

OPTİK

OPTİĞİN TARİHÇESİ

Optik, fiziğin bölümlerinden biri olarak ışığın özelliklerini ve madde ile etkileşimini inceler. Fiziğin bu dalı genelde geometrik optik ve dalga optiği olmak üzere iki bölümde ele alınır. Geometrik optik dört temel kanunu içerir: 1) Işık bircins ortamda bir doğru boyunca yayılır, 2) Işık ayna yüzeyinden yansır, 3) Işık farklı iki ortamın sınır yüzeyinde kırılır, 4) Kesişen ışık demetleri etkilenmeden yollarına devam ederler. Geometrik optiğin tarihi MÖ'ki yıllara dayanır.

Işığın yansınması, yayılması ve kırılmasıyla ilgili ilk çalışmalar Platon (MÖ 430), Aristo (MÖ 350), Euclide (MÖ 300) ve Ptolomey (MÖ 120) tarafından yapılmıştır. Ancak bunların kırılma konusunda ulaştıkları sonuçlar yanlıştır. Kırılma kanunu şimdiki bildiğimiz haliyle 16.yy da **Snell** tarafından bulunmuştur. Snell, **gelme ve kırılma açıları sinüsleri oranının belirli iki ortam için sabit** olduğunu söylemiştir. Kırılma kanunu formül olarak ilk defa **Dekart** tarafından ifade edilmiştir.

Işığın niteliği hakkında ilk düşünceler eski Mısır ve Yunan bilginleri tarafından ortaya konmuştur. Pisagor ve Euclide görme olayının, gözümüzden çıkarak cisimlere ulaşan "görme ışınları" ile ilgili olduğunu, Empedokl (MÖ 492) ise bunun tersi cisimlerden çıkarak göze gelen akımlarla ilgili olduğunu söylemiştir. Demokrite (MÖ 400) bu fikri daha ileriye götürerek görme olayının cisimlerden koparak göze çarpan ve atom olarak adlandırılan küçük taneciklerle ilgili olduğunu belirtmiştir. Aristo bu fikirlere karşı çıkmıştır. Ona göre ışık, gözle cisim arasındaki saydam ortam tarafından taşınarak görmeyi oluşturur.

8.yy'dan sonra arap bilginleri görme ve diğer optiksel olaylarla ilgili önemli çalışmalar yapmışlardır. Batı Avrupa'da **Algazen** (İbn-Al-Haysam) adı ile meşhur olmuş arap bilgini, görme olayını bu günkü haliyle açıklamıştır. Ona göre görme olayı, cisimlerden çıkarak (yansıyarak) gözümüze gelen ışınlarla oluşur. 12. Yy dan 17. Yy la kadar optik bilimiyle ilgili bir araştırma yapılmamıştır.

Işık hakkında gerçeğe uygun ilk teoriler (17.yy'ın sonunda) **Newton** ve **Huygens** tarafından ortaya atılmıştır. Newton ışığın **tanecik**, Huygens ise **dalga** niteliğine sahip olduğunu söylemiştir. Newton'a göre ışık, kaynaktan çıkan çok küçük ağırlıksız ve bircins ortamda doğru yolla sabit hızla yayılan esnek küreciklerden (korpüsküllerden) ibarettir. Işığın parçacık teorisi bir çok optiksel olayı kolayca açıklayabilmektedir. Bu olaylar; yansıma, kırılma ve dispersiyon (beyaz ışığın ortamdaki geçtikten sonra renklere ayrılması) şeklindedir.

Parçacık teorisinde, ışığı oluşturan parçacıklar bircins ortamda sabit hızla ve doğrular boyunca yayılır (bu Newton kanunlarıyla kolayca açıklanır). Mekanikten bilindiği gibi bir duvara çarpan esnek küreler gelme açılarında eşit açılarla yansır. İşte ışık tanecikleri için de bu böyledir, yani gelme açısı yansıma açısına eşittir (yansıma kanunu). Mekanikte parçacıklar farklı bir ortama geçtiğinde yollarını ve hızlarını değiştirirler. Buna benzer olarak ışık tanecikleri de farklı ortama geçtiğinde yollarını ve hızlarını değiştirir. Mekanikte bu farklı gravitasyon (kütle çekimi) dan kaynaklanmaktadır. Bu durumda ışık tanecikleri az yoğun ortamdaki çok yoğun ortama geçerken normale yaklaşarak kırılır ve kırılan ışığın hızı ortamın yoğunluğu ile artar. Yani ışık çok yoğun ortamda daha hızlı ilerler, ki bu yanlıştır.

Newton'dan birkaç yıl sonra Huygens, ışığı esnek bir ortamda yayılan bir dalgadır şeklinde tanımladı. Huygens'in teorisinin esasını kendi adını taşıyan "Huygens ilkesi" oluşturur. Bu ilkeye göre dalganın ulaştığı her nokta yeni bir kaynak gibi yarım küre yüzeyi şeklinde dalgalar yayar. Bu yeni dalgaların zarfı o an için dalga yüzeyini, bu yüzeye dik doğrultu da ışının yayılma doğrultusunu verir. Newton, ses dalgalarının yalnız esnek maddesel ortamlarda yayılabileceğini belirtmişti. Buradan yola çıkarak Huygens de ışığın boşlukta yayılabilmesi için **esir** (boşluğu doldurduğu varsayılan saydam madde) kavramını kabul etmek zorunda kalmıştır.

Dalga teorisi yansıma, kırılma ve dispersiyon olaylarını başarılı bir şekilde açıklayabilmektedir. Huygens'in dalga teorisi, Newton'un parçacık teorisinin açıklayamadığı kırılma olayını başarılı bir şekilde açıklayabilmektedir. Kırılma indisleri n_1 ve n_2 , ışığın bu ortamdaki yayılma hızları v_1 ve v_2

olan iki saydam ortamın sınır yüzeyinde gelen paralel bir ışın demeti için $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$

bağıntısı vardır. Burada α , gelen ışının normalle yaptığı açı, β ise kırılan ışının normalle yaptığı açıdır. Newton'a göre $n_2 > n_1$ olduğunda $v_2 > v_1$, Huygens'e göre $v_2 < v_1$ dir.

