyetik dalga teorisi ile ulaşılmıştır.

2.1. Elektromanyetik Dalgalar

Elektromanyetik dalgalar uzayda çok büyük hızla hareket eden bir enerji türüdür. İvmelendirilmiş elektrik yükleri tarafından oluşturulurlar. Elektromanyetik teorelini temelini Maxwell denklemleri oluşturmaktadır. Buna göre, zamanla değişen bir manyetik alanın bir elektrik alan oluşturması gibi; zamanla değişen bir elektrik alanında bir manyetik alan oluşturmaktadır. Maxwell'in teorik olarak ispatladığı dalgaların varlığını 1887 yılında Hertz bir indüksiyon bobini kullanarak ispatlamıştır.

2.1.1. Maxwell Denklemleri

$$1. \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (\text{Gauss Kanunu}) \quad (2.1)$$

Gauss Kanunu, elektrik yüklerini içine alan kapalı sanal yüzeyden geçen elektrik akısı ile yükler arasındaki ilişkiyi belirler.

$$2. \oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (2.2)$$

Bu ifade manyetik alan için Gauss Kanunu olarak verilir. Kapalı bir yüzeye giren manyetik alan çizgileri ile bu yüzeyden çıkan manyetik alan çizgilerinin farkı sıfırdır. Yani kapalı bir yüzeye giren manyetik alan çizgisi, yüzeyi bir noktadan terk etmek zorundadır, çünkü doğada birim manyetik yük yoktur.

$$3. \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d}{dt} \int \vec{E} \cdot d\vec{A} \quad (\text{Ampere Kanunu}) \quad (2.3)$$

Ampere Kanunu, manyetik alan ve onu meydana getiren akım arasındaki ilişkiyi ifade eder.

$$4. \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (\text{Faraday Kanunu}) \quad (2.4)$$

Faraday Kanunu, manyetik akı değişiminin meydana getirdiği elektrik alanını verir. Eksi işareti, manyetik akı değişimine karşı koyan bir indüksiyon akımının meydana geldiğini gösterir.

Maxwell denklemleri elektrik ve manyetik alan arasındaki simetriyi ortaya koymaktadır. Ancak doğada elektrik yüküne karşı gelen manyetik yük olmadığından bu simetri kusursuz değildir. Elektrik yüklerinin olmadığı boşlukta ise simetri vardır. Madde içinde Maxwell denklemleri farklı ifade edilirler.

2.1.2. Elektromanyetik Dalgaların Hızı

Elektrik ve manyetik alanlar zamana bağlı olduklarından birbirlerini etkiler. Maxwell denklemleri her iki alanında dalga denklemine uyduğunu gösterir. Bunlar

$$-\frac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_o \epsilon_o \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (2.6)$$

E_x ve B_y alan bileşenlerinin her ikisi de z eksenine ve zamana bağlıdır. Bu iki denklem iki alanı birbirine bağlar. (2.5) denkleminin zamana ve (2.6) denkleminin z göre kısmi türevleri alınır

$$-\frac{\partial^2 B_y}{\partial t \partial z} = \mu_o \epsilon_o \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

$$-\frac{\partial^2 B_y}{\partial z \partial t} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \quad (2.8)$$

bulunur. Kısmi türevin sırası önemli olmadığından bu denklemlerin sol tarafları özdeştir; sağ taraflar eşitlenerek

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \mu_o \epsilon_o \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

elde edilir. Bu ifade bir dalga denklemi ile aynı yapıya sahiptir. Çözümü z ekseninde ilerleyen harmonik bir düzlem dalgadır:

$$E_x = E_o \cos(kz - \omega t + \phi) \quad (2.10)$$

Burada E_o elektrik alan genliği, k dalga sayısı, ω açısal frekans, ϕ faz açısıdır.

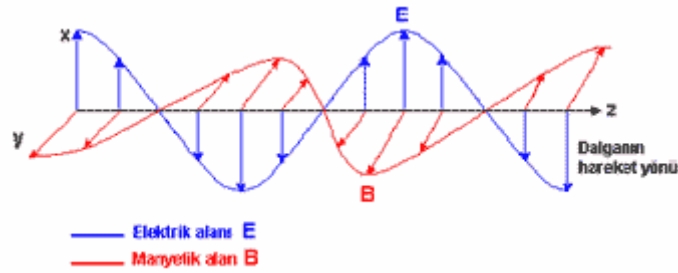
Manyetik alanın B_y bileşeni de

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} = \mu_o \epsilon_o \frac{\partial^2 B_y}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

denklemini sağlar. Bu denklemin çözümü,

$$B_y = B_o \cos(kz - \omega t + \phi) \quad (2.12)$$

Denklem (2.10) ve (2.12) den görüldüğü gibi elektrik ve manyetik alanlar aynı fazdadır. Bir maksimum olduğunda diğeri de maksimum; biri sıfır olduğunda diğeri de sıfırdır. Bu alanlar Şekil 1’de görüldüğü gibi birlikte salınım yaparlar. Bu dalgalar birbirlerine ve dalganın yayılma doğrultusuna (z eksen) dik olan ve titreşen elektrik ve manyetik alanlardan oluşmaktadır. Bu nedenle elektromanyetik dalgalar enine dalgalardır.



Şekil 2.1 z eksenı boyunca ilerleyen enine elektrik ve manyetik alanın görünüşü

Bir dalganın dalga boyu

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad (2.13)$$

frekansı

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \quad (2.14)$$

olduğundan yayılma hızı

$$v = \lambda f = \frac{\omega}{k} \quad (2.15)$$

olarak ifade edilir. Bir eksen boyunca ilerleyen enine bir dalganın hızı

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2}$$

olduğundan (2.9) ve (2.11) denklemlerinden faydalanarak elektrik ve manyetik alan için yayılma hızının

$$v^2 = \frac{1}{\mu_o \epsilon_o} \quad (2.16)$$

olduğu gösterilir. Burada $\epsilon_0=8.854 \times 10^{-12}$ F/m boşluğun dielektrik geçirgenliği; $\mu_0=1.257 \times 10^{-6}$ H/m boşluğun manyetik geçirgenliğidir. Bu değerler yerine konduğunda (2.16) denklemi ışık hızının karesini (3×10^8 m/s) vermektedir. Buna göre,

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (2.17)$$

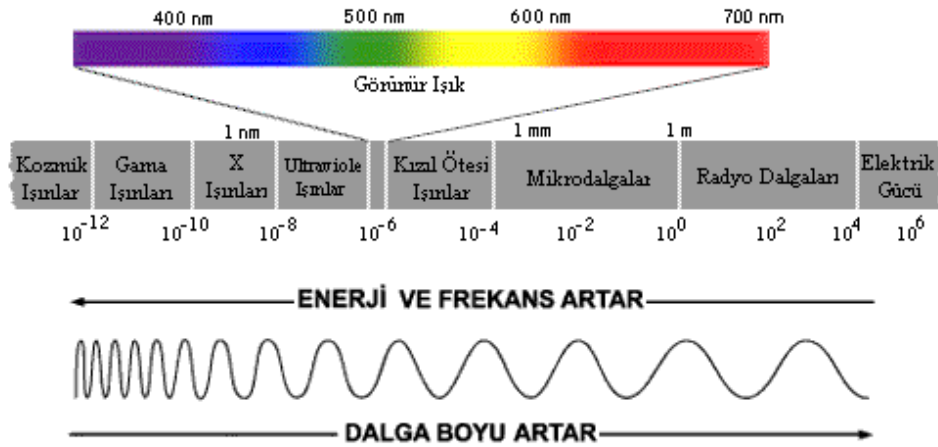
Elektrik alanın x bileşeni ve manyetik alanın y bileşeni, z yönünde ışık hızında yayılan bir dalgadır. Bir elektromanyetik dalgada, elektrik alanın genliği ile manyetik alanın genliği arasında

$$\frac{E_o}{B_o} = \frac{E}{B} = c \quad (2.18)$$

oranı vardır.

2.1.3. Elektromanyetik Spektrum

Elektromanyetik dalgaların dalga denklemi, her tür frekans için çözüm verir. Bütün frekansları içeren topluluğa **elektromanyetik spektrum** denir. Elektromanyetik spektrum içerisinde yer alan dalgalar frekans veya dalgaboyu değerlerine bağlı olarak tanımlanırlar.



Şekil 2.2 Elektromanyetik spektrum

2.1.4. Elektromanyetik Dalgaların Saydam Bir Ortamda İlerlemesi ve Kırılma İndisi

Buraya kadar boşlukta ilerleyen dalgaların oluşumu incelenmiştir. Elektromanyetik dalgalar madde içinde de ilerleyebilmektedir. Saydam (geçirgen) ortamlarda elektromanyetik dalganın yayılma hızı, boşluktaki hızından n çarpanı kadar azalır:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{c}{n} \quad (2.19)$$

Burada n ortamın kırılma indisidir. Burada μ ve ϵ sırasıyla, ortamın manyetik ve elektrik geçirgenliğidir.

2.2. Işığın Tanecik Modeli

Yirminci yüzyılın ilk çeyreğinde elektromanyetik dalgaların kuantalanmış olduğu anlaşıldı. Belirli frekansta yayılan ışığın taşıdığı enerji sürekli olmayıp, temel bir enerji kuantumunun katlarıdır. Planck, Einstein ve Compton elektromanyetik dalgaların, foton adı verilen taneciklerden oluştuğunu ortaya koymuşlardır. Bu tanecikler yüksüz ve kütesizdir. Fotonun hareketine bir dalga eşlik eder. Frekansı f olan bir fotonun taşıdığı enerji

$$E = hf \quad (2.20)$$

Burada h Planck sabitidir. Foton hızı olduğundan momentum da taşımaktadır:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{hf}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (2.21)$$

Böylece elektromanyetik dalgaların **hem dalga hem de parçacık** karakteri taşıdığı ortaya konmuştur. Bu dalgalar maddeyle atomik düzeyde etkileşirken **tanecik**, bir ortamda yayılırken **dalga** özelliği gösterirler.

2.3. Işığın Dalga Modeli

Işığın dalga yapısını gösteren üç temel olay; girişim, kırınım ve polarizasyondur.

2.3.1. Girişim

İki veya daha çok dalga birbirlerinden bağımsız şekilde aynı ortamda ilerleyebilirler. Fakat iki farklı dalga aynı anda aynı uzay noktasında bulunurlarsa, buna dalgaların **üst üste binmesi** (süperpozisyon) denir. **Girişim**; iki veya daha fazla dalganın üst üste binerek, yeni bir dalga şeklinde sonuç vermesidir. İki ışık dalgası, ışık dalgasını oluşturan elektrik ve manyetik alan vektörleri vektörel olarak toplanabildiği için girişim yaparlar. Girişim sonucu, yeni elektrik ve manyetik alan vektörlerine sahip yeni bir dalga oluşur.

İki dalganın dalgaboyları birbirlerine yakın değerde ise geniş bir uzay bölgesinde **yapıcı (kuvvetlendirici) girişim** ya da **yok edici (yıkıcı) girişim** yaparlar (Şekil 2.3).

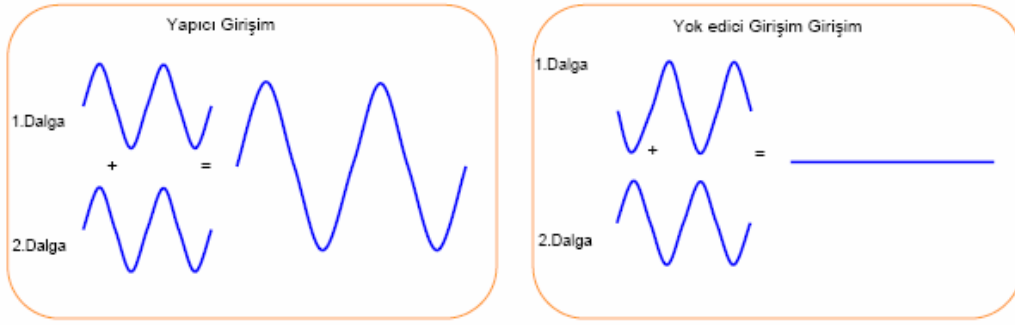
İki farklı kaynaktan gelen ışık dalgalarının girişim oluşturabilmeleri için;

1. Kaynaklar koherent (uyumlu) olmalıdır. Kaynakların koherent olması, kaynaklar tarafından üretilen dalgaların ya aynı fazda olması ya da aralarında sabit bir fazın olması demektir.

2. Kaynaklar tek renkli (monokromatik) yani tek dalgaboylu olmalıdır.

Eş dalgaboylu ve eş fazlı iki dalga üst üste bindiğinde (tepeleri veya çukurları çakışık) iki dalganın genliklerinin toplamı kadar genliğe sahip yeni bir dalga oluşur. Yeni bir dalga olduğundan bu olaya **yapıcı girişim** denilmektedir.

Genlikleri eşit iki dalga, birinin tepesi ile diğerinin çukuru çakışacak şekilde üst üste binerse **yok edici girişim** yaparak birbirlerini yok ederler.



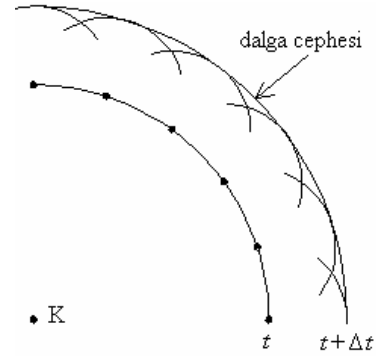
Şekil 2.3 Yapıcı girişim, yok edici girişim

İki ampul yan yana konup açılırsalar herhangi (zamanda veya konumda) bir girişim gözlenmez. Çünkü her lambadan çıkan ışık dalgaları birbirlerinden fazları bağımsız şekilde ortama salınırlar.

Ampül gibi kaynaklardan çıkan ışık dalgaları nano saniyenin altında rasgele faz değişimlidirler. Bu yüzden göz bu sürelerdeki olayları takip edemez. Bu tür ışık kaynaklarına (çıkan ışık dalgaları birbirlerine göre) uyumsuz veya inkoherent ışık kaynakları denir.

2.3.2. Huygens İlkesi

Bu ilke dalgaların yayılmaları, ortam değiştirmeleri ve yansımaları gibi olayları izah edebilmek için dalga yüzeyinin her noktasını ikincil bir nokta kaynak olarak kabul eder. Bu ikincil nokta kaynakların verdikleri küresel dalgaların belli bir andaki zarfı (dalga cephesi) o andaki dalga yüzeyini verir. Bir başka deyişle, bir titreşim kaynağının yaydığı dalgalar, yayıldıkları ortam içinde vardıkları her noktayı, periyodu titreşim kaynağının periyodunun aynı olan ve kaynağa göre birer faz farkı gösteren birer titreşim kaynağı haline getirirler.



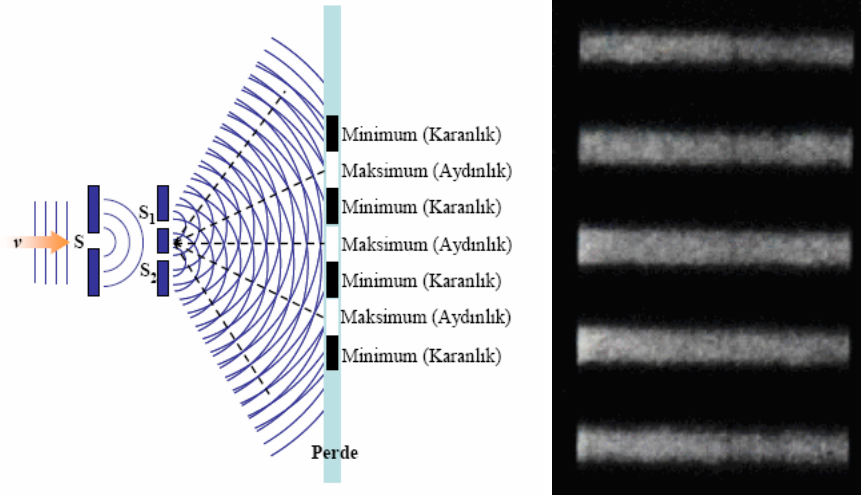
Şekil 2.4 Huygens ilkesi

Buna göre, herhangi bir t anında bir dalga yüzeyinin konumu biliniirse bunu izleyen $t + \Delta t$ anında dalga yüzeyinin alacağı durum, t anındaki ana dalga yüzeyini oluşturan noktaların yaydığı dalgacık yüzeylerin zarfıdır. Buna **Huygens ilkesi** denir. Huygens modeli, ışığın yansıma ve kırılma olaylarını çok iyi açıklamaktadır.

2.3.3. Çift Yarıktan Girişim Deneyi (Young Deneyi)

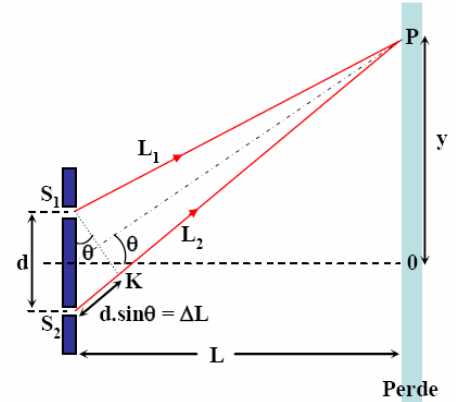
Küçük bir S yarığı, bir ışık kaynağı ile aydınlatıldığında, S yarığı Huygens prensibine göre bir kaynak gibi davranır (Şekil 2.5). Bu yarıktan geçen ışık dalgaları koherent özelliktedir. Çünkü yarığın boyutları çok küçük olduğundan, ışık kaynağından gelen ışık dalgalarından ancak bir teki belli bir anda yarıktan geçebilir. Yarığın arkasına, üzerinde iki tane yarık bulunan bir yüzey yerleştirilirse, iki koherent ışık kaynağı ele edilmiş olur.

Koherent dalgaların üst üste binmesi sonucu, bir ekran üzerinde art arda yer alan aydınlık (maksimum) ve karanlık (minumum) bantlardan oluşmuş desene **girişim deseni** denir. S_1 ve S_2 den çıkan ışık ışınları, ekranda herhangi bir noktada yapıcı girişim oluşturlarsa aydınlık, söndürücü girişim oluşturlarsa karanlık bantlar oluşur. Bu aydınlık ve karanlık bantlara **saçak** adı verilir.



