

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YARIİLETKEN NANOKRİSTAL YAPILAR İÇEREN CAM
MALZEMELERİN KIRILMA İNDİSLERİNİN
İNTERFEROMETRİK YÖNTEMLERLE BELİRLENMESİ**

Fizikçi Ekrem SINIR

**FBE Fizik Anabilim Dalında
Hazırlanan**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Doç. Dr. M. Hikmet YÜKSELİCİ (YTÜ)
İkinci Tez Danışmanı : Prof. Dr. Rabia İNCE (YÜ)

İSTANBUL, 2006

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ	iv
KISALTMA LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
ÇİZELGE LİSTESİ	vii
ÖNSÖZ.....	viii
ÖZET	ix
ABSTRACT	x
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL ALTYAPI.....	4
2.1 Bir Kuantum Noktasının Enerji Düzeyleri	4
2.2 Girişim Olayı	7
2.2.1 Işığın Dalga Doğası ve Kırılma İndisinin Tanımı	7
2.2.2 Işık Şiddeti	9
2.2.3 Girişim	9
2.2.4 Girişimölçerler (İnterferometreler)	12
2.3 Işığın Soğurulması	17
2.4 Kırılma İndisinin Kökeni	18
3. DENEY DÜZENEĞİ.....	23
3.1 Optik Soğurma Spektrumu Deney Düzeneği	23
3.2 Michelson Girişimölçeri Deney Düzeneği	23
4. NUMUNELERİN HAZIRLANMASI.....	25
5. OPTİK SOĞURMA SPEKTRUMLARI.....	26
5.1 CdSe Katkılı Numunelerin Optik Soğurma Spektrumları	26
5.2 CdTe Katkılı Numunelerin Optik Soğurma Spektrumları.....	27
5.3 Kuantum Noktalarının Yarıçaplarının Belirlenmesi.....	28
5.3.1 CdSe Kuantum Noktalarının Yarıçapları	28
5.3.2 CdTe Kuantum Noktalarının Yarıçapları	29
6. KIRILMA İNDİSİ ÖLÇÜMLERİ.....	31
6.1 Kırılma İndisi Ölçüm Yöntemi	31
6.2 Kırılma İndisi Ölçüm Sonuçları	36
6.3 Kırılma İndisi Ölçüm Yönteminin Test Edilmesi.....	40

7.	TARTIŞMA ve SONUÇ	43
	KAYNAKLAR.....	46
	ÖZGEÇMİŞ.....	47

SİMGE LİSTESİ

$E_{1,0}$	Birinci eksiton enerjisi
E_g	Yarıiletken yasak enerji aralığı
$\hbar$	Planck sabiti bölü 2 pi
H	Hamiltoniyen operatörü
I	Işık şiddeti
j_l	Küresel Bessel fonksiyonu
k	Işığın dalgasayısı
m	Saçak sayısı
m_e^*	Elektron etkin kütlesi
m_h^*	Delik etkin kütlesi
n	Kırılma indisi
q_e	Elektron yükü
R_{ort}	Kuantum noktalarının ortalama yarıçapı
V	Potansiyel enerji
X	Küresel Bessel fonksiyonunun kökü
α	Soğurma katsayısı
Γ	Optik yol
ϵ_0	Boşluğun elektrik geçirgenliği
η	Birim alandaki yük sayısı
λ	Işığın dalgaboyu
μ_0	Boşluğun magnetik geçirgenliği
μ	İndirgenmiş kütle
ω	Açısal frekans

KISALTMA LİSTESİ

Kısaltma kullanılmamıştır.

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1	Yarıiletken-cam potansiyel kuyusu	4
Şekil 2.2	Young'ın çift yarıktaki girişim düzeneği	14
Şekil 2.3	Mach-Zender girişimölçeri.....	15
Şekil 2.4	Michelson girişimölçeri.....	16
Şekil 2.5	Kırılma indisi ile ilgilenirken gözönüne alınacak olan sistem	18
Şekil 3.1	Michelson Girişimölçeri deney düzeneği.....	24
Şekil 5.1	CdSe katkılı (RG695 tipi) üç farklı cam numuneye ait optik soğurma eğrileri.	26
Şekil 5.2	CdTe katkılı (RG850 tipi) dört farklı cam numuneye ait optik soğurma eğrileri. ...	27
Şekil 6.1	Başlangıçta ışığın numune yüzeyine dik olarak düşmesi.....	32
Şekil 6.2	Numunenin θ_i açısı kadar döndürülmesiyle oluşan geometri.	33
Şekil 6.3	Kırılma indisi ölçüm yönteminin grafik sunumu.	36
Şekil 6.4	625 ⁰ C 'de 1.25 saat ısıtıl işlem görmüş CdSe katkılı numuneye ait kırılma indisi ölçümleri	37
Şekil 6.5	625 ⁰ C 'de 2 saat ısıtıl işlem görmüş CdSe katkılı numuneye ait kırılma indisi ölçümleri.	37
Şekil 6.6	650 ⁰ C 'de 3 saat ısıtıl işlem görmüş CdSe katkılı numuneye ait kırılma indisi ölçümleri.	38
Şekil 6.7	Kırılma indisinin cam içindeki kuantum noktası yarıçapına bağlı olarak değişimi.	39
Şekil 6.8	550 ⁰ 'de 16 saat ve 590 ⁰ C 'de 2 saat ısıtıl işlem görmüş olan CdTe katkılı numunenin kırılma indisi ölçümleri.....	39

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 2.1	Bessel fonksiyonunun ilk beş kökü	7
Çizelge 5.1	CdSe kuantum noktalarının ortalama yarıçapları ve birinci eksiton enerjileri.....	29
Çizelge 5.2	CdTe kuantum noktalarının ortalama yarıçapları ve birinci eksiton enerjileri	30
Çizelge 6.1	CdSe nanokristal katkılı cam numunelerin kırılma indisleri.....	38
Çizelge 6.2	550 ⁰ C 'de 16 saat üzerine 590 ⁰ C 'de 2 saat ısıtılma işlemi gören CdTe katkılı numunenin kırılma indisi ve içindeki ortalama parçacık yarıçapı.	40
Çizelge 6.3	Kaynamış kuvars için kırılma indisi ölçüm sonucu.	40
Çizelge 6.4	Kaynamış kuvars için Sellmeier katsayıları.	41
Çizelge 6.5	Kaynamış kuvars için ölçülen ve hesaplanan kırılma indisi değerlerinin karşılaştırılması.	41
Çizelge 7.1	CdSe katkılı numuneler için elde edilen bazı veriler.	43
Çizelge 7.2	CdSe katkılı numunelerin R , f ve N' değerlerinin karşılaştırılması.	44

ÖNSÖZ

Yarıiletken katkılı cam malzemelerin optik iletişim, sinyal işleme, optik açıp-kapama ve burada sayamayacağımız bir çok alanda sahip olduğu büyük potansiyelin değerlendirilmesi, bu malzemelerin içerisindeki nanokristal yapıların büyüklüklerinin ve dolayısıyla enerji spektrumlarının hassas bir şekilde kontrol edilebilmesine bağlıdır. Cam içinde bulunan yarıiletken nanokristal topluluğunun ortalama yarıçapının belirlenmesi ve bunun malzemenin kırılma indisi üzerinde ne gibi bir etki yarattığının araştırılması da bu camların amaca uygun bir şekilde ve istenilen optik özelliklerde üretilebilmesinde önem taşımaktadır.

Kırılma indisi sadece yarıiletken katkılı camların değil, bilimsel, teknolojik ve hatta günlük yaşamda kullanılan bir çok malzemenin de önemli bir optik parametresidir. Bu nedenle hassas kırılma indisi ölçümleri için kullanılabilecek ucuz ve güvenilir yöntemlerin bulunması da önem arz etmektedir.

Bu çalışmada içinde CdSe ya da CdTe yarıiletken nanokristal yapılar (kuantum noktaları) bulunan cam malzemeler kullanılmış ve kırılma indisi ölçümleri için interferometrik bir yöntem geliştirilmiştir. Kuantum noktalarının enerji seviyeleri ile ilgili temel kavramlar verildikten sonra optik girişim olayına değinilmiş; girişimölçerler tanıtılıp ışığın soğurulması ve kırılma indisinin kökeni ile ilgili kavramlara yer verilmiştir. Farklı sıcaklık ve sürelerde ısıtılma tabii tutulan numuneler zımparalama ve parlatma işlemleriyle paralel plaka haline getirilerek ölçümler için hazır hale getirilmiştir. Optik soğurma spektrumları aracılığıyla içlerinde bulunan kuantum noktalarının ortalama yarıçapları belirlenen numuneler, Michelson girişimölçeri deney düzeneğine yerleştirilmiş ve bu çalışmada ayrıntılarıyla açıklanan ölçüm yöntemi ve denklemler kullanılarak kırılma indisleri belirlenmiştir. Böylece yarıiletken katkılı cam malzemelerin içinde büyütülen kuantum noktalarının yarıçap değişimlerinin kırılma indisi üzerindeki etkisi araştırılmıştır.

Bu çalışmanın yapılması için Michelson Girişimölçeri deney düzeneğini oluşturduğumuz Yeditepe Üniversitesi Fizik Bölümü İleri Optik Laboratuvarının kullanımına izin veren hocam Prof. Dr. Ahmet T. İnce'ye, numunelerin hazırlanması ve optik soğurma spektrumlarının alınmasında sonsuz emeğini ve desteğini veren Arş. Gör. Çağdaş Allahverdi'ye, tezin yazım aşamasında yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. A. Veysel Tunç, Fatih Öncel, Akın Bakkaloğlu ve Hakan Ö. Öztekin'e, manevi destekleriyle beni güçlendiren Aykut Tekman, Buket Öngen ve aileme, ölçümlerde yardım eden Burcu Topçu'ya, interferometrik ölçüm yönteminin oluşturulmasını sağlayan ve kırılma indisi ölçümlerini yönlendiren Yeditepe Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyesi ve ikinci danışmanım olan hocam Prof. Dr. Rabia İnce'ye ve tezimi hazırlamamda bana yol gösteren, yönlendiren ve araştırma disiplini hakkında kendisinden çok şey öğrendiğim sayın hocam Doç. Dr. M. Hikmet Yükselci'ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

ÖZET

İçinde CdSe veya CdTe yarıiletken katkı bulunan iki tür cam, elmas testere ile 15x15x1.5 mm boyutlarında numunelere kesilmiş ve bu numuneler 1000⁰ C’de yaklaşık 10 dakika eritilip hızlı bir şekilde oda sıcaklığına soğutulmuştur. Bu numunelere 550⁰ C ile 675⁰ C sıcaklıkları arasında farklı sürelerde ısıtıl işlem uygulanmış ve numuneler içinde nanometre mertebesinde yarıiletken yapılar (kuantum noktaları) elde edilmiştir. Isıtıl işlem sonrasında numunelere zımparalama ve parlatma işlemleri uygulanmış ve kalınlıkları 0.4 mm ile 1.0 mm arasında değişen paralel plaka şeklinde camlar üretilmiştir. Bilgisayar kontrollü optik deney düzeneği kullanılarak numunelerin optik soğurma spektrumları elde edilmiştir. Optik soğurma spektrumlarındaki birinci eksiton tepelerinin enerji değerleri kullanılarak, cam içindeki ortalama kuantum noktası yarıçapları elde edilmiş ve yarıçap değerlerinin CdSe için 1.89 nm ile 2.75 nm ve CdTe için 2.91 nm ile 3.33 nm aralığında olduğu bulunmuştur.

Yarıiletken katkılı, paralel plaka şeklindeki bu camlar Michelson girişimölçeri deney düzeneğinin numune kolunda bulunan motorize döner tabla üzerine yerleştirilmiş ve döner tablanın kontrol ünitesi aracılığıyla ölçülen açılar altında döndürülmüştür. Işığın optik yolundaki değişimin transandantal bir modeli kullanılarak camların kırılma indisleri belirlenmiştir.

Başlangıçta numune üzerine dik olarak düşen ışık, numunenin döndürülmesiyle giderek artan bir kırılmaya uğrar. Bunun sonucunda ışığın havadaki optik yolu azalırken cam numune içindeki optik yolu artar. Bu optik yol değişimi girişim saçaklarının kaymasına neden olur. Bu kaymalar eş-zamanlı olarak bilgisayarda kaydedilerek kayma yapan saçak sayısı belirlenir. Numunenin dönme açısı, kayma yapan saçak sayısı ve numune kalınlığı bir transandantal modele yerleştirilerek, laser ışığı için, malzemenin “tahmini” kırılma indisi değerlerine karşılık gelen bir seri dalgaboyu değeri elde edilir. Deneyde kullanılan He-Ne laserin dalgaboyu değerini veren tahmini kırılma indisi değeri cam için aradığımız kırılma indisidir. Kırılma indisi 1.457 olarak bilinen bir kaynamış (fused) kuvars prizma ile yapılan deneyler, kırılma indisi için 1.458 ± 0.002 değerini vermiştir. Bu da ölçüm metodunun 10⁻³ mertebesinde hassasiyete sahip olduğunu göstermektedir.

Elde edilen kırılma indisi ve kuantum noktası ortalama yarıçapı değerleri karşılaştırıldığında, kuantum noktası yarıçapındaki artışın kırılma indisinde de artışa neden olduğu bulunmuştur.

Anahtar kelimeler: Kırılma indisi, kuantum noktaları, Michelson girişimölçeri, optik yol farkı.

ABSTRACT

Two kinds of glasses doped with CdSe or CdTe semiconducting materials were cut to dimensions of 15x15x1.5 mm with a diamond saw, and these samples were melted at 1000⁰ C for approximately 10 minutes and quenched quickly to the room temperature. The samples were heat treated at temperatures between 550⁰ C and 675⁰ C and nanometer size semiconductor structures (quantum dots) were obtained inside the specimens. After heat treatment, sandpapering and polishing were applied to the specimens, and parallel plate glasses with thicknesses between 0.4 mm and 1.0 mm were produced. Using a computer controlled optical set up, the optical absorption spectra of the samples were obtained. Average radii of the quantum dots were obtained using the energy values of the first exciton peaks of the optical absorption spectra, and it was found that the average radii values lie within the range between 1.89 nm and 2.75 nm for CdSe, and between 2.91 nm and 3.33 nm for CdTe.

These semiconductor doped glasses in the parallel plate form were placed on a motorised rotatable table within the sample arm of a Michelson interferometer and rotated through angles measured by the controller unit of the rotary stage. The refractive indices of the glasses were determined via a transcendental model of the change in the optical path length of the light used in the interferometric setup.

The light beam suffers increasing refraction on rotation of the sample from normal incidence. This causes the optical path of light for air to decrease, but that in the glass sample to increase. This change in the optical path length produces a shift in the interference fringes. This shift was captured in real-time on a computer and the number of fringes that shifted was counted. The angle of rotation, the thickness of the sample and the fringe shift were entered into a transcendental model, and a series of wavelength values for the laser light that corresponds to the “guessed” refractive index values of the sample were obtained. The guessed refractive index value which gives us the wavelength of the He-Ne laser light used in the experiment is the index of refraction of the glass sample. Experiments conducted by a fused quartz prism of known refractive index of 1.457 gave a measured value of 1.458 ± 0.002 which shows that the measurement method is accurate to 3 decimal places.

When the obtained values of refractive indices were compared against the average radii of the quantum dots, it was found that the increase in the radius of a quantum dot causes an increase in the refractive index.

Keywords: Refractive index, quantum dots, Michelson interferometer, optical path length.

1. GİRİŞ

Bilimsel araştırmalar ve teknolojik uygulamalarda kullanılan saydam malzemelerin önemli optik parametrelerinden biri de malzemenin kırılma indisidir. Kırılma indisi ölçümlerinin önem taşıdığı alanlar bunlarla sınırlı kalmamakta, adli bilimlerden petrol ürünleri endüstrisine, optik merceklerin yapımından meteorolojik çalışmalara kadar akla gelebilecek tüm alanlarda kırılma indisi ölçüm sonuçları kullanılabilmektedir. Hassas kırılma indisi ölçümleri, ilgilenilen madde ortamının yoğunluğu, içerisinde bulunan katkıların yapısı ve fiziksel özellikleri gibi değişkenlerle ilişkilendirilerek, cevap aranan sorulara çözüm üretilebilmektedir.

Kırılma indisi ölçümlerinde kullanılan yöntemlerden biri de ışığın dalga karakterinden kaynaklanan girişim olayından yararlanan interferometrik yöntemlerdir. İnterferometrik yöntemlerde izlenen yol, ortak bir kaynaktan çıkan ışık demetlerinin farklı ortamlarda hareket etmelerini sağlamak ve daha sonra uygun optik gereçler yardımıyla bu ışık demetlerini yeniden birleştirip optik girişim vermelerini sağlamaktır. Yeniden birleşen bu ışık dalgalarının girişim verdiği bölgede aydınlık ve karanlık girişim saçakları oluşur. Girişim veren bu ışık demetleri arasında yaratılacak bir optik yol farkı, oluşan girişim saçaklarının kayma yapmasına neden olur. Sıvı ve gazların, yani akışkanların kırılma indisi ölçümlerinde, girişim saçaklarında akışkanın yoğunluk değişiminin yarattığı optik yol farkından kaynaklanan kayma miktarı belirlenerek gerekli hesaplar yapılabilmektedir. Ancak ölçüme tabi tutulan katı bir numunenin yoğunluğu sabit olduğu için, bu interferometrik yöntemlerin katılara uygulanmasında problemle karşılaşmaktadır. Bu nedenle, interferometrik yöntemlerin katılara uygulanması esnasında, katı numuneyle ilgili değişim gösteren bir büyüklüğün bulunması ve hesaba katılması gerekmektedir. Jenkins ve White (1976) bunun nasıl yapılabileceğine dair bir fikir vermişlerdir. Buna göre paralel plaka şeklinde hazırlanmış katı numunenin belli bir açı altında döndürülmesi ile oluşacak optik yol değişimi, kırılma indisi ölçümünde kullanılabilir.