19.yy'ın başlarında **Young** ışıkla girişimi, **Frensel** ise kırınım olayını keşfederek, keşiflerini Huygens prensibini kullanarak açıklamaları Newton'un parçacık teorisine büyük darbe vurmuştur. Yine aynı yüzyılda **Frensel** ve **Aragon**'un ışığın kutuplanması ve kutuplanan ışığın girişimi üzerine yaptıkları araştırmalar ışığın **enine dalga** olması fikrini ortaya çıkarmıştır. Bu sonuç Newton'un ortaya attığı "esir" kavramını da zor durumda bırakmıştır. Çünkü enine dalgaların yayılması için

gerekli olan esir, katı cismin özelliklerine sahip olmalıdır. Bu durumda dalganın hızı da $v = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$ ile

tain edilir. Burada G-Makaslama modülü, ρ -ortamın yoğunluğudur. Işığın hızı çok büyük olduğundan, G çok büyük, ρ ise çok küçük olmalıdır. Esir kavramı için bu bir çelişkidir. Diğer yandan eğer esir varsa boyuna ışık dalgaları da olmalıdır, oysa boyuna ışık dalgaları yoktur.

Işık hakkında en önemli teorilerden biri 1865 de **Maxwell**'in ortaya koyduğu elektromanyetik teori olmuştur. Maxwell'in elektromanyetik teorisine göre ışık dalgalarının ortamda

yayılma hızı, $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n}$ dir. Burada $c=3.10^{10}$ cm/s ışığın boşluktaki hızı, n, ortamın kırılma

indisi, ϵ , ortamın dielektrik katsayısı, μ , ortamın manyetik geçirgenlik katsayısıdır. Daha sonraları Maxwell'in bu bağıntısının da kusurları ortaya çıkmıştır. Bu, dielektrik ve manyetik aktsayıların ışığın dalga boyuna bağlı olarak değişebilmesidir. Bu durum Lorent'in elektron teorisini kullanarak ortadan kaldırılabilmıştır.

19.yy'ın sonu 20.yy'ın başında yapılan bir çok deney esirin yokluğunu ortaya koymuştur. Esirin yokluğunu gösteren en önemli deneyler **Michelson-Morley**, **Fizeau** ve ışığın **aberasyon** deneyleridir. Lorent teorisi ışığın dispersiyon olayını çok iyi açıklasada onun da karşısına zor bir problem çıktı. Siyah cismin ışıması zamanı ışıma enerjisinin frekanslarına göre dağılımı Lorentz teorisi ile açıklanamamıştır. **Wien**, **Rayleigh**, **Jeans** vs bu sıkıntıyı ortadan kaldırmak istemişler, ancak başaramamışlardır. 20.yy'ın başlarında **Planck**, fizikte bir devrim yaratarak, bu problemi çözmüştür.

Planck **kuantum teorisi** denen bir teori ortaya koymuştur. Planck'a göre elektromanyetik ışıma sürekli değil, ışıma frekansı ile orantılı olan **enerji paketleri (kuantlar)** şeklinde yayınlanır; $E=h\nu$. Burada $h=6,62.10^{-27}$ erg.s Planck sabiti, ν ise ışığın frekansıdır. Planck teorisi klasik fiziğin ruhuna zıttır. **Einstein** sonraları plank teorisini daha da genişletmiş ve "ışığın hem kuantalar şeklinde yayılır, hem de kuantalar şeklinde soğurulur" şeklinde genişletmiştir. 1920'li yıllarda daha da geliştirilen kuantum teorisi, ışığın hem parçacık hem de dalga karakterine, yani ikili karaktere sahip olduğunu ortaya koymuştur. Işık dalga boyu büyük olduğunda daha çok dalga, küçük olduğunda ise parçacık gibi davranır.

Işık enerji akımı $I = \frac{cn}{4\pi} E^2$ bağıntısıyla verilir. Burada c, ışık hızı, n kırılma indisi, E ışık

dalgasının elektrik alan vektörüdür. Lazer ışınları oluşturulmadan önceki ışık kaynaklarının en büyük enerji akısı 10 W/cm^2 'yi geçmemekteydi. Bu akı $10-10^3 \text{ V/cm}$ değerindedir. Bu alan çekirdeğin valans elektronunun alanından (10^9 V/cm) oldukça küçüktür. Optik olaylardan sorumlu çekirdeğe zayıf bağlı bu valans elektronuna **optik elektronu** denmektedir. Enerjisi 10Joule olan lazer kaynaklarının ışık enerji akısı 10^{10} W/cm^2 ve daha büyük olabilmektedir. Görüldüğü gibi adi ışık kaynaklarının alanları **zayıf alan**, atomiçi alan ise **kuvvetli alandır**.

Zayıf ışık alanları ile oluşturulan optiksel olayların karakterleri ışının şiddetine bağlı değildir. Yani ışığın ortamda yayılması ortamın optik özelliklerini (kırılma indisi gibi...) değiştirmez. Böyle olaylara **lineer optik** olaylar, bu olayları inceleyen optiğe de lineer optik denir. Lineer optiğin temeli $\mathbf{P}=\kappa\mathbf{E}$ bağıntısı teşkil eder. Burada P ortamın dipol momenti, E ortama etki eden elektrik alan vektörü, κ ise ortamın makroskopik özelliğini karakterize eden kutuplanma katsayısıdır.

Çok sayıda deneylerden çıkan sonuçlar göstermiştir ki, akım şiddeti 10^8 W/cm^2 ve bundan büyük olan ışık demetleri, ortamın optik karekterini kuvvetli değiştirir. Bu nedenle karekteri ışıma şiddetiyle ilgili olan optik olaylarını inceleyen fizik bilimine **lineer olmayan optik** denir. Optiğin bu dalı 1962 yılından sonra hızla gelişmektedir...

GEOMETRİK OPTİK

FERMAT PRENSİBİ:

Geometrik optiğin bazı esas kanunları; bircins ortamda ışığın doğru yolla yayılması, iki ortamın sınırında ışığın kırılması ve ışığın yüzey sınırından yansması eskiden beri biliniyordu. Fakat ortamın kırılma indisi sabit kalmayıp sürekli değiştiğinde ortamda ışığın nasıl yayılacağı açıklanamıyordu. Bunun cevabı 17.yüzyılda Fransız fizikçi **Fermat** tarafından verilmiştir.