Şekil 2.5 Çift yarıktaki girişim deneyinin geometrisi

Yarıklardan çıkan dalgalar perdeye L_1 ve L_2 yollarını alarak ulaşırlar (Şekil 2.6). L_1 in L_2 ye paralel olduğunu kabul edersek bu iki ışın yolu arasındaki fark $L_2 - L_1 = d \sin \theta$ şeklindedir. Bu yaklaşımı $L \gg d$ durumunda yazabiliriz. Yol uzunluğu farkı $\Delta L = L_2 - L_1$ 'dir. Eğer ΔL sıfır veya dalgaboyunun tam katları ise, bu dalgalar **aynı fazda** perdeye ulaşarak **yapıcı girişim** yaparlar.



Şekil 2.6

Dalgaboyunun kesirli katları ise (180° faz farkında) dalgalar **yok edici girişim** yaparak birbirini yok eder.

Yapıcı girişim şartı;

$$d \sin \theta = m \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.22)$$

Yok edici girişim şartı;

$$d \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.23)$$

Buradaki m mertebe numarasıdır, merkezi parlak saçak, sıfıncı mertebeden maksimumdur ve her iki taraftaki ilk maksimum, olduğunda oluşur ve birinci mertebeden maksimum denir, Yok edici girişimde de karanlık saçaklar mertebeler ile ifade edilir. Gerçek bir deneyde L , 1m

mertebeğinde; d , 1 mm mertebeğinde, ise görünür ışıktaki 1 mikrometrenin kesri kadar alındığında θ küçük açı olacağından $\sin\theta \approx \tan\theta$ yaklaşımı kullanılarak;

$$\sin\theta \approx \tan\theta = y/L \quad (2.24)$$

$\sin\theta$ yerine konularak 0 noktasından itibaren parlak saçakların konumları;

$$y = \frac{m\lambda L}{d} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.25)$$

Benzer olarak karanlık saçakların konumları da;

$$y = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda L}{d} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.26)$$

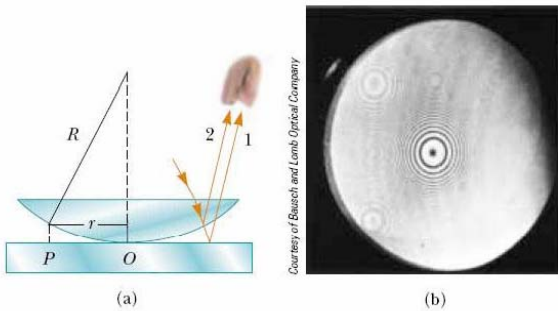
Komşu aydınlık saçaklar arasında veya karanlık saçaklar arasındaki mesafede;

$$\Delta y = \frac{\lambda L}{d} \quad (2.27)$$

2.3.4. Newton Halkaları

Hava ortamında düzgün yüzeyli saydam bir levha üzerine düzgün bir tümsek mercek konulur ve üzerine ışık gönderilirse, merceğin değme noktası merkez olmak üzere, eş merkezli çemberler oluşur. Düzgün yüzeyli saydam levha ile tümsek mercek arasındaki değişen hava kalınlığından dolayı kırılma ve yansımalar farklı olur. Bu hava kaması ve tümsek merceğin değişen kalınlığı merkezden itibaren yarımsal dalga boyu kaymalara sebep olur. Yani girişimi oluşturan ışınların optik yolları farkı $\lambda/2$ 'ye eşit olur. Yollar farkının $\lambda/2$ miktarı minimumdur.

Geçen ışınların meydana getirdiği girişim deseninde merkezde aydınlık (maksimum) yer alır. Böylece, gerek yansıyan, gerekse kırılan ışınla yapılan girişim deseni eş merkezli çemberlerden (halkalardan) oluşurlar. Yani, yansıyan ve geçen ışınla yapılan girişim deseni bir birinin tamamlayıcısıdır. Bir başka deyişle, yansıyan ışıktaki maksimum gözlenen yerlerde geçen ışıktaki minimum gözlenir. Girişimde meydana gelen bu halkalara **Newton halkaları** denir. Bunlar ilk kez deneysel olarak **Hook** tarafından gözlenmiştir.

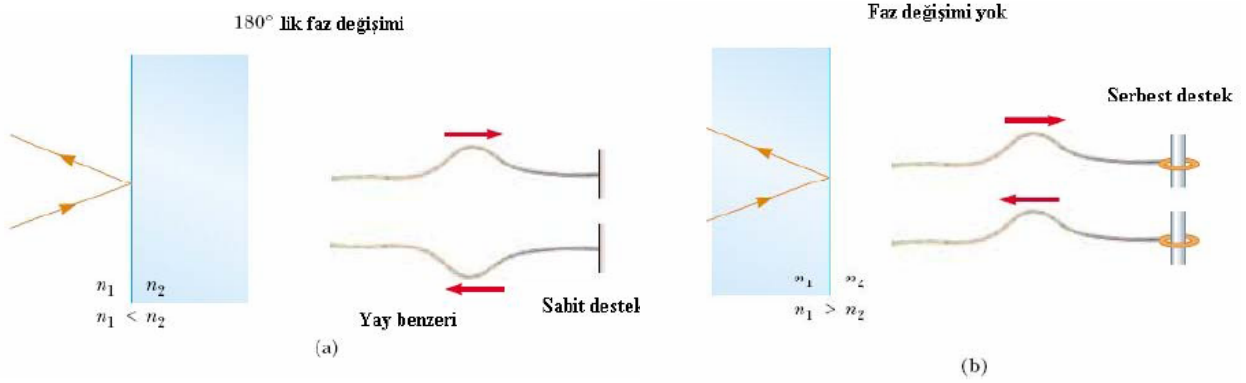


Şekil 2.7 Bu şekilde (a) hava film ile cam arasında kalınlıklar kontağın olduğu sıfır kalınlıktan P noktasındaki t kalınlığına kadar değişmektedir. Merceğin eğiklik yarıçapı R değeri r uzaklığından çok büyükse sisteme yukarıdan bakıldığında sağdaki şekildeki (b) desen elde edilir. Bu dairesel saçaklar Newton tarafından bulunmuş ve *Newton halkaları* olarak adlandırılmıştır.

Girişim etkisi düz yüzeyden yansıyan 1 nolu ışın ile merceğin eğri yüzeyinden yansıyan 2 nolu ışının birleşmesinden oluşur. 1 nolu ışının gelen ve yansıyan kısımları arasında 180° lik faz farkı (kırılma indisi yüksek yerden yansımada dolayı) oluşurken, 2 nolu ışının gelen ve yansıyan kısımları arasında (kırılma indisi küçük yerden yansımada dolayı) faz farkı oluşmaz. Yapıcı ve yıkıcı girişimler kırılma indisi hava ile aynı $n = 1$ olarak alınan film için aşağıdaki denklemlerle verilebilir. O kontak noktası yol farkı olmadığından ve yansımada dolayı sadece 180° lik faz farkı olduğu için karanlıktır.

Düzgün tümsek merceği levhadan uzaklaştırdıkça, yani, mercek ile levha arasındaki hava katmanı kalınlığı büyüdükçe, Newton halkaları merkeze doğru sıklaşır. Bu uzaklık yarım dalga boyu büyüklüğe varınca halkalardan biri kaybolur. Newton halkaları kullanılarak belirli bir hata ile dalga boyunu hesaplamak mümkündür. Bunun için, merceğin eğrilik yarıçapını ve belirli mertebeli maksimum yarıçapını bilmek yeterlidir.

Hatırlatma: Elektromagnetik dalgalar arasındaki 180° lik faz farkı, kırılma indisi dalganın hareket ettiği ortamdan daha büyük olan bir ortam tarafından yansıtılması ile oluşur.



Şekil 2.8 a-b

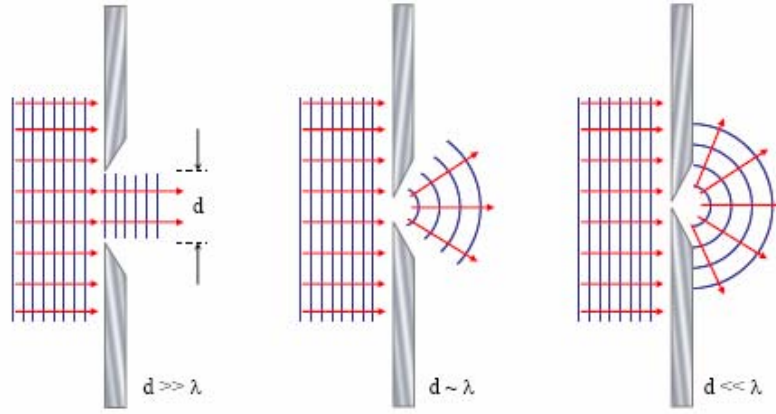
$n_1 < n_2$ olduğu için ışık ışını ortam 1 de hareket ederken ortam 2 tarafından yansıtılarak 180° lik faz farkı oluşturulur (Şekil 2.8 a). Benzeri olay diğer tarafı sabit yay üzerinde yansıtılarak oluşturulabilir.

$n_1 > n_2$ için ışık ışını ortam 1 den gelip ortam 2 den yansıtılırsa faz farkı oluşturulmaz (Şekil 2.8 b). Benzeri bir olay diğer ucu serbest olan yay üzerindeki dalga hareketi gibidir.

2.3.5. Kırınım

Işık hareketi sırasında, yeterince dar bir aralıktan ya da keskin kenarlı bir engelden geçerken, yarığın ya da engelin köşelerine yakın yerlerden bükülme özelliğine sahiptir. Yarığı yada engeli geçen ışık her yönde yayılır (gölge olması beklenen yerde de ışık yayılır). Bu olaya **kırınım** adı verilir. Temelde kırınım ve girişim olayları özdeştir. Kırınımı oluşturmanın tek yolu dalgayı dar bir aralıktan geçirmek değildir. Benzer etkiler, dalgalar saydam olmayan

engele çarptıklarında da gözlenir. Kırınım pek çok eş fazlı dalga kaynağının girişiminin bir sonucu olarak bakabiliriz. Kırınım olayı ışığın dalga karakterinin bir sonucudur. Ses ve su dalgalarında da kırınım olayı gözlenir. Kırınımın gözlenebilmesi için yarık aralığının (d), ışığın dalga boyu (λ) ile kıyaslanabilecek büyüklükte (yarık aralığının yaklaşık dalga boyu mertebesinde) olması gerekir. Işık dar bir aralıktan yani yarıktan geçip bir perde üzerine düşürüldüğünü kabul edelim. Perdenin yarıktan epey uzaktadır (ışık paraleldir). Işık demetinin paralel ışıklardan oluşması yakınsak merceklerle de sağlanabilir. Perdede elde edilen desenler Fraunhofer kırınım desenleri olarak isimlendirilir.

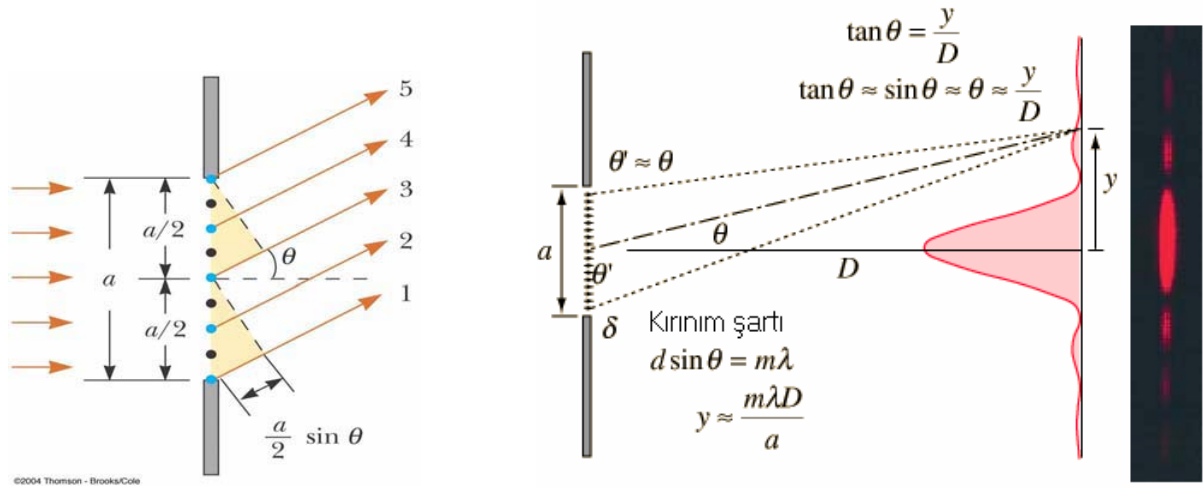


Şekil 2.9

$\lambda \ll d$ olduğunda hemen hemen gözlenebilir bir kırınım olmaz. Dalga kendi ışını boyunca doğrusal bir yolda ilerlemeye devam eder. Eğer yarığın karşısına bir ekran koyulursa, ekran üzerinde parlak bir nokta oluşur.

$\lambda \approx d$ olduğunda, kırınım etkileri hissedilir. Işık, yarığın ötesinde her yöne yayılır. Yarık küresel dalgalar yayan bir kaynakmış gibi davranır. Yarık dalga boyuna göre çok küçükse $d \ll \lambda$ kırınım daha da belirginleşir.

Burada, koherent ışığın tek yarıқта oluşturduğu kırınım incelenecektir. Yarığın genişliği, geçen ışığın dalga boyuna yakın büyüklükte veya daha küçük olduğunda kırınım gerçekleşir. Çift yarıқта girişim deneyinde yarıklardan her birini noktasal ışık kaynağı gibi düşünerek incelemelerimizi yapmıştık. Tek yarıқта kırınımı incelerken, yarığın noktasal ışık kaynağı gibi davranmasından ziyade, yarığın her bir noktasının bir ışık kaynağı gibi davrandığı düşünülecektir. Böylelikle tek yarık, sürekli kaynaklar grubu şeklinde davranır. Yarığın farklı bölgelerinden gelen ışık ışınları birbirleri ile yapıcı veya söndürücü girişim yaparak bir desen oluştururlar.



Şekil 2.10 Tek yarıktaki kırınım

Şekil 2.10'daki gibi a genişliğine sahip bir yarık düzlem dalgalar ile aydınlatılınca, yarığın her bir noktası bir dalga kaynağı gibi davranır. Bu kaynaklardan aynı fazlı olanlar, yarığın orta dikmesi üzerindeki noktalara eşit yollar olarak geleceğinden, burada merkezi maksimum oluşur. Yarığı iki eşit parçaya böldüğümüzü düşünelim. Yarığın birinci ve ikinci bölgelerinden gelen ışık ışınlarının arasındaki yol farklarına bakalım. 1 ve 3 numaralı ışınlar arasındaki yol farkı $(a/2)\sin\theta$ 'ya eşittir. 2 ve 4 numaralı ışınlar arasındaki yol farkı $(a/2)\sin\theta$ 'dır. Bu yol farkı dalga boyunun yarısı kadar ise (faz farkı 180°) iki dalga birbirini yok eder ve yıkıcı girişim dediğimiz bu olay ile perdede bir şey gözlenmez. Bu iki dalga için geçerli olan durum bütün kaynaklardan gelen aralarından faz farkı 180° olan dalgalar için de uygulanabilir. Bu yüzden yarığın üst yarım kısmından gelen dalgalar alt yarısından gelen dalgalarla yıkıcı girişim yaparlar. Eğer bu yol farkı dalga boyunun yarım tamsayı katı ise, **söndürücü girişim** oluşur.

$$\frac{a}{2}\sin\theta = \frac{\lambda}{2} \quad \sin\theta = \frac{\lambda}{a} \quad (2.28)$$

Eğer yarık 2 değil de 4 eşit parçaya ayrılırdı;

$$\frac{a}{4}\sin\theta = \frac{\lambda}{2} \quad \sin\theta = \frac{2\lambda}{a} \quad (2.29)$$

Yarık 6 eşit parçaya ayrılırdı;

$$\frac{a}{6}\sin\theta = \frac{\lambda}{2} \quad \sin\theta = \frac{3\lambda}{a} \quad (2.30)$$

Benzer şekilde, tek yarığın $2n$ tane parçaya ayrıldığını düşünürsek,

$$\frac{a}{2n}\sin\theta = \frac{\lambda}{2} \quad \sin\theta = \frac{n\lambda}{a} \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.31)$$

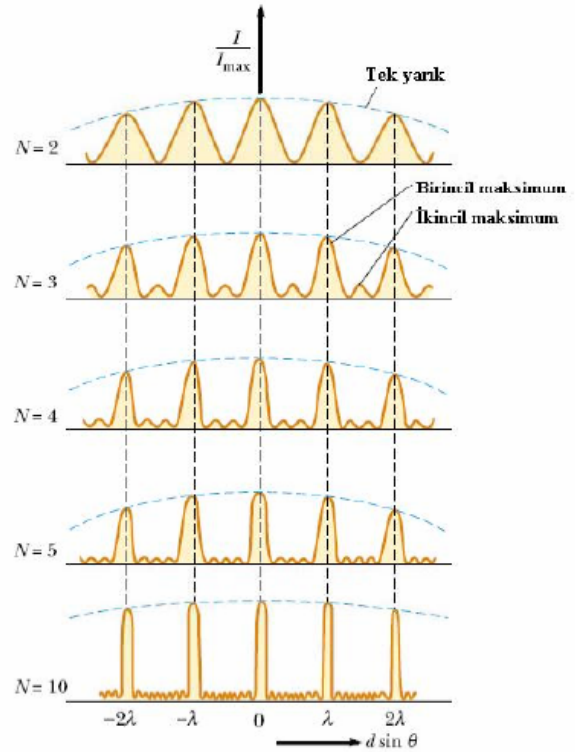
(2.31) bağıntısı ile verilen koşul, tek yarıktaki kırınım için söndürücü girişimin (karanlık saçak) olması koşulludur. Şekil 2.8'e bakıldığında, merkezi aydınlık saçakla oldukça geniş olduğu, diğer aydınlık saçakların ise gittikçe zayıfladığı görülmektedir.

2.3.6. Kırınım Ağı

Üzerinde ışığın geçebileceği, birbirine paralel, eşit aralıklarla ayrılmış çok sayıda yarık bulunan aygıtlara **kırınım ağı (kırınım şebekesi)** denir. Kırınım ağları iki nedenden dolayı önemlidir:

Üzerinde çok sayıda yarık olduğundan, çift yarığa göre çok daha fazla ışık geçmesini sağlar, bu ise ışık şiddetinin artması demektir. Oluşan kırınım deseninin maksimumları çok daha net olduğundan ışığın farklı dalga boylarının daha kesin bir şekilde ölçülmesine olanak verirler. Kırınım ağındaki her bir yarıktan kırınım oluşur. Kırınımına uğrayan ışık ışınları ise birbiri ile girişim yaparlar.