Eldeki bilgilere göre, yukarıda bahsi geçen referans da dahil olmak üzere, bu deneyin performansı üzerine literatürde hiç bir bilgi bulunmamaktadır. Direkt bir ölçüm olarak gözükmesine rağmen uygun geometrik yaklaşımlar, doğru denklemler ve bir bilgisayar programı kullanılmadan bu yöntemi uygulamak imkansızdır. Bilgisayar çözümlerinin kullanılmasının nedeni de sistemi betimleyen denklemlerin transandantal yapıda olması, yani kırılma indisi için analitik çözüme sahip olmamasıdır. Bu çalışmada, bahsi geçen bu yöntem kullanılarak katı numuneler için kırılma indisi ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

Kırılma indisi ölçümlerinde kullanılan numuneler, Schott firması tarafından üretilen ve içerisinde az miktarda CdSe bulunan RG695 tipi ve içinde CdTe bulunan RG850 tipi yarıiletken katkılı filtre camlardır.

Deneylerde kullanılacak olan numuneler $1000^{\circ}C$ 'de yaklaşık 10 dakika eritildikten sonra hızlı bir şekilde oda sıcaklığına soğutulur. Daha sonra bu numuneler izotermal ısıtma işlemi fırınında $550^{\circ}C$ ile $675^{\circ}C$ sıcaklıkları arasında farklı sürelerde ısıtma işlemine tabi tutulur. Bu işlemler cam malzeme içerisinde nanometre mertebesinde yarıiletken yapıların ortaya çıkmasına neden olur. Bu yapılara kuantum noktaları, nanokristaller, yapma atomlar ya da süper atomlar denilebilmektedir. Kuantum teorisine göre izole edilmiş olan atomda elektronlar kesikli enerji seviyelerine sahiptir. Yarıiletken malzeme oluştuğunda atomlar birbirine çok yaklaşırlar ve elektronların kesikli enerji seviyeleri enerji kuşağına dönüşür. Bir enerji kuşağı içerisinde enerji seviyeleri arasındaki fark o kadar küçüktür ki enerji spektrumu sürekli olarak ele alınabilir. Değerlik elektronlarından oluşmuş enerji kuşağına değerlik kuşağı denir. Değerlik elektronlarının uyarılma düzeylerinden oluşan kuşağa ise iletim kuşağı adı verilir. İletim ve değerlik kuşaklarının arasında ise elektronların sahip olamayacağı enerjileri barındıran yasak enerji aralığı (yasak kuşak, E_g) bulunmaktadır. Değerlik kuşağındaki elektron, değerlik ve iletim bandları arasındaki yasak kuşağı aşmasını sağlayabilecek enerjiyi bir dış uyarıcı (fotonlarla uyarılma gibi) yoluyla aldığı anda iletim kuşağına geçebilir. Böylece bir elektron-delik çifti (eksiton) meydana gelir. Eksitonlarda elektron ile delik arasındaki ortalama fiziksel uzaklığa Eksiton Bohr Yarıçapı denilmektedir. Elektron iletim kuşağında çok kısa bir süre kaldıktan sonra iletim kuşağı minimumundan değerlik kuşağı maksimumuna iner. Böylece bu iki enerji seviyesi arasındaki fark olan E_g enerjili bir foton yayınlanır. Doğal halinde bulunan yarıiletkenlerde bu enerji aralığı bellidir ve bu yüzden E_g enerjisine denk gelen belli bir frekansta ışınım gerçekleşebilir. Ancak yarıiletken kristalin boyutları birkaç nanometre mertebesine indirilir ve eksiton Bohr yarıçapıyla karşılaştırılabilir hale getirilirse, eksitonlar için 3 boyutlu bir kuantum hapis durumu gerçekleşir (Yuang vd., 1994). Eksiton Bohr yarıçapının yarıiletken nanokristalin (kuantum noktası) yarıçapından büyük olması durumuna kuvvetli hapis denir. Bu durumda elektron ile delik arasındaki Coulomb etkileşme enerjisi hapis enerjisinden çok daha küçük olur. Yarıiletken ile camın oluşturmuş olduğu potansiyel engel içinde hapsedilmiş olan eksitonların enerji düzeyleri de izole bir atomun enerji seviyeleri gibi kesikli hale dönüşür. Kuantum noktalarına yapma atomlar denilebilmesinin de sebebi budur (Dvoryan vd., 2005). Kuantum noktasının yarıçapının enerji seviyeleri üzerinde yaratmış olduğu bu etkiye kuantum

büyüklik etkisi denir. Böylece yarıiletken nanokristallerin büyüklüğü kontrol edilerek enerji seviyeleri arasındaki farklar ve dolayısıyla optik özellikleri değiştirilebilir.

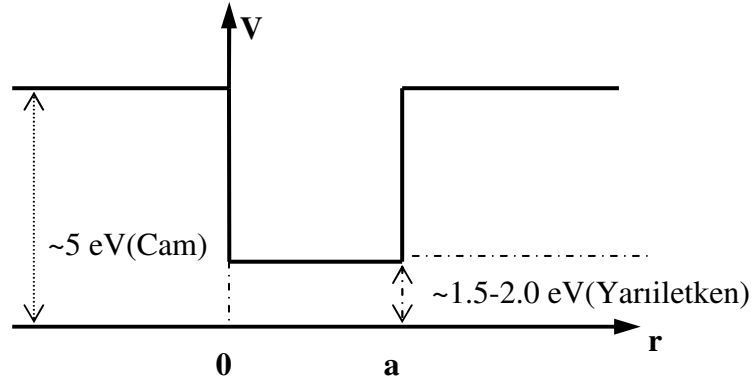
Bu çalışmada yukarıda sözü geçen yeni interferometrik yaklaşım kullanılarak paralel plaka şeklinde hazırlanmış olan cam numunelerin kırılma indisi ölçümleri gerçekleştirilmiş ve yarıiletken nanokristal katkılı cam malzemelerin içinde bulunan nanokristal topluluğunun ortalama yarıçapının, camın kırılma indisi üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Kullanılan deneysel sistemin ve denklemlerin doğruluğunu kontrol etmek için kırılma indisi bilinen bir kaynamış kuvars prizmayla yapılan ölçümler, elde edilen kırılma indisi değerinin literatürdeki değerle çok iyi uyum sağlamakta olduğunu göstermektedir.

2. KURAMSAL ALTYAPI

2.1 Bir Kuantum Noktasının Enerji Düzeyleri

Eksitonların kuantum noktaları içerisinde hapis durumda bulunmalarından dolayı, kuantum noktalarının enerji spektrumunun analizi, küresel bir potansiyel kuyusu içerisindeki eksiton enerji seviyelerinin bulunmasını gerektirir. Bunun için öncelikle sisteme ait Hamiltoniyen aşağıdaki gibi yazılır:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_e^*}\nabla_e^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h^*}\nabla_h^2 + V_{(\vec{r}_e)} + V_{(\vec{r}_h)} + V_{(|\vec{r}_e - \vec{r}_h|)} \quad (2.1)$$



Şekil 2.1 Yarıiletken-cam potansiyel kuyusu

(2.1) denklemindeki ilk iki terim elektron ve deliğe ait kinetik enerjileri, üçüncü ve dördüncü terimler elektron ve deliğin potansiyel enerjilerini ve son terim ise elektron ile delik arasındaki Coulomb potansiyel etkileşmesini ifade etmektedir. Eksitonun içinde bulunduğu potansiyel kuyusunun yüksekliği sonsuz kabul edildiğinde eksitonun kuyu içindeki potansiyeli sıfır alınabilir (Şekil 2.1). Bu durumda (2.1) eşitliği

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_e^*}\nabla_e^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h^*}\nabla_h^2 \quad (2.2)$$

şeklini alacaktır. Görüldüğü üzere (2.2) ifadesi elektron ve deliğin kinetik enerjileri toplamından ibaret olup, elektron ve deliğin potansiyel enerjilerini ve elektron ile delik arasındaki Coulomb etkileşmesini içermez. Coulomb etkileşmesinin dikkate alınmamasının nedeni ise kuantum noktalarının yarıçaplarının eksiton yarıçapından küçük olmasıdır ($R < a_{\text{eksiton}}$). Bu koşullar altında (2.2) eşitliği ile verilen hamiltoniyen aşağıdaki gibi iki

parçaya ayrılabilir.

$$H_1 = -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla_e^2 \quad (2.3)$$

$$H_2 = -\frac{\hbar^2}{2m_h^*} \nabla_h^2 \quad (2.4)$$

(2.3) ve (2.4) eşitliklerini Schrödinger denkleminde yerlerine yazdığımızda bulacağımız enerji öz değerlerinin toplamı, bize sisteme ait enerji öz değerini verecektir. Schrödinger denklemi aşağıdaki gibi verilir.

$$H\Psi_{nlm} = E\Psi_{nlm} \quad (2.5)$$

Bu ifadede H sisteme ait hamiltoniyeni, Ψ_{nlm} sisteme ait dalga fonksiyonunu ve E sistemin enerji öz değerini temsil etmektedir. (2.3) eşitliğini (2.5) Schrödinger denklemine yerleştirdiğimizde,

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla_e^2 \right] \Psi_{nlm} = E\Psi_{nlm} \quad (2.6)$$

ifadesini elde ederiz. Küresel koordinatlarda laplasyen şöyle verilir:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (2.7)$$

Sisteme ait dalga fonksiyonunu radyal ve açısal kısımlara ayırırsak (2.8) eşitliği ile karşılaşırız.

$$\Psi_{nlm}(r) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.8)$$

(2.7) ve (2.8) eşitliklerini (2.6) ifadesinde yerlerine yazıp, radyal ve açısal kısımları ayırırsak radyal kısım için (2.9) eşitliğini elde ederiz.

$$\left[\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) + \frac{2m_e^*}{\hbar^2} E_1 - \frac{l_e(l_e + 1)}{r^2} \right] R_{nl}(r) = 0 \quad (2.9)$$

Bu ifadede

$$\rho = kr = \sqrt{\frac{2m_e^*}{\hbar^2} E_1} r \quad (2.10)$$

şeklinde verilen bir değişken dönüşümü kullanılırsa aşağıda verilen (2.11) eşitliği elde edilir.

$$\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{dR}{d\rho} + \left(1 - \frac{l_e(l_e + 1)}{\rho^2}\right) R = 0 \quad (2.11)$$

Bu diferansiyel denklem Bessel diferansiyel denklemi olarak bilinir ve çözümü (2.12) eşitliği

$$R(r) = C j_{l_e}(kr) \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada $j_l(kr) = j_l(\rho)$ küresel Bessel fonksiyonudur. Elektron ve deliğin içinde bulunduğu potansiyel kuyusunu sonsuz aldığımızdan, potansiyel kuyusunun sınırlarında dalga fonksiyonu sıfır olmalıdır ($R(r = a) = 0$). Bu durumda (2.12) ifadesinden kuyu sınırında (2.13) ifadesine ulaşırız.

$$j_{l_e}(ka) = 0 \quad (2.13)$$

Bu eşitliği sağlayan “ka” değerleri

$$ka = X_{n_e, l_e} \quad (2.14)$$

ile verilir ve burada X_{n_e, l_e} küresel Bessel fonksiyonunun köklerini verir. (2.14) eşitliğinden hareketle

$$k = \frac{X_{n_e, l_e}}{a} \quad (2.15)$$

yazılabilir. (2.15) eşitliğini (2.10) ifadesinde kullanarak (2.3) ile verilen H_1 hamiltonienine ait E_1 enerji özdeğerleri bulunabilir.

$$E_1 = \frac{\hbar^2 X_{n_e, l_e}^2}{2m_e^* a^2} \quad (2.16)$$

H_1 hamiltonienine ait E_1 enerji özdeğerlerini bulmak için izlediğimiz yolu H_2 hamiltonieninin enerji özdeğerlerini bulmak için de izlersek E_2 şu şekilde bulunur:

$$E_2 = \frac{\hbar^2 X_{n_h, l_h}^2}{2m_h^* a^2} \quad (2.17)$$

Sonsuz potansiyel kuyusundaki elektron ve delikten oluşan sistemin enerji özdeğeri olan E,

H_1 ve H_2 hamiltoniyenlerine ait olan enerji özdeğerlerinin toplamı olacaktır.

$$E = \frac{\hbar^2 X_{n_e, l_e}^2}{2m_e^* a^2} + \frac{\hbar^2 X_{n_h, l_h}^2}{2m_h^* a^2} \quad (2.18)$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2a^2} \left[\frac{X_{n_e, l_e}^2}{m_e^*} + \frac{X_{n_h, l_h}^2}{m_h^*} \right] \quad (2.19)$$

Elektron ile delik arasındaki Coulomb etkileşmesinin dikkate alınmadığı kuvvetli hapis durumu için bir kuantum noktasının enerji düzeyleri (2.19) eşitliği ile verilmektedir. Bessel fonksiyonunun ilk beş kökü Çizelge 2.1’de verilmiştir.

Çizelge 2.1 Bessel fonksiyonunun ilk beş kökü

n/l	l = 0	l = 1	l = 2	l = 3	l = 4
n = 1	3.14	-----	-----	-----	-----
n = 2	3.14	4.49	-----	-----	-----
n = 3	3.14	4.49	5.76	-----	-----
n = 4	3.14	4.49	5.76	6.99	-----
n = 5	3.14	4.49	5.76	6.99	8.18

2.2 Girişim Olayı

2.2.1 Işığın Dalga Doğası ve Kırılma İndisinin Tanımı

Yük ve akım bulunmayan boş uzay bölgeleri için Maxwell denklemlerini kullandığımızda elektrik ve manyetik alanlar için aşağıdaki ifadeleri elde edebiliriz.

$$\nabla^2 \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

$$\nabla^2 \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

Dikkat edilirse $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ ’nin herbir bileşeninin (2.22) denklemini sağladığı görülür.

$$\nabla^2 f = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} \quad (2.22)$$

Bu denklem klasik dalga denklemi olup v hızıyla ilerleyen bir dalganın hareketini belirlemektedir. (2.20) ve (2.21) eşitliklerini (2.22) ile karşılaştırdığımızda, Maxwell denklemlerinin elektromagnetik dalga çözümlerini kabul ettiğini ve bu dalgaların hızının

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = c \approx 3.00 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (2.23)$$

yani c ışık hızı olduğunu görürüz. Bu sonuca göre ışık da bir elektromagnetik dalga olmalıdır (Griffiths, 1989). Lineer ve homojen bir madde ortamında elektromagnetik dalgaların hızı şöyledir:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (2.24)$$

Saydam ortamlar için $\mu \approx \mu_0$ ve $\epsilon > \epsilon_0$ olduğu için , ışık madde ortamında daha yavaş ilerler gözükmemektedir. İşte ışığın madde ortamındaki görünür hızı da o ortamın **n kırılma indisi** cinsinden ifade edilir:

$$v = \frac{c}{n} \quad (2.25)$$

(2.23), (2.24) ve (2.25) eşitliklerine baktığımızda bir madde ortamının kırılma indisinin, o ortamın elektrik ve magnetik özelliklerine bağlı olarak şu şekilde ifade edildiğini görürüz:

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (2.26)$$

Monokromatik(tekrenkli) bir elektromagnetik dalga farklı kırılma indisli ortamlarda ilerlerken frekansı sabit kalır ancak hızının yanında, dalgaboyu (λ) ve dalga sayısı ($k = 2\pi/\lambda$) da değişir.

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (2.27)$$

$$k = nk_0 \quad (2.28)$$

Burada λ_0 ve k_0 elektromagnetik dalganın boşluktaki dalga boyu ve dalga sayısıdır. Işık

madde ortamında boşluktakine nazaran daha yavaş ilerlediği için (2.25) ifadesine göre $n \geq 1$ olur ve madde ortamında ışığın dalga boyu azalırken dalga sayısı artar.

Kırılma indisi gelen ışığın dalga boyuna göre değişir ve kırılma indisinin dalga boyuna bağlılığına dispersiyon denilmektedir.

2.2.2 Işık Şiddeti

Işığın bir elektromagnetik dalga olarak ele alınabildiğini gördük. Deneysel ve teorik birikimlerimizin ışığında bugün biliyoruz ki ışık kendisini oluşturan $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alanlarının birbirlerine ve hareket doğrultusuna dik olduğu ve dolayısıyla enine olan bir dalga olarak kabul edilebilir.