Fermat; **ışık bir noktadan diğerine bu iki nokta arasında mümkün olan yollardan en kısa olanı seçerek yayılır** prensibini ortaya koymuştur. Bu prensip, **en küçük zaman prensibi** ya da **en kısa yol prensibi** olarak da bilinir. Fermat prensibini tüm yüzeyler için genişleterek iki madde halinde verebiliriz:

- 1) Işığın gerçek yolu boyunca yayılması için gerekli olan zaman büyüklüğü, istenilen her hangi bir komşu yol boyunca yayılması için gerekli zamandan 2. derece küçük değer kadar farklıdır.
- 2) Işığın gerçek yolunda yolun uzunluğunun birinci türevi sıfıra eşittir.

Yolun optik uzunluğu denilince; **bircins ortamda ışık yolunun geometrik uzunluğunun, ışık yayılan ortamın kırılma indisi ile çarpımı olan büyüklüğü anlaşılır ve $L=nl$ olarak gösterilir.** Bu durumda ışığın boşlukta t sürede aldığı yol $l_0=c.t$, aynı sürede kırılma indisi n olan ortamda aldığı yol $l=v.t$ 'dir. Bu yolların oranı; $\frac{l_0}{l} = \frac{c}{v} = n$ olarak bulunur. Bir ortamda belirli bir l uzunluğunu gitmek için gereken süre, "zaman bakımından" buna eşdeğer olan $l_0=n.l$ yolunu katetmek için gereken süreye eşit olmalıdır. Bu nedenle (n.l) uzunluğuna **yolun optik uzunluğu** denir.

Işık yayılan ortam bircins olmadığında, yol öyle küçük parçalara bölünebilir ki, bu küçük parçalardan her birini bircins kabul etmek mümkün olur. Bu durumda yolun optik uzunluğu, $l = \sum_{i=1}^N n_i \Delta l_i$ şeklinde ifade edilebilir. Burada N, yolu böldüğümüz parça sayısıdır. Bu ifade de Δl_i

$=dl_i$ alınarak, $l = \int_A^B n.dl$ sürekli toplam şeklinde belirlenebilir. Bu durumda A,B yolları arasında geçen

süre $t = \int_A^B \frac{dl}{v} = \int_A^B \frac{n.dl}{c}$ dir. Bunun türevi "en küçük zaman prensibi"ne göre $dt = d \int_A^B \frac{dl}{v} = 0$ olmalıdır.

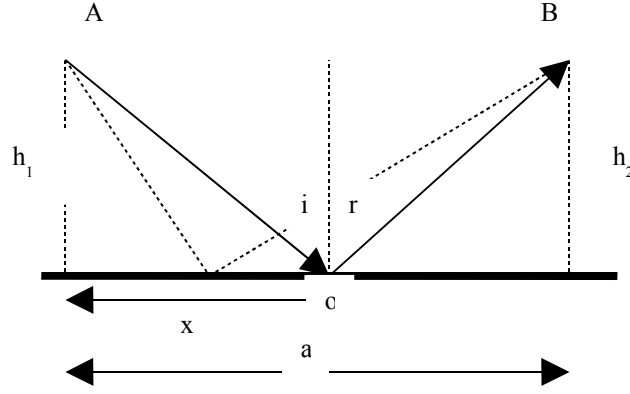
YANSIMA VE KIRILMA KANUNLARI:

Bir düzlem aynaya A noktasından gelip, O noktasından yansıyarak, B noktasına giden ışınları düşünelim. Bu durumda A-O-B arasında Fermat prensibi aşağıdaki gibidir. Optik yol

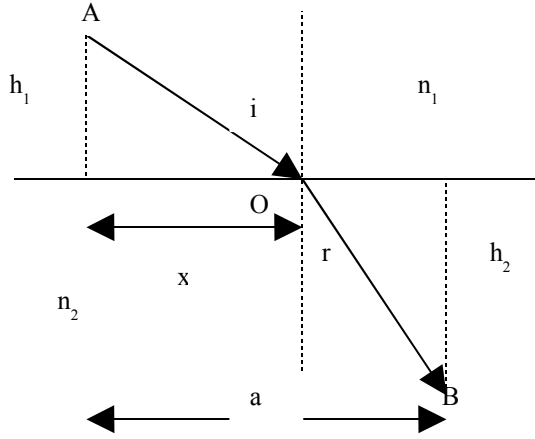
$t = \frac{AO}{v} + \frac{OB}{v} = \frac{1}{v} (\sqrt{h_1^2 + x^2} + \sqrt{h_2^2 + (a-x)^2})$ şeklindedir. Bunun birinci türevinden

$dt = \frac{1}{v} (\sin i - \sin r) = 0$ elde edilir. Bu durumda $\sin i = \sin r$, buradan da $i=r$ olmalıdır. Bu yansıma

kanunudur. Yani; **gelme açısı yansıma açısına eşittir.**



Kırılma indisi n_1 ve n_2 olan iki saydam ortamın düzlem arakesit yüzeyini göz önüne alalım. Birinci ortamdaki A noktasından çıkarak arakesit yüzeyine gelen AO ışını kırılarak ikinci ortamda OB doğrultusunda yayılır. Bu durumda Fermat prensibi aşağıdaki gibidir.



Işığın AB yolunu alması için gerekli zaman $t = \frac{1}{v_1} \sqrt{h_1^2 + x^2} + \frac{1}{v_2} \sqrt{h_2^2 + (a-x)^2}$ dır. Bu zamanın

türevi $dt = \frac{1}{v_1} \frac{x}{AO} - \frac{1}{v_2} \frac{a-x}{OB} = \frac{\sin i}{v_2} - \frac{\sin r}{v_2} = 0$ dır. Buradan da $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$ şeklinde kırılma kanunları bulunur.

YANSIMA VE KIRILMANIN BAZI ETKİLERİ:

1) GÜNÜN UZAMASI:

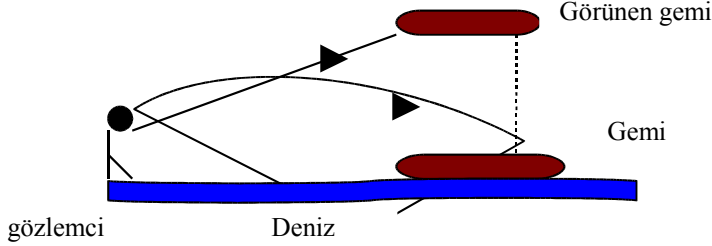
Atmosferdeki kırılmalar ve yansımalarından dolayı günler 7-8 dakika kadar uzar. Bu durum Fermat prensibi ile açıklanabilmektedir.