Çoklu yarık durumunda girişim desenleri şekilde verilmektedir. Üçlü yarık için birincil maksimumlar eğrilerden elde edilen verilere göre ikincil maksimumlara göre dokuz kere şiddetlidir. N yarık için birincil maksimumların şiddetleri tek yarığın oluşturduğu şiddetten N^2 kere daha şiddetlidir. Yarık sayısı arttıkça ekrandaki ışık şiddeti artar ve çizgiler daha dar hale gelir, ikincil ışık maksimumlarının şiddeti birincil ışık maksimumlarına göre daha zayıftır. Yarık sayısı arttıkça ikincil maksimumların sayısı da artar. İkincil maksimumların sayısı, N yarık sayısı olmak üzere $N - 2$ kadardır.



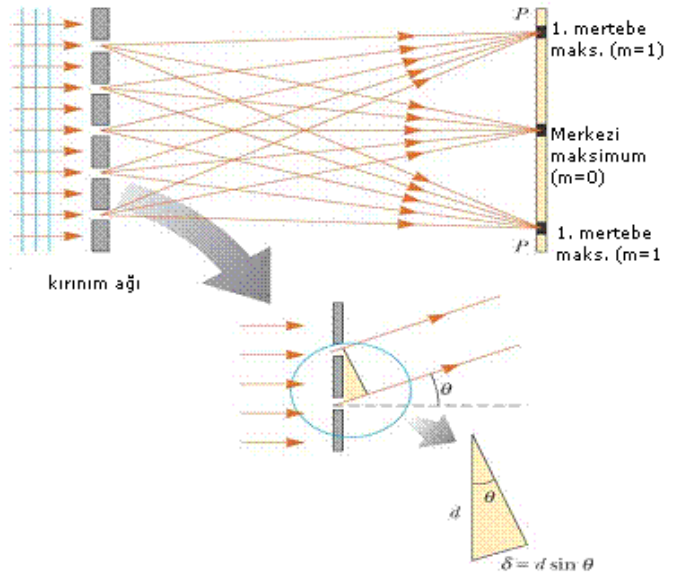
Şekil 2.11 Çoklu yarık durumunda girişim desenleri

Şekil 2.12'de yarıkların tamamından çıkan dalgalar aynı fazdadırlar. Ancak, ekran üzerinde herhangi bir P noktasına ulaşan ışınlardan her biri farklı yolları almışlardır. Herhangi iki komşu yarıktan çıkan dalgalar arasındaki yol farkı $d \sin \theta$ 'ya eşittir. Burada, kırınım ağındaki yarık aralığıdır. Eğer bu yol farkı dalga boyunun tamsayı katlarına eşit ise, P noktasında aydınlık bir saçak gözlenecektir. Buna göre kırınım ağı için yapıcı girişim (maksimum) koşulu;

$$d \sin \theta = m \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.32)$$

şeklindedir.

Kırınım ağı, farklı dalga boylarını farklı açılarda açığa çıkarır. Eğer kırınım ağına gönderilen ışık beyaz ışık ise; $\theta=0$ 'da tüm yarıklar aynı fazda katkıda bulunurlar, bütün renkler üst üste bindiği için merkezi maksimum ($m=0$) beyazdır. Diğer maksimumlar için, her bir dalga boyu belli bir açıda ayrılır. Böylelikle, ışığın dalga boyu ölçümü daha keskin yapılabilir. Eğer gönderilen ışık, tek renkli ise, merkezi maksimum en parlaktır, diğer mertebeden maksimumlar birbirinden oldukça ayrılmıştır.



Şekil 2.12 Kırınım ağı için aydınlık saçaklar

2.3.7. Kutuplanma (Polarizasyon)

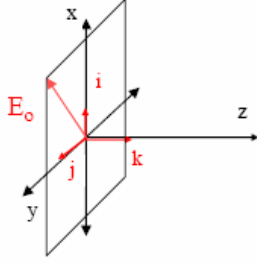
Girişim, kırınım ve kutuplanma olayları ışığın dalga karakteri ile açıklanır. Girişim ve kırınım, hem enine hem de boyuna dalgalarda gözlenebilen olaylardır. Ancak kutuplanma sadece enine dalgalara has bir özelliktir. Bu nedenle ışık dalgalarında kutuplanma gözlenir. Kutuplanma terimi, enine dalgaların yoluna dik bir düzlemdeki titreşim hareketinin mümkün tüm yönelimlerini tanımlar (Şekil 2.1).

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t + \phi)}$$

$$\vec{B}(z, t) = \vec{B}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t + \phi)} \quad (2.33)$$

2.3.7.1. Işık Dalgalarında Kutuplanma

Sıradan bir ışık kaynağından çıkan ışık ışınları, ışık kaynağındaki atomlar tarafından yayınlanan çok sayıda dalgadan oluşmuştur. Her atom, elektrik alan vektörü belli bir yönde olan bir elektromanyetik dalga üretir. Bileşke elektromanyetik dalga, farklı yönlerde titreşen dalgaların üst üste binmiş halidir. Dolayısıyla böyle bir ışık kaynağından çıkan ışık dalgasının elektrik alan vektörünün mümkün tüm yönlerde bileşeni vardır ve her yönde aynı olasılıkla titreşir. Anlaşma olarak, bir ışık dalgasının kutuplanma yönü olarak elektrik alan vektörünün titreştiği yön seçilir.



$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_o e^{-i(kz - \omega t + \phi)} = (E_{ox} \hat{i} + E_{oy} \hat{j}) e^{-i(kz - \omega t + \phi)}$$

E_o alanının yönü ışığın kutuplanma doğrultusudur

Şekil 2.13

Böyle sıradan bir ışık kaynağından çıkan ışık ışınlarına **rasgele kutuplu** yada **kutuplanmamış ışık** denir. Fakat bu bir bakıma yanlış bir kullanımdır. Çünkü doğal ışık gerçekte birbirini ard arda izleyen çok hızlı değişen farklı kutuplanma durumlarından meydana gelir.

Matematiksel olarak doğal ışık, fazları uyumsuz, birbirine dik, eşit genlikli, doğrusal kutuplu herhangi iki dalga (yani bağıl farkı hızla ve rast gele değişen dalgalar) ile temsil edilebilir. İdeal tek renkli bir düzlem dalga sonsuz bir dalga paketi şeklinde gösterilebilir. Dalgayı oluşturan değişim, yayılma doğrultusuna dik, iki ortogonal bileşene ayrılabilirse, onlarında aynı frekanslı olması, sonsuza uzanması ve bu nedenle de faz uyumlu olmaları gerekir. Başka bir deyişle, kusursuz tek renkli bir düzlem dalga daima kutupludur.

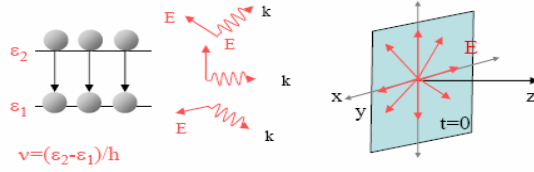
Gerçekten doğasından mı, yoksa öylemi görünüyor bilinmez, ışık genellikle ne tamamen kutuplu, ne de tamamen kutupsuzdur. Çoğu kez $\mathbf{E}$ vektörü ne tamamen düzenli, ne de tamamen düzensiz olarak değişir. Böyle bir optiksel değişime kısmen kutuplu olarak bakılır. Bu davranışı anlatmanın yollarından biri, belli miktarda doğal ve kutuplu ışığın üst üste binmesiyle bunun ortaya çıktığını düşünmektir.

Işığın Kutupluluğunun Önemi:

- Kırılma indisleri farklı iki ortamın ara yüzeyinden yansıyan ve ikinci ortama geçen ışığın miktarı kutuplanmaya bağlıdır.
- Işığın ortamda soğrulması ve saçılması kutuplanma doğrultusuna bağlıdır.
- Anizotropik ortamdaki hız kutuplanmaya bağlıdır.
- Işığın kutuplanma özelliğine dayanan bir çok optoelektronik devre elemanı vardır (sıvı kristaller, genlik modülatörleri).

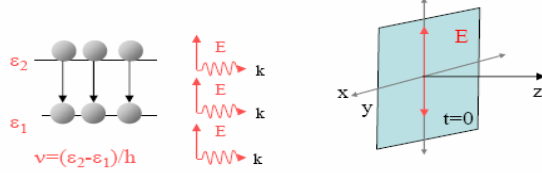
Kutuplanmamış Işık

(örnek: Termal ışık kaynakları, LED, güneş ışığı)



Kutuplanmış Işık

(örnek: lazerler)



Şekil 2.14

2.3.7.2. Kutuplanmış Işık Elde Etme Yöntemleri

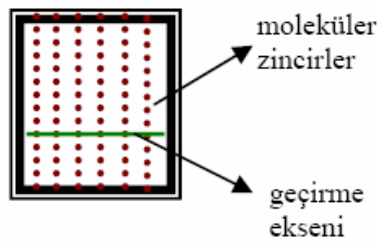
Kutuplanmamış bir ışık demetinden çizgisel kutuplu demet elde etmek mümkündür. Bu, mümkün olan tüm yönlerde titreşim yapan bileşke elektromanyetik dalga içinde, elektrik alan vektörleri belli bir yönde titreşim yapanları seçip, diğer tüm yönlerde titreşim yapanları çıkarmakla mümkün olur. Kutuplanmamış ışıktan çizgisel kutuplu ışık elde etmek için 4 yöntem vardır:

a. Seçici Soğurma, b. Çift Kırılma, c. Yansıma, d. Saçılma

Burada seçici soğurma ve çift kırılma ile kutuplanma yöntemleri ele alınacaktır.

a. Seçici Soğurma ile Kutuplanma:

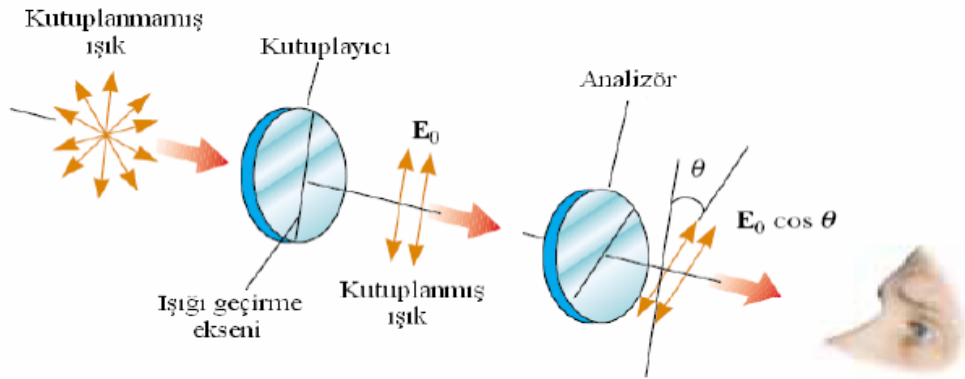
Kutuplanmamış ışıktan, sadece belli bir yönde titreşen elektromanyetik dalgayı seçerek, kutuplanmış ışık elde eden malzemelere **kutuplayıcı (polarizör)** denir. Bu malzemeler, birbirine paralel olarak uzanan uzun zincirli hidrokarbon moleküllerinden ince tabakalar şeklinde üretilirler. Moleküler zincirlere dik olan doğrultuya **kutuplayıcının geçirme eksenini** denir. Şekil 2.13'te verilen kutuplayıcı için geçirme eksenini yatay doğrultudur.



Şekil 2.15 Kutuplayıcı ve kutuplayıcı için geçirme eksenini

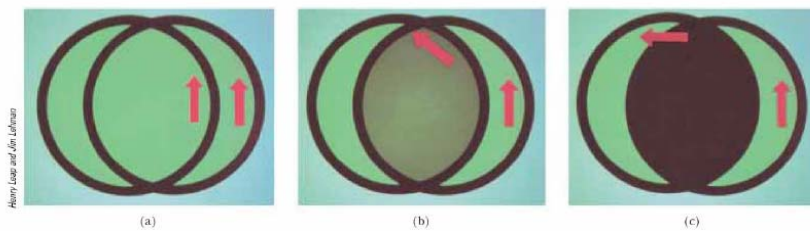
Elektronlar, moleküler zincirler boyunca kolayca hareket edebilirler. Bir elektromanyetik dalgaının elektrik alan vektörü bu zincirlere paralel ise (ya da başka bir deyişle geçirme eksenine dik ise), bu elektromanyetik dalgaının elektrik alanı elektronlarla etkileşir. Elektronlar elektromanyetik dalgaının enerjisini soğururlar, dolayısıyla geçen dalgaının genliği

çok azalmıştır. Ancak, gelen dalga'nın elektrik alan vektörü, bu moleküler zincirlere dik ise (geçirme eksenine paralel ise), elektronlarla etkileşme çok azdır ve gelen dalga'nın büyük kısmı geçer. Yani, kutuplayıcılarda moleküler zincire dik doğrultudaki elektrik alan vektörleri bileşenleri geçer, diğerleri büyük ölçüde soğurulur. Kutuplanmamış ışığı bir kutuplayıcıdan geçirip, kutuplayıcıyı 0° 'den 180° 'ye çevirdiğimizde ışığın şiddeti çevirme açısına bağlı olmaz, her bir açıda geçen ışığın şiddeti aynıdır. Çünkü elektrik alan vektörü mümkün bütün yönlerde aynı olasılıkla titreşir. Bu ışık demetinin kutuplanmış olup olmadığını anlamak için ikinci bir kutuplayıcı kullanmamız gerekir. Bu ikinci kutuplayıcıyı çevirdiğimizde, ışık şiddeti bir maksimum ile sıfır arasında değişiyorsa ışık demeti kutuplanmışır denir. Bu şekilde kullanılan ikinci kutuplayıcıya **analizör** denir.



Şekil 2.16

Şekil 2.16'da iki kutuplayıcı tabaka geçirme eksenleri arasındaki açı θ dır. Kutuplayıcıdan ışığın belirli bir kısmı analizör üzerine düşer. Analizör ışık demetini keser. Analizörün geçirme eksenini kutuplayıcının geçirme eksenini ile θ açısı yapmaktadır. Geçirme eksenler paralel olduğunda ($\theta=0^\circ$ veya $\theta=180^\circ$) analizörden geçen ışığın şiddeti maksimum; geçirme eksenler birbirine dik olduğunda ($\theta=90^\circ$ veya $\theta=270^\circ$) ise geçen ışık şiddeti sıfırdır, yani ışık analizör tarafından soğurulmuştur.



Şekil 2.17 İki kutuplayıcıdan geçen ışığın değişimi

Şekil 2.17'de iki kutuplayıcıdan geçen ışığın şiddeti kutuplayıcıların geçirme eksenlerine göre değişir. (a) Geçirme eksenleri birbirlerine paralel olursa şiddet maksimum olur. (b) Geçirme eksenleri arasındaki açı 45° iken geçen ışık şiddeti azalmıştır. (c) Geçirme eksenleri arasındaki açı 90° (dik) iken geçen ışığın şiddeti minimumdur.

Malus Yasası

Önce bir konuyu açıklığa kavuşturmak gerekir: Bir aletin gerçekten doğrusal kutuplayıcı olup olmadığı deneysel olarak nasıl belirlenir?

Tanıma göre, doğal ışık doğrusal ideal bir kutuplayıcıya gelirse, sadece doğrusal ışık geçebilir. Bu doğrusal ışık belirli bir doğrultuya paralel yönelmede olur, buna kutuplayıcının geçirme eksenini denir. Başka bir deyişle, optiksel alanın geçirme eksenine paralel bileşeni aletten etkilenmeden geçebilir. Işığın frekansının çok yüksek olmasından dolayı pratik nedenlerle dedektör sadece gelen ışığa şiddetini ölçer. Işıma şiddeti elektrik alan genliğinin karesi ile orantılı olduğundan sadece bu genlikle ilgilenmek gerekir. Geçirme eksenini düşey olan özdeş ikinci ideal bir kutuplayıcı veya analizörü (çözümleyici) ele alalım. Kutuplayıcıdan geçen elektrik alanının genliği E_0 ise, bunun sadece çözümleyicinin geçirme eksenine paralel $E_0 \cos \theta$ bileşeni dedektörden geçer. Bundan dolayı dedektöre ulaşan ışığa şiddeti

$$I(\theta) = c \epsilon_0 E_0^2 \cos^2 \theta / 2 \quad (2.34)$$

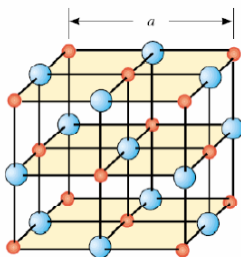
Işıma şiddeti, çözümleyici ile kutuplayıcı geçirme eksenleri arasındaki θ açısı sıfır olduğunda en büyük değerini alır. Buna göre (2.34) bağıntısı

$$I(\theta) = I(0) \cos^2 \theta \quad (2.35)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadeye **Malus Yasası** denir. $I(90^\circ) = 0$ olması, kutuplayıcıdan geçen elektrik alanının analizörün geçirme eksenine dik olmasından ileri gelir. Böylece alan, analizörün sönüm eksenine paraleldir ve bu nedenle geçirme eksenini boyunca hiçbir bileşeni yoktur. Malus yasası kullanılarak, bir aletin doğrusal kutuplayıcı olup olmadığını bulabiliriz.

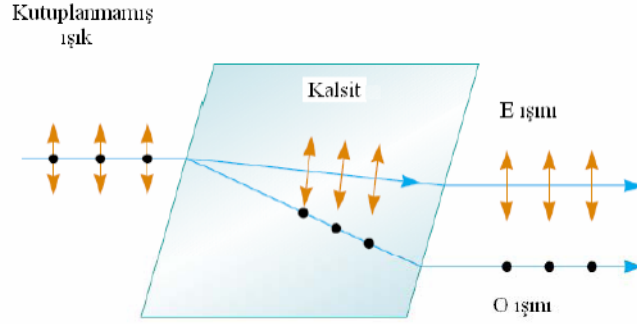
b. Çift Kırılmayla Kutuplanma

Katılar iç yapılarına göre sınıflandırılabilir. Atomların düzenli yerleşimi ile Şekil 2.18'de gösterilen NaCl gibi katı kristaller oluşur. Atomların rasgele dağılım gösterdiği katılara **amorft katılar** denir. Işık amorf bir malzeme örneğin cam içinde her doğrultuda aynı süratte ilerler. Bu camın tek bir kırılma indisine sahip olduğunu anlatır. Bazı kristal malzemelerde, örneğin kalsit ve kuartz, ışığın sürati her doğrultuda aynı değildir. Bu tür malzemeler optiksel olarak iki kırılma indisi ile tanımlanır. Bu tür malzemelere çift kırılma (double refracting) veya birefringent malzemeler olarak adlandırılır.