Işığı oluşturan elektrik ve magnetik alan bileşenlerinin her birinin (2.22) eşitliği ile verilen homojen, ikinci dereceden, kısmi ve doğrusal(lineer) dalga denklemini sağladığını hatırlayalım. Biz ışıkla ilgilenirken ışığın elektrik alan bileşeniyle ilgileneceğiz. İşte elektrik alan bileşenine ait dalga denkleminin doğrusallığı bize $\vec{E}$ alanının Toplanabilirlik (Süperpozisyon) İlkesi'ne uyduğunu göstermektedir. Bu ilkeye göre iki ya da daha fazla ışık dalgasının üstüste bindiği uzayın herhangi bir noktasındaki elektrik alan şiddeti $\vec{E}$, her bir dalgaya ait olan elektrik alan bileşenlerinin vektörel toplamına eşit olacaktır.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots \quad (2.29)$$

Işıkla ilgili toplam elektrik alan vektörünün (2.29) eşitliği ile verilmesine rağmen gözden kaçırılmaması gereken husus gözümüz dahil bütün optik detektörlerin elektrik alanın kendisine değil ışık şiddetine (I) tepki vermeleridir. Işık şiddeti ise birim alana aktarılan ışık gücüdür. Işık şiddetinin elektromagnetik dalganın elektrik alan bileşeniyle olan ilişkisi ise şu şekilde verilir

$$I = \epsilon_0 c \langle E^2 \rangle_T \quad (2.30)$$

Buradaki $\langle \dots \rangle_T$ ifadesi zaman ortalamasını ifade etmektedir.

2.2.3 Girişim

Optik girişim olayı iki ya da daha fazla ışık dalgasının, bileşen ışık şiddetlerinin toplamından farklılık gösterebilecek bir “bileşke ışık şiddeti” verebilecek şekilde etkileşmesidir. Bunun anlamı ışık şiddeti I_1 olan bir dalgayla ışık şiddeti I_2 olan bir dalganın uzayın herhangi

bölgesinde üst üste binmeleriyle oluşacak olan bileşke ışık şiddetinin her zaman $I_1 + I_2$ toplamına eşit olmayabileceğidir. Bunun nedeni ise ışığın vektör doğasında gizlidir. Homojen bir ortamda K_1 ve K_2 gibi iki nokta kaynağın yayımladığı eş frekanslı, tekrenkli (monokromatik) dalgalar şöyle verilir (Hecht, 2002):

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_1) \quad (2.31)$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_2) \quad (2.32)$$

Buradaki $\vec{k}_1$ ve $\vec{k}_2$ dalga vektörlerini, $\vec{r}$ dalgaların girişim yaptığı noktanın orjine göre konum vektörünü, ω açısal frekansı, t zamanı ve ε_1 ile ε_2 dalgaların başlangıç fazlarını temsil etmektedir. Şimdi ışık şiddeti için verdiğimiz (2.30) ifadesini hatırlayıp, dalgaların yayıldığı ortam için $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon$ ve $c \rightarrow v$ dönüşümlerini uygularsak, girişim noktasındaki ışık şiddeti

$$I = \varepsilon v \langle E^2 \rangle_T \quad (2.33)$$

olacaktır. Aynı ortam içindeki göreceli şiddet değişimleri ile ilgilendiğimiz için (2.33) ifadesindeki sabitleri göz ardı edecek ve ışık şiddetini şöyle tanımlayacağız:

$$I = \langle E^2 \rangle_T \quad (2.34)$$

(2.29) eşitliği ile verilen $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots$ ifadesini hatırlarsak

$$E^2 = \vec{E} \cdot \vec{E} = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) = E_1^2 + E_2^2 + 2 \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \quad (2.35)$$

olacaktır. E^2 için bulduğumuz bu ifadeyi (2.34) eşitliğine yerleştirirsek

$$I = \langle E_1^2 \rangle_T + \langle E_2^2 \rangle_T + 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (2.36)$$

elde ederiz. İşte (2.36) ifadesindeki son terim olan $I_{12} = 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T$ aradığımız girişim terimidir. (2.31) ve (2.32) eşitlikleri kullanılarak $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ skaler çarpımını hesaplanır ve T zaman aralığı üzerinden ortalama alınır

$$I_{12} = 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1 - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \varepsilon_2) = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos \delta \quad (2.37)$$

eşitliğine ulaşılır.. Bu ifadedeki δ terimi yol uzunluğu ve başlangıç faz açısı farklarının

toplamından oluşan faz farkıdır ve $(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \epsilon_1 - \epsilon_2)$ ifadesine eşittir. (2.37) ifadesine dikkat edildiğinde $\vec{E}_{01}$ ve $\vec{E}_{02}$ birbirine dik olduğunda $I_{12} = 0$ ve $I = I_1 + I_2$ olur. $\vec{E}_{01}$ ve $\vec{E}_{02}$ birbirine paralel ise girişim terimi

$$I_{12} = E_{01}E_{02} \cos \delta \quad (2.38)$$

olacaktır. I_1 ve I_2 için de gerekli açılımları yaparsak

$$I_1 = \langle E_1^2 \rangle_T = \frac{E_{01}^2}{2} \quad (2.39)$$

$$I_2 = \langle E_2^2 \rangle_T = \frac{E_{02}^2}{2} \quad (2.40)$$

eşitliklerini elde ederiz. Bu eşitliklerden E_{01} ve E_{02} terimlerini çekip (2.38)'de kullanırsak:

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.41)$$

olur. (2.41) ile verilen bu eşitliği de (2.36) ifadesine yerleştirdiğimizde toplam ışık şiddeti için aşağıda verilen sonuca ulaşmış oluruz.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.42)$$

Uzayın değişik noktalarında bileşke ışık şiddeti $I_1 + I_2$ den büyük, küçük ya da ona eşit olabilir. Bunu belirleyen ise δ terimi ve dolayısıyla I_{12} 'dir. Maksimum şiddet $\cos \delta = 1$ iken gerçekleşir ve şu değeri alır

$$I_{mak} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.43)$$

Bunu sağlayan faz farkı değerleri de $\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$ şeklindedir ve (2.43) eşitliğinin gerçekleştiği duruma **tam yapıcı girişim** adı verilir. Bu durumda iki dalga arasındaki faz farkı 2π 'nin tam katlarıdır ve dalgalar eş-fazlıdır. $0 < \cos \delta < 1$ olması durumunda dalgalar faz-dışıdır, $I_1 + I_2 < I < I_{mak}$ durumu gerçekleşir ve buna yapıcı girişim adı verilir.

$\delta = \pi/2$ ve $\cos \delta = 0$ olduğunda dalgalar 90° faz farkına sahiptir ve $I = I_1 + I_2$ durumu gerçekleşir. $0 > \cos \delta > -1$ durumu yıkıcı girişim adını alır ve $I_1 + I_2 > I > I_{min}$ olur.

Minimum ışık şiddeti ise dalgalar 180° faz farkına sahipken oluşur, $\cos \delta = -1$ değerini alır ve

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.44)$$

olur. Minimum ışık şiddeti faz farkının $\delta = \pm \pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \dots$ olmasıyla gerçekleşir ve bu duruma **tam yıkıcı girişim** adı verilir.

Özel ama önemli bir durum iki ışık dalgasının elektrik alan vektörlerinin büyüklüklerinin eşit olması ($\vec{E}_{01} = \vec{E}_{02}$) halinde gerçekleşir. Bu durumda her iki kaynağın da toplam ışık şiddetine katkısı eşit, $I_1 = I_2 = I_0$, olur ve (2.42) eşitliği şu şekle sahip olur:

$$I = 2I_0(1 + \cos \delta) = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (2.45)$$

Bu eşitlikten varılacak sonuca göre $I_{\min} = 0$ ve $I_{\max} = 4I_0$ olacaktır.

Girişimin olduğu bölgeye yerleştirilecek bir ekranda oluşacak olan karanlık ve aydınlık bölgelere **girişim saçakları** adı verilir.

2.2.4 Girişimölçerler (İnterferometreler)

En yalın tanımıyla bir girişimölçer, optik girişim üretmek suretiyle hassas ölçümler yapmak amacıyla oluşturulmuş bir optik sistem olarak düşünülebilir. Hassas dalga boyu ölçümlerinden çok kısa mesafe ve kalınlıkların tayinine, spektral çizgilerin yapılarının analizinden hassas kırılma indisi ölçümlerine ve hatta çift yıldızların arasındaki mesafeler ile çok büyük yıldızların çaplarının belirlenmesine kadar geniş bir alanda kullanım alanı bulan girişimölçerler temel olarak iki sınıfa ayrılabilirler:

- Dalgacephesi-bölücü Girişimölçerler
- Genlik-bölücü Girişimölçerler

Birinci sınıfta sözü edilen girişimölçerler birincil bir dalga cephesi üzerindeki iki noktayı ikincil dalga kaynakları olarak kullanan ve bu kaynakların yayımladığı ışık dalgalarıyla girişim oluşturan düzeneklerdir. İkinci sınıftaki girişimölçerler ise, birincil ışık demetinin kendisini bir demet bölücü yardımıyla iki parçaya ayırıp, bu iki parçanın farklı optik yollar üzerinden gitmelerini sağlayan ve uygun optik gereçler aracılığıyla bu parçaları yeniden birleştirip girişim oluşturan sistemlerdir. Girişimölçerlerin yaptığı iş bir bakıma girişime uğrattırılacak olan ışık dalgalarını eşit olmayacak biçimde geciktirerek aralarında faz farkı yaratmaktır.

İki dalga arasında faz farkı yaratmak için kullanılacak yol, ışınların girişime uğrayacakları bölgeye gelene kadar katettikleri optik yolların farklı olmasını sağlamaktır. **Optik yol (Γ)** ise ışığın geometrik olarak aldığı yol (d) ile ortamın kırılma indisinin (n) çarpımına eşittir.

$$\Gamma = nd \quad (2.46)$$

(2.43) ve (2.44) eşitlikleriyle verilen tam yapıcı ve tam yıkıcı girişimlerin fiziksel karşılığı girişimin olduğu bölgede maksimum ve minimum ışık şiddetlerinin, yani karanlık ve aydınlık girişim saçaklarının oluşmasıdır. Karanlık saçığın oluşması için dalgalar arasındaki faz farkının 180° olması gerektiğini hatırlayalım. Bunun anlamı da farklı optik yollar üzerinden gelerek girişime uğrayan dalgaların arasında yarım dalga boyunun tek katları kadar gecikme, yani optik yol farkı olduğudur. Aydınlık saçak içinse faz farkının 360° olması ve dalgalar arasındaki optik yol farkının bir dalga boyunun tam katları olması gerektiği açıktır.

$$\text{Optik Yol Farkı : } \Delta\Gamma = m\lambda \quad (2.47)$$

$$m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots \rightarrow \text{Karanlık Saçak}$$

$$m = 1, 2, 3, \dots \rightarrow \text{Aydınlık Saçak}$$

Bir girişimölçerde optik yol farkı iki nedenden dolayı olabilir.

Geometrik yolların ya da kalınlıkların değişimi:

$$\Delta\Gamma = n(d_2 - d_1) \quad (n \text{ sabit}) \quad (2.48)$$

Kırılma indisindeki değişim:

$$\Delta\Gamma = d(n_2 - n_1) \quad (d \text{ sabit}) \quad (2.49)$$

İşte girişimölçerler de bu optik yol farklarına duyarlı olan düzeneklerdir. Şimdi bu düzeneklerden en sık karşılaşılan bir kaç tanesine değinelim.

- Young'ın Çift Yarıktaki Girişim Düzeni:

Thomas Young'ın 1801 yılında ışığın dalga doğasını ortaya koyduğu bu düzenek dalga cephesi bölücü girişimölçerlere verilebilecek güzel bir örnektir. Bir ışık kaynağından yayılan dalgalar önce bir perde üzerindeki tek bir yarığa düşmekte, yarıktaki kırınımına uğrayarak diğer bölgeye küresel dalga cephesi yollarını oluşturmaktadır. Birinci yarığa eşit uzaklıkta bulunan başka bir perde üzerindeki S_1 ve S_2 gibi iki yarığa ulaşan bir küresel dalga cephesi üzerinde bulunan

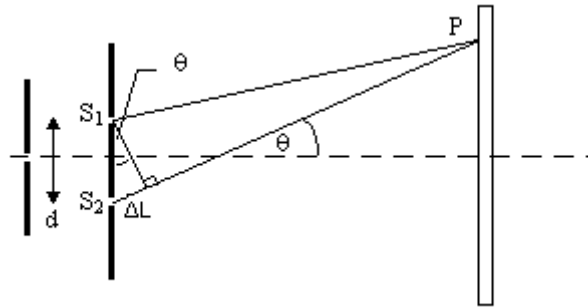
iki nokta, bu yarıklarda yeni dalga kaynakları gibi davranmakta ve bu ikinci perdenin ötesindeki bölgeye yayılım yapmaktadırlar. Aynı dalga cephesi üzerindeki noktalar yeni dalga kaynakları olarak kullanıldığından bu iki kaynak tamamen eş fazlıdır ve bu yüzden aralarındaki faz uyumu devamlı olacaktır ve dalgalar girişim verebileceklerdir. İşte iki yeni kaynağın ötesindeki bir ekran üzerine düşen ışık dalgaları girişim vereceklerinden ekran üzerinde aydınlık ve karanlık saçaklar oluşturacaklardır. Ekran üzerindeki bir P noktasındaki ışık şiddetini ve dolayısıyla P etrafında aydınlık ya da karanlık bir saçığın yerleşmiş olmasını belirleyen şey ise yarıklardan P noktasına olan yollar arasındaki farktır. Bu yol farkına ΔL dersek:

$$\overline{S_1P} - \overline{S_2P} = \Delta L = d \sin \theta \quad (2.50)$$

olacaktır. Kullanılan ışığın dalga boyuna λ dersek karanlık ve aydınlık saçakların yeri için şu ifadeleri yazabiliriz

$$d \sin \theta = m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \text{ (Aydınlık saçaklar)} \quad (2.51)$$

$$d \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \text{ (Karanlık saçaklar)} \quad (2.52)$$

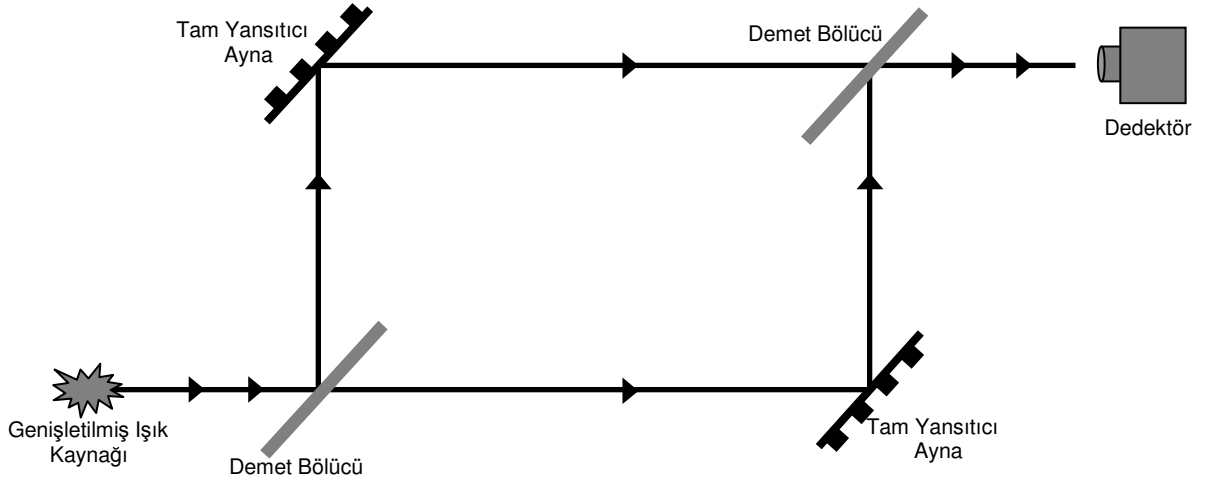


Şekil 2.2 Young'ın çift yarıktaki girişim düzeneği

- Mach-Zender Girişimölçeri:

Genlik bölücü bir girişimölçer olan Mach-Zender girişimölçeri iki adet demet bölücü ve iki tam yansıtıcı aynadan oluşmaktadır. Demet bölücüler bir yüzeyi yarı gümüşlenmiş aynalar olarak düşünülebilirler ve üzerlerine düşen ışığın yarısını geçirirken diğer yarısını ise yansıtırlar. Mach-Zender girişimölçeri rüzgar tünelleri gibi ortamlardaki gazların ya da daha genel bir ifadeyle akışkanların yoğunluk ve dolayısıyla kırılma indisi değişimlerini tayin

etmekte kullanılır. Geniştirilmiş bir ışık kaynağından gelen koşt ışık demeti birinci demet bölücü aracılığıyla iki kola ayrılır. Bu iki koldaki demetler, yolları üzerinde bulunan tam yansıtıcı aynalarla ikinci bir demet bölücü üzerine gönderilir ve orada yeniden birleşerek bir girişim deseni oluştururlar. İncelenen olan sistem de birinci demet bölücüsünde ayrılmış olan demetlerden birinin yolu üzerinde bulunur ve demet incelenen sistem içerisinde geçerken faz kaymasına maruz kalır. Böylece oluşan girişim deseninin incelenmesi ile gerekli hesaplar yapılabilir.