Yeryüzünden uzaklaştıkça atmosfer basıncı azalır. Bu azalma $P = P_0 e^{\frac{-mgz}{kT}}$ şeklindedir. Burada P_0 yeryüzünde, P yeryüzünden z kadar yükseklikteki basınç; m hava moleküllerinin ortalama kütlesi, g yer çekimi ivmesi, k Boltzman sabiti, T ise sıcaklıktır (K^0).

Yeryüzünden uzaklaştıkça basıncın azalmasına bağlı olarak havanın yoğunluğu ve bu sebepten kırılma indisi küçülür. Buna göre de gün doğarken ve batarken güneş ışınları doğru boyunca değil, atmosferin yoğun katmanlarında keskin eğilerek bu katlarda optik yolunu kısaltır. Cisimler her zaman, göze gelen ışın doğrultusunda görüldüğünden, güneş seherde doğmadan bir süre önce tez, batarken ise battıktan sonra bir süre geçinceye kadar görülür geç). Her iki olaydan dolayı gün 7-8 dakika uzar.

2)SERAP OLAYI:

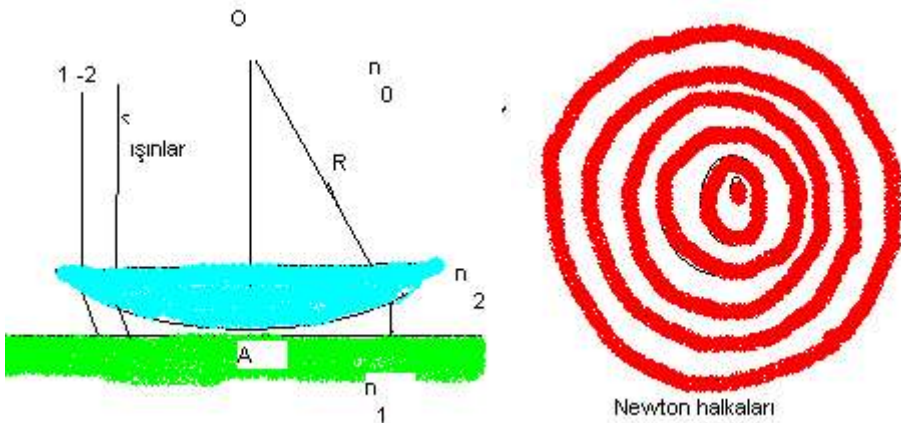
Yazın deniz suyunun yüzeyi üzerinde havanın sıcaklığı, biraz yüksektekinden nispeten küçük olur. Başka deyişle, deniz yüzeyinden uzaklaştıkça havanın sıcaklığı artar. Hava ısındıkça genişler ve bu sebepten havanın kırılma indisi küçülür. Böyle olunca, ışık havanın nispeten sıcak tabakalarında, soğuk tabakalara nazaran daha büyük hızla yayılır. Bu ise ışığın bir noktadan diğerine en küçük zamanı gerektiren eğri hatlı yol boyunca yayılmasına sebep olur. Yani yazın deniz yüzeyinde yüzen her hangi bir cisimden, örneğin bir gemiden gelen ışık ışınının yörüngesi eğri hat olur. Bu sebepten de gemi havada asılmış gibi görülür.



Sıcak yaz günlerinde asfalt yollar ısındığında, havanın sıcaklığı asfalt yüzeyine yakın yerlerde büyük olur ve asfalt yüzeyinden yukarıya doğru uzaklaştıkça sıcaklık azalır. Bu halde de, aynı sebepten dolayı, asfalt yol üzerinde "su" görülür. Su görünen yere yaklaştıkça onun yol olduğu anlaşılır. Aslında orada görülen su değil, "mavi gökyüzünün ısınmış asfalttaki görüntüsüdür". Bu olay sıcak çölde de olabilmektedir.

NEWTON HALKALARI

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 ışıkta maksimum gözlenen yerlerde geçen ışıkta

minumum gözlenir. Girişimde meydana gelen bu halkalara **Newton halkaları** denir. Bunlar ilk kez deneysel olarak **Hook** tarafından gözlenmiştir.

Düzgün paralel levha, mercek ve havanın kırılma indisleri sırasıyla n_1, n_2, n_0 alalım. 2 nolu ışının kırıldığı noktada hava tabakasının kalınlığı h ise, kırılan bu ışınlar arasındaki yol farkı, $\Delta d = 2hn_0 \cos r \pm \lambda / 2$ olur. Eğer $n_1 = n_2 > n_0$ ise $\lambda / 2$ pozitif işaretli olur. Hava için $n_0 = 1$ ve ışın dik geldiğinde $\cos r = 1$ olacağından, $\Delta d = 2h + \lambda / 2$ olur.

Şimdi de maksimum ve minimumların yarıçaplarını hesaplayalım. Bunun için, herhangi m . maksimuma uygun gelen hava katmanının kalınlığı h_m olsun. Bu durumda, $2h_m + \lambda / 2 = m\lambda$ olur. Burada $m = 1, 2, 3, \dots$ pozitif tamsayıdır. Bu durumda şekildeki üçgene Pisagor teoremi uygulanırsa $R^2 = (R - h_m)^2 + \rho_m^2$ olur. Merceğin R yarıçapı $h_m \ll R$ koşulunda halkanın yarıçapına

$$\rho_m = \sqrt{2Rh_m} \text{ olur. Bu durumda maksimumları oluşturan halkaların yarıçapları } \rho_m = \sqrt{R\lambda \left(m - \frac{1}{2}\right)}$$

bulunur. Minimumların yarıçapları ise $\rho_m = \sqrt{R\lambda m}$ olarak bulunur.

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.

IŞIĞIN ELEKTROMANYETİK TEORİSİ

Clerk Maxwell, 19. yüzyılın ikinci yarısında elektromanyetik alanların denklemlerini ortaya koyarak, ışığın dalga modeline çok önemli bir katkıda bulunmuştur. Bir cins ortam için Maxwell denklemleri şöyledir.