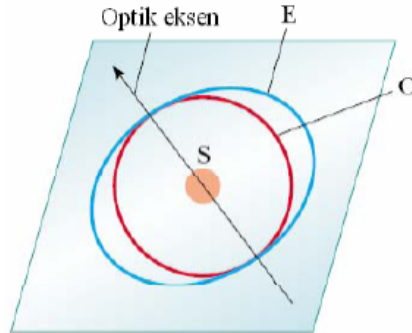
Şekil 2.18 Tuzun (sodyum klorür-NaCl) kristal yapısı.

Kutuplanmamış ışık kalsit kristali içine girince (farklı kırılma indisinin olduğu doğrultularda) hızları birbirinden farklı iki düzlem dalga şeklinde kristal içinde ilerler (Şekil 2.19).



Şekil 2.19 Kalsit kristaline gelen kutuplanmamış ışık sıradan (ordinary-O) ve sıradışı (extraordinary-E) ışınlarına ayrılır. Bu iki ışık demeti aynı anda birbirlerine dik doğrultularda ayrılırlar.

İki ışın (noktalar ve oklar) kutuplanmış ve birbirlerine diktirler. Işınlardan biri n_O kırılma indisine bağlı olarak bu doğrultuda ilerleyen olağan (ordinary-O) ışınlar bulunur. Şekil 2.18’de olduğu gibi kristal içinde küresel bir ışık kaynağı olsa olağan dalgalar kaynaktan küreler şeklinde çevreye yayılır. İkinci düzlem-kutuplu ışın, olağandışı (extraordinary-E) ışın farklı doğrultularda farklı süratlere ve bu yüzden dalgaların farklı yönlerde ilerlemesi farklı n_E kırılma indislerine sahiptirler. Şekil 2.20’deki birefringent malzeme içindeki noktasal kaynağın olduğunu göz önüne alalım. Kaynak dalga cephesi eliptik olan olağan dışı (extraordinary-E) dalgalar yayar. Şekilde olağan ve olağan dışı ışınların aynı süratle ilerledikleri ve optik eksen olarak isimlendirilen tek doğrultu olduğu görülmektedir. Burada olağan ve olağan dışı kırılma indisleri $n_O=n_E$ dir. İki ışın arasındaki sürat farkı bu ışınların optik eksene göre birbirlerine dik olduklarında maksimum seviyeye ulaşır. Örneğin kalsit kristalinde 589.3 nm lik dalgaboyunda $n_O=1.658$ iken olağan dışı ışın optik eksene dik olduğunda kırılma indisi eksen boyunca n_E 1.658 den 1.486 ya kadar değişir.



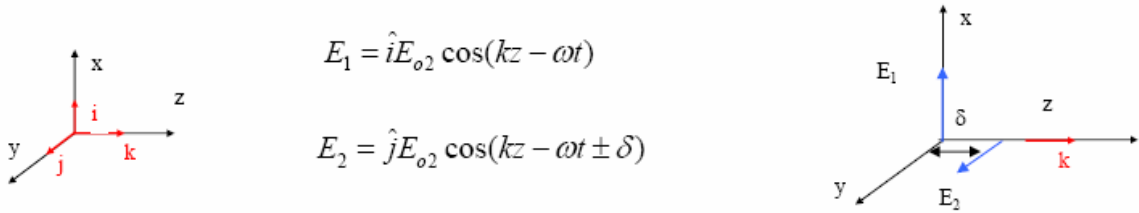
Şekil 2.20 Çift-kırılma kristalinin içinde S nokta kaynağı olağan ışın olan küresel dalga cephesini ve olağandışı ışın olan eliptik dalga cephesi oluşturur. İki dalga optik eksen boyunca aynı hızla ilerlerler.

2.3.7.3. Kutuplanma Çeşitleri

Doğrusal kutuplanma dışında ışık, *dairesel* ya da *eliptik* olarak da kutuplanabilir. Bu durumda ışığın (ışık dalgasının) elektrik alanı, uzayda değişmez bir doğrultuda değildir. Dalga yayılma doğrultusu çevresinde dönerek ilerler. Dairesel polarmış bir ışık dalgasının elektrik alanının genliği, dönme sırasında değişmez. Oysa, eliptik kutuplanmada bu alan, belirli bir doğrultuda şiddetlenir. Doğrusal olarak kutuplanmış bir dalga, eliptik polarmanın en uç örneği sayılabilir. Ancak, bunun düşey doğrultudaki şiddeti sıfırdır. Çok ince kesilmiş bir billur kullanılarak, doğrusal kutuplanma, dairesele kutuplanmaya dönüştürülebilir: Sözelimi, dairesele kutuplanmış ışın elde etmenin en yalın yöntemi, doğrusal kutuplanmış bir ışığı, *çeyrek dalga plakası* adı verilen böyle bir billurdan geçirmektir.

Kutuplanma çeşitlerine genel olarak bir bakarsak, +z doğrultusunda ilerleyen, genlikleri (E_{o1} ve E_{o2}) olan, birbirlerine dik iki elektromanyetik dalga düşünelim (Şekil 2.21).

Bu iki dalga aralarında birbirlerine göre faz farkı δ ise bu dalgaları aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.



Şekil 2.21 Birbirlerine dik iki elektromanyetik dalga

Toplam elektrik alan bu iki alanın vektörel toplamı olacağı için $E = E_1 + E_2$

$$E = \hat{i}E_{o1} \cos(kz - \omega t) + \hat{j}E_{o2} \cos(kz - \omega t \pm \delta)$$

Alan genlikleri ve faz farkı δ 'ye bağlı olarak

Her hangi E_{o1} ve E_{o2} ve $\delta=0$ ve π Doğrusal Kutuplu

$E_{o1}=E_{o2}=E_o$ ve $\delta = \pi/2$ Dairesel Kutuplu

$E_{o1} \neq E_{o2}$ ve $\delta = \pi/2$ Eliptik Kutuplu

(2.36)

olarak ifade edebiliriz. Kutuplanma çeşitlerini tek tek inceleyelim.

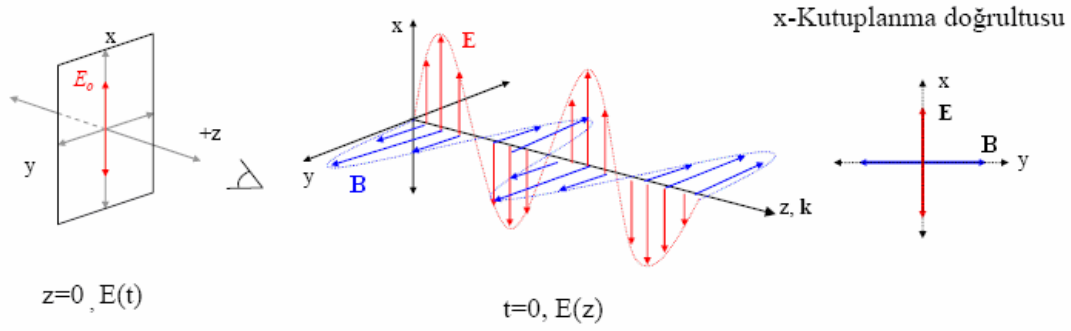
A) Doğrusal Kutuplanma (Çizgisel Kutuplanma)

Burda dalgalar ölçüleceği gözlem düzlemine doğru ilerlerler. Bu düzlemde, tek bir E bileşkesinin, eğik bir doğru boyunca zamanla harmonik olarak titreştiği düşünülebilir. E alanı bir dalga eksenini boyunca bir dalga boyu yol aldığı anda tam bir titreşim devri yapar. Bu

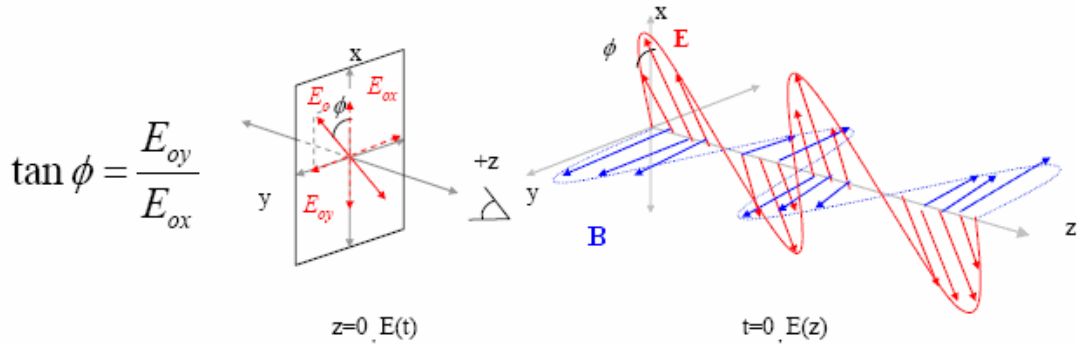
toplama işleminin aynı şekilde terside yapılabilir, yani bir düzlem kutuplu dalga birbirine dik iki bileşene ayrılabilir. Ayrıntılı olarak incelersek;

$\delta=0$ Doğrusal Kutuplu

$$E = \hat{i}E_{o1} \cos(kz - \omega t) + \hat{j}E_{o2} \cos(kz - \omega t) \quad (2.37)$$



Şekil 2.22 x doğrultusunda doğrusal kutuplanmış ışık



$$E_{o1}=E_{o2} \text{ ve } \delta=0 \quad \tan\phi=45^\circ$$

Şekil 2.23 x eksenine göre ϕ açısıyla doğrusal kutuplanmış ışık

B) Dairesel Kutuplanma

Dairesel kutuplanmada elektrik vektörü, dalga yol alırken ilerleme eksenini çevresinde döner. Kendine doğru gelen dalgaya bakan (kaynağa doğru bakan) bir gözlemciye, E bileşke elektrik alan vektörünün saat göstergelerinin dönüş yönünde ω açısal frekansı ile döndüğü görülür. Böyle bir dalgaya sağ dairesel kutuplu veya genellikle sağ dairesel ışık denir. Tersini oluyorsa genlik değişmemek üzere E saat göstergelerinin dönme yönünün tersine döner ve dalgaya *sol dairesel kutuplu* denir.

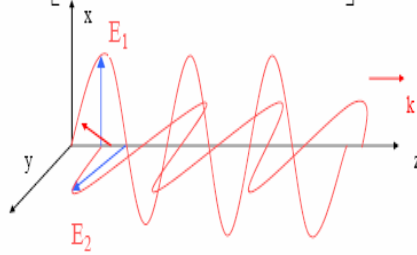
Genlikleri aynı (E_o), doğrusal olarak birbirlerine dik iki kutuplanmış elektromanyetik dalga düşünelim. Bu iki dalganın aralarındaki faz farkı $\delta=\pm\pi/2$ ise *dairesel kutupludur* deriz.

$$E_1 = \hat{i}E_o \cos(kz - \omega t)$$

$$E_2 = \hat{j}E_o \cos(kz - \omega t \pm \frac{\pi}{2}) = \mp \hat{j}E_o \sin(kz - \omega t)$$

Toplam elektrik alan $E = E_1 + E_2$

$$\vec{E} = E_o \left[\hat{i} \cos(kz - \omega t) \mp \hat{j} \sin(kz - \omega t) \right]$$



Şekil 2.24 $E_{o1}=E_{o2}=E_o$ ve $\delta=\pm\pi/2$ Dairesel Kutuplu

Bu gösterim, elektrik alan vektörü (E_o) bir noktada sabit genliği olan fakat ω açısal hızı ile dönen bir dalga denkleminin çözümü olarak yorumlanabilir. *Bu tür bir dalgaya dairesel olarak kutuplanmıştır* denir. Faz farkının işaretine göre;

$E_{o1}=E_{o2}=E_o$ ve $\delta = -\pi/2$ Dairesel Sağ El Kutuplu

$E_{o1}=E_{o2}=E_o$ ve $\delta = +\pi/2$ Dairesel Sol El Kutuplu

(2.38)

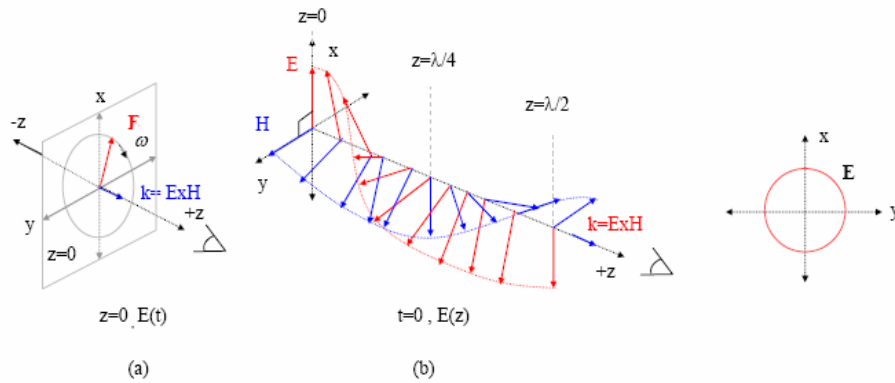
olarak ikiye ayrılır.

Sağ el yönünde dairesel kutuplanmış ışık;

$E_{o1}=E_{o2}=E_o$ ve $\delta = -\pi/2$ Dairesel Kutuplu

Faz farkının $\phi = -\pi/2$ (veya $-n\pi/2$, n :tamsayı) olduğu duruma bakalım.

$$\vec{E} = E_o \left[\hat{i} \cos(kz - \omega t) + \hat{j} \sin(kz - \omega t) \right]$$



Şekil 2.25 Sağ el yönünde dairesel kutuplanmış ışık

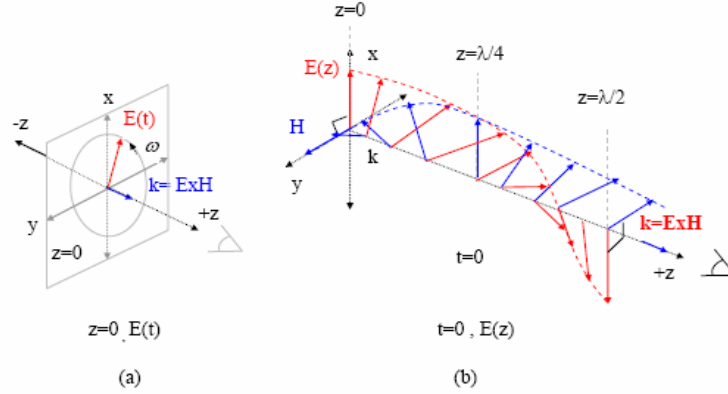
(Akılda kalması için eğer yayılma yönünü sağ elin başparmağı ile gösterirsek diğer parmakların yönü elektrik alanının uzay içinde yönünün değişme yönünü gösterecektir.)

Sol el yönünde dairesel kutuplanmış ışık;

$E_{o1}=E_{o2}=E_o$ ve $\delta=+\pi/2$ Dairesel Kutuplu

Faz farkının $\phi=+\pi/2$ (veya $+\pi/2$, n:tamsayı) olduğu duruma bakalım.

$$\vec{E} = E_o \left[\hat{i} \cos(kz - \omega t) - \hat{j} E_o \sin(kz - \omega t) \right]$$



Şekil 2.26 Sol el yönünde dairesel kutuplanmış ışık

(Akılda kalması için eğer yayılma yönünü sol elin baş parmağı ile gösterirsek diğer parmakların yönü elektrik alanının uzay içinde yönünün değişme yönünü gösterecektir.)

C) Eliptik kutuplanma

Matematiksel anlatım bakımından, doğrusal ve dairesel kutuplu ışık, eliptik kutuplu ışığın veya daha kısa ifadeyle eliptik ışığın özel halleri olarak düşünülebilir. Bunun anlamı E bileşke elektrik alan vektörünün genelde hem dönmesi hem de büyüklüğünün değişmesidir.

Genlikleri farklı, doğrusal olarak birbirlerine dik iki kutuplanmış elektromanyetik dalga düşünelim.

Bu iki dalganın aralarındaki faz farkı $\delta = \pm \pi/2$ ise

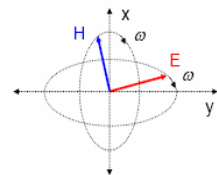
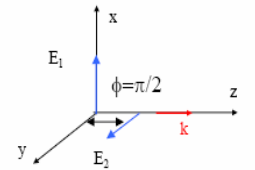
$E_{o1} \neq E_{o2}$ ve $\delta = \pm \pi/2$ Eliptik Kutuplu

$$E_1 = \hat{i} E_{o1} \cos(kz - \omega t)$$

$$E_2 = \hat{j} E_{o2} \cos(kz - \omega t \pm \frac{\pi}{2}) = \mp \hat{j} E_{o2} \sin(kz - \omega t)$$

Toplam elektrik alan $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$

$$\vec{E} = E_{o1} \hat{i} \cos(kz - \omega t) \mp \hat{j} E_{o2} \sin(kz - \omega t)$$

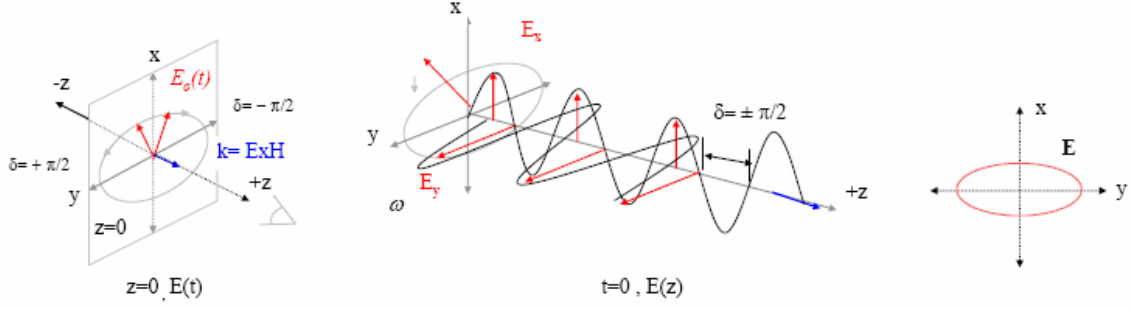


Eliptik kutuplanmış ışık

Şekil 2.27 Eliptik kutuplanmış ışık

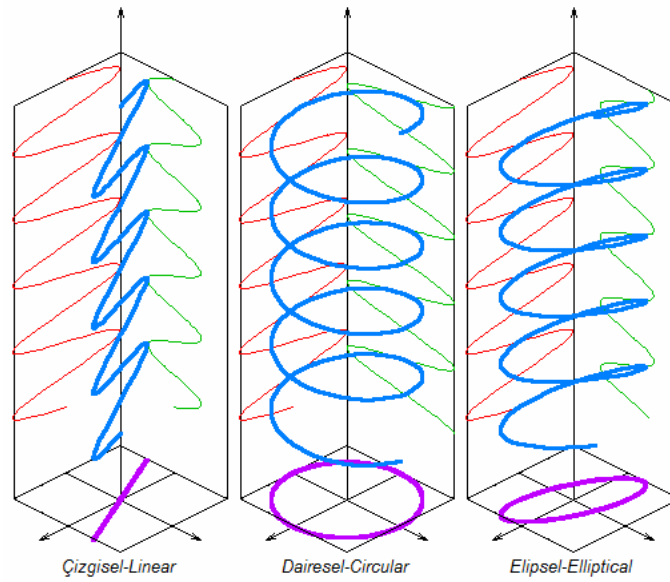
Dairesel kutuplanmada olduğu gibi $\delta = \pm \pi/2$ işaretlerine bağlı olarak eliptik kutuplanmada da sağ el ve sol el yönlü kutuplanma söz konusu olabilir. Dairesel ve Eliptik kutuplanmanın en büyük farkı dalgaının genliğinin büyüklüğünün değişiyor olmasıdır. Dairesel kutuplanmada genliğin vektörü dönmesine rağmen hep sabit kalmaktadır.

$$\vec{E} = E_{o1} \hat{i} \cos(kz - \omega t) \mp j E_{o2} \sin(kz - \omega t)$$



Şekil 2.28

Lineer, dairese ve eliptik kutuplanma aşağıda gösterilmiştir. Okuduklarınıza dayanarak aşağıdaki şekli inceleyiniz.