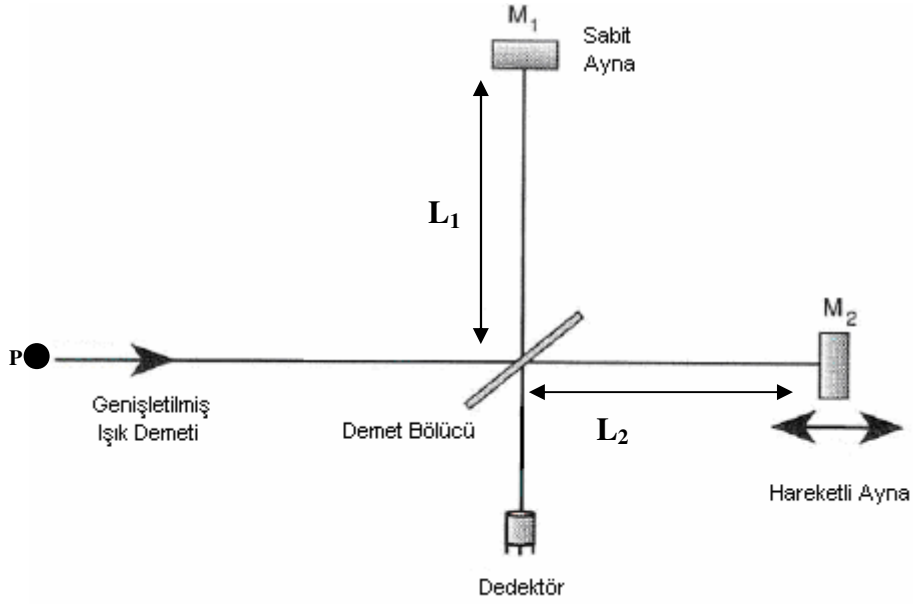


Şekil 2.3 Mach-Zender girişimölçeri

- Michelson Girişimölçeri:

En iyi bilinen ve tarihsel olarak da büyük bir öneme sahip bir demet bölücü girişimölçeridir. Albert Abraham Michelson tarafından 1881 yılında geliştirilen bu girişimölçer mucidine 1907 Nobel Fizik Ödülü'nü kazandırmıştır. 1887 yılında bu girişimölçerin değişik bir versiyonunu kullanan Michelson ve Edward Morley ışığın (ve diğer tüm elektromagnetik dalgaların) içerisinde hareket ettiğine inanılan eterin varolmadığını ortaya koymuşlardır.

P noktasındaki bir ışık kaynağından gelen ve dalgaboyu λ_0 olan genişletilmiş bir ışık demeti, yolu üzerindeki bir demet bölücü tarafından iki kola ayrılır. Bunlardan bir tanesi demet bölücüsünden geçerek M_2 aynası üzerine düşen diğeri de demet bölücü tarafından yansıtılıp M_1 aynasına gelen ışınlardır. Aynaların yüzey normallerine paralel olan bu iki demet, aynalar tarafından geliş yolları üzerine geri yansıtılarak demet bölücüsünde yeniden birleşirler ve dedektörün bulunduğu bölgede bir girişim deseni oluştururlar.



Şekil 2.4 Michelson girişimölçeri

Yeniden birleşen bu ışınlar arasındaki yol farkı $2L_2 - 2L_1$ 'dir. Bu yol farkını değiştirebilecek herşey dedektöre ulaşan dalgalar arasında yeni bir faz farkı yaratacaktır. Eğer L_2 yolu $(1/4)\lambda_0$ kadar değişirse $2L_2 - 2L_1$ olan yol farkı $(1/2)\lambda_0$ kadar değişecek ve dedektördeki girişim deseni yarım saçak kayacaktır. Bunun anlamı daha önceden aydınlık bir saçığın bulunduğu bir bölgede artık karanlık bir saçığın yerelleşeceğidir. Benzer şekilde L_2 yolu yarım dalgaboyu kadar değişirse, dalgalar arasındaki yol farkı tam bir dalgaboyu olur ve girişim deseni tam bir saçaklık kayma yapar ve bu esnada aydınlık bir saçığın yerini bir sonraki aydınlık saçak alır.

Görüldüğü üzere iki ışının oluşturduğu girişim deseni ışınlar arasındaki optik yol farkına tamamen duyarlıdır. Herhangi bir yolla optik yol farkını değiştirdiğimizde, girişim deseninde kaç saçığın kayma yaptığını gözleyerek, optik yol farkını kullanılan ışığın dalgaboyu cinsinden ifade edebiliriz. Bu da bize çok hassas mesafe ölçümleri yapma şansı tanır.

Girişim deseninde kayma yaratmak için kullanılabilecek yöntemlerden biri de ışınlardan birinin yolu üzerine saydam bir cisim bırakmaktır. Eğer cismin kalınlığına d ve kırılma indisine n dersek, ışığın bu cisim içinden iki kez geçişi esnasında malzemenin kalınlığı boyuncaki dalgaboyu sayısı

$$N_m = \frac{2d}{\lambda} = \frac{2dn}{\lambda_0} \quad (2.53)$$

olacaktır. Burada ışığın malzeme içindeki dalga boyu olan λ ile boşluktaki dalga boyu olan λ_0 arasındaki (2.27) eşitliğinden yararlanılmıştır. Saydam malzeme yerleştirilmeden önce boşluktaki $2d$ kalınlığı boyunca dalgaboyu sayısı ise

$$N_b = \frac{2d}{\lambda_0} \quad (2.54)$$

eşitliği ile verilecektir. Böylece malzemenin yerleştirilmesi ile ışınlar arasında yaratılan optik yol farkı (ve dolayısıyla faz farkı) boyunca ışığın dalga boyu sayısı

$$N_m - N_b = \frac{2dn}{\lambda_0} - \frac{2d}{\lambda_0} = \frac{2d}{\lambda_0}(n-1) \quad (2.55)$$

olacaktır. Optik yol farkının her bir dalgaboyluk değişiminde girişim deseni bir tam kayma yapacaktır. Böylece kayma yapan saçakları sayarak bu sayıyı (2.55) eşitliğindeki $N_m - N_b$ farkı yerine kullanabilir ve malzemenin kırılma indisi, kalınlığı ve kullanılan ışığın dalga boyu üçlüsünden herhangi iki tanesini bildiğimizde üçüncüsünü rahatlıkla hesaplayabiliriz. Michelson'a 1907 Nobel Fizik Ödülü'nü kazandıran çalışması da uluslararası uzunluk standardı olan metre'nin kadmiyum içeren bir ışık kaynağından yayınlanan kırmızı ışığın dalgaboyunun 1 553 163.5 katı olduğunu göstermiş olmasıdır (Halliday vd., 1997).

2.3 Işığın Soğurulması

Saydam bir yüzey üzerine gönderilen ışık demetinin malzeme içerisinden geçip diğer tarafından çıktığını kabul edelim. Gelen ışığın şiddetine I_0 ve çıkan ışığın şiddetine de I deyip yansıma kayıplarını da ihmal edersek, bu ikisi arasında

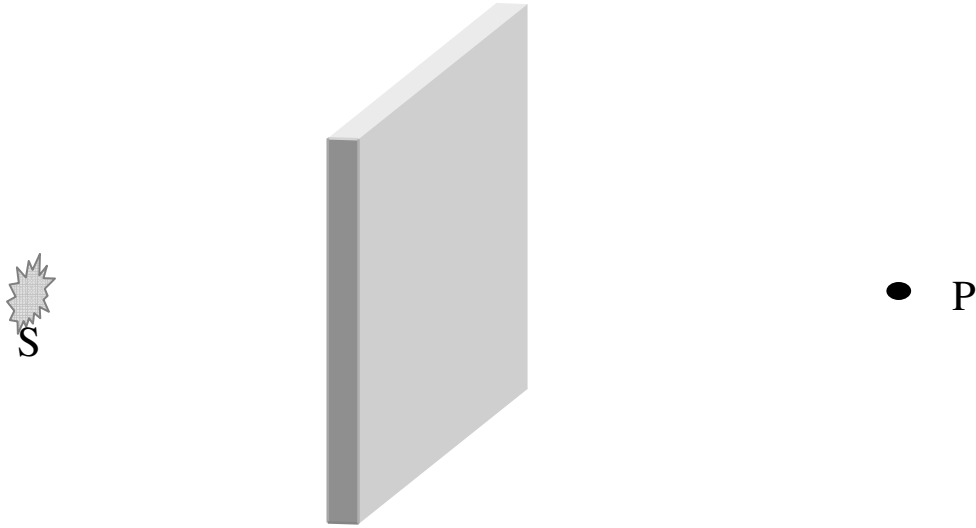
$$I(\lambda) = I_0 e^{-\alpha d} \quad (2.56)$$

ile verilen ve Lambert-Beer-Bouger Kanunu olarak bilinen ilişki geçerlidir. Bu eşitlikteki d malzemenin kalınlığını ve α ise malzemenin 1/uzunluk boyutundaki soğurma katsayısını ifade etmektedir. (2.56) eşitliğine göre malzemenin kalınlığı arttıkça soğurma da artacak ve böylece malzemeden çıkan ışık şiddeti azalacaktır. Malzeme üzerine gönderilen ışığın farklı dalgaboylarında farklı ışık şiddeti dağılımlarına sahip olabileceğinden hareketle, soğurma katsayısının kullanılan ışığın dalgaboyuna bağlı, yani $\alpha = \alpha(\lambda)$ olduğunu da unutmamak gerekir.

2.4 Kırılma İndisinin Kökeni

Işığın madde ortamındaki görünür hızının boşluktaki hızına nazaran daha düşük olduğunu ve bu etkinin kırılma indisi n ile ilişkili olduğunu daha önce söylemiştik. Bu düşük hızın ve dolayısıyla kırılma indisinin kökeniyle ilgilenmek için şu önermeleri yapacağız (Feynman vd., 1989):

- Herhangi bir fiziksel durum için toplam elektrik alan evrendeki tüm yüklerden kaynaklanan alanların toplamıyla ifade edilir.
- Tek bir yükün yarattığı elektrik alan, o yükün c hızındaki gecikmesiyle hesaplanan ivmelenmesiyle verilir.



Şekil 2.5 Kırılma indisi ile ilgilenirken gözönüne alınacak olan sistem

Hesapları yapabilmemiz için Şekil 2.5 ile verilen sistemi göz önüne alalım. “Dış kaynak” olarak isimlendireceğimiz bir ışık (dolayısıyla elektrik alan) kaynağının cam gibi saydam ve ince plaka şeklindeki bir malzemedan büyük bir uzaklıkta bulunduğunu varsayalım. Amacımız plakanın diğer tarafındaki uzak bir P noktasındaki elektrik alanı hesaplamaktır. Yukarıda verdiğimiz önermeler ışığında biliyoruz ki tüm hareketli yüklerden uzakta bulunan bir noktadaki elektrik alan, S noktasındaki dış kaynağın yarattığı alan ile cam plakadaki her bir yükün yarattığı alanların vektörel toplamı olacaktır. Buradan hareketle P noktasındaki alan

$$\vec{E} = \sum_{\text{tüm yükler}} \vec{E}_{\text{her bir yük}} \quad (2.57)$$

ya da

$$\vec{E} = \vec{E}_S + \sum_{\text{tüm diğer yükler}} \vec{E}_{\text{her bir yük}} \quad (2.58)$$

şeklinde verilebilir. Burada $\vec{E}_S$ dış kaynaktan gelen ve cam plakanın olmaması durumunda P noktasındaki elektrik alanı veren ifadedir. Plaka içinde hareket halinde bulunan yüklerin olmasının nedeni tüm maddelerin atomlardan oluşuyor olması ve tüm atomların da elektronlara sahip olmasıdır. Dış kaynağın elektrik alanı bu atomlara etkiğinde elektronlara kuvvet uygulayarak onları yukarı ve aşağı harekete zorlar ve hareket eden bu yükler de yeni alanlar yaratırlar, yani yeni kaynaklar oluştururlar. Bu nedenle P noktasındaki alan sadece dış kaynağın alanı değil, cam içindeki hareketli yükler nedeniyle değişime uğramış bir alandır. Bu öyle bir değişimdir ki, elektrik alan cam içinde boşluktakine nazaran daha farklı bir hızda hareket ediyor görünmektedir. Işık dalgalarının efektif hızlarının farklı malzemelerde farklı olmasının yarattığı sonuçlardan biri de n_1 kırılma indisli bir ortamdan n_2 kırılma indisli bir ortama geçen ışığın kırılmaya uğramasıdır. İki farklı ortamı ayıran yüzeyde, yüzey normaliyle θ_i açısını yaparak gelen ışık ışınının ikinci ortama girerken hangi açıyla kırılmaya uğrayacağını veren kanuna **Snell Kanunu** denir ve şu şekilde ifade edilir:

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_r \quad (2.59)$$

Buradaki θ_r , ışığın n_2 kırılma indisli ortamda yüzey normaliyle yaptığı kırılma açısıdır. (2.59) eşitliğinden hareketle varılabilecek sonuç, ikinci ortamın birinci ortamdan optik olarak daha yoğun olması durumunda ($n_2 > n_1$), ikinci ortamda kırılmaya uğrayan ışığın yüzey normaline yaklaşarak hareket edeceği ve dolayısıyla $\theta_r < \theta_i$ olacaktır.

Yeniden Şekil 2.5'e dönecek olursak, yapacağımız şey cam plakadaki devinen yüklerin P noktasında yarattığı alanı bulmaktır. $\vec{E}_C$ olarak ifade edeceğimiz bu alan, (2.58) eşitliğinin sağ tarafındaki ikinci terimi temsil edecektir. Bu alanı dış kaynağın yarattığı alana ekleyince P noktasında aradığımız alanı bulacağız.

$\vec{E}_C$ alanı öyle ifade edilmelidir ki, P noktasındaki toplam alan S dış kaynağından kaynaklanan ve ince cam plakadan geçerken yavaşlatılmış bir radyasyon gibi gözükmelidir. Plakanın etkisi

olmasaydı sağa doğru (z-ekseni olarak kabul edelim) hareket eden dalganın alanı şöyle olacaktı:

$$\vec{E}_s = \vec{E}_0 \cos \omega(t - z/c) \quad (2.60)$$

ya da eksponansiyel notasyonla

$$\vec{E}_s = \vec{E}_0 e^{i\omega(t-z/c)} \quad (2.61)$$

Plakanın kalınlığına Δz dersek, plaka yokken dalga bu kalınlığı $\Delta z/c$ sürede alacaktı. Ancak dalganın cam plaka içindeki görünen hızı c/n olduğu için yeni süre $n\Delta z/c$ olacak ve plakadan kaynaklanan ek süre $\Delta t = (n-1)\Delta z/c$ olacaktır. Dalga plakayı geçtikten sonra yine c hızıyla hareket edecektir. Cam plakanın yaptığı etki, plakanın yarattığı fazladan gecikmeyi hesaba katarak, (2.61) eşitliğinde t yerine $(t - \Delta t)$ koyularak bulunabilir

$$\vec{E}_{\text{plakadan sonra}} = \vec{E}_0 e^{i\omega[t - (n-1)\Delta z/c - z/c]} = e^{-i\omega(n-1)\Delta z/c} \vec{E}_0 e^{i\omega(t-z/c)} \quad (2.62)$$

Bu ifadeyi (2.61) ile beraber düşünürsek, plakanın yaptığı etkinin kaynağın yayımladığı elektrik alanı $e^{i\theta}$ gibi bir faktörle çarpmak olduğunu görürüz. Bunun anlamı salınımın fazının θ açısı kadar kaymaya uğramasıdır. Yani ışık plakanın Δz kalınlığını geçerken fazı $\theta = \omega(n-1)\Delta z/c$ kadar gecikmeye uğrayacaktır. Gecikmeye uğrar çünkü (2.62) ifadesinde eksponansiyelin üssü negatiftir. Küçük x değerleri için $e^x \approx 1 + x$ olduğundan hareketle

$$e^{-i\omega(n-1)\Delta z/c} = 1 - i\omega(n-1)\Delta z/c \quad (2.63)$$

ve

$$\vec{E}_{\text{plakadan sonra}} = \underbrace{\vec{E}_0 e^{i\omega(t-z/c)}}_{\vec{E}_s} - \underbrace{\frac{i\omega(n-1)\Delta z}{c} \vec{E}_0 e^{i\omega(t-z/c)}}_{\vec{E}_c} \quad (2.64)$$

olacaktır. Birinci terim dış kaynağın alanını ve ikinci terim ise hem kırılma indisine hem de dış kaynağa bağlı olan ve plakadaki yükler tarafından yaratılan alanı vermektedir. Şimdi plakadaki yüklerin yaratacağı alanı, kaynağın yüklere uyguladığı kuvvetler cinsinden ifade etmeye çalışalım. Plakanın $z = 0$ noktasında olduğunu kabul edersek plaka yakınlarında (2.61) ifadesi

$$\vec{E}_s = \vec{E}_0 e^{i\omega x} \quad (2.65)$$

olacaktır. Plakadaki elektronlar, düşey ekseninde kutuplandığını kabul edeceğimiz elektrik alanının uyguladığı qE kuvvetinin etkisiyle yukarı-aşağı salınım yapacaklardır. Gerçekten de ışıkla etkileşim söz konusu olduğu müddetçe elektronlar atomlara elastik olarak yaylarla bağlanmış gibi davranmaktadırlar Bu nedenle elektronların m kütlesine sahip, F geri çağırıcı kuvvetinin etkisi altında bulunan ve ω_0 rezonans frekansında titreşen salınımlar olduklarını kabul edeceğiz. Bu elektronların hareket denklemi

$$m\left(\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x\right) = F \quad (2.66)$$

şeklinde verilecektir. Elektronları harekete geçiren kuvvet ise kaynağın yayınladığı elektrik alan dalgalarıdır.

$$F = q_e E_S = q_e E_0 e^{i\alpha t} \quad (2.67)$$

Burada q_e elektronun yükünü simgelemektedir. Böylece hareket denklemi şu formu alır:

$$m\left(\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x\right) = q_e E_0 e^{i\alpha t} \quad (2.68)$$

Bu denklemin en genel çözümü ise

$$x = x_0 e^{i\alpha t} \quad (2.69)$$

olacaktır. (2.69) eşitliğini (2.68)'e yerleştirerek

$$x_0 = \frac{q_e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.70)$$

olur. Böylece elektronun konum denklemi şu şekli alacaktır:

$$x = \frac{q_e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} e^{i\alpha t} \quad (2.71)$$