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \text{div } \vec{E} = 0, \quad \text{div } \vec{H} = 0$$

Burada E elektrik alan şiddeti, H manyetik alan yoğunluğu ($B = \mu H$), ε ortamın elektriksel geçirgenlik sabiti, μ ortamın manyetik geçirgenlik sabiti, c ışığın boşluktaki hızıdır. $\text{rot } E = \nabla \times E$, $\text{div } E = \nabla \cdot E$ şeklinde vektörel ve skaler çarpımı ifade eder. $\nabla = (\partial/\partial x)i + (\partial/\partial y)j + (\partial/\partial z)k$, ki burada i, j, k birim vektörleri; $\partial/\partial x \dots$ kısmi türevleri göstermektedir.

Buna göre elektromanyetik dalgalarla ilgili şu sonuçlara ulaşılabılır;

1) Elektromanyetik alan elektromanyetik dalga şeklinde $v = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$ hızı ile yayılır. Boşlukta $\varepsilon = \mu = 1$

olup, dalga $v = c$ hızıyla yayılır.

2) Elektromanyetik dalgalar eninedir. Yani ışık alanının elektrik ve manyetik alan bileşenleri yayılma doğrultusuna diktir ($\vec{v} \perp \vec{E}, \vec{v} \perp \vec{H}$).

3) Düzlem elektromanyetik dalganın E ve H bileşenleri birbirine diktir. Bu vektörlerin yönü sağ-el kuralıyla bulunabilir.

4) İlerleyen düzlem monokromatik (tek renk) dalgada E ve H vektörleri aynı fazda titreşirler. Yani, onlar uzayın belirli bir noktasında aynı anda maksimum ve de minimum değerler alırlar.

Bir cins ortamda yayılan elektromanyetik dalgaların (örneğin ışığın) dalga denklemleri

$$\text{Maxwell denklemlerinden elde edilir. Bunlar; } \nabla^2 \vec{E} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \text{ ve } \nabla^2 \vec{H} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \text{ şeklindedir.}$$

Bu denklemler belirli bir \vec{r} istikametinde ve onun aksi ne yayılan elektromanyetik dalgaları temsil eder. Bunların çözümü $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$ ve $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$ şeklindedir. Burada k dalga sayısını temsil eden vektör olup, $k = 2\pi/\lambda$ şeklinde dalga sayısına bağlıdır.

Esnek dalgalarda olduğu gibi elektromanyetik dalgaların yayılması da enerjinin taşınması ile ilgilidir. Taşınan bu enerjiyi hesaplamak için enerjinin hacim yoğunluğunu bilmek gerekir.

Elektromanyetik alan enerjisinin hacim yoğunluğu $W = \frac{\epsilon}{8\pi} E^2 + \frac{\mu}{8\pi} H^2$ şeklindedir.

Elektromanyetik dalgaların taşıdığı enerjiyi; akıma dik olarak yer alan birim yüzeyden birim zamanda geçen enerji değerine eşit olan ve enerji akım yoğunluğu olarak adlandırılan bir büyüklükle temsil etmek yararlıdır. Değeri enerji akımı yoğunluğuna eşit olup, dalganın yayılma doğrultusunda yönelen vektöre **enerji akısı yoğunluğu vektörü** denir. Bu vektör ilk defa 1884 yılında elektromanyetik dalgalar için Poynting tarafından kullanıldığı için, adına **poynting vektörü** denmiştir.

Elektromanyetik dalga için poynting vektörü $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \cdot \vec{H}]$ şeklindedir. İzotropik ortamlarda S vektörünün yönü ışığın yayılma doğrultusunu gösterir. Yapılan bir çok deney, ışık madde etkileşiminde elektrik alan vektörünün etkisinin çok daha fazla olduğunu göstermiştir. Bu durumda poynting vektörü ışık enerjisinin taşınma hızına bağlı olarak $S=v.W$ şeklinde yazılabilmektedir. Enerji akımı yoğunluğu zamana göre büyük hızda değiştiğinden (yaklaşık 10^{14} sn^{-1}) gözümüz, akım yoğunluğunun zamanla değiştiğini inceleyemez. Gözümüzün algıladığı enerji akımı, etkileşim süresince ki ortalama değerdir. Bu değer $\vec{S} = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon} E_0^2 = I$ şeklinde olup, optikte

ışık şiddeti olarak adlandırılır.

Şimdi bir cins ortamda tekrenk düzlem dalgayı ele alalım. Bu dalganın hızı $v=c/\sqrt{\epsilon\mu}$ şeklindedir. Bu hızın aynı fazlar yüzeyinin (dalga cephesinin) hareket hızı olduğunu kolayca belirtmek mümkündür. Aynı fazlı düzlem denklemi $\omega(t - x/v) = \text{sabit}$ şeklindedir. Buradan türev

alınarak, tekrenk dalganın **faz hızı**; $v_f = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T}$ olarak bulunur. Aynı zamanda **faz hızı**, $v_f=c/n$ bağıntısından da bulunabilir. Burada n ortamın kırılma indisidir. **Michelson**, su için kırılma indisini $c/v=1,33$ hesaplamıştır, ki bu deneyle uyumludur. Fakat karbon-sülfür (CS_2) için Michelson'un bulduğu teorik sonuç $c/v=1,76$, deneysel sonuç ise 1,64 dır. Bu uyumsuzluk dey hatası değildir. **Rayleigh** bu uyumsuzluğu inceleyerek; faz hızının sadece tekrenk ışığı karakterize ettiğini belirtmiştir.

Gerçekte tekrenk dalga hemen hemen yoktur. Atomlar, sonsuza kadar devam eden tekrenk dalga yayınlamaz. Onlar belirli zaman süresinde ışık parçası (**dalga paketi**) yayınlamalıdır. Bu tür ışık parçası sonsuz zaman süresinde yayınlanan tek renk dalganın sonlu Δt süresindeki kısmıdır. Yayınlanmanın süresi Δt , toplamı oluşturan harmonik titreşimlerin $\Delta\omega$ açısal frekans genişliğini belirgin eder. Bu durumda $\Delta t \cdot \Delta\omega = 2\pi$ olur. Bu bağıntıda görüldüğü gibi dalga paketinin genişliği; atomun ışımaya süresi, yani dalga paketinin devam süresi ile ters orantılıdır. Dalga paketinin şekli harmonik bileşenlerin **genlikleri, frekansları ve fazları** ile belirlenir.