Şekil 2.29

3. Işığın Bir Ortamda Yayılması

Işık; yayılma olaylarında dalga gibi, madde ile etkileşme olaylarında ise parçacık gibi davranır. Dalga modelinde; ışık olayları, geometrik optik ve fiziksel optik adları altında iki ayrı modelle incelenmektedir.

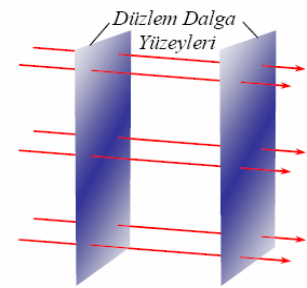
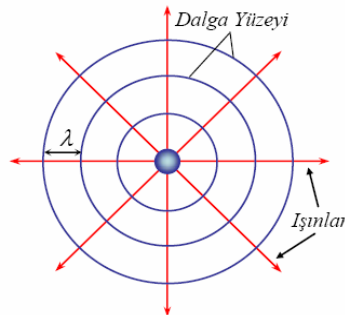
Geometrik optikte; ışığın önüne konulan engelin boyutlarının ışığın dalgaboyundan çok büyük olması durumunda ışığın doğrusal yol alacağını ve ışınlarla gösterilebileceği kabul edilmektedir. **Fiziksel optikte ise;** ışığın önündeki engelin boyutlarının ışığın dalgaboyu ile karşılaştırılabilir büyüklükte olmasındaki optik olayları incelenmektedir. Noktasal bir ışık kaynağından çıkan ışık bütün doğrultularda yayılan dalgaboylu küresel dalgalar olarak kabul edilmektedir.

Ortam izotrop, yani yayılan dalganın hızının her yerde aynı olması durumunda, bu ışık dalgaları ışık kaynağını merkez kabul eden eşmerkezli küresel yüzeyler oluşturacak şekilde yayılırlar.

Herhangi bir noktadaki yayılma doğrultusu, dalga yüzeyine bu noktada dik olan doğrultudur. Şekilde ışığı, yarıçapsal doğrultuda **ışın** adı verilen ve yayılma doğrultusunu belirten doğrusal çizgiler ile görmekteyiz.

3.1. Geometrik Optikte Işın Yaklaşımı

Işık, parçacık teorisindeki gibi fotonlardan oluştuğu kabul edilirse, ışınlar bu fotonların izlediği yolları gösterir. Gelen dalganın önüne şeklindeki gibi, çapı ışığın dalga boyuna göre çok büyük olan dairesel bir yarığa sahip engelle karşılaşır,



yarıktan geçen dalga doğrusal bir hat boyunca, bazı küçük kenar etkileşimleri dışında, yoluna devam eder. Engelde ki yarığın çapı şekilde olduğu gibi gelen dalganın dalgaboyu mertebesinde olursa, yarıktan çıkan dalgalar bütün yönlerde saçılırlar. Çıkan dalganın önemli ölçüde kırınıma uğradığı görülür. Eğer yarığın çapı, dalgaboyuna göre çok küçükse, yarık noktasal bir dalga kaynağı gibi davranır.

3.2. Işığın Yansıması

Bir ortamda ilerleyen bir ışık ışını, ikinci bir ortamın sınırına çarpınca, gelen ışının bir kısmı, birinci ortama tekrar geri döner yani yansır. Pürüzsüz ayna gibi bir yansıtıcı yüzeye gelen ışık ışını yansıma noktasında yüzeyin normali (ışığın yüzeye değdiği noktadan yüzeye dik çıkan çizgiye normal adı verilir) ile θ açısı yapıyorsa, yansıyan ışının da normalle yaptığı θ' açısı ile

aynı değerde olacaktır. Yani gelen ışının normalle yaptığı θ açısı, yansıyan ışının normalle yaptığı açısına θ' eşittir: $\theta = \theta'$

- Gelen ışın, yansıyan ışın ve normal aynı düzlemde bulunur.
- Aynaya gelen ışınlar birbirlerine paralel ise yansıyan ışınlar da birbirine paralel olur.
- Işığın düzgün bir yüzeyden yansımaya **düzgün yansıma** denir.
- Herhangi bir pürüzlü yüzeyden olan yansımaya **dağınık yansıma** denir.

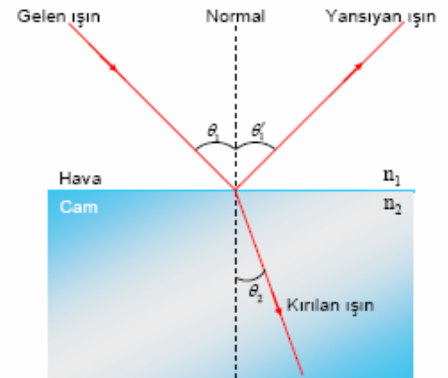
Işık bir ortamdan kırılma indisi farklı ikinci ortama, örneğin havadan cama geçerken ortamlar arasındaki sınıra çarpınca, ışının bir kısmı yansır, bir kısmı da ikinci ortama girer. Gelen ışın, yansıyan ışın ve kırılan ışın her üçü de aynı düzlemde.

Işığın geldiği ortamın kırılma indisi n_1 ve kırılan ışının bulunduğu ortamın kırılma indisi n_2 olsun. Gelen ve kırılan ışınların ortamlar arasındaki sınırın normali ile yaptıkları açılar sırasıyla θ_1 ve θ_2 olsun. Bu durumda:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (3.1)$$

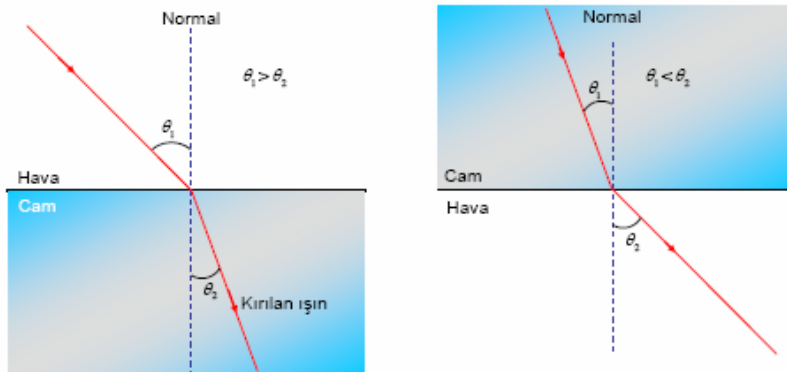
(3.1) bağıntısı 1621 yılında deneysel olarak Willibrord Snell tarafından bulunduğu **Snell yasası** olarak bilinir.

Işık hızının büyük olduğu bir maddesel ortamdan, daha küçük olduğu bir ortama geçtiğinde ($v_1 > v_2$, $n_2 > n_1$) şekilde görüldüğü gibi kırılma açısı geliş açısından daha küçük olur. Şekilde görüldüğü gibi kırılma açısı geliş açısından daha küçük olur. Tersisi durum ise şekilde görülmektedir.



Işık az yoğun ortamdan çok yoğun ortama geçtiğinde normale yaklaşarak kırılırken, çok yoğun ortamdan az yoğun ortama geçtiğinde normalden uzaklaşarak kırılır.

Işığın farklı ortamlarda kırılması



Şekil 3.1

Işın bir ortamdan diğer bir ortama geçerek ilerlerken frekansı değişmez, yani sabit kalır. O halde $v = f \lambda$ her ortamda geçerlidir.

Frekans her iki ortamda da aynı $f_1=f_2=f$ olmasından, $v_1= f \lambda_1$ ve $v_2= f \lambda_2$ olduğu görülür ve bu iki eşitlik birbirine oranlanırsa;

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \Rightarrow \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} \Rightarrow \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.2)$$

$$\lambda_1 n_1 = \lambda_2 n_2 \Rightarrow n_2 > n_1 \rightarrow \lambda_2 > \lambda_1 \quad (3.3)$$

Işın az yoğun ortamdan çok yoğun ortama geçerken dalgaboyu küçülürken, çok yoğun ortamdan az yoğun ortama geçişte dalgaboyu büyür.

3.3. Tam Yansımaya

Işık kırılma indisi büyük bir ortamdan kırılma indisi küçük bir ortama geldiğinde (örneğin sudan havaya) bir kısmı yansımaya uğrayarak birinci ortamda kalırken, bir kısmı da kırılarak ikinci ortama geçerler. Fakat θ_1 gelme açısı öyle bir sınır θ_s değerine geldiğinde kırılma açısı $\theta_s = 90^\circ$ değerine ulaşır. Bu θ_s açısına ışığın bu iki ortama ait **sınır açısı** denir. Gelme açısı $\theta_1 > \theta_s$ ise ışığın artık tümü arakesit yüzeyinden geri yansır ve ikinci ortama geçemez. Bu olaya **Tam Yansımaya** adı verilir.

Şekil 3.4’de θ_1 ’in farklı değerleri için kırılma ve yansımaya durumları gösterilmiştir.

Snell yasası kullanılırsa;

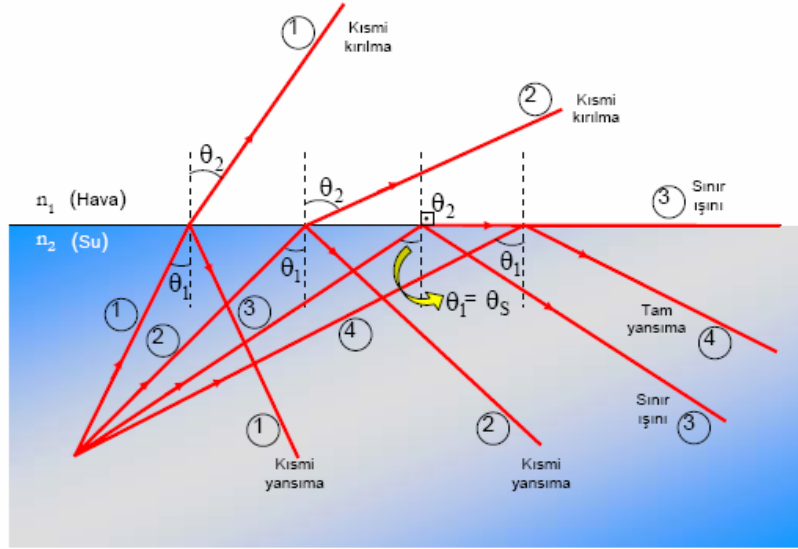
$$n_1 \sin \theta_s = n_2 \sin 90^\circ \quad (3.4)$$

$\sin 90^\circ = 1$ ise sınır açısının değeri;

$$\sin \theta_s = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.5)$$

eşitliği ile elde edilir.

Tam yansımada yansıyan ışının şiddetinde bir azalma olmaz, gelen ışınla aynı değerdedir. Bu nedenle bu yansımaya *tam yansımaya* denir. Işık ışınlarının gerçek yolunu belirlemede kullanılan genel bir prensip olan Fermat (1601-1605) prensibi yansımaya ve kırılma olaylarını da açıklamaktadır. Fermat prensibine göre bir ışık ışını her hangi iki nokta arasında ilerlerken en az zaman gerektiren yolu izler. Bu prensibe en kısa zaman prensibi de denilmektedir. Işınlar tek, homojen bir ortamda ilerlerken, iki nokta arasındaki en kısa mesafe bir doğru olduğundan, ışınların izlediği yol doğrusal yoldur.



Şekil 3.2

3.4. Işığın Soğurulması

Işık belirli dalga boyuna sahip elektromanyetik ışımadır ve bir enerjiye sahiptir. Bir atoma orbitalleri arasındaki enerji farkına denk dalga boyundaki bir ışık gönderilirse temel haldeki elektron(lar) bir üst enerji seviyesine çıkarlar ve o ışığı soğururlar. Bu olaya **ışık soğurulması** denir. Işığın maddesel bir ortamdan geçerken soğurulması, atom ve moleküllerin enerji düzeylerinin uyarılması yoluyla olmaktadır.

x kalınlığında bir levhanın üzerine düşen ışığın şiddeti I_o ile çıkan ışığın şiddeti I arasında

$$\frac{I}{I_o} = e^{-kx} \quad (3.6)$$

ile ifade edilen bir denklem vardır. Burada k maddenin ışığı soğurma katsayısıdır. Bu denklemde I/I_o oranı maddenin ışığı geçirme oranı; $(1 - I/I_o)$ oranı ise maddenin ışığı soğurma oranını vermektedir.

3.5. Işığın Dispersiyonu

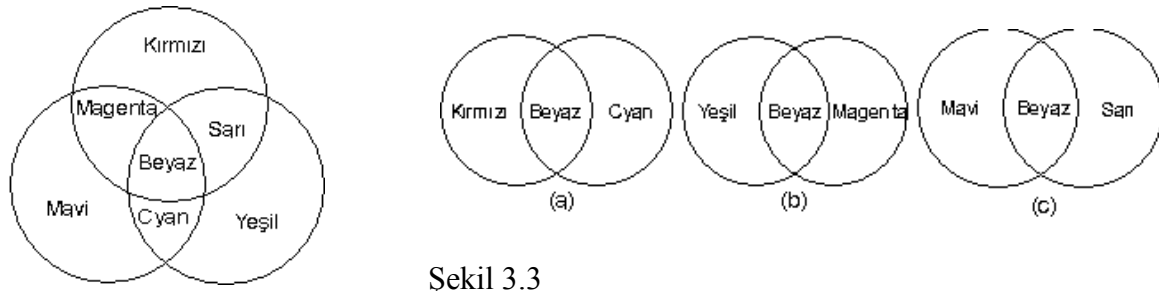
Işık huzmeleri veya ışınlar genellikle değişik dalga boylu dalgaların karışımından meydana gelir. Değişik dalga boylu bu dalgalar boşlukta aynı c hızıyla yayılmalarına karşılık, maddesel ortamda hızları dalga boyu ile değişir. Bu nedenle herhangi bir ortamın kırılma indisi de dalga boyunun fonksiyonudur. Kırılma indisi dalga boyunun fonksiyonu olan bu ortamlar **dispersiyon**, yani **saçılma** olayını gösterirler. Beyaz ışık bir prizma üzerine düşürülürse, sapma prizmanın kırılma indisi ile artacağından dalga boyu küçük olan mor ($\lambda=450\text{nm}$) renkli ışık en fazla sapmaya uğrayacak, buna karşılık uzun dalga boylu kırmızı ($\lambda=640\text{nm}$) ışık en az sapacaktır. İşte prizmadan geçen ışığın bu şekilde dağılmasına, yani renklere ayrılmasına, **dispersiyon** denir.

3.6. Renk

Güneş ışığını bir prizmadan geçirdiğimizde renklerine ayrıldığını ve bu renklerinde sırası ile kırmızı, turuncu, sarı, yeşil, mavi ve mor olduğunu biliyoruz.

Cisimler güneş ışığı ile aydınlatıldığında, üzerine bu renklerin karışımı olan ışık düştüğünden, cisimler bunlardan bir kısmını yansıtırlar ve değişik renklerde cisimler algılanır. Bir cisim güneş ışığındaki tüm renkleri yansıtıyorsa beyaz, hiç birini yansıtmıyorsa siyah, herhangi bir rengi yansıtıyorsa o renkte görünür.

Güneş ışığındaki renklerden kırmızı, mavi ve yeşil renge ana renk denir. Bu üç ışığın tek tek ya da değişik oranlardaki karışımı göze gelirse, göz, cisimleri bu karışımlara göre değişik renklerde algılar. Bu üç rengin, karışımları beyaz ışığı verir. Şekildeki venn şemasında bu durum görülüyor. Aynı tabloyu incelersek kırmızı ve yeşil ışık göze gelirse sarı, kırmızı ve mavi ışık göze gelirse magenta, mavi ve yeşil ışık göze gelirse cyan olarak algılanır.



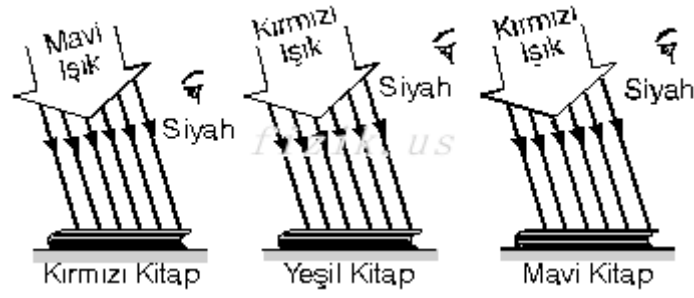
Şekil 3.3

Karışımları beyaz rengi verebilecek iki renge tamamlayıcı renkler denir. Şekil 3.3 (a), (b), (c) de görüldüğü gibi kırmızı ile cyan (mavi-yeşil), yeşil ile magenta (kırmızı-mavi) ve mavi ile sarı (yeşil-kırmızı) tamamlayıcı renklerdir. Kısacası bu renklerin hepsinin içerisinde kırmızı mavi ve yeşil olduğundan bu üç rengin karışımı beyaz olarak algılanır.