Plakadaki yüklerin plakadan z kadar uzaktaki P noktasında yaratacakları elektrik alan ise, yüklerin (zamanda z/c kadar kadar gecikmeyle hesaplanan) hızlarıyla orantılı şu ifadeyle verilebilir (Feynman vd., 1989):

$$E_C = -\frac{\eta q_e}{2\epsilon_0 c} \cdot [\text{yüklerin}(t - z/c) \text{ anındaki hızı}] \quad (2.72)$$

(2.71) eşitliği ile konum için verdiğimiz ifadeyi zamana göre türevlersek aradığımız hızı buluruz. Böylece (2.72) ifadesi şu şekle kavuşur:

$$E_C = -\frac{\eta q_e}{2\epsilon_0 c} \left[i\omega \frac{q_e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} e^{i\omega(t-z/c)} \right] \quad (2.73)$$

Bu eşitlikte η plakanın birim alanındaki yük sayısını simgelemektedir. Bu ifadeyi (2.64) eşitliğinde E_C için yazdığımız ifadeyle karşılaştırsak

$$(n-1)\Delta z = \frac{\eta q_e^2}{2\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.74)$$

eşitliğine ulaşırız. Plakanın birim hacmindeki yük sayısına N dersek ve plakanın kalınlığının Δz olduğunu hatırlarsak, (2.74) eşitliğinin sağ tarafındaki η (birim alandaki yük sayısı) yerine $N\Delta z$ yazabiliriz. Böylece (2.74) eşitliğinin sol ve sağ tarafındaki Δz ifadeleri birbirini götürür ve kırılma indisi için aradığımız şu ifadeye ulaşırız:

$$n = 1 + \frac{N q_e^2}{2\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.75)$$

Bu ifade ile kırılma indisinin malzemenin birim hacmindeki yük sayısı, elektron kütlesi, yükü, elektronların rezonans frekansı ve kullanılan ışığın frekansı ile olan ilişkisi açıkça görülmektedir. Buradan çıkarılacak sonuç, kırılma indisinin hem malzemenin atomik özelliklerine hem de kullanılan ışığın frekansına (dolayısıyla dalga boyuna) bağlı olduğudur. Kırılma indisinin dalga boyuna bağlılığına dispersiyon (dağınım) denildiğini daha önce söylemiştik. (2.75) ifadesine bakıldığında elektronların rezonans frekansı ω_0 için tek bir değer göze çarpmaktadır. Gerçekte herhangi bir madde için birden fazla rezonans frekansı bulunmaktadır. Farklı rezonans frekanslarındaki salınımların sayıları da farklılık göstermektedir. Ayrıca bu salınımlar için farklı sönümlenme katsayıları olduğunu da hesaba katarak kırılma indisi için daha kapsamlı bir ifade olan (2.76) eşitliğini elde ederiz.

$$n = 1 + \frac{q_e^2}{2\epsilon_0 m} \sum_k \frac{N_k}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\gamma_k \omega} \quad (2.76)$$

Bu eşitlikte N_k ifadesi, rezonans frekansı ω_k ve sönümlenme faktörü γ_k olan birim hacimdeki salınıcı sayısını göstermektedir.

3. DENEY DÜZENEGİ

Hazırlanan numunelerin optik soğurma spektrumlarının alınması ve kırılma indislerinin ölçümü için iki farklı deney düzeneği kullanılmıştır. Bu düzeneklerden birincisi yarıiletken katkılı cam numunelerin soğurma spektrumlarının alınmasında kullanılan bilgisayar kontrollü deney düzeneği ve ikincisi ise kırılma indisi ölçümleri için kullanılan Michelson girişimölçeridir.

3.1 Optik Soğurma Spektrumu Deney Düzeneği

Numunelerin soğurma spektrumlarının alınmasında kullanılan deney düzeneği sekiz temel kısımdan oluşan bilgisayar kontrollü bir sistemdir. Bu kısımlar sabit akım-gerilim güç kaynağı, tungsten halojen ışık kaynağı, ince mercekler, numune hücresi, monokromatör, silikon fotodedektör, optik güç okuyucu ve bilgisayardır. Optik soğurma düzeneğinin yapısı Çağdaş Allahverdi'nin yüksek lisans tezinde (2002) ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

Soğurma ölçümlerinde öncelikle tungsten halojen ışık lambasına ait güç kaynağının verdiği akımın kararlı hale gelmesi için beklenir. Daha sonra numune hücresinde numune yokken monokromatörün motoru bilgisayar tarafından döndürülerek 350-900 nm aralığında 1 nm'lik artışlarla giderek artan dalgalıboylarında ışık şiddeti ölçümleri alınır. Böylece belirtilen dalgalıboyu aralığında ışık şiddetinin dalgalıboyuna bağlı değeri kaydedilmiş olur. Kaydedilen bu değeri referans ışık şiddeti ($I_0(\lambda)$) değeri'dir. Daha sonra aynı işlemler numune hücresinde soğurma spektrumu alınacak numune varken gerçekleştirilir. Böylece numuneden çıkan ışığa ait ışık şiddeti değeri ($I(\lambda)$) kaydedilmiş olur. Bölüm 2.3'de (2.56) eşitliği ile verilen $I = I_0 e^{-\alpha d}$ ifadesinden hareketle, kalınlığı (d) bilinen numunelerin soğurma katsayıları

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{d} \ln \left(\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \right) \quad (3.1)$$

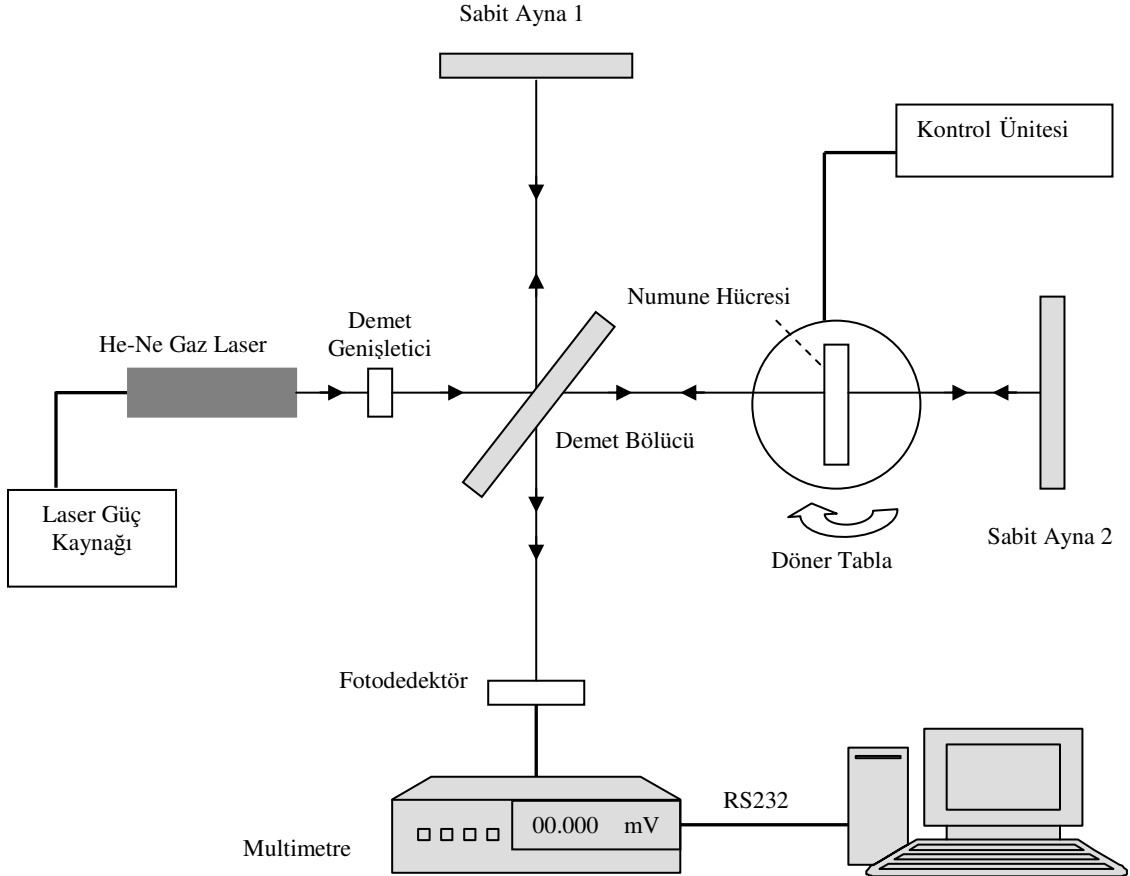
eşitliği ile hesaplanabilir. Böylece soğurma katsayısının, verilen dalgalıboylarına karşılık gelen ışık enerjisine bağlı olarak nasıl değeriştini gösteren grafikler bilgisayarda çizdirilerek, enerji- α optik soğurma spektrumu elde edilir.

3.2 Michelson Girişimölçeri Deney Düzeneği

Numunelerin kırılma indislerinin ölçümünde kullanılan düzenek Michelson girişimölçeridir

(Şekil 3.1). Ölçüm sistemi 12 ana parçadan oluşmaktadır. Bunlar sırasıyla laser güç kaynağı, 5 mW gücünde 632.8 nm He-Ne lineer polarize gaz laser, demet genişletici, demet bölücü, iki adet 30x30 mm düzlem ayna, motorize döner tabla, numune hücresi, döner tabla kontrol ünitesi, silikon fotodedektör, RS232 bağlantılı multimetre ve bilgisayardır.

He-Ne laserden çıkan koştut ışık, demet genişletici tarafından çapı genişletilerek geliş doğrultusuna 45^0 açıyla yerleştirilmiş demet bölücü üzerine düşer ve burada iki kola ayrılır. Bunlardan bir tanesi üst koldan 1 numaralı aynaya giden referans ışınken, diğeri de numunenin bulunduğu sağ koldan gidip numuneden geçerek 2 numaralı aynaya giden ışındır. 1 ve 2 numaralı aynalara dik olarak düşen bu ışınlar aynalar tarafından geliş doğrultularında geri yansıtılırlar ve yeniden demet bölücüye gelirler. Burada yeniden birleşen bu iki ışın fotodedektöre gider ve burada dairesel bir girişim deseni oluştururlar. Fotodedektörün ışığı kabul ettiği küçük açıklık girişim deseni üzerinde referans olarak seçilen bir saçağa yerleştirilir. Böylece bu referans noktadaki ışık şiddeti fotodedektör aracılığıyla elektrik sinyallerine dönüştürülür. Multimetre tarafından okunan bu değer RS232 bağlantısıyla bilgisayara aktarılır ve böylece fotodedektörün giriş penceresindeki ışık şiddeti değişimleri eş zamanlı olarak bilgisayarda gözlenebilir.



Şekil 3.1 Michelson Girişimölçeri deney düzeneği

4. NUMUNELERİN HAZIRLANMASI

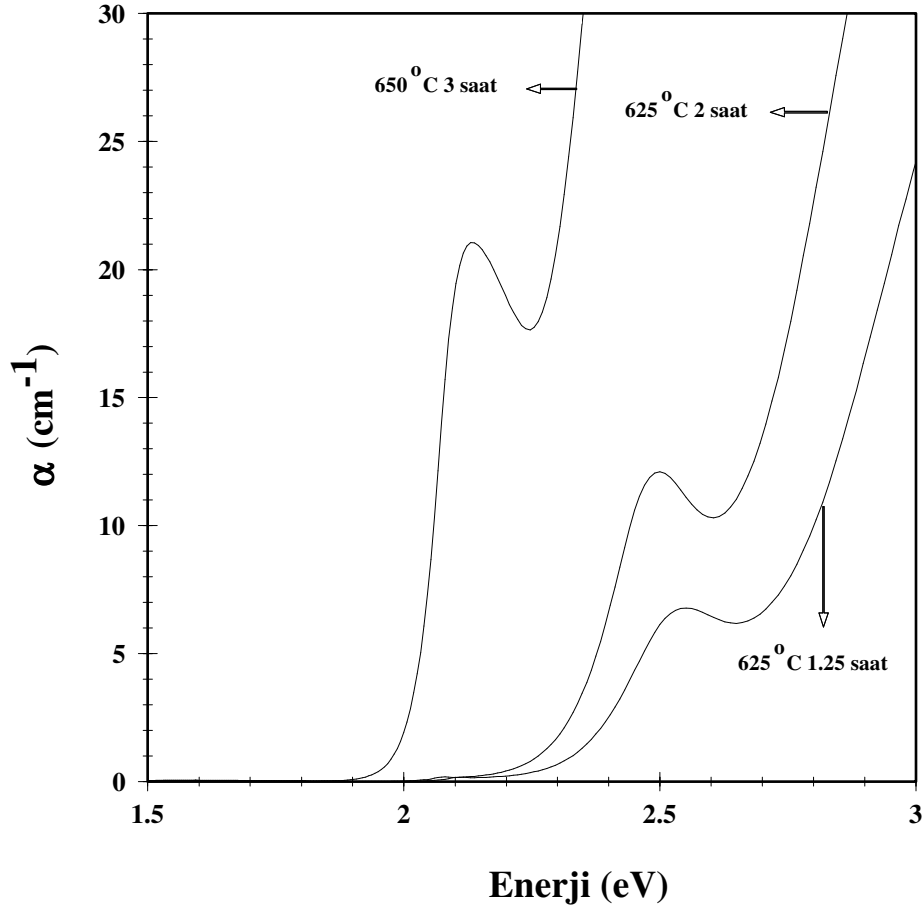
Kırılma indisi ölçülmek üzere hazırlanan numuneler, Schott firması tarafından üretilen CdSe katkılı RG695 ve CdTe katkılı RG850 tipi filtre camlardır. Bu camlar elmas testere aracılığıyla 15x15x1.5 mm boyutlarında numunelere kesilmiştir. Daha sonra bu numunelerden bazıları 1000⁰C'de yaklaşık olarak 10 dakika bekletildikten sonra hızlı bir şekilde oda sıcaklığına soğutulmuştur. Böylece başlangıçta koyu kırmızı olan numuneler renksiz bir görünüm kazanmışlardır. Saydam numunelere 550⁰C ile 675⁰C sıcaklıkları arasında çeşitli sürelerde ısıtıl işlem uygulanmıştır. Böylece numunelerin renk kazandığı görülmüştür. Bu işlemler sırasında numuneler platin bir levha üzerine konulmuştur.

Optik ölçümler için, fırınlama ve ısıtıl işlem uygulanmış olan bu numuneler kalın ve ince zımparalarla zımparalanmıştır. Zımparalama işleminin amacı numune kalınlıklarını düşürmek, yüzeylerini paralel hale getirmek ve numuneleri parlatma işlemi için hazırlamaktır. Parlatma işlemi için de temiz bir çuha üzerine 7 mikronluk elmas pasta (elmas macunu) sürülmüş ve bu çuha aracılığıyla parlatma gerçekleştirilmiştir. Zımparalama ve parlatma işlemi biten numuneler bir süre alkol içinde bekletilmiş ve daha sonra kurumaya bırakılmıştır. Kuruyan numunelerin kalınlıkları dijital mikrometre ile ölçülmüş ve bu kalınlık değerlerinin yaklaşık 0.4 mm ile 1.0 mm arasında olduğu görülmüştür. Böylece numuneler optik soğurma ve kırılma indisi ölçümleri için hazır hale getirilmiştir.

5. OPTİK SOĞURMA SPEKTRUMLARI

Bu bölümde, yapılan optik soğurma spektrumu ölçümlerinin sonuçları ve değerlendirilmesi verilmiştir.

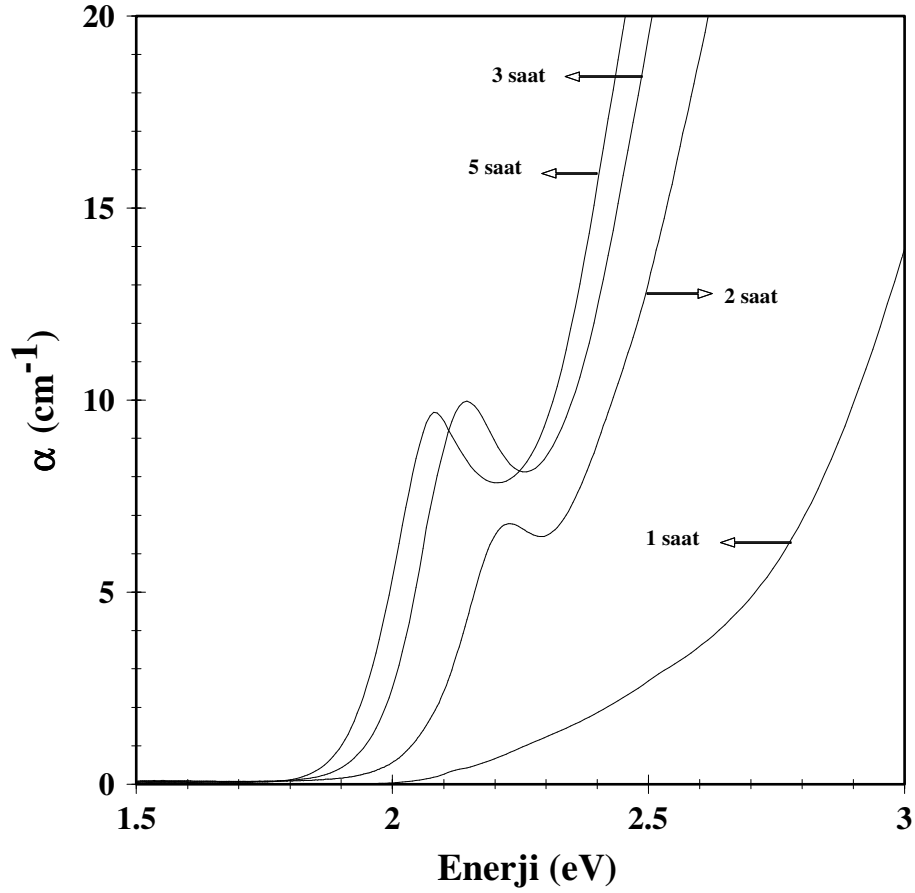
5.1 CdSe Katkılı Numunelerin Optik Soğurma Spektrumları



Şekil 5.1 1000⁰ C’de yaklaşık 10 dakika eritilmiş ve 625⁰ C’de 1.25 saat, 625⁰ C’de 2 saat ve 650⁰ C’de 3 saat ısıtılmış CdSe katkı (RG695 tipi) üç farklı cam numuneye ait optik soğurma eğrileri.