Monokromatik (tekrenk) dalganın yayılma hızı frekansa (dalga boyuna) bağlı değilse bu ortamlara **dispersiyon oluşturmeyen ortamlar** denir. Örneğin, boşluk dispersiyon oluşturmeyen ortamdır. Yayılma hızının frekansa bağlı olduğu ortamlara ise **dispersiyon oluşturan ortamlar** denir. Böyle ortamlarda dalga parçasının (paketinin) şekli zamana bağlı olarak değişir. Dalga paketinin yayılma hızı onu oluşturan monokromatik bileşenlerin faz hızlarından farklıdır. Bu nedenle dalga paketi, onu oluşturan bileşenlerden hiç birinin faz hızı ile karakterize edilemez. Bu durumda dalga paketinin yayılma hızı **grup hızı** denilen kavramla karakterize edilir.

$E_1=E_0\cos(\omega_1t-k_1x)$ ve $E_2=E_0\cos(\omega_2t-k_2x)$ alanlarının üst üste gelerek bir dalga paketini oluşturduğunu düşünelim ($E=E_1+E_2$). Bu durumda ω ve k 'nin ortalama ve modüle edilmiş değerleri; $\omega_{or}=(\omega_1+\omega_2)/2$, $k_{or}=(k_1+k_2)/2$, $\omega_{mod}=(\omega_1-\omega_2)/2$, $k_{mod}=(k_1-k_2)/2$ şeklinde olur. Bu durumda toplam alan $E(x,t)=G(x,t)\cos(\omega t-kx)$ olur. Burada $G(x,t)$ dalga paketinin **modüle edilmiş** genliğidir. Modüle edilmiş G genliği dalga grubunu karakterize eder. Bu nedenle dalga grubunun yayılması,

uygulanmış genliğin belirli bir değerinin taşınma hızı ile karakterize edilebilir ki, bu hız dalganın **grup hızı** denir ve $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ olarak gösterilir.

Faz ve grup hızlarını birbirine bağlayan $v_g = v_f - \lambda \frac{dv_f}{d\lambda}$ **Rayleigh bağıntısı** vardır. Faz hızının dalga boyuna bağlılık durumuna göre Rayleigh bağıntısı şöyle yorumlanabilir:

1) $\frac{dv_f}{d\lambda} > 0$ yani dalga boyu büyüdükçe faz hızı da büyür. Bu durumda $v_g < v_f$ olur. Dalga boyunun büyümesi kırılma indisinin küçülmesine sebep olur. Bu olay **normal dispersiyon** olarak adlandırılır.

2) $\frac{dv_f}{d\lambda} = 0$ yani faz hızı dalga boyuna bağlı değildir. Bu durumda $v_g = v_f$ dir. Faz hızı boşlukta ve bazı çok zayıf dispersiyon oluşturan ortamlarda (mesela su ve hava) dalga boyuna bağlı olmaz.

3) $\frac{dv_f}{d\lambda} < 0$ yani dalga boyunun büyümesi ile faz hızı küçülür. Bu durumda $v_g > v_f$ olur ve bu olaya **anormal dispersiyon** denir.

Daha önce CS₂ örneğini vererek bunun kırılma indisinin teorik ve deneysel değerleri arasındaki farklılıktan söz etmiştik. Böyle bir ortam normal dispersif ortamdır ve $v_g < v_f$ dir. Enerji grup hızıyla taşındığından, ışık hızı direkt ölçüldüğünde enerjinin taşınma hızı, yani grup hızı ölçülmüş olur. Michelson'un belirlediği CS₂'nin kırılma indisindeki fark da bu nedenledir. Yani, ışık hızı doğrudan ölçüldüğünde faz hızı değil, grup hızı bulunur. Kırılma indisi ise grup hızına bağlı olmayıp yalnız faz hızına ($n=c/v_f$ ifadesi ile) bağlıdır.

FOTOELEKTRİK, ELEKTROOPTİK ve MAGNETOOPTİK OLAYLAR

1) FOTOESNEKLİK:

Zeebek (1813) ve Brewster (1815) saydam izotrop maddelerin mekaniksel şekil değişimi halinde çift kırılma oluşturduğunu gözlemişlerdir. Oluşan bu optik anizotropiye dolaylı olarak meydana gelen normal ve anormal ışınların, ortamın (n_0-n_e) kırılma indisleri farkı ile karakterize edilmesi kabul edilmiştir. Bir eksenli mekaniksel şekil değişim sonucu meydana gelen anizotropiye, uygulanan mekaniksel gerginlikle doğru orantılı, yani; $n_0-n_e=g.\sigma$ olduğu deneylerle gösterilmiştir. Burada g , şekli değişen maddenin karakteristik katsayısıdır. $\sigma=F/S$ şekil değişimi olmadan önce maddenin birim yüzeyine dik etkiyen kuvvet olup gerginlik olarak adlandırılır. n_e uygulanan kuvvetin yönünde, n_0 ise buna dik doğrultuda maddenin kırılma indisidir. Görüldüğü gibi kuvvet uygulanan cisim, kendi optik ekseninin yönünde, uygulanan kuvvet ile üst-üste gelen bir eksenli kristal gibi gösterir. Kuvvet etkiyen cisimden çıkan ışık eliptik kutuplanmış olduğundan onu araştırmak için K düzenleyicisi kullanılır.

Maddenin kalınlığı L ile gösterilirse, ondan çıkan normal ve anormal ışınlar arasındaki fazlar farkı $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_0 - n_e)L = \frac{2\pi}{\lambda}gL\sigma$ ile hesaplanır. Maksimum ve minimumların durumu da bu ifade ile belirtilir. Fotoesneklilik düzeneği ile beyaz ışıkta gözlem yapılırken, n_0-n farkı dalga boyuna bağlı olduğuna göre, şekil değişimi sonucu olarak anizotrop olan cisim değişik renklerde görülür. Renklerin dağılımı madde içinde gerginliğin dağılımına uygun olacaktır.