3.6.1. Cisimlerin Işığı Yansıtması

Bir cisim güneş ışığındaki tüm renkleri yansıtıyorsa beyaz görünür. Buradan anlıyoruz ki beyaz cisimler bütün renkleri yansıtıyor. Beyaz cisim, beyaz ışıkla aydınlatılırsa beyaz, kırmızı ışıkla aydınlatılırsa kırmızı, mavi ışıkla aydınlatılırsa mavi görünür. Dolayısıyla beyaz cisimler hangi ışıkla aydınlatılırsa o renkte algılanırlar.

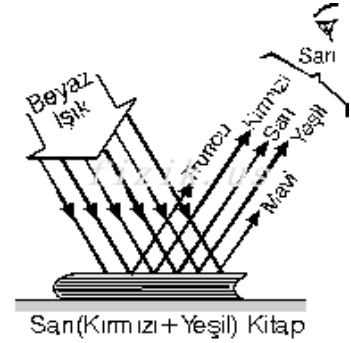
Bir cismin rengi ana renklerden birisi ise, kendi rengini güçlü olarak yansıtır ve bir de prizmadaki renk sırasına göre bir altı ile bir üstündeki renkleri zayıf olarak yansıtır. Kendi rengi güçlü olduğundan zayıf renkler görülmez. Mesela kırmızı ışık, kırmızıyı güçlü, turuncuyu zayıf yansıtır. Mavi ışık maviyi güçlü, yeşil ve moru zayıf yansıtır.



Şekil 3.4

Eğer mavi kitabı yeşil ışık altında aydınlatırsak, yeşil mavinin komşusu olduğundan zayıf olarak yansır. Fakat bu zayıf ışık gözü yeşil renkte uyaramayacağından mavi kitap siyah görünür.

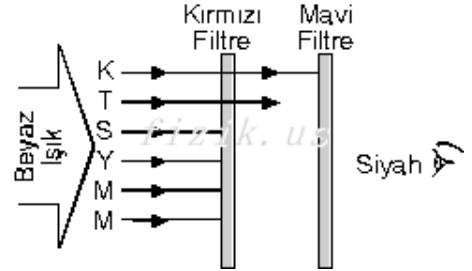
Cisim güçlü ışıkların renginde görülür. Şekilde, güçlü ışıklar uzun oklarla gösterilmiştir. Zayıf ışınlar ise kısa okla gösterilmiştir.



3.6.2. Işığın Filtrelerden Geçişi

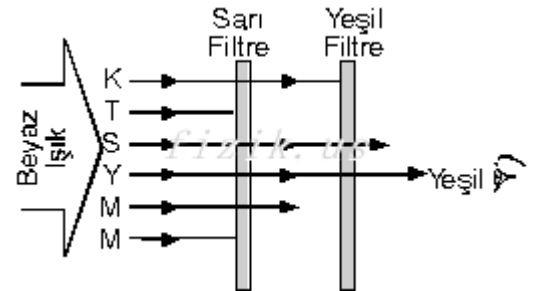
Işığ geçirebilen renkli saydam filtrelerden geçen ışığın renkleri ile filtre rengindeki cisimden yansıyan ışıkların renkleri aynıdır. Yani kırmızı filtre, kırmızı ışığı güçlü, turuncu ışığı zayıf geçirir. Mavi filtre, mavi ışığı güçlü, yeşil ve mor ışığı zayıf geçirir. Sarı filtre, sarı ışığı kırmızı ışığı, yeşil ışığı güçlü, mavi ışığı ise zayıf geçirir.

Şekil 3.5 de kırmızı filtreden kırmızı ışık güçlü, turuncu ışık ise zayıf geçer. Bu ışıklarda mavi filtreden geçemez, mavi filtre siyah görünür.



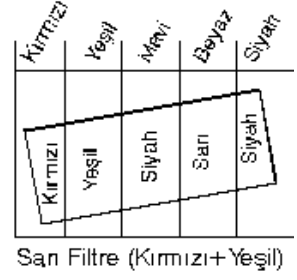
Şekil 3.5

Şekil 3.6'da sarı filtreden sarı, kırmızı ve yeşil renkler güçlü geçerken mavi ise zayıf geçer. Bu renkleri de yeşil filtreden geçirirken yeşil güçlü, sarı zayıf geçer ve filtre yeşil renkte algılanır.



Şekil 3.6

Şimdi kırmızı, yeşil, mavi, beyaz ve siyah zeminler beyaz ışıkla aydınlatılırken bu zeminlere sarı filtre, cyan filtre ve magenta filtre ile bakılırsa renklerin nasıl algılandığı Şekil 3.7’da gösterildiği gibidir.



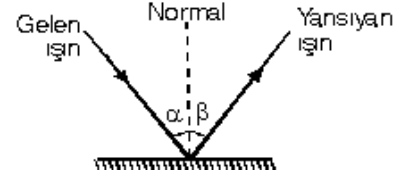
Sarı Filtre (Kırmızı+Yeşil)

Şekil 3.7

4. Aynalar

4.1. Düzlem Aynalar

Saydam ortamda hareket eden ışığın herhangi bir yüzeye çarpıp geri dönmesine *yansıma* denir. Yansıma olayında ışığın hızı, frekansı, rengi yani hiçbir özelliği değişmez. Sadece hareket yönü değişir.



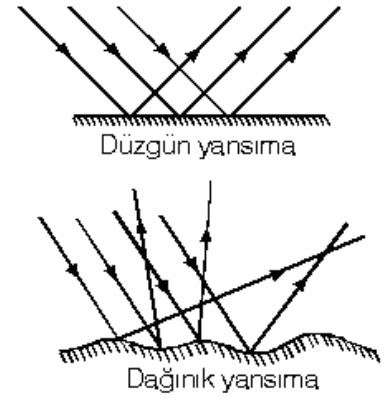
Şekil 4.1

Bir yüzeyle 90° lik açı yapan dikmeye *yüzeyin normali* denir. Gelen ışınla normal arasındaki açıya gelme açısı (α), yansıyan ışınla normal arasındaki açıya da yansıma açısı (β) denir (Şekil 4.1).

Yansımanın iki yasası vardır:

1. Gelen ışın, normal ve yansıyan ışın aynı düzlemdedir.
2. Gelme açısı yansıma açısına eşittir. ($\alpha = \beta$)

Yüzeye birbirine paralel gelen ışın demeti, yüzeyden de birbirine paralel olarak yansır. Bu yansımaya **düzgün yansıma** denir. Eğer yüzey şekildeki gibi düzgün değilse, yüzeyin bütün noktalarındaki normaller farklıdır. Yüzeye paralel gelen ışınların gelme açıları yansıma açılarına eşit olmaz.



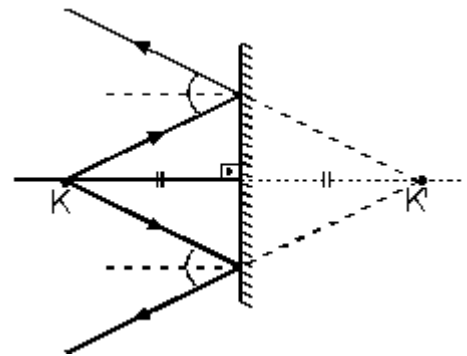
Şekil 4.2

Bu yansımaya **dağınık yansıma** denir.

Görüntü Oluşumu

Herhangi bir cismi görebilmek için, cisimden yayılan ışınların göze gelmesi gerekir. Cisimden çıkan ışınlar doğrudan göze gelirse cisim görülür.

Eğer cisimden çıkan ışınlar, yansıma veya kırılma sonucu göze gelirse algılanan şey cismin görüntüsü olur. Şekil 4.3’deki K noktasal cisminin görüntüsünü bulmak için iki ışın kullanmak yeterlidir. Bu ışınlar yansıma kurallarına göre yansıtılır. Işınların uzantılarının kesiştiği yerde görüntü oluşur. Bu görüntü aynaya dik gönderilen ışının uzantısı üzerinde olmak zorundadır.



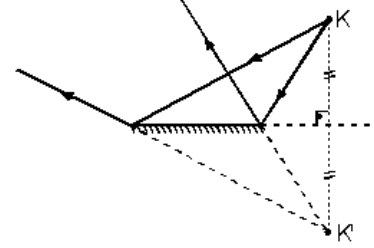
Şekil 4.3

Görüntünün Özellikleri:

Yansıyan veya kırılan ışınların kendileri kesişirse görüntü gerçek, uzantıları kesişirse görüntü zahirî (sanal) olur. Zahirî görüntüler her zaman görünen görüntülerdir. Gerçek görüntüler ise, perde üzerine düşürülerek görüntülenir.

Düzlem Aynada Görüntü ve Özellikleri:

Şekil 4.4'deki gibi noktasal bir cisimden çıkan ışınlar, düzlem aynada yansıyor ve uzantılarının kesiştiği yerde görüntü oluşuyor.



Şekil 4.4

Buna göre, düzlem aynada oluşan görüntü;

- Zahirîdir.
- Aynaya olan uzaklığı, cismin aynaya olan uzaklığına eşittir.
- Boyu, cismin boyuna eşittir. M burada aynanın büyütme değerini ifade eder. Düzlem aynada büyütme değeri bire eşittir.

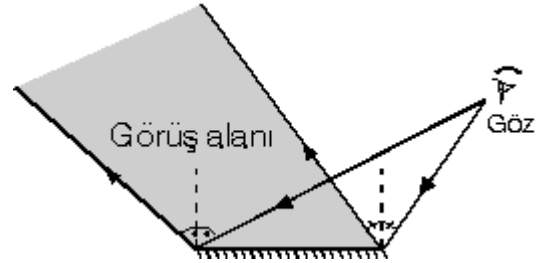
$$M = \frac{\text{görüntünün boyu}}{\text{cismin boyu}} = \frac{g}{c} \quad (4.1)$$

- Cisme göre sağlı solludur. Sağ elimiz, görüntümüzün sol elidir.
- Aynaya göre simetriktir.

Yukarıdaki şekilde cismin aynaya dik uzaklığı yoksa aynanın uzantısı alınır. K cisminin bu uzantıya göre simetriği olan K' görüntüsü bulunur.

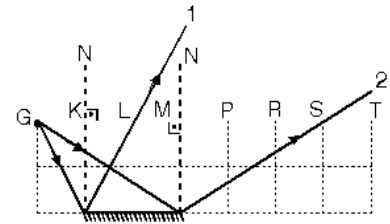
Görüş Alanı

Bir düzlem aynanın iki kenarına gözden gönderilen ışınlar aynada yansır. Yansıyan bu ışınlar ile ayna arasında kalan alana *görüş alanı* denir. Bu yansıyan ışınların üzerinden geçtiği noktalar ve bu ışınlar arasında kalan noktaları görebilmek mümkündür.



Şekil 4.5

Şekil 4.6'da G noktasından aynaya bakan bir gözün görüş alanını bulurken, aynanın iki ucundan normaller çizilir. Gelen ışının eşit açı yaparak yansımısını bulmak için, gözün normale dik olan uzaklığı belirlenir. Yansıyan ışın yine normalden eşit dik uzaklık olan noktadan geçer. Şekilde 1. ışın L noktasından, 2. ışın da S noktasından geçecek şekilde yansır. G noktasının aynadaki görüntüsünü görmek için nerelerden bakılmalı diye sorulduğunda, görüş alanı içinden bakılmalı cevabı verilir.



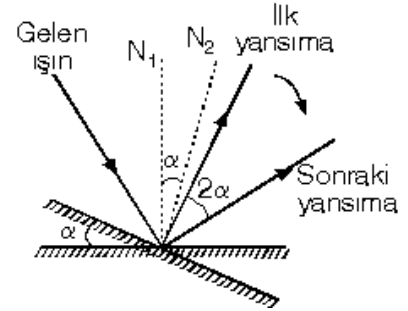
Şekil 4.6

Düzlem Aynada Özel Durumlar

1. Düzlem aynada gerçek cismin görüntüsü her zaman zahirîdir. Cismin aynaya uzaklığı, görüntünün aynaya uzaklığına, cismin boyu da görüntünün boyuna eşittir.

2. Bir düzlem aynaya gelen ışının doğrultusu değiştirilmeden, ayna α açısı kadar döndürülürse, yansıyan ışın 2α kadar döner.

Şekil 4.7’de normal her zaman ayna ile 90° lik açı yapar. Ayna, α açısı kadar döndürülürse normal de α açısı kadar döner. Gelme açısı α kadar büyür, dolayısıyla yansıma açısı da α kadar büyür. Sonuçta yansıyan ışın 2α açısı kadar sapar.



Şekil 4.7

3. Bir düzlem ayna ışık kaynağına yaklaştıkça gelme açısı, dolayısıyla yansıma açısı da büyür. Bu da yansıyan ışınlar arasındaki alanın büyümesi demektir. Kısacası düzlem ayna göze yaklaştıkça görüş alanı artar. Ayna gözden uzaklaştıkça görüş alanı azalır. Veya düzlem aynaya yaklaştıkça görüş alanı artar, uzaklaştıkça görüş alanı azalır.

4. Kesişen iki düzlem ayna arasındaki açı α ise aynalar arasında meydana gelen görüntü sayısı,

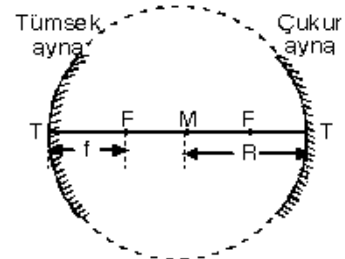
$$n = \frac{360}{\alpha} - 1 \quad (4.2)$$

tane olur,

Paralel iki düzlem ayna arasındaki görüntü sayısı sonsuzdur.

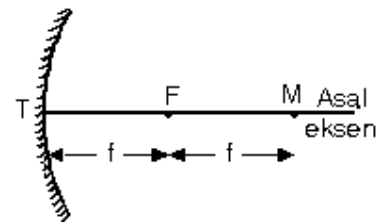
4.2. Küresel Aynalar

Yarıçapı R olan bir kürenin tümsek kısmı parlatılıp ayna yapılırsa tümsek ayna, çukur kısmı parlatılıp ayna yapılırsa çukur ayna elde edilmiş olur. Aynanın tam ortasından ve merkezinden geçen eksene *asal eksen* denir. Aynanın asal eksenle çakıştığı noktaya *tepe noktası* (T) denir.



Şekil 4.8

Tepe ile merkez noktalarının tam ortasındaki noktaya da *odak noktası* (F) denir. Odak noktasının aynaya veya merkeze uzaklığına da *odak uzaklığı* (f) denir. Odak uzaklığı ile aynanın (R) yarıçapı arasında $R = 2f$ bağıntısı vardır. Kürenin merkezinde geçen bütün doğrular kürenin yüzeyine dik olduğundan,



Şekil 4.9

küresel aynalarda merkezden geçen bütün doğrular normal olarak kabul edilebilir.

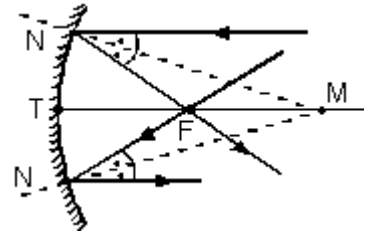
Çukur Aynada Işınlrın Yansıması

Yansımanın en önemli şartı gelme açısının yansıma açısına eşit olmasıdır. Merkezden aynaya çizilen doğrular, küresel aynaların normalidir. Çünkü bu doğrular aynaya diktir.

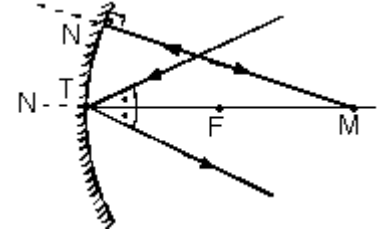
1. Asal eksene paralel gelen ışınlar yansıdıktan sonra odakta toplanır. Gelen ışığın normalle yaptığı açı, yansıyan ışığın normalle yaptığı açıya eşittir.

2. Odaktan aynaya gelen ışınlar asal eksene paralel gidecek şekilde yansır. Bir önceki ışının tam tersidir.

3. Merkezden gelen ışınlar yine merkezden geçecek şekilde yansır. Çünkü normal üzerinden gelen ışınlar, aynaya dik çarptıklarından kendi üzerlerinden geri yansır.



Şekil 4.10



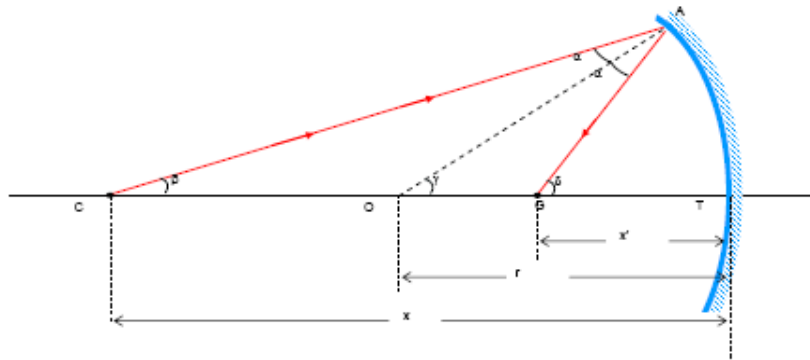
Şekil 4.11

4. Tepe noktasına gelen ışınlar, asal eksenle eşit açı yapacak şekilde yansır. Çünkü asal eksen de merkezden geçtiği için normaldir.

Çukur Aynada Görüntü Çizimleri

Oluşan görüntünün yerini bulmak için en az iki tane ışın kullanmak gereklidir. Işınlar nerede kesişirse görüntü orada oluşur. Cisim sonsuzda ise; sonsuzdan gelen ışınlar asal eksene paralel gelirler. Paralel gelen ışınlar ise yansıdıktan sonra odakta toplanırlar. Görüntü, odakta gerçek ve nokta halinde oluşur.

1. Cisim merkezin dışında ise; görüntü, odak ve merkez arasında, ters gerçek ve boyu cismin boyundan küçüktür. Hatırlanacağı gibi ışınların kendisi kesişirse görüntü gerçek, uzantıları kesişirse görüntü zahirî olur.