CdSe katkı numunelerin optik soğurma spektrumlarına bakıldığında 625⁰ C ’de 1.25 saat ısıtılmış numunenin 2.55 eV, 625⁰ C ’de 2 saat ısıtılmış numunenin 2.50 eV ve 650⁰ C ’de 3 saat ısıtılmış numunenin 2.12 eV enerji değerlerinde soğurma eğrilerinin yumuşak birer tepe verdiği görülmektedir.

5.2 CdTe Katkılı Numunelerin Optik Soğurma Spektrumları



Şekil 5.2 1000⁰C’de yaklaşık 10 dakika eritilmiş ve 550⁰C’de 16 saat üzerine sırasıyla 590⁰C’de 1 saat, 2 saat, 3 saat ve 5 saat ısıtıl işlem görmüş CdTe katkılı (RG850 tipi) dört farklı cam numuneye ait optik soğurma eğrileri.

CdTe katkılı numunelerin optik soğurma spektrumları incelendiğinde ise 590⁰C’de 2 saat ısıtıl işlem gören numunenin 2.21 eV, 590⁰C’de 3 saat ısıtıl işlem gören numunenin 2.13 eV ve 590⁰C’de 5 saat ısıtıl işlem gören numunenin 2.07 eV enerji değerlerinde soğurma eğrilerinin yumuşak birer tepe verdiği görülmektedir. Soğurma ölçümlerinin alındığı enerji aralığında 590⁰C’de 1 saat ısıtıl işlem görmüş olan numunenin soğurma tepesi vermediği görülmüştür.

Şekil 5.1 ve Şekil 5.2 ile verilen optik soğurma eğrilerinde gözlenen bu tepeler ve onlara karşılık gelen enerji değerleri, kuantum noktaları içerisinde hapis durumda bulunan eksitonlara ait birinci enerji seviyelerini vermektedir. Isıl işlem süresi ve sıcaklığının artmasıyla, numunelerde ışığın soğurulması daha düşük enerjilerde gerçekleşmektedir.

5.3 Kuantum Noktalarının Yarıçaplarının Belirlenmesi

Bölüm 2.1’de bir kuantum noktasına ait enerji düzeyleri bulunmuştu. (2.19) eşitliği ile verilen bu enerji düzeylerine yarıiletkenlere özgü yasak enerji aralığını da ekleyerek, bir kuantum noktasının enerji düzeyini yarıçapı R ’ye bağlı olarak (5.1) eşitliği ile verebiliriz (Henneberger vd., 1991).

$$E_{n,l}(R) = E_g + \frac{A_{n,l}}{R^2} \quad (5.1)$$

$$A_{n,l} = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{X_{n_e, l_e}^2}{m_e^*} + \frac{X_{n_h, l_h}^2}{m_h^*} \right] \quad (5.2)$$

Şekil 5.1 ve Şekil 5.2 ile verilen optik soğurma spektrumlarında 1s-1s geçişine karşılık gelen birinci eksiton tepesi için küresel Bessel fonksiyonunun kökü $X_{n_e, l_e} = X_{n_h, l_h} = X_{1,0} = \pi$ değerini almaktadır. Böylece (5.2) ifadesinden hareketle (5.3) eşitliği elde edilir.

$$A_{1,0} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu} \quad (5.3)$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (5.4)$$

Elde edilen bu sonuçlar da (5.1) eşitliğinde kullanılır ve gerekli işlemler yapılırsa kuantum noktalarının ortalama yarıçaplarının hesabında kullanılacak olan (5.5) eşitliğine ulaşılır.

$$R_{ort} = \left[\frac{A_{1,0}}{E_{1,0} - E_g} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu(E_{1,0} - E_g)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.5)$$

5.3.1 CdSe Kuantum Noktalarının Yarıçapları

(5.4) ve (5.5) eşitlikleri kullanılarak CdSe kuantum noktalarının ortalama yarıçaplarının hesabında, elektron etkin kütlesi için $m_e^* = 0.15m_0$, delik etkin kütlesi için $m_h^* = 0.90m_0$ ve bulk yapıdaki CdSe için yasak bant genişliği $E_g = 1.727$ eV olarak alınmıştır (Madelung, 1982). Burada $m_0 = 9.11 \times 10^{-31}$ kg değeri, elektronun durgun kütesini ifade etmektedir. Bu bilgilerden hareketle CdSe nanoparçacıklarının ortalama yarıçapları için (5.6) ifadesi elde edilebilir.

$$R_{ort}(nm) = \sqrt{\frac{2.94}{\Delta E(eV)}} \quad (5.6)$$

Bu ifadede $\Delta E(eV)$ terimi elektronvolt cinsinden $(E_{1,0} - E_g)$ farkını temsil etmektedir. CdSe katkılı farklı numuneler için Şekil 5.1 ile verilen soğurma eğrilerinden elde edilen birinci eksiton tepelerinin enerji değerleri $(E_{1,0})$ ve (5.6) eşitliği kullanılarak elde edilen kuantum noktalarının ortalama yarıçapları (R_{ort}) Çizelge 5.1 ile verilmiştir.

Çizelge 5.1 CdSe kuantum noktalarının ortalama yarıçapları ve birinci eksiton enerjileri

Isıl işlem sıcaklığı ve süresi	625 °C 'de 1.25 saat	625 °C 'de 2 saat	650 °C 'de 3 saat
$E_{1,0}$	2.55 eV	2.50 eV	2.12 eV
R_{ort}	1.89 nm	1.95 nm	2.75 nm

5.3.2 CdTe Kuantum Noktalarının Yarıçapları

Yine (5.4) ve (5.5) eşitlikleri kullanılarak CdTe kuantum noktalarının yarıçaplarının hesabında, elektron etkin kütlesi için $m_e^* = 0.09m_0$, delik etkin kütlesi için $m_h^* = 0.40m_0$ ve bulk yapıdaki CdTe için yasak bant genişliği $E_g = 1.606$ eV olarak alınmıştır. Bu bilgiler ışığında CdTe nanoparçacıklarının ortalama yarıçapı şöyle yazılabilir:

$$R_{ort}(nm) = \sqrt{\frac{5.13}{\Delta E(eV)}} \quad (5.7)$$

CdTe katkılı farklı numuneler için Şekil 5.2 ile verilen soğurma eğrilerinden elde edilen birinci eksiton tepelerinin enerji değerleri $(E_{1,0})$ ve (5.7) eşitliği kullanılarak elde edilen kuantum noktalarının ortalama yarıçapları (R_{ort}) Çizelge 5.2 ile verilmiştir.

Çizelge 5.2 CdTe kuantum noktalarının ortalama yarıçapları ve birinci eksiton enerjileri

Isıl işlem sıcaklığı ve süresi	550 ⁰ C 'de 16 saat + 590 ⁰ C 'de 2 saat	550 ⁰ C 'de 16 saat + 590 ⁰ C 'de 3 saat	550 ⁰ C 'de 16 saat + 590 ⁰ C 'de 5 saat
$E_{1,0}$	2.21 eV	2.13 eV	2.07 eV
R_{ort}	2.91 nm	3.13 nm	3.33 nm

Çizelge 5.1 ve Çizelge 5.2'deki veriler incelendiğinde, numuneye uygulanan ısı işlem süresi ve sıcaklığının artışıyla birlikte, Şekil 5.1 ve 5.2'de gözlenen birinci eksiton soğurma tepelerinin daha düşük enerji değerlerinde gerçekleştiği ve (5.1) ile (5.5) bağıntıları gereğince kuantum noktalarının ortalama yarıçaplarının büyüdüğü görülmektedir.

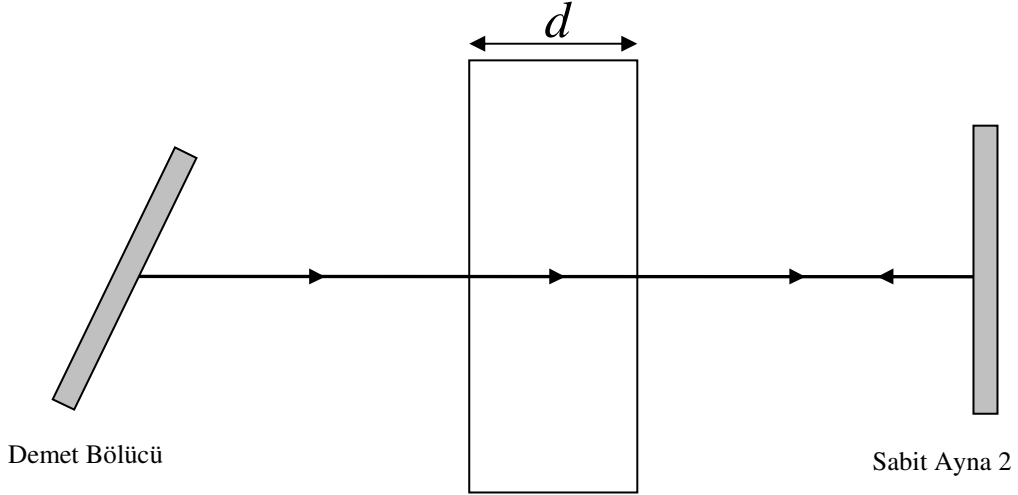
6. KIRILMA İNDİSİ ÖLÇÜMLERİ

Bu bölümde Michelson Girişimölçeri deney düzeneği kullanılarak yapılan kırılma indisi ölçümlerinde kullanılan ölçüm yöntemi, kullanılan denklemler ve elde edilen sonuçlar incelenmektedir.

6.1 Kırılma İndisi Ölçüm Yöntemi

Kırılma indisi ölçülecek olan numune döner tabla üzerinde bulunan numune hücreğine yerleştirilir (Şekil 3.1). Daha sonra motorize döner tabla, demet bölücünden gelen ışınla, paralel plaka şeklinde hazırlanmış olan numunenin yüzey normali birbirlerine paralel hale gelinceye kadar, kontrol ünitesi aracılığıyla döndürülür. Ölçümler esnasında dikkat edilmesi gereken bir diğer husus da numune ve döner tablanın oluşturduğu sistemin dönme ekseninin, gelen ışınla aralarındaki açı 90^0 olacak şekilde kesişmesidir. Bu şartlar gerçekleştirildikten sonra girişim deseni kararlı hale gelinceye kadar beklenir. Kararlılık sağlandığı anda fotodedektörün giriş penceresi üzerine denk gelen aydınlık ya da karanlık saçığa ait ışık şiddeti değeri multimetre tarafından okunarak bilgisayara aktarılır ve ölçüm başlar. 1 numaralı aynadan yansıyor gelen referans ışın ile numune içinden geçerek gelen ışın arasında optik yol farkı yaratılmadıkça girişim deseni kararlılığını koruyacak ve fotodedektörün ölçeceği ışık şiddeti değeri değişmeyecektir.

Bilgisayarda ışık şiddetinin sabit olduğu gözlemlendikten sonra, motorize döner tabla kontrol ünitesi aracılığıyla döndürülmeye başlanır. Başlangıçta numune yüzeyine dik olarak düşen ışık (Şekil 6.1), numunenin dönmesiyle birlikte giderek artan bir kırılmaya uğrar. Bu durum ışığın hava içinde aldığı optik yolun azalmasına ve bu esnada ışığın numune içindeki optik yolunun artmasına neden olur. Bütün bunlar girişim veren ışınlar arasındaki optik yol farkının sürekli değişmesine ve girişim desenindeki saçakların kayma yapmasına neden olur. Bu kaymalar esnasında fotodedektörün giriş penceresinden sırasıyla aydınlık ve karanlık saçaklar geçerler ve böylece bilgisayarda zamanla yaklaşık sinüzoidal olarak değişen bir şiddet dağılımı gözlenir. Bu şekilde bilgisayardaki dağılım gözlenerek verilen bir dönüş açısı altında kaç tane saçığın kayma yaptığı belirlenebilir.



Şekil 6.1 Başlangıçta ışığın numune yüzeyine dik olarak düşmesi.

Kayma yapan saçakların sayısına m ve laser ışığının dalga boyuna da λ dersek numunenin döndürülmesi esnasında oluşan optik yol farkı ($\Delta\Gamma$) şu şekilde verilir:

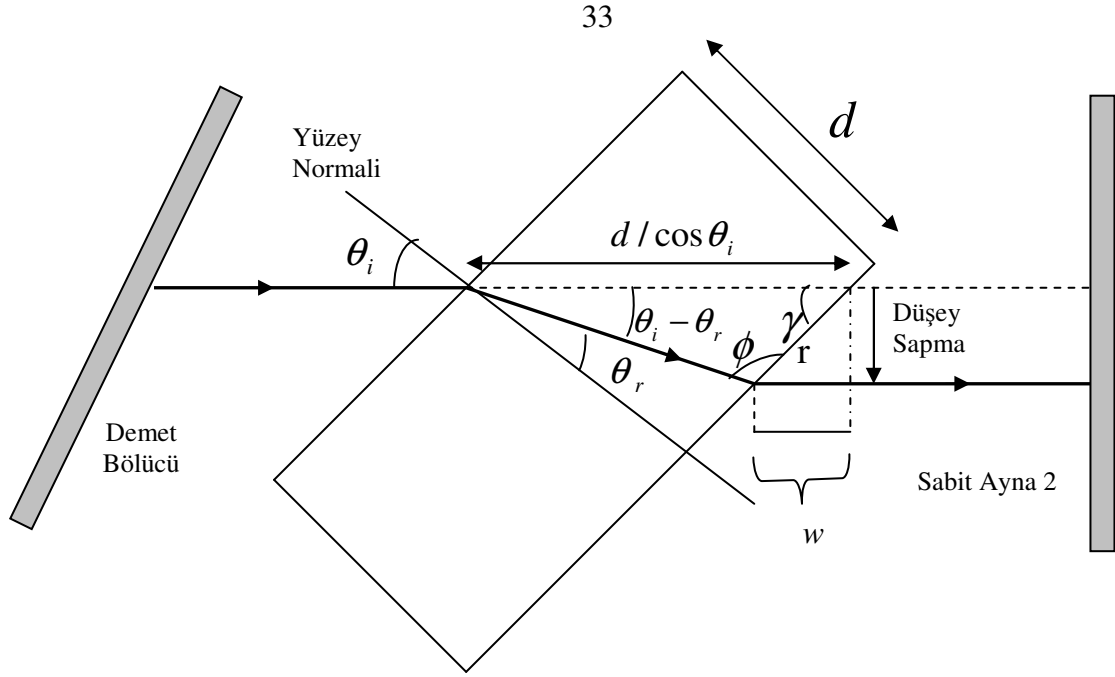
$$\Delta\Gamma = m\lambda \quad (6.1)$$

Referans ışının optik yolunda herhangi bir değişim olmadığı için, optik yol farkı numune kolundaki ışıktan kaynaklanır. Numune kolundaki optik yol

$$\Gamma = (n_{numune} \times L_{numune}) + (n_{hava} \times L_{hava}) \quad (6.2)$$

ile verilir. Burada $n_{numune} = n_n$ ve $n_{hava} = n_h$ sırasıyla numune ve havanın kırılma indislerini, $L_{numune} = L_n$ ve $L_{hava} = L_h$ ise sırasıyla ışığın numune ve hava içerisinde katettiği geometrik yolları simgelemektedir. Böylece optik yol farkı, (6.2) eşitliğinden hareketle şu şekilde verilebilir:

$$\Delta\Gamma = (n_n \times \Delta L_n) + (n_h \times \Delta L_h) \quad (6.3)$$



Şekil 6.2 Numunenin θ_i açısı kadar döndürülmesiyle oluşan geometri.