Yapay olarak meydana getirilen bu çift kırılma, saydam cisimlerde şekil değişimini incelemek için kullanılır. **Fotoesneklilik** diye adlandırılan bu yöntemin bilim ve teknolojinin değişik alanlarında deniş uygulamaları vardır. Fotoesnekliliğin en büyük uygulamalarından biri, optik camların hazırlanma işleminde oluşan gerginliğin dağılımının incelenmesi yanında aynı zamanda geriye kalan gerginliklerin de incelenmesidir.

Yapay çift kırılma, hız gradientinin oluşması ile sonuçlanan sıvı akımında da gözlenebilir.

2) LİNEER ELEKTROOPTİK OLAY (POKKELS OLAYI):

Ortamın kırılma indisi uygulanan statik elektrik alanının etkisi ile de değişebilir. Kırılma indisinin böyle değişmesi **elektrooptik olay** olarak adlandırılır. Maddenin kırılma indisinin değişmesi uygulanan alana lineer bağlı olduğunda gözlenen olay, **lineer elektrooptik olay** diye adlandırılır. Bu olay ilk defa **Pokkels** tarafından gözlemlendiğinden Pokkels olayı olarak bilinir.

Pokkels olayını açıklamak için dispersiyon denklemine sabit elektrik alan da (E_{st}) dahil edilir. Bu durumda elektronun hareket denklemi , $E(\omega)=E_0.e^{i\omega t}$ olmak üzere, $\ddot{\vec{r}} + \gamma\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \frac{e}{m}[\vec{E}(\omega) + \vec{E}_{st}]$ şeklindedir. Bu denklem harmonik olarak çözülerek Pokkels olayı açıklanabilir. Statik elektrik alanı ile rezonans frekansının karesinin değişimi arasında $\Delta(\omega_0^2) = -2\beta \frac{e\vec{E}_{st}}{m\omega_0^2}$ bağıntısı elde edilir. Burada β , geri-çağırıcı kuvvetle ilgili bir sabittir. Bu değişim hem kırılma, hem de soğurma katsayılarının uygun değişimine sebep olur.

Soğurma saçağından uzakta kırılma indisi gerçek değerdedir. Bu durumda, kırılma indisinin değişmesi, statik elektrik alan şiddeti ile doğru orantılıdır,

$$\Delta n = \frac{4\pi N_1 e^3 \beta}{m^2 \omega_0^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2} E_{st} .$$
 Pokkels'in elektrooptik olayının mahiyeti de budur.

Kristal içinde yayılan ışık dalgasının kırılma indisinin, kristale uygulanan elektrik alana bağlılığı; ışığı modüle etme işinde pratik öneme sahiptir. İki çapraz kutuplandırıcı arasına yerleştirilmiş anizotrop kristal, değişen elektrik alan etkisine maruz kalınca, kristal ışık modülatörü gibi davranır. Böyle bir sistem **Pokkels hücresi** olarak adlandırılır. Basit bir Pokkels hücresinde fazlar farkı ile kırılma indisleri farkı arasında $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n$ şeklinde yazılabilir. Burada L , uygulanan elektrik alana dik kristalin boyu, λ ise kristal içinde ışığın dalga boyudur.

Pokkels hücresi lazer sistemlerinde optik anahtar olarak kullanılır. Lineer elektrooptik olayı; yalnız simetri merkezi olmayan kristallerde yani **pioze kristallerde** gözlenir.

3) KARESEL ELEKTROOPTİK OLAY (KERR OLAYI):

Yapılan deneysel çalışmalar, simetri merkezine sahip olan kristallerde, uygulanan dış elektrik alan şiddetinin karesine bağlı olan değerlerde, karesel elektrooptik olay diye adlandırılan bir olayın gözlemlendiğini göstermiştir. Bu olay 1875 de ilk defa Kerr tarafından gözlemlendiğinden **Kerr olayı** diye adlandırılır.

Kırılma indisinin değişimini bu halle de lineer elektrooptik olayda olduğu gibi hesaplamak mümkündür. Fakat burada lineer optikteki halden farklı hal vardır. Bu halde elektronun geri-çağırıcı kuvvetinde βq^2 terimi yerine $\beta_1 q^3$ terimi alınır. Burada q yer değiştirme değişkenidir. Bu değişiklik rezonans frekansının ve ona göre de kırılma indisinin uygun değişmesine bizi götürür.

Kerr olayında kırılma indisleri farkı $n_e - n_o = bE^2$ şeklinde elektrik alana bağlıdır. Burada b , orantı sabitidir. Işının incelenen objekt içindeki yolun uzunluğu L ile gösterilirse, normal ve anormal ışınlar arasındaki fazlar farkı; $\Delta\varphi = 2\pi BLE^2$ olur. Burada $B = b/\lambda$ değeri sabit büyüklük olup, **Kerr parametresi** olarak adlandırılır.

Değişik maddeler için Kerr parametresi, hem değer hem de işaret bakımından farklı olabilir. Belirli bir madde için Kerr parametresi sabit bir büyüklük olmayıp, maddenin sıcaklığına ve geçen ışığın dalga boyuna bağlı olarak değişir.

Kerr olayının teorisi; polar olmayan maddeler (gaz ve sıvı) için 1910 da **Lanjeven** tarafından, polar maddeler için ise, 1916 da **M.Born** tarafından verilmiştir. Bazı sıvılar için Kerr

parametresi (cgs birimleriyle): nitro benzol $\rightarrow 2.10^{-5}$, klor benzol $\rightarrow 10.10^{-7}$, su $\rightarrow 5.10^{-7}$, Benzol $\rightarrow 0,5.10^{-7}$, karbosülfid buharı $\rightarrow 3,6.10^{-10}$, nitrobenzol buharı $\rightarrow 2,7.10^{-10}$, azot $\rightarrow 0,4.10^{-10}$.