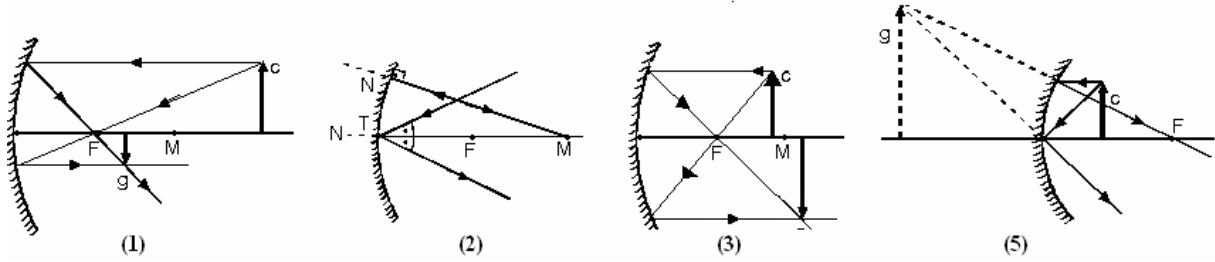


Şekil 4.12

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{x'} = \frac{2}{r} \quad f = \frac{r}{2} \quad M = \frac{g}{c} = -\frac{x'}{x} \quad (4.3)$$

Burada M küresel aynanın büyütme oranıdır.

2. Cisim merkezde ise; görüntü, merkezde ters gerçek ve boyu cismin boyuna eşit olur.
3. Cisim odakla merkez arasında ise; görüntü merkezin dışında ters, gerçek ve boyu cismin boyundan büyüktür.
4. Cisim odakta ise; yansıyan ışınlar birbirlerine paralel olduğundan, görüntü sonsuzda ve belirsizdir.
5. Cisim ayna ile odak arasında ise; görüntü aynanın arkasında, düz, zahirî ve boyu cismin boyundan büyüktür. Çizimlerden de görüldüğü gibi cisim veya görüntüden aynaya yakın olanın boyu daha küçüktür.

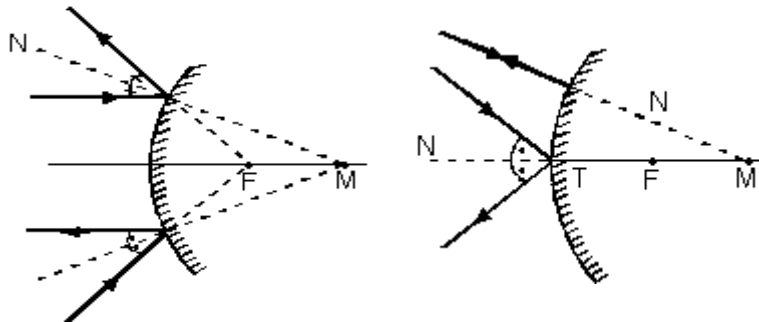


Şekil 4.13

Tümsek Aynalarda Özel Işıklar

Tümsek aynada da çukur aynada olduğu gibi merkezden geçen bütün doğrular normaldir. Tümsek aynada odak noktası aynanın arkasında olduğu için zahirîdir. Çünkü odak, ışığın toplandığı noktadır. Tümsek aynada ışık toplanmaz. Sadece uzantıları odaktan geçer, kendileri geçemez.

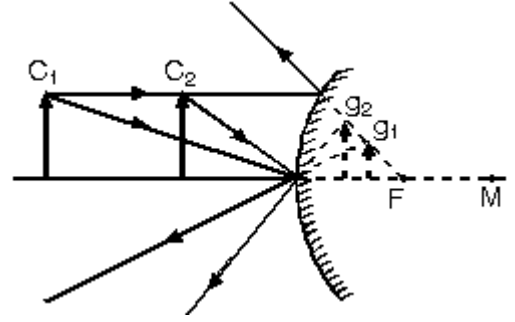
1. Asal eksene paralel gelen ışınlar, uzantıları odaktan geçecek şekilde yansır.
2. Uzantıları odaktan geçecek şekilde gelen ışınlar, asal eksene paralel gidecek şekilde yansır.
3. Uzantıları merkezden geçecek şekilde gelen ışınlar, kendi üzerlerinden geri dönecek şekilde yansır.
4. Tepe noktasına gelen ışınlar, asal eksenle eşit açı yapacak şekilde yansır.



Şekil 4.14

Tümsek Aynada Görüntü Çizimi

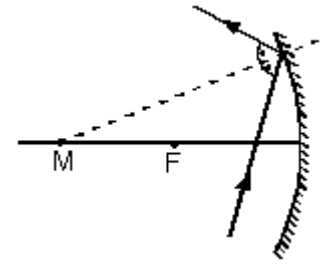
Bir tümsek aynada cisim nerede olursa olsun görüntü her zaman ayna ile odak noktası arasında, düz, zahirî ve boyu cismin boyundan küçüktür. Cisim sonsuzda iken görüntü odakta nokta halinde olur. Şekil 4.15’de görüldüğü gibi cisim aynaya yaklaştıkça görüntünün boyu büyüyerek aynaya yaklaşır.



Şekil 4.15

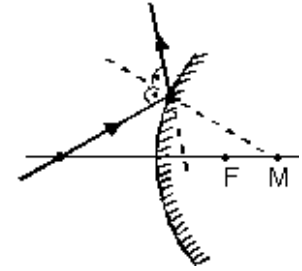
Küresel Aynalarda Herhangi Bir Işığın İzlediği Yol:

Çukur aynaya özel ışınların dışında herhangi bir ışın gönderildiğinde, ışının aynaya değme noktasına merkezden geçen normal çizilir. Gelen ışın normal ile eşit açı yapacak şekilde yansır (Şekil 4.16).



Şekil 4.16

Şekil 4.17’de tümsek aynaya gelen ışın, normal ile eşit açı yapacak şekilde yansır. Tümsek aynada görüntü daima odak ile ayna arasında olduğundan, yansıyan ışınların uzantısı da odak ile ayna arasından geçer.

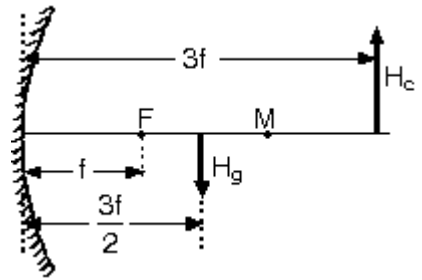


Şekil 4.17

Özel Durumlar

Ayna formülleri kullanılarak özel konumlu cisimlerin görüntülerinin yerleri tespit edilir.

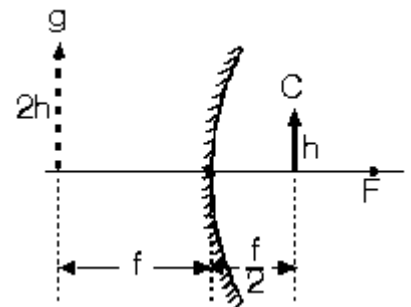
1. Cisim çukur aynanın merkezinden f , aynadan $3f$ kadar uzaklıkta ise, görüntü odakla merkezin tam ortasında; yani aynadan $3f/2$ kadar uzaklıkta olur. Görüntünün boyu cismin boyunun yarısı kadar olur (Şekil 4.18).



Şekil 4.18

2. Cisim çukur aynadan $3f/2$ kadar uzaklıkta ise, görüntü aynadan $3f$ kadar uzaklıkta ve boyu cismin boyunun iki katı olur.

3. Şekildeki gibi cisim çukur ayna ile odağın tam ortasında; yani aynadan $f/2$ kadar uzakta ise zahirî görüntü f kadar uzakta olur ve boyu cismin boyunun iki katı olur (Şekil 4.19).



Şekil 4.19

A ray diagram for a thin lens forming a virtual image. An object of height c is placed at a distance x_0 to the left of the lens. Three rays are shown: ray 1 (parallel to the axis, refracted through F_i), ray 2 (through the center T), and ray 3 (through F_0 , refracted parallel). These rays diverge on the right side. Their back-projections (dashed lines) intersect at a point to the left of the lens, forming a virtual image of height c_i at a distance x_i from the lens. The total distance from the object to the image is x , and the distance from the lens to the image plane is x' . The focal length is f .

40

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{x} + \frac{1}{x'} \quad M = \frac{g}{c} = -\frac{x'}{x} \quad (4.4)$$

Burada f merceğin odağı, x cismin merceğe olan uzaklığı, x' görüntünün merceğe olan uzaklığıdır. M merceğin büyütme oranıdır. g görüntünün büyüklüğü, c cismin büyüklüğünü ifade etmektedir.

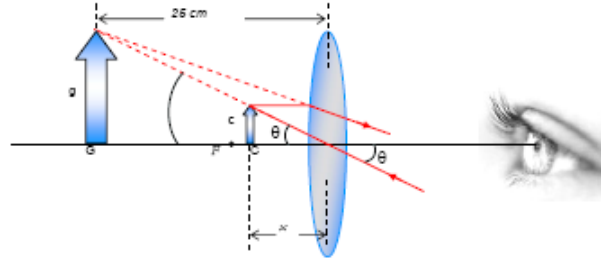
Merceklerde İşaretler:

- Cisim ışığın geldiği taraftaysa (gerçek cisim) x , (+)
- Cisim ışığın kırıldığı taraftaysa (görünen cisim) x , (-)
- Görüntü ışığın kırıldığı taraftaysa (gerçek görüntü) x' , (+)
- Görüntü ışığın geldiği taraftaysa (görünen görüntü) x' , (-)
- Odak uzaklığı pozitif ise yakınsak mercek (ince kenarlı mercek)
- Odak uzaklığı negatif ise ıraksak mercek (kalın kenarlı mercek)
- Boyca büyütme oranı pozitif ise düz görüntü oluşur.
- Boyca büyütme oranı negatif ise ters görüntü oluşur.

6. Optik Aygıtlar

6.1. Büyüteç

Tek bir yakınsak mercek ile gözü toplam kırıcı gücü artırılarak, görüntü netliği bozulmadan cisim daha yakına getirilebilir. Bu amaçla kullanılan mercekler **büyüteç** denir. Cismin büyüteçle elde edilen görüntüsü, çıplak gözle görülenden daha büyüktür.



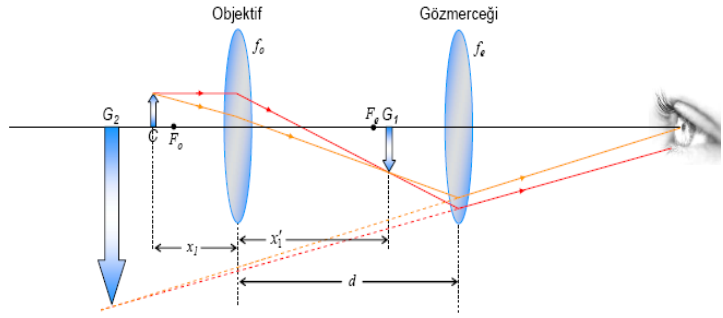
Şekil 6.1

Gerçek bir cisim merceğe yaklaştığında x' pozitif değerinden (gerçek görüntüden) negatif değere (sanal görüntüye) döner. Bu noktada x' sonsuza gider. Basit bir büyüteç şekilde gösterilmiştir.

6.2. Mikroskop

Bir mikroskop çok kısa odak uzaklığı olan ($f_0 < 1$) bir objektif mercek ve birkaç santimetrelilik odak uzaklığı olan (f_e) okülerden oluşur. İki mercek birbirinden L kadar uzağa yerleştirilir. L mesafesi f_0 veya f_e den çok büyüktür. Objektifin odak uzaklığının hemen dışına konulan cismin gerçek ve ters bir görüntüsü oluşur. Bu görüntü okülerin odak noktasına çok yakın oluşur. Basit bir büyüteç gibi çalışan oküler görüntünün ters ve sanal bir görüntüsünü oluşturur.

Objektifin odak noktasına yerleştirilen cismin birinci görüntüsünün yeri yaklaşık olarak L 'ye eşit ise, bu objektifin büyütmesi



Şekil 6.2

$$M_1 = -\frac{L}{f_0} \quad (6.1)$$

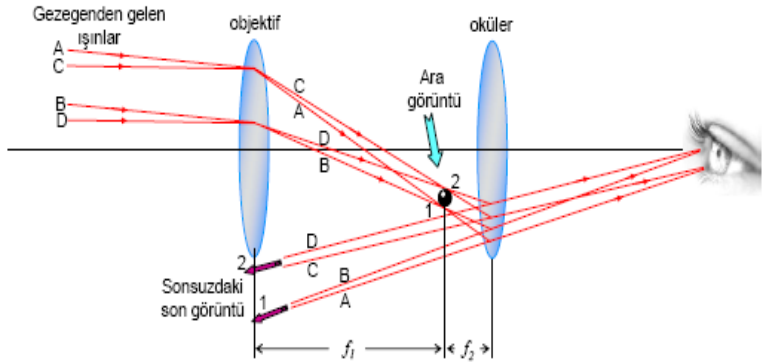
eşittir. Okülerin odak noktasında bulunan birinci görüntünün görüntüsünün büyütme bağıntısı

$$M_e = \frac{25 \text{ cm}}{f_e} \quad (6.2)$$

eşittir. Mikroskobun toplam büyütmesi

$$M = M_1 M_e = -\frac{L}{f_0} \left(\frac{25 \text{ cm}}{f_e} \right) \quad (6.3)$$

Teleskop: İki tür teleskop vardır. Birincisi görüntü oluşturmak için merceklerin bir bileşimini kullanarak yapılan kırıcı teleskoptur. İkincisi de görüntü oluşturmak için bir mercek ve çukur ayna kullanılan yansıtıcı teleskoptur. Şekildeki gibi kırıcı teleskop mikroskobu andırır. Fakat burada cisim sonsuzdadır. İlk mercek ve ikinci merceğin odak noktası çakışır ve bu durumda oküler basit bir büyüteç görevi yapar ve objektifin oluşturduğu görüntünün büyütülmüş, ters çevrilmiş görüntüsünü oluşturur. İki mercek birbirlerinin odak uzaklıklarının toplamı kadar ($f_0 + f_e$) uzağa yerleştirilir.



Şekil 6.3

Teleskopun büyütme oranı

$$M = -\frac{f_0}{f_e} \quad (6.4)$$

eşittir.

7. Laboratuarda Kullanılan Aletler

Güneş Işığı

Güneşten gelen beyaz ışık, çeşitli dalga boylarında bir seri renkli ışıktan oluşur. Beyaz ışık prizmadan geçirilerek kesiksiz bir yelpaze halinde kırmızı, turuncu, sarı, yeşil, mavi ve mor renkler elde edilir. Güneşten gelen elektromanyetik dalga yelpazesi sadece görünür ışık bölgesini içermez. Görünür ışık bölgesine yakın olan yakın mor ötesi ışınları ve yakın kızıl ötesi ışınları da içerir.

Yapay Aydınlatma

Güneşin olmadığı yer ve zamanlarda aydınlatma amacıyla kullanılacak ışık kaynaklarında (lambalar) aranan özellikler şunlardır:

- Üretilen Işığın miktarı (Akısı) [Lümen],
- Üretilen ışığın kalitesi ve rengi,
- Bu ışığı üretebilmek için harcadığı elektriksek güç [watt],
- Etkinlik faktörü (Üretilen ışık akısının harcanan elektriğe oranı [Lümen / Watt].

Tablo 7.1 Çeşitli lambaların ışık etkinlikleri

Lamba türü	Işık etkinliği (lm/W)
Akkor telli lambalar	8 – 16
Tungsten halojen lambalar	12 – 26
Fluoresant lambalar	45 – 100
Yüksek basınçlı cıva buharlı lambalar	36 – 60
Metal halinde lambalar	71 – 98
Yüksek basınçlı sodyum buh. lambalar	66 –142
Alçak basınçlı sodyum buharlı lambalar	100 –198

Akkor Telli (Flamanlı) Lambalar

Bir akkor telli lamba 3 bölümden oluşur. Bunlar; içerisinden akım geçerek ışık yayan tel, havası boşaltılmış bir cam balon ve lambaya gerekli elektrik enerjisini sağlayan vidalı lamba başlığı. Piyasada bulacağınız ampullerde akkor haline gelen tel genellikle Tungsten (Volfram) madeninden yapılır. Volframın elektriksel direnci küçük olduğundan lamba içerisinde telin boyunu uzatmak amacıyla tel helisel bir biçimde sarılır ve telin elektriksel direnci artırılır. Ampulün verdiği ışık ampule uygulanan gerilim (voltaj) ile direkt ilgilidir. Akkor telli lambalardaki flaman sıcaklığı 2000 derecenin üzerindedir. Akkor lambalar tek bir dalga boyunda ışıma yapmazlar. Gözümüzün algıladığı aralığın dışındaki dalga boylarında da ışıma yaparlar. Bir akkor lambadan çıkan ışımanın çoğunu göremeyiz. Ortaya çıkan enerjinin büyük

bölümü kızılötesi ışıındır ve bu ışıını göremesek de ısı olarak hissederiz. Görünür dalga boylarında yayılan ışıını, toplam ışıının yaklaşık %10'u dur.

Halojen Lambalar

Halojen lambaların çalışma prensipleri normal akkor telli lambalar gibidir. Cam tüp içerisinde akım geçirilerek kızdırılan ve ışıık yayan bir flaman bulunur. Fark şuradan kaynaklanır; camın içerisindeki dolum gazında bulunan halojen sayesinde flamanın sıcaklığı 2900 dereceye kadar yükseltilebilir. Böylece halojen ampul içerisindeki flamandan daha yüksek ve daha beyaz bir ışıık elde etmek mümkün olur. Halojenin yaptığı iş şu şekilde açıklanabilir. Yüksek ısı nedeniyle buharlaşan volfram ile gaz biçiminde bir bileşik oluşturur ve sıcak flamana geri döner. Bileşik içerisindeki volfram flaman yapışır ve açığa çıkan halojen ortama geri döner. Bu şekilde volframın buharlaşarak yok olmasının önüne geçilir. Verdikleri ışıık daha parlak ve beyazdır. Flamandan kopan volfram parçalarının camın iç yüzeyine yapışması halojen vasıtasıyla engellendiğinden camın iç yüzeyi temiz kalır.