Numunenin döndürülmesi ile birlikte ışık kırılmaya uğrayacak ve numune içindeki geometrik yolu artacaktır. Şekil 6.2'nin geometrisinden bu değişim:

$$\text{Numunedeki geometrik yol değişimi : } \Delta L_n = \frac{d}{\cos \theta_r} - d = d \left(\frac{1}{\cos \theta_r} - 1 \right) \quad (6.4)$$

Kırılma açısı olan θ_r 'nin bulunabilmesi için (2.59) eşitliği ile verilen Snell Kanunu kullanılır:

$$n_h \sin \theta_i = n_n \sin \theta_r \quad (6.5)$$

Buradan kırılma açısı şöyle yazılabilir:

$$\theta_r = \sin^{-1} \left(\frac{n_h}{n_n} \sin \theta_i \right) \quad (6.6)$$

(6.6) eşitliği (6.4) içinde kullanılarak ışığın numune içindeki geometrik yol değişimi için şu ifadeye ulaşılır:

$$\Delta L_n = d \left(\frac{1}{\cos \theta_r} - 1 \right) = d \left(\frac{1}{\cos \left\{ \sin^{-1} \left(\frac{n_h}{n_n} \sin \theta_i \right) \right\}} - 1 \right) \quad (6.7)$$

Işık numune döndürüldükten sonra Şekil 6.2’de gösterilen kesikli yolu izleseydi havada aldığı geometrik yol farkı

$$\Delta L_h = -d \left(\frac{1}{\cos \theta_i} - 1 \right) \quad (6.8)$$

olacaktı. Bu eşitlikteki eksi işareti havadaki geometrik yolun azaldığını göstermektedir. Ancak ışık kırılmaya uğradığı için numuneden çıkışı esnasında numuneye giriş doğrultusuna göre düşey ekseninde bir sapmaya uğrayacak ve bu sapma da havadaki optik yolu w kadar arttıracaktır. Bu artışı hesaplayabilmek için Şekil 6.2’ye dikkat edelim:

Şeklin geometrisinden şu eşitlikler yazılabilir:

$$\gamma = 90 - \theta_i \quad (6.9)$$

$$\begin{aligned} \phi &= 180 - \gamma - (\theta_i - \theta_r) \\ &= 180 - (90 - \theta_i) - (\theta_i - \theta_r) \\ &= 90 + \theta_r \end{aligned} \quad (6.10)$$

Sinüs kuralından hareketle

$$\frac{r}{\sin(\theta_i - \theta_r)} = \frac{d/\cos \theta_i}{\sin \phi} = \frac{d/\cos \theta_i}{\sin(90 + \theta_r)} \quad (6.11)$$

eşitliğine ulaşılır. Bu eşitlikten r ’yi çekersek

$$r = \frac{d \sin(\theta_i - \theta_r) / \cos \theta_i}{\sin(90 + \theta_r)} \quad (6.12)$$

elde edilecektir. Yeniden Şekil 6.2’nin geometrisinden $w = r \sin \theta_i$ olduğunu görüp r için (6.12) eşitliğini kullanırsak ışığın havadaki geometrik yolundaki artış miktarı:

$$w = \frac{d \sin(\theta_i - \theta_r) \tan \theta_i}{\sin(90 + \theta_r)} \quad (6.13)$$

eşitliği ile verilecektir. Böylece ışığın havadaki geometrik yolundaki gerçek değişim (6.8) ve (6.13) ifadelerinin toplamıyla verilecektir.

$$\Delta L_h = d \left(\frac{\sin(\theta_i - \theta_r) \tan \theta_i}{\sin(90 + \theta_r)} - \left(\frac{1}{\cos \theta_i} - 1 \right) \right) \quad (6.14)$$

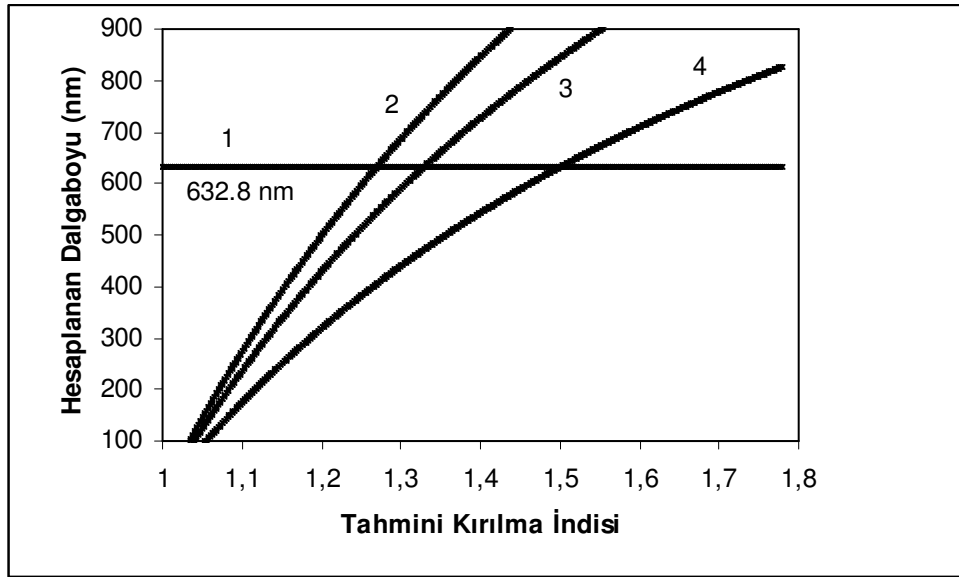
Numunenin döndürülmesiyle birlikte, ışığın numune içindeki geometrik yol değişimini veren (6.7) eşitliği ile ışığın havadaki geometrik yol değişimini veren (6.14) eşitliğini (6.3) numaralı denklemde beraber kullanırsak, numunenin kontrollü döner tabla aracılığıyla θ_i açısı kadar döndürülmesi sonucu oluşan optik yol farkını buluruz.

$$\Delta\Gamma = n_n d \left[\frac{1}{\cos \left\{ \sin^{-1} \left(\frac{n_h}{n_n} \sin \theta_i \right) \right\}} - 1 \right] + n_h d \left[\frac{\sin(\theta_i - \theta_r) \tan \theta_i}{\sin(90 + \theta_r)} - \left(\frac{1}{\cos \theta_i} - 1 \right) \right] \quad (6.15)$$

(6.15) eşitliği ile verilen optik yol farkını (6.1) eşitliği ile verilen Michelson girişimölçer denklemine yerleştirirsek ve ışığın numune içinden iki kez geçtiği gerçeğini göz önünde bulundurursak, kırılma indisi ölçümlerinde kullanacağımız (6.16) eşitliğine ulaşırız.

$$m\lambda = 2n_n d \left[\frac{1}{\cos \left\{ \sin^{-1} \left(\frac{n_h}{n_n} \sin \theta_i \right) \right\}} - 1 \right] + 2n_h d \left[\frac{\sin(\theta_i - \theta_r) \tan \theta_i}{\sin(90 + \theta_r)} - \left(\frac{1}{\cos \theta_i} - 1 \right) \right] \quad (6.16)$$

Bu eşitlik transandantal bir denklemdir. Bu nedenle, (6.16) ifadesinden numunenin kırılma indisi n_n için bir eşitlik türetmek olanaksızdır. Bu zorluktan kurtulmak için öncelikle (6.16) eşitliğinin her iki tarafı m ile bölünerek dalgaboyu λ için bir eşitlik elde edilir. Excel’de bu eşitlik için hazırlanan bir çalışma sayfasına numunenin dönme açısı θ_i , numune kalınlığı d , kayma yapan saçak sayısı m ve havanın kırılma indisi olan n_h değerleri girilir. Daha sonra Excel’deki bu transandantal modele $n_n = 1.000$ ’dan başlayarak $n_n = 2.000$ ’a kadar devam eden ve 0.001’lik adımlar halinde arttırılan “tahmini” kırılma indisi değerleri girilir ve bunlara karşılık gelen λ değerleri elde edilir. Deneyde kullanılan laserin dalgaboyu olan $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ değerini veren n_n , numune için aradığımız kırılma indisi değeridir. Bu işlemlerin görsel olarak bir anlatımını sunmak için, Bölüm 6.2 de ölçüm sonuçları detaylarıyla verilen 3 CdSe katkılı numune için örnek bir grafik çizdirilmiştir. Şekil 6.3 bu grafiği göstermektedir.



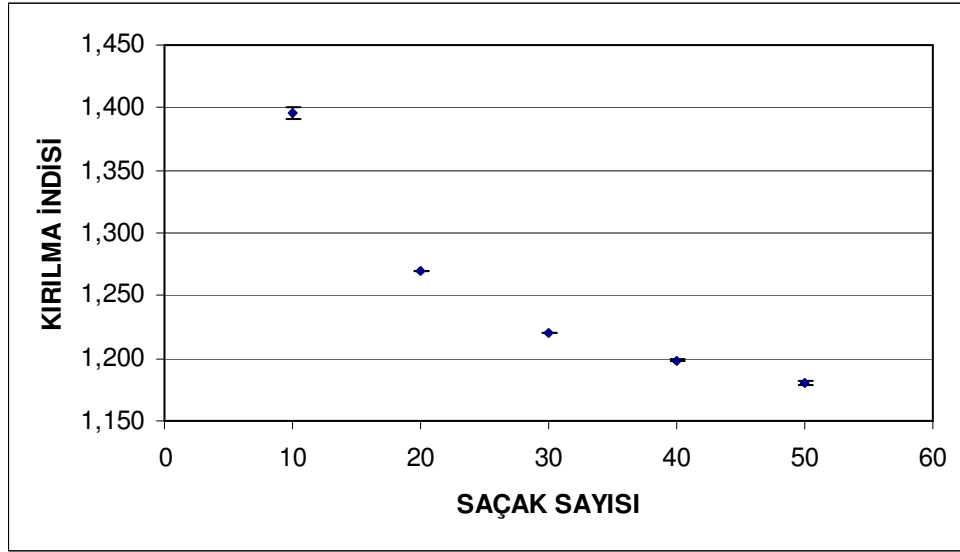
Şekil 6.3 Kırılma indisi ölçüm yönteminin grafik sunumu.

Şekil 6.3’de kırılma indisi ölçümleri gerçekleştirilmiş 3 CdSe katkılı numunenin grafikleri görülmektedir. Yukarıda bahsi geçen transandantal modele her bir numunenin kalınlığı, dönme açısı, bu açiya karşılık gelen saçak sayısı değerleri girildikten sonra yatay eksendeki her bir tahmini kırılma indisi değerine karşılık modelin hesapladığı dalgaboyu değerleri (6.16) denkleminde bulunmuş ve elde edilen değerler grafiğe aktarılmıştır. Grafikte yatay çizgi ile temsil edilen 1 numaralı seri, deneyde kullanılan laserin dalgaboyu olan $\lambda = 632.8\text{ nm}$ değerini temsil etmektedir. 2, 3 ve 4 olarak isimlendirilen eğriler de sırasıyla 625°C ’de 1.25 saat, 2 saat ve 650°C ’de 3 saat ısıtma işlemi görmüş olan CdSe katkılı 3 numuneye ait olan ve transandantal modelce hesaplanan, dalgaboyu değerlerinin tahmini kırılma indisi değerlerine bağlı olarak değişimini gösteren eğrilerdir. 2, 3 ve 4 numaralı eğrilerin 1 numaralı yatay çizgiyle kesiştiği noktalar belirlendikten sonra bu noktaların yatay eksen üzerindeki izdüşümleri bulunabilir. İşte bu izdüşüm noktalarındaki tahmini kırılma indisi değerleri, bahsi geçen 3 numune için aradığımız kırılma indisi değerleridir.

6.2 Kırılma İndisi Ölçüm Sonuçları

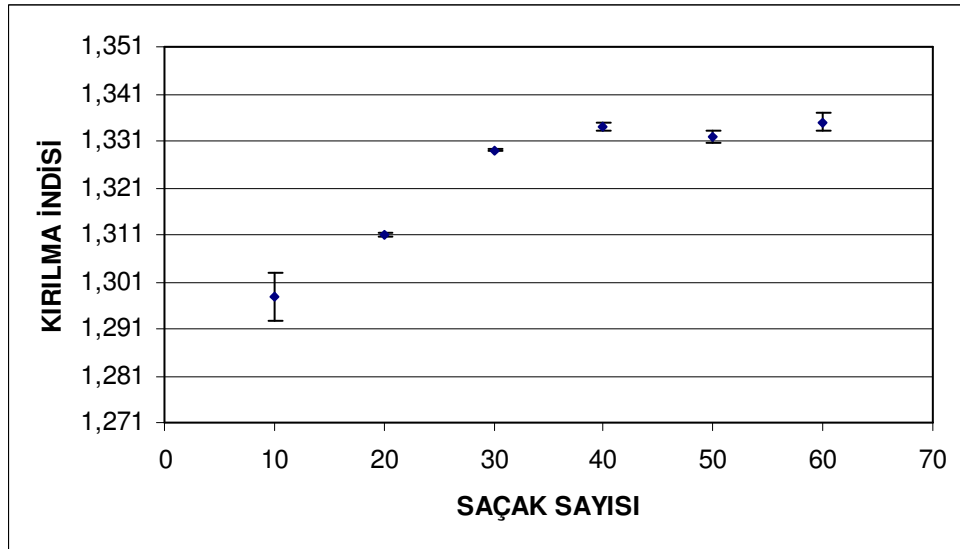
Optik soğurma spektrumu alınan ve içerisindeki ortalama parçacık yarıçapı belirlenmiş olan numuneler, kırılma indisi ölçümü için Michelson Girişimölçeri deney düzeneğine yerleştirilmiş ve her bir numune çeşitli açılar altında döndürülerek bu açılara denk gelen saçak sayıları ve kırılma indisi değerleri belirlenmiştir. Daha sonra her bir numune için farklı saçak sayıları kullanılarak gerçekleştirilen kırılma indisi ölçüm sonuçları grafiklere aktarılmıştır.

Ölçümleri gerçekleştirilen bu numunelere ait grafikler aşağıda görülmektedir.



Şekil 6.4 625⁰ C 'de 1.25 saat ısıtıl işlem görmüş CdSe katkılı numuneye ait kırılma indisi ölçümleri.

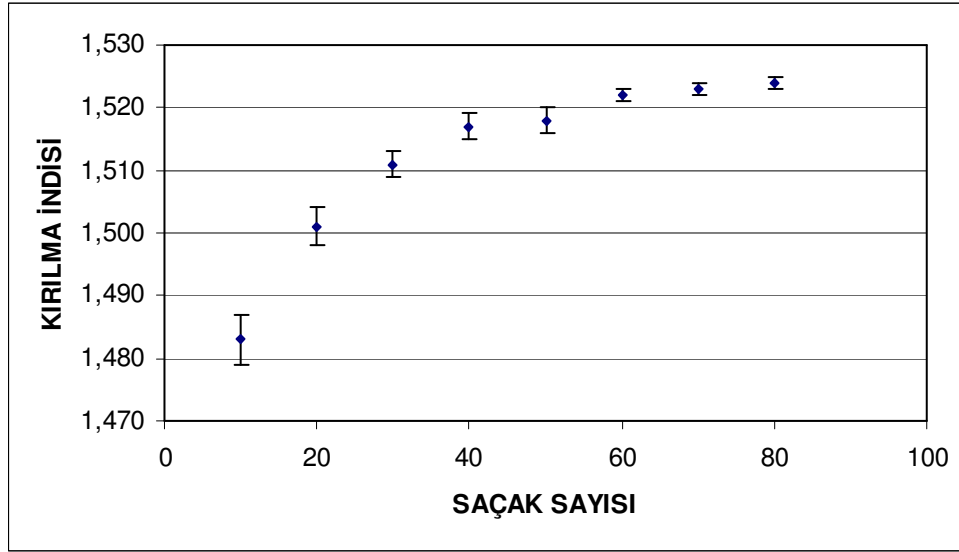
Şekil 6.4'te 625⁰ C sıcaklıkta 1.25 saat ısıtıl işlem görmüş olan CdSe katkılı numunenin 10, 20, 30, 40 ve 50 girişim saçığının kayması neticesinde ölçülen açılar kullanılarak hesaplanmış kırılma indisi değerleri görülmektedir.



Şekil 6.5 625⁰ C 'de 2 saat ısıtıl işlem görmüş CdSe katkılı numuneye ait kırılma indisi ölçümleri.

Şekil 6.5'te 625⁰ C 'de 2 saat ısıtıl işlem görmüş CdSe katkılı numunenin 10, 20, 30, 40, 50 ve

60 saçak kullanılarak elde edilen kırılma indisi ölçüm sonuçları görülmektedir.



Şekil 6.6 $650^{\circ}C$ 'de 3 saat ısıtıl işlem görmüş CdSe katkılı numuneye ait kırılma indisi ölçümleri.

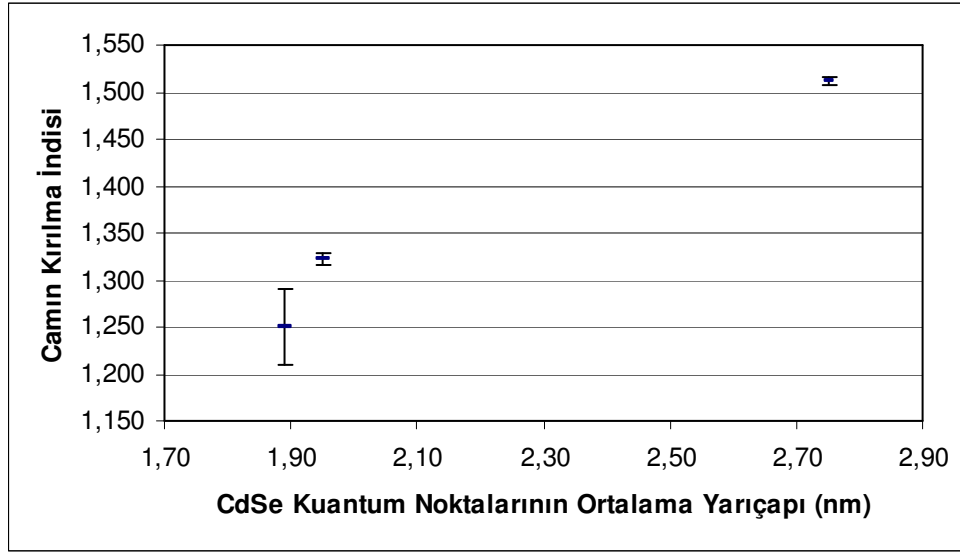
Kırılma indisi ölçümleri gerçekleştirilen $650^{\circ}C$ 'de 3 saat ısıtıl işlem uygulanmış CdSe katkılı numune için 10'dan 80'e kadar 10'ar 10'ar artan saçak sayılarında ölçüm alınabilmektedir. Yapılan ölçümler sonucunda CdSe katkılı numuneler için elde edilen kırılma indisi değerlerinin ortalamaları standart sapmalarıyla birlikte Çizelge 6.1'de verilmektedir.