Dış elektrik alanı ile izotrop sıvı anizotrop özellik kazanabilir. Dış alan kaldırıldığında sıvının yapay anizotropluğu aniden kaybolmaz. Dış anal etkisi ile dipollerin kısmen düzene girmesi sonucu olarak yapılmış izotropluk, alan etkisi kalktıktan sonra, ısı hareketinin yönelmeye karşı bozucu etkisi ile belirli bir zaman süresi içinde kayıp olur. Gereken bu zaman süresi **rölaksasyon (sakinleşme)** süresi olarak adlandırılır. Rölaksasyon zamanı değerce küçüktür (yaklaşık 10^{-8} , 10^{-9} saniye). Bu değer sıvının yapısına bağlıdır. uygun düzenekle elektrooptik devrelerde Kerr hücresi optik anahtar olarak kullanılabilir.

Kerr hücresi lazer tekniğinin “çok büyük enerjili pulsların” oluşması içinde de kullanılır. Kerr hücresi kullanılarak çalışma maddesi katı cisim olan lazerden 10^{-8} saniye süresinde 10 joule ve daha büyük enerjili ışık pulsu (atması) almak mümkündür. Bu ışımada güç 10^9 watt'dan daha büyük olur.

4) MAGNETOOPTİK OLAYLAR:

Magnetik alan etkisiyle ortamın optik özellikleri değişir. Bu tür olaylar **magnetik optik olay** olarak adlandırılır. 1846 da Faraday boyuna manyetik alan ile optik faal olmayan maddelerde kutuplanma düzleminin dönmesini gözlemiştir. Burada manyetik alan etki ettiği ortamın özelliklerini değiştirme rolündedir. Bu ise kutuplanma düzleminin dönmesi olarak bilinen **Faraday olayıdır**.

1896 da Zeeman manyetik alan etkisiyle spektrum (tayf) çizgilerinin yarılmasını (bir çizginin iki ve daha çok çizgiye yarılmasını) gözledi. Manyetik alanda bu yarılma olayı **Zeeman olayı** olarak bilinir. Gözlem; manyetik alan doğrultusunda (boyuna olay) ve ona dik doğrultuda (enine olay) yapılmıştır. Manyetik alan yokken frekansı w olan tayf çizgisi manyetik alan etkisiyle gözlenme doğrultusuna bağlı olarak değişik sayıda ve değişik karakterli çizgilere yarılr. Gözlem, manyetik alan doğrultusunda yapılırsa w frekanslı tayf çizgisi, frekansları $w-\Delta w$ ve $w+\Delta w$ olan iki çizgiye (dublet), manyetik alana dik doğrultuda yapıldığında ise frekansları $w-\Delta w$, w ve $w+\Delta w$ şeklinde üç çizgiye (triplet) yarılr. Bu yarılma biçimine **normal yarılma** veya **normal Zeeman olayı** denir. Normal Zeeman olayı elektron teorisi bakımından ilk defa **Lorents** tarafından izah edilmiştir. Bundan dolayı 1903 de Nobel ödülü Zeeman'la birlikte ona da verilmiştir.

Normal yarılma basit (singlet) çizgilerde gözlenir. Fakat spektral çizgilerin büyük çoğunluğu karmaşık yapıya sahiptir, yani multipluttur (çoklu-yapı). Multiplet yapı; elektronun yüke sahip olması yanında, manyetik momente de sahip olması ile ilgilidir. Uygulanan manyetik alan multiplere etkideğinde yarılma daha da karışık olur. Böyle yarılmalar **anormal Zeeman olayı** olarak adlandırılır.

Normal Zeeman olayında elektronun hareket denklemi $\ddot{\vec{r}} + w_0^2 \vec{r} = \frac{e}{mc} [\vec{v} \cdot \vec{H}_0]$ şeklindedir.

Burada manyetik alan $H_x=H_0$, $H_y=H_z=0$ dir. Hareket denklemi x , y ve z koordinat değişkenleri

türünden üç denklemden oluşur. Bunlar; $\ddot{x} + w_0^2 x = 0$, $\ddot{y} + w_0^2 y + \frac{eH_0}{mc} \dot{z} = 0$, $\ddot{z} + w_0^2 z - \frac{eH_0}{mc} \dot{y} = 0$

şeklindedir. Bu denklem siteminden birincisinde H_0 doğrultusunda w_0 frekanslı harmonik titreşim, ikinci ve üçüncüde ise manyetik alana dik doğrultuda w frekanslı salınımlar oluşur. $y=y_0.e^{iwt}$ ve

$z=z_0.e^{iwt}$ iken y/z eşittir, yani $(w_0^2 - w^2)^2 = \left(\frac{eH_0 w}{mc}\right)^2$ dir. Bu denklemin dört çözümünden pozitif

olan ikisi alınır ve $\frac{eH_0}{2mc} \ll w_0$ yaklaşımı kullanılırsa, frekanslar için (y ve doğrultularında)

$w_1 = w_0 - \frac{eH_0}{2mc}$ ve $w_2 = w_0 + \frac{eH_0}{2mc}$ bulunur. Buradan da frekans kayması $\Delta w = \frac{eH_0}{2mc}$ olarak

bulunur. Anormal Zeeman olayı ise ancak kuantum mekanik teori ile açıklanabilmektedir. Zeeman olayı atom ve molekül fiziğinde bir çok uygulama alanı bulmaktadır.

Deneysel gerçekler göstermiştir ki; işığın yayılma doğrultusuna dik yönelmiş manyetik alanın etkisi altında Kerr olayına benzer bir olay gözlenir. Bu halde oluşan optik anizotropluk $n_e - n_o = D.H_0^2$ şeklinindedir. Bu olay **Cotton-Mouton olayı** olarak adlandırılır.

Mehmet TAŐKAN

KAYNAK:

- 1)** GOCA, Niftali, Prf Dr., eviren: ÇAKIR, Celal, Yrd Doç Dr., “**OPTİK**”, Aktif Yayınları, 2000, Erzurum.
- 2)** CRAWFORD, Frank S., eviri Editörü: NASUHOđLU, Rauf, Prf Dr., “**TİTREŐİMLER VE DALGALAR**”, California Üniversitesi-Berkeley., Güven yay.
- 3)** AYGÜN, Erol, Prf Dr., ZENGİN, Mehmet, Doç Dr., “**ATOM VE MOLEKÜL FİZİğİ**”, Ankara niversitesi yay, 1992, Ankara.
- 4)** HALLİDAY, David, Prf Dr., NESNİCK, Robert, Prf Dr., “**PHYSİCS**” Part-2, Tokyo Üniversitesi, Toppan yay.