Floresan Lambalar

Bir floresan lamba iki ucunda elektrotlar bulunan cam bir tüpten oluşur. Cam tüpün iç yüzeyi çok ince bir tabaka halinde fosfor ile kaplıdır. Ayrıca cam tüp içerisinde çok az cıva ve biraz da soygaz (örneğin Argon) bulunur. Tüpün her iki ucunda bulunan elektrotlara elektrik verildiğinde elektrotlar arasında bir gerilim farkı oluşur. Oluşan bu gerilim tüp içerisindeki cıvanın bir bölümünün sıvıdan gaz haline geçmesine neden olur. Ayrıca oluşan gerilim elektrotlardan birinden bir elektron koparıp büyük bir hızla tüp içerisinden diğer elektrota doğru hareket etmeye zorlar. Kopan ve yüksek hızla hareket eden elektronlar tüp içerisinde gaz halinde bulunan cıva atomlarıyla çarpışırlar. Çarpışma sonucu cıva atomları ışııma yaparlar. Ancak oluşan ışııma mor ötesidir ve insan gözü tarafından algılanamaz ve bu ışıığın aydınlatma yapabilecek görünür bir ışıığa dönüştürülmesi gerekir. Bu noktada, cam tüpün iç yüzeyine kaplanan fosfor tozu atomları devreye girer. Fosfor ışıığa maruz kaldığında, kendisi de ışıık veren bir maddedir. Cıva atomlarının yaptığı ışııma fosfor yüzey tarafından emilir ve insan gözünün algılayabileceği görünür bir ışıığa dönüştürür. Fosfor atomlarının yaydığı beyaz ışıık fotonlarının dalga boyu elektromanyetik yelpazenin görünür bölgesine denk geldiğinden, floresan lambalar da beyaz ışıık yayar. Ancak üreticiler, bazen fosforun farklı bileşimlerini kullanarak renkleri çeşitlendirirler. Floresan ampüllerin ışıık verebilmeleri için belirli bir gerilim gereklidir. Daha düşük gerilimlerde elektrotlardan elektron koparmak mümkün olmaz. Floresan lambaların yukarıdaki şekilde çalışabilmesi için starter ve balast adında iki adet ekstra ekipmana ihtiyaç vardır.

Işık Saçan Diyot (LED)

1962 yılında Amerikalı Nick Holonyak ilk 'Light Emitting Diode'u yarattı. Bu sistemin dayandığı ilke şuydu: Elektronlar küçük bir diyottan geçtiklerinde enerji düzeyleri değişip ışık oluştuyordu. O dönemde, ışık dalgasının uzunluğu diyotun bileşenlerine bağlı olduğundan kırmızı bir ışık ortaya çıkıyordu. Daha sonra sırasıyla turuncu, sarı ve yeşil LED'ler gündeme gelirken, 1993 yılında Japon Shuji Nakamura, galyum nitrürüne dayanan mavi bir LED buldu. Bu mavi LED beyaz ışığın önünü açtı. Beyaz ışık, teoride sayısız dalga uzunluğunu bir araya toplarken, gözümüz kolaylıkla aldanıp biri kırmızı, biri yeşil biri de mavi olmak üzere üç dalga uzunluğunu bir araya getirip beyaz ışık görmüş gibi oluyor.

Tungsten Flaman Lambalar

Görünür ve yakın IR bölgede 320-3000 nm arasında ışık yayar. Tungsten lambasının içinde bir miktar iyot veya brom buharı bulunursa lambanın ömrü artar ve bu lamba tungsten-halojen lambası olarak adlandırılır.

Hidrojen ve Döteryum Elektriksel Boşalım Lambalar

Ultraviyole bölgede en çok kullanılan lambalardır. Bu lambalar 180-380 nm arasında ışık yayar. Daha pahalı ve daha uzun ömürlü olan D2 lambasının yaydığı ışığın şiddeti H2 lambasına göre çok daha fazladır.

Xe ark Lambası

UV-görünür bölgenin tümünde (150-700 nm) kullanılabilecek şiddetli ve sürekli ışık kaynağıdır.

Cıva Buhar Lambası

Her iki bölgede ışıma yapabilen bir ışık kaynağıdır; sürekli spektruma ek olarak kesikli hatlar da içerir. Cıva lambası yeşilimsi mavi bir ışık verir; ışığın bileşiminde kırmızı yoktur. Bunu tamamlamak için, lambanın içine flüoresan bir kaplama yapılabilir. Flüoresan kaplama, istenmeyen morötesi ışınları soğurur ve kırmızı ışık olarak yeniden salar.

Sodyum Buharlı Lambalar

Genellikle düşük basınçlı türdendir. Tüp içinde, atmosfer basıncının yüzde biri basınçta neon gazı bulunur. Lamba sönmekten sodyum buhar halinde değildir; çünkü sodyum, 98°C nin altında katıdır. Neon fazla ışık vermemekle birlikte, düşük sıcaklıklarda da deşarjı sürdürebilir. Bu da tüpü, dolayısıyla da sodyumu ısıtmaya yeterlidir. Sodyumun toplam ısınma süresi 8-15 dakika arasındadır. Sodyum buharının ışığı, nerdeyse yalnızca tek dalgaboyu içerir (daha doğru bir deyişle, birbirine yakın iki dalgaboyundan oluşmuştur 589.0 ve 589.6 nm sarı ışık). Yüksek basınçlı lambalar, büyük bir güç yüklemesiyle çalışır. Böylece

sıcaklık ve basınç artırılarak, tayfin sarı bölümünün iki yanındaki renklere de ışım oluşturulur. Bu lambalardan elde edilen ışık, daha beyaz görünmektedir.

Lazer

Her atomun belli bir iç enerjisi olduğu ve bunu en alçak enerji durumunda bulundurma eğiliminde olduğu bilinmektedir. Bu, o atomun taban durumudur. Her atom taban durumundan daha yüksek enerjili başka durumlarda da bulunabilir. Taban durumun üstündeki bu durumlara **uyarılmış durumlar** denir.

Işığın bir çeşit atom sistemi üzerine düştüğünü düşünelim. Eğer gelen fotonun enerjisi yeterli ise bu foton atom tarafından soğurulabilir ve böylece atom uyarılmış duruma geçer. Uyarılmış bir atomun daha alçak bir duruma (taban durumu da olabilir) foton yayınlamak iki farklı biçimde geçebileceği Einstein tarafından ifade edilmiştir. Bunlardan birincisi atomun kendiliğinden enerji yayınlamak alçak enerji durumuna geçmesi, diğeri ise uygun frekanslı bir elektromanyetik ışınlama ile tetikleme yapılarak enerji yayınlanmasının sağlanmasıyla atomun alçak duruma geçmesidir. İkinci süreç, yani tetikleme ile geçiş sağlama uyarımla yayınlama olarak bilinir. Bu da lazerin çalışmasının esasıdır.

Yayımlanan fotonun, uyarma yapan ışınlama ile fazı, kutuplanması ve ilerleme doğrultusu aynıdır. Bu nedenle yayımlanan fotonun gelen fotonla aynı ışınlama kipinde olduğu ve gelen dalgaya katılarak akı yoğunluğunu artırma eğiliminde olduğu söylenir. Uyarılmış atomların kendiliğinden ışım yapmaları, uyarımla yayınlama yapmalarından daha olasıdır. Bu da şu soruyu akla getirir. Atomların çok büyük bir kısmını alt durumları boş bırakarak daha yüksek uyarılmış durumlarına çıkarırsak ne olur? Bu duruma **nüfus terslenmesi** denir. Bu durumda uygun frekansla gelen bir foton hepsi aynı fazlı olmak üzere uyarmalı fotonları bir çık oluşturacak şekilde tetikleyebilir. Böylece gelen ışın güçlenmiş olur ve böylece lazer elde edilmiş olur.

Lazeri diğeri ışıklardan farklı kılan özellikleri:

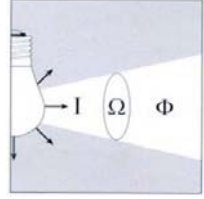
- a. Lazer ışığı, çok az dağılan bir ışın halindedir.
- b. Lazer ışığı, hemen hemen tek frekanstadır.
- c. Lazer ışığı olağanüstü güçlüdür.
- d. Lazer ışığını oluşturan elektromanyetik dalgalar birbirleri ile uyum içinde ilerlerler.

Lüksmetre

Işık kaynağından yayılan ışığın şiddetini hesaplamaya yarayan ölçü aletidir. Lüksmetreler en dışta ışık toplayıcı beyaz difüzör, içerisinde insan gözü duyarlılığını

yaratan yeşil renkli geçirgen bir optik filtre ve algılayıcı olarak göstergeli elektriksel yükselteç birimine bağlı bir silikon fotodedektörden oluşmaktadır.

Işık akısı; Işık akısı olarak, ışık kaynağından verilen ve spektral göz hassasiyeti ile değerlendirilen ışıyan güç adlandırılır. Basitçe, kaynak tarafından üretilen ışığın dalga paketlerinin (ya da kuantaların) toplam sayısının ölçüsüdür. Işık şiddeti (I), katı açıya verilen ışık akısı için bir ölçüdür. Birimi Lümen'dir [lm].



Işıksal aydınlık; Düşen ışıksal akının aydınlatılacak yüzeye olan oranını bildirir. Birimi Lux 'tür [lx]. Işıksal aydınlık, 1 lm değerinde ışık akısının 1m² yüzeye eşit yayılmış şekilde düştüğü durumda 1 lx değerindedir.



$$1 \text{ Lx} = 1 \text{ Lm/m}^2$$

(7.1)

Fotodiyot: Fotodiyotlar ters polarma altında kullanılırlar. Doğru polarmada normal diyotlar gibi iletken, ters polarma da ise n ve p maddelerinin birleşim yüzeyine ışık düşene kadar yalıtıcıdır. Birleşim yüzeyine ışık düştüğünde ise birleşim yüzeyindeki elektron ve oyuklar ortaya çıkar ve bu şekilde fotodiyot üzerinden akım geçmeye başlar.

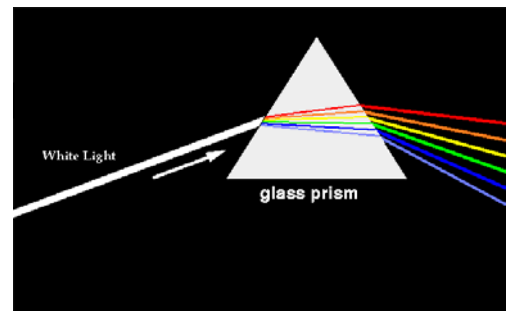
Kırınım Ağı: Birbirinden eşit uzaklıkta saydam olmayan kısımlarla ayrılmış aynı enli yarılardan oluşan sisteme kırınım ağı denir. Yarık genişliğini bulmak için saydam olan ve saydam olmayan bölgelerin uzunluğunun toplamı (yani kırınım ağının uzunluğu) o bölgedeki yarık sayısına bölünür. Örneğin 1mm de 40 yarık olan bir kırınım ağının yarık genişliği

$$d = \frac{1\text{mm}}{40} = 0.025\text{mm}$$

(7.1)

olarak bulunur.

Prizma: Prizmaların optikçe çok farklı rolleri vardır: demet ayırıcı, kutuplayıcı, girişimölçer olarak kullanılan prizma bileşimleri vardır. Bu çeşitliliğine rağmen, uygulamaların çoğunda prizmanın iki ana işlevinden biri kullanılır. Birincisi, çeşitli spektrum çözümleyicilerinde olduğu gibi ayırıcı alet olarak kullanılır. Yani çok renkli ışık demetindeki bileşen frekansları bir ölçüde ayırır. Prizmanın ikinci işlevi ise bir görüntünün yönelimini veya bir demetin ilerleme doğrultusunu değiştirmektir.

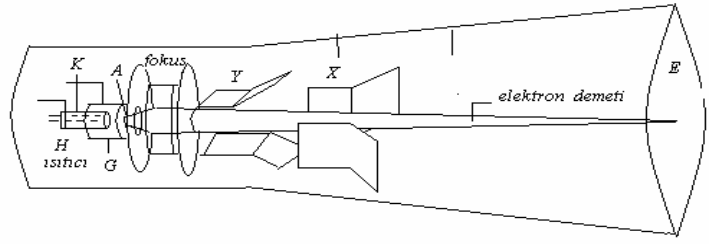


Şekil 7.1

Gonyometre Objelerin etrafında dönerek onların pozisyon açılarını mümkün olduğunca hassas ölçebilen bir aygıttır.

Osiloskop

Elektriksel büyüklüklerin ölçülüp değerlendirilmesinde en önemli araç olan **osiloskop** bir çok devre veya düzenden oluşur. Ancak **katot ışınlı tüp** en önemli kısımdır. Şekil 7.7’de basitleştirilmiş şeması



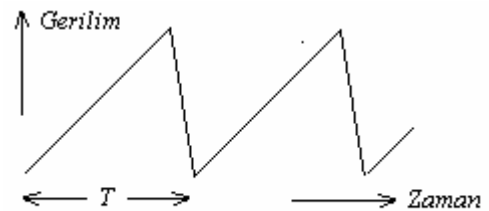
Şekil 7.2 Katot ışınlı tüp

verilen bu düzenin kabaca, havası boşaltılmış bir cam tüp içine yerleştirilmiş olan elektron kaynağı ile yatay ve düşey saptırıcı paralel levha çiftlerinden oluştuğu söylenebilir. Bu tüp içinde, tungsten tel sarımlarından oluşan *H ısıtıcısı*, silindir şeklindeki *K katodunun* sıcaklığını yükseltmeye yarar. Bu şekilde ısıtılan katot, *A anodunun* yüksek gerilimi ile hızlandırılan, elektronlar yayar. *F odaklama (fokus)* düzeni ile birbirlerine yaklaştırılan dolayısıyla yakınsak bir demet halindeki elektronlar, iç yüzü flüoresan veya fosforesan bir madde ile kaplanmış *E ekranı* üzerine düşerek ışıklı bir nokta veya benek (“spot”) oluştururlar. Ayrıca katot civarındaki *G ızgarası* (“grid”), katottan açığa çıkan elektron sayısını kontrol ederek, ekrandaki beneğin belirginliğinin ve parlaklığının istenildiği gibi oluşmasını sağlar. Bu şekilde oluşturulan elektron demeti yatay konumdaki *Y düşey saptırma plakaları* arasından geçerken bunlara uygulanan gerilimle düşey doğrultuda, aşağı veya yukarı sapabilir. Düşey konumdaki *X yatay saptırma plakaları* ile de yatayda sapma gerçekleştirilebilir. Bunun sonucu olarak da osiloskopa, eksenleri *X* ve *Y* olan klasik eğrilerin çizilebileceği, daha doğrusu görüntülenebileceği anlaşılabılır.

Osiloskop en çok elektriksel işaretlerin şekillerini görüntülemek ve bazı büyüklüklerini ölçmek amacıyla kullanılır. Bu görüntü zamana (*X* eksen) bağlı gerilim (*Y* eksen) şeklinde oluşur. Zaman eksen *zamanlayıcı* (“time base”) devresiyle oluşturulur. Bu devre Şekil 7.3’de görülen gerilimi zamanla doğru orantılı artan ve hızla başlangıç değerine dönen testere dişine benzer *süpürme gerilimi* üretir.

Ayrıca bu gerilimin *T* periyodunun veya frekansının, dolayısıyla zaman skalasının değiştirilmesine de olanak sağlar. Süpürme gerilimin katot ışınlı tüpün *X* plakalarına uygulanmasıyla ekrandaki ışıklı beneğin soldan sağa doğru hareketi sağlanır ve bu hareketin hızı da *T* periyodu ile ayarlanır. Bu gerilimle birlikte görüntülenmesi istenen elektriksel işaret de *Y* plakalarına uygulandığında ışıklı benek, bu iki gerilimin bileşkisi etkisinde sapar.

Örneğin, görüntülenmesi istenen işaret sinüs gerilimi ise, ışıklı beneğin yörüngesi de sinüs



Şekil 7.3 Süpürme gerilimi

eğrisidir. Buna karşılık Y plakalarına doğru gerilim uygulandığında pozitif levhaya doğru sapacak; süpürme geriliminin etkisiyle de yatay bir doğruyu izleyecektir.

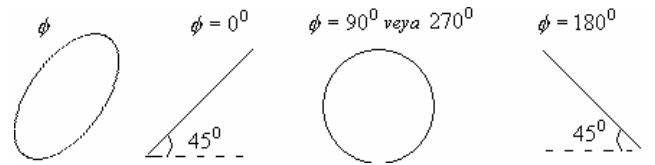
Işıklı beneğin hızını süpürme geriliminin T periyodu ile değiştirmek de mümkündür. Örneğin, bu periyot, kontrol düğmesi ile $100ms$ 'ye ($100ms/div$) ayarlandığında yatay doğrultuda on bölme içeren osiloskop ekranını ışıklı benek, soldan başlayarak yaklaşık bir saniyede kat eder. Bu değer küçültülürse (örneğin $20ms/div$) gerek gözün iki farklı görüntüyü peşpeşe ayırt edebilme özelliğinden; gerekse de fosforesansın bir süre daha devam etmesinden dolayı ekranda sabit bir şekil (örneğin DC gerilim için yatay bir doğru, sinüs gerilimi için sinüs eğrisi) görülür. İşte bu nedenle osiloskop, elektriksel işaretin dalga şeklinin sabit bir şekilde görüntülenmesini, dolayısıyla çeşitli büyüklüklerinin aynı anda ölçülmesini sağlar.

Lissajous Şekilleri:

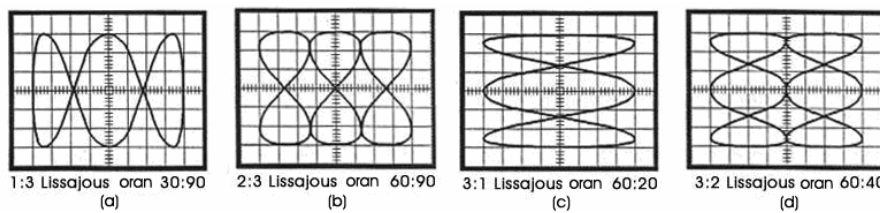
Bir elektriksel işaretin bir diğerine göre faz farkını veya frekanslarının oranını belirlemek için osiloskop ekranında oluşturulan ve **Lissajous şekilleri** olarak anılan görüntülerden yararlanılır. Eş frekanslı iki gerilim arasındaki faz farkını belirlemek üzere bunlar osiloskobun yatay ve düşey saptırma plakalarına uygulanırlar. Örneğin bu işaretler, aralarında ϕ faz farkı olan

$$v_x = V_x \sin \omega t \quad \text{ve} \quad v_y = V_y \sin(\omega t + \phi) \quad (7.2)$$

sinüs gerilimleri ise osiloskop ekranında, en genel halde Şekil 7.4'daki gibi bir elips görüntülenir. Buna karşılık $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ veya 270° ise düz çizgi veya daire görüntüleri elde edilir.



Şekil 7.4 Faz farkının Lissajous şekilleri



Şekil 7.5 Farklı frekanslı Lissajous şekilleri

Ancak plakalara uygulanan gerilimler eş frekanslı değilse oldukça karmaşık yapıda şekiller oluşur. Osiloskobun düşey saptırma plakalarına uygulanan sinüs geriliminin frekansı yatay saptırma plakalarına uygulananın $1/3$ 'ü ise Şekil 7.5-a'da görülen Lissajous şekli elde edilir. Buna karşılık $2/3$, 3 veya $3/2$ 'si olduğunda diğer şekiller oluşur.