Çizelge 6.1 CdSe nanokristal katkılı cam numunelerin kırılma indisleri.

Isıl İşlem Süresi ve Sıcaklığı	Katkı Türü	Numune Kalınlığı	Kırılma İndisi
$625^{\circ}C$ 'de 1,25 saat	CdSe	0,465 mm	$1,25 \pm 0,04$
$625^{\circ}C$ 'de 2 saat	CdSe	0,485 mm	$1,323 \pm 0,006$
$650^{\circ}C$ 'de 3 saat	CdSe	0,570 mm	$1,512 \pm 0,005$

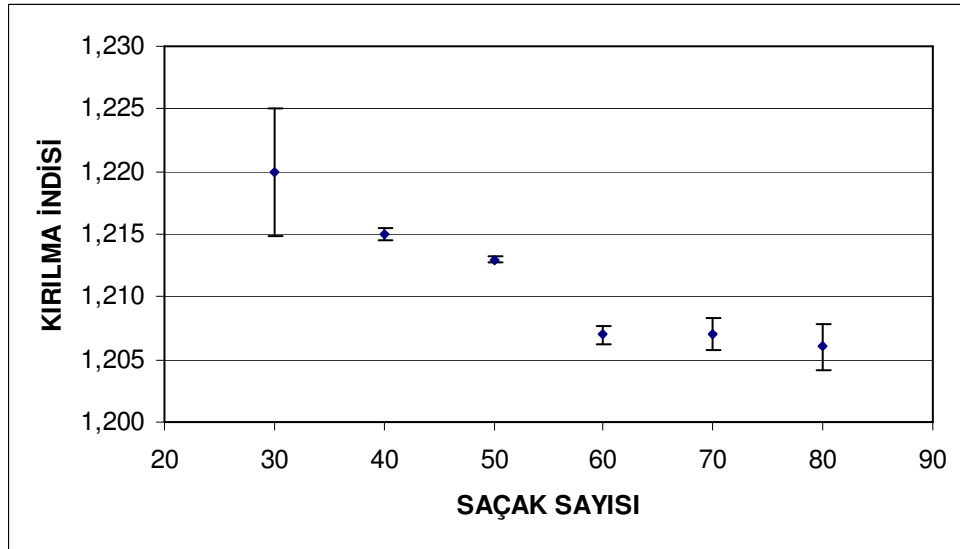
CdSe katkılı numunelerin Çizelge 6.1 ile verilen kırılma indisi değerleri, Çizelge 5.1'de verilen kuantum noktaları ortalama yarıçapları ile beraber değerlendirildiğinde, uygulanan ısıtıl işlem süresi ve sıcaklığının daha büyük olduğu numunelerde ortalama parçacık yarıçapının ve kırılma indisi değerlerinin de büyüdüğü görülmektedir. Bu sonuçlara göre cam numuneler içerisinde büyütülen kuantum noktalarının boyutlarının artmasıyla birlikte numunelere ait

kırılma indisi değerleri de artış göstermektedir. Bu artış Şekil 6.7 ile verilmektedir.



Şekil 6.7 Kırılma indisinin cam içindeki kuantum noktası yarıçapına bağlı olarak değişimi.

Hazırlanmış olan CdTe katkılı cam numuneler içinde kırılma indisi ölçümü yalnızca $550^{\circ}C$ ’de 16 saat üzerine $590^{\circ}C$ ’de 2 saat ısıtılma işlemi gören numune için gerçekleştirilebilmiştir. Bu numunenin farklı saçak sayılarında alınan kırılma indisi ölçümleri de Şekil 6.8 ile verilmektedir.



Şekil 6.8 $550^{\circ}C$ ’de 16 saat ve $590^{\circ}C$ ’de 2 saat ısıtılma işlemi görmüş olan CdTe katkılı numunenin kırılma indisi ölçümleri.

Bu numunenin ölçüm sonuçları Çizelge 6.2’de görülebilir.

Çizelge 6.2 550⁰ C 'de 16 saat üzerine 590⁰ C 'de 2 saat ısıtıl işlem gören CdTe katkılı numunenin kırılma indisi ve içindeki ortalama parçacık yarıçapı.

Numune Kalınlığı	Ortalama Parçacık Yarıçapı	Kırılma İndisi
0,953 mm	2,91 nm	1,211 ± 0,002

6.3 Kırılma İndisi Ölçüm Yönteminin Test Edilmesi

Bu tez çalışmasında geliştirilmiş olan ölçüm yönteminin ve kullanılan yöntemlerin verdiği kırılma indisi değerlerinin gerçeğe uygunluğunun test edilebilmesi için, laboratuvarda bulunan ve kırılma indisi değeri literatürde verilmiş olan kuvars bir prizma kullanılmış ve kırılma indisi değerleri bir seri saçak sayısına bağlı olarak elde edilmiştir. Bahsi geçen prizma doğada bir çok formu bulunan kuvars mineralinin laboratuvar ortamında üretilen ve kaynamış kuvars olarak isimlendirilen bir çeşidinden yapılmıştır. Yapılan ölçümler sonucunda elde edilen kırılma indisi değeri Çizelge 6.3 ile verilmiştir.

Çizelge 6.3 Kaynamış kuvars için kırılma indisi ölçüm sonucu.

Numune	Kalınlık	632.8 nm Dalgaboyunda Ölçülen Kırılma İndisi
Kaynamış Kuvars	0.03 m	1.458 ± 0.002

Kaynamış kuvarsın Sodyum D çizgisi (589 nm) için literatürde verilen kırılma indisi değeri 1.458'dir. Ancak, deneyde kullanılan laserin dalgaboyu olan 632.8 nm için kaynamış kuvarsın kırılma indisi değeri dispersiyon tablolarında bulunamamış, sadece dispersiyon eğrilerinden 589 nm ile 632.8 nm aralığında kırılma indisinin çok küçük bir değişime uğradığı (10⁻³ mertebesinde) görülmüştür. Bu zorluktan kurtulabilmek için Sellmeier Dispersiyon denklemi kullanılabilir. Sellmeier denklemi belirli bir saydam ortam için kırılma indisi n ile dalgaboyu λ arasında bulunan ampirik bir ilişkiyi temsil eder ve (6.17) denklemi ile verilebilir.

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (6.17)$$

Bu ifadede $B_{1,2,3}$ ve $C_{1,2,3}$ değerleri deneysel olarak belirlenen Sellmeier katsayılarıdır. Bu

katsayılar genellikle kataloglarda mikrometre cinsinden ölçülen dalgaboyu için verilmektedir. Burada dikkat edilmesi gereken husus bu dalgaboyu değerinin ışığın boşluktaki dalgaboyu değeri olmasıdır. Kaynamış kuvars için bu katsayılar Çizelge 6.4 ile verilmektedir. Bu değerler CVI kataloğundan alınmıştır.

Çizelge 6.4 Kaynamış kuvars için Sellmeier katsayıları.

B_1	B_2	B_3	$C_1(\mu m^2)$	$C_2(\mu m^2)$	$C_3(\mu m^2)$
0.6961663	0.4079426	0.8974794	0.00467914826	0.01351206310	97.9340025

Kaynamış kuvars için Çizelge 6.4 ile verilen Sellmeier katsayılarının doğruluğunun test edilmesi için bu katsayılar (6.17) denkleminde yerleştirilerek Sodyum D çizgisi ($\lambda = 0.589\mu m$) için kaynamış kuvarsın kırılma indisi hesaplanmış ve kırılma indisi için 1.458 değeri bulunmuştur. Hesaplanan bu değer kaynamış kuvarsın verilen dalgaboyu için literatürdeki kırılma indisi değeriyle (1.458) tamamen uyum içindedir.

Doğruluğu test edilmiş olan Sellmeier katsayıları yine (6.17) denkleminde yerleştirilerek bu kez deneylerde kullanılan laser dalgaboyu olan $\lambda = 0.6328\mu m$ için denklemin verdiği sonuç hesaplanmıştır. Hesaplanan kırılma indisi değeri $n = 1.457$ 'dir. Bu değer Çizelge 6.3 ile verilen deneysel ölçüm sonucu olan $n = 1.458 \pm 0.002$ değeriyle karşılaştırılırsa, kaynamış kuvars için elde edilen sonuçların çok iyi uyum gösterdikleri görülebilir. Çizelge 6.5 bu uyumu ortaya koymaktadır.

Çizelge 6.5 Kaynamış kuvars için ölçülen ve hesaplanan kırılma indisi değerlerinin karşılaştırılması.

632.8 nm için Ölçülen Değer	632.8 nm İçin Sellmeier Denklemiyle Bulunan Değer
$n = 1.458 \pm 0.002$	$n = 1.457$

Elde edilen bu sonuç, deney düzeneğinin daha da iyileştirilmesi durumunda, elde edilen ölçüm yönteminin ve kullanılan denklemlerin gelecek için umut verici olduğunu ortaya koymaktadır.

7. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu tez çalışmasının ortaya koyduğu en önemli bulgu, Şekil 6.7’de görülen kırılma indisinin kuantum noktalarının ortalama yarıçapı ile artması sonucudur. Bu bölümde elde edilen bu sonuç tartışılacaktır.

Cam numunelerin içerdiği nanoparçacıkların (kuantum noktalarının) hacimsel oranını şu şekilde f ile tanımlayalım:

$$f \equiv \frac{\text{Nanoparçacıkların Toplam Hacmi}}{\text{Camın Toplam Hacmi}} \quad (7.1)$$

O halde birim hacimdeki parçacıkların sayısı N' :

$$N' = \frac{f}{\frac{4}{3}\pi R_{ort}^3} \quad (7.2)$$

Hazırladığımız numunelerden CdSe nanoparçacıkları içeren üç numuneyi ele alalım ve aşağıdaki Çizelge 7.1’de numunelerle ilgili elde ettiğimiz verilerden bu tartışmada kullanacağımız bazılarını tekrar özetleyelim.

Çizelge 7.1 CdSe katkılı numuneler için elde edilen bazı veriler.

Numune Numarası	Isıl işlem Sıcaklığı ve Süresi	Nanoparçacıkların Ortalama Yarıçapı	Birinci Eksiton Tepesinin Yüksekliği
1	625 ⁰ C , 1.25 saat	1.89 nm	6.8 cm ⁻¹
2	625 ⁰ C , 2 saat	1.95 nm	12.4 cm ⁻¹
3	650 ⁰ C , 3 saat	2.75 nm	21.2 cm ⁻¹

Parçacık yarıçapları Bölüm 5.3’de anlatıldığı gibi birinci eksiton tepelerinin enerji değerleri kullanılarak bulunmuştur. Her bir numune içinde bulunan birim hacimdeki parçacık sayısı birinci eksiton tepesinin yüksekliğiyle doğru orantılıdır. Numunelerin ışığı soğurması içinde bulunan nanoparçacıklardan kaynaklanmaktadır. Şekil 5.1’de görüldüğü gibi ısıtılma süresince parçacıklar büyümekte ve aynı zamanda sayıları da artmaktadır. Isıl işlemin sürmesi ile soğurma spektrumunda gözlenen birinci eksiton tepesinin yüksekliğinin artması ve

kırmızıya kayması bunun göstergesidir. Bu nedenle parçacıkların ısıtma işlemi ile büyümesi süresince cam içindeki Cd ve Se elementleri tüketilmekte ve bunun sonucunda nanoparçacıkların hacimsel oranı f , birim hacimdeki parçacıkların sayısı N' ve parçacıkların ortalama yarıçapı artmaktadır.

Şimdi birinci numunenin f_1 , R_1 ve N'_1 değerleri cinsinden diğer numunelerin aynı değerlerini Çizelge 7.2'de ifade edelim.

Çizelge 7.2 CdSe katkılı numunelerin R , f ve N' değerlerinin karşılaştırılması.

Numune Numarası	R	f	N'
1	1	1	1
2	1.032	1.824	1.660
3	1.455	3.118	1.012

Çizelge 7.2'deki N' değerleri denklem (7.2) kullanılarak bulunmuştur. Hesaplamalarda parçacıkların hacimsel oranı f 'nin birinci eksiton tepesinin yüksekliğiyle orantılı olduğu varsayılmıştır. Bölüm 2.4'de kırılma indisi için elde edilen denklem (2.75), $N \rightarrow NN'$ değişikliğiyle, şu şekilde tekrar yazılırsa

$$n = 1 + \gamma N' \quad (7.3)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\gamma = Nq_e^2 / 2\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)$ olup her numune için sabittir. Yalnız dikkat edilmesi gereken nokta şudur: Denklem (7.3) ve (2.75)'deki N ile yukarıda yazdığımız denklem (7.2)'deki N' aynı değildir. Ancak her bir parçacık için, yarıçapı ne olursa olsun, birim hacimdeki yük miktarı N sabit alınabilir. Çizelge (7.2)'den görüldüğü gibi 2 numaralı numune için birim hacimdeki parçacıkların sayısı 1 numaralı numunedeki parçacıkların sayısının 1.66 katıdır.

$$\frac{N'_2}{N'_1} = 1.66 \quad (7.4)$$

Denklem (7.3) kullanılarak

$$\frac{n_2 - 1}{n_1 - 1} = \frac{N'_2}{N'_1} = 1.66 \quad (7.5)$$

Çizelge 6.1'den n_1 ve n_2 kırılma indisi değerleri yerine konularak

$$\frac{1.323 - 1}{1.25 - 1} = 1.29 \quad (7.6)$$

elde edilir. Bu sonuç 1 ve 2 numuneleri için kırılma indisinin, kuramın öngördüğünden daha az bir artışa sahip olduğunu göstermektedir. 3 numaralı numune için kuram, birim hacimdeki parçacıkların sayısında 1 numunesine göre bir artış öngörmekte, ancak bu artış 2 numunesinin çok gerisinde kalmaktadır. Buna göre kuram, 3 numaralı numune için 1 ve 2 numuneleri arasında bir kırılma indisi değeri öngörmektedir. Bu deneysel olarak gözlenememiştir.

Daha fazla numune kullanılarak yapılacak ölçümlerden elde edilecek kırılma indisi ve ortalama parçacık yarıçapı değerleri, kuramı daha doğru bir şekilde sınamamızı sağlayacaktır. Ayrıca küçük parçacıklardan ışığın saçılmasını inceleyen Mie saçılma kuramının sonuçların açıklanmasında kullanılması, deneysel verilerin daha tutarlı bir şekilde değerlendirilmesini sağlayacaktır. Çünkü Mie saçılma kuramında saçılma tesir kesiti parçacık yarıçapının küpüyle orantılı olarak değişmektedir.

KAYNAKLAR

- Allahverdi, Ç., (2002), Cam İçinde CdTe Kuantum Noktalarının Büyüme Kinetiği, YTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Dvovyan, K.G., Kazaryan, E.M. ve Petrosyan, L.S., (2005), “Electronic States In Quantum Dots With Ellipsoidal Symmetry”, *Physica E*, 28:333-338.
- Feynman, R.P., Leighton, R.B. ve Sands, M.L., (1989), *The Feynman Lectures On Physics: Commemorative Issue*, Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts.
- Griffiths, D., (1989), *Introduction To Electrodynamics*, Prentice-Hall, New Jersey.
- Halliday, D., Resnick, R. ve Walker, J., (1997), *Fundamentals of Physics:Extended*, John-Wiley & Sons, New York.
- Hecht, E., (2002), *Optics*, Addison Wesley, San Francisco.
- Henneberger, F., Puls, J., Spiegelberg, C., Schulzgen, A., Rossman, H., Jungnickel, V. ve Ekimov, A.I., “Optical and Electro-optical Properties of II-VI Quantum Dots”, *Semiconductor Science and Technology*, 6(9A):41-50
- Ironside, C.N., Cullen, T.C., Bhumbra, B.S., Bell, J., Banyai, W.C., Finlayson, N., Seaton, C.T. ve Stegeman G.I., “Nonlinear-Optical Effects in Ion-Exchanged Semiconductor-Doped Glass Waveguides”, *Journal of the Optical Society of America B*, 5(2):492-495
- Jenkins, F.A. ve White, H.E., (1976), *Fundamentals of Optics*, Mc-Graw Hill Education.
- Madelung, O., (1982), *Semiconductors: Properties of II-VI Compounds*, Springer, Berlin.
- Yuang, Y.S., Chen, Y.F., Lee, Y.Y. ve Liu, L.C., (1994), “Photothermal Deflection and Photoluminescence Studies of CdS and CdSe Quantum Dots”, *Journal of Applied Physics*, 76(5):3041-3044.

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi 15.05.1980

Doğum yeri İstanbul

Lise 1994-1997 Ümraniye Namık Kemal Lisesi

Lisans 1998-2002 Yeditepe Üniversitesi
Fizik Bölümü (Burslu)

Yüksek Lisans 2002-2006 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Çalıştığı kurum(lar)

2000-2002 Yeditepe Üniversitesi Fizik Bölümü
Öğrenci Asistanı

2004- Yeditepe Üniversitesi Fizik Bölümü
Araştırma Görevlisi